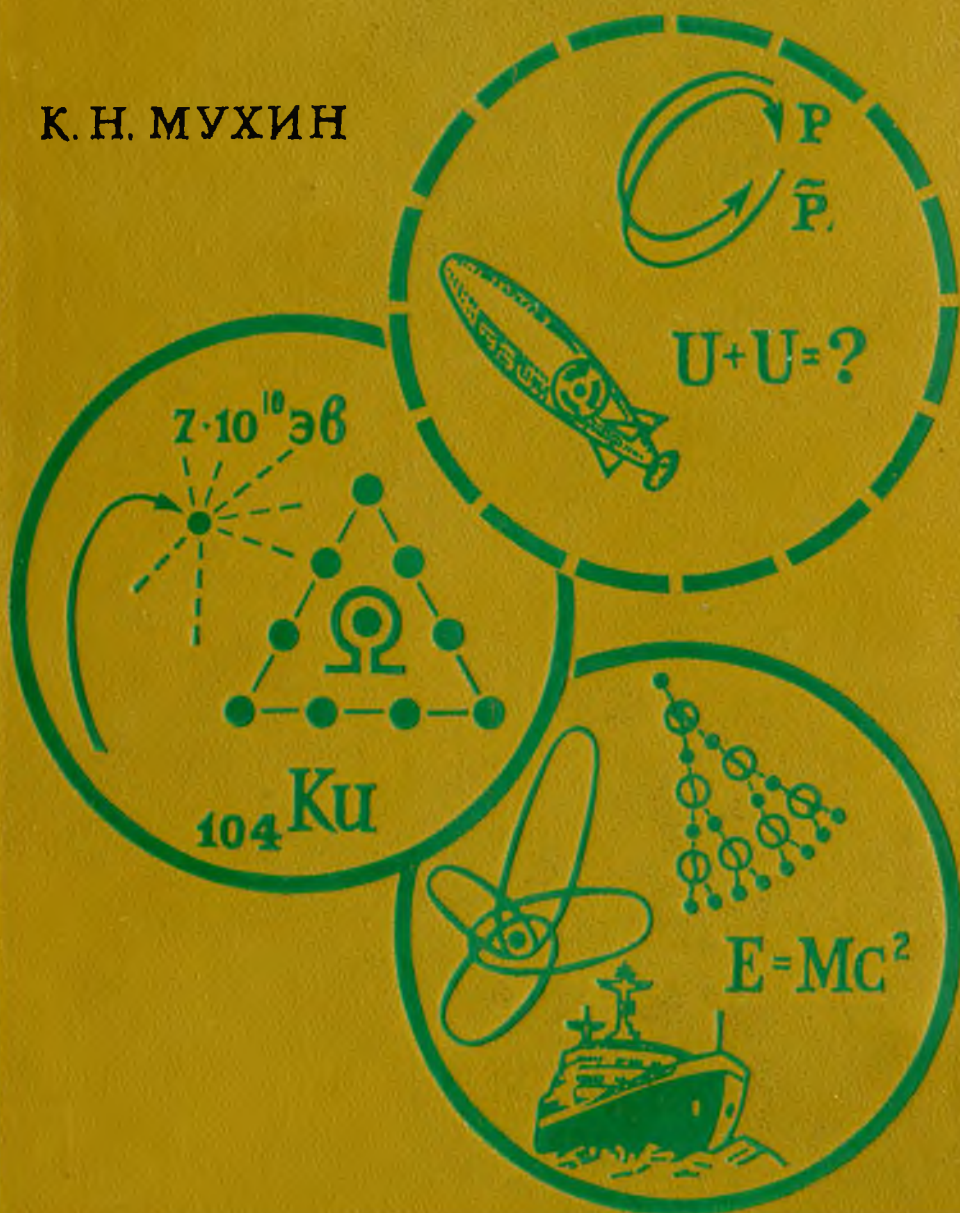


# ЗАНИМАТЕЛЬНАЯ ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

К. Н. МУХИН





К. Н. МУХИН

# ЗАНИМАТЕЛЬНАЯ ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА



АТОМИЗДАТ МОСКВА 1969

*Иллюстрации художника К. И. Невлера*

2-3-7  
98 — 68

**Константин Никифорович Мухин**  
**ЗАНИМАТЕЛЬНАЯ ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА**

Редактор **В. Н. Безрукова**  
Художественный редактор **А. С. Александров**  
Переплет художника **Н. Я. Вовка**  
Технический редактор **Н. А. Власова**  
Корректор **И. С. Мордасова**

Сдано в набор 19.VIII. 1968 г. Подписано к печати 15.IV. 1969 г.  
Т-06027. Формат 60×90<sup>1</sup>/<sub>16</sub>. Бумага офсетная № 2. Усл. печ. л. 17,0.  
Уч.-изд. л. 17,24. Тираж 145.000 экз. Цена 78 коп. Зак. изд. 68121.  
Зак. тип. 1327.

Атомиздат, Москва, К-31, ул. Жданова, 5/7.

Ярославский полиграфкомбинат Главполиграфпрома Комитета по печати  
при Совете Министров СССР. Ярославль, ул. Свободы, 97.

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Всякая развивающаяся наука нуждается в молодых энтузиастах, влюбленных в нее и готовых посвятить ей свою жизнь. Такие влюбленные энтузиасты наверняка есть среди учащейся молодежи. Но наука — Особа весьма серьезная и требовательная. Ей одной влюбленности мало. Она хочет иметь среди своих поклонников только тех, кому может ответить взаимностью. А для этого поклонники должны обладать вполне определенным «джентльменским набором» достоинств.

Спрашивается, как найти таких молодых людей среди миллионов школьников?

Аналогичные трудности испытывает и другая сторона. Не секрет, что молодой человек, кончающий школу, плохо знает себя и свои возможности и зачастую не может решить, в какую из многих Прекрасных Дам он влюблен по-настоящему: в юную многообещающую Биологию или в переживающую вторую молодость Физику? А может быть, в старую как мир, но вечно прекрасную Математику или в обновленную Химию? (рис. 1).

Одним из способов решения задачи о взаимном поиске предмета поклонения и поклонников является книга, написанная представителем одной стороны в адрес другой.

Такая книга, по мнению автора, должна быть научной по содержанию (т. е. освещающей современное состояние науки и проблемные вопросы), популярной по форме изложения (т. е. доступной для человека со средним и даже неполным средним образованием) и занимательной по стилю (т. е. интересно рассказывающей не только о великих открытиях, но и о повседневных буднях науки).

Всем этим условиям удовлетворяли книги, издававшиеся в нашей стране до войны под рубрикой «Занимательная наука». Люди старшего поколения знают, что эти книги действительно внесли очень серьезный вклад в дело вовлечения молодежи в науку. Конечно, не все школьники, прочитавшие «Занимательную физику» Я. И. Перельмана, стали физиками. Но, по-видимому, все физики в школьные годы читали книги Перельмана.

Спрашивается, в чем секрет неувядающей популярности Перельмана? Почему его книги выдержали столь серьезное испытание временем? По-видимому, потому, что он сумел увидеть сам и показать другим, сколь интересна именно *повседневная* физика, та физика,



Рис. 1

с которой читатель встречается на каждом шагу. Читатель книг Перельмана воочию убеждается, что интересно не только делать великие открытия (которые являются уделом немногих избранных), но и просто *работать* в области физической науки, потому что сама эта работа есть непрерывная цепь маленьких открытий, доставляющих большую творческую радость.

А работать читатели Перельмана начинали сразу же, так сказать не отходя от книги: выводили формулы, делали расчеты, решали задачи, ставили опыты. Так читатель узнавал себя, свои вкусы и свои возможности.

В арсенале Перельмана были разные способы заинтересовать читателя физикой. Среди них немаловажную роль играла занимательность изложения материала. Книги Перельмана занимательны в самом хорошем смысле этого слова, т. е. не развлекательны, а именно занимательны (у нас почему-то часто путают смысл этих двух различных терминов)\*. Занимательный характер изложения у Перель-

\* Занимательный — это возбуждающий интерес; развлекательный — доставляющий развлечение в самом процессе чтения, по окончании которого ничего не остается.

мана является не самоцелью, а только средством привлечь внимание читателя к интересному самому по себе предмету или явлению. Целью у него всегда было раскрытие физической сущности этого явления.

Итак, глубокая физичность, вера в творческую активность читателя и занимательность — вот те «три кита», на которых столь долго держится популярность книг Перельмана.

К сожалению, в последнее время традиция издания занимательных книг о науке, *подобных книгам Перельмана*, была постепенно утрачена. Вероятно, это случилось потому, что писать такие книги очень трудно (гораздо труднее, чем любые другие по своей специальности); между тем никакой агитации за написание этих книг у нас не проводится. И все-таки эту традицию надо возрождать, и сделать это должны работники науки (а не журналисты!). Только люди, которым в науке нравится *все*, которые знают подробности трудной черновой научной работы и находят в ней радость творчества, могут (если сумеют) рассказать об этом так, чтобы читатель сознательно (зная, на что он идет) захотел сделать эту науку своей специальностью.

Перед вами книга, в которой предпринимается такая попытка. Книга посвящена одной из труднейших и интереснейших наук современности — ядерной физике (включая физику элементарных частиц).

Как следует из предыдущего, автору хотелось написать свою книгу в духе «Занимательной физики» Перельмана. Но сделать это оказалось очень не просто, отчасти из-за специфики подобных книг вообще, отчасти из-за отсутствия у автора соответствующего опыта, отчасти из-за сложности предмета. Автор неоднократно бросал, а потом снова начинал (не с того места, на котором остановился) писать эту книгу\*. Порядок написания отдельных глав и параграфов абсолютно не соответствует их расположению. Одни разделы написаны, что называется, с ходу, другие много раз переделывались. Отсюда некоторая неровность стиля и другие недостатки. Словом, книга получилась не совсем такой, как была задумана. Тем не менее автор надеется, что, несмотря на это, книга все же найдет своих читателей. И если некоторые из них по-настоящему заинтересуются ядерной физикой, цель, поставленная автором, будет достигнута.

Несколько замечаний о содержании и характере книги.

Выбранная занимательная форма рассказа неизбежно привела к тому, что книга оказалась собранием избранных вопросов из ядерной физики и физики элементарных частиц. Поэтому она ни в какой степени не может заменить любой самой элементарный учебник с присущим ему систематическим изложением материала, упоминанием имен ученых и ссылками на литературу. Эта книга не очень систематична, в ней сравнительно мало имен, а ссылки на литера-

\* Пользуясь удобным случаем, хочется отметить, что настоящая книга является в свет в значительной степени благодаря деликатной настойчивости Издательства, которое неизменно верило в необходимость подобной книги и в способность автора ее написать.

туру носят эпизодический характер. Однако, по мнению автора, эти особенности книги не помешают читателю понять ее содержание. Поясним эту мысль аналогией.

Есть разные способы изучения иностранного языка. Один опирается на систематическое изучение правил грамматики и перевода, постановку произношения, заучивание слов и т. п. Вероятно, таким способом в конце концов язык выучить можно. Но процедура эта длительная, трудная и неинтересная. Другой способ заключается в том, что человек просто попадает в среду, где все, кроме него, говорят только на иностранном языке. Человеку очень трудно, но интересно. И язык он выучивает быстрее, чем первым способом.

Вот именно таким вторым способом автор и предлагает читателю познакомиться с ядерной физикой. Пусть лучше читателю будет трудно и не сразу все понятно, но зато интересно. Интересные трудности легче преодолевать. Тем более что для этого даже не придется выходить за рамки данной книги: если хорошенько поискать, то в ней можно найти ответы почти на все непонятные вопросы.

Нынешних школьников трудно сравнить с прежними, если так можно выразиться, «довоенными». У нас, кроме книг Перельмана, почти ничего больше не было. Теперь наиболее любознательные школьники знают физику в объеме трехтомного курса под редакцией академика Ландсберга. Имеется много научно-популярных книг по теории относительности, ядерной физике, ядерной энергетике, физике элементарных частиц и др. Наши журналы и газеты печатают множество статей популяризаторов науки. Поэтому автор может рассчитывать на то, что читатель этой книги знает многое из того, о чем в ней не говорится. Это позволяет не тратить время и место на набившие оскомину «обязательные главы» современных научно-популярных книг, посвященные описанию исторического хода развития наших знаний об атоме, атомном ядре и элементарных частицах. Вместо них в книге дана относительно небольшая вводная глава, в которой без особых пояснений сформулировано *состояние* наших знаний на сегодняшний день.

Эта глава представляет собой нечто вроде краткого конспекта по ядерной физике, по которому можно составить представление о месте того или иного конкретного явления в этой науке и о взаимосвязи различных явлений между собой, а также найти те разделы книги, где об этих явлениях рассказывается подробнее. Таким образом, при активном использовании первой главы книгу можно читать не подряд. Естественно, что из-за всех этих особенностей вводная глава написана более строгим языком, чем остальные.

Объекты микромира отличаются очень малыми размерами и массой и, как правило, движутся со скоростями, близкими к скорости света. В обоих случаях классическая механика Ньютона перестает давать правильные результаты. В связи с этим физики, изучающие микромир, используют для интерпретации своих результатов квантовую механику и теорию относительности. Без понимания основных положений этих наук нельзя обойтись и при популярном изло-



жении ядерной физики. Поэтому вторая и третья главы книги посвящены именно этим вопросам. Однако изложение их, в отличие от других научно-популярных книг, приближено к задачам ядерной физики.

Фундаментальнейшими вопросами ядерной физики и физики элементарных частиц являются вопрос о природе и характере взаимодействий, в которых участвуют микрочастицы, и вопрос о законах сохранения и их роли в разных взаимодействиях. Этим вопросам, а также примыкающим сюда вопросам классификации элементарных частиц посвящена четвертая глава.

Последующие главы посвящены собственно ядерной физике: ее достижениям и применениям, ее взаимоотношениям с другими науками и нерешенным вопросам\*. Изложение рассмотренных здесь вопросов проведено в общем для книги занимательном стиле. Ряд «наиболее занимательных» вопросов (неожиданные применения, интересные проекты, удивительные точности, любопытные эффекты и остроумные решения) выделен в большую самостоятельную главу.

В книге довольно много формул и расчетов (которые всегда доступны старшекласснику). Автор пошел на это сознательно. Настоящий физик не должен бояться математики. Физика — наука количественная, и подменять ее словами нельзя. Кстати, современный молодой человек, интересующийся физикой, это хорошо понимает. Один наш крупный ученый и хороший популяризатор рассказал как-то автору о своей встрече со школьниками — читателями его научно-популярной книги: школьники упрекали ученого за то, что в его книге слишком *мало* формул!

В заключение несколько советов читателям.

Из педагогических соображений автор всюду старался рассказывать так, чтобы первое знакомство с новым вопросом происходило без особых подробностей. Сначала надо увидеть лес, а уже потом деревья. Представлению о «лесе» в целом в значительной степени посвящена вводная глава, к которой мы рекомендуем периодически возвращаться, чтобы «не потерять за деревьями леса».

Ядерная физика — наука сложная и трудная. Неискушенный читатель встречается здесь с множеством новых необычных явлений и понятий, к которым очень нелегко привыкнуть. Отчетливо представляя себе это и желая облегчить участь читателя, автор старался почаще разбавлять серьезный текст шуточными отступлениями, наглядными и забавными аналогиями, предполагаемыми случаями из жизни читателя и т. п. Все это, конечно, помогает восприятию материала, но при этом нельзя забывать, что аналогия в науке —

\* Рассказывая о разнообразных применениях ядерной физики и об ее взаимоотношениях с другими науками, автор зачастую был вынужден довольно далеко отходить в сторону от своей узкой специальности и выступать в качестве дилетанта. Поэтому он заранее приносит свои извинения специалистам (медикам, химикам, археологам и др.), в руки которых может попасть эта книга, за упрощенное изложение соответствующего материала.

вещь рискованная. Буквальное понимание ее часто приводит к вульгаризации. Поэтому, пользуясь аналогией, старайтесь понять, где она кончается, в чем она не проходит, и снова вернитесь к тому физическому явлению, для иллюстрации которого аналогия придумана.

И, наконец, последний совет. В связи с занимательностью материала и облегченным способом его изложения книга может показаться простой. Не доверяйте этому ощущению и отнеситесь к ней достаточно серьезно. Чтобы от книги был толк, ее надо читать с карандашом и бумагой в руках и почаще размышлять над прочитанным.

В заключение автор выражает искреннюю признательность проф. Л. В. Грошеву и чл.-кор. АН СССР И. И. Гуревичу за обсуждение рукописи книги, а также благодарит всех, кто своими советами помог ее написать.

## Глава 1. (Вводная, она же заключительная)

### ЧТО ТАКОЕ ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

Чем более вникают в деяния природы, тем видима наиболее становится простота законов, коим следует она в своих деяниях.

А. Н. РАДИЦЕВ

#### § 1. НАША ПРОГРАММА

*Обращение к читателю. — Этапы познания природы. — Четыре элемента древних греков. — Атомистическая теория. — Тысячи молекул из сотни атомов. — Три элементарных кирпичика. — Новые открытия. — Опять сотня. — А, может быть, их все-таки три? — Программа этой книги.*

Начнем с того, что читать эту главу сейчас, в начале всей книги, совсем не обязательно. Это — самая неинтересная (точнее говоря, самая незанимательная) глава, потому что в ней довольно сухо рассказывается о ядерной физике как о науке. Вместе с тем материал этой главы может оказаться полезным по ходу чтения остальных глав книги, так как он связывает их воедино. Может быть, самое разумное обращение с первой главой заключается в следующем: надо прочесть этот параграф, бегло просмотреть остальные и перейти к другим главам, а затем периодически возвращаться к вводной главе за разъяснениями и указаниями, и, наконец, внимательно прочесть ее в заключение всей книги.

Итак, что такое ядерная физика; как она возникла и чем занимается; каковы ее достижения и что она еще не решила; как она связана с другими науками и в чем ее значение?

В процессе познания природы человек всегда стремился как-то классифицировать изучаемые вещества, выделять сходные по свойствам, разбивать на составные (элементарные) части.

Самую первую (из числа известных нам) попытку упорядочения окружающего мира предприняли древнегреческие философы — материалисты, которые считали, что все вещества состоят из четырех вечно существующих элементов: земли, воды, воздуха и огня. Боль-

шое разнообразие веществ они объясняли разными комбинациями этих четырех элементов. Из единства строения всех веществ делали вывод о возможности их взаимных превращений. Некоторые последователи этого учения ввели представление об атомистической природе вещества (которое, впрочем, вскоре было забыто почти на 2000 лет!).

Эти взгляды (кажущиеся сейчас весьма наивными) просуществовали вплоть до XVI столетия и сыграли огромную роль. Они не только утверждали материальность мира, но и в какой-то мере заложили качественные основы современного учения о разных состояниях вещества и об его атомно-молекулярной структуре.

С тех пор прошло 2500 лет. За это время человек накопил много конкретных сведений об окружающих его веществах, изучил их свойства, научился превращать одни вещества в другие и даже получать новые вещества, не встречающиеся в природе. Естественно, что одновременно с углублением познания закономерностей природы совершенствовались и взгляды на структуру вещества.

В XVI—XVII вв. вновь возродилась (на новом уровне знания) атомистическая теория, согласно которой каждое вещество состоит из мельчайших неделимых частиц — *атомов материи*. В конце XVIII в. ученые впервые узнали, что вода — *сложное* вещество, состоящее из двух простых веществ — кислорода и водорода. Соответственно понятие атомы материи было разбито на два: *молекулы* и *атомы*.

Молекула является мельчайшей частицей сложного вещества. Каждое сложное вещество состоит из молекул одного типа. Сколько разных веществ, столько различных типов молекул.

Атом — мельчайшая частица простого вещества — элемента. Различных элементов существенно меньше, чем различных веществ. В начале XIX в. их было известно 50, сейчас (вместе с созданными искусственно) — 104. Столько же имеется разных атомов\*. И вот из сотни разных атомов как из элементарных кирпичиков можно построить многие, многие тысячи различных молекул.

Таким образом, атомы приняли на себя функции четырех элементов древних греков. Углубление знаний о веществе привело к резкому возрастанию количества элементарных частиц.

Когда были открыты атомы, им приписали свойство неделимости. И в течение целого столетия ученым казалось, что атомы действительно обладают этим свойством, так как во всех взаимодействиях между собой они вели себя как неделимые частицы. Однако в конце XIX — начале XX столетия неделимость атома была поставлена под сомнение. В это время были открыты катодные и рентгеновские лучи, радиоактивность. Все это указывало на сложный состав и общность структуры разных атомов.

\* Строго говоря, разных атомов гораздо больше, так как почти все элементы имеют по несколько изотопов. Однако изотопы были открыты уже после того, как атомы перестали считать элементарными частицами.

В 1911 г. было установлено, что любой атом состоит из *ядра* и окружающих его *электронов*. Этот год можно считать годом рождения ядерной физики, главной задачей которой является изучение атомного ядра.

Первые сведения о структуре ядра были получены в 1919 г., когда в составе ядра открыли *протоны*. Вначале предполагали (ошибочно), что в составе ядра кроме протонов имеются еще и электроны. Ошибка была исправлена в 1932 г., когда в составе ядра открыли *нейтроны*. Теперь изучение любого вещества независимо от его состояния (твердого, жидкого, газообразного) и конкретного вида в конечном итоге сводится к изучению свойств и взаимодействия трех частиц: протонов, нейтронов и электронов. Любой атом состоит из этих частиц.

Сравнительно недавно в связи с развитием работ по получению управляемой термоядерной реакции физики ввели на равных правах новое, четвертое состояние вещества — *плазму*. Плазма состоит не из атомов, а непосредственно из ядер (или ионов) и электронов, не связанных между собой. Наконец, физики и астрономы предполагают существование еще одного состояния вещества — чисто нейтронного. И в этих двух случаях все сводится к свойствам протонов, нейтронов и электронов.

Открытие строения атома и атомного ядра — крупнейшее достижение ядерной физики. Подумайте только, все, что нас окружает, построено из элементарных частиц всего-навсего трех сортов! Каждая из них может участвовать не более чем в четырех видах взаимодействий: *сильном (ядерном), электромагнитном, слабом и гравитационном*, из которых одно — гравитационное — в микромире почти всегда можно не учитывать. Поэтому какое бы явление природы вы ни рассматривали (механическое, химическое, электрическое, магнитное, тепловое, ядерное), с какими бы состояниями вещества (твердое, жидкое, газообразное, плазма) вы ни имели дела, все в конечном итоге сводится к нескольким (одному—трем) взаимодействиям двух-трех сортов частиц, причем очень часто преобладает только одно взаимодействие и всего два сорта элементарных частиц. Например, все атомные явления, в сущности, сводятся к *электромагнитному* взаимодействию электронов с ядром, состоящим из протонов и нейтронов, а ядерные — к *сильному* взаимодействию между протонами и нейтронами ядра.

Таким образом, ядерная физика существенно упростила картину «устройства мира». И в течение некоторого времени казалось, что в физике царит полное благополучие; однако это благополучие очень скоро нарушилось.

Более глубокое изучение свойств протонов, нейтронов и электронов привело к открытию *позитрона, нейтрино,  $\mu$ - и  $\pi$ -мезонов* и других частиц. Число элементарных составных частей, из которых построен мир, опять начинает возрастать. И в настоящее время их количество (с учетом многочисленных резонансов) снова превосходит сотню.

Изучением свойств элементарных частиц занимается специальная наука — физика элементарных частиц, которая раньше была одним из небольших разделов ядерной физики. Сейчас это изучение продвинулось уже настолько далеко и глубоко, что вновь появилась надежда на сокращение числа первичных элементов, из которых построен мир. И не исключено, что этих элементов будет совсем немного, может быть опять только три!

Вы видите, что для познания окружающего нас мира человеку пришлось пройти увлекательный, но мучительно длинный и трудный путь изучения вещества, начиная от самых сложных его форм и кончая элементарными частицами. Рассказывая об успехах ядерной физики и физики элементарных частиц, очень соблазнительно повторить этот путь на бумаге в том же хронологическом порядке (но, конечно, упрощенно и сокращенно). Обычно так и поступают.

Однако мы с вами сделаем иначе: мы пройдем этот путь не в прямом, а в обратном направлении. Это даст нам возможность избежать длинных обходных путей и миновать многочисленные тупики заблуждений, которые часто встречались ученым при их движении по лабиринту науки.

Конечно, при таком методе изложения материала появляются свои трудности, потому что по мере «упрощения» картины устройства мира существенно усложняется способ его описания. Так, для описания микромира недостаточно классической механики и классической физики, а необходимы релятивистская механика и квантовая физика. Но ведь рано или поздно о них все равно придется рассказывать, так что даже с учетом этих трудностей наш «обратный» путь выглядит более экономным, чем «прямой».

Итак, воспользуемся всем тем, что добыла ядерная физика за время своего существования, включая самые последние годы, и постараемся рассказать об этом по возможности наиболее рациональным способом. Для этого мы рассмотрим сначала свойства известных элементарных частиц, характер их взаимодействия, законы, которым подчиняются эти взаимодействия, классификацию элементарных частиц.

Зная свойства элементарных частиц, нам будет уже сравнительно просто построить из них более сложные объекты: атомные ядра и атомы — и понять их свойства, т. е. перейти от физики элементарных частиц к ядерной и (частично) атомной физике. В этих разделах будут рассмотрены свойства как стабильных, так и радиоактивных ядер, ядерные реакции, ядерная энергетика и другие вопросы, а также многочисленные применения ядерной физики в самых разнообразных областях.

Наконец, комбинируя разные атомы, можно было бы построить все известное нам многообразие различных веществ. Однако эти вопросы выходят за рамки ядерной физики, поэтому мы, как правило, заниматься ими не будем (хотя отдельные свойства макросреды рассмотрим).

Сформулированная программа будет осуществлена дважды: один раз очень кратко, почти конспективно (но зато последовательно и систематично) — в пределах первой главы; второй раз более подробно и, как мы надеемся, более интересно — на протяжении всех остальных глав.

А теперь напоминаем, что те из вас, кому последующие параграфы первой главы покажутся трудными и скучными, могут пролистать их и сразу перейти ко второй главе. Но не забывайте возвращаться к первой главе, если при чтении книги вы встретите что-нибудь непонятное или потеряете общую ориентировку. Найти нужное место в первой главе можно по подзаголовкам ее параграфов.

## § 2. ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ И СИЛЫ, ДЕЙСТВУЮЩИЕ МЕЖДУ НИМИ

*Из чего и как устроен атом. — Протон, нейтрон и электрон. — Ядерные и электромагнитные силы. — Позитрон и нейтрино. — Слабые силы. — Мезоны. — Странные частицы. — Свойства элементарных частиц. — Законы сохранения. — Античастицы. — Резонансы. — Кварки.*

Как уже было сказано, впервые об элементарных частицах как о составных частях любого атома стали говорить в конце XIX — начале XX столетия. Именно в это время было показано, что атомы могут преобразовываться друг в друга при радиоактивных превращениях, которые заключаются в испускании атомом (как считали тогда, а на самом деле атомным ядром)  $\alpha$ -частиц, электронов,  $\gamma$ -квантов. В эти же годы (несколько раньше) были открыты катодные и рентгеновские лучи, испускание которых различными атомами свидетельствовало о сходстве в устройстве всех атомов.

Следующими этапами в познании строения атома было открытие тяжелой заряженной сердцевины атома — атомного ядра (1911 г.) и его составных частей: протона (1919 г.) и нейтрона (1932 г.). После открытия нейтрона структура атома окончательно определилась, и с тех пор наши представления о его устройстве остаются практически неизменными. Согласно этим представлениям любой атом состоит из определенного количества трех видов элементарных частиц: протонов  $p$ , нейтронов  $n$  и электронов  $e$ . Протоны и нейтроны, масса каждого из которых примерно в 1800 раз больше массы электрона, образуют тяжелое положительно заряженное атомное ядро очень малых ( $10^{-13}$  —  $10^{-12}$  см) размеров. Протоны и нейтроны (которые вместе называются *нуклонами*  $N$ ) удерживаются внутри атомного ядра ядерными силами притяжения (§ 18, п. 3 и § 19, п. 3). Ядерные силы — самые интенсивные силы природы. Они гораздо (раз в 100) сильнее электромагнитных сил и поэтому удерживают внутри ядра одноименно заряженные протоны. Но ядерные силы действуют только на очень малых ( $\sim 10^{-13}$  см) расстояниях, а элект-

ромагнитные силы убывают с расстоянием сравнительно медленно (по закону  $1/r^2$ ). Поэтому на расстоянии от ядра  $r \geq 10^{-12}$  см протоны сильно отталкиваются от него.

Разные типы атомных ядер отличаются друг от друга числом содержащихся в них протонов и нейтронов. В легких ядрах число протонов примерно равно числу нейтронов, в тяжелых — протонов примерно 40%, а нейтронов 60%.

Вокруг атомного ядра на относительно очень больших расстояниях ( $10^{-8}$  см) находятся отрицательно заряженные электроны, которые удерживаются в области атома электромагнитными силами притяжения, действующими на них со стороны положительно заряженного ядра. Число электронов в атоме равно числу протонов в ядре.

При преобразованиях атомных ядер из них испускаются электроны и антинейтрино ( $\beta^-$ -распад), позитроны и нейтрино ( $\beta^+$ -распад),  $\gamma$ -кванты (испускание  $\gamma$ -лучей). Первые два процесса идут под действием слабых  $\beta$ -сил, ответственных за медленные процессы (слабое взаимодействие, § 19, п. 4), последний под действием электромагнитного взаимодействия (§ 19, п. 2).

Перечисленные частицы не входят в состав ядра, так как они образуются непосредственно в момент испускания. Тем не менее эти частицы также называют элементарными потому, что ни одну из них нельзя «составить» из других (тогда как атомное ядро можно составить из протонов и нейтронов, а атом из протонов, нейтронов и электронов).

После открытия нейтрона начались интенсивные исследования свойств ядерных сил. В результате выяснилось, что для объяснения некоторых из этих свойств надо предположить существование в природе новых элементарных частиц, поиски которых в конце концов привели к открытию  $\mu$ - и  $\pi$ -мезонов. В свою очередь изучение свойств  $\mu$ - и  $\pi$ -мезонов привело к открытию  $K$ -мезонов и гиперонов, названных за свои удивительные свойства *странными частицами*.

Каждая элементарная частица характеризуется целым набором свойств: масса, *спин* (собственный момент количества движения, характеризующий состояние квантовомеханического «вращения» частиц), *изотопический спин* (характеристика сильновзаимодействующих частиц), электрический заряд, *барионный заряд* (характеристика тяжелых частиц, начиная с нуклонов), *лептонный заряд* (характеристика электронов, позитронов,  $\mu^\pm$ -мезонов, нейтрино и антинейтрино), *странность* (характеристика странных частиц), *четность* (характеристика сильновзаимодействующих частиц и фотона), магнитный момент, схема распада, время жизни, характер взаимодействий, в которых она участвует (см. § 19 и 20). Большинство из перечисленных характеристик имеют всего лишь по несколько значений. Например, электрический заряд любой из известных частиц может быть равен либо  $+2e$ , либо  $+e$ , либо  $-e$ , либо 0. Однако масса и время жизни (а также магнитный момент) у большинства



частиц различны\*. Масса известных частиц лежит в диапазоне от нуля ( $\gamma$ -квант, нейтрино) до  $\sim 3280$  электронных масс ( $m_e$ ) для  $\Omega$ -гиперона\*\*. В промежутке между ними находятся электрон ( $1 m_e$ );  $\mu$ - и  $\pi$ -мезон (соответственно около 200 и 300  $m_e$ );  $\eta$ - и  $K$ -мезоны (около 1000  $m_e$ ); нуклоны (около 1800  $m_e$ ); гипероны (более 2100  $m_e$ ).

Наиболее короткоживущими из перечисленных частиц являются  $\eta$ -мезон и  $\Sigma^0$ -гиперон, время жизни которых примерно равно  $10^{-19}$  сек, за ними идет  $\pi^0$ -мезон ( $\sim 10^{-16}$  сек), все остальные гипероны и  $K^0_1$ -мезон ( $\sim 10^{-10}$  сек),  $\pi^\pm$ ,  $K^\pm$  и  $K^0_2$ -мезоны ( $\sim 10^{-8}$  сек),  $\mu$ -мезоны ( $\sim 10^{-6}$  сек). Все эти частицы можно назвать *метастабильными*, так как они стабильны относительно сильного взаимодействия. Наиболее долго живет среди метастабильных частиц нейтрон ( $\sim 17$  мин). Наконец, ряд частиц ( $\gamma$ -квант, электрон, нейтрино и протон) стабильны, так как они не распадаются ни под действием сильного, ни под действием электромагнитного, ни под действием слабого взаимодействия.

Опыт показывает, что во всех видах взаимодействия (сильном, электромагнитном и слабом) элементарных частиц выполняются *законы сохранения* (§ 20, п. 1—6) энергии, импульса, момента количества движения, электрического, барионного и лептонного зарядов. В сильных и электромагнитных взаимодействиях, кроме того, выполняется закон сохранения странности и четности. В сильных взаимодействиях сохраняется изотопический спин.

Для каждой элементарной частицы, кроме недавно открытого  $\Omega$ -гиперона, были обнаружены *античастицы* (у  $\pi^0$ -мезона,  $\eta$ -мезона и  $\gamma$ -кванта античастица и частица тождественны).

Античастица электрона — позитрон. Его существование было предсказано в 1928 г. теоретически (§ 18). Экспериментально он был обнаружен в 1932 г. в космических лучах. В 1955 г. был открыт *антипротон*, а в 1956 г. — *антинейтрон*. Они являются античастицами протона и нейтрона (§ 38).

Античастица имеет тождественные со своей частицей массу, спин и время жизни и противоположные заряды (электрический, барионный, лептонный, странность) и магнитный момент. Схема распада античастицы аналогична схеме распада частицы, если в последней все частицы заменить античастицами. В связи с тем, что у античастицы все заряды противоположны зарядам соответствующей частицы, встреча частицы со своей античастицей приводит к специфическому ядерному процессу — *аннигиляции* (§ 8 и 18, п. 2). В процессе аннигиляции частица и античастица превращаются в другие частицы с меньшей массой (но зато с большей кинетической энергией) или в электромагнитное излучение ( $\gamma$ -кванты). В соответствии с законами сохранения зарядов суммарный заряд каждого типа у образующих-

\* Исключение составляют частицы с равными нулю магнитными моментами, стабильные частицы (бесконечно большое время жизни) и античастицы, о которых речь будет ниже.

\*\* Под массой частицы понимается *масса покоя* (см. § 9).

Свойства элемен

Название частицы и античастицы		Обозначение	Масса		Электрический заряд $e$		Спин $\hbar$
			$M_{эв}$	$m_e$			
Фотон		$\gamma$	0	0	0	0	1
Лептоны	нейтрино, антинейтрино электронное	$\nu_e \bar{\nu}_e$	0	0	0	0	1/2
	нейтрино, антинейтрино мюонное	$\nu_\mu \bar{\nu}_\mu$	0	0	0	0	1/2
	электрон, позитрон	$e^- e^+$	0,511	1	-1	+1	1/2
	$\mu^-$ -мезон, $\mu^+$ -мезон (мюоны)	$\mu^- \mu^+$	105,7	206,8	-1	+1	1/2
Пионы	$\pi^+$ -мезон, $\pi^-$ -мезон	$\pi^+ \pi^-$	139,6	273,0	+1	-1	0
	$\pi^0$ -мезон	$\pi^0$	135,0	264,1	0	0	0
Каоны	$K^+$ -мезон, $K^-$ -мезон	$K^+ K^-$	493,8	966,3	+1	-1	0
	$K^0$ -мезон, $\bar{K}^0$ -мезон	$K^0 \bar{K}^0$	497,8	974,2	0	0	0
$\eta$ -мезон		$\eta$	548,8	1073,9	0	0	0
Нуклоны	протон, антипротон	$p \bar{p}$	938,3	1836,1	+1	-1	1/2
	нейтрон, антинейтрон	$n \bar{n}$	939,6	1838,6	0	0	1/2
Гипероны	$\Lambda$ -гиперон, анти- $\Lambda$ -гиперон	$\Lambda \bar{\Lambda}$	1115,6	2183,2	0	0	1/2
	$\Sigma^+$ -гиперон, анти- $\Sigma^+$ -гиперон	$\Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$	1189,5	2327,8	+1	-1	1/2
	$\Sigma^-$ -гиперон, анти- $\Sigma^-$ -гиперон	$\Sigma^- \bar{\Sigma}^+$	1197,3	2343,1	-1	+1	1/2
	$\Sigma^0$ -гиперон, анти- $\Sigma^0$ -гиперон	$\Sigma^0 \bar{\Sigma}^0$	1192,2	2333,1	0	0	1/2
	$\Xi^-$ -гиперон, анти- $\Xi^-$ -гиперон	$\Xi^- \bar{\Xi}^+$	1321,2	2585,5	-1	+1	1/2
	$\Xi^0$ -гиперон, анти- $\Xi^0$ -гиперон	$\Xi^0 \bar{\Xi}^0$	1314,7	2572,8	0	0	1/2
$\Omega^-$ -гиперон, (анти- $\Omega^-$ -гиперон)	$\Omega^- (\bar{\Omega}^+)$	1672,4	3272,8	-1	(+1)	(3/2)	

Примечание. Античастица имеет тождественные с частицей значения массы, времени жизни и странности. Схема распада античастицы зарядовосопряжена схеме распада частицы (на  $\nu_\mu$ ). Анти- $\Omega^-$ -гиперон еще не открыт. Значения лептонного заряда, приведенные во 2—5 строках (см. § 20, п. 4).

## тарных частиц

Барон- ный заряд		Лептон- ный заряд ( $\nu_e$ или $\nu_\mu$ )		Стран- ность		Изотопи- ческий спин	Время жизни, сек	Преобладающая схема распада
0		0					Стабилен	—
0	0	+1	-1				Стабильны	—
0	0	+1	-1				»	—
0	0	+1	-1				»	—
0	0	+1	-1				$2,2 \cdot 10^{-6}$	$\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e$
0	0	0	0	0	0	1	$2,6 \cdot 10^{-8}$	$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$
0	0	0	0	0	0	1	$0,9 \cdot 10^{-16}$	$\pi^0 \rightarrow 2\gamma$
0	0	0	0	+1	-1	1/2	$1,2 \cdot 10^{-8}$	$K^+ \rightarrow \begin{cases} \mu^+ + \nu_\mu \\ 2\pi \end{cases}$
0	0	0	0	+1	-1	1/2	$K_1^0: 0,9 \cdot 10^{-10}$	$K_1^0 \rightarrow 2\pi$
							$K_2^0: 5,3 \cdot 10^{-8}$	$K_2^0 \rightarrow \begin{cases} \pi e \nu_e \\ 3\pi \end{cases} \rightarrow \pi \mu \nu_\mu$
0	0	0	0	0	0	0	$\sim 10^{-19}$	$\gamma \rightarrow \begin{cases} 2\gamma \\ 3\pi \end{cases}$
+1	-1	0	0	0	0	1/2	Стабильны	
+1	-1	0	0	0	0	1/2	$1,0 \cdot 10^3$	$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$
+1	-1	0	0	-1	+1	0	$2,5 \cdot 10^{-10}$	$\Lambda \rightarrow p + \pi^-$
+1	-1	0	0	-1	+1	1	$0,8 \cdot 10^{-10}$	$\Sigma^+ \rightarrow N + \pi$
+1	-1	0	0	-1	+1	1	$1,6 \cdot 10^{-10}$	$\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$
+1	-1	0	0	-1	+1	1	$< 1,0 \cdot 10^{-14}$	$\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma$
+1	-1	0	0	-2	+2	1/2	$1,7 \cdot 10^{-10}$	$\Xi^- \rightarrow \Lambda + \pi^-$
+1	-1	0	0	-2	+2	1/2	$3 \cdot 10^{-10}$	$\Xi^0 \rightarrow \Lambda + \pi^0$
+1	(-1)	0	0	-3	(+3)	0	$1,3 \cdot 10^{-10}$	$\Omega^- \rightarrow \begin{cases} \Xi + \pi \\ \Lambda + K^- \end{cases}$

мени жизни, спина и изотопического спина и противоположные по знаку значения зарядов пример, для частицы  $\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e$ , для античастицы  $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_\mu + \nu_e$ ).

ках, имеют смысл только для частиц одной из двух групп;  $e^-$ ,  $e^+$ ,  $\nu_e$ ,  $\bar{\nu}_e$  и  $\mu^-$ ,  $\mu^+$ ,  $\nu_\mu$ ,

ся при аннигиляции частиц равен нулю (так как он равен нулю у аннигилирующих частиц). В процессе аннигиляции можно «освободить» наибольший процент энергии, «законсервированной» в массе частиц, и превратить ее в действенную форму — кинетическую энергию частиц.

Всего (вместе с античастицами) в настоящее время известно 34 частицы, и никто из физиков не сомневается в существовании 35-й частицы — анти- $\Omega$ -гиперона. Основные свойства элементарных частиц даны в табл. 1.

Кроме перечисленных 34 метастабильных частиц в последние годы было открыто несколько десятков чрезвычайно короткоживущих частиц (нестабильных относительно сильного взаимодействия),

Таблица 2

Свойства некоторых резонансов

Название	Масса, Мэв	Электрический заряд $e$	Спин $\hbar$		Странность	Изотопический спин	$\Gamma$ , Мэв	Преобладающая схема распада	
			Спины	Барионный заряд					
Мезонные резонансы	$\rho$ -резонанс	765	+1; -1; 0	1	0	0	1	$\sim 120$	$\rho \rightarrow 2\pi$
	$\omega$ -резонанс	783	0	1	0	0	0	12	$\omega \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$
	$K^*$ -резонанс	891	+1; -1; 0	1	0	$\pm 1$	1/2	50	$K^* \rightarrow K + \pi$
	$X^0$ -резонанс	958	0	0	0	0	0	$< 4$	$X^0 \rightarrow \eta + 2\pi$
	$\varphi$ -резонанс	1020	0	1	0	0	0	$\sim 4$	$\varphi \rightarrow K^+ + K^-$
Барионные резонансы	$\Delta$ -резонанс	1236	+2; +1; 0; -1	3/2	1	0	3/2	120	$\Delta \rightarrow N + \pi$
	$\Sigma^*$ -резонанс	1382	+1; -1; 0	3/2	1	-1	1	40	$\Sigma^* \rightarrow \Delta + \pi$
	$\Xi^*$ -резонанс	1529	-1; 0	3/2	1	-2	1/2	7	$\Xi^* \rightarrow \Xi + \pi$

названных *резонансами*, которые распадаются за очень малое время  $\tau \approx 10^{-23} - 10^{-22}$  сек. Это время всего в несколько раз превосходит минимальное время, характерное для ядерного взаимодействия ( $\tau_{\text{яд}} \approx 5 \cdot 10^{-24}$  сек). Таким образом, резонансы распадаются, едва успев отлететь от области, в которой они возникли, на расстояние, лишь ненамного превышающее размеры этой области. Тем не менее свойства резонансов изучены почти столь же хорошо, как и свойства «нормальных» элементарных частиц. Для резонансов, так же как и для частиц, известны масса, спин, заряды, схема распада, время жизни (точнее, характеристика, эквивалентная времени жизни — ширина резонанса  $\Gamma = \hbar/\tau$ ). В табл. 2 приведены свойства некоторых резонансов.

Большое количество элементарных частиц с родственными свойствами заставляет физиков искать способы их классификации. В настоящее время некоторые успехи в этом направлении получены на

основании *унитарной симметрии*, согласно которой частицы с одинаковыми спинами и четностями образуют *супермультиплеты*, т. е. группы частиц с близкими массами и закономерно изменяющимися зарядами и странностями (§ 39, п. 1). Наибольшим успехом унитарной симметрии было предсказание существования  $\Omega^-$ -гиперона, который вскоре был открыт. В последнее время предпринимаются попытки обнаружить в природе так называемые *кварки* — три частицы с весьма необычными свойствами (например, с дробным электрическим зарядом  $e/3$ ), из которых по современным представлениям можно составить любую сильновзаимодействующую частицу (§ 39, п. 2 и 3).

### § 3. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ СО СРЕДОЙ

*Сильное, электромагнитное и слабое взаимодействия протона. — Разновидности электромагнитного взаимодействия заряженных частиц. — Особенности взаимодействия нейтронов со средой. — Быстрые и тепловые нейтроны. — Замедлители и поглотители нейтронов. — Взаимодействие  $\gamma$ -квантов со средой: фотоэффект, эффект Комптона, образование электрон-позитронных пар.*

При движении частиц в какой-либо среде они взаимодействуют с ее атомами, т. е. с атомными ядрами и окружающими их электронами. Характер взаимодействия определяется видом частицы, ее энергией, свойствами среды и условиями, в которых взаимодействие происходит.

Так, протон может участвовать во всех трех видах взаимодействия: сильном (ядерном), электромагнитном и слабом. Пролетая мимо атома на расстоянии  $r \geq 10^{-8}$  см, он будет ионизировать атом (неупругое электромагнитное взаимодействие протона с электронами атома). Пролетая мимо протона или атомного ядра на расстоянии  $r \geq 10^{-12}$  см, он будет испытывать упругое кулоновское (электромагнитное) рассеяние на электрическом заряде протона (ядра). Если же протон будет пролетать от ядра или нуклона на расстоянии  $r \simeq \simeq 10^{-13}$  см, то он будет преимущественно взаимодействовать с ним ядерным (сильным) образом (упругое или неупругое рассеяние протона ядром или нуклоном).

При неупругом рассеянии часть энергии протона идет на возбуждение ядра. В частном случае неупругого взаимодействия протон может поглотиться ядром, а вместо него из ядра вылетит какая-либо другая частица. В таких случаях говорят о *ядерной реакции* (§ 6).

Если кинетическая энергия протона  $T_p$  очень велика — несколько сот мегаэлектронвольт ( $Mэв$ )\*, то при его соударении с ядром (или нуклоном) могут образовываться новые частицы (например,  $\pi$ -ме-

\*  $1 Mэв = 10^6 эв = 1,6 \cdot 10^{-6} эрг.$

зоны). При этом ни нуклон, ни ядро не исчезают. Новые частицы возникают за счет кинетической энергии протона (см. § 20, п. 2).

При встрече протона с электроном они могут (правда, с очень малой вероятностью) провзаимодействовать слабым образом с образованием нейтрона и нейтрино:  $e^- + p \rightarrow \nu_e + n$  (так называемый обратный  $\beta$ -распад).

При движении в среде протон встречает множество атомов, находящихся на различных расстояниях от траектории его полета. Поэтому в принципе, он может (с существенно различной вероятностью) испытать все перечисленные выше виды взаимодействий (а также ряд других, на которых мы здесь не останавливались).

Аналогично ведут себя и многие другие заряженные частицы, например  $\alpha$ -частицы. Но, конечно, в их поведении имеются специфические особенности, обусловленные величиной заряда, массы и др. Напомним, что в результате изучения упругого кулоновского рассеяния  $\alpha$ -частиц было открыто атомное ядро.

Электромагнитное взаимодействие заряженных частиц не ограничивается ионизацией атомов и кулоновским рассеянием на ядрах. Заряженные частицы испытывают и другие виды электромагнитного взаимодействия: радиационное торможение (особенно характерно для электронов) и излучение Вавилова — Черенкова при движении заряженных частиц со скоростью, превышающей скорость света в данной среде (см. § 13).

Нейтрон так же, как и протон, может участвовать во всех трех видах взаимодействий. Однако из-за отсутствия у него электрического заряда электромагнитное взаимодействие проявляется сравнительно слабо (только за счет наличия магнитного момента). Основными видами взаимодействия нейтронов являются упругое и неупругое рассеяние нейтронов ядрами и ядерный захват.

Относительная вероятность этих процессов зависит от свойств среды и энергии нейтронов. Известно, например, что быстрый ( $T_n \approx 2 \text{ Мэв}$ ) нейтрон, попавший в графит, испытывает серию упругих соударений с ядрами углерода и постепенно теряет свою кинетическую энергию (*замедляется*), пока (примерно через 110—120 соударений) она не сравняется с энергией теплового движения атомов. Такие нейтроны называются *тепловыми*. Кинетическая энергия тепловых нейтронов зависит от температуры среды (*замедлителя*). При комнатной температуре ее среднее значение равно 0,025 эв. Дальнейшие соударения тепловых нейтронов с ядрами углерода практически не изменяют их энергии. Тепловые нейтроны перемещаются в среде (диффундируют) до тех пор, пока не будут захвачены ядрами углерода или примесей. Если графит хорошо очищен от примесей, то тепловой нейтрон проходит в нем до поглощения очень большой путь (время жизни теплового нейтрона в чистом графите около 0,01 сек, что соответствует  $\approx 1600$  соударениям с ядрами углерода). В связи с этим графит считается хорошим замедлителем. Он был использован при конструировании первых ядерных реакторов (§ 28) и применяется в качестве замедлителя до сих пор.

Аналогичным образом протекает процесс замедления нейтронов в водородсодержащих средах (например, в воде). Однако в этом случае быстрые нейтроны скорее становятся тепловыми (примерно за 20 соударений), так как при каждом соударении с ядром водорода (протоном) нейтрон теряет очень большую часть своей кинетической энергии (в среднем 50%). Другим отличием воды от графита является меньшее время жизни в ней теплового нейтрона ( $\sim 0,0002$  сек), что объясняется значительно большей вероятностью захвата теплового нейтрона протоном по сравнению с ядром углерода (примерно через 150 соударений). Таким образом, вода быстро замедляет нейтроны, но плохо сохраняет их. Поэтому обычную воду нельзя считать очень хорошим замедлителем.

Зато превосходным замедлителем является тяжелая вода  $D_2O$ , так как ядра тяжелого изотопа водорода — дейтерия  $D \equiv {}_1H^2$  в отличие от протонов захватывают тепловые нейтроны с ничтожно малой вероятностью (время жизни теплового нейтрона в тяжелой воде составляет около 0,15 сек, что соответствует около 13500 соударениям).

Не меньшее значение имеют и вещества с противоположными свойствами. Типичными примерами таких сред являются кадмий и бор, которые отличаются чрезвычайно большой вероятностью захвата тепловых нейтронов. Кадмий и бор используются как поглотители тепловых нейтронов в регулирующих стержнях ядерных реакторов.

$\gamma$ -Кванты при прохождении через среду испытывают три основных вида взаимодействия (все они электромагнитные): фотоэффект, эффект Комптона и процесс образования электрон-позитронных пар.

*Фотоэффект* является главным механизмом поглощения мягких  $\gamma$ -квантов в тяжелых веществах. В процессе фотоэффекта вся энергия  $\gamma$ -кванта  $E_\gamma$  передается одному из электронов атома. При этом небольшая ее часть (равная энергии связи электрона в атоме  $\epsilon_e$ ) идет на отрыв электрона, а остальная преобразуется в его кинетическую энергию  $T_e$ :

$$E_\gamma = \epsilon_e + T_e. \quad (1)$$

Измеряя энергию вылетевшего из атома фотоэлектрона, можно оценить энергию  $\gamma$ -кванта. Фотоэффект на свободном электроне невозможен.

*Эффектом Комптона* называется процесс *рассеяния*  $\gamma$ -кванта на свободном электроне. В процессе рассеяния  $\gamma$ -квант изменяет направление своего движения и теряет часть энергии. Избыток его энергии передается комптоновскому электрону. Изучение комптоновских электронов также позволяет определять энергию  $\gamma$ -квантов.

Если энергия  $\gamma$ -квантов превосходит  $2m_e c^2 \approx 1$  Мэв, то в окрестности ядра за счет энергии  $\gamma$ -кванта становится возможным процесс образования электрон-позитронных пар. Этот процесс невозможен в вакууме.

При взаимодействии  $\gamma$ -квантов с ядрами последние могут переходить в возбужденное состояние (§ 4).  $\gamma$ -Кванты с энергией, превы-

шающей несколько мегаэлектронвольт, могут вырывать из ядра протоны, нейтроны,  $\alpha$ -частицы, т. е. вызывать ядерные реакции.

#### § 4. АТОМНЫЕ ЯДРА

*Заряд и масса. — Размеры и форма. — Энергия связи. — Капельная модель. — Модель ядерных оболочек. — Магические числа. — Спин и магнитный момент ядра. — Возбужденное состояние ядра. — Ядерные уровни.*

Как уже было сказано, атомное ядро состоит из протонов и нейтронов. Число протонов в ядре совпадает с его порядковым номером  $Z$  в периодической системе элементов; число нейтронов равно  $N = A - Z$ , где  $A$  — массовое число.

В  $\beta$ -стабильных ( $\beta$ -нерадиоактивных) ядрах между числом протонов  $Z$  и общим числом нуклонов  $A$  существует соотношение

$$Z = \frac{A}{1,98 + 0,015A^{2/3}}. \quad (2)$$

Ядра с одинаковым числом протонов  $Z$ , но различным числом нейтронов называются *изотопами*. Ядра с одинаковым числом нуклонов  $A$  называются *изобарами*.

Атомное ядро имеет приблизительно сферическую форму. Его радиус равен  $R = r_0 A^{1/3}$ , где  $r_0 \simeq 1,2 \cdot 10^{-13}$  см. Концентрация нуклонов в ядре постоянна:

$$n = \frac{A}{V} = \frac{A}{\frac{4}{3}\pi R^3} = \frac{3}{4\pi r_0^3} \simeq 10^{38} \text{ нуклон/см}^3.$$

Нуклоны в ядре связаны *ядерными силами*. Поэтому энергия ядра всегда меньше, чем энергия всех (разрозненных) нуклонов, из которых ядро состоит. В соответствии с соотношением Эйнштейна между массой и энергией  $E = mc^2$  (§ 8) это означает, что масса ядра также всегда меньше суммы масс всех нуклонов, из которых ядро состоит. Превышение массы нуклонов над массой ядра, выраженное в энергетических единицах, называется *энергией связи* ядра (§ 22):

$$\Delta W(A, Z) = \{Zm_p + (A - Z)m_n - M_{\text{я}}(A, Z)\} c^2. \quad (3)$$

Энергия связи, приходящаяся на один нуклон, называется *средней энергией связи нуклонов в ядре*  $\varepsilon = \frac{\Delta W}{A}$ . Средняя энергия связи  $\varepsilon$  является мерой устойчивости ядер. Приблизительно она равна для всех ядер  $8 \text{ Мэв}$ . Это означает, что для удаления одного нуклона за пределы ядра в него надо внести энергию около  $8 \text{ Мэв}$  (*энергия отделения нуклона*). Наоборот, при захвате ядром нуклона эта энергия освобождается (*энергия присоединения нуклона*) и в



ядре появляется избыток энергии, т. е. ядро переходит в возбужденное состояние (см. конец этого параграфа).

Для конкретного ядра приближенное значение  $\Delta W$  (и  $\epsilon$ ) может быть получено при помощи полуэмпирической формулы

$$\Delta W(A, Z) = \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} - \zeta \frac{\left(\frac{A}{2} - Z\right)^2}{A} + \delta, \quad (4)$$

где  $\alpha, \beta, \gamma, \zeta, \delta$  — коэффициенты.

Формула (4) следует из *капельной модели ядра* (§ 25), согласно которой ядро представляет собой сферическую каплю из заряженной несжимаемой сверхплотной ( $\rho \simeq 10^{14}$  г/см<sup>3</sup>) ядерной жидкости. Несмотря на грубость капельной модели, она позволяет объяснить целый ряд ядерных явлений (§ 26).

Для точного подсчета энергии связи [по формуле (3)] необходимо знать массы протона ( $m_p$ ), нейтрона ( $m_n$ ) и ядра  $M_{\text{я}}(A, Z)$ , которые определяются с помощью масс-спектрометров и из анализа ядерных реакций.

Точные подсчеты энергии связи обнаруживают отклонения от капельной модели: устойчивость ядра зависит от числа содержащихся в нем нуклонов. Оказалось, что наибольшей устойчивостью обладают ядра, содержащие «магическое» число протонов или (и) нейтронов (2, 8, 20, 50, 82, 126). Это свойство атомных ядер объясняется в другой модели атомного ядра — *модели ядерных оболочек*. Модель ядерных оболочек строится по аналогии с моделью электронных оболочек в атоме. Капельная модель ядра и модель ядерных оболочек, дополняя друг друга, позволяют описывать широкий круг ядерных явлений.

Так же, как и элементарные частицы, атомные ядра характеризуются спином и магнитным моментом. Спин ядра является сложной композицией из спинов нуклонов и дополнительных механических моментов, обусловленных их орбитальным движением в ядре. Спин любого ядра с четным числом протонов и четным числом нейтронов (четно-четные ядра) равен нулю\*.

Аналогично магнитный момент ядра формируется из собственных и орбитальных магнитных моментов нуклонов. Магнитные моменты четно-четных ядер равны нулю\*. В этих ядрах спины и магнитные моменты каждой пары одинаковых нуклонов компенсируют друг друга.

Атомное ядро может находиться в различных энергетических состояниях. Энергетическое состояние (уровень) ядра с минимальной энергией называется *основным*. Все остальные энергетические состояния ядра называются *возбужденными*.

Ядра в возбужденных состояниях образуются как в природных условиях (в результате  $\alpha$ - или  $\beta$ -распада), так и искусственно (при

\* Имеются в виду основные состояния этих ядер.

бомбардировке ядер ускоренными частицами). В последнем случае энергия возбуждения ядра складывается из энергии связи захватываемой в ядро частицы (например, нейтрона) и значительной доли ее кинетической энергии. При захвате ядром теплового нейтрона энергия возбуждения равна энергии связи захватываемого нейтрона ( $\sim 8 \text{ Мэв}$ ).

Энергия возбужденного состояния отсчитывается от основного состояния. В соответствии с соотношением  $E = mc^2$  масса ядра в возбужденном состоянии больше, чем в основном. Все остальные характеристики возбужденного ядра (спин, магнитный момент и др.), вообще говоря, также отличаются от соответствующих характеристик этого ядра в основном состоянии. Время жизни возбужденного ядра, как правило, очень мало (см. § 5).

## § 5. РАДИОАКТИВНЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ ЯДЕР

*Закон радиоактивного распада. — Постоянная распада, время жизни и период полураспада. —  $\alpha$ -Распад. —  $\beta$ -Распад. — Захват электрона. — Искусственная  $\beta$ -радиоактивность. —  $\gamma$ -Излучение. — Внутренняя конверсия. — Ядерная изомерия. — Эффект Мёссбауэра. — Спонтанное деление. — Испускание запаздывающих нуклонов.*

Хорошо известно, что целый ряд атомных ядер из числа встречающихся в природе, например радий, уран, торий и др., обладают способностью самопроизвольно испускать  $\alpha$ -частицы, электроны и  $\gamma$ -кванты. Такие ядра (и элементы) называются радиоактивными. Про них говорят, что они обладают *естественной* радиоактивностью.

Кроме того, в последние два-три десятилетия было получено множество *искусственно* радиоактивных ядер (§ 30, 41).

Самопроизвольные превращения атомных ядер происходят по закону радиоактивного распада, согласно которому скорость распада (т. е. число ядер, распадающихся за единицу времени) пропорциональна количеству нераспавшихся ядер в данный момент времени:

$$\frac{\Delta N}{\Delta t} = -\lambda N(t). \quad (5)$$

Коэффициент  $\lambda$ , характеризующий скорость радиоактивного распада, называется *постоянной распада*. Каждое радиоактивное ядро имеет строго определенную константу  $\lambda$ . Величина  $\tau = 1/\lambda$  называется *средним временем жизни* радиоактивного ядра. Величина  $T_{1/2} \approx 0,69\tau$  называется *периодом полураспада*.

Решение уравнения (5) при  $\Delta t \rightarrow 0$  приводит к выражению

$$N(t) = \frac{N_0}{2^{t/T_{1/2}}} = N_0 e^{-t/\tau} = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (6)$$

описывающему процесс убывания количества радиоактивных ядер

со временем\*. Из выражения (6) видно, что за время  $t = T_{1/2}$  распадается половина первоначального количества ядер:

$$N(t = T_{1/2}) = \frac{N_0}{2} \quad (7)$$

(подробнее см. § 32).

Во всех видах радиоактивных превращений выполняются законы сохранения энергии, импульса, момента количества движения, электрического, барионного и лептонного зарядов. При  $\alpha$ -распаде и при  $\gamma$ -излучении выполняется закон сохранения четности (при  $\beta$ -распаде он нарушается). Кроме того, при  $\alpha$ -распаде выполняется закон сохранения изотопического спина.

Рассмотрим каждый из радиоактивных процессов подробнее.

В процессе  $\alpha$ -распада из радиоактивного ядра испускается  $\alpha$ -частица, т. е. ядро гелия  ${}^4_2\text{He}$ , состоящее из двух протонов и двух нейтронов (*дважды магическое* ядро). Таким образом, дочернее ядро имеет на два протона и два нейтрона меньше, чем исходное.

Возможность  $\alpha$ -распада связана с тем, что масса (а значит, и энергия покоя)  $\alpha$ -радиоактивного ядра больше суммы масс (суммарной энергии покоя)  $\alpha$ -частицы и образующегося после  $\alpha$ -распада дочернего ядра. Избыток энергии исходного (*материнского*) ядра освобождается в форме кинетической энергии  $\alpha$ -частицы и дочернего ядра. Кинетическая энергия  $\alpha$ -частиц у большинства  $\alpha$ -радиоактивных ядер заключена в небольших пределах 4—9 Мэв. Периоды полураспада, наоборот, изменяются очень сильно: от  $10^{-7}$  сек до  $2 \cdot 10^{17}$  лет. Эту особенность  $\alpha$ -распада удалось объяснить только при помощи *квантовой механики* (§ 18, п. 1).

Кинетическая энергия  $\alpha$ -частиц, испускаемых ядром, имеет строго определенные значения. Как правило, энергетический спектр  $\alpha$ -частиц состоит из нескольких близко расположенных моноэнергетических линий (*тонкая структура  $\alpha$ -спектра*). Два ядра ( $\text{Po}^{212}$  и  $\text{Po}^{214}$ ) наряду с обычными  $\alpha$ -частицами испускают очень небольшое количество ( $\sim 10^{-3}\%$ ) так называемых *длиннопробежных  $\alpha$ -частиц* (с аномально большой кинетической энергией).

В процессе  $\beta$ -распада из радиоактивного ядра самопроизвольно испускается электрон (электронный  $\beta$ -распад) или позитрон (позитронный  $\beta$ -распад), которые возникают в самый момент  $\beta$ -распада (их *нет* в ядре). Третьим видом  $\beta$ -распада является захват ядром электрона из электронной оболочки своего атома (*e-захват*). Во

\* Число  $e \approx 2,718$  является основанием *натуральных* логарифмов (подобно тому как число 10 является основанием десятичных логарифмов). Натуральный логарифм обозначается знаком  $\ln$  (без указания основания). По определению натурального логарифма,  $\ln e = 1$ . Легко показать, что  $\ln x = \ln 10 \lg x = \frac{\lg x}{\lg e}$ .

Числа  $\lg e \approx 0,4343$  и  $\ln 10 = \frac{1}{\lg e} \approx 2,303$  полезно запомнить. Число 0,69, неоднократно встречающееся в тексте книги, является приближенным значением  $\ln 2$ :  $\ln 2 = \ln 10 \lg 2 \approx 2,303 \cdot 0,301 \approx 0,69$ .

Всех трех случаях  $\beta$ -распад сопровождается испусканием нейтрино (или антинейтрино). В результате  $\beta^-$ -распада заряд ядра повышается, а в результате  $\beta^+$ -распада и  $e^-$ -захвата — понижается на единицу. Массовое число ядра (т. е. общее количество протонов и нейтронов) остается неизменным: ядро превращается в изобар (один нейтрон превращается в протон или наоборот).

Как и в случае  $\alpha$ -распада, возможность  $\beta$ -распада определяется тем, что исходное радиоактивное ядро имеет большую массу (и энергию покоя), чем продукты  $\beta$ -распада. Избыток энергии покоя освобождается в форме кинетической энергии электрона (позитрона), энергии антинейтрино (нейтрино) и дочернего ядра. Например, нейтрон тяжелее протона и электрона, вместе взятых. Поэтому энергетически возможен и действительно наблюдается  $\beta$ -распад нейтрона



Это простейший вид  $\beta$ -распада. Он происходит с периодом полураспада  $T_{1/2} = 11,7$  мин.

В отличие от  $\alpha$ -спектров  $\beta$ -спектры — непрерывны. Непрерывный характер  $\beta$ -спектра долго не поддавался правильному объяснению и даже породил гипотезу о нарушении закона сохранения энергии в процессе  $\beta$ -распада (§ 20, п. 1). Его удалось объяснить только в 1931 г. при помощи гипотезы об испускании в процессе  $\beta$ -распада неуловимых нейтральных частиц с нулевой массой — нейтрино (антинейтрино). Окончательно существование нейтрино (антинейтрино) было доказано в опытах, выполненных в 1953—1954 гг.

Теория  $\beta$ -распада была построена в 1934 г. Она связывает между собой энергию  $\beta$ -распада и время жизни  $\beta$ -радиоактивного ядра. Согласно теории,  $\beta$ -распад происходит под действием особого слабого взаимодействия (§ 19, п. 4), ответственного за медленные процессы.

$\beta$ -Радиоактивные ядра можно создать искусственно, если присоединить к стабильному ядру (или отнять у него) один или несколько однотипных нуклонов. Ядра с избытком нейтронов проявляют искусственную  $\beta^-$ -радиоактивность. Такие ядра получают облучением веществ нейтронами в ядерных реакторах (§ 41). Ядра с избытком протонов проявляют искусственную  $\beta^+$ -радиоактивность или испытывают  $e^-$ -захват. Такие ядра можно получить, облучая вещества на циклотроне положительными ионами (§ 41). Впервые искусственная  $\beta^+$ -радиоактивность была открыта в 1934 г. при облучении веществ  $\alpha$ -частицами (§ 30), а искусственная  $\beta^-$ -радиоактивность (в том же году) — при облучении веществ нейтронами от нейтронных источников.

В процессе  $\gamma$ -излучения ядро самопроизвольно переходит из возбужденного состояния в менее возбужденное или основное. При этом избыток энергии ядра освобождается в виде кванта коротковолнового электромагнитного излучения —  $\gamma$ -кванта (подавляющая часть энергии  $E_\gamma$ ) и в виде энергии отдачи ядра (ничтожно

малая часть энергии ( $T_{\gamma} \approx 10^{-2} - 10 \text{ эв}$ ).  $\gamma$ -Излучателями являются практически все дочерние ядра — продукты  $\alpha$ - и  $\beta$ -радиоактивных ядер, так как они образуются не только в основном, но и в возбужденном состоянии. Энергия  $\gamma$ -квантов, испускаемых после  $\alpha$ -распада, обычно не превышает 0,5 Мэв. Энергия  $\gamma$ -квантов, испускаемых после  $\beta$ -распада, достигает 2—2,5 Мэв.

В некоторых случаях энергия возбуждения ядра идет не на  $\gamma$ -излучение, а передается одному из электронов данного атома, в результате чего электрон вылетает из него. Этот процесс называется *внутренней конверсией*, а вылетевший электрон — *конверсионным*. Конверсионные электроны в отличие от электронов  $\beta$ -распада имеют не непрерывный, а дискретный спектр.

Обычно время жизни возбужденного состояния ядра бывает очень небольшим, трудно измеримым ( $\tau \leq 10^{-13} \text{ сек}$ ). Однако в некоторых случаях возбужденное состояние ядра может существовать очень долго: секунды, часы, годы и даже тысячелетия. Такие состояния (уровни) называются *метастабильными*. Ядро, имеющее метастабильный уровень, называется *изомером*. Ядро-изомер как бы несет в себе свойства двух ядер. Его параметры (масса, спин, магнитный момент и др.) в основном и метастабильном состояниях различны. Это приводит к ряду специфических особенностей в свойствах ядер-изомеров. Например,  $\beta$ -радиоактивное ядро-изомер может иметь два периода полураспада. Благодаря этому замечательному свойству изомеров они и были открыты. Ядра-изомеры встречаются группами (образуют так называемые *островки изомерии*).

Как уже говорилось, энергия возбуждения ядра  $E$  при  $\gamma$ -излучении выделяется в форме энергии  $\gamma$ -кванта  $E_{\gamma}$  и кинетической энергии отдачи ядра  $T_{\gamma}$ :

$$E = E_{\gamma} + T_{\gamma}. \quad (9)$$

И хотя энергия отдачи очень мала ( $T_{\gamma} \approx 0,01 - 10 \text{ эв}$ ), тем не менее  $E_{\gamma} \neq E$ . Поэтому в общем случае  $\gamma$ -кванты, испущенные ядром, не могут быть использованы для обратного процесса перевода ядра (того же типа) из основного состояния в возбужденное. Однако при некоторых условиях (использование ядер в виде кристаллической решетки и при достаточно низкой температуре) происходит *испускание и поглощение  $\gamma$ -квантов без отдачи* ( $T_{\gamma} \approx 0$ ). В этом случае становится возможным процесс резонансного поглощения  $\gamma$ -квантов ядрами (*эффект Мёссбауэра*), который позволяет производить измерение энергии с уникальной точностью (§ 35, п. 2).

Кроме общеизвестных радиоактивных процессов ( $\alpha$ -,  $\beta$ -распад и  $\gamma$ -излучение) известны еще три вида процессов, происходящих по закону радиоактивного распада. Это — спонтанное деление тяжелых ядер, испускание запаздывающих нейтронов и испускание запаздывающих протонов.

*Спонтанным делением* называется самопроизвольное расщепление ядер с  $Z \geq 90$  (торий, протактиний, уран и трансурановые эле-

менты) на два ядра-осколка с примерно равными массами ( $M_1:M_2 \approx 2:3$ ). В процессе спонтанного деления освобождается огромная энергия  $Q \approx 200$  Мэв, происхождение которой связано с тем, что масса исходного ядра больше суммы масс ядер-осколков (§ 23).

Испускание *запаздывающих нейтронов* — это двухступенчатый (каскадный) процесс, состоящий из двух последовательных этапов. На первом этапе происходит  $\beta^-$ -распад, при котором дочернее ядро образуется в сильновозбужденном состоянии (энергия возбуждения превышает энергию отделения нейтрона). На втором этапе дочернее ядро испускает нейтрон. Так как нейтрон может испуститься только после  $\beta^-$ -распада, то он называется запаздывающим. Испускание запаздывающих нейтронов характеризуется тем же периодом полураспада, что и предшествующий ему  $\beta^-$ -распад. Запаздывающие нейтроны играют важную роль в процессе управляемой *цепной реакции деления* (§ 28).

Аналогично протекает процесс испускания *запаздывающих протонов*. Здесь первым этапом является процесс  $\beta^+$ -распада с образованием дочернего ядра в сильновозбужденном состоянии. На втором этапе дочернее ядро испускает протон. Оба процесса испускания запаздывающих нуклонов обнаружены только у искусственно созданных ядер, сильно перегруженных соответствующими нуклонами.

В настоящее время производятся поиски прямой (некаскадной) протонной и двухпротонной радиоактивностей, существование которых предсказано теоретически (§ 41).

## § 6. ЯДЕРНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

*Виды ядерных реакций. — Законы сохранения. — Энергия реакции Q. — Пороговые реакции. — Промежуточное ядро. — Формула Брейта — Вигнера. — Нейтронная спектроскопия. — Рассеяние быстрых нейтронов. — Прямые процессы.*

При сближении двух сильновзаимодействующих частиц (ядро и нуклон, два ядра, два нуклона) до расстояния, на котором действуют ядерные силы ( $\sim 10^{-13}$  см), они вступают между собой в ядерную реакцию. В результате ядерной реакции вместо двух первоначальных частиц возникают две (или больше) другие ядерные частицы, которые разлетаются от места ядерного взаимодействия. Ядерное взаимодействие между двумя данными частицами может приводить к разным конечным продуктам. Так, например, при взаимодействии нейтрона с ядром урана может произойти реакция деления (ядро урана делится на два ядра-осколка, см. § 7 и 24); реакция радиационного захвата (после захвата нейтрона образуется более тяжелый изотоп урана, который испускает  $\gamma$ -квант, а затем в процессе  $\beta^-$ -распада превращается в нептуний, § 30); неупругое и упругое рассеяние. В двух последних случаях продукты реакции совпадают с исходными частицами, но при неупругом рассеянии ядро оказывается в возбужденном состоянии.

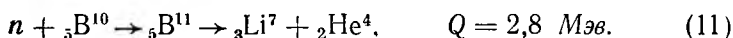
Столь же разнообразны ядерные реакции под действием заряженных частиц. Вот перечень реакций, идущих при взаимодействии протонов разных энергий с литием:

1.  $p + {}_3\text{Li}^7 \rightarrow {}_4\text{Be}^{8*} \rightarrow {}_2\text{He}^4 + {}_2\text{He}^4, \quad Q = 17,3 \text{ Мэв};$
2.  $p + {}_3\text{Li}^7 \rightarrow {}_4\text{Be}^{8*} \rightarrow {}_4\text{Be}^8 + \gamma, \quad Q = 17,2 \text{ Мэв};$
3.  $p + {}_3\text{Li}^7 \rightarrow {}_4\text{Be}^{8*} \rightarrow {}_4\text{Be}^7 + n, \quad Q = -1,65 \text{ Мэв};$  (10)
4.  $p + {}_3\text{Li}^7 \rightarrow {}_4\text{Be}^{8*} \rightarrow {}_3\text{Li}^6 + {}_1\text{H}^2, \quad Q = -5,5 \text{ Мэв};$
5.  $p + {}_3\text{Li}^7 \rightarrow {}_4\text{Be}^{8*} \rightarrow {}_3\text{Li}^7 + p, \quad Q = 0.$

В процессе ядерного взаимодействия выполняются законы сохранения энергии (полной), импульса, момента количества движения, электрического, барионного и лептонного зарядов и некоторые другие (см. § 20, п. 1—6).

В отличие от полной энергии кинетическая энергия взаимодействующих частиц не сохраняется (за исключением процесса упругого рассеяния). Разность между суммарной кинетической энергией частиц — продуктов реакции и суммарной кинетической энергией частиц, вступающих в реакцию, называется *энергией реакции*  $Q$ . По масштабу величины энергия ядерной реакции примерно в миллион раз больше энергии химической реакции. Энергия реакции  $Q$  может быть положительной и отрицательной.

Реакции с положительным  $Q$  называются *экзоэнергетическими*. В этом случае энергия реакции  $Q$  освобождается за счет уменьшения энергии покоя (и, значит, массы) частиц в процессе реакции. Примерами экзоэнергетических реакций являются процессы 1 и 2 из перечня (10), а также упомянутые выше реакция деления урана и реакция радиационного захвата нейтрона. Экзоэнергетические реакции могут идти при нулевой кинетической энергии взаимодействующих частиц (если их сближению не мешает кулоновское отталкивание). Примером может служить упомянутая в § 3 реакция захвата теплового ( $T_n \approx 0$ ) нейтрона бором



Эта реакция широко используется для детектирования тепловых нейтронов с помощью регистрации образующихся быстрых ( $T_{\text{Li}} + T_{\text{He}} = 2,8 \text{ Мэв}$ ) заряженных частиц.

Реакции с отрицательным  $Q$  называются *эндоэнергетическими*. Они обладают *порогом*, т. е. могут протекать только в том случае, когда кинетическая энергия бомбардирующей частицы превосходит некоторое минимальное значение  $T \geq T_{\text{мин}} > |Q|$ . Примерами эндоэнергетических реакций являются процессы 3 и 4 из перечня (10).

Основные закономерности протекания многих ядерных реакций можно объяснить при помощи боровской теории *составного (промежуточного) ядра*. Согласно этой теории ядерная реакция проте-

кает в две стадии. На первой стадии из взаимодействующих частиц образуется составное (промежуточное) ядро [ ${}^4\text{Be}^8$  в реакции (10) и  ${}^5\text{B}^{11}$  в реакции (11)], которое существует около  $10^{-15}$  сек (это примерно в  $10^6$  раз больше времени, которое требуется для слияния частиц в составную систему). На второй стадии реакции промежуточное ядро распадается на продукты реакции. Одно и то же составное ядро (с теми же нуклонным составом, массой, спином, структурой уровней и т. п.) может возникать в разных реакциях. Распад составного ядра не зависит от способа его образования.

Математическая разработка теории промежуточного ядра при рассмотрении реакции захвата медленных нейтронов ядрами приводит к формуле Брейта — Вигнера. Согласно этой формуле вероятность реакции захвата  $\omega$  для нейтронов с кинетической энергией  $T$  изменяется по закону

$$\omega(T) \sim \frac{(\Gamma/2)^2}{(T - T_0)^2 + (\Gamma/2)^2} \sqrt{\frac{T_0}{T}}, \quad (12)$$

где  $T_0$  — так называемая *резонансная энергия* нейтронов;  $\Gamma$  — константа, характеризующая энергетический уровень ядра (*ширина уровня*).

Из формулы (12) следует, что при  $T \ll T_0$  вероятность реакции с ростом энергии нейтронов  $T$  убывает по закону  $1/\sqrt{T}$ , т. е. по закону  $1/v$  (так как  $v \sim \sqrt{T}$ ). При приближении энергии нейтронов к резонансному значению  $T_0$  вероятность взаимодействия начинает возрастать и для  $T = T_0$  становится максимальной. Дальнейший рост энергии приводит к уменьшению вероятности взаимодействия.

Описанный ход вероятности ядерного взаимодействия медленных нейтронов с ядрами был подтвержден экспериментально при помощи методов нейтронной спектроскопии, которые позволяют выделять нейтроны данной энергии из непрерывного спектра. (Нейтроны с непрерывным энергетическим спектром могут быть получены с помощью циклотрона или ядерного реактора.) В одном из методов нейтроны различных энергий разделяются по пространству, в другом они выделяются по разному времени пролета одного и того же расстояния. Кроме медленных нейтронов при помощи методов нейтронной спектроскопии были также изучены и тепловые нейтроны, которые играют исключительно важную роль в ядерной энергетике (§ 28).

Боровская теория реакций применима и к быстрым нейтронам (10—20 Мэв). С ее помощью была получена связь между вероятностью рассеяния нейтронов и радиусом ядер, на которых происходит рассеяние. Эта связь позволила получить радиусы атомных ядер из результатов опытов по изучению рассеяния быстрых нейтронов. Для ядра с массовым числом  $A$  радиус

$$R = 1,4 \cdot 10^{-13} A^{1/3} \text{ см.} \quad (13)$$



(Из других опытов получается несколько меньшее значение радиуса ядра.)

Несмотря на то что боровская концепция двухстадийного протекания ядерных реакций во многих случаях подтверждается экспериментально, ее нельзя считать универсальной. В ряде случаев опыт дает для вероятности ядерной реакции и для углового и энергетического распределения ее продуктов результаты, противоречащие теории Бора. Для объяснения этих результатов был предложен механизм *прямого ядерного взаимодействия*. Этот механизм заключается в передаче одного или нескольких нуклонов из одного взаимодействующего ядра в другое без предварительного образования промежуточного ядра. Например, при взаимодействии с ядром дейтрона один из его нуклонов попадает в ядро, а другой пролетает мимо него, не побывав в ядре. Такая реакция называется *реакцией срыва*. Реакция срыва при высоких энергиях используется для получения быстрых нейтронов.

В общем случае ядерная реакция может протекать обоими способами с большим или меньшим преобладанием какого-либо из них.

## § 7. ЯДЕРНАЯ ЭНЕРГЕТИКА

*Особенности реакции деления. — Цепная реакция. — Первые реакторы и атомная бомба. — Применение атомной энергии. — Реакция синтеза. — Возможность цепного процесса синтеза. — Термоядерная реакция на Солнце. — Водородная бомба. — Трудности осуществления управляемого синтеза.*

Одной из самых замечательных ядерных реакций является *реакция деления* (§ 24). Делением называется реакция расщепления атомного ядра на две примерно равные по массе ( $M_1 : M_2 \approx 2 : 3$ ) части (*осколки деления*). Тяжелые ядра ( $Z \geq 90$ ) делятся как самопроизвольно (спонтанное деление) (см. § 26), так и принудительно (вынужденное деление). В отличие от спонтанного вынужденное деление происходит практически мгновенно ( $\tau < 10^{-14}$  сек). Для вынужденного деления ядер с  $Z \geq 90$  достаточно их предварительно слабо возбудить, например облучая нейтронами с энергией  $T_n \approx 1$  Мэв. Некоторые ядра ( $U^{235}$  и др.) делятся даже под действием тепловых нейтронов.

Масса (а значит, и энергия) делящегося ядра значительно превышает сумму масс осколков. В связи с этим при делении освобождается очень большая энергия  $Q \approx 200$  Мэв, значительную часть которой ( $\sim 170$  Мэв) уносят осколки в виде кинетической энергии.

Осколки деления имеют большой избыток нейтронов. Поэтому они образуют  $\beta^-$ -радиоактивные цепочки из продуктов деления, а также испускают *мгновенные* (два-три на один акт деления  $U$ ) и *запаздывающие* ( $\sim 1\%$  мгновенных) нейтроны.

Большое энерговыделение, испускание нескольких нейтронов, возможность деления при небольшом возбуждении ядра позволяют

осуществить *цепную реакцию деления* (§ 27). Идея цепной реакции деления заключается в использовании вылетевших в процессе деления нейтронов для деления новых ядер с образованием новых нейтронов деления и т. д. Для нарастания цепного процесса необходимо, чтобы отношение числа нейтронов в двух последовательных поколениях (так называемый *коэффициент размножения нейтронов*  $k$ ) было больше единицы ( $k > 1$ ).

Значение коэффициента размножения зависит от числа нейтронов, испускаемых в одном акте деления; от вероятности их взаимодействия с ядрами урана и других элементов при разных энергиях; от конструкции и размеров реакторной установки. В частности, *активная зона* реактора (область, где развивается цепная реакция) должна иметь размеры не меньше некоторой *критической величины*.

Первый ядерный реактор был построен в конце 1942 г. из естественного урана и тщательно очищенного графита (который использовался в качестве замедлителя нейтронов деления до тепловой энергии). Для обеспечения  $k > 1$  уран был размещен внутри графита в виде *решетки* (отдельными блоками). Управление реактором производилось при помощи специальных стержней, изготовленных из кадмия, который сильно поглощает тепловые нейтроны. Коэффициент размножения первого реактора превышал единицу всего на  $\sim 0,5\%$  (§ 27 и 28).

Цепная реакция, протекающая в уран-графитовом реакторе на тепловых нейтронах при  $k \simeq 1,005$ , относится к классу медленных управляемых цепных ядерных процессов. Естественный уран не пригоден для осуществления быстрого цепного ядерного процесса взрывного типа на быстрых нейтронах. Такой процесс был осуществлен в 1945 г. на чистом изотопе урана  $U^{235}$  и на обладающем аналогичными свойствами изотопе  $Pu^{239}$  трансуранового элемента плутония (§ 30).

Принцип работы атомной бомбы заключается в очень быстром сближении нескольких порций ядерного горючего, общее количество которых после их объединения превосходит по массе и размерам критические значения. Энергетическая эффективность атомной бомбы примерно в миллион раз превышает эффективность обычной бомбы.

После окончания второй мировой войны основные усилия ученых-атомников были направлены на освоение атомной энергии для мирных целей.

В 1954 г. в СССР была пущена первая в мире атомная электростанция, в 1957 г. спущен на воду атомный ледокол «Ленин». В настоящее время атомная энергия применяется практически во всех областях народного хозяйства и науки и вносит все больший вклад в мировую энергетику. Построено и работает много ядерных реакторов разных типов (на тепловых, промежуточных и быстрых нейтронах) с различными замедлителями (графит, вода, тяжелая вода, бериллий и др.) и совсем без замедлителя (на быстрых нейтронах), с разным ядерным горючим (естественный уран,  $U^{235}$ ,  $U^{233}$ ,  $Pu^{239}$ ,

обогащенный уран). Они используются и для получения энергии (атомные электростанции, суда и др.), и для производства ценного ядерного горючего из малоценных изотопов урана ( $U^{238}$ ) и тория ( $Th^{232}$ ), и для испытания различных материалов, и для получения радиоактивных изотопов и трансурановых элементов, и для различных научных исследований. В последние годы строятся сверхмощные ядерные реакторы двухцелевого назначения: для производства электроэнергии и опреснения морской и засоленной воды. Стоимость «атомной» электроэнергии вскоре обещает стать сравнимой со стоимостью обычной электроэнергии.

Кроме реакции деления тяжелых ядер существует еще один способ освобождения внутриядерной энергии — реакция *синтеза* легких ядер.

Известно, что средняя энергия связи, рассчитанная на один нуклон, у легких ядер растет с ростом массового числа. Поэтому при объединении двух легких ядер в одно более тяжелое должен освобождаться избыток энергии связи — ядерная энергия синтеза. Обязательным условием для процесса синтеза является достаточно большая кинетическая энергия взаимодействующих ядер, необходимая для преодоления кулоновского отталкивания между ними. Эта энергия может быть получена как энергия теплового движения при очень сильном нагревании.

Величина энерговыделения в процессе синтеза настолько велика, что при большой концентрации взаимодействующих ядер ее может оказаться достаточно для возникновения цепной термоядерной реакции. В этом процессе быстрое тепловое движение ядер поддерживается за счет энергии реакции, а сама реакция — за счет теплового движения.

Для достижения необходимой кинетической энергии температура реагирующего вещества должна быть очень высокой ( $10^7$ — $10^8$ )°. При такой температуре вещество находится в состоянии горячей, полностью ионизированной плазмы, состоящей из атомных ядер и электронов.

Можно себе представить три способа осуществления цепной термоядерной реакции.

1. Медленная термоядерная реакция, самопроизвольно происходящая в недрах Солнца и других звезд.

В этом случае количество реагирующего вещества настолько колоссально, что оно удерживается и сильно уплотняется (до  $100 \text{ г/см}^3$  в центре Солнца) гравитационными силами, действующими между отдельными частицами плазмы. Термоядерные процессы на Солнце протекают при температуре около  $20\,000\,000^\circ$  и в конечном итоге сводятся к преобразованию четырех протонов в ядро гелия, два протона и два нейтрино с выделением энергии связи.

2. Быстрая самоподдерживающаяся термоядерная реакция неуправляемого характера, происходящая при взрыве водородной бомбы.

В качестве ядерного горючего в водородной бомбе используются ядра легких элементов (например, ядра дейтерия и лития). Высокая температура, необходимая для взаимодействия ядер, достигается в результате взрыва атомной бомбы, которая входит в состав водородной бомбы. Для повышения эффективности взрыва термоядерное горючее в водородной бомбе окружают инерционной оболочкой, которая предохраняет горючее от преждевременного разбрасывания (до того, как оно прореагирует). В процессе совершенствования водородных бомб были созданы образцы, эффективность которых эквивалентна около 100 000 000 *t* обычного взрывчатого вещества.

3. Управляемая термоядерная реакция. Этот процесс осуществить пока не удалось. Трудности связаны с необходимостью получения в земных условиях достаточно большого количества плотной, очень горячей (~200 миллионов градусов) плазмы, которая должна длительно и устойчиво существовать внутри термоядерной установки, не касаясь ее стенок. В настоящее время имеются определенные успехи в решении этой задачи. Однако пока не удается получить плазму, удовлетворяющую всем требованиям одновременно: при высокой плотности и температуре она оказывается неустойчивой и, наоборот, устойчивая высокотемпературная плазма имеет слишком низкую плотность.

Над проблемой получения управляемой термоядерной реакции работают тысячи ученых во многих странах мира. Интерес к этой проблеме объясняется тем, что на Земном шаре имеются поистине неисчерпаемые запасы термоядерного горючего — дейтерия, который в виде небольшой примеси содержится в воде океанов. Решение проблемы управляемого синтеза полностью освободит человечество от тревоги за возможный энергетический голод в отдаленном будущем.

На этом мы заканчиваем наш краткий обзор ядерной физики. Естественно, что при таком конспективном изложении очень многое оказалось описанным грубо схематично или даже просто пропущено. Для более серьезного ознакомления с общей и ядерной физикой, а также с элементами теории относительности и квантовой механики читатель может обратиться к следующим книгам:

1) Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике. Выпуски 1—4, М., «Мир», 1965.

2) Гольданский В. И., Лейкин Е. М. Превращение атомных ядер. М., Изд-во АН СССР, 1958.

3) Мухин К. Н. Введение в ядерную физику. Изд. второе, М., Атомиздат, 1965.

Но необходимо иметь в виду, что эти книги рассчитаны не на самого молодого читателя (они доступны студентам младших курсов).

## Глава 2

### ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА И ТЕОРИЯ ЭЙНШТЕЙНА

Не исключена возможность того, что проверка теории может удаться для... солей радия.

ЭЙНШТЕЙН (1905 г.)

#### § 8. МАССА И ЭНЕРГИЯ

*Всегда ли прав Ньютон? — Классическая и релятивистская механика. — Полная энергия и энергия покоя. — Что такое аннигиляция? — Может ли пуля стать сверхсупербомбой? — Нечто о Тунгусском метеорите. — Аннигиляция в лаборатории.*

Из школьного курса физики вы хорошо знаете, что такое кинетическая энергия. Тело с массой  $M$  и скоростью  $v$  см/сек имеет кинетическую энергию  $T = \frac{Mv^2}{2}$  эрг. Если скорость тела равна нулю, то его кинетическая энергия также равна нулю. Вы, конечно, часто пользовались этой формулой и всякий раз убеждались (если только правильно делали вычисления) в том, что она верна. Однако на самом деле эта формула справедлива далеко не всегда. Вам не приходилось в ней сомневаться до сих пор потому, что в школьном курсе специально рассматриваются только такие задачи, где эта формула применима. А область применения формулы  $T = \frac{Mv^2}{2}$  ограничивается движением со скоростью, много меньшей скорости света в пустоте  $v \ll c$ .

Так как скорость света в пустоте (в вакууме) очень велика ( $c \approx 3 \cdot 10^{10}$  см/сек)\*, то указанное ограничение не играет роли при рассмотрении любых практических задач о движении макроскопических (т. е. больших) тел, включая движение планет и метеоритов, ракет и космических кораблей. И только в очень далеком будущем, когда будут построены космические корабли, движущиеся с субсветовыми скоростями\*\*, формула  $T = \frac{Mv^2}{2}$  и вообще вся классическая механика Ньютона окажутся неприменимыми в космонавтике.

\* Точное значение скорости света в вакууме равно 299792,5 км/сек.

\*\* См. примечание на стр. 48.

Совсем другое дело — ядерная физика, которая изучает микроскопические объекты\*. Здесь, наоборот, классическая механика применима только в исключительных случаях, так как обычно микрочастицы движутся со скоростями, сравнимыми со скоростью света. Поэтому в ядерной физике, как правило, приходится пользоваться не классической, а так называемой *релятивистской механикой*.

Релятивистская механика опирается на положения *специальной теории относительности*, созданной А. Эйнштейном в 1905 г. В настоящее время имеется много хороших научно-популярных книг по теории относительности\*\*. Поэтому мы не будем здесь рассказывать, как Эйнштейн пришел к своим выводам, а только кратко сформулируем некоторые результаты его исследований и проиллюстрируем их правильность на экспериментальном материале.

Начнем с описания важнейшего понятия — *полной энергии*  $E$  движущегося материального тела. Согласно Эйнштейну, полная энергия  $E$  тела с массой  $M$  и скоростью  $v$  состоит из двух слагаемых: энергии покоя  $E_0$  и кинетической энергии  $T$ :

$$E = E_0 + T. \quad (14)$$

Кинетическая энергия  $T$  при  $v \ll c$  (например, при  $v < 0,01c = 3000 \text{ км/сек} = 3 \cdot 10^8 \text{ см/сек}$ , что почти в 300 раз превышает вторую космическую скорость) с очень высокой степенью точности может быть вычислена по формуле классической механики  $T = \frac{Mv^2}{2}$ .

И только при  $v \geq 0,01c$  возникают так называемые *релятивистские поправки*, очень небольшие при  $v = 0,01c$  и быстро возрастающие по мере приближения  $v$  к  $c$ \*\*\*. В этом случае кинетическая энергия должна вычисляться по более сложной формуле:

$$T = Mc^2 \left( \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - 1 \right), \quad (15)$$

которая будет рассмотрена в § 9.

Энергия покоя является энергетическим выражением массы тела, находящегося в состоянии покоя ( $v = 0$ ). Эйнштейн показал, что энергия покоя тела с массой  $M$  равна  $E_0 = Mc^2$ . Согласно этой формуле один грамм вещества обладает энергией покоя  $9 \cdot 10^{20} \text{ эрг}$ .

\* Мы употребляем слова «микроскопические объекты», «микрочастицы» и т. п. в несколько условном смысле, так как, конечно, не может быть и речи о том, чтобы увидеть их в микроскоп.

\*\* См., например, Гарднер М. Теория относительности для миллионов. М., Атомиздат, 1965, или упомянутые в конце гл. 1 «Фейнмановские лекции по физике», вып. 2, гл. 15 и 16.

\*\*\* Конечно, граничная скорость  $v = 0,01c$  выбрана условно. В ряде случаев ее можно выбрать равной  $v = 0,1c$ , так как даже при столь высокой скорости ( $v = 30\,000 \text{ км/сек}$ ) релятивистские поправки оказываются сравнительно небольшими. Иногда, наоборот, даже при  $v < 0,001c$  приходится вводить релятивистские поправки для выявления тонких эффектов.

Что это, много или мало?

Чтобы ответить на этот вопрос, давайте сравним энергию покоя какого-либо макроскопического тела с его кинетической энергией при известных условиях. Рассмотрим, например, обыкновенную винтовочную пулю, масса которой составляет около 10 г, т. е. энергия покоя  $Mc^2 = 10 \cdot 9 \cdot 10^{20} = 9 \cdot 10^{21}$  эрг. Считая, что пуля вылетает из винтовки со скоростью около 1 км/сек  $= 10^5$  см/сек, получим для кинетической энергии пули величину  $\frac{Mv^2}{2} = \frac{10 \cdot 10^{10}}{2} = 5 \cdot 10^{10}$  эрг. Вы все, вероятно, с уважением относитесь к этой энергии, так как хорошо известно, что может совершить быстро летящая пуля, сколько пробивает она досок, кирпичей и т. п. А между тем численно эта внушительная кинетическая энергия составляет всего одну двухсотмиллиардную часть энергии покоя той же пули:  $\frac{Mc^2}{T} = \frac{9 \cdot 10^{21}}{5 \cdot 10^{10}} \approx 2 \cdot 10^{11}$ .

Таким образом, согласно Эйнштейну, *полные* энергии как летящей, так и покоящейся пули практически одинаковы, так как одна из них всего на 1/200 000 000 000 больше другой. Знаменитая пуля на излете, которую французский летчик в «Занимательной физике» Перельмана ловит голыми руками без вреда для себя, практически обладает такой же энергией, что и пуля, вылетающая из винтовки! И все-таки первую можно действительно поймать голыми руками\*, а вторую не советуем. В чем же дело? А дело заключается в том, что в обычных условиях колоссальная энергия покоя, о которой шла речь, находится как бы в скрытом состоянии и поэтому она совершенно безобидна. Однако *в принципе* можно себе представить условия, в которых эта энергия будет высвободиться, и тогда наша сравнительно безобидная пуля превратится в сверхсупербомбу! Еще бы! Ведь энергия покоя пули эквивалентна ее кинетической энергии при скорости 260 000 км/сек!

Мы не случайно употребили слово *в принципе*, когда сказали о возможности освобождения всей энергии покоя макрокуска вещества. Условия, при которых этот процесс становится возможен, весьма необычны: каждый атом тела (в нашем примере пули) должен встретиться с *антиатомом* антитела («антипули»). При такой встрече произойдет процесс *аннигиляции*, т. е. превращения энергии покоя обоих тел в другую форму энергии (например, в энергию покоя и кинетическую энергию образующихся при аннигиляции более легких, чем нуклоны, частиц)\*\*.

\* Конечно, если относительная скорость пули и самолета мала.

\*\* Вот антипулю нельзя не только ловить, но и просто брать руками, и не только голыми руками, но и как угодно хорошо защищенными. Потому что любая (пусть даже броневая) защита состоит из атомов, которые при встрече с антиатомами антипули проаннигилируют с ними. Зато если читатель — античеловек, т. е. состоит из антиатомов, то он может обращаться с антипулей так же спокойно, как и тот французский летчик, так как антируки античеловека не будут аннигилировать при соприкосновении с антивеществом.

Заметим сразу же, во избежание недоразумений, что пока такие встречи возможны только на страницах научно-фантастических романов, так как принципиальные трудности получения, накопления и хранения антиатомов, а также изготовления из них макроскопических антител («антипуль») позволяют нам надеяться на то, что сравнительно безобидная пуля никогда не превратится в сверхсупербомбу.

Правда, недавно группой ученых было высказано мнение с принципиальной возможности прилета на Землю куска антивещества из далекого антимира. По мнению этих ученых, разрушительный эффект, вызванный известным Тунгусским метеоритом в 1908 г., следует объяснять именно аннигиляцией антиатомов такого прилетевшего «антикуска» при встрече с атомами земной атмосферы. Подробнее об этой любопытной гипотезе, а также о том, что такое аннигиляция, антиатом, античастица, мы расскажем в § 33, п. 1 и § 38, а пока, забегаая вперед, хотим подчеркнуть очень важный для нас результат. До сих пор мы говорили об аннигиляции макроскопических тел и о том, что физикам здесь нечем похвастаться. Однако физики, занимающиеся изучением свойств элементарных частиц, уже сравнительно давно *наблюдают экспериментально* аннигиляцию электрона, протона и нейтрона при их встрече со своими античастицами: позитроном, антипротоном и антинейтроном (§ 38). И в этих процессах *действительно* происходит превращение всей энергии покоя обеих частиц (частицы и античастицы) в другую форму энергии. Это полностью (качественно и количественно) подтверждает правильность формулы Эйнштейна  $E = Mc^2$ \*

Разумеется, аннигиляция элементарных частиц практического значения (как источник энергии) не имеет, так как для создания условий, при которых она может происходить, приходится затрачивать неизмеримо больше энергии, чем ее выделяется при аннигиляции\*\*.

И все-таки физики научились превращать энергию покоя в кинетическую и тепловую энергию и в практических целях, правда, далеко не всю, а только приблизительно 0,001 ее долю. Несмотря на малость этого коэффициента, можно, взяв достаточно большую массу исходного вещества, получить сколь угодно большую энергию. О том, как этого удалось добиться, мы расскажем в гл. 5 и 6. А сейчас подчеркнем, что и в макроскопическом превращении подтверждается соотношение Эйнштейна (для части массы):

$$\Delta E = \Delta Mc^2. \quad (16)$$

Отметим также, что физики научились осуществлять и обратное превращение кинетической энергии в энергию покоя. При взаимо-

\* В данном случае под  $M$  надо понимать суммарную массу обеих аннигилирующих частиц.

\*\* Огромная энергия нужна для искусственного получения античастиц в лабораторных условиях.



действии очень быстрых частиц за счет их кинетической энергии могут рождаться новые частицы (см. § 20, пп. 2 и 4). Этот процесс также происходит в полном соответствии с формулой (16).

### § 9. МАССА И КИНЕТИЧЕСКАЯ ЭНЕРГИЯ ПРИ БОЛЬШИХ СКОРОСТЯХ

*Чем быстрее, тем тяжелее. — 300 000 км/сек и не больше. — Что такое циклотрон. — Почему циклотрон не пригоден для ускорения электронов. — Открытие В. И. Векслера. — Большая семья ускорителей. — Замечательный множитель  $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ .*

Если читатель этой книги следит за рассуждениями автора с карандашом в руках (а автору очень хотелось бы в это верить), то он безусловно заметил в § 8 несоответствие между величиной скорости пули (260 000 км/сек) и предполагаемым значением ее кинетической энергии ( $T = 9 \cdot 10^{21}$  эрг). Действительно, если пользоваться формулой классической механики, то при  $T = 9 \cdot 10^{21}$  эрг скорость пули должна быть равна не 260 000 км/сек, а  $v = \sqrt{\frac{2T}{M}} = \sqrt{\frac{18 \cdot 10^{21}}{10}} \simeq 4,25 \cdot 10^{10}$  см/сек = 425 000 км/сек. Однако последний подсчет ошибочен.

Оказывается, и в этом заключается одно из основных положений специальной теории относительности Эйнштейна, при любой сколь угодно большой кинетической энергии пули ее скорость обязательно остается меньше скорости света в вакууме ( $c \simeq 300\,000$  км/сек). И это справедливо не только для пули, но и для любой другой частицы тяжелее или легче ее, в том числе для микрочастиц, например для электронов. И только частицы с нулевой массой покоя (нейтрино, антинейтрино и фотон) могут двигаться со скоростью, равной скорости света в вакууме. Более того, они всегда (независимо от своей энергии) двигаются только с такой скоростью, не быстрее и не медленнее.

Согласно Эйнштейну, пуля с кинетической энергией  $9 \cdot 10^{21}$  эрг действительно должна двигаться со скоростью, равной «только» 260 000 км/сек, а не 425 000 км/сек. Это и означает, что в области субсветовых скоростей формула  $T = \frac{Mv^2}{2}$  становится неверной. Кинетическая энергия релятивистской частицы с ростом ее скорости растет не по квадратичному закону ( $T \sim v^2$ ), а быстрее. Эйнштейн показал, что это на первый взгляд странное обстоятельство объясняется тем, что при высоких скоростях масса тела растет с ростом скорости. Поэтому в формуле для кинетической энергии значение массы нельзя считать постоянным коэффициентом.

Закон изменения массы со скоростью имеет следующий вид:

$$m = m_0 \gamma, \quad (17)$$

где  $m$  — масса движущегося тела (иначе ее называют *релятивистской* массой),  $m_0$  — масса покоя тела;  $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ ,  $\beta = \frac{v}{c}$ .

Таким образом, масса движущейся частицы  $m$  как бы состоит из двух слагаемых — массы покоя  $m_0$  и «массы движения» («кинетической массы»)  $m_k$ :

$$m = m_0 + m_k,$$

$$\text{где } m_k = m - m_0 = m_0\gamma - m_0 = m_0(\gamma - 1).$$

При  $v \ll c$ ,  $\beta \simeq 0$ ,  $\gamma \simeq 1$  и  $m_k \simeq 0$ , а  $m \simeq m_0$ .

Соответственно иначе выглядит в релятивистской механике и выражение для импульса (количества движения):

$$p = mv = m_0 v \gamma = m_0 \beta c \gamma = \frac{m_0 \beta c}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad (18)$$

(вместо  $p = m_0 v$  в механике Ньютона).

Из формулы (17) видно, что в той области, которую мы с вами отвели на долю классической механики ( $v \ll 0,01 c$ ), эффект зависимости массы от скорости составляет всего 0,05%, т. е. практически совершенно незаметен. Однако при скорости  $v = 250\,000$  км/сек релятивистская масса превышает массу покоя примерно в два раза, при скорости 299 000 км/сек — в 10 раз, а при скорости, составляющей 99,99999% скорости света — в 2000 раз.

Замечательно, что релятивистская масса  $m$  находится точно в таком же соотношении с полной энергией  $E$ , как масса покоя  $m_0$  с энергией покоя  $E_0$ :

$$E = mc^2 = m_0 c^2 \gamma = E_0 \gamma. \quad (19)$$

Отсюда, вспоминая, что  $E = E_0 + T$ , получим правильную (релятивистскую) формулу для кинетической энергии

$$T = E - E_0 = (m - m_0)c^2 = m_0 c^2 (\gamma - 1). \quad (20)$$

Именно по этой формуле и был произведен расчет очень быстро движущейся пули в § 8.

Нам хотелось бы еще раз напомнить читателю, что эта формула верна при *любых возможных* скоростях ( $v < c$ ), но в области малых скоростей ( $v < 0,01c$ ) следует пользоваться более простой формулой  $T = \frac{m_0 v^2}{2}$ , так как в этой области скоростей обе формулы эквивалентны. Вы легко можете в этом убедиться сами, если сделаете следующие простые преобразования:

$$T = m_0 c^2 (\gamma - 1); \quad T + m_0 c^2 = m_0 c^2 \gamma. \quad (20a)$$

Заменим  $T + m_0 c^2$  на  $E$ , а  $m_0 c^2 \gamma$  на  $\frac{E_0}{\sqrt{1-\beta^2}}$  и вернемся к

$$\text{формуле (19) } E = \frac{E_0}{\sqrt{1-\beta^2}}.$$

После возведения в квадрат и простых преобразований получим

$$E^2 - E_0^2 = E^2 \beta^2 \text{ или } (E - E_0)(E + E_0) = E^2 \beta^2. \quad (20б)$$

Но  $E - E_0 = T. \quad (20в)$

$$E + E_0 = 2E_0 + T = 2m_0c^2 + T, \quad (20г)$$

$$E = m_0c^2 + T. \quad (20д)$$

Подставив выражения (20в—д) в уравнение (20б), получим

$$T(2m_0c^2 + T) = (m_0c^2 + T)^2 \frac{v^2}{c^2}.$$

Пренебрегая в обеих скобках малым слагаемым  $T$  (это можно при  $v \ll c$ ), имеем  $2m_0c^2 T = m_0^2 c^4 \frac{v^2}{c^2}$ , т. е.

$$T = \frac{m_0 v^2}{2}.$$

Вот еще одна очень полезная релятивистская формула, связывающая между собой полную энергию, массу покоя и импульс:

$$E^2 = m_0^2 c^4 + p^2 c^2. \quad (21)$$

Эту формулу легко получить из формулы (19) с использованием формулы (18) в результате следующих очевидных преобразований:

$$\begin{aligned} E^2 = m^2 c^4 = m_0^2 c^4 \gamma^2 &= \frac{m_0^2 c^4}{1 - \beta^2} = \frac{m_0^2 c^4 + m_0^2 \beta^2 c^4 - m_0^2 \beta^2 c^4}{1 - \beta^2} = \\ &= \frac{m_0^2 c^4 (1 - \beta^2) + m_0^2 \beta^2 c^4}{1 - \beta^2} = m_0^2 c^4 + \frac{m_0^2 \beta^2 c^4}{1 - \beta^2} = m_0^2 c^4 + p^2 c^2. \end{aligned}$$

Из формул (21), (20в) и (20г) следует релятивистское выражение для импульса через кинетическую энергию и массу

$$p = \frac{\sqrt{E^2 - m_0^2 c^4}}{c} = \frac{\sqrt{T(2m_0c^2 + T)}}{c}. \quad (22)$$

При измерении энергии (и массы покоя) в мегаэлектронвольтах импульс измеряется в единицах  $Mэв/c$ . Наконец, связь импульса с полной энергией  $E$  и скоростью  $\beta = v/c$  может быть легко получена из формулы (18):

$$p = \frac{E\beta}{c}. \quad (23)$$

Ядерная физика и физика элементарных частиц позволяют привести много примеров, подтверждающих правильность формулы (17) и других вытекающих из нее формул. Мы рассмотрим только один из них: ускорение элементарных частиц в циклотроне.

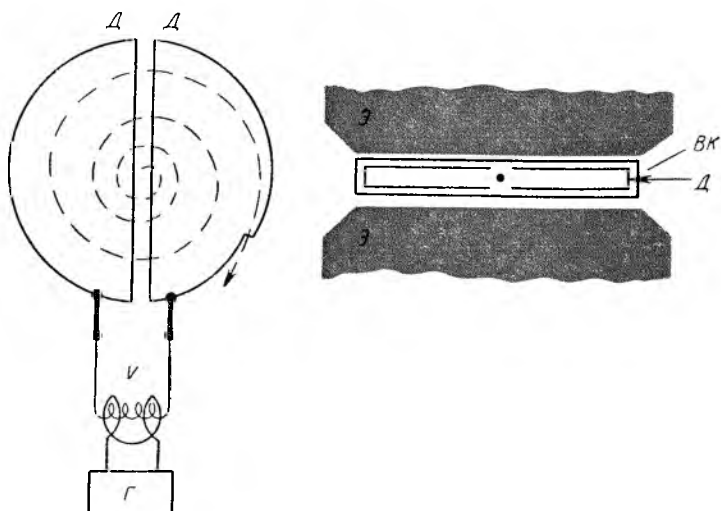


Рис. 2

Как известно, впервые преобразование одного ядра в другое (ядерная реакция) было получено при помощи  $\alpha$ -частиц, т. е. быстрых ядер гелия, испускаемых некоторыми тяжелыми ядрами в процессе  $\alpha$ -распада.  $\alpha$ -Частицы имеют скорость  $v \approx 10^9$  см/сек (в 10 000 раз больше скорости пули и в 1000 раз больше второй космической скорости) и, следовательно, обладают значительной кинетической энергией, позволяющей им в некоторых случаях преодолевать электрическое (кулоновское) отталкивание со стороны ядра. Однако чаще всего энергия естественных  $\alpha$ -частиц оказывается недостаточной для ядерной реакции. Кроме того, желательно иметь в качестве ядерных снарядов, преобразующих атомные ядра, не только  $\alpha$ -частицы, но и протоны, нейтроны и другие элементарные частицы. В связи с этим физики уже давно уделяют большое внимание проблеме искусственного ускорения элементарных частиц, а теперь и тяжелых ионов до высоких скоростей в специальных установках — *ускорителях*. Успехи этого направления ядерной физики столь велики и интересны, что мы к ним еще вернемся в § 34 и 36. Здесь же остановимся лишь на принципе работы одного из первых ускорителей — *циклотрона*, изобретенного Лоуренсом в 1931 г.

Представьте себе большую плоскую круглую металлическую коробку, разрезанную по диаметру. Коробка помещена в вакуумную камеру ВК, которая расположена между полюсами большого электромагнита Э, создающего постоянное магнитное поле напряженностью  $H$  (рис. 2). Приложим между дуантами Д (так называются половинки коробки) на короткое время электрическое поле с разностью потенциалов  $V$  и в этот самый момент введем в центре

коробки в щель между дуантами заряженные частицы, например протоны. Протоны, имеющие электрический заряд  $+e$ , ускоряются электрическим полем до энергии  $eV$  эв\* и начнут двигаться внутри дуантов с постоянной скоростью.

Характер движения протона легко установить из следующего простого расчета. Чтобы получить скорость протона  $v$ , приравняем энергию  $eV$ , приобретенную им при ускорении, к кинетической энергии

$$eV = \frac{m_0 v^2}{2}, \quad (24)$$

причем ввиду малости  $v$  будем пользоваться классической формулой. Таким образом,

$$v = \sqrt{\frac{2eV}{m_0}}, \quad (25)$$

т. е. зависит от разности потенциалов  $V$  (и массы, и заряда ускоряемой частицы).

Известно, что на заряженную частицу, движущуюся с постоянной скоростью  $v$  в постоянном магнитном поле с напряженностью  $H$  перпендикулярно к его силовым линиям, действует сила Лоренца

$$F_n = \frac{evH}{c}, \quad (26)$$

направленная перпендикулярно к скорости и к силовым линиям. Эта сила преобразует прямолинейную траекторию в криволинейную. Если магнитное поле однородно (т. е. его напряженность во всех точках междуполусного пространства одинакова), то траекторией заряженной частицы (при постоянной скорости  $v$ ) является окружность. Направление вращения частицы по окружности при заданном направлении магнитного поля определяется знаком электрического заряда частицы. Радиус окружности можно найти, если приравнять силу Лоренца центробежной силе:

$$\frac{evH}{c} = \frac{m_0 v^2}{r}. \quad (27)$$

Он равен

$$r = \frac{m_0 v c}{eH} = \frac{c}{H} \sqrt{\frac{2m_0 V}{e}}, \quad (28)$$

а путь, который протон проходит за один оборот, равен

$$l_{2\pi} = 2\pi r = \frac{2\pi m_0 v c}{eH}. \quad (29)$$

Отсюда следует, что время одного оборота—период

$$T_{2\pi} = \frac{l_{2\pi}}{v} = \frac{2\pi m_0 c}{eH}. \quad (30)$$

\* В ядерной физике в качестве единицы энергии наиболее часто используется 1 электронвольт (эв) — энергия, приобретаемая единичным электрическим зарядом при прохождении им разности потенциалов в 1 в. Более крупные единицы: 1 кэв =  $10^3$  эв; 1 Мэв =  $10^6$  эв; 1 Гэв =  $10^9$  эв. Нетрудно показать, что 1 эв =  $1,6 \cdot 10^{-12}$  эрг.

и круговая частота

$$\omega = \frac{2\pi}{T_{2\pi}} = \frac{eH}{m_0c} \quad (31)$$

не зависят ни от скорости частицы  $v$ , ни от радиуса ее траектории  $r$ . В связи с этим можно производить последовательное ускорение протонов за счет периодической подачи все новых и новых импульсов напряжения  $V$  в моменты прохождения протонов через щель между дуантами. Практически периодическая подача напряжения на дуанты осуществляется при помощи высокочастотного генератора  $G$ , который перезаряжает дуанты дважды за период, работая с частотой  $\omega_0 = \omega$ . В результате энергия протонов при каждом обороте будет возрастать, а вместе с ней будут расти их скорость и радиус орбиты. Протоны будут двигаться по кривой типа раскручивающейся спирали. Специальное устройство на периферии камеры позволяет выводить ускоренные протоны наружу или использовать их внутри камеры для ядерных реакций.

Замечательно, что описанный способ позволяет повысить первоначальную энергию протона в сотни и даже тысячи раз (максимально до 20—25 Мэв), хотя напряжение, подаваемое на дуанты, не превосходит нескольких десятков или сотен киловольт. Вы спросите, почему только до  $\sim 20$  Мэв, а не до 1000 Мэв или еще более высокой энергии? И как же тогда ускоряют протоны в Дубне до 10 000 Мэв, а в Серпухове (см. § 34, п. 3) даже до 70 000 Мэв ( $\beta = 0,9999$ )? Вот здесь мы, наконец, и подошли вплотную к экспериментальному подтверждению правильности формулы (17). Дело в том, что формула (30), согласно которой период обращения протона в циклотроне не зависит от скорости его движения и радиуса орбиты, была нами получена в предположении о независимости величины массы протона от скорости его движения. Однако такое предположение справедливо лишь при малых скоростях ( $\beta < 0,01$ ). Оценим, например, массу протона, имеющего энергию 60 Мэв ( $\beta = 0,34$ ;  $v = 100\,000$  км/сек). По формуле (19) коэффициент

$$\gamma = \frac{E}{E_0} = \frac{940 + 60}{940} \approx 1,06.$$

Подставив его в формулу (17), получим, что релятивистская масса протона с энергией 60 Мэв на 6% больше его массы покоя. При меньших энергиях это превышение меньше, при больших — больше, но в принципе оно имеется при любой скорости  $v \neq 0$ , т. е. масса частицы, движущейся с переменной скоростью, есть величина *переменная*. Подставляя переменную величину массы в формулу (28), мы убедимся, что на самом деле период обращения протона в циклотроне не постоянен, а возрастает со скоростью (с энергией). Между тем частота генератора, перезаряжающего дуанты циклотрона, остается постоянной. Поэтому по мере возрастания энергии протона он будет все с большим и большим запозданием пересекать щель между дуантами (по отношению к моменту появления на дуантах

ускоряющего напряжения). В конце концов это должно привести к нарушению синхронности между работой высокочастотного генератора и циркуляцией протонов (расфазировке), т. е. к прекращению процесса ускорения. То обстоятельство, что на обычном циклотроне действительно не удается ускорить протоны выше энергии в два десятка мегаэлектронвольт ( $\gamma = 1,02$ , расфазировка невелика) и подтверждает правильность формулы (17).

Граничная энергия, до которой можно ускорять заряженные частицы в циклотроне, зависит от заряда и массы ускоряемых частиц. Если, например, вместо протонов взять электроны, то легко проверить, что для них  $\gamma = 1,02$  достигается уже при кинетической энергии электронов  $T_e = 0,1$  Мэв. Таким образом, циклотрон абсолютно не пригоден для ускорения легких заряженных частиц — электронов. Эксперимент подтверждает и это заключение, давая тем самым дополнительный аргумент в пользу формулы (17). И все-таки и протоны, и электроны можно ускорить до очень высоких энергий, превышающих 1000 Мэв и даже десятки тысяч мегаэлектронвольт, если соответствующим образом компенсировать релятивистское возрастание массы при помощи метода *автофазировки*, открытого в 1944 г. советским физиком В. И. Векслером и независимо от него в 1945 г. американским физиком Е. Мак-Милланом\*.

В. И. Векслер и Е. Мак-Миллан показали, что, если во время ускорения частиц медленно изменять частоту генератора  $\omega_0 = \omega_0(t)$  или напряженность магнитного поля  $H = H(t)$ , то средняя частота обращения частиц в ускорителе  $\bar{\omega}$  будет *автоматически* совпадать с частотой генератора  $\omega_0$ . Таким образом, условие резонанса будет сохраняться для большой группы ускоряемых частиц, несмотря на релятивистское возрастание массы, вследствие чего процесс ускорения может продолжаться и при очень высоких энергиях.

На этом принципе основано устройство многих современных ускорителей электронов (*синхротроны*) и протонов (*фазотроны* и *синхрофазотроны*) на очень высокие энергии. Так, например, в ряде стран, в том числе в СССР, имеются синхротроны, ускоряющие электроны до энергии 6000 Мэв; в Швейцарии с 1959 г. и США с 1960 г. работают синхрофазотроны, ускоряющие протоны до энергии 30 000 Мэв; в СССР с 1957 г. работает синхрофазотрон на энергию 10 000 Мэв, а осенью 1967 г. был получен пучок протонов с гигантской энергией 76 000 Мэв на самом большом в мире Серпуховском ускорителе. С некоторыми из перечисленных ускорителей и с проектами ускорителей на еще большие энергии мы познакомимся в § 34, п. 3 и § 36, п. 6. А пока, резюмируя содержание этого параграфа, заключаем: ускорение заряженных частиц в ускорителях проис-

\* Предельная энергия ускорения протонов в циклотроне может быть повышена также за счет использования постоянного магнитного поля  $H$  специальной конфигурации (изохронные циклотроны). В настоящее время проектируются исохронные циклотроны на энергию до 1000 Мэв (так называемые мезонные фабрики).

ходит в соответствии с релятивистской формулой Эйнштейна для массы

$$m = m_0 \gamma = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \beta^2}}. \quad (32)$$

Мы с вами еще не раз встретимся с этим замечательным множителем  $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$ .

## § 10. ЗАМЕДЛЕНИЕ ВРЕМЕНИ

*Время зависит от скорости. — Можно ли увидеть своих внуков через год после ... рождения сына? — Опять  $\gamma$ . — Как  $\mu$ -мезон прожил 10 жизней. — Измерение времени жизни длительностью  $\sim 10^{-16}$  сек. — Рекордсмены среди короткоживущих.*

Одним из самых замечательных результатов теории относительности является положение о замедлении времени в быстродвижущейся системе. Читая научно-фантастические произведения, вы, вероятно, не раз встречались в них с забавной ситуацией, при которой космический путешественник после нескольких лет странствий с субсветовой скоростью в космосе встречает на Земле своих далеких потомков. Это, конечно, очень интересно, но зачастую кажется весьма и весьма неубедительным. Ведь проверить это следствие теории относительности непосредственным способом мы пока не можем, так как в нашем распоряжении еще нет космических кораблей, движущихся со скоростями, близкими к скорости света. Что же, значит, принимать это положение теории относительности на веру? Нет! Оказывается, и здесь ядерная физика приходит нам на помощь.

Человек, действительно, пока еще не умеет двигаться с субсветовой скоростью, и в настоящее время трудно сказать, когда он научится это делать. Во всяком случае препятствия, которые для этого надо преодолеть, сейчас кажутся непреодолимыми\*. Поэтому мы не можем проверить, зависит «продолжительность жизни» человека от скорости движения или нет. Однако кроме живых существ (и растений) в природе существуют и другие объекты, которые тоже характеризуются определенным временем жизни — это радиоактивные ядра и элементарные частицы. А микроскопические частицы, как было указано в § 9, в отличие от макроскопических тел мы умеем ускорять до субсветовых скоростей. Кроме того, очень быстрые элементарные частицы были обнаружены в составе космических лучей, попадающих на Землю из космического пространства, где

\* Имеется в виду отсутствие подходящего топлива (годится только аннигиляционное или аналогичное по калорийности) и невозможность защититься от космического излучения, которое при релятивистских скоростях становится смертельно опасным из-за эффекта «уплотнения» разреженного космоса (см. рассуждение в § 11).



они ускоряются в «космических ускорителях», построенных природой. Измерив время жизни таких частиц в состоянии покоя  $\tau_0$  и во время их движения  $\tau$  с субсветовой скоростью ( $\beta \simeq 1$ ), можно проверить заключение специальной теории относительности, согласно которому

$$\tau = \tau_0 \gamma = \frac{\tau_0}{\sqrt{1 - \beta^2}}. \quad (33)$$

Такой опыт действительно был поставлен (неоднократно и с разными частицами), и он неизменно подтверждал формулу Эйнштейна. Об одном из вариантов подобного опыта мы сейчас и расскажем.

Среди частиц, перечисленных в табл. 1, для нашей цели особенно удобны  $\mu$ -мезоны. Во-первых, они заряженные (а заряженные частицы легче наблюдать, чем нейтральные); во-вторых у них не слишком маленькое время жизни ( $\sim 2,2 \cdot 10^{-6}$  сек), которое сравнительно нетрудно измерять; в-третьих, у них не очень большая масса ( $207 m_e$ ), так что  $\gamma$ -фактор оказывается большим даже при относительно невысокой кинетической энергии, и, наконец, в-четвертых, быстрые  $\mu$ -мезоны в большом количестве встречаются в составе космических лучей.

$\mu$ -Мезон-лептон; он не взаимодействует с веществом сильным (ядерным) способом. Поэтому его пробег в веществе (например, в атмосфере) определяется более слабым, чем ядерное, электромагнитным взаимодействием, т. е. может быть достаточно большим при высокой энергии.

Представим себе, что мы умеем с помощью специального физического прибора  $\Pi$  выделять из состава космических лучей  $\mu$ -мезоны определенной энергии и измерять их интенсивность, т. е. число частиц, проходящих через  $1 \text{ см}^2$  за  $1 \text{ сек}$  (рис. 3). Тогда, измерив интенсивность  $\mu$ -мезонов данной энергии на вершине высокой горы ( $J_0$ ) и на уровне моря ( $J$ ), мы обнаружим, что  $J < J_0$  (на рис. 3 величина интенсивности изображается густотой пунктира). Этот результат нас не удивляет, так как по дороге вниз часть  $\mu$ -мезонов данной энергии выбывает из первоначального пучка из-за электромагнитного взаимодействия (в основном из-за ионизационного торможения) с атомами воздуха. Чтобы подтвердить правильность этого объяснения, можно поставить  $\mu$ -мезоны, ре-

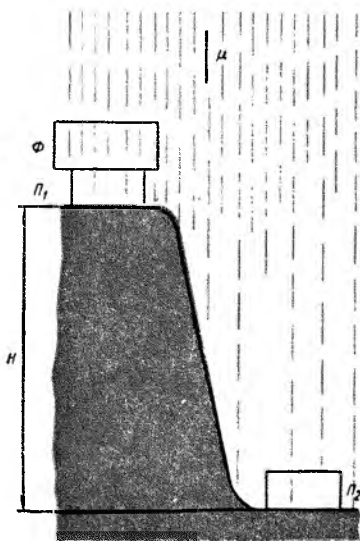


Рис. 3

гистрируемые на вершине горы, в такие же условия, какие существуют для  $\mu$ -мезонов у ее подножия. Для этого в состав физического прибора, установленного на горе, включают фильтр  $\Phi$ , количество вещества в котором эквивалентно количеству вещества в столбе воздуха высотой  $H$ .

Казалось бы, в такой постановке опыта интенсивности  $\mu$ -мезонов наверху и внизу должны сравняться. Но не тут-то было! Разница между ними, правда уменьшилась, но, по-прежнему верхний прибор регистрировал больше  $\mu$ -мезонов, чем нижний. Объяснить это различие можно, предположив, что часть  $\mu$ -мезонов по дороге вниз «умирает», т. е. перестает существовать в форме  $\mu$ -мезонов, распавшись на другие, более легкие частицы. Ясно, что процент распавшихся частиц будет тем больше, чем выше гора и чем меньше время жизни  $\mu$ -мезона. Предполагая, что уменьшение числа  $\mu$ -мезонов происходит по закону радиоактивного распада, можно получить (см. § 5) следующее соотношение:

$$J = J_0 e^{-\frac{t}{\tau}}, \quad (34)$$

где  $e = 2,718\dots$  — основание натуральных логарифмов;  $t$  — время пролета  $\mu$ -мезонами расстояния  $H$ ;  $\tau$  — время жизни  $\mu$ -мезона. Так как для  $\mu$ -мезонов данной энергии время пролета  $t$  может быть вычислено, то в соотношении (34) все величины, кроме  $\tau$ , оказываются известными. Подставляя их значения в формулу, можно найти  $\tau$ , т. е. время жизни *движущегося*  $\mu$ -мезона данной энергии. Измерения показали, что  $\mu$ -мезоны с энергией  $T \simeq \simeq 1000$  Мэв имеют время жизни  $\tau \simeq 10^{-6}$  сек. Согласно формуле (33), это время жизни в  $\gamma$  раз больше времени жизни покоящегося  $\mu$ -мезона, которое должно быть равно

$$\tau_0 = \frac{\tau}{\gamma} = \frac{\tau E_0}{E} = \frac{105 \cdot 10^{-6}}{1105} \simeq 10^{-8} \text{ сек.}$$

( $E_0 = m_\mu c^2 \simeq 105$  Мэв;  $E = E_0 + T \simeq 1105$  Мэв).

Специальные опыты, выполненные с медленными  $\mu$ -мезонами, подтвердили это заключение. Быстро движущийся  $\mu$ -мезон действительно живет в добрый десяток раз дольше, чем его малоподвижные собратья. (Чем не доказательство вреда от сидячего образа жизни?!). Тем самым одно из наиболее парадоксальных заключений теории относительности было блестяще подтверждено экспериментом; *время в системе, движущейся со скоростью  $v = \beta c$ , протекает в  $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$  раз медленнее, чем в покоящейся системе.*

В заключение этого параграфа рассмотрим способ определения времени жизни одной из самых короткоживущих частиц —  $\pi^0$ -мезона, для которого оно составляет всего  $\sim 10^{-16}$  сек. Как же можно определить столь малую величину? Для этого измеряют расстояние  $l$ , которое проходит  $\pi^0$ -мезон известной энергии (а значит, и скорости  $v$ ) за «всю свою жизнь». Поделив пройденное рас-

стояние на скорость, находят время жизни движущегося  $\pi^0$ -мезона ( $\tau$ ). Наконец, поделив  $\tau$  на  $\gamma$ -фактор

$$\left( \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \right),$$

находят время жизни покоящегося  $\pi^0$ -мезона ( $\tau_0$ ). Итак, надо знать  $l$ ,  $v$  и  $\gamma$ .

Практически измерение  $l$  и вычисления  $v$  и  $\gamma$  проводятся следующим образом. Специальную ядерную фотозмульсию облучают пучком медленных  $K^+$ -мезонов, которые оставляют в ней следы, становящиеся видимыми после проявления\*. Так как время жизни  $K^+$ -мезона равно  $\approx 10^{-8}$  сек, а время его ионизационного торможения в эмульсии до полной остановки  $\approx 10^{-11}$  сек, то распад  $K^+$ -мезона обычно происходит в состоянии покоя. Известны шесть способов распада  $K^+$ -мезонов. При одном из них (он осуществляется примерно в 20% случаев)  $K^+$ -мезон распадается по схеме



В свою очередь,  $\pi^+$ -мезон распадается по схеме  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$ , а  $\pi^0$ -мезон — по схеме  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  или (примерно в 1% случаев) по схеме



Вот эти редкие события и разыскивают по их характерному виду в облученной и проявленной фотозмульсии. На рис. 4 изображена схема такого события. Заряженные частицы ( $K^+$ ,  $\pi^+$  и  $\mu^+$ -мезоны, позитроны и электроны) оставляют в эмульсии видимые следы. Они отмечены на схеме сплошными линиями. Пути нейтральных частиц ( $\pi^0$ -мезона,  $\gamma$ -кванта, антинейтрино и двух нейтрино) невидимы; они отмечены на схеме пунктирными линиями. Из рисунка видно, что, несмотря на отсутствие следа у  $\pi^0$ -мезона, путь, пройденный им, может быть измерен, так как хорошо заметны его начало (точка  $A$ ) и конец (точка  $D$ ). Конечно, поиски необходимых событий производятся под микроскопом с увеличением около

\* След (трек) заряженной элементарной частицы в ядерной фотозмульсии имеет вид цепочки черных зерен, размеры которых меньше одного микрона ( $1 \text{ мк} = 10^{-3} \text{ мм}$ ); расстояния между зернами не превышают нескольких микрон.

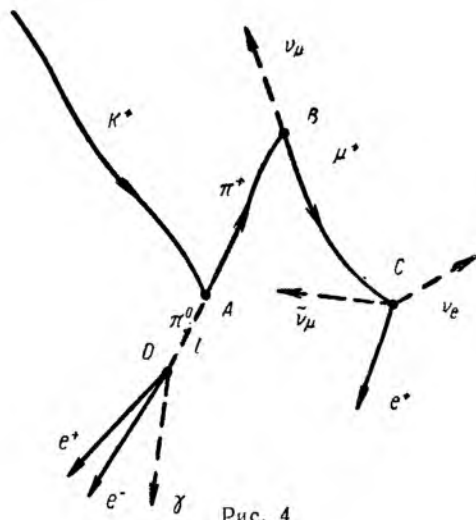


Рис. 4

100×, а измерения требуют еще большего увеличения порядка 1000×. Но и в этих условиях работа по измерению расстояния весьма трудна, так как оно равно по порядку величины 0,1 мк (на рисунке расстояние  $l$  изображено не в масштабе).

Но вот все практические трудности позади, и величина  $l$  измерена. Предположим, что она равна 0,05 мк. Давайте получим из нее время жизни  $\pi^0$ -мезона. Для этого нам нужно знать его скорость и  $\gamma$ -фактор. Вычислим их.

При распаде  $K^+$ -мезона по схеме  $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$  избыток массы равен  $\Delta m = (966 - 273 - 265) = 428 m_e$ . Ему соответствует энергия  $\Delta mc^2 = 220 \text{ Мэв}$ . Так как массы  $\pi^+$ - и  $\pi^0$ -мезонов примерно равны, то эта энергия распределяется между ними приблизительно поровну. Предположим для простоты, что кинетическая энергия  $\pi^0$ -мезона составляет ровно половину от 220 Мэв, т. е.  $T = 110 \text{ Мэв}$ . Тогда его полная энергия  $E = E_0 + T = 135 + 110 = 245 \text{ Мэв}$ , и  $\gamma$ -фактор равен  $\gamma = \frac{E}{E_0} = \frac{245}{135} = 1,8$ . Чтобы определить скорость  $\pi^0$ -мезона, вычисляем его импульс (количество движения) по формуле (22) из § 9:

$$p = \sqrt{T(2E_0 + T)} / c = \sqrt{110 \cdot 380} / c = 205 \text{ Мэв}/c.$$

Подставив полученное значение в формулу (23) из § 9, получим

$$\beta = \frac{pc}{E} = \frac{205}{245} = 0,835 \quad \text{и} \quad v = \beta c = 2,5 \cdot 10^{10} \text{ см}/\text{сек}.$$

Отсюда

$$\tau = \frac{l}{v} = \frac{5 \cdot 10^{-6}}{2,5 \cdot 10^{10}} = 2 \cdot 10^{-16} \text{ сек}$$

и, наконец,

$$\tau_0 = \frac{\tau}{\gamma} = \frac{2 \cdot 10^{-16}}{1,8} \simeq 10^{-16} \text{ сек}.$$

Это, конечно, очень маленькое время жизни, но не рекордное. Из элементарных частиц рекордно малое время жизни имеет  $\Sigma^0$ -гиперон, у которого оно, по-видимому, составляет  $10^{-19} \text{ сек}$ . Мы пишем «по-видимому», так как измерить его пока не удается\*, и приведенное число является теоретической оценкой. Но и это весьма малое время жизни в 10 000 раз превосходит время существования нестабильных частиц — резонансов, которое равно около  $10^{-23} \text{ сек}$  (ядерное время). Вероятно, вам покажется странным, но время порядка  $10^{-23} \text{ сек}$  физики снова умеют измерять! Однако здесь уже на помощь приходит не теория относительности, а квантовая механика. Как это делается, мы узнаем в § 35\*\*.

\*Измерения дают  $\tau_{\text{эксп}} < 1 \cdot 10^{-14} \text{ сек}$ .

\*\* Таким же способом оценено время жизни  $\eta$ -мезона ( $\tau \approx 10^{-19} \text{ сек}$ ), который теперь относят к классу элементарных частиц (раньше считали его резонансом).

## § 11. СОКРАЩЕНИЕ РАЗМЕРОВ

*Короче друг друга! — И снова  $\gamma$ . — Мысленный опыт. — Верхом на  $\pi$ -мезоне. — Чем быстрее, тем короче и плотнее.*

К замедлению времени тесно примыкает другой замечательный релятивистский эффект — сокращение расстояний (сжатие размеров) в направлении движения. Согласно специальной теории относительности, *каждый* из двух космонавтов, разминувшихся с относительной скоростью  $v \simeq c$ , увидит в момент встречи корабль партнера укороченным в  $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$  раз ( $\beta = \frac{v}{c}$ ). Если, напри-

мер, оба корабля одинаковые и их относительная скорость составляет  $v = 0,9 c$ , то каждому из космонавтов будет казаться, что встречный корабль вдвое короче его собственного корабля.

Спрашивается, можно ли проверить существование такого странного эффекта с помощью ядерной физики? Оказывается, этого делать не нужно, так как в сущности мы его уже проверили в предыдущем разделе. Чтобы в этом убедиться, достаточно провести некоторое рассуждение или, как говорят физики, поставить *мысленный* опыт с  $\pi$ -мезоном.

Мысленный опыт обычно бывает совершенно не выполним в действительности. Но если он опирается на доказанные ранее положения и «ставится» логически безупречно, то его результаты столь же надежны, как и результаты настоящего реально выполненного эксперимента. Мы с вами не раз будем пользоваться этим приемом в нашей книге.

Итак, давайте проведем простой мысленный опыт с  $\pi^+$ -мезоном\*.

Рассмотрим  $\pi^+$ -мезон, движущийся в атмосфере со скоростью  $v$ , и подсчитаем, сколько атомов воздуха он встретит на пути  $l$ , пройденном за время своего существования  $\tau$  (до распада). Для определенности будем считать, что  $\pi^+$ -мезон «встречает» все атомы, заключенные внутри столбика воздуха сечением  $1 \text{ см}^2$  и длиной  $l$ . Подсчет проведем с помощью двух наблюдателей: один находится на Земле рядом со столбиком воздуха, в котором летит  $\pi^+$ -мезон, а другой, уподобившись барону Мюнхгаузену, сидит верхом на летящем  $\pi^+$ -мезоне.

Конечно, у обоих наблюдателей должен получиться одинаковый результат, так как оба считают одни и те же атомы воздуха. Но этот результат у разных наблюдателей будет получаться по-разному. Посмотрим, что дают их подсчеты.

\* Напомним, что  $\pi^+$ -мезон имеет массу  $m_{\pi^+} = 273 m_e$  и время жизни (в состоянии покоя)  $\tau_0 = 2,6 \cdot 10^{-8} \text{ сек}$ . Через  $\tau_0 \text{ сек}$  (в среднем)  $\pi^+$ -мезон распадается на  $\mu^+$ -мезон и нейтрино:  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_{\mu}$ . Образовавшийся  $\mu^+$ -мезон, в свою очередь, распадается на позитрон, нейтрино и антинейтрино:

$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_{\mu}$ .

## 1. Подсчет земного наблюдателя

Время жизни летящего  $\pi^+$ -мезона

$$\tau = \gamma \tau_0 = \frac{\tau_0}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad (37)$$

где  $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$ ;  $\tau_0$  — время жизни покоящегося  $\pi^+$ -мезона;

$\beta = v/c$ .

Путь, пройденный  $\pi^+$ -мезоном за время жизни, равен

$$l = v\tau = \beta c \tau_0 \gamma. \quad (38)$$

Количество ядер в столбике воздуха длиной  $l$  равно

$$N = nl = n\beta c \tau_0 \gamma, \quad (39)$$

где  $n$  — концентрация атомов воздуха в атмосфере.

## 2. Подсчет путешественника

Наблюдателю, летящему вместе с  $\pi^+$ -мезоном, кажется, что он и  $\pi^+$ -мезон находятся в состоянии покоя, но зато мимо них со скоростью  $v$  в течение всего времени жизни  $\pi^+$ -мезона движется воздух. Время жизни покоящегося  $\pi^+$ -мезона равно  $\tau_0$ . Длина столбика воздуха, прошедшего мимо  $\pi^+$ -мезона за время  $\tau_0$ ,

$$l' = v\tau_0 = \beta c \tau_0 = \frac{l}{\gamma}. \quad (40)$$

т. е. в  $\gamma$  раз меньше.

Количество ядер воздуха в этом столбике

$$N' = n'l' = n' \frac{l}{\gamma}. \quad (41)$$

где  $n'$  — концентрация атомов в движущемся столбике воздуха с точки зрения наблюдателя, сидящего на  $\pi^+$ -мезоне. Но, согласно предыдущему,  $N$  и  $N'$  должны быть равны друг другу:

$$nl = n'l' = \frac{n'}{\gamma} l. \quad (42)$$

Следовательно,  $n' = \gamma n$ . (43)

Итак, для того чтобы результат подсчета одного и того же количества атомов не зависел от того, кто его производит (наблюдатель, мимо которого пролетает  $\pi^+$ -мезон, или наблюдатель, сидящий верхом на  $\pi^+$ -мезоне), столбик воздуха, рассматриваемый с  $\pi^+$ -мезона, должен казаться в  $\gamma$  раз короче и плотнее того же самого столбика при рассмотрении его с Земли. Но это и есть сокращение (сжатие) размеров движущегося тела в направлении его движения.

Аналогичными рассуждениями можно показать, что всадник, едущий на  $\pi$ -мезоне, при рассмотрении его с Земли также должен казаться в  $\gamma$  раз плотнее и короче в направлении его движения. Наш художник попытался проиллюстрировать этот эффект на примере барона Мюнхгаузена, летящего на пушечном ядре (рис. 5). Частично ему это удалось (ядро изображено в виде яйца).



Рис. 5

## § 12. СЛОЖЕНИЕ СКОРОСТЕЙ ПО ЭЙНШТЕЙНУ

*Пуля из самолета. — Позитрон из  $\mu$ -мезона. — Когда  $3 + 3 = 3$  и  $3 + 1 = 3$ . — Ценою жизни. — Потомки элементарных частиц. — Четыре поколения частиц. — Бывает, что и  $4 = 1$ .*

Один из результатов теории относительности, который часто поражает воображение, заключается в необычном способе сложения скоростей по сравнению с принятым в классической механике. В классической механике скорости складываются как векторы, т. е. результирующая скорость равна диагонали параллелограмма, построенного на составляющих скоростях как на сторонах (рис. 6, а):

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_1 + \mathbf{v}_2. \quad (44)$$

Особенно просто обстоит дело, когда обе составляющие коллинеарны, т. е. направлены в одну и ту же или в противоположные стороны (рис. 6, б). В этом случае результирующая скорость также коллинеарна составляющим и равна их алгебраической сумме. Никто из вас, например, не сомневается в том, что если из самолета выстрелить в направлении его движения, то скорость пули относительно Земли ( $v$ ) будет равна сумме скоростей самолета ( $v_1$ ) и скорости пули относительно самолета ( $v_2$ )

$$v = v_1 + v_2. \quad (45)$$

Если считать, что самолет летит со сверхзвуковой\* скоростью  $v_1 = 0,5$  км/сек, а для скорости пули принять выбранную нами раньше величину  $v_2 = 1$  км/сек, то суммарная скорость будет равна

$$v = 0,5 + 1 = 1,5 \text{ км/сек.}$$

И, действительно, если бы вы поставили с любой доступной современной науке точностью опыт по проверке этого рассуждения, то убедились бы в его справедливости. То же самое получилось бы и

\* Скорость звука в воздухе  $v_{зв} = 340$  м/сек.

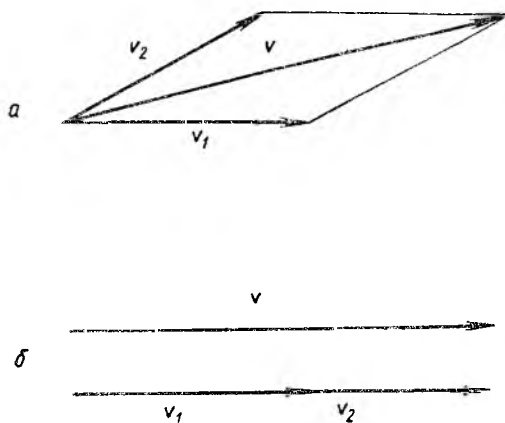


Рис. 6

для других аналогичных примеров: запуск космической станции с ракеты-носителя, торпеды с торпедоносца и т. д.

Некоторые из вас, возможно, пожимают плечами: ну и что? Конечно так! Иначе и быть не может, так как формула (44) соответствует здравому смыслу. Именно так рассуждали все до того, как Эйнштейн создал свою теорию. Эйнштейн был первый человек, который не поверил «здравому

смыслу» и восстал против него. Он доказал теоретически, что простейшая формула (45) неверна и должна быть заменена более сложной формулой

$$v = \frac{v_1 + v_2}{1 + \frac{v_1 v_2}{c^2}}. \quad (46)$$

Конечно, как и все результаты теории относительности, эта формула при малых скоростях не отличается от формулы (45). Легко проверить, например, что скорость пули в рассмотренном выше случае стрельбы из летящего самолета при вычислении ее по формуле (46) будет отличаться от 1,5 км/сек всего на 0,000 000 000 000 000 000 001 км/сек, что невозможно заметить никаким измерением. Однако, если складываемые скорости близки к световой, то формула (46) дает существенно другой ответ, чем формула (45).

Пусть, например,  $v_1 = v_2 = \frac{c}{2}$ . Тогда из формулы (45) следует

$$v_1 + v_2 = \frac{c}{2} + \frac{c}{2} = c,$$

а из релятивистской формулы (46)

$$v = \frac{c/2 + c/2}{1 + \frac{c/2 \cdot c/2}{c^2}} = 0,8c,$$

т. е.  $1,5 \cdot 10^{10} + 1,5 \cdot 10^{10} = 2,4 \cdot 10^{10}$ , или  $1,5 + 1,5 = 2,4!$

При  $v_1 = c$  и  $v_2 = \omega < c$  классическая формула дает

$$v = c + \omega,$$



а релятивистская

$$v = \frac{c + w}{1 + \frac{cw}{c^2}} = c.$$

Если, например,  $w = 0,5c$ , то  $c + 0,5c = c$ , т. е.  $1 + 0,5 = 1!$   
 Наконец, при  $v_1 = v_2 = c$  по классической формуле получается

$$v = c + c = 2c,$$

а по релятивистской

$$v = \frac{c + c}{1 + \frac{cc}{c^2}} = c.$$

Таким образом, при сложении двух скоростей, направленных в одну и ту же сторону, результат оказывается всегда меньше простой суммы этих скоростей и никогда не превосходит  $c$ . С какой бы скоростью вы ни складывали скорость света  $c$ , у вас всегда будет получаться снова скорость света. Итак,

$$3 \cdot 10^{10} + 3 \cdot 10^{10} = 3 \cdot 10^{10} \text{ см/сек}$$

и

$$3 \cdot 10^{10} + 1 \cdot 10^{10} = 3 \cdot 10^{10} \text{ см/сек},$$

т. е.  $3 + 3 = 3$  и  $3 + 1 = 3$ . И вообще  $3 + a = 3$ , где  $a$  — любое положительное число не больше трех ( $0 \leq a \leq 3$ ).

Это удивительное заключение теории относительности также можно проверить при помощи методов ядерной физики. Многие элементарные частицы нестабильны. Просуществовав некоторое время (это и есть время жизни частицы), они распадаются на другие элементарные частицы с меньшей массой. Избыток массы означает избыток энергии покоя, который обычно выделяется в форме кинетической энергии образующихся более легких частиц. Эти легкие частицы являются как бы потомками первичной частицы, которая порождает их ценой собственной жизни.

Одним из типичных примеров последовательных превращений элементарных частиц является упомянутый в предыдущем параграфе  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ -распад (рис. 7). Напом-

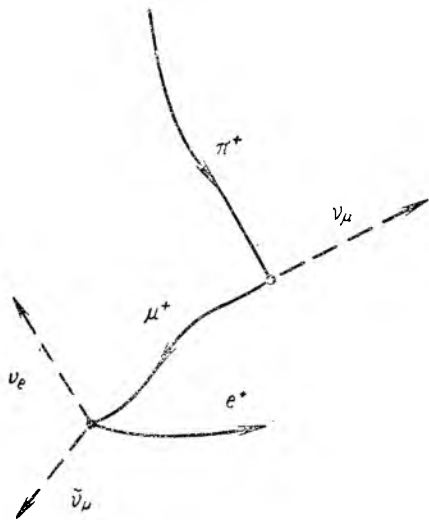


Рис. 7

ним, что  $\pi^+$ -мезон имеет массу  $273 m_e$  и время жизни  $2,6 \cdot 10^{-8}$  сек (в состоянии покоя). Через  $2,6 \cdot 10^{-8}$  сек (в среднем) покоящийся  $\pi^+$ -мезон распадается по схеме



Так как  $\mu$ -мезон имеет массу  $207 m_e$ , а масса нейтрино равна нулю, то избыточная энергия покоя составляет

$$\Delta m c^2 = (m_\pi - m_\mu) c^2 = 66 m_e c^2. \quad (48)$$

Она выделяется в виде кинетической энергии

$$\Delta T = \Delta m c^2 = 33 \text{ Мэв}, \quad (49)$$

которая распределяется между  $\mu^+$ -мезоном и нейтрино. На долю более тяжелого  $\mu^+$ -мезона приходится  $4 \text{ Мэв}$ , на долю нейтрино —  $29 \text{ Мэв}$ .  $\mu^+$ -Мезон в свою очередь распадается через  $\tau_\mu = 2,2 \cdot 10^{-6}$  сек на позитрон, нейтрино и антинейтрино



В этом процессе выделяется кинетическая энергия

$$\Delta E = \Delta m c^2 = (m_\mu - m_e) c^2 = 103 \text{ Мэв}, \quad (51)$$

равная избыточной энергии покоя ( $\mu - e$ )-распада. Эти  $103 \text{ Мэв}$  могут по-разному распределяться между тремя частицами. В частности, позитрон может получить энергию от нуля до  $50 \text{ Мэв}$ .

Представьте себе, что мы наблюдаем ( $\pi^+ - \mu^+$ )-распад покоящегося (т. е. очень медленно движущегося)  $\pi$ -мезона в вакууме, где частицы ни с чем не взаимодействуют и поэтому не тормозятся. В этих условиях  $\mu^+$ -мезон будет постоянно сохранять свою кинетическую энергию в  $4 \text{ Мэв}$ , т. е. все время двигаться со скоростью  $\beta = 0,268$  ( $v = 80\,000 \text{ км/сек}$ ). В частности, он будет обладать такой скоростью и в момент распада на позитрон, нейтрино и антинейтрино. В таких случаях говорят, что распад частицы происхо-

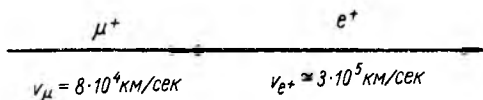


Рис. 8

дит на лету. Предположим, что этот распад происходит таким образом, что позитрон получает кинетическую энергию  $10 \text{ Мэв}$  ( $\beta = 0,9988$ ;  $v = 299\,640 \text{ км/сек}$ ) и летит в том же направлении, что и  $\mu^+$ -мезон (рис. 8). Вы видите, что мы пришли к задаче, вполне аналогичной с выстрелом с движущегося самолета, но только теперь скорость «самолета» относительно «Земли» ( $\mu$ -мезона относительно  $\pi$ -мезона) равна  $v_1 = 80\,000 \text{ км/сек}$ , а скорость «пули»

относительно «самолета» (позитрона относительно  $\mu$ -мезона)  $v_2 = 299\,640$  км/сек. С такими значениями  $v_1$  и  $v_2$  можно заметить разницу, которую дает подсчет суммарной скорости по классической и по релятивистской формулам. Действительно, по классической формуле для скорости позитрона относительно  $\pi^+$ -мезона получаем

$$v = v_1 + v_2 = 80\,000 + 299\,640 = 379\,640 \text{ км/сек},$$

а по релятивистской

$$v = \frac{v_1 + v_2}{1 + \frac{v_1 v_2}{c^2}} = \frac{80\,000 + 299\,640}{1 + \frac{80\,000 \times 299\,640}{300\,000^2}} = 299\,790 \text{ км/сек}.$$

Различие теперь составляет почти 80 000 км/сек, т. е. более 20%. (Вспомните, сколь ничтожна была разница в случае самолета и пули.) Такую разницу можно заметить экспериментально\*. Эксперимент подтверждает релятивистскую формулу. Суммарная скорость позитрона (которая и измеряется в опыте) оказывается немного меньше 300 000 км/сек, несмотря на то что она складывается из двух скоростей, алгебраическая сумма которых равна 379 640 км/сек.

Мы рассмотрели с вами простейший пример — распад покоящегося  $\pi^+$ -мезона. Физики, изучающие космические лучи и работающие на ускорителях, часто наблюдают и гораздо более сложные явления, например последовательный распад на лету обеих частиц — как  $\pi^+$ -мезона, так и  $\mu^+$ -мезона. В этом случае каждая из трех частиц ( $\pi^+$ -мезон,  $\mu^+$ -мезон и позитрон) имеет скорость друг относительно друга практически равную скорости света. Но суммарная скорость позитрона и в этом случае не превосходит  $c$ . Вот уж, поистине,  $3c = c$ ,  $3 = 1!$

Иногда удается проследить и более редкие процессы последовательного распада на лету трех частиц:  $K^+$ -мезона,  $\pi^+$ -мезона и  $\mu^+$ -мезона. В этом случае все перечисленные частицы и образующийся при распаде  $\mu^+$ -мезона позитрон в принципе могут лететь в одном и том же направлении и иметь друг относительно друга

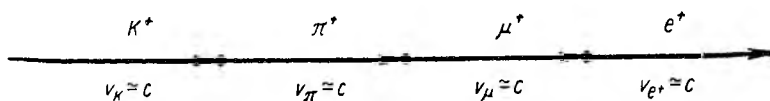


Рис. 9

скорость, практически равную скорости света (рис. 9). Тогда получается еще один странный результат:  $c + c + c + c = c$ , т. е.  $4c = c$  или  $4 = 1!$  Но этот странный результат правилен!

\* Субсветовые скорости можно измерять с помощью черенковских счетчиков (см. § 13 и 38).

### § 13. О ДВИЖЕНИИ БЫСТРЕЕ СВЕТА

*Скорость света в оптически плотной среде. — Эффект Вавилова — Черенкова. — Черенковские счетчики.*

Мы так долго и настойчиво убеждали вас в том, что движение со скоростью, превышающей скорость света, невозможно, что вы, по-видимому, уже поверили в это. И правильно сделали, но... Но не надо забывать, что речь идет о скорости света в вакууме  $c = 3 \cdot 10^{10}$  см/сек. В других прозрачных средах свет распространяется с меньшей скоростью  $c' = \frac{c}{n}$ , где  $n$  — показатель преломления среды. Показатель преломления воды, например, равен  $n = 1,33$ . Поэтому скорость распространения света в воде в 1,33 раза меньше скорости света в вакууме:

$$c' = \frac{3 \cdot 10^{10}}{1,33} = 2,25 \cdot 10^{10} \text{ см/сек.}$$

Так как теория относительности в качестве максимальной скорости для движения частиц устанавливает величину  $c = 3 \cdot 10^{10}$  см/сек, то в средах с  $n > 1$  возможно движение частиц со скоростью, превышающей скорость света (в этой среде). И для этого частицы вовсе не должны иметь колоссальные энергии. Например, условие  $v > c' = 2,25 \cdot 10^{10}$  см/сек для электрона, движущегося в воде; выполняется уже при кинетической энергии электрона  $T > 0,26$  Мэв. Таким образом, движение электронов со скоростью, превышающей скорость света, — очень распространенное явление для оптически плотных ( $n > 1$ ) сред. Между тем впервые физики обнаружили эффект, вызываемый движением частиц со скоростью больше скорости света, только в 1934 г. И немалую роль в столь позднем обнаружении этого эффекта сыграла, как это ни странно, теория Эйнштейна, точнее, догматический подход к ее результатам.

Дело в том, что в классической электродинамике (теории электричества) доказывается, что заряженная частица, движущаяся с ускорением, т. е. неравномерно или (и) непрямолинейно, теряет часть своей энергии в форме излучения. Механизм этого явления заключается в торможении заряженной частицы электрическим полем зарядов, мимо которых она пролетает. В связи с этим явление называется радиационным торможением, а испускаемое излучение — тормозным (радиационным) излучением. Если же у частицы нет ускорения, т. е. она движется равномерно и прямолинейно, то нет и излучения. Этот результат электродинамики опирается на предположение о том, что скорость движения частицы меньше скорости света. Так как, согласно теории относительности, последнее условие выполняется автоматически, то физикам даже не приходило в голову проанализировать случай движения заряженной частицы со скоростью больше скорости света. Правда, однажды

такой анализ все-таки был выполнен (Зоммерфельдом), но это было сделано до появления теории относительности. А после ее появления этот анализ был предан забвению как бессмысленный. А между тем у Зоммерфельда получилось, что заряженная частица, движущаяся равномерно и прямолинейно, но со скоростью *больше* скорости света, *должна излучать свет*. Если бы физики своевременно сообразили, что в прозрачной, но оптически плотной ( $n > 1$ ) среде заряженная частица может двигаться со скоростью больше скорости света (в этой среде), то, вероятно, явление, о котором сейчас пойдет речь, было бы предсказано теоретически. На самом деле события развивались иначе.

В 1934 г. аспирант академика С. И. Вавилова П. А. Черенков (ныне член-корреспондент АН СССР), изучая свечение растворов урановых солей под действием  $\gamma$ -излучения радия, обнаружил новый вид свечения. Свойства этого свечения оказались таковы, что его причиной следовало считать не  $\gamma$ -кванты радия, а электроны, возникающие в среде под действием этих  $\gamma$ -квантов. Замечательной особенностью нового свечения, которое было впоследствии названо свечением Вавилова — Черенкова, является его резкая направленность по отношению к движению заряженной частицы.

Теоретическое объяснение свечения Вавилова — Черенкова было дано в 1937 г. советскими физиками И. Е. Таммом и И. М. Франком, которые, рассуждая в духе Зоммерфельда (работы которого они не знали), не только объяснили все свойства нового излучения, открытые Черенковым, но и предсказали некоторые другие. В частности, они показали, что угол между направлением свечения и направлением движения частицы удовлетворяет соотношению

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta n}, \quad (52)$$

где  $\beta = \frac{v}{c}$ ;  $v$  — скорость заряженной частицы.

Эффект Вавилова — Черенкова очень широко применяется в физике элементарных частиц для измерения скорости заряженных частиц при помощи специальных черенковских счетчиков. За открытие и теоретическое объяснение нового свечения П. А. Черенков, И. Е. Тамм и И. М. Франк получили в 1958 г. Нобелевскую премию по физике.

Итак, резюмируем: скорость частиц с массой  $m_0 \neq 0$  всегда *меньше* скорости света в вакууме ( $v < c = 3 \cdot 10^{10}$  см/сек), но в среде с  $n > 1$  их скорость может превышать скорость света *в этой среде* ( $v > c' = \frac{c}{n}$ ).

## Глава 3

### ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА И КВАНТОВАЯ МЕХАНИКА

Перед нами — безумная теория. Вопрос в том, достаточно ли она безумна, чтобы быть правильной.  
Н. БОР

#### § 14. НЕМНОГО ОБ ОБЫЧНОЙ МЕХАНИКЕ

*Обитатели микромира, их размеры и масса. — Что такое траектория. — Задачи классической механики в школе, астрономии и космонавтике. — Большие скорости — не помеха. — Трудности малых размеров.*

В предыдущей главе мы с вами убедились, что при переходе от невысоких скоростей к субсветовым скоростям классическая механика перестает давать правильные результаты и для их получения надо пользоваться релятивистской механикой Эйнштейна. В ядерной физике нам, как правило, приходится иметь дело именно с очень высокими скоростями. Поэтому мы и приняли теорию Эйнштейна на вооружение.

Но ядерная физика обладает и еще одной специфической особенностью: она имеет дело с микрообъектами, размеры которых можно считать равными  $10^{-13}$ — $10^{-12}$  см, а массу —  $10^{-27}$ — $10^{-23}$  г. А для столь малых частиц неприменим общепринятый способ описания движения частиц, которым мы пользуемся в обычной механике (как в классической, так и в релятивистской).

Вы хорошо знаете, что движение тела в классической механике описывается заданием его траектории. Материальная точка может двигаться, например, по прямолинейной траектории, по окружности, по параболе, по спирали и т. п. С помощью уравнений движения классической механики (основанных на законах Ньютона) можно рассчитать положение материальной точки на траектории, т. е. найти ее координаты  $x$ ,  $y$ ,  $z$  в любой момент времени  $t$ ; можно найти ее скорость в этой точке и ускорение. Вы, конечно, много решали подобных задач.

Вспомните, например, задачу о свободном падении тела по прямолинейной траектории, когда вы можете рассчитать пройденный путь и скорость тела для любого момента времени; или более

сложную задачу о движении снаряда, выпущенного из пушки под заданным углом, когда вы для любого момента можете найти положение и скорость снаряда на параболической траектории. Аналогичные задачи решают в небесной механике и космонавтике.

Многие из вас, вероятно, знают, что человек уже очень давно научился предсказывать солнечные и лунные затмения\*, движение планет и комет и даже вычислять положение на небосводе новых планет, еще не обнаруженных астрономами. Сейчас с огромной степенью точности рассчитываются траектории баллистических ракет, спутников, космических кораблей и межпланетных станций. Все это — задачи классической механики. Эти задачи, конечно, посложнее тех, что вы решали на уроках физики, но их сложность зачастую носит не принципиальный, а вычислительный характер. И сейчас, в век электронных вычислительных машин, эта сложность не пугает математиков.

Некоторое добавочное усложнение расчетов возникает в случае движения частиц или тел с субсветовыми скоростями. Но и в этом случае усложнение не носит принципиального характера, так как основное представление о том, что движение частицы происходит по определенной траектории, сохраняется и в релятивистской механике.

Принципиальные осложнения возникают, если мы попытаемся перенести методы обычной механики (классической или релятивистской, все равно) на мир микрочастиц. А именно таким способом действовали вначале физики в своих попытках объяснить строение и свойства атома.

## § 15. КВАНТОВАЯ ТЕОРИЯ БОРА

*Планетарная модель Резерфорда. — Устойчив ли атом? — Спутник в атмосфере и за ее пределами. — «Сумасшедшая» теория. — Квантование электронных орбит. — Квантовые числа и правила отбора. — Слишком много постулатов. — Противоречие с магнитным моментом электрона.*

Из школьного курса физики вы знаете, что атомное ядро было открыто Резерфордом в 1911 г. в опытах по изучению рассеяния  $\alpha$ -частиц на тонких фольгах. Чтобы объяснить отклонение небольшого количества  $\alpha$ -частиц на большие углы (вплоть до  $180^\circ$ ), Резерфорд предположил, что в центре каждого атома расположено тяжелое (до 99,98% массы всего атома) положительно заряженное ядро очень малых размеров ( $\approx 10^{-13}$ — $10^{-12}$  см). Вокруг ядра на относительно очень больших расстояниях ( $\approx 10^{-8}$  см) вращаются  $Z$  электронов ( $Z$  — порядковый номер элемента в периодической таблице Менделеева). Эта модель атома была названа ядерной

\* И не только предсказывать (вперед во времени), но и вычислять точную дату тех затмений, которые уже произошли в прошлом (сравни § 32).

или планетарной, так как в соответствии с этой моделью строение атома напоминает миниатюрную солнечную систему, в которой роль Солнца выполняет ядро, роль планет — электроны, а роль гравитационного притяжения — кулоновское взаимодействие между разноименно заряженными ядром и электронами.

Планетарная модель на первых порах очень понравилась физикам, однако вскоре с ней возникли серьезные затруднения, так как она не удовлетворяла условию устойчивости.

В § 12 мы говорили о том, что заряженная частица, движущаяся с ускорением, обязательно должна тратить свою энергию на излучение. Электрон, вращающийся вокруг атомного ядра, имеет центростремительное ускорение, значит, из-за излучения его энергия должна постепенно уменьшаться. Уменьшение энергии будет приводить к уменьшению скорости вращения, т. е. к уменьшению центробежной силы, которая перестанет уравнивать силу кулоновского притяжения. В результате электрон начнет по спирали приближаться к ядру и в конце концов упадет на него. Выходит, что если поверить планетарной модели, то атом надо сравнивать не с Солнцем и планетами, а скорее с Землей, вокруг которой *в пределах атмосферы* вращаются искусственные спутники. Из-за сопротивления воздуха спутники постепенно снижают свою скорость и приближаются к Земле по спирали. Таким образом, по планетарной модели получается, что все атомы должны быть неустойчивы. А это, как вы прекрасно знаете, *противоречит эксперименту*.

Второе, очень важное возражение против планетарной модели заключается в том, что она допускает испускание атомами лучей света с *любой* длиной волны, в то время как из опыта следует, что конкретные атомы испускают излучение только *строго определенных* длин волн.

Положение казалось совершенно безвыходным. С одной стороны — модель, которая построена на основе твердо установленных и неоднократно проверенных законов механики и электродинамики. С другой стороны — эксперимент, в котором нельзя сомневаться. И они противоречат друг другу, да так радикально, что примирить их невозможно!

Выход был найден в 1913 г. Н. Бором, который не пытался примирить противников, а поверил опыту и видоизменил планетарную модель так, чтобы она согласовалась с ним. Для этого Бору пришлось допустить то, что до него казалось совершенно недопустимым, а именно существование в атоме *стационарных* орбит электронов с определенными радиусами. Радиус орбиты  $r$  находится из условия

$$m_e v r = n \hbar, \quad (53)$$

где  $m_e$  — масса электрона;  $v$  — скорость;  $n$  — целое число (1, 2, 3, ...), которое было названо *главным квантовым числом*;  $\hbar$  — постоянная Планка, равная  $\hbar = 1,05 \cdot 10^{-27}$  эрг·сек =  $6,6 \cdot 10^{-16}$  эв·сек.



Величина  $m_e v r$  называется моментом количества движения электрона; условие (53) означает предположение о *квантовании* момента количества движения электрона в атоме\*. Таким образом, согласно Бору, электрон в атоме может иметь только строго определенные состояния вращения (определенную скорость на орбите с данным радиусом).

По мысли Бора, электрон, находящийся на одной из стационарных орбит, *не излучает* и *не поглощает* энергии. Испускание или поглощение энергии атомом происходит только *при переходе* электрона с одной орбиты на другую и притом вполне определенными порциями — *квантами*:

$$\Delta E = h\nu, \quad (54)$$

где  $h = 2 \pi \hbar = 6,6 \cdot 10^{-27}$  эрг·сек =  $4,1 \cdot 10^{-15}$  эв·сек.

Теория Нильса Бора получила название *квантовой теории атома*.

С точки зрения классической физики предположения Бора (они называются *постулатами*) равносильны тому, что искусственный спутник Земли при движении в атмосфере не будет тормозиться и что спутник можно запустить не на любую орбиту, а только на орбиты с вполне определенными радиусами, например равными 100, 200, 300 км и т. д., но не 101, не 102 км и т. п.

Вы вряд ли бывали на космодроме в Байконуре и, вероятнее всего, пока еще не участвовали в запуске искусственных спутников Земли, но из газет, журналов, из всего накопленного опыта развития нашей космонавтики вы прекрасно знаете, что мысли, высказанные в предыдущем абзаце, являются бредовыми. Такого не может быть!

Вот так же до Бора никто не сомневался в том, что такого не должно быть и для электронов в атоме. И только Бор оказался настолько смел и прозорлив, что не побоялся выдвинуть столь необычную, столь *«сумасшедшую»* (как он сам впоследствии стал называть очень радикальные взгляды) теорию.

Опираясь на свои постулаты, Бор вычислил радиусы возможных орбит, энергии, которыми на них обладают электроны, и длины волн света, испускаемого или поглощаемого атомом при переходе электрона с одной орбиты на другую. Совпадение расчетных длин волн с экспериментальными оказалось удивительно хорошим (с точностью до 0,001%). На основании расчетов, сделанных по теории Бора, были предсказаны и обнаружены на опыте новые спектральные серии.

В дальнейшем теория Бора была усовершенствована другими физиками. Круговые орбиты были заменены эллиптическими, движение электронов по ним стали рассчитывать не по классической, а по релятивистской механике и др. Все это позволило еще лучше

\* Читатель, незнакомый с понятием момента количества движения, может познакомиться с ним в § 20, п. 3.

понять наблюдающиеся закономерности в оптических спектрах, в частности объяснить поведение излучающего атома в магнитном поле, природу тонкого, а впоследствии и сверхтонкого расщепления спектральных линий.

Однако вместе с успехами теории накапливались и возражения против нее. Дело в том, что для получения каждого нового успеха в теорию приходилось вводить все новые и новые квантовые числа. Вслед за главным квантовым числом  $n$  в теорию были введены орбитальное квантовое число  $l$ , а затем магнитное ( $m$ ) и спиновое ( $s$ ) квантовые числа. Правда, каждое из них вводилось вполне логично — как мера квантования момента количества движения или его проекции. Но каждый раз эти квантовые числа и диапазон возможных значений для них приходилось *постулировать*.

Сначала были постулированы возможные значения для квантовых чисел, затем их пришлось ограничить специальными запретами (*правила отбора*). Потом для объяснения периодической системы пришлось постулировать так называемый *принцип Паули*, который запрещает двум электронам находиться в одном и том же состоянии (иметь одинаковыми *все* квантовые числа).

В конце концов в теории накопилось слишком много ниоткуда не следующих постулатов.

Не обходилось дело и без серьезных противоречий. Так, например, последнее спиновое квантовое число  $s$  в усовершенствованной теории Бора интерпретируется как собственный момент количества движения электрона — *спин*. Электрон в некотором смысле должен быть уподоблен заряженному вращающемуся волчку (с той существенной разницей, что он может иметь не любое количество состояний вращения, как обычный волчок, а только два)\*.

Но вращающийся электрический заряд должен обладать магнитными свойствами, которые можно, с одной стороны, рассчитать, а с другой — обнаружить на опыте. Так вот, при сравнении расчета с экспериментом было обнаружено расхождение: экспериментальное значение магнитного момента электрона оказалось вдвое больше расчетного.

Итак, несмотря на всю революционность взглядов Бора, в его теории осталась некая непоследовательность, приводящая к затруднениям и расхождениям с экспериментом. Эта непоследовательность объясняется тем, что, выдвинув новое положение о квантовании момента количества движения, Бор развивал его, пользуясь методами обычной механики, автоматически перенеся их на мир микрочастиц. В частности, в теории Бора подразумевалось, что движение электронов в атоме происходит по определенным траекториям подобно тому, как это имеет место в обычной (классической и релятивистской) механике (см. § 14). А между тем опыт доказывает, что для микрочастицы *понятие траектории теряет смысл*.

\* Подробнее о спине см. § 20, п. 3.

*Читатель на стройплощадке и в физической лаборатории. — Непутевые (но вездесущие) электроны. — Электрон заглядывает за угол. — Волна де Бройля. — Следы электронов. — Волна или частица? — Соотношение неопределенностей (или: нос вытящешь — хвост увязнет).*

Бессмысленность понятия траектории для микрочастицы проще всего почувствовать на некоторой классической аналогии.

Представьте себе, что вы находитесь на производственной практике по ремонту дома и занимаетесь очисткой стен с помощью пескоструйного аппарата (или их покраской с помощью краскопульта). Песчинки, вылетающие из аппарата по прямолинейным траекториям, с силой ударяются о стену и очищают ее от грязи. Что будет, если между аппаратом и стеной поставить лист железа с прорезью? Ну, конечно, стена будет очищаться только против прорези (рис. 10). А если две прорези? Тогда на стене будет две светлые полосы (рис. 11)\*. И вообще таким способом вы можете написать на стене что угодно, например увековечить имя своей любимой девушки (рис. 12), если только вырежете его предварительно в железном листе (опытные оформители стенгазет используют подобный прием, распыляя краску через трафарет с помощью пульверизатора).

А теперь давайте со стройплощадки перейдем в физическую лабораторию и поставим следующий мысленный опыт\*\*. Заменяем пескоструйный аппарат электронной «пушкой» (ЭП)\*\*\*, которая «выстреливает» электроны с одной и той же скоростью и в одном и том же направлении; железный лист с прорезью — небольшим листочком фольги ( $\Phi$ ) с двумя узкими «щелями»\*\*\*\*, а кирпичную стену — фотопластинкой ( $\Phi П$ ). Закроем одну «щель» (например, левую) и включим на некоторое время электронную пушку, а затем проявим фотопластинку. Опираясь на свой опыт на стройплощадке и на здравый смысл, вы вправе ожидать, что на фотопластинке в миниатюре получится рисунок, аналогичный картине на кирпичной стене при одной прорези в железном листе. Однако ничего похожего не наблюдается. На самом деле на фотопластинке

\* При этом очевидно, что конечный результат не зависит от того, как вы поступите: откроете обе прорези одновременно или сначала одну, а потом другую.

\*\* Напоминаем, что мысленным опытом называется опыт, который на самом деле не производится, а рассчитывается на бумаге. Вера в результаты такого опыта опирается на логику рассуждений, на накопленные ранее экспериментальные сведения и на экспериментальное подтверждение следствий, вытекающих из мысленного опыта.

\*\*\* С одним из вариантов электронной пушки вы хорошо знакомы. Такая пушка имеется в любой телевизионной трубке — кинескопе.

\*\*\*\* Почему мы берем слово «щель» в кавычки и какова ширина «щели», будет ясно из дальнейшего.

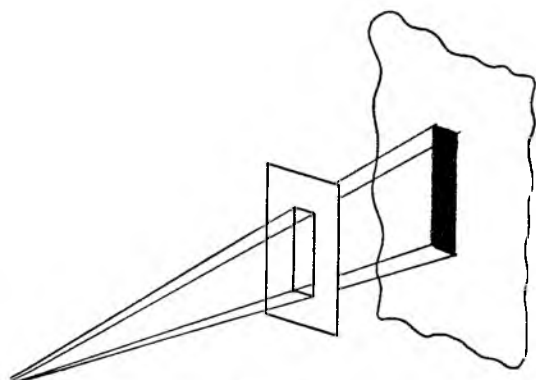


Рис. 10

В связи с этим возникают два вопроса. Первый — почему электроны отклоняются от прямолинейного направления и второй — почему одни электроны отклоняются, а другие нет? Ведь все электроны одинаковы и испускаются из пушки с одной и той же скоростью и в одном и том же направлении. Начнем со второго вопроса.

Ответ на него, пожалуй, для вас будет выглядеть довольно неожиданным. Оказывается, *все* электроны ведут себя одинаково, но одинаково странно. Любой из них может как отклониться, так и пролететь прямо.

Что дело обстоит именно так, можно убедиться опять на опыте. Для этого надо снизить частоту выстрелов из нашей пушки настолько, чтобы электроны вылетали из нее поодиночке (как снаряды из настоящей пушки). И вот, если в таких условиях снова облучать фотопластинку столько времени, чтобы общее количество попавших на нее электронов было такое же, как и в первом случае, то картина в точности повторится. Другими словами, ни один

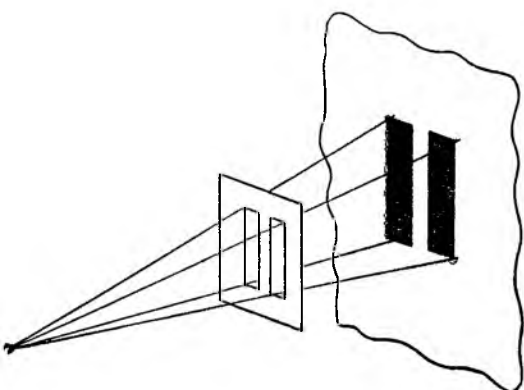


Рис. 11

получится картина, изображенная на рис. 13. Вы видите, что по форме она резко отличается от картины на стене. Электроны попадают на фотопластинку не только в место, расположенное против открытой (правой) «щели», но и на некотором расстоянии от нее по бокам. Создается такое впечатление, что часть электронов при прохождении через «щель» отклоняется от прямолинейной траектории на строго определенные углы.

электрон, вылетающий из электронной пушки, не имеет определенной траектории. Каждый из них может попасть в любую точку затемненной области фотопластинки. В этом видна некая неопределенность движения электрона с точки зрения классических представлений. Но, с другой стороны, все электроны попадают только в затемненную область и ни один электрон не может попасть в незатемненную об-

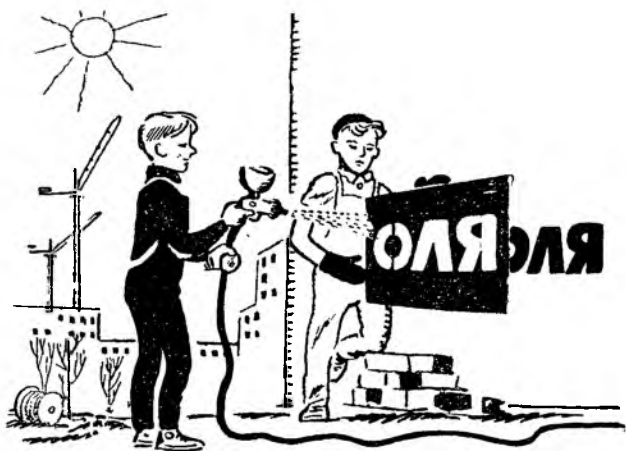


Рис. 12

ласть пластинки. И в этом видна какая-то *закономерность* движения.

Движение отдельного электрона происходит так, что его возможные координаты на пластинке можно указать не однозначно, а только с *некоторой вероятностью*. Вероятность попадания электрона в одни места пластинки (наиболее затемненные) велика, в другие (посветлее) мала, для третьих (светлые) она вообще равна нулю. Но сколько бы раз мы ни ставили опыт, результаты (при одинаковых условиях) будут всегда получаться одни и те же. Сравнительная интенсивность потемнения пластинки в разных местах, расстояния между темными и светлыми местами, градации потемнения — все это будет повторяться. Таким образом, несмотря на отсутствие траектории, движение электрона происходит по определенному закону. Он проявляется в неизменности результата при повторении опыта.

Продолжим наш опыт. Закроем правую «щель», откроем левую и повторим опыт. Что получится теперь? Здравый смысл подсказывает: то же, что и раньше, но центр тяжести картины будет теперь находиться против левой «щели». На этот раз мы отгадали.

Ну, а что будет, если открыть обе «щели»? Оказывается, в этом случае опять ничего предсказать не удастся. Картина на фотопластинке для этого случая (рис. 14) совсем не похожа на классическую картину (две прорезы в железном листе), изображенную на рис. 11. Более того, она не похожа и на сум-

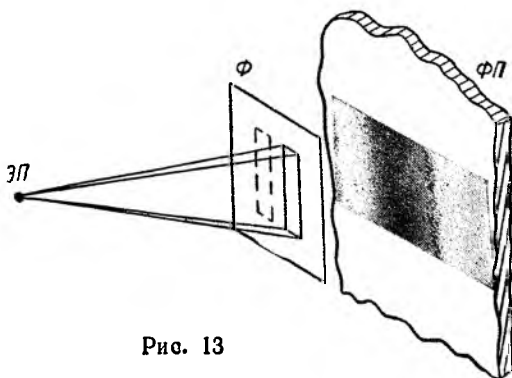


Рис. 13

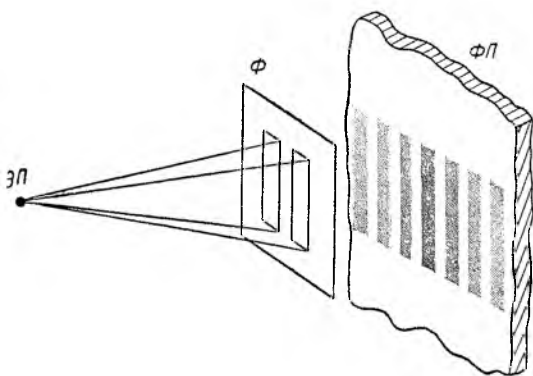


Рис. 14

му картин от левой и правой «щелей». Вторая «щель» *не добавляет* новые детали к картине от первой «щели», а радикально *изменяет* всю картину в целом. И эту новую картину можно опять получить, если заставить электроны вылетать из пушки по одиночке. Таким образом, и в этом случае *каждый* электрон движется вполне закономерно. При повторении опыта неизменно повторяется картина, характерная для двух «щелей».

Вместе с тем сохраняется и известная неопределенность в движении электрона, которая сказывается в том, что нельзя заранее предсказать, в какое место фотопластинки попадет *данный* конкретный электрон. Так же, как и в опыте с одной «щелью», вы можете указать только вероятность того, что электрон попадет в данное место фотопластинки. Другими словами, вы можете предсказать, какой процент всех вылетевших из пушки электронов попадет в то или иное место фотопластинки. Путь же конкретного электрона неисповедим, и за это очень хочется обозвать его «непутевым».

Неопределенность заключается также в том, что относительно каждого электрона нельзя сказать, через какую именно «щель» он пролетел. Действительно, если бы каждый электрон проходил только через одну «щель» (левую или правую), то вторая не принимала бы никакого участия в формировании картины. А между тем картина получается характерной именно для двух «щелей». Значит, *каждый* электрон движется так, что он *как бы* одновременно *проходит через обе «щели»*. Да, да, через обе! Хоть и непутевый, но зато вездесущий!

Итак, подведем предварительные итоги. Электроны в нашем опыте движутся таким образом, что для них нельзя ввести понятие траектории. Создается впечатление, что один и тот же электрон может одновременно оказаться в двух и более (если рассмотреть случай с большим числом «щелей») разных местах. Вместе с тем движение электронов подчиняется какой-то закономерности, так как картина при повторении опыта в аналогичных условиях всегда повторяется.

Что же это за закономерность? Те из вас, кто уже успел в школе изучить оптику, вероятно, обратили внимание, что картина, полученная от фольги с одной «щелью», похожа на картину дифракции света от узкой щели. Это не случайное совпадение. Оказывается, картина, полученная в мысленном опыте с электронами при двух

«щелях», аналогична картине дифракции света от двух щелей\*. Так же обстоит дело и при большем числе щелей, когда дифракция происходит на так называемой дифракционной решетке (т. е. на пластинке с большим числом периодически расположенных узких просветов). Детальное количественное изучение этого вопроса показало, что пучок электронов с данной скоростью  $v$  (т. е. с данным импульсом  $p = m_0 v$ )\*\* дает такую же дифракционную картину, как и монохроматическое электромагнитное излучение с длиной волны

$$\lambda = h/p. \quad (55)$$

Таким образом, движение электронов носит *волновой* характер. Величина  $\lambda = h/p$  называется длиной волны де Бройля (или дебройлевской длиной волны), по имени физика, впервые предположившего, что частицам присущи волновые свойства.

Из курса оптики вы знаете, что дифракция наблюдается, когда ширина щели соизмерима с длиной волны света. Так как длина волны для лучей видимого света заключена в интервале от 0,4 до 0,8  $\mu\text{к}$ , то дифракция света наблюдается на щелях (или препятствиях, например проволоках) микронных размеров. Размер «щели» для изучения дифракции электронов можно найти аналогично. Он должен быть примерно равен длине волны де Бройля.

Пусть наши электроны имеют энергию 10 эв. Тогда их импульс равен

$$p = \sqrt{2m_0 T} = \frac{\sqrt{2m_0 c^2 T}}{c} \simeq \frac{\sqrt{2 \cdot 5 \cdot 10^5 \cdot 10}}{c} \simeq 3 \cdot 10^3 \frac{\text{эв}}{c},$$

а длина волны де Бройля

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{6,6 \cdot 10^{-16} \cdot 3 \cdot 10^{10}}{3 \cdot 10^3} = 0,66 \cdot 10^{-8} \text{ см.}$$

Итак, дифракция электронов с энергией 10 эв должна наблюдаться при ширине «щели», равной  $\sim 10^{-8}$  см. Но  $10^{-8}$  см — это размеры атома и межатомных расстояний. Вы понимаете теперь, почему мы слово «щель» взяли в кавычки. Конечно, не может быть и речи о том, чтобы искусственно приготовить фольгу с одной или двумя щелями такой ширины. Все рассуждения мысленного опыта мы провели для наглядности. На самом деле дифракция электронов изучалась на кристалле, атомы в котором расположены друг от друга как раз на расстоянии  $\simeq 10^{-8}$  см и образуют естественную систему «щелей» и промежутков между ними, т. е. дифракционную решетку, изготовленную самой природой. Но в этих условиях опыт действительно был поставлен Девисоном и Джермером в 1927 г.

\* К сожалению, в школьном курсе такого рисунка нет, и вам придется поверить автору на слово.

\*\* При  $T_e = 10$  эв можно пользоваться классическими формулами.

и действительно дал результаты, аналогичные полученным в оптике. Впоследствии опыт с успехом был повторен советским физиком В. А. Фабрикантом с сотрудниками в условиях, когда электроны вылетали очень редко, поодиночке. Таким образом, было доказано, что электрон ведет себя подобно волне.

Мы обращаем ваше внимание на то, что речь идет об индивидуальных электронах. Каждый отдельный электрон ведет себя как волна. Он когерентен сам себе, интерферирует сам с собой и благодаря этому дифрагирует на кристаллической решетке. Однако из того, что электрон ведет себя как волна, нельзя делать вывод о том, что электрон есть волна, что он состоит из волн. Действительно, хотя в принципе из плоских волн с разными дебройлевскими длинами можно сконструировать некий комплекс (волновой пакет), имеющий в начальный момент времени  $t = 0$  размеры и импульс электрона, но, как показывает расчет, с течением времени размеры этого комплекса чрезвычайно быстро растут (расплывание волнового пакета). А это противоречит любому опыту с электронами. Кроме того, представление об электроне-волне предполагает, что в процессе дифракции каждый электрон должен одновременно лететь в разных направлениях, т. е. разделяться на части. А это тоже противоречит опыту. Электрон всегда обнаруживается где-то в одном месте (темная точка на фотопластинке). Он всегда проявляет себя как единая неделимая частица с данным зарядом  $-e$  и данной массой  $m_e$ . Таким образом, электрон движется как волна, оставаясь частицей. Можно сказать, что электрон имеет двойственную природу: волновую и корпускулярную. В связи с этим у него нет траектории.

Читатель может возразить: как нет траектории? А что же такое тогда те следы, которые электроны (и другие заряженные частицы) оставляют в камерах Вильсона, в пузырьковых камерах или в фотоэмульсии? Разве это не изображение траектории? Ведь след очень похож на траекторию. Зачастую он имеет очень большую длину (тысячи микрон) по сравнению с толщиной ( $\sim 0,5$  мк). Он позволяет сопоставить каждому моменту времени определенную область фотопластинки, т. е., казалось бы, координаты электрона, а также его энергию, т. е. импульс. И все-таки след — это не траектория. В самом деле, давайте посчитаем, с какой точностью можно определить координаты электрона по его следу. «Толщина» следа в фотоэмульсии не может быть меньше диаметра одного проявленного зерна, т. е.  $\sim 0,5$  мк  $= 5 \cdot 10^{-5}$  см. Это в 10 000 раз больше размеров атома и в 100 000 000 раз больше классического радиуса электрона\*  $r_e = 2,8 \cdot 10^{-13}$  см. Как вы думаете, назвали бы мы с вами траекторией путь пули, если бы его ширина равнялась

\* Классический радиус электрона определяется из условия равенства энергии покоя электрона его электромагнитной энергии

$$m_e c^2 = \frac{e^2}{r}, \text{ откуда } r = \frac{e^2}{m_e c^2} = \frac{(4,8 \cdot 10^{-10})^2}{9,1 \cdot 10^{-28} \cdot 9 \cdot 10^{20}} = 2,8 \cdot 10^{-13} \text{ см.}$$



100 000 000 ее диаметров, т. е. около 1000 км?! Вероятно, нет, так как «непутевость» пули здесь вполне очевидна.

Итак, у электрона нет траектории в строгом смысле этого слова (хотя для решения ряда практических задач знания параметров следа — его длины, кривизны, плотности зерен — бывает вполне достаточно). Его положение может быть определено лишь приближенно. В нашем мысленном опыте получилось, что при энергии электрона 10 эв, т. е. при импульсе  $3 \cdot 10^3$  эв/с неопределенность в его координате  $\Delta x$  составляет  $0,66 \cdot 10^{-8}$  см. Если перемножить эти две величины, то получится

$$3 \cdot 10^3 \frac{\text{эв}}{c} \cdot 0,66 \cdot 10^{-8} \text{ см} = \frac{3 \cdot 10^9 \cdot 1,6 \cdot 10^{-12} \cdot 0,66 \cdot 10^{-8}}{3 \cdot 10^{10}} \simeq \\ \simeq 10^{-27} \text{ эрг} \cdot \text{сек},$$

т. е. величина, равная постоянной Планка. Это отнюдь не случайный результат. Вспомним, что неопределенность в координате  $\Delta x$  равна расстоянию между щелями (и ширине щели  $\delta$ ) и что дифракция наблюдается при ширине щели, равной длине волны  $\delta \simeq \lambda$ :

$$\Delta x = \delta = \lambda.$$

Но  $\lambda$  — это длина волны де Бройля. Она равна  $\lambda = h/p$ . Поэтому всегда  $\Delta x p \simeq h$ . Наконец, сделаем еще одно замечание, прежде чем сформулировать очень важный результат. При прохождении электрона через решетку и попадании его в фотопластинку импульс электрона может измениться на свою полную величину  $\Delta p = p$  (например, электрон при столкновении с электроном атома решетки может остановиться, так что его импульс будет равен нулю). Таким образом, величина импульса электрона после прохождения его через пластинку с щелями становится неопределенной. Заменив  $p$  в выражении  $\Delta x p = h$  на  $\Delta p$ , получим универсальное соотношение микромира

$$\Delta x \Delta p \simeq h, \quad (56)$$

справедливое при любых энергиях электрона.

Написанное выражение называется *соотношением* (или *принципом*) *неопределенностей* Гейзенберга. Оно отражает специфику свойств микрочастиц, для которых нельзя одновременно точно знать координату и импульс, т. е. нельзя задать траекторию. *Чем точнее определяется импульс частицы, тем больше неопределенность в ее координате, и наоборот.* Нос вытацишь — хвост увязнет.

Соотношение неопределенностей носит вполне универсальный характер. Оно справедливо не только для электронов, но и для протонов, нейтронов и других элементарных частиц (и даже атомных ядер, например  $\alpha$ -частиц), для которых так же, как и для электронов, наблюдалась дифракция.

Аналогичное соотношение существует между энергией  $E$  (массой  $m$ ) частицы и временем измерения этой энергии  $\Delta t$  (или временем жизни частицы  $\tau$ )\*:

$$\Delta E \Delta t \simeq \hbar. \quad (57)$$

Чем больше время жизни частицы, тем точнее определена ее энергия (а значит, и масса  $m = \frac{E}{c^2}$ ), и наоборот.

Соотношение (57) можно рассматривать как следствие соотношения (56), если последнее переписать так:

$$\Delta x \Delta p = \Delta x m \Delta v = \Delta x m \frac{\Delta v}{\Delta t} \Delta t = \Delta x \Delta F \Delta t = \Delta E \Delta t.$$

Здесь  $v$  — скорость;  $\frac{\Delta v}{\Delta t}$  — ускорение;  $F = m \frac{\Delta v}{\Delta t}$  — сила;  $\Delta E = \Delta x F$  — работа, т. е. изменение энергии.

Из-за малости  $\hbar$  и сравнительно большого времени жизни степень неопределенности массы для всех элементарных частиц, кроме резонансов, оказывается очень небольшой. Даже для наиболее короткоживущей из них —  $\pi^0$ -мезона ( $\tau \simeq 10^{-16}$  сек)

$$\Delta E = \frac{\hbar}{\tau} = \frac{6,6 \cdot 10^{-16}}{10^{-16}} = 6,6 \text{ эв},$$

что составляет около 0,000005% его энергии покоя ( $m_{\pi^0} c^2 = 135 \text{ Мэв}$ ). Однако для резонансов, время жизни которых не превышает  $10^{-23}$ — $10^{-22}$  сек, эта неопределенность в энергии (а значит, и в массе) покоя может доходить до 10—15%, что составляет для тяжелых (так называемых барионных) резонансов 100—200 Мэв, (200—400 электронных масс)\*\*.

## § 17. ЧТО ТАКОЕ КВАНТОВАЯ МЕХАНИКА

*«Понять нельзя, но привыкнуть можно». — Квантовую механику — младенцам! — Основные идеи квантовомеханических уравнений. — Понятие о  $\psi$ -функции и квадрате ее модуля  $|\psi|^2$ . — Когда применять квантовую механику бессмысленно.*

Энергия электронов в нашем мысленном опыте, рассмотренном в предыдущем параграфе, была выбрана 10 эв, а неопределенность в траектории получилась равной  $\approx 10^{-8}$  см. Но первая величина характерна для энергии внешних электронов в атоме, а вторая — для его размеров. Значит, электроны в пределах атома должны двигаться столь же неопределенно, как в нашем мысленном опыте. Внутри атома бессмысленно говорить о траектории электронов. К ним нельзя применять обычную механику. Этим и объясняется отмеченная в § 16 непоследовательность теории Бора.

\* Очевидно, что время измерения не может быть больше времени существования данной частицы:  $\Delta t \leq \tau$ .

\*\* Для  $\eta$ -мезона, сравнительно недавно переведенного из класса резонансов в класс элементарных частиц,  $\Delta E \approx 2,5$  кэв.

Новая теория, преодолевшая недостатки теории Бора, была создана в 1926—1928 гг. де Бройлем, Гейзенбергом, Шредингером и Дираком. Она была названа *квантовой (волновой) механикой*.

Когда автор был в возрасте читателя и впервые знакомился с квантовой механикой, он был поражен, услышав следующие слова профессора, читавшего этот курс: понять квантовую механику невозможно, к ней можно только привыкнуть. Это очень точно сказано! Квантовую механику нельзя понять, опираясь на классические представления о траектории и пр. Это такая область науки, которую надо строить на совершенно новом фундаменте, на абсолютно новых представлениях. И к этому новому действительно надо привыкать, что трудно всегда и особенно трудно, если при этом надо отвыкать от привычного.

Вероятно, проще всего было бы изучать квантовую механику человеку, не искушенному в классической механике. Тогда он воспринял бы квантовомеханические понятия совершенно естественно, не сравнивая их с привычными. К сожалению, это трудно из-за того, что человек знакомится с классической механикой даже без специального обучения, при простом общении с окружающими его предметами. Но во всяком случае надо стремиться к тому, чтобы люди знакомились с квантовой механикой как можно раньше, так как сила привычки может сыграть плохую шутку. Известно, например, что великий физик Эйнштейн, несмотря на неоднократные дискуссии с Бором, так и не признал квантовой механики в ее современном варианте.

Давайте же попытаемся познакомиться с квантовой механикой в доступном для нас с вами объеме и начнем привыкать к ней «малолетства».

В основе обычной механики лежат уравнения Ньютона, усовершенствованные для релятивистских скоростей Эйнштейном. В этих уравнениях используется понятие траектории. В основу квантовой механики должно быть положено такое уравнение, которое позволило бы описать двойственную природу элементарных частиц, ведущих себя то как волна, то как частица. Такое уравнение было предложено впервые Шредингером. Релятивистский вариант уравнения для электрона был дан Дираком. К сожалению, мы лишены возможности выписать эти уравнения и пояснить их вид, так как не имеем права рассчитывать на то, что вы знаете высшую математику\*. Поэтому нам придется ограничиться только словами, разъясняющими основные идеи.

Уравнения Шредингера и Дирака — это *волновые* уравнения *необычного* типа. Они составлены так, чтобы их решения имели тот же двойственный (волновой и корпускулярный) характер,

\* Приходится сожалеть, что в школе не проходят основ высшей математики, так как в сущности волновые уравнения очень просты, если знать, что такое *производная*. Уравнение Шредингера, например, не сложнее уравнения классической механики.

как и сами свойства элементарных частиц. Поскольку это волновые уравнения (хоть и необычного типа), в них можно обнаружить сходство с волновыми уравнениями обычного типа, например уравнениями Максвелла, описывающими распространение электромагнитной волны. Решение квантовомеханических волновых уравнений, так же как и волновых уравнений обычного типа, получается в виде волновых функций, которые называются в квантовой механике *ψ-функциями*.

ψ-Функция может быть выражена через координаты и время  $[\psi(x, y, z, t)]$  или через энергию и компоненты импульса  $[\psi(E, p_x, p_y, p_z)]$ .

ψ-Функция отражает волновую природу микрочастиц. С ее помощью может быть описано, например, рассмотренное выше явление дифракции электронов или явление интерференции  $K^0$ -мезонов (которое будет рассмотрено в § 35, п. 3). Для ψ-функции, так же как для световой волны, можно говорить о когерентности, о фазе, о разности хода и других специфических волновых понятиях. Однако в отличие от решения уравнений Максвелла ψ-функция, вообще говоря, комплексна и не имеет наглядного истолкования. Это не бегущая волна типа распространяющегося света или звука и не стоячая волна типа интерференционной картины, а волна (т. е. амплитуда и фаза) вероятности, которая описывает объективно существующие потенциальные *возможности* осуществления того или иного результата. Наглядный смысл имеет только квадрат модуля волновой функции  $|\psi|^2$ , который равен *вероятности* найти частицу в данной точке  $(x, y, z)$  в данный момент времени  $t$ . Вот это свойство уравнения и ψ-функции и отражает вторую (корпускулярную) сторону поведения микрочастиц. С помощью величины  $|\psi|^2$  можно составить представление о месте пребывания частицы в данный момент времени. Если, например, частица движется так, что в момент  $t = t_0$  она попадает в окрестность точки  $(x_0, y_0, z_0)$ , т. е. в область  $(x_0 \pm \Delta x, y_0 \pm \Delta y, z_0 \pm \Delta z)$ , то решение квантовомеханического уравнения дает такую ψ-функцию, у которой  $|\psi(x, y, z, t_0)|^2 \neq 0$  именно при  $x = x_0 \pm \Delta x, y = y_0 \pm \Delta y, z = z_0 \pm \Delta z$  и  $|\psi(x, y, z, t_0)|^2 = 0$  для всех других  $x, y, z$ . Очень часто величина  $|\psi|^2$  дает представление о положении частицы с вполне достаточной точностью. Это бывает в тех случаях, когда величина  $\Delta x = \frac{h}{p}$  достаточно мала по сравнению с практически-

ми возможностями ее измерения. Так обстоит дело, например, при использовании различных следовых (трековых) детекторов (см. § 16), где практическая точность не превышает  $10^{-5}$  см. И, конечно, по мере перехода ко все более тяжелым частицам квантовомеханическая неопределенность в координате становится все меньше и меньше. В случае макроскопических частиц она абсолютно неощутима. (Вы можете легко подсчитать, например, что квантовомеханическая неопределенность траектории летящей пули составляет всего  $10^{-33}$  см, а вовсе не 1000 км, как было бы, если бы

она вела себя подобно электрону. Так что квантовая механика не стоит на пути у наших спортсменов-снайперов!). Поэтому пользоваться волновыми уравнениями надо только в области микромира. В макромире их использование бессмысленно, так как они будут давать результаты, практически не отличающиеся от результатов обычной механики. Так же, как релятивистская механика при малых скоростях переходит в классическую, квантовая механика при увеличении массы частиц переходит в обычную механику.

## § 18. УСПЕХИ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ

*Нечего на зеркало пенять...*

В предыдущем изложении мы пытались убедить читателя в том, что квантовая механика столь же хороша для описания движения элементарных частиц, как обычная механика для описания движения макрочастиц. То обстоятельство, что она не дает возможности вычислять траекторию частицы, — вина не ее, а самой микрочастицы, у которой *нет траектории* в классическом понимании этого слова. Квантовая механика позволяет узнать о микрочастице то, что о ней *можно* узнать. Таким образом, квантовая механика правильно (или, как принято говорить, адекватно) отражает объективную реальность микромира. Но сами свойства микромира столь необычны, что результаты квантовой механики поневоле кажутся очень удивительными. В этом параграфе мы познакомим вас с некоторыми результатами квантовой механики и через них с необычными свойствами представителей микромира. При этом, руководствуясь нашим правилом (не заслонять леса деревьями), первое знакомство проведем весьма бегло, оставив подробности для тех мест книги, где данный вопрос будет рассмотрен более детально.

### 1. Уравнение Шредингера

*Строение атома. — Гениальность хорошо, логика — лучше. — Загадка  $\alpha$ -распада. — Шарик на крыше. — Старик Хоттабыч и квантовая механика. — Микрочастица проходит через стену.*

Квантовая механика позволила преодолеть непоследовательность теории Бора (см. § 15). Оказалось, что уравнение Шредингера составлено так удачно, что его решение для электронов в атоме позволяет без всяких постулатов и правил отбора получить все основные результаты теории Бора. Было показано, например, что уравнение Шредингера для электронов в атоме имеет решения *только при тех значениях энергии, которые совпадают со значениями, вытекающими из постулатов Бора*. При других значениях энергии уравнение просто *не имеет решений*. Таким образом, основное противоречие теории Бора — необходимость предположения о

том, что вращающийся электрон не излучает — здесь снимается автоматически. Оказывается, электрон движется в атоме так (не вращается!), что он и *не должен излучать*. Ведь утверждение о том, что вращающийся электрон излучает, опиралось на выводы классической физики, от которой мы отказались в пользу квантовой механики, а она приводит к совершенно другим выводам. Все великопепные результаты теории Бора, которые были гениально *придуманы* великим физиком, теперь автоматически вытекают из единственного простого уравнения Шредингера: все, с чем приходилось соглашаться, скрепя сердце, по принципу «победителя не судят», теперь оказалось строго обусловленным логически.

Необыкновенно интересный и совершенно необычный результат получился при применении уравнения Шредингера к атомному ядру. Вы знаете, что разделение естественной радиоактивности на  $\alpha$ -,  $\beta$ - и  $\gamma$ -излучение было сделано еще в начале XX века. Но с тех пор вплоть до конца тридцатых годов  $\alpha$ -распад оставался одним из самых загадочных явлений природы. И только квантовая механика помогла разгадать эту загадку.

Сравнительно давно стало известно, что  $\alpha$ -частицы — это ядра гелия  ${}^4_2\text{He}$  и что  $\alpha$ -распад не удивителен с точки зрения закона сохранения энергии, так как масса исходного  $\alpha$ -радиоактивного (материнского) ядра ( $M_{\text{м.я}}$ ) больше суммы масс  $\alpha$ -частицы ( $m_\alpha$ ) и остаточного (дочернего) ядра ( $M_{\text{д.я}}$ )

$$M_{\text{м.я}} > m_\alpha + M_{\text{д.я}}. \quad (58)$$

Разность масс  $\Delta M = M_{\text{м.я}} - (m_\alpha + M_{\text{д.я}})$  и реализуется в виде энергии  $\alpha$ -распада  $\Delta E_\alpha$ , т. е. кинетической энергии испускающейся частицы ( $T_\alpha$ ) и дочернего ядра  $T_{\text{я}}$  ( $T_{\text{я}} \ll T_\alpha$ )

$$\Delta E_\alpha = \Delta M c^2 = T_\alpha + T_{\text{я}} \simeq T_\alpha. \quad (59)$$

В разных случаях  $\alpha$ -распада кинетическая энергия  $\alpha$ -частиц составляет от 4 до 9  $Mэв$  (в редких случаях еще меньше). Если принять в качестве среднего значения  $T_\alpha \simeq 6 Mэв$ , то получим, что энергия покоя нашей системы до  $\alpha$ -распада ( $E_{01}$ ) на 6  $Mэв$  больше ее энергии покоя ( $E_{02}$ ) после  $\alpha$ -распада (рис. 15)\*. И в этом, повторяем, ничего удивительного нет. Удивительное начинается, если посчитать энергию покоя системы в самый момент  $\alpha$ -распада ( $E_{03}$ ), когда  $\alpha$ -частица только-только вышла из ядра, но еще не отлетела от него. Такой подсчет легко сделать, если мысленно провести процедуру, обратную  $\alpha$ -распаду, т. е. сблизить дочернее ядро и  $\alpha$ -частицу до их соприкосновения. Ясно, что при таком сближении их энергия будет возрастать от значения  $E_{02}$  по закону  $1/r$  за счет увеличения потенциальной энергии кулоновского отталкивания. Подсчет дает возрастание энергии на 25—30  $Mэв$ , которое в несколько раз превышает разность между начальной и конечной энергией системы (рис. 16). Таким образом, энергия систе-

\* На рисунке материнское ядро обозначено буквой  $M$ , дочернее — буквой  $D$ .

мы в момент  $\alpha$ -распада больше как начальной, так и конечной энергии. Другими словами, на пути  $\alpha$ -частицы из ядра возвышается большой потенциальный энергетический барьер. Спрашивается, как  $\alpha$ -частице удастся его преодолеть? Ведь с точки зрения классической физики это совершенно невозможно!

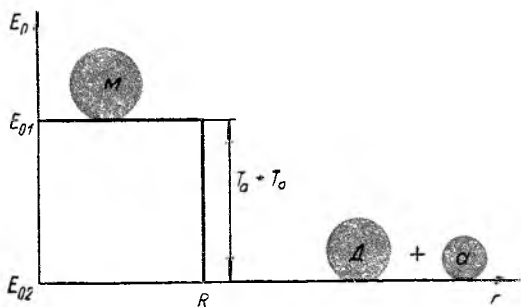


Рис. 15

В самом деле, рассмотрим в качестве классической аналогии шарик, лежащий на покатой крыше с желобом. Ясно, что он скатиться не может, хотя энергетически это ему выгодно, так как потенциальная энергия шарика на земле меньше, чем на крыше. Вот если бы желоба не было или если бы шарик предварительно приподнять на край желоба, тогда другое дело. А так невозможно! Казалось бы, столь же невозможно для  $\alpha$ -частицы вылететь за пределы атомного ядра, так как она также сидит там в своего рода «желобе», образованном кулоновским потенциальным барьером. И все-таки  $\alpha$ -частица преодолевает потенциальный барьер. Кроме перечисленных выше двух способов его преодоления она находит еще один, который неосуществим для шарика на крыше.  $\alpha$ -Частица идет прямо *через* барьер, так, как *будто* в нем есть туннель. Понимаю, скажете вы, крыша старая, в желобе была дыра и шарик провалился в нее. В том-то и дело, что дыры нет. Просто барьер для микрочастицы не является непреодолимым препятствием. Она проходит через него так же, как герой фильма «Человек проходит сквозь стену» или, скажем, как старик Хоттабыч, когда он помогал Вольке Костылькову сдавать экзамен по географии (рис. 17).

Процесс прохождения микрочастицы через потенциальный энергетический барьер называется *туннельным переходом*. Это чисто квантовомеханическое явление. Поэтому объяснить его можно, только опираясь на квантовую механику. Но зато в квантовой механике это странное явление объясняется самым естественным образом.

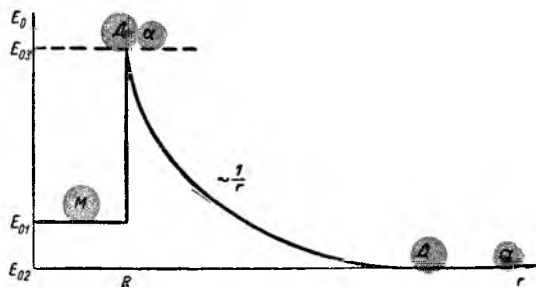


Рис. 16

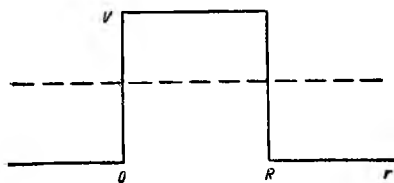


Рис. 17

Мы говорили, что движение микрочастицы в квантовой механике описывается волновой функцией  $\psi$ , квадрат модуля которой  $|\psi|^2$  равен вероятности найти частицу в данном месте. Волновая  $\psi$ -функция является решением уравнения Шредингера. Представьте себе, что вы рассматриваете движение  $\alpha$ -частицы слева направо (рис. 18) и хотите оценить вероятность того, что она пройдет (насквозь) в правую область рисунка. Тогда вам надо решить уравнение Шредингера для всех трех областей рисунка (левой, средней и правой), т. е. найти вид  $\psi$ -функции в этих областях. Затем надо подсчитать значение квадрата ее модуля  $|\psi|^2$  для левой  $|\psi_{л}|^2$  и правой  $|\psi_{п}|^2$  частей рисунка. Отношение  $D = \frac{|\psi_{п}|^2}{|\psi_{л}|^2}$  и даст вероятность *просачивания* микрочастицы через потенциальный барьер, т. е. долю частиц, прошедших через барьер. Величину  $D$  принято называть *коэффициентом прозрачности* потенциального барьера.

Мы с вами не умеем ни записывать, ни, тем более, решать уравнение Шредингера, поэтому результат его решения вам придется принять на веру. Оказывается, численное значение коэффициента прозрачности прямоугольного потенциального барьера высотой  $V$

и шириной  $d$  для частицы с массой  $m$  и кинетической энергией  $T$  равно по порядку величины



$$D \simeq e^{-\frac{2}{\hbar} \sqrt{2m(V-T)} d}, \quad (60)$$

Рис. 18



где  $e$  — основание натурального логарифма ( $e=2,718\dots$ ),  $\hbar$  — постоянная Планка, равная  $\hbar = 1,05 \cdot 10^{-27}$  эрг·сек. Почти столь же просто выглядит выражение для  $D$  и в случае барьеров, имеющих другую (непрямоугольную) форму. Из выражения (60) видно, что коэффициент  $D$  может быть не очень мал только в области микромира, где малы  $m$ ,  $V$  и  $d$ . Для макротел  $D$  получается чрезвычайно малым. Так, например, если мы подсчитаем коэффициент прозрачности желоба для шарика в нашем примере, то в предположении, что масса шарика равна 25 г, толщина желоба 1 мм, а его высота  $H = 20$  см ( $V = mgH = 25 \cdot 981 \cdot 20 \cong 500\,000$  эрг), получим

$$D \approx e^{-\frac{2}{\hbar} \sqrt{2 \cdot 25 \cdot 5 \cdot 10^8} \cdot 0,1} \cong e^{(-10^{30})} = \frac{1}{e^{(10^{30})}}.$$

При такой величине  $D$  можно быть уверенным в том, что шарик пролежит на крыше до тех пор, пока за ним не слезает какой-нибудь мальчишка или пока крыша не проржавеет.

## 2. Уравнение Дирака

*Предсказание позитрона. — Когда космическому кораблю не нужно топливо. — Проблема отцов и детей, или война ученого с уравнением. — «Дырка» Дирака. — Сыграем в шашки. — Позитрон из дырки. — Частица и античастица. — Еще об аннигиляции.*

Не менее замечательный успех выпал и на долю другого квантовомеханического уравнения — релятивистского уравнения Дирака. В частности, при помощи этого уравнения удалось разрешить упомянутые в конце § 15 затруднения с введением в квантовую теорию понятия спина и с величиной магнитного момента электрона. Оказалось, что в теории Дирака нет необходимости постулировать спин и магнитный момент электрона, так как их существование является следствием самого уравнения. При этом уравнение предсказывает именно то значение магнитного момента, которое получается из опыта (напомним, что теория Бора давала вдвое меньшее значение)\*.

Но особенно великолепным достижением Дирака следует считать предсказание позитрона — античастицы по отношению к электрону.

Анализируя свое уравнение, Дирак пришел к выводу, что для каждого значения импульса  $p$  оно имеет два решения, соответствующие двум разным значениям полной энергии электрона:

$$E_1 = +\sqrt{m_e^2 c^4 + p^2 c^2} \quad \text{и} \quad E_2 = -\sqrt{m_e^2 c^4 + p^2 c^2} \quad (61)$$

(см. формулу (21) из § 9). Например, при  $p = 0$  электрон может иметь энергию  $E_1 = m_e c^2$  и  $E_2 = -m_e c^2$ , так что  $E_1 - E_2 = 2m_e c^2$ .

\* Подробнее об этом будет сказано в § 20, п. 3.

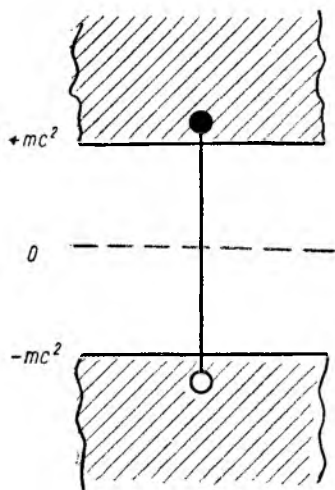


Рис. 19

При  $\rho = \rho_0 > 0$   $E_1 - E_2 > 2mc^2$ . Возможные значения энергии электрона можно изобразить схематически в виде двух заштрихованных областей, находящихся на расстоянии  $2m_e c^2$  друг от друга (рис. 19). Из анализа следовало, что оба решения совершенно *равноправны*, т. е. электрон может находиться не только в верхней области рисунка, где  $E > 0$ , но и в нижней, где  $E < 0$ ; он также может переходить из одной области в другую.

Конечно, Дирак прекрасно понимал, что результат, который у него получился, выглядит по меньшей мере странно. Ведь частица с отрицательной полной энергией — это частица с отрицательной массой (вы помните, что  $m = \frac{E}{c^2}$ ?). А согласно

классической механике (второй закон Ньютона), частица с отрицательной массой должна двигаться *против* действующей на нее силы (так как векторы ускорения и силы будут иметь разные знаки, т. е. будут направлены в противоположные стороны).

Представляете, какая бы у нас с вами была интересная жизнь, если бы это предсказание было верным? Вертолеты, самолеты и космические корабли взлетали бы вверх сами собой с ускорением  $g$ . Ходить по Земле было бы так же трудно, как сейчас по потолку. Атмосфера и все незакрепленные предметы (например, вода в океанах, озерах и реках) улетели бы в космическое пространство; да и сама Земля полетела бы прочь от Солнца, как футбольный мяч после сильного удара, и летела бы до тех пор, пока *притяжение* другой звезды не *оттолкнуло* бы ее в другую сторону...

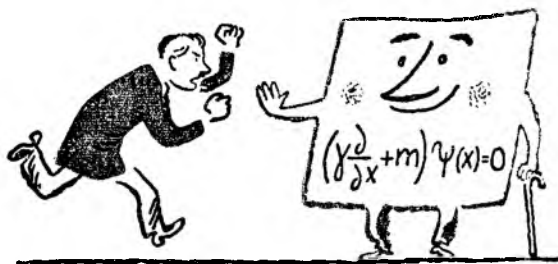


Рис. 20

Но подарим эту тему для детальной разработки нашим фантастам (кажется, она еще не была ими использована) и вернемся к электрону.

Дирак понимал все эти трудности и поднял руку на свое уравнение, чтобы изгнать из него решение с отрицательной энергией и массой (рис. 20). Вероятно, у него в это время было примерно такое же настроение, как у Тараса Бульбы, когда он встретил своего сына-предателя. — Я тебя породил, я тебя и убью! — Но расправиться с уравнением оказалось не так-то просто, потому что оно было правильное и приводило к *правильным следствиям*, проверенным на опыте (вспомните спин и магнитный момент электрона). Вывод же относительно существования частиц с отрицательной энергией и массой был тоже одним из следствий этого *правильного уравнения*. И все-таки выход был найден!

Дираку пришлось примириться с существованием отрицательных решений, однако эти решения удалось иначе интерпретировать.

Давайте вместе с Дираком предположим, что состояния с отрицательной энергией и массой действительно существуют, но поскольку им соответствуют минимальные значения энергии, то они *полностью* заполнены электронами, так что образуется *сплошной ненаблюдаемый фон* необычных ( $m < 0$ ) электронов\*. Предположим далее, что мы сообщили (например, с помощью  $\gamma$ -кванта) одному из необычных электронов энергию  $E > 2 m_e c^2$ , достаточную для перемещения электрона из области  $E < 0$  в область  $E > 0$  (см. рис. 19). Такая операция разрешается уравнением. Тогда в верхней области появится еще один обыкновенный ( $E > 0, m > 0$ ) электрон, а из нижней исчезнет один необычный ( $E < 0, m < 0$ ) электрон, т. е. там возникнет «дырка» в сплошном фоне. Легко сообразить, что дырка будет обладать свойствами обычной ( $m > 0$ ) частицы с массой, равной массе электрона, и с противоположным ему электрическим зарядом. Действительно, как движется дырка? Обязательно навстречу необычному электрону, так как она может «занять место электрона» только после того, как он сам займет место дырки. Это так же, как при игре в шашки: когда шашка (необычный электрон) передвигается вперед на свободную клетку (дырка), то свободная клетка оказывается сзади шашки, т. е. она как бы передвигается ей *навстречу*. Но это означает, что дырка движется не против силы (как необычный электрон), а *по силе*, т. е. она ведет себя как нормальная частица с положительной массой. Совсем просто понять, что масса дырки в точности равна массе электрона и что она имеет противоположный по знаку и равный по величине электрический заряд ( $+e$ ). В самом деле, если из ненаблюдаемого фона отрицательно заряженных электронов

\* Предположение о полном заполнении уровней энергии, очевидно, опирается на принцип Паули. Если бы в каждое состояние можно было бы поместить не один, а сколько угодно электронов, то заполнение уровней оказалось бы невозможным.

с отрицательными массами извлечь один электрон, то в фоне будет *не хватать* одного отрицательного электрического заряда и одной отрицательной массы электрона. В результате этого фон перестанет быть ненаблюдаемым и обнаружит себя как частица с *положительной* массой, равной массе электрона, и единичным *положительным* электрическим зарядом.

Так был предсказан *позитрон*. А в 1932 г. позитрон был обнаружен экспериментально в составе космических лучей.

Открытие позитрона блестяще подтвердило правильность квантовомеханического уравнения Дирака. Одновременно его можно рассматривать как подтверждение принципа Паули, который был использован в рассуждениях Дирака. Однако и это не все!

Последующие измерения параметров позитрона показали, что он действительно имеет массу, тождественно равную массе электрона, у него противоположный электрону электрический заряд ( $+e$ ), тот же спин ( $1/2$ ) и противоположный магнитный момент, он стабилен (т. е. живет в вакууме бесконечно долго).

Обратите внимание на следующее важное обстоятельство. Образование *отрицательно* заряженного электрона и *положительно* заряженного позитрона происходит под действием электрически *нейтрального*  $\gamma$ -кванта. Этот результат представляется вполне естественным с точки зрения закона сохранения электрического заряда\*. Суммарный электрический заряд системы остается неизменным. Это очень распространенный закон. Другим примером его применения является ионизация нейтрального атома водорода. Если от атома водорода также с помощью  $\gamma$ -кванта, но значительно меньшей энергии, оторвать электрон, то мы получим две различные частицы с разными по знаку, но одинаковыми по величине электрическими зарядами: положительно заряженный протон и отрицательно заряженный электрон. Оба процесса удовлетворяют закону сохранения электрического заряда. (На этом основании Дирак одно время даже отождествлял «дырку» с протоном). Но процесс первого типа (образование двух частиц за счет энергии  $\gamma$ -кванта) возможен только для электрон-позитронной пары и невозможен для электрон-протонной пары. Значит, дело заключается не только в электрических, но и в еще каких-то других зарядах, которые равны и противоположны по знаку у электрона и позитрона, но не у электрона и протона. По аналогичной причине не наблюдается совместного образования электрона и  $\mu^+$ -мезона, хотя их суммарный электрический заряд также равен нулю.

Две частицы, имеющие тождественные массы, время жизни и спин, но противоположные электрический заряд, магнитный момент и некоторые другие заряды, о которых мы будем говорить позже (§ 20, п. 4), называются *частицей* и *античастицей* по отношению друг к другу. Электрон и позитрон являются примером частицы и античастицы.

\* Подробнее об этом и других законах сохранения см. § 20.

На примере рассуждения с дыркой мы видели, что частицы и античастицы рождаются вместе, парами. Нетрудно убедиться, что погибают они тоже вместе. Обратимся снова к рис. 19 и рассмотрим процесс перехода одного электрона из области  $E > 0$  на свободное место (в дырку) в области  $E < 0$ . В этом процессе одновременно исчезает в верхней области электрон, а в нижней дырка, т. е. позитрон. Но зато при этом освобождается энергия  $\Delta E = E_1 - E_2 \geq 2m_e c^2$ , которая реализуется в виде энергии излучения двух  $\gamma$ -квантов. Описанный процесс превращения электрона и позитрона в два  $\gamma$ -кванта с той же суммарной энергией называется *аннигиляцией*\*.

Если от схемы перейти к физической реальности, то следует иметь в виду, что аннигиляция может происходить только при встрече электрона с позитроном в одном и том же месте пространства. Можно было бы думать, что из-за малых размеров частиц вероятность такой встречи весьма мала. Однако это неверно потому, что в нашем мире очень велика концентрация электронов. Любое вещество состоит из атомов, а все атомы содержат электроны. Поэтому даже единственный позитрон, попав в плотную среду (не вакуум), неизбежно и быстро встретится с электроном и проаннигилирует с ним.

Аннигиляция электронно-позитронных пар — отнюдь не редкое явление, так как в нашем мире довольно много позитронов. Выше (§ 12) мы видели, что позитроны образуются при распаде  $\mu^+$ -мезонов, которых много в составе космических лучей, а также в пучках частиц, получаемых на ускорителях; позитроны образуются также при  $\beta^+$ -распаде искусственно радиоактивных ядер. Наконец, позитроны можно получить, практически реализовав ту самую схему рассуждения, с которой мы начали разговор (см. рис. 19), т. е. получая с помощью  $\gamma$ -квантов высокой энергии электрон-позитронные пары. В настоящее время на этом пути в Советском Союзе и в некоторых других странах имеются очень большие достижения: физики научились не только получать позитроны, но и *накапливать* их и *ускорять* до высоких энергий. Но об этой интереснейшей, но более практической стороне вопроса мы поговорим в § 36 и 38, а сейчас снова вернемся к принципиальным вопросам квантовой механики.

На примере предсказания и открытия позитрона было впервые показано, что природа симметрична относительно существования частиц и античастиц. Впоследствии это положение было сформулировано в общем виде как *принцип зарядового сопряжения*. Согласно этому принципу каждой частице соответствует античастица с

\* В переводе слово «аннигиляция» означает «уничтожение», но нужно понимать, что никакого уничтожения материи и энергии в этом процессе не происходит, так как энергия покоя электрона и позитрона превращается в энергию излучения двух  $\gamma$ -квантов. Материальные частицы превращаются в материальное электромагнитное поле.

тождественными массой, спином и временем жизни и противоположными зарядами. При встрече частицы с античастицей они аннигилируют, в результате чего их энергия покоя преобразуется в другую форму энергии. Есть античастицы и у протона и нейтрона. Они называются *антипротоном* и *антинейтроном*. В настоящее время обе эти античастицы научились получать в опытах на ускорителях. Наблюдался для них и процесс аннигиляции. Он действительно сопровождается превращением всей энергии покоя нуклона и антинуклона ( $2m_{NC}c^2$ ) в другую форму энергии. Все дальнейшие подробности о свойствах антинуклонов и других античастиц опять-таки выходят за рамки этой главы. Поэтому мы отсылаем вас к § 38, а сейчас продолжим разговор о достижениях квантовой механики.

### 3. Проблема ядерных сил

*А теперь сыграем в бильярд. — Перезарядка нуклонов. — Предсказание мезонов. — Частица из «ничего». — Виртуальные и реальные частицы. — Ядерное время.*

В первой главе мы говорили, что нуклоны внутри ядра удерживаются ядерными силами притяжения, которые по своей интенсивности в добрую сотню раз превосходят электромагнитные силы, хотя те, в свою очередь, колоссальны. Ядерные силы действуют на очень малых расстояниях ( $10^{-13}$  см) между несколькими (не всеми) нуклонами ядра, т. е. обладают свойством насыщения, сходным с валентностью химических сил. Переносчиками ядерных сил являются  $\pi$ -мезоны. Вот на этом последнем и важнейшем свойстве ядерных сил и на той роли, которую сыграла квантовая механика в его обнаружении, мы и хотим остановиться в данном разделе книги.

Основные сведения о свойствах ядерных сил были получены в результате изучения взаимодействия двух нуклонов. Практически это достигается при рассмотрении результатов опытов по рассеянию нейтрона на протоне и протона на протоне при низких и высоких энергиях. Мы расскажем здесь идею только одного опыта такого рода — рассеяние нейтронов высокой энергии ( $\approx 100$ — $200$  Мэв) на протонах.

Те из вас, кто когда-либо играл в бильярд, хорошо знают законы соударения упругих шаров. При лобовом (центральном) соударении летящий шар останавливается, а стоящий летит вперед

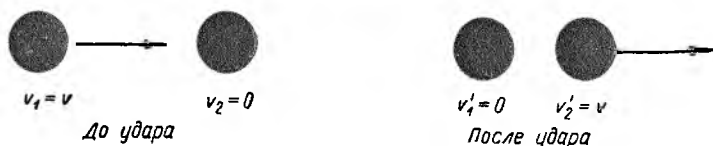


Рис. 21

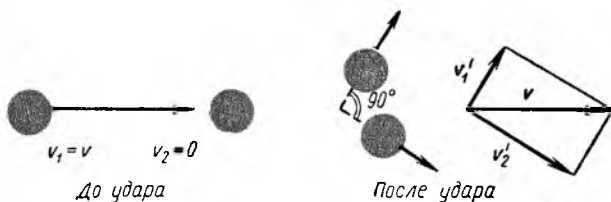


Рис. 22

(рис. 21). При нецентральной ударе оба шара разлетаются в разные стороны и притом так, что угол между направлениями их разлета составляет  $90^\circ$  (рис. 22). Область возможных отклонений от первоначального направления для обоих шаров заключена в пределах  $0-90^\circ$ .

Нейтрон и протон имеют приблизительно равные массы. Поэтому их соударение при низких энергиях происходит примерно так же, как и у бильярдных шаров. При высоких энергиях расчеты несколько осложняются из-за необходимости использования релятивистской механики, и результаты получаются не такими простыми, как при низких энергиях. Однако и в этом случае физики прекрасно умеют рассчитывать возможные направления полета нейтрона и протона после их упругого соударения. Значительно труднее рассчитать долю нуклонов, летящих по тому или иному из возможных направлений. Тем не менее до измерений было ясно, что *вперед* должно лететь значительно больше нейтронов, чем протонов. Это связано с тем, что даже очень интенсивные ядерные силы не могут отклонить быстрый нейтрон на большой угол от первоначального направления. Между тем опыт показал, что в направлении первичного пучка летят как нейтроны, так и протоны, и примерно в равном количестве. Объяснить этот странный результат можно было, только предположив, что в процессе ядерного взаимодействия нейтрон и протон как бы обмениваются своими электрическими зарядами, после чего нейтрон летит в качестве протона, а протон в качестве нейтрона. Описанное явление называется рассеянием нуклонов с *перезарядкой*, а ядерные силы, ответственные за перезарядку, называются *обменными*. Если такой обмен происходит для *каждой* пары взаимодействующих нуклонов, то вперед должны лететь преимущественно протоны, если же обмен происходит только в половине случаев, то вперед будут лететь как протоны, так и нейтроны (и притом примерно в равных количествах).

Возникает вопрос: в чем заключается механизм обмена зарядом? Впервые идея этого механизма была сформулирована советским физиком И. Е. Таммом, который предположил, что в процессе ядерного взаимодействия нуклоны испускают и поглощают заряженные частицы. Из легких заряженных частиц в это время (1934 г.) были известны только электроны и позитроны. Поэтому естественно, что выбор пал на них. По предположению Тамма, нейт-

рон в процессе ядерного взаимодействия с протоном испускает электрон, превращаясь в протон, а протон, поглотивший электрон, становится нейтроном. Однако сам же Тамм показал, что электроны слишком *легки* для того, чтобы с их помощью можно было одновременно объяснить два основных свойства ядерных сил: короткодействие и большую интенсивность. А других, более подходящих, частиц не было.

Следующий шаг был сделан в 1935 г. японским физиком Юкавой, который показал, какова должна быть масса у подходящей частицы, т. е. фактически предсказал существование в природе заряженных частиц тяжелее электрона. Эти предполагаемые частицы были названы мезонами (от греческого слова «мезо» — средний, промежуточный), что подчеркивает промежуточное значение их массы по сравнению с массами электронов и протонов.

Рассуждения Юкавы можно пояснить при помощи соотношения неопределенностей

$$\Delta E \Delta t \simeq \hbar. \quad (62)$$

Согласно этому соотношению на короткое время  $\Delta t$  энергия системы может измениться на величину  $\Delta E \approx \frac{\hbar}{\Delta t}$ . Если время очень мало, то  $\Delta E$  может быть достаточно большим. Давайте выберем это время таким, чтобы частица, движущаяся со скоростью света  $c$ , успевала пролетать за него расстояние, равное радиусу действия ядерных сил  $a \approx (1 \div 2) 10^{-13}$  см:

$$\Delta t = \frac{a}{c} = \frac{(1 \div 2) 10^{-13}}{3 \cdot 10^{10}} \simeq 0,5 \cdot 10^{-23} \text{ сек.} \quad (63)$$

Время  $\tau \simeq 10^{-23}$  сек называют *ядерным временем*. Это минимальный интервал времени, который можно себе сейчас представить.

Подставив  $\Delta t = 0,5 \cdot 10^{-23}$  сек в соотношение неопределенностей, получим

$$\Delta E = \frac{\hbar}{\Delta t} = \frac{1,05 \cdot 10^{-27}}{0,5 \cdot 10^{-23}} \simeq 2 \cdot 10^{-4} \text{ эрг} \simeq 150 \text{ Мэв.} \quad (64)$$

Так как энергии  $\Delta E = 150$  Мэв соответствует масса  $M = \frac{\Delta E}{c^2} \simeq \simeq 300 m_e$ , то полученный результат можно интерпретировать как возникновение на короткое время  $0,5 \cdot 10^{-23}$  сек частицы с массой  $300 m_e$ , которая за время своего кратчайшего существования только-только успевает пролететь расстояние между двумя взаимодействующими нуклонами  $(1 \div 2) \cdot 10^{-13}$  см.

Итак, согласно этой идее, ядерное взаимодействие двух нуклонов, находящихся на расстоянии, равном радиусу действия ядерных сил  $\approx 1,5 \cdot 10^{-13}$  см, заключается в том, что один нуклон испускает частицу с массой  $m \simeq 300 m_e$ , а другой поглощает ее через ядерное время  $\tau \simeq 0,5 \cdot 10^{-23}$  сек. Частицы, которые существуют в районе действия ядерных сил в течение ядерного времени, называются *виртуальными*. Виртуальные частицы нельзя себе пред-



ставлять существующими вне области ядерного взаимодействия, отдельно от нуклонов. Для того чтобы виртуальная частица могла превратиться в реальную, т. е. такую, которая способна отделиться от своих «родителей»-нуклонов и вести самостоятельный образ жизни за пределами «семейного очага» (области ядерного взаимодействия), нуклоны должны обладать большим запасом кинетической энергии, часть которой при их столкновении может преобразоваться в массу покоя мезона. Забегая вперед (см. § 20, п. 2), заметим, что при кинетической энергии нуклона  $\sim 300$  Мэв его столкновение с неподвижным нуклоном действительно приводит к образованию *реального*  $\pi$ -мезона ( $m_\pi = 273 m_e$ ), который улетает после своего рождения за пределы области взаимодействия. При этом на самый процесс образования  $\pi$ -мезона уходит около половины кинетической энергии, а вторая половина идет на движение нуклонов после взаимодействия (необходимость движения вытекает из закона сохранения количества движения). А если каждый из нуклонов имеет кинетическую энергию 150 Мэв и они летят друг другу навстречу, то при их соударении может образоваться даже два  $\pi$ -мезона (так как в этом случае нуклоны после соударения в соответствии с тем же законом могут находиться в состоянии покоя).

## Глава 4

### ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ И ПРЕВРАЩЕНИЯ ЧАСТИЦ

Отыщи всему начало, и ты многое  
поймешь.

К. ПРУТКОВ

#### § 19. ЧЕТЫРЕ ТИПА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Несмотря на большое разнообразие различных явлений, по современным представлениям в природе существует только четыре вида взаимодействия: *гравитационное, слабое, электромагнитное и сильное*. Рассмотрим их особенности.

#### 1. Гравитационное взаимодействие

*Когда чувства обманывают. — Общая теория относительности Эйнштейна. — Тяготение и движение. — Какие синяки лучше? — Тяжелая и инертная масса. — Принцип эквивалентности. — Читатель на карусели. — Есть ли масса у света?*

Больше всего вы знакомы с гравитационным взаимодействием, так как с ним приходится сталкиваться на каждом шагу. Последнее выражение можно понимать не только фигурально, но и буквально: даже сам процесс ходьбы был бы невозможен без гравитационного взаимодействия (и трения). Вся практическая деятельность человека на Земле непременно связана либо с использованием, либо с преодолением земного тяготения. Гравитационное взаимодействие Солнца и Земли удерживает Землю на орбите вокруг Солнца, которое питает ее теплом и поддерживает на ней жизнь.

Постоянно сталкиваясь с проявлением гравитации в обыденной земной жизни, мы привыкли считать, что гравитация — это очень сильное взаимодействие. И действительно, вы прекрасно знаете, как трудно было человеку оторваться от Земли, чтобы взлететь в космос. Да что там космос! Попробуйте подпрыгнуть выше 2 м. Если вы не спортсмен, то скорее всего такая попытка окончится полным разочарованием или даже болезненным ушибом. А как трудно поднимать и тащить тяжелые предметы! Словом, из всей нашей практики создается впечатление о большой силе гравитационного взаимодействия. Однако на самом деле все эти сильные эффекты обязаны незаконной (с точки зрения науки)

постановке опыта. Физики в таких случаях говорят, что опыт был недостаточно чистым. Ведь во всех перечисленных случаях мы рассматриваем взаимодействие разных предметов (космический корабль, спортсмен, груз) с одним и тем же громадным телом огромной массы — Землей и притом на минимальном расстоянии от нее. А как известно, сила гравитационного взаимодействия прямо пропорциональна произведению масс взаимодействующих тел и обратно пропорциональна квадрату расстояния между ними. Так что величина рассмотренных эффектов характеризует не интенсивность гравитационного взаимодействия как такового, а притяжение различных предметов массивной Землей, расположенной вблизи от них.

Чистый опыт, как вы, может быть, еще не успели забыть, был поставлен в 1798 г. Кавендишем, который специальными измерениями установил, что сила, действующая между двумя материальными телами с массой по 1 г каждое и находящимися на расстоянии 1 см друг от друга, равна  $6,67 \cdot 10^{-8}$  дин. Эта величина определяет константу  $\gamma$ , входящую в выражение для гравитационной силы  $F_{гр}$ , действующей между двумя массами ( $m_1$  и  $m_2$ ), находящимися на расстоянии  $r$ :

$$F_{гр} = \gamma \frac{m_1 m_2}{r^2}, \quad (65)$$

где  $\gamma = 6,67 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3/(\text{г} \cdot \text{сек}^2) = 6,67 \cdot 10^{-11} \text{ м}^3/(\text{кг} \cdot \text{сек}^2)$ .

Как мы вскоре увидим, константа  $\gamma$  настолько мала по сравнению с константами других взаимодействий, что в ядерной физике с гравитационным взаимодействием, как правило, не считаются. Все остальные взаимодействия несравненно сильнее гравитационного. Даже такое взаимодействие, которое ввиду его исключительной слабости так и было названо *слабым*, в  $10^{26}$ , т. е. в миллиарды миллиардов миллиардов раз сильнее гравитационного. И только в последнее время в связи с развитием метода очень точного измерения энергии (эффект Мёссбауэра, § 35, п. 2) было измерено в лабораторных условиях гравитационное смещение частоты фотонов, предсказываемое в общей теории относительности (см. § 20, п. 1). Раньше это явление можно было заметить только как астрономический эффект (красное смещение лучей света при их прохождении в окрестности массивных звезд).

Общая теория относительности, развитая А. Эйнштейном в 1911—1916 гг., описывает гравитацию как некий эквивалент движения с ускорением. Что между этими двумя явлениями много общего, вы прекрасно знаете из жизненного опыта: «перегрузки», которые вы испытываете при длительном (несколько секунд) плавном набирании скорости поездом метро (или электричкой), эквивалентны появлению на это время небольшого горизонтального поля тяготения, а ушибы, которые вы, возможно, получали при резком торможении поезда, вполне эквивалентны синякам, полученным во время падения. И уж, конечно, в наш век реактивных

полетов нет необходимости подробно писать о том, что эквивалентность сил тяготения и перегрузок, возникающих при движении с ускорением, хорошо известна нашим летчикам и космонавтам, а по их рассказам и всем остальным.

Но этим, так сказать, бытовым сходством между тяготением и движением с ускорением дело не ограничивается. Кроме качественного сходства между ними имеется также количественная эквивалентность.

Из школьного курса физики вы знаете, что масса любого тела проявляется в двух совершенно *разнородных* явлениях, в связи с чем ее даже по-разному называют.

С одной стороны, масса тела проявляется в гравитационных явлениях, описываемых законом всемирного тяготения

$$F_{\text{гр}} = \gamma \frac{m_1^{\text{гп}} m_2^{\text{гп}}}{r^2}, \quad (66)$$

открытым Ньютоном в 1682 г.

В соответствии с этим законом сила гравитационного взаимодействия пропорциональна произведению *гравитационных* («тяжелых») масс  $m_1^{\text{гп}}$  и  $m_2^{\text{гп}}$ . Закон всемирного тяготения носит универсальный характер. Под  $m_1^{\text{гп}}$  и  $m_2^{\text{гп}}$  можно понимать любые массы, начиная от масс элементарных частиц и кончая массами планет, Солнца и сверхтяжелых звезд.

Если в качестве одной из масс взять нашу Землю, то уравнение (66) переписется в форме

$$F_{\text{гр}} = \gamma \frac{m_{\text{зем}}^{\text{гп}} m^{\text{гп}}}{(R + h)^2}, \quad (67)$$

где  $R$  — радиус Земли;  $h$  — расстояние от ее поверхности. Уравнение (67) позволяет сравнивать гравитационные массы разных тел по силе их притяжения Землей, т. е. по их весу  $P^*$ :

$$\frac{m_1^{\text{гп}}}{m_2^{\text{гп}}} = \frac{F_1^{\text{гп}}}{F_2^{\text{гп}}} = \frac{P_1}{P_2}. \quad (68)$$

С другой стороны, в соответствии с уравнениями механики тело с *инертной* массой  $m_{\text{ин}}$  под действием силы  $F$  приобретает ускорение

$$a = \frac{F}{m_{\text{ин}}}. \quad (69)$$

В частности, под действием гравитационной силы  $F_{\text{гр}}$  тело должно приобрести ускорение

$$a = \frac{F_{\text{гр}}}{m_{\text{ин}}}. \quad (70)$$

\* Чтобы исключить влияние несферичности и вращения Земли, взвешивание должно производиться в одном и том же месте.

Заранее вовсе не очевидно, что масса  $m_{гр}$ , входящая в уравнение (67), пропорциональна (или равна) массе  $m_{ин}$ , входящей в уравнение (70). Предположим, что они не пропорциональны:

$$\frac{m_{гр}}{m_{ин}} \neq k.$$

( $k = \text{const}$  — коэффициент). Тогда из уравнений (70) и (67) следует

$$a = \gamma \frac{m_{гр}^{зем} m_{гр}}{(R+h)^2 m_{ин}} \neq \text{const}, \quad (71)$$

т. е. ускорение разных тел в поле тяготения различно. При  $m_{гр} = m_{ин}$  (или даже  $m_{гр} = km_{ин}$ , где  $k = \text{const}$ ) получим

$$a = \gamma \frac{m_{гр}^{зем}}{(R+h)^2} k = g = \text{const}, \quad (72)$$

т. е. ускорение любого тела в данном поле тяготения (и на данном расстоянии) одинаково.

Весь жизненный опыт человечества и все специально поставленные эксперименты указывают на то, что верно последнее. В этом убедился еще сам Ньютон, проделав опыты по определению периода колебаний маятников одинаковых размеров и формы, изготовленных из *разных* материалов.

В свое время в школе вы делали опыт по сравнению падения различных тел в вакуумизированной трубке. В наши дни верность высказанного положения особенно наглядно следует из того, что все предметы внутри космического корабля, движущегося по орбите с выключенными двигателями, остаются в состоянии относительного покоя (если не считать случайных флуктуационных движений, вызванных, например, движением воздуха в кабине). А ведь предметы космического корабля одновременно участвуют в падении на Землю с ускорением  $g$ , когда проявляется гравитационная масса, и в движении по инерции, при котором проявляется инертная масса. Из того обстоятельства, что оба движения в точности компенсируют друг друга для *всех* предметов, следует, что независимо от величины  $m$  всегда  $m_{гр} = km_{ин}$ , где  $k = \text{const}$  (в частности, можно принять  $k = 1$ ).

Положение о  $m_{гр} = m_{ин}$  и о  $g = \text{const}$  приводит к *эквивалентности* тяготения и движения с ускорением. Действительно, система (например, космический корабль или лифт), движущаяся с ускорением  $g$ , будет создавать в данном месте пространства точно такие же эффекты, что и поле тяготения. Все предметы, находящиеся в этой системе, так же как тела в поле тяготения, имеют одинаковое по величине и направлению ускорение. Находясь внутри ускоренно движущейся системы, вы не сможете *никаким* способом отличить движение с ускорением от тяготения. Вот эта

возможность эквивалентной замены тяготения движением с ускорением и называется *принципом эквивалентности* Эйнштейна.

Прочтя эти строки, вы можете сказать: но ведь все это было известно и до Эйнштейна! В какой-то мере да. Но, во-первых, Эйнштейн распространил принцип эквивалентности с механических явлений на *все* явления природы (включая, скажем, свет). Во-вторых, до Эйнштейна эквивалентность тяготения и движения с ускорением рассматривалась в молчаливом предположении о *мгновенном* распространении гравитационного взаимодействия. Задача Эйнштейна заключалась в том, чтобы сохранить это положение в условиях справедливости сформулированного им же *специального принципа относительности*, согласно которому ни один сигнал (в том числе и гравитационное взаимодействие) не может распространяться со скоростью больше скорости света. Эта задача и была решена в общей теории относительности.

Выше при описании результатов специальной (частной) теории относительности мы сознательно отказались от описания самой теории. Тем более не будем пытаться описывать общую теорию относительности, которая математически значительно сложнее, так как она опирается на криволинейную (неевклидову) геометрию\*. Ограничимся только простейшими пояснениями и замечаниями.

Представьте себе, что вы быстро вращаетесь на карусели. Тогда среди прочих ощущений вы обнаружите появление некоего добавочного усилия, заставляющего вас отклоняться в сторону от центра карусели. Понаблюдав за своими ощущениями при различной угловой скорости карусели  $\omega$  и на разных расстояниях  $R$  вашего местоположения от ее центра, вы придете к выводу, что величина наблюдающегося усилия пропорциональна  $\omega^2 R = v^2/R$ , т. е. центростремительному ускорению. Пусть теперь вращение происходит с такой угловой скоростью, что вы перемещаетесь относительно Земли со скоростью  $v = \omega R$ , близкой к скорости света:  $v \approx c$ . Тогда должны проявиться эффекты, рассмотренные нами при описании специальной теории относительности, например замедление времени, сокращение размеров и т. п. Но так как сокращение размеров происходит в направлении движения и не происходит в перпендикулярном направлении, то наша карусель должна деформироваться. В частности, для нее должно измениться отношение длины окружности к диаметру, которое перестанет равняться числу  $\pi$ . Пространство искривилось. Время тоже «искривилось», так как оно будет различным на разных расстояниях от центра в пределах одной и той же системы отсчета (карусели). И все это произошло, как мы установили вначале, из-за ускорения.

\* Примером неевклидовой геометрии является геометрия сферической поверхности, в которой сумма углов треугольника больше  $180^\circ$ . Разные варианты неевклидовой геометрии были развиты русским математиком Н. И. Лобачевским, немецким математиком Гауссом и венгерским математиком Больяи.

Представьте себе теперь, что наша карусель со всех сторон закрыта и что вращается она очень плавно, без толчков. Тогда, находясь внутри такой карусели, вы никаким опытом не сумеете установить причину испытываемого вами добавочного усилия. С равным успехом вы можете приписать его как вращению, так и дополнительному полю тяготения специальной конфигурации. Согласно принципу эквивалентности то же заключение касается и всех остальных упомянутых выше эффектов, вызванных быстрым вращением: замедление времени, сокращение размеров, нарушение евклидовой геометрии. Все эти эффекты должны наблюдаться при замене быстрого вращения подходящим полем тяготения.

Итак, подобно тому как в специальной теории относительности проявляется тесная взаимосвязанность между пространством и временем, в общей теории относительности столь же связанной с ними оказывается и масса. Благодаря действию массы пространство как бы искривляется. Траекторией свободно движущегося тела в общем случае является не прямая, а кривая, при движении по которой тело ускоряется, т. е. испытывает действие силы. Так как кривизна присуща пространству, то ускорение не зависит от массы движущегося тела, а является характеристикой только места в пространстве (и, конечно, массы того тела, например, Солнца или Земли, которое «деформирует» пространство).

Таким образом, в общей теории относительности механика Ньютона, оказывается, связана с его же законом всемирного тяготения гораздо теснее, чем об этом предполагал сам Ньютон.

Общая теория относительности приводит к нескольким следствиям, которые могут быть проверены экспериментально. Об одном из них — гравитационном смещении частоты фотонов — мы уже упоминали выше. Другое заключается в искривлении траектории светового луча при прохождении его вблизи от массивного тела. Оба эффекта связаны с тем, что, согласно Эйнштейну, движущиеся фотоны, и в частности свет, обладают массой

$$m = \frac{E}{c^2}, \quad (73)$$

на которую действует гравитационное поле. В § 20, п. 1 мы расскажем о том, как проверили эту формулу в лабораторных условиях.

## 2. Электромагнитное взаимодействие

*Сравнение с гравитационным. — Скрытое могущество. — Немного фантазии. — Время протекания электромагнитных процессов.*

Другое взаимодействие, с одним из видов которого вы тоже хорошо знакомы, — это электромагнитное взаимодействие. Из курса физики вы знаете, что два электрических заряда  $q_1$  и  $q_2$ , находящиеся на расстоянии  $r$ , притягиваются (если они разноименные) или отталкиваются (если одноименные) с силой, опреде-

ляемой законом Кулона

$$F_{\text{эм}} = k \frac{q_1 q_2}{r^2}. \quad (74)$$

При измерении  $F_{\text{эм}}$  — в динах,  $q$  — в электростатических единицах количества электричества,  $r$  — в сантиметрах коэффициент  $k = 1$ .

Этот закон взаимодействия электрических зарядов очень похож на закон гравитационного взаимодействия. Там пропорциональность произведению масс, здесь — произведению зарядов. И там и здесь — обратная пропорциональность квадрату расстояния между взаимодействующими объектами. Оба взаимодействия относятся к числу *дальнодействующих*. Они проявляются на любом расстоянии. Однако эти взаимодействия очень сильно отличаются по своей интенсивности.

Сравним, например, силу гравитационного притяжения  $F_{\text{гр}}$  двух протонов, находящихся на расстоянии  $2 \cdot 10^{-13}$  см (среднее расстояние между нуклонами в атомном ядре), с силой их электростатического отталкивания  $F_{\text{эл}}$ :

$$F_{\text{гр}} = \gamma \frac{m_p^2}{r^2} = \frac{6,67 \cdot 10^{-8} (1,66 \cdot 10^{-24})^2}{(2 \cdot 10^{-13})^2} \simeq 5 \cdot 10^{-30} \text{ дин}; \quad (75)$$

$$F_{\text{эл}} = \frac{(q_p)^2}{r^2} = \frac{(4,8 \cdot 10^{-10})^2}{(2 \cdot 10^{-13})^2} \simeq 6 \cdot 10^6 \text{ дин}.$$

Вы видите, что электростатическое взаимодействие двух протонов примерно в  $10^{36}$  раз сильнее, чем их гравитационное взаимодействие, причем это соотношение справедливо при любом расстоянии между протонами, так как в обе формулы  $r$  входит в одинаковой степени.

Если бы мы для сравнения взяли не два протона, а протон с электроном (или два электрона), то в этом случае различие возросло бы еще примерно в 2000 (4 000 000) раз.

Спрашивается, почему же, сталкиваясь с электростатическим взаимодействием в жизни, мы не замечаем этой его огромной силы; наоборот, у нас складывается впечатление, что электростатическое взаимодействие гораздо слабее гравитационного?

Здесь действуют две причины. Об одной мы уже говорили выше. Она заключается в том, что мы наблюдаем гравитационные эффекты, силу которых определяет не только масса данного тела, но и вся огромная масса притягивающей его Земли. Другая причина заключается в том, что в гравитационном взаимодействии двух каких-либо тел всегда участвуют *все* атомы этих тел, т. е. все протоны, все нейтроны, все электроны, из которых атомы состоят. Между тем в повседневной жизни мы никогда не видим полного проявления электростатических сил. В макроскопическом куске вещества почти все положительные и отрицательные электрические заряды скомпенсированы, так как они связаны между собой в



электрически нейтральные системы — атомы. Наблюдавшийся вами на опыте в школе слабый эффект взаимодействия наэлектризованных при трении предметов обусловлен лишь ничтожным избытком (или недостатком) одноименного заряда по сравнению с общим количеством связанных зарядов в этих предметах. Эти небольшие избытки зарядов и воздействуют на *весь* кусок вещества, например сообщают ему ускорение. Ясно, что из-за большой массы нейтральных атомов со скомпенсированными зарядами ускорение макрокуска вещества будет невелико. И только в микромире, где каждый заряд «работает исключительно на себя» (т. е. на массу той элементарной частицы, с которой он связан), эти силы проявляются в полной мере. Любопытно заметить, что если бы окружающие нас предметы состояли не из нейтральных атомов, а хотя бы из однозарядных ионов\*, то электростатическое взаимодействие между ними было бы чрезвычайно велико. При этом достаточно «превратить» в ионы совсем небольшую долю атомов.

Так, например, из выражения (75) видно, что два макротела будут иметь электромагнитное взаимодействие, равное по величине гравитационному, если в них ионизовать всего  $1/10^{18}$  часть атомов. В среднем в  $1 \text{ см}^3$  любого твердого вещества содержится около  $5 \cdot 10^{22}$  атомов. Из них надо ионизовать всего 50 000. Это количество содержится в кубике с ребром 0,01 мк. Даже, если распределить все ионы в одном атомном слое (толщиной  $10^{-8} \text{ см}$ ), то и тогда площадь участка слоя, занятого ионами, составит всего  $10^{-10} \text{ см}^2 = 0,01 \text{ мк}^2$ , т. е. будет изображаться квадратом со стороной, равной 0,1 мк. И вот такое мизерное количество ионов может полностью скомпенсировать гравитацию! Любителям пофантазировать мы предлагаем использовать эту идею в качестве «научной» базы для научно-фантастического произведения, в котором может быть все, начиная от летающих тарелок и электрических пистолетов, до плавающих городов наподобие магнитного острова Свифта. Только не рассматривайте, пожалуйста, потом эти фантазии в качестве изобретений, так как они неосуществимы (подумайте, почему?).

Мы упомянули лишь одно проявление электромагнитного взаимодействия — электростатическое притяжение (или отталкивание) электрических зарядов по закону Кулона. Кроме того, физикам известно еще много других видов электромагнитного взаимодействия. Некоторые из них знакомы и вам. Это магнитное взаимодействие некоторых материалов, первопричиной которого являются электрические и магнитные свойства элементарных частиц; испускание атомом света и рентгеновских лучей;  $\gamma$ -излучение ядер; фотоэффект. С другими вы познакомились (или познакомитесь) в этой книге. Это ионизационное торможение заряженных частиц, при котором энергия частицы тратится на возбуждение и ионизацию

\* Однозарядным ионом называется атом, в котором не хватает одного электрона (положительный ион) или в котором имеется один лишний электрон (отрицательный ион). Атом без двух (с двумя лишними) электронов называется двузарядным положительным (отрицательным) ионом и т. п.

атомов среды (см. § 3); радиационное торможение заряженных частиц, при котором энергия частицы тратится на излучение (§ 36, п. 4), образование электрон-позитронных пар под действием  $\gamma$ -квантов и обратный процесс аннигиляции электрона и позитрона с образованием двух  $\gamma$ -квантов (§ 18, п. 2); эффект Вавилова — Черенкова (§ 13) и некоторые другие. Наконец, мы не останавливаемся здесь на таких важных силах, как химические, упругие и силы трения, которые тоже имеют электромагнитную природу\*.

Из всех взаимодействий электромагнитное взаимодействие наиболее хорошо изучено теоретически. Согласно квантовой электродинамике любой электрический заряд окружен электромагнитным полем, с которым он взаимодействует. В результате этого взаимодействия возникают (или поглощаются) фотоны. Так, например, в атоме нет фотонов в готовом виде. Они возникают в самый момент их испускания.

В электромагнитном взаимодействии участвуют все заряженные частицы, фотон ( $\gamma$ -квант), являющийся переносчиком электромагнитного взаимодействия,  $\pi^0$ -мезон (распадающийся на два  $\gamma$ -кванта) и нейтрон (у которого нет заряда, но есть магнитный момент). Из элементарных частиц только нейтрино и антинейтрино не участвуют в электромагнитном взаимодействии.

Характерным временем для электромагнитного процесса является  $\tau_{эм} \simeq 10^{-20}$  сек. Оно во столько же раз больше введенного выше (§ 18, п. 3) ядерного времени  $\tau_{яд} \simeq 10^{-23}$  сек, во сколько ядерное взаимодействие сильнее электромагнитного\*\*.

### 3. Сильное (ядерное) взаимодействие

*Самые интенсивные силы. — Насыщение. — Спиновая зависимость. — Нецентральный характер. — Зарядовая симметрия и зарядовая независимость. — Обменный характер. — Ядерные кванты.*

Третий вид взаимодействия, который мы рассмотрим, называется сильным (или ядерным). Это те самые ядерные силы, которые обеспечивают связь между нуклонами в атомном ядре, в том числе между одноименно заряженными протонами. Перечислим основные свойства ядерных сил.

1. Ядерные силы — это *силы притяжения*, так как они удерживают нуклоны внутри ядра\*\*\*.

\* Подробнее о разных проявлениях электромагнитного взаимодействия и о других силах можно прочесть в книге В. Григорьева и Г. Мякишева «Силы в природе». М., «Наука», 1966.

\*\* Эта связь между силой взаимодействия и временем его протекания объясняется в квантовой механике при помощи соотношения неопределенностей  $\Delta E \Delta t \sim \hbar$  (см. § 18, п. 3).

\*\*\* При очень тесном сближении нуклонов ядерные силы между ними имеют характер отталкивания.

2. Ядерные силы — это не электрические силы, так как они действуют не только между заряженными протонами, но и между не имеющими зарядов нейтронами; и не гравитационные, которые слишком малы для объяснения ядерных эффектов.

3. Ядерные силы — очень интенсивные силы. Интенсивность ядерных сил значительно больше интенсивности электромагнитных сил, так как ядерные силы удерживают внутри ядра одновременно заряженные протоны, отталкивающиеся друг от друга с огромными электрическими силами. Оценки показывают, что ядерные силы примерно в 100—1000 раз сильнее электромагнитных. Поэтому ядерное взаимодействие и называют *сильным*.

4. Соответственно (как уже было замечено) ядерное взаимодействие протекает за время, в 100—1000 раз меньшее времени электромагнитного взаимодействия. Характерным временем для сильного (ядерного) взаимодействия является так называемое *ядерное время*  $\tau_{\text{яд}} \simeq 0,5 \cdot 10^{-23}$  сек (подробнее о ядерном времени см. § 18, п. 3).

5. Область действия ядерных сил ничтожно мала. Радиус их действия  $a$  по порядку величины равен  $a \simeq (1 \div 2) \cdot 10^{-13}$  см. При больших расстояниях между частицами ядерное взаимодействие не проявляется. Силы, интенсивность которых быстро ослабевает с расстоянием (например, по закону  $e^{-ar}/r$ , где  $e \simeq 2,72$ ), называются короткодействующими. *Ядерные силы* в отличие от гравитационных и электромагнитных сил относятся к *короткодействующим* силам. Короткодействующий характер ядерных сил следует из малых размеров ядер ( $< 10^{-12}$  см) и из того, что при сближении двух ядер (например, двух протонов, которые являются ядрами атомов водорода) вплоть до расстояний  $\sim 10^{-12}$  см действуют только электромагнитные силы, и лишь на расстояниях  $\sim 10^{-13}$  см над кулоновским отталкиванием протонов начинает преобладать их ядерное притяжение.

6. Изучение степени связанности нуклонов в разных ядрах (см. § 22) показывает, что ядерные силы обладают свойством *насыщения*, аналогичным валентности химических сил. В соответствии с этим свойством ядерных сил один и тот же нуклон взаимодействует не со всеми остальными нуклонами ядра, а только с несколькими соседними.

7. Ядерные силы зависят от *ориентации спина\**. Оказывается, только при параллельных спинах нейтрон и протон могут образовывать ядро — дейтрон (рис. 23, а). Если же спины у них антипараллельны, то интенсивность ядерного взаимодействия недостаточна для образования ядра (рис. 23, б).

8. Ядерные силы имеют *нецентральный* характер, т. е. величина взаимодействия зависит от взаимного расположения нуклонов относительно направления их спина. Так, в ядре дейтрона ось нуклонов и их суммарный спин имеют одинаковое направление

\* О спине можно прочесть в § 20, п. 3.

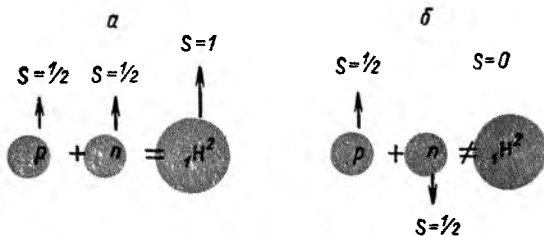


Рис. 23

(рис. 24, а). При другом расположении частиц (рис. 24, б) взаимодействие оказывается слабее, и дейтрон не образуется.

9. Важнейшим свойством ядерных сил является *зарядовая симметрия и зарядовая независимость*, т. е. равенство трех типов ядерного взаимодействия: *p-p* (между двумя протонами), *n-p* (между нейтроном и протоном) и *n-n* (между двумя нейтронами). При этом предполагается, что все три случая рассматриваются в эквивалентных условиях (например, по ориентации спина) и что кулоновское отталкивание протонов в первом случае не учитывается. Это свойство ядерных сил было доказано сравнением результатов опытов (для третьего случая косвенных) по изучению рассеяния одного нуклона на другом (подробнее см. § 20, п. 6).

10. Наконец, взаимодействие нейтрона с протоном обладает еще одной замечательной особенностью: эти две частицы в процессе ядерного взаимодействия могут обмениваться своими электрическими зарядами (*обменный характер ядерных сил*), так что после взаимодействия нейтрон превращается в протон, а протон в нейтрон. Квантовомеханический анализ этого свойства ядерных сил (см. § 18, п. 3) позволил установить механизм ядерного взаимодействия. Согласно современным представлениям, ядерное взаимодействие между нуклонами осуществляется при помощи  $\pi$ -мезонов, которые являются *ядерными квантами* (подобно тому как фотоны являются квантами электромагнитного поля). В процессе ядерного взаимодействия один нуклон испускает  $\pi$ -мезон, а другой поглощает его (см. § 18, п. 3).

В ядерном взаимодействии участвуют все сильновзаимодействующие частицы (адроны): нуклоны,  $\pi$ -мезоны, странные частицы и резонансы (а также античастицы перечисленных частиц). Из элементарных частиц в ядерном взаимодействии не участвуют только фотон и лептоны (нейтрино, антинейтрино, электрон, позитрон и  $\mu^+$ -мезоны).

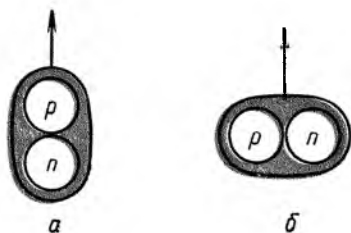


Рис. 24

Теория сильного взаимодействия находится в гораздо более тяжелом положении, чем теория электромагнитного взаимодействия. И только в самые последние годы появились некоторые надежды на построение теории сильных взаимодействий в связи с удачными попытками систематизации адронов (см. § 39).

#### 4. Слабое взаимодействие

*Самые короткодействующие силы. — Характерное время. — Так ли уж оно слабо? — От девичьей ресницы до Солнца. — Кто как взаимодействует.*

Последний вид взаимодействия, который мы рассмотрим, называется *слабым*, так как его сила чрезвычайно мала по сравнению с силой других взаимодействий (сильного и электромагнитного), рассматриваемых в ядерной физике. И только гравитационное взаимодействие во много-много раз слабее слабого взаимодействия. Принято считать, что радиус действия слабых сил равен нулю (во всяком случае много меньше радиуса действия ядерных сил).

В отличие от всех предыдущих взаимодействий слабое взаимодействие, по-видимому, не приводит к образованию связанных состояний. Поэтому оно известно главным образом как *распадное* взаимодействие [см. также формулу (88)].

Примером слабого взаимодействия является упомянутый выше  $\beta$ -распад нейтрона, при котором нейтрон превращается в протон, электрон и антинейтрино:



Впервые распад нейтрона был изучен экспериментально в 1950 г. одновременно в СССР, США и Канаде (в Советском Союзе П. Е. Спиваком и его сотрудниками). В результате измерений было установлено, что время жизни нейтрона равно около 17 мин. Это самое большое время жизни для метастабильной частицы, распадающейся за счет слабого взаимодействия\*.

В других случаях слабого распада время жизни частиц оказывается значительно меньше. Например, распад  $\mu^+$ -мезонов по схемам



протекает за время  $2,2 \cdot 10^{-6}$  сек; распад  $\pi^{\pm}$ -мезонов по схемам



\* Для радиоактивных атомных ядер время жизни может достигать колоссальных значений ( $10^{10}$  лет). Напомним, что самое малое время жизни ( $\sim 10^{-23} \div 10^{-22}$ ) сек имеют резонансы, которые распадаются сильным образом (за счет сильного взаимодействия).

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (80)$$

за время  $2,55 \cdot 10^{-8}$  сек; распад  $K^+$ -мезонов по схемам

$$K^+ \begin{cases} \rightarrow \mu^+ + \bar{\nu}_\mu \\ \rightarrow \pi^+ + \pi^0 \\ \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0 \end{cases} \quad (81)$$

(и еще трем другим) — за время  $1,23 \cdot 10^{-8}$  сек; а распад всех гиперонов (за исключением  $\Sigma^0$ -гиперона, который распадается электромагнитным способом, т. е. быстро,  $\tau_{\Sigma^0} \simeq 10^{-19}$  сек) происходит за время  $\sim 10^{-10}$  сек

$$\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-; \quad (82)$$

$$\Sigma^+ \begin{cases} \rightarrow n + \pi^+ \\ \rightarrow p + \pi^0; \end{cases} \quad (83)$$

$$\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 + \pi^-; \quad (84)$$

$$\Omega^- \begin{cases} \rightarrow \Xi^- + \pi^0 \\ \rightarrow \Xi^0 + \pi^- \\ \rightarrow \Lambda^0 + K^- \end{cases} \quad (85)$$

Время  $\tau \simeq 10^{-10}$  сек — самое маленькое время для процесса слабого распада.

Таким образом, диапазон изменения времени жизни у частиц, распадающихся в механизме слабого взаимодействия, очень широк (от 1000 до  $10^{-10}$  сек). Однако характерным временем для процесса слабого взаимодействия считается нижняя граница этого диапазона  $\tau_{\text{сл}} \simeq 10^{-10}$  сек, так как превышение времени жизни у отдельных частиц над этой величиной объясняется дополнительными обстоятельствами (например, в случае  $\beta$ -распада нейтрона — очень маленькой энергией  $\beta$ -распада:  $m_n - m_p - m_e = 939,55 - 938,26 - 0,51 = 0,78$  Мэв).

Величина  $\tau_{\text{сл}} \simeq 10^{-10}$  сек столь же характерна для слабого взаимодействия, как  $\tau_{\text{яд}} \simeq 10^{-23}$  сек — для сильного и  $\tau_{\text{эм}} \simeq 10^{-20}$  сек для электромагнитного. Так как  $\tau_{\text{сл}}$  в  $10^{13}$  больше  $\tau_{\text{яд}}$ , то слабое взаимодействие в  $10^{13}$  слабее ядерного (сильного).

Теперь мы с вами можем сопоставить по силе все четыре взаимодействия для протонов.

В разных местах этого параграфа мы получили, что электромагнитное взаимодействие в  $10^{36}$  раз сильнее гравитационного, ядерное — в  $10^3$  раз сильнее электромагнитного и в  $10^{13}$  раз сильнее слабого. Если принять силу ядерного взаимодействия за единицу, то сила электромагнитного взаимодействия будет характеризоваться величиной  $10^{-2}$ — $10^{-3}$ , слабого —  $10^{-13}$ — $10^{-14}$ , а гравитационного  $10^{-39}$ . Наглядной (но, конечно, условной) иллюстрацией этого различия является сравнение силы гравитационного взаимодействия с весом девичьей ресницы (естественной), слабого —

с весом двадцатипятикилометрового свинцового куба, электромагнитного — с «весом» всех планет Солнечной системы и, наконец, сильного — с «весом» самого Солнца. Из этого сопоставления вы видите, насколько гравитационное взаимодействие слабее всех остальных взаимодействий, даже слабейшего из них. Именно поэтому гравитационное взаимодействие обычно не учитывают в ядерной физике.

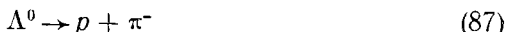
В остальных трех взаимодействиях различные частицы участвуют по-разному.

Так, например, нейтрино может участвовать только в слабом взаимодействии. Поэтому любой процесс с участием нейтрино — обязательно слабый, т. е. идет медленно, и наоборот, в сильном и электромагнитном процессе не может возникнуть или поглотиться нейтрино. Аналогично  $\gamma$ -квант может участвовать только в электромагнитном взаимодействии.

Ряд частиц может участвовать в двух взаимодействиях. Приведем три примера (по одному на каждую пару взаимодействий). Электрон может образоваться в слабом процессе  $\beta$ -распада и в *электромагнитном* процессе рождения электрон-позитронной пары  $\gamma$ -квантом.  $\pi^0$ -Мезон рождается в сильном процессе столкновения нуклонов, а распадается по схеме  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ , т. е. электромагнитным способом. Наконец,  $\Lambda^0$ -гиперон рождается в *сильном* процессе взаимодействия  $\pi^-$ -мезонов с протонами



а распадается по схеме



за время  $\tau \simeq 10^{-10}$  сек, т. е. слабым образом.

Многие частицы (протон, нейтрон,  $\pi$ -мезоны, ряд странных частиц) способны участвовать во всех трех взаимодействиях. В качестве примера такой частицы рассмотрим протон. Протон участвует в сильном и электромагнитном взаимодействиях, если он рассеивается на другом протоне в пределах области действия ядерных сил ( $r < 2 \cdot 10^{-13}$  см); только в электромагнитном, если это рассеяние происходит за пределами этой области. Примером слабого взаимодействия протона является процесс *обратного  $\beta$ -распада*, идущий по схеме



Этот процесс впервые наблюдали экспериментально в 1953 г. Рейнес и Коуэн, которые тем самым в прямом опыте доказали существование нейтрино (антинейтрино).

На примере с тремя типами взаимодействия протонов видно, что есть возможность выделить одно из них (сильное от электромагнитного выделяется величиной и знаком).

Другим хорошим примером частицы, участвующей во всех видах взаимодействий, является нейтрон. Действительно, нейт-

рон испытывает сильное ядерное рассеяние на протоне; он взаимодействует электромагнитным способом благодаря наличию магнитного момента; наконец, он распадается по схеме  $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$  слабым образом.

## § 20. ЗАКОНЫ СОХРАНЕНИЯ

Очень важные сведения о процессах, происходящих с элементарными частицами, атомными ядрами и атомами, можно получить с помощью *законов сохранения*.

Еще из учебников физики для средней школы вы узнали, что для любой замкнутой (изолированной) системы можно указать несколько физических величин (например, энергию и импульс), численные значения которых не изменяются во времени, или, как принято говорить, *сохраняются*. В настоящем разделе мы рассмотрим вопрос о сохранении этих и некоторых других физических величин применительно к задачам ядерной физики и физики элементарных частиц.

### 1. Закон сохранения энергии

*Однородность времени. — Еще раз об энергии и массе покоя. — Новый способ измерения энергии. — Неизменность полной энергии. — Драма с  $\beta$ -распадом. — Предсказание нейтрино. — Мысленный опыт с  $\gamma$ -квантом. — Неужели вечный двигатель? — Красное и синее смещение. — Когда мысленный опыт становится реальным.*

Известно, что энергия изолированной системы при любых преобразованиях этой системы не меняется. Она может переходить из одной формы в другую, но если учесть все формы энергии, в которых она существует в данный момент, и просуммировать их численные выражения, то для любого момента времени эта сумма будет оставаться неизменной. Это положение называется *законом сохранения энергии*.

С точки зрения теоретической физики закон сохранения энергии является следствием естественного предположения об однородности времени, т. е. независимости законов природы от момента времени, в который вы начинаете их проверять. Все моменты времени предполагаются эквивалентными. В классической физике хорошо известными примерами сохранения энергии являются переход кинетической энергии в потенциальную при колебании маятника (без учета трения), переход кинетической энергии в тепловую при трении и др. Много примеров можно привести на сохранение энергии и из области ядернофизических явлений (упругое рассеяние нуклонов, ядерные реакции,  $\alpha$ -распад и др.).

Специфической особенностью применения закона сохранения энергии в ядерной физике и физике элементарных частиц является



ся необходимость учета изменения энергии покоя  $E_0 = M_0 c^2$  и, следовательно, массы взаимодействующих частиц (см. § 8).

Не нужно думать, что энергия покоя является каким-то принципиально новым видом энергии. Вы с ней хорошо знакомы еще из курса общей физики, но только никогда не называли ее по имени. Дело в том, что энергия покоя  $E_0$  является универсальным выражением любой формы энергии материального тела, кроме кинетической. Так, например, увеличение энергии тела при его нагревании означает возрастание энергии покоя тела на величину тепловой энергии  $Q$

$$E'_0 = E_0 + Q \quad (89)$$

и, следовательно, увеличение его массы на величину  $\Delta M_0 = \frac{Q}{c^2}$

$$M'_0 = M_0 + \frac{Q}{c^2}. \quad (90)$$

Аналогично энергия покоя (и масса) двух магнитов, которым что-то мешает притянуться друг к другу, больше энергии покоя (и массы) этих магнитов в притянувшемся состоянии. Здесь различие в энергии покоя равно энергии взаимодействия  $\mathcal{E}$  магнитов на данном расстоянии между ними, а различие в массе составляет

$$\Delta M_0 = \mathcal{E}/c^2.$$

Но приращение энергии покоя (и массы) в обоих случаях настолько мало по сравнению с основной частью энергии покоя  $E_0$  (и массой  $M_0$ ), что на фоне  $E_0$  его невозможно заметить (и тем более измерить) никакими физическими приборами. Поэтому в обычной (не ядерной) физике эти приращения энергии покоя рассматривают отдельно от основной ее части ( $E_0$ ) и называют соответственно тепловой энергией, энергией магнитного взаимодействия и т. д. И это правильно, потому что для тепловой, магнитной и других видов энергии, рассматриваемых безотносительно ко всему запасу энергии покоя  $E_0$  тела, существуют надежные способы измерения. Величину же  $E_0$  просто исключают из энергетического баланса, считая ее не изменяющейся в данном процессе.

В ядерной физике все так и все не так.

Рассмотрим в качестве примера ядро в основном и возбужденном состоянии\*, которое в данном случае можно сравнить с холодным и нагретым телом. Энергия покоя (и масса) возбужденного ядра больше энергии покоя (и массы) ядра, находящегося в основном состоянии. Приращение энергии покоя  $\Delta E_0$  равно энергии возбуждения  $W$ , которую можно сравнить с тепловой энергией для макроскопического тела. Но в ядерном случае это приращение энергии покоя  $\Delta E_0 = W$  (и массы покоя  $\Delta M_0 = \frac{W}{c^2}$ ) составляет

*заметную долю* от всей энергии покоя  $E_0$  (всей массы покоя  $M_0 = E_0/c^2$ ). Аналогично энергия покоя (и масса) протона и нейтрона больше энергии покоя (и массы) ядра дейтрона, состоящего из

\* Об основном и возбужденном состоянии см. § 4.

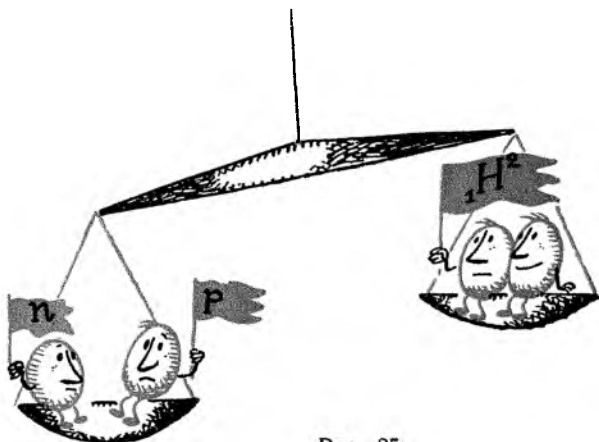


Рис. 25

протона и нейтрона, связанных ядерными силами (рис. 25). Приращение энергии покоя равно энергии ядерного взаимодействия между нуклонами, которое можно уподобить магнитному взаимодействию макроскопических тел. Но масштаб приращения энергии покоя  $\Delta E_0$  в ядерном случае несравненно больше.

И это не просто количественное, но и *качественное* отличие, потому что приращению  $\Delta E_0$  в ядерном случае соответствует настолько большое изменение массы покоя  $\Delta M_0 = \frac{\Delta E_0}{c^2}$ , что его можно измерить как *разность масс* покоя до и после процесса:

$$\Delta M_0 = M'_0 - M_0. \quad (91)$$

Таким образом, в ядерной физике появляется новый способ измерения энергии. А это очень важно, потому что иногда этот способ является единственно возможным. Измерять энергию ядерного взаимодействия непосредственно, т. е. так, как измеряют тепловую или магнитную энергию, очень трудно.

Итак, при составлении энергетического баланса ядернофизического процесса надо обязательно учитывать возможность изменения энергии покоя (вспомните  $\alpha$ -распад, рассмотренный в § 18, а также см. § 21). Неизменной остается только полная энергия  $E$ , которая является суммой энергии покоя и кинетической энергии ( $E = E_0 + T$ ). В соответствии с этим закон сохранения энергии в ядерной физике формулируется следующим образом.

*Полная энергия всех частиц, вступающих в ядерное взаимодействие, равна полной энергии всех частиц, образовавшихся в результате этого взаимодействия.*

Во всех физических явлениях, которые были изучены до сих пор, не было обнаружено ни одного случая нарушения закона сохранения энергии.

Драматическая история с кажущимся «нарушением» закона сохранения энергии разыгралась в 1927 г., когда при изучении

$\beta$ -распада радиоактивных ядер физики не досчитались некоторого количества энергии. (Полная энергия исходного ядра превышала сумму полных энергий конечного ядра и испускаемого электрона.) Однако в конце концов выяснилось, что часть энергии уносит нейтрино (точнее, антинейтрино), о существовании которого тогда еще никто не подозревал.

Нейтрино обладает настолько экзотическими свойствами (см. § 2), что оно практически неуловимо физическими приборами, так что зарегистрировать взаимодействие нейтрино с веществом и тем самым окончательно доказать его существование удалось только в 1953 г. Однако предсказание существования этой частицы было сделано Паули еще в 1931 г., и сделано оно было на основании веры в справедливость закона сохранения энергии (и некоторых других законов сохранения). А первые доказательства существования этой частицы, сделанные в 1936—1942 гг., были основаны на количественной проверке баланса энергии и импульса, составленного в предположении существования нейтрино.

Аналогичные и столь же успешные предсказания делались и впоследствии. Одним из недавних примеров блестящего предсказания является обнаружение в 1964 г. самой тяжелой из известных элементарных частиц —  $\Omega^-$ -гиперона, все свойства которого были предсказаны из рассмотрения законов сохранения (см. § 39).

С помощью законов сохранения можно предсказать не только новые частицы, но и новые (не известные ранее) свойства у старых частиц. В качестве примера рассмотрим весьма тонкий эффект *общей теории относительности* — *красное смещение фотонов* в земном поле тяготения. Оказывается, несмотря на полное незнание общей теории относительности, мы с вами можем предсказать не только существование этого эффекта, но и его численную величину. И для этого вполне достаточно поставить простой мысленный опыт и проанализировать его результаты с помощью закона сохранения энергии.

Представьте себе, что в нашем распоряжении имеются два одинаковых атомных ядра, но одно из них находится в основном

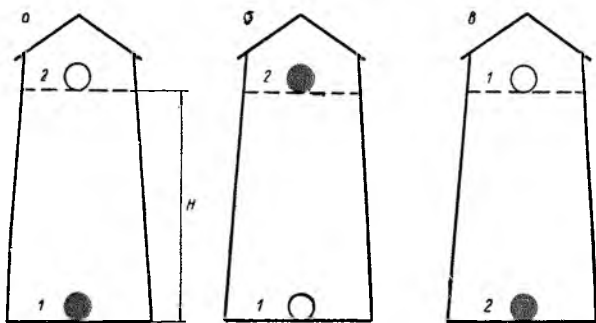


Рис. 26

состоянии, т. е. имеет массу  $M_0$  и энергию  $E_0 = M_0 c^2$ , а другое — в возбужденном (энергия  $E_0 + \Delta E$ , масса  $M_0 + \Delta M = M_0 + \frac{\Delta E}{c^2}$ ). Положим возбужденное ядро на пол высокой башни, а невозбужденное на полочку, находящуюся на высоте  $H$  м от пола (рис. 26, а). Через некоторое время  $\tau$ , соответствующее времени жизни возбужденного состояния, нижнее ядро испустит  $\gamma$ -квант с энергией  $E_\gamma = \Delta E$  и перейдет в основное состояние с энергией  $E_0$  и массой  $M_0$ . Если этот  $\gamma$ -квант будет поглощен верхним ядром, то оно, наоборот, перейдет в возбужденное состояние с энергией возбуждения  $E_0 + E_\gamma = E_0 + \Delta E$  и с массой  $M_0 + \frac{E_\gamma}{c^2} = M_0 + \frac{\Delta E}{c^2} = M_0 + \Delta M$  (рис. 26, б). В результате ядра 1 и 2 как бы поменяются местами: возбужденное ядро окажется наверху, а невозбужденное внизу.

Восстановим прежнее положение, подняв ядро 1 на полочку и опустив ядро 2 на пол (рис. 26, в). Для этого в первом случае потребуется произвести работу  $M_0 g H$ , но зато во втором система сама отдаст большую энергию  $(M_0 + \Delta M) g H$ . Так как ядра 1 и 2 одинаковы, то можно утверждать, что после всех проделанных манипуляций никаких изменений в системе не произошло. А между тем получен выигрыш в энергии, равный

$$(M_0 + \Delta M) g H - M_0 g H = \Delta M g H. \quad (92)$$

Повторяя описанную процедуру, можно непрерывно получать энергию из «ничего»! Вечный двигатель?

Конечно, нет. Ошибка нашего рассуждения заключается в том, что мы не учли взаимодействия  $\gamma$ -кванта с гравитационным полем. Поскольку  $\gamma$ -квант имеет энергию  $E_\gamma$ , ему следует приписать массу  $\Delta M = \frac{E_\gamma}{c^2}$  (это, конечно, не масса покоя, которая у  $\gamma$ -кванта равна нулю). Поэтому  $\gamma$ -квант, движущийся снизу вверх (против сил гравитационного поля Земли), должен потерять энергию  $\Delta M g H = \frac{E_\gamma g H}{c^2}$ . Но это и есть весь наш мнимый выигрыш в энергии! Энергетический баланс восстановлен.

Итак, если закон сохранения энергии справедлив, то  $\gamma$ -квант, пролетевший  $H$  м против гравитационных сил, должен потерять энергию  $\Delta E_\gamma = \frac{E_\gamma g H}{c^2}$  (красное смещение)\*. Аналогично при движении  $\gamma$ -кванта вдоль гравитационных сил он должен приобрести энергию  $\Delta E_\gamma = \frac{E_\gamma g H}{c^2}$  (синее смещение). Относительная величина изменения энергии  $\gamma$ -кванта при прохождении им высоты  $H = 20$  м

\* Происхождение названия связано с тем, что потеря энергии сопровождается уменьшением частоты, т. е. сдвигом спектральной линии (в видимой части спектра) к красному концу.

составляет

$$\frac{\Delta E_\gamma}{E_\gamma} = \frac{gH}{c^2} = \frac{9,81 \cdot 20}{9 \cdot 10^{16}} \simeq 2 \cdot 10^{-15}. \quad (93)$$

Самым замечательным во всей рассказанной истории является то, что на этот раз мысленный опыт удалось осуществить практически. Ничтожно малое изменение энергии  $\gamma$ -кванта было действительно обнаружено в 23-метровой башне Гарвардского университета (США) с помощью эффекта Мёссбауэра. Тем самым эффект красного смещения фотонов, предсказанный в общей теории относительности, оказалось возможным измерить в лабораторных условиях!

О том, что такое эффект Мёссбауэра и как с его помощью можно измерять столь тонкие эффекты, мы расскажем в § 35, п. 2.

## 2. Закон сохранения импульса

*Однородность пространства. — Релятивистский импульс. — Выстрел из пушки. — Выстрел в... пушку. — Наклоном в ядро. — Рождение  $\pi$ -мезона.*

Второй известный вам закон сохранения — это закон сохранения количества движения, или, как его короче называют, импульса  $p = mv$ . Закон сохранения импульса есть следствие однородности пространства, т. е. независимости законов природы от конкретного места пространства, где они проявляются.

В отличие от энергии, скалярной величины, импульс — величина векторная. Поэтому сохранение импульса означает неизменность не только его численного значения, но и направления.

При применении закона сохранения импульса в классической механике вы подставляли в формулу для импульса  $p = mv$  массу покоя  $m_0$ . В ядерной физике, которая имеет дело с быстро движущимися частицами, под  $m$  надо понимать релятивистскую массу  $m = m_0\gamma = \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}}$ , где  $\beta = \frac{v}{c}$ . В остальном применение закона сохранения импульса остается таким же.

Закон сохранения импульса, так же как и закон сохранения энергии, относится к числу точных (абсолютных) законов сохранения, которые справедливы всегда (для всех взаимодействий). Пока еще не обнаружено ни одного явления, в котором не выполнялся бы этот закон сохранения. Наоборот, твердая вера в законы сохранения энергии и импульса позволила в косвенных опытах подтвердить существование нейтрино задолго до того, как оно было обнаружено в прямом эксперименте.

Закон сохранения импульса обычно применяется совместно с законом сохранения энергии. Рассмотрим несколько простых, но поучительных примеров на применение закона сохранения импульса (и энергии), которые понадобятся нам в дальнейшем. Первые

три из них рассмотрим в нерелятивистском приближении, последний — релятивистски.

### Выстрел из пушки

Из пушки с массой  $M$  под действием энергии взрыва  $E$  вылетает снаряд с массой  $m$ . Найти, как распределится энергия взрыва  $E$  между снарядом и пушкой.

В соответствии с законом сохранения импульса векторная сумма импульсов пушки  $\mathbf{p}_п$  и снаряда  $\mathbf{p}_с$  в результате выстрела не должна измениться. Но до выстрела она была равна нулю. Значит, и после выстрела

$$\mathbf{p}_п + \mathbf{p}_с = 0. \quad (94)$$

Отсюда

$$\mathbf{p}_с = -\mathbf{p}_п \quad \text{и} \quad |\mathbf{p}_с| = |\mathbf{p}_п| = p, \quad (95)$$

т. е. импульсы снаряда и пушки после выстрела равны по величине и противоположны по направлению.

В соответствии с законом сохранения энергии

$$T_с + T_п = E, \quad (96)$$

или с учетом  $T_с = \frac{p^2}{2m}$  и  $T_п = \frac{p^2}{2M}$

$$E = \frac{p^2}{2m} + \frac{p^2}{2M} = \frac{M+m}{m} \cdot \frac{p^2}{2M}. \quad (97)$$

Отсюда

$$T_п = \frac{p^2}{2M} = \frac{m}{M+m} E \quad (98)$$

и

$$T_с = \frac{p^2}{2m} = \frac{M}{M+m} E. \quad (99)$$

При  $M \gg m$  подавляющая часть энергии взрыва превращается в кинетическую энергию снаряда и лишь ничтожная ее доля идет на отдачу пушки.

### Выстрел в... пушку

Рассмотрим теперь обратную задачу. В пушку массой  $M$  попадает снаряд с массой  $m$ , движущийся со скоростью  $v$ , и застревает в ней, не взорвавшись. Какова скорость  $V$  и кинетическая энергия  $T_п$  пушки после попадания в нее снаряда?

Из закона сохранения импульса следует

$$mv = (M + m)V, \quad (100)$$

откуда

$$V = \frac{m}{M + m}v. \quad (101)$$

Кинетическая энергия пушки с застрявшим в ней снарядом равна

$$T_{\text{п}} = \frac{M+m}{2} V^2 = \frac{m}{M+m} \frac{mv^2}{2} = \frac{m}{M+m} T_{\text{с}}, \quad (102)$$

где  $T_{\text{с}} = \frac{mv^2}{2}$  — первоначальная кинетическая энергия снаряда. Остальная часть энергии снаряда  $T_{\text{с}} - T_{\text{п}} = \frac{M}{M+m} T_{\text{с}}$  пойдет на нагревание (или разрушение) пушки. При  $M \gg m$  скорость пушки и ее кинетическая энергия будут пренебрежимо малы:

$$V \ll v \text{ и } T_{\text{п}} \ll T_{\text{с}}. \quad (103)$$

В этом случае на нагревание пойдет подавляющая часть кинетической энергии снаряда.

#### Взаимодействие нуклона с ядром

Аналогичная картина наблюдается при взаимодействии нуклона массой  $m$  с тяжелым ядром массой  $M$ . Сравнительно небольшая доля кинетической энергии  $T_N$  нуклона  $T_{\text{я}} = \frac{m}{M+m} T_N$  идет на движение образовавшегося составного ядра, а остальная (большая) часть энергии  $T' = \frac{M}{M+m} T_N$  на процесс внутреннего преобразования атомного ядра, т. е. на собственно ядерную реакцию. При  $m = M$  обе части равны друг другу:

$$T_{\text{я}} = T' = \frac{T_N}{2}. \quad (104)$$

В этом случае только половина кинетической энергии нуклона может быть использована на ядерное взаимодействие, т. е. на преобразование атомного ядра. Вторая половина энергии затрачивается на бесполезное движение продуктов реакции.

#### Взаимодействие элементарных частиц

В мире элементарных частиц соотношение между полезной и бесполезной частями энергии получается еще более невыгодным.

Представьте себе, что при столкновении частицы  $a$ , имеющей кинетическую энергию  $T$ , с неподвижной частицей  $b$  возникают две (или больше) другие (в частном случае такие же) частицы  $c, d, \dots$

$$a + b \rightarrow c + d + \dots \quad (105)$$

Спрашивается, какова связь между кинетической энергией  $T$  и массами частиц  $m_a, m_b, m_c, m_d, \dots$ ? Очевидно, что в этом случае для анализа взаимодействия необходимо использовать релятивистские формулы для энергии и импульса (см. § 9), потому что кинетическая энергия  $T$  составляет значительную часть энергии покоя частиц. Такой анализ приводит к следующему результату:

$$T_{\text{мин}} = \frac{M_2^2 - M_1^2}{2M} c^2. \quad (106)$$

Здесь  $T_{\text{мин}}$  — минимальная кинетическая энергия, при которой возможен процесс (105),  $M_2 = m_c + m_d + \dots$ ;  $M_1 = m_a + m_b$ ;  $M = m_b$ ;

Например, для рождения  $\pi^+$ -мезона в реакции



бомбардирующий протон должен иметь кинетическую энергию

$$T_p \geq T_{\text{мин}} = \frac{(m_p + m_n + m_\pi)^2 - (2m_p)^2}{2m_p} c^2 = 2m_\pi c^2 \left( 1 + \frac{m_\pi}{4m_N} \right), \quad (108)$$

где

$$m_N = m_p \simeq m_n.$$

Подставив значения масс, получим

$$T_{\text{мин}} = 2,074 m_\pi c^2 \simeq 290 \text{ Мэв}.$$

Из них только 139,6 Мэв используется на рождение  $\pi$ -мезона ( $m_\pi c^2 = 139,6 \text{ Мэв}$ ), а 150,4 Мэв уходит на движение образовавшихся частиц. Еще хуже обстоит дело, когда  $M_2 \gg M_1$  (см. § 38 и 39).

### 3. Закон сохранения момента количества движения

*Изотропность пространства. — Гиря над головой. — Читатель и велосипедное колесо. — Вспомним Гармиш-Партенкирхен. — Почему вертолет не вращается? — Спин и орбитальный момент. — Принцип Паули.*

Третий закон сохранения вы «не проходили» в школе, но многие из вас, вероятно, в той или иной форме слышали о нем. Это закон сохранения момента количества движения, который является следствием изотропности пространства, т. е. эквивалентности всех его направлений.

Представьте себе, что вы вращаете над головой в горизонтальной плоскости веревку длиной  $r$  с привязанной на ее конце гирей массой  $m$ . Скорость движения гири по окружности пусть будет равна  $v$ . При этом вы замечаете (по силе реакции веревки с грузом на руку), что состояние вращения зависит как от скорости вращения, так и от длины веревки. За характеристику вращения приняли величину  $mv r$ , которая и называется моментом количества движения (гири относительно вертикальной оси, проходящей через руку). У гири с данной массой величина момента количества движения может быть какой угодно\*.

\* Чтобы не было трудностей (при малых  $v$ ) из-за провисания веревки в поле тяготения Земли, веревку можно заменить тонким («невесомым») жестким стержнем.



Произвольное вращающееся тело также обладает моментом количества движения. Чтобы его подсчитать, надо разбить это тело на небольшие элементы и просуммировать моменты количества движения относительно оси вращения для всех элементов этого тела  $\Sigma m_i v_i r_i$ .

Момент количества движения является столь же важной характеристикой для вращающегося тела, как импульс для тела, движущегося поступательно.

В существовании закона сохранения момента количества движения легко убедиться на простейшем опыте. Если вы, стоя на поворотном стуле от пианино, возьмете в руки быстро вращающееся велосипедное колесо, держа его перед собой как щит, а затем расположите его у себя над головой, как зонтик, то вы начнете медленно вращаться вместе с сиденьем стула в противоположную сторону\*. Эффект объясняется тем, что система стул — человек — колесо в начальном состоянии имела нулевой момент количества движения относительно вертикальной оси. После поворота ось колеса располагается вдоль вертикальной оси. Поэтому часть системы (колесо) имеет не равный нулю момент количества движения относительно этой оси. Но в соответствии с законом сохранения момент количества движения всей системы должен оставаться равным нулю. Это и обеспечивается медленным вращением стула с человеком в обратную сторону\*\*.

Момент количества движения — векторная величина. Условились за направление этого вектора считать направление оси вращения, причем вектор ориентируют так, чтобы при рассмотрении с его конца вращение казалось происходящим против часовой стрелки (рис. 27). Так же, как и в случае закона сохранения импульса, закон сохранения момента количества движения означает неизменность вектора не только по его величине, но и по направлению. Стремление вращающегося тела сохранить *направление* своей оси (гироскопический эффект) вы неоднократно наблюдали (катящийся обруч не падает, велосипедист едет без рук, вращающийся волчок «стоит»). Если будете делать опыт с быстро вращающимся велосипедным колесом, то при повороте его оси в пространстве вы убедитесь, что колесо серьезно сопротивляется вашим намерениям. Очень хороша для подобных опытов детская игрушка — гироскоп. Гироскопический эффект широко используется в технике (гироскопас, автопилот).

Сохранение *величины* момента количества движения вы могли видеть, если следили по телевизору за великолепным вращением фигуристок на льду Гармиш-Партенкирхена. Фигуристка начинает вращение с раскинутыми в стороны руками и далеко отодвинутой ногой (большое  $r$ ). Затем она опускает одну руку и поднимает другую,

\* Для успеха опыта стул должен быть легко вращающимся.

\*\* Медленным потому, что масса стула и человека гораздо больше массы колеса.

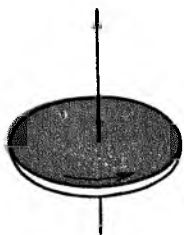


Рис. 27

придвигает ногу и вообще старается вся, если можно так выразиться, стать как можно ближе к своей оси. При этом по закону сохранения момента количества движения

$$I = mvr = m\omega r^2 = \text{const} \quad (109)$$

ее угловая скорость  $\omega$  возрастает обратно пропорционально квадрату  $r$  (под  $r$  надо понимать среднее расстояние массы тела от оси вращения). И вот в результате вы видите вместо спортсменки только сплошное и длительное мелькание.

Мы рассмотрели примеры, когда применение закона сохранения момента количества движения дает полезные эффекты. Но иногда закон сохранения момента количества движения может доставить и неприятности, так что приходится принимать специальные меры, чтобы ликвидировать последствия, вызванные действием этого закона. Хорошим примером является конструкция вертолета.

В самом деле, по закону сохранения момента количества движения при вращении винта вертолета по часовой стрелке сам вертолет должен вращаться против часовой стрелки (так как до полета момент количества движения вертолета вместе с винтом равнялся нулю). Чтобы этого не происходило, на хвосте вертолета устанавливается небольшой дополнительный винт с горизонтальной осью, который уравнивает вращательный момент вертолета\*.

Микрочастицы также могут обладать моментом количества движения, причем двоякого рода. У них может быть *собственный* момент количества движения (*спин*\*\*), подобный тому, которым обладает вращающийся волчок. Кроме того, у частицы может быть *орбитальный* момент количества движения, сходный с моментом количества движения гири, вращающейся на веревке.

Мы привели эти аналогии не без опасения, что вы отнесетесь к ним слишком прямолинейно. Дело в том, что, по существу, ничего общего между классическим моментом количества движения и спином (а также орбитальным моментом) нет. Оказывается, микрочастица *не может* иметь любое значение момента количества движения, как это имеет место для волчка и гири на веревке. Спин микрочастицы имеет вообще только одно значение (и лишь несколько ориентаций в пространстве). Кроме того, аналогия спина с вращением вокруг собственной оси приводит к неправильному значению магнитного момента у электрона. Что касается орбитального

\* Дополнительный вредный эффект от малого винта компенсируется небольшим наклоном плоскости вращения большого винта. Имеются также вертолеты с двумя несущими винтами, вращающимися в разные стороны.

\*\* В переводе с английского *spin* означает «вертено», «вращать».

момента, то для него имеется больше возможностей, но и его величина и направление не могут быть произвольными.

Спин частицы — столь же важная ее характеристика, как масса, заряд, время жизни и другие. Его величина не зависит от состояния движения частицы. Это ее внутренняя характеристика. Величина орбитального момента определяется состоянием движения частицы.

Согласно квантовой теории, спин частицы может быть равен целому (0, 1, 2, ...) или полуцелому ( $1/2$ ,  $3/2$ , ...) числу постоянных Планка  $\hbar$  ( $\hbar = 1,05 \cdot 10^{-27}$  эрг·сек); орбитальный момент может равняться только целому числу  $\hbar$  (0,  $\hbar$ ,  $2\hbar$ ,  $3\hbar$ , ...), причем верхняя граница определяется значением энергии.

Впервые представление о спине было введено в 1925 г. Юленбеком и Гаудсмитом для объяснения тонкой структуры оптических спектров. Мы говорили выше (§ 15), что эта гипотеза хорошо объясняла эксперимент, но обладала тем существенным недостатком, что она явилась новым очерченным постулатом в теории Бора. В квантовой механике представление о спине электрона возникло автоматически в результате анализа уравнения Дирака (§ 18, п. 2).

Подсчет орбитального момента количества движения электрона, сделанный с помощью этого уравнения, показал, что для орбитального момента не выполняется закон сохранения момента количества движения. Между тем весь опыт, накопленный наукой, говорит в пользу этого закона сохранения. Поэтому естественно было предположить, что это невыполнение является кажущимся, аналогично тому, как это было с «нарушением» закона сохранения энергии в процессе  $\beta$ -распада. Как вы помните, для спасения закона сохранения энергии физики предположили существование неуловимого приборами нейтрино, уносящего недостающую часть энергии. Аналогично для спасения закона сохранения момента количества движения электрону приписали добавочный *собственный* момент количества движения, равный  $\hbar/2$ . Этот добавочный момент и есть спин. С учетом спина закон сохранения момента количества движения восстанавливается.

Как мы уже говорили, спин является одной из важнейших характеристик элементарных частиц. В зависимости от его значения частицы делятся на два отличающихся по свойствам класса: бозоны и фермионы. К бозонам относятся частицы, имеющие *целый* спин (0,  $\hbar$ ,  $2\hbar$ , ...), например фотон,  $\pi$ -мезон,  $K$ -мезон; к фермионам — *полуцелый* ( $\hbar/2$ ,  $3/2\hbar$ , ...), например протон, нейтрон, электрон,  $\mu$ -мезон,  $\Omega$ -гиперон. Отличие одного класса от другого заключается в том, что для одного из них (фермионов) справедлив, а для другого (бозонов) не справедлив *принцип Паули*. Согласно этому принципу (который носит имя швейцарского физика, впервые предложившего его для электронов), два тождественных фермиона не могут одновременно находиться в одном и том же состоянии, т. е. иметь одинаковыми *все* квантовые числа.

Принцип Паули играет очень большую роль в атомной и ядерной физике. С его помощью был объяснен периодический закон Д. И. Менделеева. Принцип Паули позволил Дираку предсказать позитрон (§ 18, п. 2). Он лежит в основе современных моделей атомного ядра.

С учетом спина закон сохранения момента количества движения выполняется во всех процессах, рассматриваемых в ядерной физике и физике элементарных частиц.

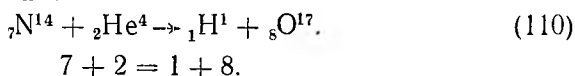
#### 4. Законы сохранения электрического и других зарядов

*Законы сохранения — это правила отбора. — Электрический, барионный и лептонный заряды. — Сохранение странности. — Примеры реакций.*

О законе сохранения электрического заряда вы, возможно, не слышали в такой именно формулировке, как мы сейчас о нем говорим. Но вы, несомненно, не раз пользовались этим законом неявно, т. е. не подозревая этого. Вот несколько примеров.

При электризации трением оба тела приобретают равные и противоположные электрические заряды, сумма которых равна нулю, т. е. первоначальному суммарному электрическому заряду обоих тел до электризации. То же наблюдается при электризации через влияние (индукцию).

Во всех расчетах, связанных с передачей электрического заряда от одного тела другому, вы всегда считаете, что величина суммарного заряда остается неизменной. Например, при соприкосновении заряженного проводника с внутренней поверхностью другого полого проводника последнему передается весь заряд. При соприкосновении двух одинаковых сферических проводников, один из которых заряжен ( $q$ ), заряд распределяется между ними поровну ( $q_1 = \frac{q}{2}$ ,  $q_2 = \frac{q}{2}$ ). При ядерных реакциях преобразование атомных ядер происходит так, что суммарное число протонов (т. е. электрический заряд атомных ядер) до реакции и после реакции остается неизменным:



Наконец, процесс образования электрон-позитронной пары, рассмотренный в § 18, п. 2, также идет в соответствии с законом сохранения электрического заряда



Этот пример особенно поучителен тем, что он позволяет понять необходимость существования у частиц еще нескольких зарядов, для которых также должны выполняться законы сохранения.

В самом деле, закону сохранения электрического заряда удовлетворяет не только процесс  $\gamma \rightarrow e^+ + e^-$ , но и процессы  $\gamma \rightarrow p + e^-$ ;  $\gamma \rightarrow \mu^+ + e^-$ ;  $\gamma \rightarrow \pi^+ + e^-$ ;  $\gamma \rightarrow K^+ + e^-$  и другие. А между тем из числа перечисленных на опыте наблюдается только процесс типа  $\gamma \rightarrow e^+ + e^-$ . Значит, кроме закона сохранения электрического заряда существуют какие-то другие законы сохранения, т. е. *правила запрета*, которые *разрешают*  $\gamma$ -кванту образовывать  $(e^-e^-)$ -пару и запрещают  $(p^-e^-)$ -,  $(\pi^+e^-)$ -,  $(\mu^+e^-)$ -,  $(K^+e^-)$ -пары. По аналогии с законом сохранения электрического заряда это означает существование у частиц каких-то еще «зарядов», сумма которых должна оставаться неизменной в ядерном процессе. Таких «зарядов» в настоящее время известно четыре: *барионный заряд*  $B$ , *лептонный электронный заряд*  $l_e$ , *лептонный мюонный заряд*  $l_\mu$  и *странность*  $S$ . Значения этих зарядов для различных элементарных частиц приведены в табл. 1. У нас нет возможности подробно рассказывать здесь, как физики пришли к необходимости введения каждого из этих новых «зарядов». В двух словах дело заключается как раз в том, о чем мы говорили выше. Процесс  $\gamma \rightarrow e^+ + e^-$  возможен потому, что у электрона и позитрона противоположны не только электрические заряды, но и лептонные ( $l_e(e^-) = -1$ ;  $l_e(e^+) = +1$ ), а барионные заряды у обеих частиц равны нулю ( $B_{e^-} = B_{e^+} = 0$ )\*. Таким образом, у электрон-позитронной пары все три заряда (электрический, барионный и лептонный) равны нулю, т. е. такие же, как и у  $\gamma$ -кванта. Следовательно, рассматриваемый процесс не противоречит ни одному из законов сохранения. Напротив, если мы рассмотрим любой другой процесс из числа перечисленных выше, то обнаружим, что они противоречат одному или нескольким законам сохранения.

Вот, например, процесс  $\gamma \rightarrow p + e^-$  противоречит сразу двум законам сохранения — барионного заряда и лептонного электронного заряда, и поэтому не может идти:

$$\begin{aligned} \gamma &\not\rightarrow p + e^{-**} & (112) \\ q: 0 &= 1 - 1 \\ B: 0 &\neq 1 + 0 \\ l_e: 0 &\neq 0 + 1 \\ l_\mu: 0 &= 0 + 0 \end{aligned}$$

Процесс  $\gamma \rightarrow \mu^+ + e^-$  противоречит законам сохранения лептонного заряда:

$$\begin{aligned} \gamma &\not\rightarrow \mu^+ + e^- & (113) \\ q: 0 &= 1 - 1 \\ B: 0 &= 0 + 0 \\ l_e: 0 &\neq 0 + 1 \\ l_\mu: 0 &\neq -1 + 0 \end{aligned}$$

\* Четвертый заряд — странность — для электронов не рассматривается.

\*\* Перечеркнутая стрелка означает невозможность данного процесса.

В качестве примеров мы привели только процессы, идущие под действием  $\gamma$ -квантов. Это получилось у нас в какой-то степени автоматически из-за специфики рассмотренной перед этим тематики. На самом деле все сказанное справедливо для процессов, идущих под действием любых частиц. Приведем несколько примеров разрешенных и запрещенных процессов, идущих под действием различных частиц.

1. Процесс

$$\pi^- + p \rightarrow K^0 + \Lambda^0 \quad (114)$$

разрешен всеми законами сохранения:

$$\begin{aligned} q &: -1 + 1 = 0 + 0 \\ B &: 0 + 1 = 0 + 1 \\ l_e &: 0 + 0 = 0 + 0 \\ l_\mu &: 0 + 0 = 0 + 0 \\ S &: 0 + 0 = +1 - 1 \end{aligned}$$

Этот процесс характерен тем, что в нем под действием обычных (нестранных) частиц образуются две странные частицы с противоположными странностями. В соответствии с формулой (106) процесс (114) возможен при энергии  $\pi$ -мезонов

$$T_\pi \geq T_{\text{мин}} = \frac{(m_\Lambda + m_K)^2 - (m_p + m_\pi)^2}{2m_p} c^2 = 770 \text{ Мэв.}$$

2. В качестве трехчастичного процесса рассмотрим реакцию рождения  $\Omega$ -гиперона:

$$\begin{aligned} K^- + p &\rightarrow \Omega^- + K^+ + K^0 \\ q &: -1 + 1 = -1 + 1 + 0 \\ B &: 0 + 1 = 1 + 0 + 0 \\ l_e &: 0 + 0 = 0 + 0 + 0 \\ l_\mu &: 0 + 0 = 0 + 0 + 0 \\ S &: -1 + 0 = -3 + 1 + 1 \end{aligned} \quad (115)$$

Напомним, что эта реакция была предсказана теоретически (см. § 39).

3. А вот пример совсем простого [сравните со (107)], но тем не менее невозможного процесса:

$$p + p \rightarrow p + \pi^+ \quad (116)$$

Он запрещен законом сохранения барионного заряда, который для протона равен 1, а для  $\pi$ -мезона — нулю.

4. Очень интересно сравнить процессы

$$\pi^- + p \rightarrow K^+ + \Sigma^- \quad (117)$$

и 
$$\pi^- + p \rightarrow K^- + \Sigma^+, \quad (118)$$

которые отличаются друг от друга только знаками электрического заряда у образующихся частиц. Тем не менее первый из них дей-

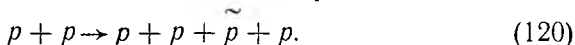
ствительно наблюдается, а второй запрещен законом сохранения странности ( $S_K = S_{\Sigma} = -1$ ).

5. Примером реакции, в которой наряду с обычной частицей ( $\pi$ -мезон) образуется короткоживущая частица ( $\Delta$ -резонанс, § 2), является процесс



Заметим, что  $\Delta$ -резонанс можно наблюдать только по продуктам распада (§ 35, п. 1).

6. При очень большой энергии протонов становится возможен четырехчастичный процесс образования антипротонов

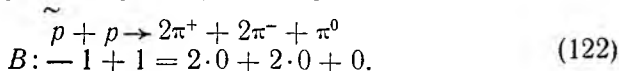


Обратите внимание, что закон сохранения барионного заряда ( $B = 1 + 1 = 1 + 1 - 1 + 1$ ) требует, чтобы антипротон рождался вместе с добавочным протоном. Минимальная энергия бомбардирующего протона, необходимая для процесса (120), в соответствии с формулой (106) равна

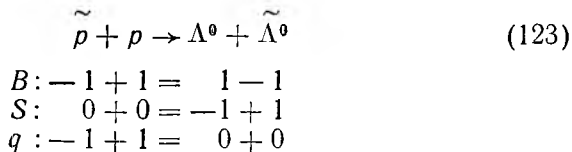
$$T_{\text{мин}} = \frac{(4m_p)^2 - (2m_p)^2}{2m_p} c^2 = 6m_p c^2 = 5600 \text{ Мэв}. \quad (121)$$

7. Приведем несколько примеров процессов, идущих при взаимодействии антипротонов и протонов.

Простейшим процессом такого типа является аннигиляция медленного антипротона при встрече с протоном:



Более сложными процессами являются реакции образования гиперон-антигиперонных пар, которые могут идти только под действием быстрых антипротонов (так как масса гиперона больше массы протона):



Эта реакция требует не очень большой энергии антипротонов  $T \sim 750 \text{ Мэв}$ . Однако для получения самих антипротонов необходимы протоны с энергией  $5600 \text{ Мэв}$ !

Примером рождения тяжелой гиперон-антигиперонной пары является процесс



для которого требуются антипротоны с энергией

$$T_{\bar{p}} \geq T_{\text{мин}} = \frac{(2m_{\Xi})^2 - (2m_p)^2}{2m_p} c^2 = 1830 \text{ Мэв}.$$

Несомненно, что в недалеком будущем будет зарегистрирован процесс образования самой тяжелой гиперон-антигиперонной пары



Но для этого процесса нужны антипротоны с энергией  $T_p \sim > 4100 \text{ Мэв}$ .

В заключение этого раздела следует, заметить, что странность  $S$  отличается от других зарядов тем, что она сохраняется только в сильных и электромагнитных процессах и изменяется в слабых. Примером может служить слабый распад  $\Lambda^0$ -гиперона, идущий за время  $\sim 10^{-10} \text{ сек}$  (т. е. медленно) по схеме



### 5. Закон сохранения четности

Сильные и электромагнитные взаимодействия характеризуются сохранением специфической квантовомеханической величины, которая называется *четностью волновой функции*.

Оказывается, волновая функция  $\psi(x, y, z)$ , описывающая состояние атомного ядра или элементарной частицы, обладает свойством своеобразной зеркальной симметрии. При замене  $x, y, z$  на  $-x, -y, -z$  волновая функция либо не меняется совсем

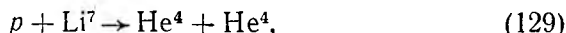
$$\psi(-x, -y, -z) = \psi(x, y, z), \quad (127)$$

либо изменяет только знак

$$\psi(-x, -y, -z) = -\psi(x, y, z). \quad (128)$$

Функции первого типа называются четными, второго — нечетными. Нуклоны, например, описываются четными волновыми функциями,  $\pi$ -мезоны — нечетными. Четность атомного ядра зависит от его энергетического состояния. Одни состояния атомного ядра — четные, другие — нечетные.

Сохранение четности в сильных и электромагнитных взаимодействиях означает, что характер четности волновой функции не меняется в этих взаимодействиях. Если волновая функция четна (нечетна) в начальный момент времени, то она остается четной (нечетной) и в последующие моменты времени. Закон сохранения четности накладывает определенные ограничения на ядерные и электромагнитные процессы. Примером может служить реакция



которая запрещена законом сохранения четности при кинетической энергии протонов  $T_p < 0,5 \text{ Мэв}$  (волновая функция системы  $p + \text{Li}^7$  нечетна, а системы  $2\text{He}^4$  — четна). Опыт показывает, что реакция (129) действительно не идет, несмотря на то что в этой реакции может выделяться очень большая энергия  $Q \simeq 17 \text{ Мэв}$  и для нее выполняются все остальные законы сохранения.



В слабых взаимодействиях закон сохранения четности не выполняется\*.

## 6. Закон сохранения изотопического спина

В опытах по изучению рассеяния нуклонов на нуклонах и некоторых свойств атомных ядер было установлено, что чисто ядерное (без учета электромагнитного) взаимодействие между любой парой нуклонов, находящихся в одинаковых состояниях (имеющих одинаковые квантовые числа), тождественно

$$p - p \equiv n - p \equiv n - n. \quad (130)$$

Это свойство ядерного взаимодействия называется зарядовой независимостью ядерных сил.

Зарядовая независимость ядерных сил обнаруживается не только при взаимодействии нуклонов, но и в любых проявлениях сильных взаимодействий, например при взаимодействии  $\pi$ -мезонов с нуклонами. Так как известно три вида  $\pi$ -мезонов ( $\pi^+$ ,  $\pi^0$  и  $\pi^-$ ), то в этом случае возможно целых шесть комбинаций взаимодействий:

$$\begin{aligned} \pi^+ + p, \pi^0 + p, \pi^- + p, \\ \pi^+ + n, \pi^0 + n, \pi^- + n. \end{aligned} \quad (131)$$

И если рассматриваемые частицы находятся в одинаковых квантовых состояниях, то все эти комбинации тождественны. (Здесь опять-таки рассматриваются чисто ядерные взаимодействия, без учета электромагнитных.) Из соотношений (130) и (131) вытекает тождественность ядерных свойств  $\pi^+$ -,  $\pi^0$ - и  $\pi^-$ -мезонов. Эту тождественность можно установить и непосредственно сравнивая различные схемы распада короткоживущих частиц — резонансов, например  $\rho$ -резонанса

$$\rho^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0; \rho^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-; \rho^- \rightarrow \pi^- + \pi^0. \quad (132)$$

Тождественность свойств протона и нейтрона можно формально (но математически очень удобно) описать с помощью квантовомеханического вектора *изотопического спина*  $\mathbf{T}$ , который имеет одинаковую величину для обоих нуклонов ( $|\mathbf{T}| = 1/2$ ) и, согласно правилам квантовой механики,  $2T + 1 = 2$  разные проекции  $T_z = \pm 1/2$ . Вектор  $\mathbf{T}$  и его проекции  $T_z$  существуют в так называемом *изотопическом пространстве* (не имеющем никакого отношения к обычному пространству). Проекция  $T_z = +1/2$  соответствует протону, проекция  $T_z = -1/2$  — нейтрону. Зарядовая независимость, выраженная на языке изотопического спина, означает независимость ядерного взаимодействия от величины проекции вектора  $\mathbf{T}$ , т. е. от его ориентации в изотопическом пространстве (*изотопическая инвари-*

\* Для более подробного ознакомления с понятием четности и его связью с операцией зеркального отражения рекомендуем прочесть книгу М. Гарднера. Этот правый, левый мир. М., «Мир», 1967.

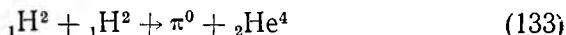
антность ядерных сил). Однако любой из трех тождественных видов взаимодействия двух нуклонов ( $p-p$ ,  $n-p$ ,  $n-n$ ) с одинаковыми квантовыми числами характеризуется одной и той же величиной вектора  $\mathbf{T}$  ( $|\mathbf{T}| = 1$ ) (закон сохранения изотопического спина).

Аналогично три  $\pi$ -мезона ( $\pi^+$ ,  $\pi^0$  и  $\pi^-$ ), имеющие тождественные ядерные свойства, характеризуются одним и тем же вектором изотопического спина  $\mathbf{T}_z = 1$ . Такой вектор имеет  $2T + 1 = 3$  проекции:  $T_z = +1$ ,  $T_z = 0$  и  $T_z = -1$ , которые описывают соответственно  $\pi^+$ ,  $\pi^0$ - и  $\pi^-$ -мезоны.

Пара нуклонов с аналогичными ядерными свойствами называется *изотопическим дублетом*, а тройка  $\pi$ -мезонов — *изотопическим триплетом*.

Кроме дублетов и триплетов в природе встречаются и другие *изотопические мультиплеты*. «Группа», состоящая из одной единственной частицы, называется *изотопическим синглетом*. Примером является  $\Lambda^0$ -гиперон или  $\Omega^-$ -гиперон, у которых нет аналогов по ядерным свойствам. Группа из четырех частиц называется *изотопическим квинтетом* ( $\Delta$ -резонанс, встречающийся в форме  $\Delta^{++}$ ,  $\Delta^+$ ,  $\Delta^0$  и  $\Delta^-$ ).

Понятие изотопического спина может быть перенесено и на сложные комбинации из нуклонов — атомные ядра. В соответствии с этим каждому ядру (точнее говоря, каждому уровню ядра) приписывается определенное значение изотопического спина. Например, ядро  $\text{He}^4$  имеет  $\mathbf{T} = 0$  (пример изотопического синглета), ядра  $\text{H}^3$  и  $\text{He}^3$  имеют  $\mathbf{T} = 1/2$  (они образуют изотопический дублет) и т. п. Сильное взаимодействие ядер между собой (и с элементарными частицами) происходит в строгом соответствии с законом сохранения изотопического спина. Так, реакция



противоречит закону сохранения изотопического спина (потому что  $\mathbf{T}({}_1\text{H}^2) = 0$ ,  $\mathbf{T}({}_2\text{He}^4) = 0$ , а  $\mathbf{T}(\pi^0) = 1$ , и она действительно не наблюдается экспериментально).

Закон сохранения изотопического спина справедлив только в сильных (ядерных) взаимодействиях.

## Глава 5

### «ЭНЕРГИЯ ИЗ МАССЫ»

Недалеко время, когда человек получит в свои руки атомную энергию, такой источник силы, который даст ему возможность строить свою жизнь, как он захочет.

В. И. ВЕРНАДСКИЙ (1922 г.)

#### § 21. О «ПЕРЕХОДЕ МАССЫ В ЭНЕРГИЮ» И ОБРАТНО

*Правильны ли заголовки? — Два вида энергии. — Читатель в метро. — Какая пружина тяжелее — скрученная или нескрученная? — О законе сохранения массы в химии. — Ядерная «пружина». — Две проблемы и четыре задачи.*

В § 8 мы с вами говорили о том, что в процессе аннигиляции можно превратить всю (или почти всю) энергию покоя в кинетическую энергию, и о том, что этот процесс наблюдался экспериментально для некоторых элементарных частиц (электрон, протон, нейтрон). Однако там же было замечено, что использовать аннигиляцию для практических целей пока невозможно. На практике для преобразования энергии покоя в кинетическую и тепловую энергии используются совсем другие процессы, о которых мы обещали со временем рассказать. Сейчас это время наступило. Но прежде чем выполнить обещание, сделаем одно замечание.

Часто, говоря о преобразовании энергии покоя в кинетическую, называют этот процесс «превращением массы в энергию». Можно ли так говорить? Верно это или нет? Строго говоря, неверно, так как в подобном процессе энергия и масса преобразуются не друг в друга, а каждая в свою другую форму; энергия покоя  $E_0$  в кинетическую энергию  $T$ ; масса покоя  $M_0$  в другую форму массы, которую мы с вами условно назвали «кинетической»,  $M_k$ . В обоих преобразованиях сохраняется полное значение как энергии

$$E_{01} + T_1 = E_{02} + T_2 = \text{const}, \quad (134)$$

$$\text{так и массы } \gamma_1 M_{01} = \gamma_2 M_{02}, \quad M_{01} + M_{k1} = M_{02} + M_{k2}. \quad (135)$$

Но протекают эти преобразования таким образом, что *возрастанию* кинетической энергии от первоначального значения  $T_1$  до конечного значения  $T_2$  соответствует эквивалентное *убывание* энергии покоя от

первоначального значения  $E_{01}$  до конечного значения  $E_{02}$ :

$$T_2 - T_1 = E_{01} - E_{02} \text{ или } \Delta T = -\Delta E_0. \quad (136)$$

А так как масса и энергия связаны соотношением  $E = Mc^2$ , то убывание энергии покоя на величину  $\Delta E$  проявляется как уменьшение массы покоя  $M_0$  на величину  $\Delta M_0 = \Delta E_0/c^2$ . В результате и создается впечатление о «превращении массы в кинетическую энергию». Резюмируя, можно сказать, что, хотя обсуждаемый термин и не вполне точен, но употреблять его можно, если только не забывать о вкладываемом в него физическом содержании.

Мы так долго и подробно останавливались на этом вопросе потому, что оборот «превращение массы в энергию» используется очень часто и притом такими физиками, которых никак уж нельзя заподозрить в непонимании сути дела. Просто это очень удобный и универсальный термин, который кратко характеризует рассматриваемую проблему независимо от конкретного вида энергии покоя (см. ниже). В связи с этим мы тоже иногда будем пользоваться этим термином, отмечая упомянутую выше тонкость кавычками. Давайте проанализируем проблему «превращения массы в энергию» более подробно и посмотрим, какие здесь имеются практические возможности.

Как указывалось в § 20, п. 1, полная энергия любого тела (элементарной частицы, атомного ядра, атома, молекулы, кристалла, макропредмета и т. д.) состоит из двух частей: пассивной (скрытой) энергии покоя  $E_0$ , большая часть которой в обычных условиях никак не проявляется, и активной кинетической энергии  $T$ , которую легко использовать в практических целях:

$$E = E_0 + T. \quad (137)$$

Согласно закону сохранения энергии *полная* энергия  $E$  остается неизменной при любых процессах, однако этот закон не запрещает превращения энергии из одной формы в другую. В принципе возможны как процессы превращения энергии покоя  $E_0$  в кинетическую энергию  $T$ , так и обратный процесс преобразования кинетической энергии  $T$  в энергию покоя  $E_0$ . В соответствии с соотношением

$$E = Mc^2 \quad (138)$$

первый процесс должен сопровождаться уменьшением массы («превращение массы в энергию»), а второй увеличением массы («превращение кинетической энергии в массу»).

Особенно заманчивым является процесс преобразования энергии покоя в кинетическую энергию («превращение массы в энергию»), так как при обычных условиях  $E_0 \gg T$ , т. е. любое тело обладает огромным резервом неиспользуемой энергии. Напомним, что в соотношении (138) коэффициент  $c^2$  равен  $9 \cdot 10^{20} \text{ см}^2/\text{сек}^2$ , так что массе 1 г соответствует энергия покоя  $9 \cdot 10^{20} \text{ эрг}$ . В связи с этим даже ничтожно малое уменьшение массы покоя должно приводить к заметному возрастанию кинетической энергии.

Следующее утверждение вам может показаться вначале несколько странным: с «превращением массы в энергию» и обратно вы неоднократно имели дело и в физике, и в химии, и даже в повседневной жизни.

В самом деле, представьте себе, что вы открываете тяжелую дверь (например, при входе на станцию московского метро), которая снабжена сильной пружиной. Для того чтобы такую дверь открыть, надо произвести работу на сжатие (или скручивание) пружины, т. е. на увеличение ее потенциальной энергии на величину  $\Delta E$  эрг. Потенциальную энергию можно рассматривать как составную часть энергии покоя. Но увеличение энергии покоя должно сопровождаться возрастанием массы покоя. Таким образом, скрученная пружина должна иметь массу покоя на  $\Delta M = \frac{\Delta E}{c^2}$  г больше,

чем нескрученная. Если открытую дверь отпустить, то под действием пружины она начнет двигаться. Накопленная потенциальная энергия (т. е. энергия покоя) будет переходить в кинетическую. При этом масса покоя пружины будет снова уменьшаться. Двери станций метро устроены так, что при закрывании они не задерживаются в закрытом положении, а проскакивают по инерции в противоположную сторону. Поэтому (если трение мало) вы можете наблюдать «превращение массы в энергию» и обратно несколько раз.

Легко оценить, на сколько увеличится масса пружины при ее скручивании. Работа, которую надо произвести при открывании двери, равна  $FS$ , где  $F$  — приложенная сила;  $S$  — путь, на протяжении которого она действует. Считая, что  $F = 2$  кг,  $S = 0,5$  м, получим  $FS = 1$  кгм  $\simeq 10^8$  эрг. На столько изменяется энергия пружины при ее скручивании:  $\Delta E = 10^8$  эрг. Если массу пружины принять равной  $m = 1$  кг, то для энергии покоя получим  $E_0 = mc^2 = = 10^3 \cdot 9 \cdot 10^{20} \simeq 10^{24}$  эрг. Таким образом, в процессе скручивания энергия покоя пружины изменяется на  $\Delta E/E_0 = 10^8/10^{24} = 1/10^{16}$  часть, т. е. масса скрученной пружины больше массы нескрученной пружины на  $1/10^{16}$  часть. *В принципе* увеличение массы пружины при ее закручивании можно проверить на опыте: закрученная пружина должна приобретать под действием некоторой силы *меньшее* ускорение, чем незакрученная. Однако на самом деле такой опыт поставить нельзя ввиду ничтожной малости эффекта.

Гораздо большие эффекты наблюдаются в химических процессах. Любая химическая реакция сводится к перестройке электронных оболочек атомов («закручивание и раскручивание атомных пружин»). В результате таких перестроек энергия взаимодействия атомов изменяется. Следовательно, изменяется и масса взаимодействующих атомов. *Уменьшению* массы соответствуют экзотермические реакции, сопровождающиеся *выделением* энергии в форме тепла; *увеличению* — эндотермические реакции, идущие с *поглощением* тепла. Здесь величина преобразующейся энергии составляет уже измеримую долю от всей энергии. Но все-таки эта доля настолько мала ( $\sim 0,000001\%$ ), что в химии наряду с законом сохранения энергии рассматривается закон сохранения *массы покоя*, т. е. изменением массы покоя в процессе химических реакций пренебрегают (считают, что масса покоя совсем не изменяется). Строго говоря, это неверно. Но на эту неточность ввиду ее малости химики идут сознательно.

И только в ядерных превращениях изменение массы покоя (при «закручивании ядерной пружины») по-настоящему заметно, так как оно достигает  $(0,1 \div 0,5)\%$  первоначального значения массы. Вы скажете: не так уж много! Действительно, по сравнению с аннигиляцией, где преобразуется вся масса, уменьшение массы на  $1/1000$  невелико, но соответствующее ему возрастание кинетической энергии может оказаться громадным. Если вернуться к примеру с пулей, рассмотренному в § 8, то легко подсчитать, что из нее можно было бы извлечь (за счет  $1/1000$  доли массы) около  $10^{19}$  эрг энергии, что в 200 000 000 раз превышает кинетическую энергию пули.

Конечно, практически реализовать эту энергию очень и очень непросто. Далеко не все вещества пригодны как источники энергии. В частности, не годятся для этой цели ни свинец, ни сталь, из которых изготавливают пули, ни многие другие вещества. А те вещества, которые в принципе пригодны, очень трудно заставить отдать часть своей массы на «переработку в энергию». И все-таки физики преодолели добрую половину или даже, пожалуй,  $\frac{3}{4}$  этих трудностей.

Вы, конечно, уже догадались, что речь идет об атомной и термоядерной энергии. В первом случае энергия получается за счет «переработки» примерно  $0,1\%$  массы самого тяжелого из существующих в природе веществ — урана, во втором — за счет «переработки» части массы наиболее легких веществ, например дейтерия. В каждой проблеме есть две задачи: мгновенное и медленное преобразование массы в энергию. В первой проблеме полностью решены обе задачи: ученые и инженеры умеют освобождать атомную энергию как в мгновенном процессе взрывного типа (атомная бомба), так и в медленном управляемом процессе (ядерный реактор). В настоящее время атомная энергия широко используется в науке, промышленности и на транспорте. Вторая проблема пока решена только наполовину — термоядерную энергию научились освобождать в мгновенном процессе взрывного типа (водородная бомба). Осуществление процесса медленного управляемого термоядерного синтеза оказалось настолько трудной задачей, что сейчас нельзя даже приблизительно указать, когда она будет решена. Но она будет решена, так как эти трудности, по-видимому, не носят принципиального характера.

*В принципе* и эта, четвертая, задача разрешима. Вот об этой принципиальной стороне всех четырех задач мы и поведем сейчас речь: почему часть массы урана и дейтерия можно преобразовать в энергию? В чем заключается механизм «закручивания и раскручивания «ядерных пружин»? Как можно автоматизировать этот процесс?

## § 22. ЭНЕРГИЯ СВЯЗИ АТОМНОГО ЯДРА

*Что «тяжелее» — ядро или его нуклоны? — Что такое энергия связи? — Как «взвесили» ядра. — Можно ли реализовать энергию связи?*

Выше мы говорили, что любое атомное ядро состоит из некоторого количества ( $Z$ ) протонов и ( $A-Z$ ) нейтронов, удерживаемых вместе

ядерными силами притяжения. Ядерные силы отличаются очень большой интенсивностью на расстояниях  $\sim 10^{-13}$  см и чрезвычайно быстро ослабевают с ростом расстояния.

Представьте себе, что мы обладаем способом извлекать из ядра по очереди один за другим протоны и нейтроны\* и располагать их на таком расстоянии ( $\geq 10^{-13}$  см) друг от друга, чтобы ядерные силы между ними не действовали (кулоновским отталкиванием протонов пренебрегаем). Что можно сказать о суммарной массе всех извлеченных из ядра нуклонов по сравнению с массой ядра: больше, меньше, равна? Ответ на этот вопрос будет получен сразу же после того, как вы сообразите, что для извлечения из ядра нуклона надо произвести работу на преодоление ядерных сил притяжения (сравните с работой на открывание двери на станции метро). Эта работа пойдет на увеличение энергии ядра при разделении его на отдельные нуклоны. Поскольку ядерное притяжение очень сильное, то эта работа должна быть достаточно велика.

Итак, энергия атомного ядра меньше энергии тех нуклонов, из которых ядро состоит. А так как  $E = Mc^2$ , то масса атомного ядра также меньше суммарной массы всех составляющих его нуклонов. Разность их значений, выраженная в энергетических единицах, называется энергией связи ядра  $\Delta W$ :

$$\Delta W = \{ Zm_p + (A - Z)m_n - M_{\text{я}} \} c^2. \quad (139)$$

Энергия связи любого ядра положительна; она должна составлять заметную часть от его энергии покоя.

Результат, который мы получили рассуждением, можно проверить на опыте. Опыт не только подтверждает сделанный вывод, но и позволяет получить численные значения энергии связи ядер.

Физики уже сравнительно давно (в 1919 г.) научились «взвешивать» атомные ядра. В большинстве случаев ядра «взвешивают» с помощью специальных приборов, называемых масс-спектрометрами. Принцип работы масс-спектрометра заключается в сравнении характеристик движения частиц с разными массами, но одинаковыми электрическими зарядами при прохождении их через электрическое и магнитное поля. Простейший расчет показывает, что частицы с разными массами движутся по разным траекториям, сравнение которых и позволяет оценить различие в массе. Масса нейтральных частиц (например, нейтрона) может быть определена по энергетическому балансу одной из ядерных реакций с участием данной частицы.

В настоящее время массы всех ядер, а также протона и нейтрона известны с очень большой точностью. И если сравнить массы любого ядра с массой всех содержащихся в нем протонов и нейтронов, то

\* Вы можете спросить, как это сделать? Ответ: неизвестно, но это неважно для мысленного опыта. Теоретики в подобных случаях говорят: «возьмем» руками протон и вынем его из ядра или «выключим рубильником электромагнитное взаимодействие» и т. п.

во всех случаях первое число оказывается примерно на 1% меньше другого. Таким образом, энергия связи ядра составляет приблизительно 1% всей его энергии покоя. (Сравните с 1/10 000 000 000 000 000 частью, которую составляет энергия скрученной пружины от ее энергии покоя.)\*

Казалось бы, что этот 1% энергии покоя реализовать уже значительно проще, чем все 100%. Ведь здесь не нужна встреча с антиядрами. Надо только научиться объединять разрозненные протоны и нейтроны в атомные ядра. И при таком объединении с неизбежностью должна выделяться энергия связи ядра. Энергия будет выделяться по той самой причине, по которой она поглощается при извлечении нуклонов из ядра. Действительно, для извлечения нуклонов из ядра надо было *затратить* энергию на совершение работы против ядерных сил притяжения («закрутить ядерную пружину»). Теперь, наоборот, нуклоны движутся в направлении действия ядерных сил, благодаря чему и *появляется избыток* энергии («ядерная пружина раскручивается»).

Рассуждение наше совершенно справедливо, но решить задачу в такой принципиальной постановке не удастся из-за практической невозможности собрать в одном месте пространства необходимое количество нейтронов и протонов и сблизить их до расстояний  $\sim 10^{-13}$  см.

Таким образом, реализовать полную мощь «ядерной пружины», т. е. всю величину энергии связи ядра, не удастся\*\*.

Тем не менее задача освобождения внутриядерной энергии становится разрешимой, если пожертвовать еще один порядок величины и вести борьбу уже не за 1%, а только за 0,1% энергии покоя. Так как это тоже не малая величина (вы помните, что  $c^2 = 9 \cdot 10^{20}$ ?), то «овчинка стоит выделки».

## § 23. ДЕЛЕНИЕ И СИНТЕЗ ЯДЕР

*Какие ядра прочнее и почему? — Мысленный опыт с ядром урана. — Энергия синтеза.*

Энергия связи  $\Delta W$ , которую мы с вами ввели в предыдущем разделе, только приблизительно составляет 1% энергии покоя ядра. Если же мы заинтересуемся ее точными значениями для различных ядер и подсчитаем их по формуле (139), то убедимся, что они довольно сильно колеблются, в особенности у легких ядер. Энергия связи ядра водорода равна нулю (ведь это ядро состоит только из одного

\* В настоящее время физики рассматривают гипотетические системы, энергия связи которых превышает 90% энергии покоя (см. § 39).

\*\* В природных условиях (например, на Солнце), по-видимому, протекает процесс синтеза, который в конечном итоге сводится к объединению разрозненных нуклонов в атомные ядра с освобождением всей энергии связи (см. гл. I, § 7). В лабораторных условиях удается сблизить до расстояния  $\sim 10^{-13}$  см только две частицы (элементарные или сложные, т. е. ядра), в результате чего происходит ядерная реакция.



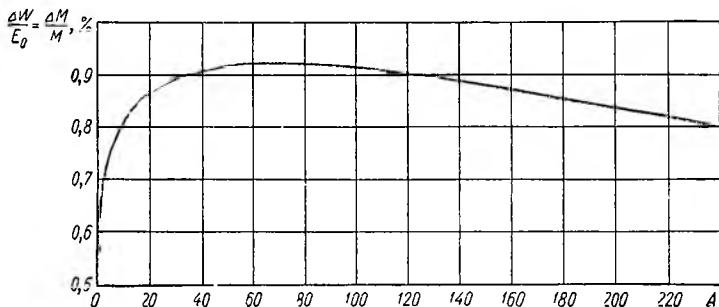


Рис. 28

протона); энергия связи ядра дейтерия (тяжелый водород, ядро которого состоит из протона и нейтрона) составляет  $\sim 0,1\%$  его энергии покоя; ядра трития (сверхтяжелый водород, в ядре которого один протон и два нейтрона) —  $0,27\%$ ; гелия —  $0,74\%$ ; кислорода —  $0,85\%$ . Для ядер, содержащих 50—60 нуклонов, энергия связи достигает  $0,92\%$  энергии покоя, а для более тяжелых ядер постепенно уменьшается до  $0,78\%$  (рис. 28). Таким образом, доля, которую составляет энергия взаимодействия нуклонов от энергии покоя, зависит от числа взаимодействующих нуклонов. С ростом числа нуклонов она сначала возрастает, а затем уменьшается. Другими словами, нуклоны особенно прочно связаны в средних (по весу) ядрах, слабее в тяжелых и очень легких ядрах.

Главные причины различия в энергии связи разных ядер заключаются в следующем. Все нуклоны, из которых состоит ядро, можно условно разделить на две группы: внутренние и поверхностные. Внутренние нуклоны окружены соседними нуклонами со всех сторон, поверхностные же — только с внутренней стороны (рис. 29). Поэтому внутренние нуклоны взаимодействуют с остальными нуклонами сильнее, чем поверхностные (вспомните поверхностное натяжение жидкостей). Но процент внутренних нуклонов особенно мал у легких ядер (у самых легких ядер все нуклоны можно считать поверхностными) и постепенно повышается по мере их утяжеления. Поэтому и энергия связи должна расти вместе с ростом числа нуклонов в ядре. Однако этот рост не может продолжаться очень долго, так как начиная с некоторого достаточно большого числа нуклонов ( $A = 50 \div 60$ ) количество протонов в ядре становится настолько большим\*, что делается заметным их взаимное электрическое отталкивание даже на фоне сильного ядерного притяжения. Это отталкивание и приводит к уменьшению энергии связи у тяжелых ядер.

Различие в энергии связи разных ядер может быть использовано для освобождения внутриядерной энергии. Это видно из следующего мысленного опыта.

Рассмотрим атомное ядро урана, которое представляет собой систему из 238 сильно взаимодействующих тесно расположенных

\* Вы помните, что практически в любом ядре протоны составляют не менее  $40\%$  общего числа нуклонов.

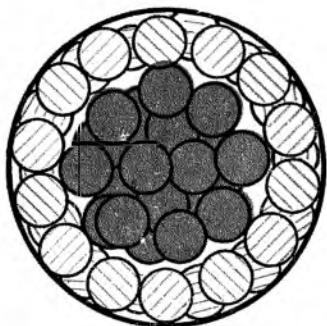


Рис. 29

нуклонов. Пусть масса этой системы равна  $M_U$ . Увеличим размеры системы (как? руками!) настолько, чтобы входящие в нее нуклоны перестали взаимодействовать (предполагается, что электромагнитное взаимодействие «выключено рубильником»). Так как для этого нам придется произвести работу против ядерных сил притяжения, то в систему должна быть внесена добавочная энергия, равная энергии связи  $\Delta W$ , которая пойдет на увеличение массы системы. Из рис. 22 видно, что это увеличение масс  $\Delta M/M = \Delta W/E$  при  $A = 238$  состав-

ляет  $\sim 0,8\%$ , так что общая масса системы из 238 невзаимодействующих нуклонов равна  $1,008 M_U$ .

Если теперь разрешить нуклонам вновь объединиться в ядро урана, то масса системы снова уменьшится на  $0,8\%$ , т. е. вернется к прежней величине  $M_U$ , и вся энергия, затраченная на извлечение нуклонов из ядра, освободится. Разумеется, никакого выигрыша или проигрыша в энергии при этом не будет. Однако если мы позволим нуклонам объединиться не в одно ядро урана, а в два ядра меньших размеров (по 119 нуклонов в каждом), тогда в соответствии с рис. 28 масса невзаимодействующей системы *уменьшится* не на  $0,8\%$ , а на  $0,9\%$ , т. е. на *большую* величину, чем возросла при расширении системы. В результате суммарная масса двух половиных ядер окажется равной  $0,999 M_U$ , т. е. на  $1/1000$  *меньше* массы исходного ядра урана.

Нетрудно догадаться, что нет никакой необходимости вынимать из урана все нуклоны, а затем складывать их в две кучки меньших размеров. Тот же самый результат получится, если мы просто «разрежем» ядро урана пополам (без предварительного извлечения из него нуклонов, рис. 30). И в этом случае суммарная масса обеих половинок будет также равна  $0,999$  массы исходного ядра, а избыток ( $0,1\%$ ) массы ядра урана «превратится в энергию». В этом и заключается принцип получения энергии из урана. Процесс «разрезания» ядра на две половинки (на самом деле они получаются неравными) называется *делением* урана.

В рассмотренном рассуждении особенно хорошо видна ценность «постановки» невыполнимых практически, но простых и наглядных по идее мысленных опытов. В данном случае такой опыт привел нас к *практически осуществимому* (в принципе) способу получения энергии из урана. Конечно, от слова «в принципе» до действительного осуществления дистанция очень большого размера. У вас, вероятно, сразу же возник целый ряд вопросов по этому поводу. Например, каким «ножом» резать ядра урана? Как сделать процесс разрезания ядер урана массовым и длительным (или, наоборот,

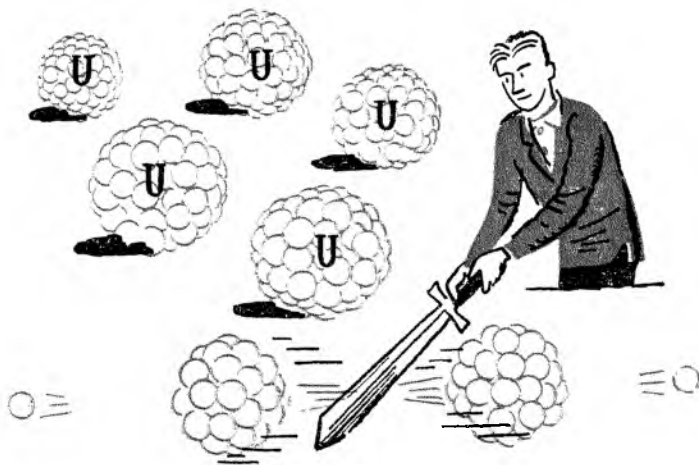


Рис. 30

мгновенным)? Почему мы все время говорим только об уране, хотя проведенное рассуждение *в принципе* справедливо для всех тяжелых ядер? Но этот разговор мы отложим до гл. 6, в которой будет рассказано о том, как физики преодолели колоссальные научные и практические трудности прежде, чем они заставили уран служить человечеству.

В заключение этого параграфа несколько слов о другом принципиальном вопросе: откуда берется энергия при синтезе легких ядер, т. е. при слиянии их в более тяжелые? Здесь все обстоит вполне аналогично делению. Дело в том, что при *слиянии легких* ядер, так же как при *делении тяжелых*, получаются более прочные (более устойчивые) ядра (с большей взаимосвязанностью нуклонов), чем исходные. Другими словами, энергия, которую надо затратить, чтобы «вынуть» из двух легких ядер все нуклоны, меньше энергии, которая выделится при слиянии всех этих нуклонов в одно более крупное ядро. Так же, как в случае деления, это заключение остается справедливым и для процесса слияния ядер без предварительного «разбора» их на нуклоны. Поэтому *при слиянии легких ядер должна выделяться энергия*. Количественно энергия синтеза, приходящаяся на единицу массы, может в несколько раз превосходить удельную энергию деления. Проблема практического осуществления синтеза весьма сложна. Мы уже говорили, что она решена пока только наполовину: освоен взрывной синтез. На пути осуществления управляемой термоядерной реакции встретились большие трудности, которые пока еще не удалось преодолеть (см. § 7)\*.

\* Подробнее о термоядерной реакции можно прочесть в книге Л. А. Арцимовича. Элементарная физика плазмы. Изд. второе. М., Атомиздат, 1966.

## Глава 6

### АТОМНАЯ ЭНЕРГИЯ

Мы ставим задачу создать атомную энергетику, которая... будет экономически более выгодной, нежели угольная энергетика.

И. В. КУРЧАТОВ

#### § 24. ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА РЕАКЦИИ ДЕЛЕНИЯ

*Кто, как и когда открыл деление? — Почему продукты деления радиоактивны? — Вторичные нейтроны.*

В предыдущей главе было показано, что при разделении тяжелого ядра на две половинки должна освободиться энергия, так как суммарная масса обеих половинок меньше массы исходного ядра. Различие в массе достигает 0,1%. Поэтому величина энергии, выделяющейся на каждое делящееся ядро, очень велика. Она составляет около 200 Мэв.

Реакция деления была открыта в 1938 г. немецкими радиохимиками Ганом и Штрассманом, которые, облучая уран нейтронами, обнаружили образование ядер элемента  ${}_{56}\text{Ba}$ , отстоящего от урана по заряду на целых 36 единиц. Этот результат казался совершенно необъяснимым, так как ожидалось, что при облучении урана нейтронами должен получаться  $\beta$ -радиоактивный изотоп урана  $\text{U}^{239}$ , который после  $\beta$ -распада превращается в трансурановый элемент нептуний  ${}_{93}\text{Np}$ .

Объяснение было дано Фришем и Мейтнер, которые высказали гипотезу о неустойчивости ядра урана при его деформации. При захвате нейтрона ядро урана возбуждается и приходит в колебания, которые в некоторых случаях могут привести к разрыву ядра на две части (*осколки деления*). Заряд и масса каждого осколка примерно равны половине заряда и массы ядра урана (рис. 31)\*. Благодаря действию кулоновских сил отталкивания между образовавшимися осколками, последние разлетаются в разные стороны с большой

\* Точнее, масса (заряд) *тяжелого* осколка (Т. О.) относится к массе (заряду) *легкого* осколка (Л. О.) в среднем как 3 : 2.



Рис. 31

скоростью. Расчет показывает, что приобретаемая ими кинетическая энергия составляет значительную долю всей энергии деления. Поэтому деление можно обнаружить по *физическому* эффекту ионизации, что несравненно проще *химического* метода идентификации осколков.

Гипотеза Фриша и Мейтнер позволяет предсказать еще два важных свойства осколков деления.

При разделении ядра урана на два осколка *все*  $Z$  протонов и *все*  $N$  нейтронов ядра урана распределяются между этими осколками. Поэтому в осколках должно быть примерно такое же соотношение между  $Z$  и  $N$ , что и в уране:

$$\frac{N_{\text{оск}}}{Z_{\text{оск}}} = \frac{N_{\text{U}}}{Z_{\text{U}}} = \frac{146}{92} = 1,6. \quad (140)$$

Но это соотношение не типично для стабильных изотопов средних ядер периодической таблицы (к которым относятся осколки). Например, для ядра  ${}_{56}\text{Ba}^{137}$  значение  $\frac{N}{Z} = 1,45$ , а не 1,6. Таким образом, осколки, образующиеся при делении, *перегружены* нейтронами, а следовательно, они должны быть  $\beta^-$ -радиоактивными и могут испускать нейтроны.

Все описанные свойства осколков деления были подтверждены экспериментально. Процесс деления действительно сопровождается образованием высокоэнергичных ( $T_{\text{оск}} \simeq 170 \text{ Мэв}$ )  $\beta^-$ -радиоактивных осколков, испускающих нейтроны. При делении одного ядра урана в среднем испускается 2,5 нейтрона\*. Эти нейтроны называются *вторичными нейтронами* или *нейтронами деления*. Их средняя кинетическая энергия равна  $\bar{T}_n \simeq 2 \text{ Мэв}$ .

В первых опытах по изучению реакции деления было обнаружено еще несколько свойств этой реакции.

1. Было обнаружено, что кроме урана при облучении нейтронами делятся также торий и протактиний.

2. Эффект для урана возрастает, если использовать медленные нейтроны.

\* Вы, конечно, понимаете, что ядро не может испустить полнейтрона. Конкретное ядро испускает либо 1, либо 2, либо 3, 4, 5 нейтронов, а иногда и совсем ни одного, но в среднем 2,5, т. е. 100 ядер испускают 250 нейтронов.

Аналогичным образом надо понимать и предыдущее подстрочное примечание.

3. Существует процесс *спонтанного* (самопроизвольного) деления, который наблюдается без облучения урана нейтронами. Это явление было обнаружено в 1939 г. советскими физиками К. А. Петряком и Г. Н. Флоровым, работавшими в лаборатории И. В. Курчатова.

Эти и другие особенности реакции деления могут быть объяснены при помощи теории деления, построенной на основе предложенной незадолго перед этим (в 1936 г.) Н. Бором капельной модели ядра.

### § 25. КАПЕЛЬНАЯ МОДЕЛЬ ЯДРА

*Ядро и капля. — Как вычисляют массу атомных ядер. — „Параметрическая болезнь“. — Притча об искусственном слоне.*

Согласно Бору, атомное ядро можно представить себе в виде сферической капли из специфической ядерной материи, которая некоторыми своими свойствами (несжимаемость, насыщение ядерных сил, «испарение» нуклонов) напоминает жидкость. В связи с этим на ядерную каплю можно попытаться распространить и некоторые другие свойства капли жидкости. К числу этих свойств относятся, например, поверхностное натяжение, о котором мы говорили в § 23, дробление капли на более мелкие (деление ядер), слияние мелких капель в одну большую (синтез ядер). Учитывая эти свойства (общие для жидкости и ядерной материи), а также специфические свойства ядерной материи (электрический заряд, принцип Паули), можно получить полуэмпирическую формулу, позволяющую вычислять массу  $M_{\text{я}}$  и энергию связи  $\Delta W$  любого ядра, если известен его нуклонный состав ( $Z$  и  $A$ ). Эта формула впервые была получена Вейцеккером и потому часто называется его именем.

Она выглядит так:

$$\Delta W(A, Z) = \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} - \zeta \frac{\left(\frac{A}{2} - Z\right)^2}{A} + \delta; \quad (141a)$$

$$M(A, Z) = Zm_p + (A - Z)m_n - \alpha A + \beta A^{2/3} + \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} + \zeta \frac{\left(\frac{A}{2} - Z\right)^2}{A} - \delta, \quad (141b)$$

где  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ ,  $\zeta$ ,  $\delta$  — коэффициенты, одинаковые для всех ядер.

Мы обращаем ваше внимание на то, что в формуле всего 5 коэффициентов, а она дает правильные (и достаточно точные) значения масс очень многих (больше сотни) ядер. Это обстоятельство делает формулу универсальной и очень ценной для анализа различных свойств ядер.

Малое количество параметров (по сравнению с числом предсказываемых величин) является обязательным условием каждой хорошей теории. К сожалению, некоторые физики иногда забывают об этом и «заболевают» специфической «параметрической болезнью», т. е. вводят в свои новые теории излишнее число параметров. А с помощью лишних параметров можно объяснить все что угодно!

Многие из вас, как мы надеемся, со временем станут физиками. Поэтому нам кажется уместным сделать здесь небольшое отступление и рассказать одну старую забавную историю, которую впервые обнародовал в 1948 г. Я. Г. Дорфман.

В 1924 г. группа физиков-теоретиков предложила для объяснения сверхтонкой структуры оптических спектров весьма неправдоподобную теорию, которая, однако, давала в семи случаях согласие с экспериментом. Через некоторое время эта теория была очень зло раскритикована другим физиком, который утверждал, что полученное согласие носит случайный характер. Свое заключение он подтвердил весьма наглядным (и очень обидным для авторов теории) способом.

Фамилия одного из авторов теории содержала семь букв, из них пять разных. Физик-оппонент приписал каждой из этих букв ее порядковый номер в латинском алфавите и принял полученные числа в качестве «параметров». Комбинируя затем эти числа достаточно произвольным способом, он пришел к столь же хорошему согласию с экспериментом, как и авторы теории!

Здравомыслящие физики периодически напоминают о недопустимости введения многих параметров в теорию. Иногда так же язвительно-издевательски, как в приведенном случае, иногда же просто в шутивно-предостерегающей манере.

В последние годы параметрическая болезнь некоторых теоретиков снова начинает принимать опасную форму. Это связано с тем, что в настоящее время физики много занимаются проблемой сильных взаимодействий, относительно которых очень мало что известно, и, значит, имеются большие возможности для предположений. В частности, такая опасность нависла над авторами различных схем *унитарной симметрии*, которые делают попытки (иногда удачные) увязать свойства всех сильновзаимодействующих частиц (см. § 39). По-видимому, желая напомнить своим собратьям о параметрической болезни, физик-теоретик Г. Липкин (известный недюжинным даром популяризации труднейших вопросов теоретической физики *для физиков*) взял в качестве эпиграфа к одной из своих статей, посвященной унитарной симметрии, следующее выражение:

«Give me three parameters and I can fit an elephant. With four I can make him wiggle his trunk...» В переводе на русский это означает: «Дайте мне три параметра, и я сделаю слона» (т. е. подгоню теорию под слона, создам теоретического слона). «С четырьмя (параметрами) я заставлю его помахивать хоботом». А «пятипараметровый» слон, добавим мы от себя, сможет придумать многопараметровую теорию.

Конечно, это шутка, но, как говорится, «сказка — ложь, да в ней намек ...»: если вы станете физиком-теоретиком, не увлекайтесь параметрами!

## § 26. ТЕОРИЯ ДЕЛЕНИЯ

*Сделаем из капли две. — Параметр деления. — Барьер деления. — Спонтанное деление.*

Как мы уже говорили, капельная модель ядра и основанная на ней полуэмпирическая формула для его энергии связи и массы не страдает избыточным количеством параметров. Поэтому она дает правильные результаты. Универсальный характер формулы позволяет применять ее для анализа изменения некоторых свойств ядер при изменении числа содержащихся в них протонов и нейтронов. В частности, полуэмпирической формулой можно воспользоваться для того, чтобы количественно рассчитать явление деления тяжелого ядра, которое аналогично дроблению крупной капли жидкости на мелкие.

Теория деления была построена Н. Бором, Д. Уиллером и советским физиком Я. И. Френкелем в 1939 г. Идея теории заключается в использовании полуэмпирической формулы для вычисления изменения массы покоя любого ядра (с произвольными  $Z$  и  $A$ ) при его разделении на две части. Основные результаты, полученные в теории деления, можно сформулировать в виде следующих четырех пунктов\*.

1. Деление ядер энергетически выгодно (т. е. оно сопровождается преобразованием некоторой части энергии покоя в кинетическую энергию), если заряд  $Z$  и массовое число  $A$  делящегося ядра удовлетворяют условию

$$\frac{Z^2}{A} > 17. \quad (142)$$

Соотношение (142) выполняется для всех ядер тяжелее ядер серебра. Однако деление становится практически возможным только при достаточно больших значениях  $Z^2/A$  (см. п. 2 и 3). Величина  $Z^2/A$  называется *параметром деления*.

2. Энергия покоя  $E^0$  (и, следовательно, масса) делящегося ядра в процессе его деформации, ведущей к разделению (см. рис. 31), меняется от первоначального значения  $E_{\text{я}}^0$  до конечного  $E_{\text{оск}}^0$  не монотонно, а вначале проходит через максимум (рис. 32). Высота максимума  $W_f$  над уровнем первоначальной энергии ядра называется *барьером деления*. Барьер деления  $W_f$  уменьшается с ростом  $Z^2/A$ . Он равен 40—50 Мэв при  $Z^2/A \simeq 32$  (золото — свинец), 8—6 Мэв при  $Z^2/A = 35—36$  (торий — уран) и нулю при  $Z^2/A =$

\* Теория настолько проста, что она вполне под силу любознательному читателю со средним образованием. Желающие могут познакомиться с ней в учебниках по ядерной физике, например, в книге автора, упомянутой в конце гл. 1.



$\approx 45-50$  (не синтезированный еще элемент с  $Z \approx \approx 120$ ). Энергия деления  $Q_f$  растет с ростом  $Z^2/A$ .

3. Чтобы деление произошло быстро (практически мгновенно), в ядро необходимо внести энергию возбуждения  $W$ , превышающую барьер деления

$$W \geq W_f. \quad (143)$$

Так как барьер деления относительно невелик для ядер с  $Z^2/A \geq 35$  (Th, Pa, U и трансурановые элементы), то осуществить деление этих ядер сравнительно легко. Для этого достаточно использовать нейтроны с энергией  $T_n > 1$  Мэв. А некоторые изотопы этих элементов ( $U^{235}$ ,  $U^{233}$ , Th $^{230}$ ) делятся от медленных нейтронов ( $T_n \approx 0$ ), т. е. для их деления достаточно энергии возбуждения, равной энергии связи нейтрона  $W = \epsilon_n$  (потому что  $W_f < \epsilon_n$ ).

4. Ядро может также разделиться самопроизвольно (спонтанное деление) за счет квантовомеханического туннельного эффекта (ср. § 18, п. 1). Период полураспада для спонтанного деления урана очень велик ( $\sim 10^{16}$  лет), но быстро уменьшается с ростом  $Z^2/A$  (до десятых долей секунды у 104 элемента). При  $Z^2/A \approx 45 \div 50$  ( $Z = 120 \div 125$ ) период полураспада должен быть порядка ядерного времени.

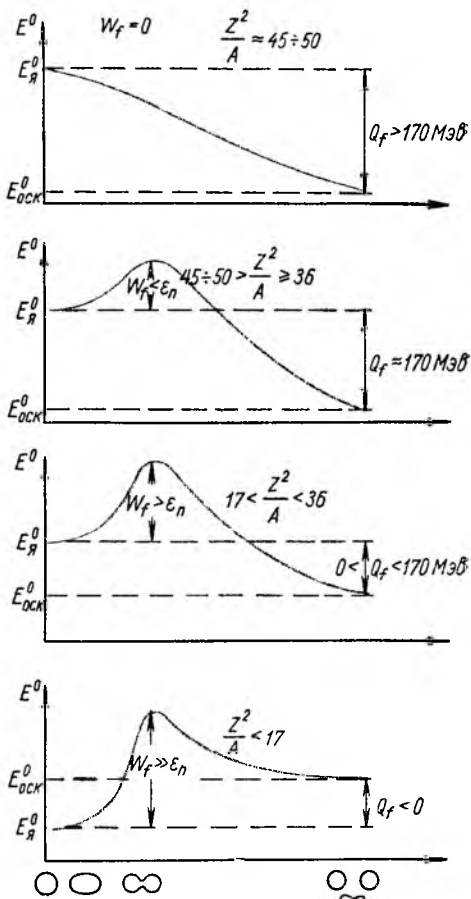


Рис. 32

## § 27. ЦЕПНАЯ РЕАКЦИЯ ДЕЛЕНИЯ

*Танец с саблями. — Где взять нейтроны? — Почти по Мюнхгаузену. — Все начинается с хакари. — Коэффициент размножения.*

Итак, нам известны как способ «превращения массы в энергию» — реакция деления, так и тот «нож» (нейтрон), которым можно «разрезать» (разделить) ядро. Мы знаем также, почему одни ядра оказы-

ваются для данного «ножа» достаточно «мягкими», а другие он «разрезать» не может. Но ответа на самый важный вопрос: как сделать процесс деления ядер урана *массовым* и *длительным* (или, наоборот, *мгновенным*) — мы пока не имеем. А именно от этого ответа зависит решение задачи о практическом использовании атомной энергии.

Из общих соображений ясно, что для массовости явления надо «резать» много ядер. При этом для взрывного процесса нужно все ядра «порезать» за возможно короткое время, для управляемого процесса надо, чтобы в каждую единицу времени погибало определенное (и достаточно большое) количество ядер. Выходит, что для массовости и непрерывности процесса надо, чтобы в любой момент времени было много ядер и много нейтронов. Ядер можно заготовить впрок сколько угодно, а с нейтронами дело обстоит куда хуже. Дело в том, что нейтроны в свободном виде могут существовать только в движущемся состоянии. Так что если уж их сравнивать с чем-то режущим, то, пожалуй, они больше всего напоминают стремительно рассекающие воздух сабли из известного танца А. Хачатуряна. Так же, как хачатуряновские сабли, нейтроны всегда находятся в движении. Только скорость у нейтронов побольше. Даже самые медленные из них (тепловые) имеют скорость  $2,2 \text{ км/сек}$ , т. е. движутся в десятки раз быстрее самых быстрых сабель. И еще одна особенность. «Танец с саблями» Хачатуряна всегда кончается вполне мирно. Сабли замирают, и их вкладывают в ножны до следующего выступления. «Танец» нейтронов всегда кончается для них трагически. Либо нейтрон захватывается ядром и делит его («сабля» разрубает ядро, но застревает в нем сама), либо просто захватывается ядром, превращая его в  $\beta$ -радиоактивный изотоп («сабля» «ранит» ядро, но опять же застревает в нем), либо, наконец, уходит за пределы установки (сабля вылетела из рук). Таким образом, во всех случаях нейтрон выходит из дальнейшей игры. Есть, правда, еще один вид взаимодействия нейтронов — рассеяние, после которого он теряет часть своей энергии («сабля» отскакивает от ядра, замедлив свое движение), но по-прежнему может делить ядра урана, правда только изотоп  $U^{235}$  (медленно движущаяся «сабля» рубит только самые «мягкие» ядра и застревает в более жестких).

Итак, максимум, что может сделать один нейтрон, — это разделить одно ядро. Таким образом, чтобы разделить  $n$  ядер, надо иметь  $n' > n$  нейтронов. Для осуществления взрывного процесса эти  $n'$  нейтронов должны появиться практически одновременно (весь процесс взрыва длится всего одну микросекунду!). Для осуществления медленного управляемого процесса это количество нейтронов надо вводить в действие постепенно и притом регулируемыми порциями. Спрашивается, где взять такие огромные потоки нейтронов? Их не может обеспечить ни ускоритель, ни тем более источник. Ведь число требующихся нейтронов превышает число ядер, которые надо разделить. Такое сопоставление может привести в отчаяние. Но оно же может и подсказать возможный выход. В самом деле, в каждом

ядре урана имеется более 140 нейтронов. Вот если бы из них парочку позаимствовать и сделать эту операцию для каждого ядра, тогда из  $n$  ядер мы извлекли бы  $2n$  нейтронов. Тем самым проблема получения огромного количества нейтронов была бы решена и притом самым естественным способом. Правда, такое рассуждение чем-то напоминает мюнхгаузеновское вытаскивание самого себя за волосы. В самом деле, не может же нейтрон из данного ядра разделить само это ядро?! Действительно, свое ядро не может. Но какое-нибудь соседнее может! (Себя за волосы не поднимешь, а соседа можно.)

События разыгрываются следующим образом. Представьте себе, что одно из наших  $n$  ядер уранового куска разделилось либо в результате спонтанного деления (ядро делает себе «харакири»), либо под действием космического нейтрона («убийца из космоса»). Тогда осколки этого ядра испускают несколько (в среднем 2,5) вторичных нейтронов со средней энергией  $\bar{T}_n = 2 \text{ Мэв}$ . Судьба этих нейтронов может быть самая разнообразная. Они могут разделить другие ядра урана, или захватиться ими без деления, или испытать (неупругое либо упругое) рассеяние, или, наконец, просто вылететь за пределы куска урана. Предположим для определенности, что из испускающихся 2,5 нейтронов два вызывают деления двух других ядер (а 0,5 нейтрона идет на все остальные процессы). При делении этих ядер снова возникнут вторичные нейтроны, но теперь уже не 2,5, а  $2,5 \times 2 = 5$ . Четыре из них разделят четыре ядра и т. д. В результате каждое новое поколение нейтронов будет возрастать вдвое, т. е. будет происходить *размножение нейтронов*. Отношение числа нейтронов, вызывающих деление в данном и предыдущем поколениях, называется *коэффициентом размножения*  $k$ . В рассмотренном идеализированном случае коэффициент размножения  $k = 2$ . При  $k = 2$  в каждом новом поколении удваивается не только число нейтронов, но и число делящихся ядер, а значит, и выделяющаяся энергия. А так как время жизни одного поколения чрезвычайно мало (до  $10^{-9}$ — $10^{-8}$  сек для быстрых нейтронов), то количество нейтронов, делящихся ядер и мощность установки должны расти очень быстро. В результате развивающийся процесс может за очень короткое время охватить все или значительную часть ядер данного куска урана и произойдет взрыв.

Взрыв можно предотвратить, если при некоторой достигнутой мощности заставить процесс размножения нейтронов, т. е. сделать коэффициент размножения нейтронов равным единице ( $k = 1$ ). В этом случае установка будет произвольно долго работать на этой мощности (пока не будет достигнуто значение  $k < 1$ , т. е. пока не израсходуется весь избыточный уран). Застабиллизировать процесс размножения нейтронов можно введением в установку веществ, сильно поглощающих нейтроны. Этим же способом можно сделать  $k < 1$ , т. е. заставить процесс затухнуть.

Описанный процесс называется *цепной реакцией деления*. Схема цепной реакции изображена на рис. 33.

Конечно, мы обрисовали цепной процесс очень грубо. На самом деле коэффициент размножения реальной системы реакторного типа лишь ненамного превышает единицу. Типичной величиной коэффициента раз-

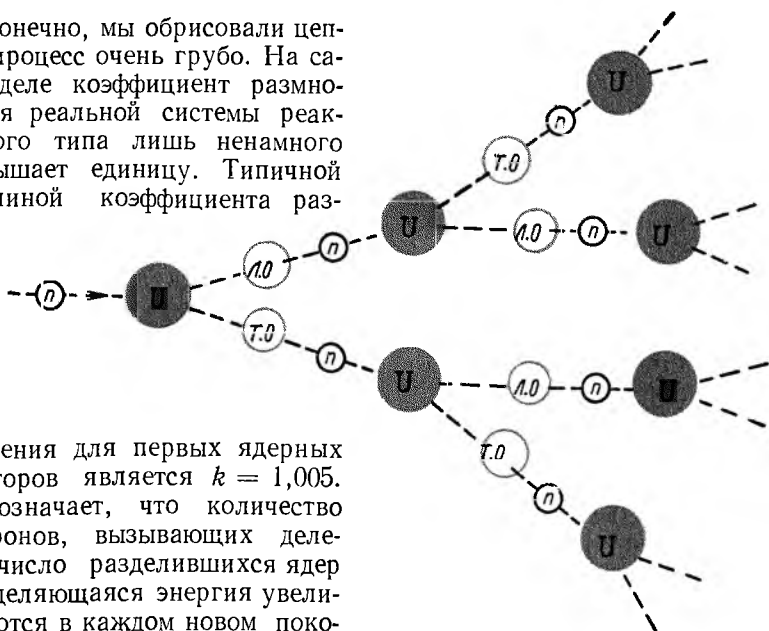


Рис. 33

множения для первых ядерных реакторов является  $k = 1,005$ . Это означает, что количество нейтронов, вызывающих деление, число разделившихся ядер и выделяющаяся энергия увеличиваются в каждом новом поколении не в два раза, как мы считали в грубой схеме, а всего на 0,5%.

Правда, для управляемого процесса малость  $k$  не является недостатком, так как величина  $k$  определяет только время достижения данной мощности, а не ее конечное значение. Более того, систему с малым  $k$  легче сделать управляемой, чем с большим  $k$ . Однако из того, что  $k$  оптимальной системы всего на 0,5% превышает единицу, легко себе представить те трудности, которые пришлось преодолеть, чтобы перейти через рубеж  $k = 1$ .

## § 28. КАК ЭТОГО ДОБИЛИСЬ

*Трудности проблемы. — Разбухающая сабля. — Опасный противник. — Читатель в плену. — Подвиг нейтрона. — Уран-графитовая решетка. Критические размеры и критическая масса. — Атомная бомба и ядерный реактор. — Читатель отдыхает.*

Выше мы говорили о том, что вторичные нейтроны, возникающие в результате деления, имеют разную судьбу. Некоторые из них испытывают неупругое или упругое рассеяние, другие захватываются ядрами урана (или других веществ, например примесей) без деления, третьи вылетают за пределы установки, не провозимодействовав, и только небольшая часть (1,005 из 2,5, т. е. 1005 из 2500) вызывают деление ядер урана.

Роль каждого из перечисленных процессов была рассмотрена в теории цепной ядерной реакции, созданной в 1939 г. советскими физиками Я. Б. Зельдовичем и Ю. Б. Харитоном.

Теоретическое рассмотрение показало, что осуществить урановую реакторную установку, для которой будет  $k > 1$ , в принципе можно. Однако построить такую установку долго не удавалось. Слишком плохое было соотношение между вредными и полезными процессами, в которых участвуют нейтроны. И только последовательная и упорная борьба за каждый нейтрон (а точнее говоря, за каждую «десятую и даже сотую долю» нейтрона из общего их числа 2,5 на одно деление) привела к успеху. Обрисуем вкратце важнейшие этапы этой борьбы и главные условия, необходимые для победы.

1. Прежде всего надо было добыть уран и освободить его от примесей, в особенности тех веществ, ядра которых активно захватывают нейтроны (бор, кадмий). Для этого пришлось разработать специальные методы очистки и контроля, так как для успеха дела требовалась особая, ранее никогда не достигавшаяся, чистота материалов.

2. Изучение свойств урана показало, что он состоит (в основном) из двух изотопов:  $U^{238}$  (99,3%) и  $U^{235}$  (0,7%), причем для цепной реакции пригоден только  $U^{235}$  (которого очень мало), а  $U^{238}$  (которого в 140 раз больше) не только не пригоден, но даже вреден. Объясняется это тем, что изотоп  $U^{238}$  хотя и делится нейтронами, но только такими, энергия которых  $T_n > 1$  Мэв (ядро  $U^{238}$  можно «разрубить» только быстрым ударом сабли), да и то лишь в 20% случаев. Другими словами, из пяти быстрых нейтронов только один делит ядро  $U^{238}$ , а остальные четыре захватываются этими ядрами без деления или рассеиваются ими, снижая свою энергию ниже 1 Мэв. Так как при делении урана возникает не 5, а только 2,5 нейтрона, то цепная реакция на этом изотопе урана невозможна.

В отличие от  $U^{238}$  изотоп  $U^{235}$  хорош тем, что он делится нейтронами любой сколь угодно низкой энергии (от одного прикосновения «сабли»), причем вероятность деления этого изотопа даже растет по мере уменьшения энергии нейтронов (для разрезания данного количества ядер медленных сабель надо меньше, чем быстрых\*). В связи с этим для цепного процесса, идущего на изотопе  $U^{235}$ , рассеяние нейтронов не только не страшно, но даже полезно! На изотопе  $U^{235}$  можно осуществить цепной процесс деления как на быстрых, так и на медленных (в том числе на тепловых) нейтронах. Но для этого нужно выделить из естественного урана чистый изотоп  $U^{235}$ , которого в нем содержится, как мы уже говорили, всего 0,7%. Очень трудная задача разделения изотопов для больших количеств урана

\* Здесь начинается трудность классической аналогии. Учет квантовой механики требует приписать нашей «сабле» довольно странное свойство: она должна расти в своих размерах по мере уменьшения скорости (вспомните соотношение неопределенностей  $\Delta x \Delta p \approx \hbar$ ). Поэтому медленная «сабля» имеет больший радиус размаха, она захватывает большую область пространства. А вероятность встретить ядро в большей области также больше: большая «сабля» скорее «зацепит» ядро, чем маленькая (вспомните сказочного героя с оглоблей, который запросто справляется с многими противниками, вооруженными саблями или мечами).

была решена только в 1945 г. Тогда и была изготовлена первая атомная бомба, т. е. осуществлена цепная реакция деления на быстрых нейтронах. Значительно раньше (в самом конце 1942 г.) удалось осуществить цепную управляемую реакцию деления на изотопе  $U^{235}$  без выделения его из естественного урана.

Как же удалось нейтрализовать вредное влияние изотопа  $U^{238}$ ? Ведь в процессе соударения с ядрами  $U^{238}$  (которых в 140 раз больше, чем ядер  $U^{235}$ ) 80% быстрых нейтронов погибнет. Задача была решена очень остроумно.

Мы говорили, что  $U^{235}$  делится тепловыми нейтронами с большей вероятностью, чем быстрыми. К счастью, это превышение настолько велико, что для нейтронов с *такой* (т. е. тепловой) энергией присутствие большого количества ядер  $U^{238}$  не страшно. Поэтому если бы при делении возникали тепловые нейтроны, то организовать управляемую цепную реакцию на естественном уране было бы сравнительно просто. Однако при делении образуются не тепловые нейтроны, а быстрые, для 80% которых ядра  $U^{238}$  являются опасным противником\*.

Противник этот настолько беспощаден и силен, что единственным спасением от него для быстрых нейтронов является отступление, или, выражаясь аккуратнее, «временный отход для перегруппировки сил и обучения новой тактике боя». Вы, вероятно, догадываетесь, что эти перегруппировки и обучение заключаются в превращении быстрых нейтронов *вне* урановой среды в тепловые, для которых встречи с ядрами  $U^{238}$  относительно безопасны, а с ядрами  $U^{235}$  выгодны.

Итак, для решения проблемы требуется:

- а) вывести быстрые нейтроны, родившиеся при делении, из урановой среды;
- б) превратить их в тепловые;
- в) снова ввести их в урановую среду.

Как были решены эти задачи?

Представьте себе, что, участвуя в маневрах или военной игре, вы попали в плен к «неприятелю» и готовите побег. Тогда среди прочих вопросов вы стараетесь выяснить, как велик участок территории, занятый «врагом». Ясно, что чем он меньше, тем ближе до своих, тем больше вероятность вырваться из плена, не встретившись с «противником». Из этого сравнения следует, что, для того чтобы нейтроны, родившиеся в самом лагере «врага» (среди ядер урана),

\* Для быстрого нейтрона опасен не только процесс захвата ядром  $U^{238}$  (без деления), но и процесс рассеяния, потому что в результате последовательных актов рассеяния энергия нейтронов постепенно снижается и в конце концов попадает в опасную зону 5—200 эв, где вероятность захвата нейтронов ядрами  $U^{238}$  колоссальна (*резонансный*, или *селективный* захват нейтронов). В результате нейтрон погибает, так и не замедлившись до безопасной тепловой энергии. Вместе с тем упомянутый выше процесс деления  $U^{238}$  быстрыми нейтронами играет положительную роль, так как он несколько увеличивает коэффициент размножения нейтронов (примерно на 2%). Для систем с малым  $k$  это очень важно.

могли быстро и без больших потерь выбраться оттуда, необходимо требующееся количество урана брать не в виде сплошного массива, а в виде отдельных кусков, *блоков* сравнительно небольших размеров.

«Обучение» ускользнувших от «неприятеля» нейтронов новой тактике боя производится в «полевых условиях» в непосредственной близости от «противника». «Военной академией» является *замедлитель* (§ 3), т. е. вещество, ядра которого очень слабо захватывают, но интенсивно рассеивают нейтроны. (Подобными свойствами обладает, например, очень хорошо очищенный графит.) В процессе соударения с ядрами замедлителя нейтроны постепенно отдают им свою кинетическую энергию, т. е. *замедляются*, превращаясь в конечном счете в *тепловые нейтроны*. Средняя энергия тепловых нейтронов равна энергии теплового движения атомов замедлителя при данной температуре. Поэтому столкновение теплового нейтрона с атомом замедлителя не приводит к дальнейшей передаче энергии. Обучение закончено! Нейтрон готов к бою! Он больше не боится ядер урана, а напротив, жаждет с ними встречи. И такая встреча в конце концов должна состояться, потому что тепловые нейтроны, блуждая от одного ядра замедлителя к другому, будут все время изменять направление своего движения и рано или поздно снова попадут в лагерь «противника» (в другие урановые блоки). Конечно, попав туда, нейтроны погибнут, но это будет не бессмысленный конец, а славный подвиг. Их гибель оправдана тем, что она сопровождается делением новых ядер  $U^{235}$  и образованием новых нейтронов в количестве большем, чем число погибших. А эти новые нейтроны последуют примеру своих предшественников и, погибнув, разделят еще больше ядер.

Подводя итог нашим несколько «воинственным» рассуждениям, мы приходим к выводу, что для успеха дела надо размещать уран внутри замедлителя в виде отдельных блоков, отстоящих друг от друга на определенных расстояниях, подобно тому как размещены атомы (ионы) в кристаллической решетке. В связи с этим сходством соответствующая конструкция так и называется: *уран-графитовая решетка*. Уран-графитовая решетка образует *активную зону* ядерного реактора\*.

Применение уран-графитовой решетки с теоретически рассчитанными параметрами позволяет получить  $k > 1$  для естественного урана, если (опять если!?) будет выполнено еще одно важное условие.

Выше, когда мы говорили о превратности судьбы вторичного нейтрона, то среди прочих возможностей упомянули и вылет нейтрона за пределы установки. Ясно, что такой нейтрон будет потерян навсегда. Поэтому надо стараться, чтобы доля вылетающих нейтро-

\* При использовании урана, обогащенного изотопом  $U^{235}$ , решетчатая конструкция активной зоны не обязательна. Такие реакторы с однородным (равномерным) распределением ядерного горючего называются гомогенными. Реакторы с неоднородным (решетчатым) распределением горючего называются гетерогенными.

нов была возможно меньше, и пытаться возвращать обратно вылетевшие нейтроны. Как решаются эти задачи?

Количество образующихся нейтронов пропорционально объему активной зоны установки, а количество вылетающих нейтронов — ее поверхности. Чем больше отношение объема к поверхности, тем меньшая доля нейтронов вылетит за пределы установки. Из всех тел с заданным объемом наименьшей поверхностью обладает шар. Отсюда следует первое условие: активная зона установки должна иметь форму, по возможности близкую к сферической. Второе условие вытекает из того, что для сферических тел отношение объема к поверхности растет пропорционально радиусу. Поэтому процент вылетающих нейтронов можно снизить, сделав активную зону установки достаточно больших размеров.

При некоторых размерах потеря нейтронов может оказаться настолько малой, что будет достигнуто значение  $k \geq 1$ , т. е. станет возможным цепной процесс. Минимальные размеры активной зоны, при которых начинается цепная ядерная реакция деления, называются *критическими размерами*. Минимальная масса урана (или другого ядерного горючего), необходимая для достижения критических размеров, называется *критической массой*.

Критическая масса атомной бомбы составляет всего несколько десятков килограмм, критическая масса управляемого реактора, работающего на естественном уране и графите, равна нескольким десяткам тонн. Соответственно критические размеры атомной бомбы очень малы ( $\sim 10$  см), а реактора значительно больше (несколько метров).

Критические размеры ядерной установки можно несколько уменьшить, если часть вылетевших нейтронов будет возвращаться обратно в активную зону. Это достигается применением *отражателя*, т. е. вещества с хорошими рассеивающими свойствами, которым окружают активную зону. Нейтроны, попавшие в отражатель, будут рассеиваться его ядрами, причем некоторые из них после рассеяния полетят назад, т. е. в активную зону.

Различный характер использования бомбы и реактора определяет и различие в способе достижения критических размеров. Для того чтобы взрыв был наиболее эффективным, ядерное горючее атомной бомбы должно достигать критических размеров непосредственно перед взрывом и притом за кратчайшее время. Для выполнения этих условий бомбу делают составной, т. е. состоящей из нескольких частей ядерного горючего, каждая из которых меньше критических размеров. В требуемый момент эти части мгновенно сближаются (с помощью обычного взрыва) между собой и образуют критическую массу. Чтобы цепной процесс охватил все горючее возможно быстрее, при конструировании бомбы добиваются наиболее короткого времени жизни ( $10^{-9}$ — $10^{-8}$  сек) у каждого поколения нейтронов.

Ядерный реактор работает по другому принципу. Массу и объем ядерного горючего реактора сразу же (в момент его сборки) делают больше критических значений. Однако цепная реакция в нем по



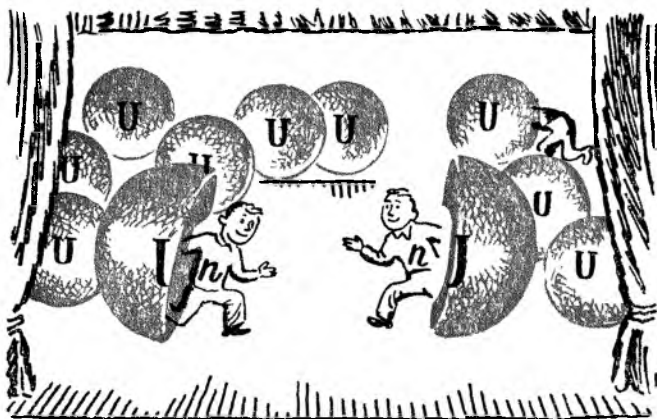


Рис. 34

желанию может быть подавлена введением специальных стержней, изготовленных из материалов, сильно поглощающих нейтроны. Для приведения реактора в действие стержни выдвигают из активной зоны. Для остановки реактора стержни вдвигают обратно. Превышение над критической массой делается достаточно большим, чтобы реактор мог долго работать без перезарядки горючим. Для облегчения условий управления реактором в его конструкции предусматривается возможность длительного существования каждого поколения нейтронов (до 0,1 сек за счет запаздывающих нейтронов).

Первый ядерный реактор описанной конструкции был запущен в США под руководством итальянского физика Э. Ферми 2 декабря 1942 г. Через четыре года в СССР под руководством академика И. В. Курчатова аналогичная задача была совершенно независимо решена заново: 25 декабря 1946 г. в Москве был запущен первый на материке Европы и Азии ядерный реактор.

Мы, вероятно, изрядно утомили читателя описанием трудностей, с которыми столкнулись физики при решении проблемы осуществления цепной ядерной реакции. В качестве отдыха предлагаем «посмотреть» (а еще лучше поставить собственными силами) новый танец под названием «Цепная реакция», в котором показано, как все происходит, когда проблема уже решена (рис. 34).

Представьте себе, что вы сидите в зрительном зале. Открывается занавес, и вы видите на сцене много (желательно не меньше 15) больших шаров («ядра урана»). У каждого шара сзади имеется отверстие, в которое может пролезть человек, но этого из зала не видно. Шары неподвижно стоят на некоторых расстояниях друг от друга. Из-за кулис выбегает танцор («космический нейтрон»). Он некоторое время танцует между шарами, налетая на них и отскакивая в сторону («рассеяние нейтрона»). Наконец исчезает внутри одного из шаров («захват нейтрона»). Этот шар начинает деформиро-

ваться, шевелиться («ядро приходит в возбужденное состояние») и в конце концов раскалывается («деление ядра») на две половины («осколки деления»). Из каждой половинки выбегает по одному танцору\* («вторичные нейтроны»), которые сразу же начинают стремительно носиться между шарами. Пустые полушария разлетаются в противоположные стороны («кинетическая энергия осколков»). Побегав некоторое время, танцоры исчезают в недрах двух других шаров, с которыми происходит все то же самое, в результате чего число танцоров удваивается еще раз («размножение нейтронов») и их становится уже четыре. Образовавшиеся же четыре движущиеся полушария имитируют удвоенное выделяющейся энергии. Затем четыре новых танцора после непродолжительного танца попадают в другие четыре шара, «деление» которых приводит к образованию восьми полушарий — «осколков» и восьми танцоров — «вторичных нейтронов». Они, в свою очередь, «делают» восемь шаров и порождают уже шестнадцать танцоров. А дальше... дальше, очевидно, придется давать занавес, так как вряд ли удастся поместить на сцене больше пятнадцати больших шаров ( $1 + 2 + 4 + 8 = 15$ ).

Для большей аналогии с цепным процессом постановку можно усложнить. Некоторые танцоры могут во время танца убежать с основной площади сцены («вылет нейтрона за пределы активной зоны»), а затем, оттолкнувшись от кулисы, возвращаться на нее (действие «отражателя»); другие танцоры, попадая в шары, могут создавать внутри них какие-нибудь вспышки («радиационный захват нейтронов без деления»). Номер можно начать не с появления «космического нейтрона», а с имитации спонтанного деления — один из шаров раскалывается сам собой, а из него выбегают танцоры. Можно разнообразить число танцоров, выбегающих из шаров во время «деления» (два или три) и т. п.

Открытие цепной ядерной реакции деления наложило настолько сильный отпечаток на все последующее развитие ядерной физики, что 1942 и 1946 гг. можно считать датами нового рождения ядерной физики. О том, чего достигла ядерная физика за истекшие 25 лет этой своей второй жизни, как тесно переплелись ее достижения с достижениями других наук и какие задачи стоят перед ней сейчас, вы узнаете из последующих глав книги.

\* Второй предварительно залез в шар.

## Глава 7

### НА СТЫКЕ С ДРУГИМИ НАУКАМИ

Наука только тогда достигает совершенства, когда ей удается пользоваться математикой.

К. МАРКС

#### § 29. ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА И МАТЕМАТИКА

*Взаимосвязь физики и математики. — Три типа задач. — Задача о пьяном человеке и ее решение пьющим и непьющим читателем. — Читатель ставит опыт на себе. — Читатель на вертолете. — Сыграем в рулетку. — Бумажный человечек. — Метод Монте-Карло. — Бильярд в темную. — Сложная игра микрочастиц. — Расчет коэффициента размножения.*

Думается, что в век атомной энергии, космонавтики и электронных вычислительных машин нет необходимости доказывать неразрывную связь физики и математики. После того как научились вести «прицельную стрельбу» по Луне, Венере и Марсу, роль математики в физике стала очевидной даже самым неискушенным в науке людям.

Конечно, ядерная физика и физика элементарных частиц не являются исключением из общего правила и их развитие также очень тесно переплетено с развитием математики. Исключительная роль математики в развитии ядерной физики уже не раз подчеркивалась в этой книге и на примерах создания таких всеобъемлющих теоретических концепций, как теория относительности (гл. 2) или квантовая механика (гл. 3), и на примере открытия на кончике пера второй половины мира (уравнение Дирака, § 18 и 38), и на многочисленных примерах объяснения известных или предсказания неизвестных явлений менее крупного масштаба, например объяснение  $\alpha$ -распада (§ 18, п. 1), предсказание  $\Omega$ -гиперона (§ 39), создание теории цепной реакции (§ 26, 27).

Можно высказать следующую аксиому о взаимоотношениях физики и математики в процессе познания человеком природы.

Любое вновь обнаруженное физическое явление может быть правильно понято только после того, как оно будет изучено количест-

венно, т. е. *математически*\*. Количественные связи позволяют построить теорию этого явления (для чего опять нужна математика), которая в случае ее правильности может не только объяснить само исследуемое явление, но и предсказать нечто ранее неизвестное. Обнаружение предсказанного подтверждает правильность теории и приводит к ее торжеству. Но и правильная теория не вечна. Она остается справедливой только до тех пор, пока опять не будет открыто новое явление, не укладывающееся в теорию. Количественное изучение этого явления позволяет усовершенствовать теорию (или заменить ее другой) и т. д.

Словом, математику можно любить или ненавидеть (надеемся, что среди читателей этой книги последних нет!), считать ее царицей наук (Гаусс) или не считать наукой вообще (есть и такая точка зрения)\*\*, но не признавать ее роли в развитии науки во всяком случае нельзя. Считая этот тезис, как уже было сказано, общеизвестной аксиомой, мы хотим остановиться в данном разделе на одной менее известной широкому кругу людей стороне взаимоотношений физики и математики, а именно на описании математического метода, который позволяет решать просто и естественно, казалось бы, самые безнадежные физические задачи.

Те задачи, с которыми мы с вами встречались до сих пор, можно условно поделить на два типа:

1. Задачи о движении макроскопического тела, например падение камня, движение самолета, полет пули или ракеты (включая движение с пока еще недостижимыми субрелятивистскими скоростями).

2. Задачи о движении микрочастиц (например, электрона или  $\alpha$ -частицы).

Задачи первого типа (классическая и релятивистская механика) имеют свои трудности, но в принципе эти задачи характеризуются полной однозначностью ответа. При правильном учете условий падения камня или полета ракеты вы можете предсказать и изменение скорости движения, и время полета, и место падения.

Задачи второго типа (движение микрочастиц) с точки зрения квантовой механики также имеют однозначные решения потому, что в качестве их решений получаются волновые функции с известными параметрами. Однако при «переводе» квантовомеханических решений на привычный язык обычной механики мы попадаем в рамки ограничений, которые накладывает соотношение неопределенностей. Оказывается (подробно мы говорили об этом в § 16), для микрочастицы принципиально нельзя знать одновременно точные значения ее координат и скорости. Чем точнее известна ее скорость, тем

\* Под количественным изучением следует понимать не только установление численных и геометрических соотношений, но и абстрактное упорядочение изучаемого явления (см., например, § 39).

\*\* Она принадлежит известному американскому физико-теоретику, лауреату Нобелевской премии Р. Фейнману, который отнюдь не недооценивает математику (он сам много сделал для ее развития). Просто Фейнман считает естественной наукой такую область знания, которая проверяется опытом.

больше разброс в возможных значениях координат, и наоборот. Положение частицы, имеющей данную скорость, можно определить только с известной вероятностью.

Подчеркнем еще раз, что решения квантовомеханических задач не менее хороши, чем решения задач первого типа. Они вполне определены! Их неопределенность имеет кажущийся характер: она отражает своеобразную природу микрочастиц, которые в принципе нельзя считать мелкими камешками, летящими по определенной траектории.

Но есть еще один тип задач, в которых неопределенность решения проявляется по существу. Она возникает из-за невозможности учесть все *случайности* хаотически происходящего движения. Этот класс задач можно (опять-таки условно) назвать

### 3. Задачи случайного движения.

Классическим примером задачи такого рода является задача о броуновском движении небольших частиц, взвешенных в жидкости. Движение этих частиц происходит под действием ударов молекул жидкости. Случайный перевес ударов с одной стороны определяет направление и скорость перемещения частицы.

Задачи на случайное движение обычно решают методами теории вероятностей. Но, во-первых, мы с вами ее не знаем. Во-вторых, не со всеми задачами на случайное движение теория вероятностей может справиться (одну из таких задач мы вскоре рассмотрим) и, в-третьих, метод, о котором мы хотим рассказать, годится *не только* для задач о случайном движении. Речь идет о *методе статистических (случайных) испытаний*, или, как он иначе называется, о *методе Монте-Карло*. Метод этот замечателен тем, что с его помощью многие задачи решаются как бы «сами собой», почти без принципиального участия математика, роль которого сводится только к тому, чтобы следить за естественным ходом событий и фиксировать результаты. Для того чтобы наиболее наглядно проиллюстрировать особенности и возможности метода Монте-Карло, рассмотрим одну из простейших задач на случайное движение (которая легко решается методами теории вероятностей) — задачу о блужданиях пьяного человека\*.

Представьте себе, что вы возвращаетесь с вечеринки, где вам удалось (если вы пьющий) или пришлось (если непьющий) изрядно выпить. Сознание ваше сильно затуманено, ноги не слушаются,

\* Обычно при анализе этой задачи роль пьяного приписывают матросу, отдающему душу в кабаке после длительного морского плавания (см., например, Р. Фейнман «Лекции по физике», т. 4 стр. 59). Автор считает подобную практику не вполне законной по отношению к морякам, которые, как правило, книг по физике не читают и, следовательно, даже не подозревают о возведенной на них напраслине. По мнению автора, при решении подобных задач лучше вообще обходиться без посторонних, а ограничиваться узким кругом заинтересованных лиц: автор и читатель. Этим и объясняется сделанное дальше предположение о поведении читателя в специфических условиях рассматриваемой задачи. Автор надеется, что редактор и читатель отнесутся к этому предположению с чувством юмора и во всяком случае не усмотрят в тексте пропаганды пьянства.

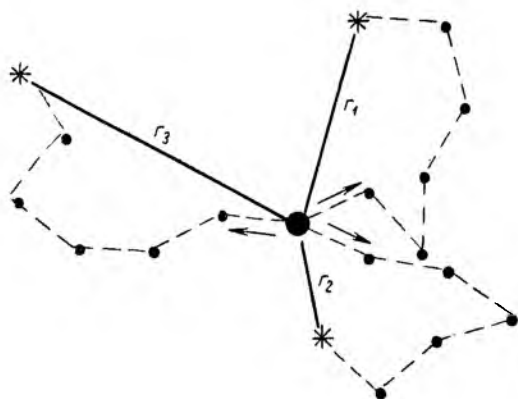


Рис. 35

но способность к движению еще не утрачена. Только движение это носит довольно бессмысленный или, выражаясь более научно, *случайный* характер. Вы с равной вероятностью можете шагнуть и вперед, и назад, и влево, и вправо, и под любым другим углом. Спрашивается, где вы окажетесь через  $n$  шагов (предполагается, что ни милицейского патруля, ни дружинников, ни канавы поблизости нет и что, сделав  $n$  шагов, вы

окончательно теряете равновесие, падаете и засыпаете).

Результат опыта, разумеется, будет неоднозначен (рис. 35): при первой попытке вы окажетесь от исходного места на одном расстоянии  $r_1$ , при второй — на другом  $r_2$ , при третьей — на третьем  $r_3$  и т. д. Все эти места будут отличаться не только удалением от исходной точки, но и расположением относительно нее (севернее, южнее и т. п.), т. е. между разными ответами, казалось бы, нет ничего общего. И все-таки это не так, задача имеет решение, и оно может быть получено читателем вполне *естественным* (с точки зрения данной задачи) путем, если только он проявит достаточно выдумки и упорства в достижении цели.

Вот, например, как решили задачу два читателя рукописи этой книжки. Назовем их условно пьющим и непьющим читателем. Прежде всего оба они согласились на том, что наиболее естественный путь решения задачи о пьяном человеке требует непременно участия самих пьяных. Далее их мнения несколько разошлись.

Пьющий читатель для получения ответа решил поставить «опыт на себе». Надо, сказал он, повторить описанное выше путешествие две-три тысячи раз, отмечая каждый раз колышком конечный пункт путешествия\*. Посмотрев затем на расположение колышков, продолжал читатель, я замечу в нем определенную закономерность (рис. 36). Наибольшее количество колышков окажется заключенным в широком кольце со средним радиусом  $R = \sqrt{n}$  шагов. Согласитесь, сказал пьющий читатель в заключение, что мною получено вполне добротное решение задачи о пьяном человеке, потому что, поль-

\* Читатель заметил при этом, что колышки можно забивать после того, как протрезвешь и проснешься на месте приземления и что колышки лучше носить с собой в кармане (чтобы в поисках колышка не потерять место приземления).

зуюсь рис. 36, я могу заранее оценить вероятность своего падения в любую точку местности при очередном «путешествии».

При разборе решения мы отдали должное его остроумию и естественности, но заметили, что оно получено очень дорогой ценой как в прямом (стоимость выпитого вина), так и в переносном (моральный ущерб) смысле и что для получения решения требуется очень много времени (более пяти лет). Первое замечание пьющий читатель категорически отверг, как не имеющее отношения к делу, но со вторым был вынужден согласиться.

Быстрый (но не менее естественный) способ получения решения задачи о пьяном человеке был предложен непьющим читателем. Я, сказал он, сам пить не буду, но соберу две-три тысячи пьющих приятелей, напою их до подходящего состояния, а затем буду через короткие промежутки времени (скажем, через секунду) выпускать по одному из отправной точки в «свободное плавание». Когда (примерно через час) последний мой приятель дойдет до своего конечного пункта и заснет там, я сяду в вертолет и сделаю сверху фотоснимок распределения заснувших приятелей. У меня получится картина, подобная изображенной на рис. 37, которая вполне аналогична рис. 36.

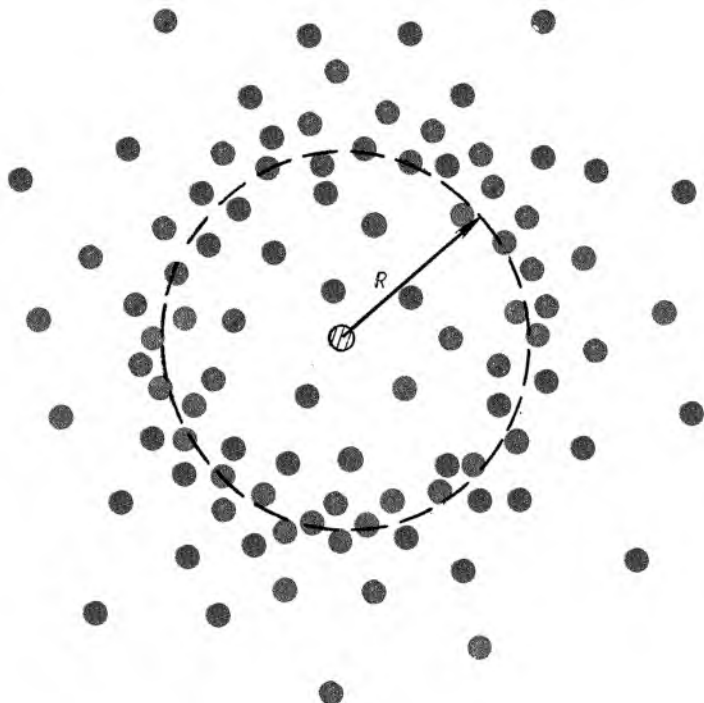


Рис. 36

Как видите, непьющий читатель получил решение задачи не менее естественным путем, чем пьющий, но гораздо быстрее. Однако при разборе этого решения оно также вызвало осуждение за громоздкость и дороговизну. (Кроме того, еще неизвестно, что хуже: регулярно пить самому или спаивать приятелей!)

В связи с этим возникает вопрос, нет ли какого-нибудь третьего, тоже естественного, но, так сказать, более культурного способа решения задачи о пьяном человеке? Другими словами, нельзя ли

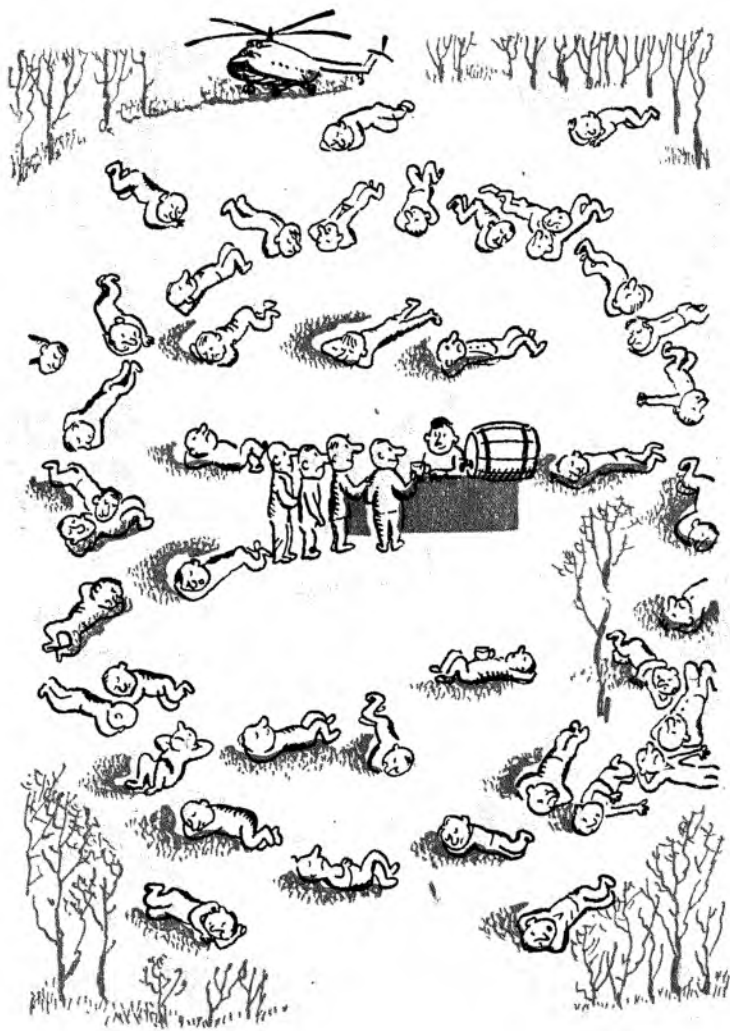


Рис. 37



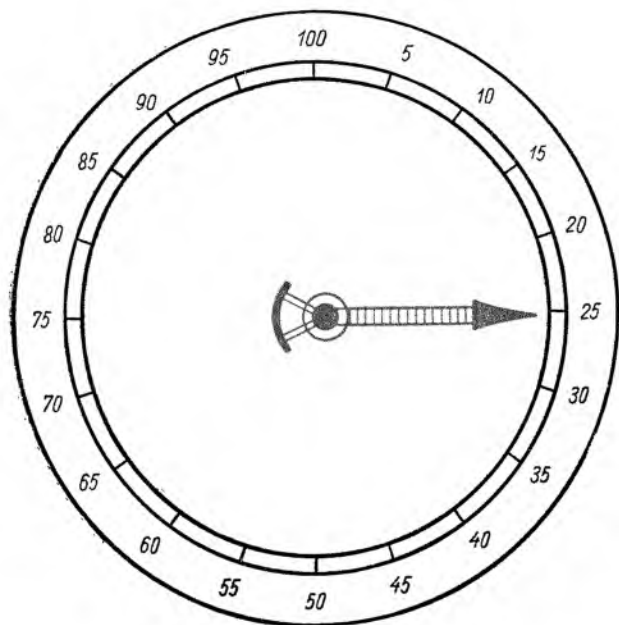


Рис. 38

решить задачу о пьяном человеке совсем без выпивки? Оказывается, можно!

Ведь в сущности вино нам было необходимо только для того, чтобы читатель или его приятели приобрели одно-единственное свойство пьяного человека — способность шагать с равной вероятностью в любом направлении. Все остальные стороны воздействия вина на человеческий организм нас не интересуют. А это означает, что нашего примитивно пьяного человека можно заменить простейшим роботом, работающим по программе: шаг вперед, вращение на месте на произвольный (случайный) угол, снова шаг вперед, опять вращение и т. д. После того как робот сделает  $n$  шагов, отмечаем место, до которого он дошел, переставляем его в начальную точку и снова заставляем шагать. И так две-три тысячи раз. Совершенно очевидно, что результат, полученный с помощью непьющего робота, будет ничем не хуже результатов, полученных с помощью самых добротных пьяниц.

Ну, а без робота нельзя обойтись? (Громоздко все-таки, хлопотно и дорого!) Оказывается, можно и без робота, а способ решения все же остается естественным. Вот здесь-то и приходит на помощь метод статистических (случайных) испытаний, который позволяет *моделировать* ходьбу пьяного человека *на бумаге*, т. е. как бы заменить живого человека «бумажным».

Представьте себе такую процедуру. В вашем распоряжении имеется круг, разграфленный на некоторое количество, например на 100, секторов. Сектор 0 (он же 100) соответствует направлению на север, сектор 25—на восток, сектор 50 — на юг и т. п. В центре круга — ось с насаженной на ней стрелкой (рис. 38).

Это «рулетка». «Игра» заключается в том, что вы приводите стрелку во вращение и смотрите, на каком секторе она остановится. Если, например, она остановилась на секторе 25, то это означает, что наш искусственный пьяница делает свой первый шаг на восток. Берем чертёж и отмечаем на нем соответствующую точку 1 (рис. 39).

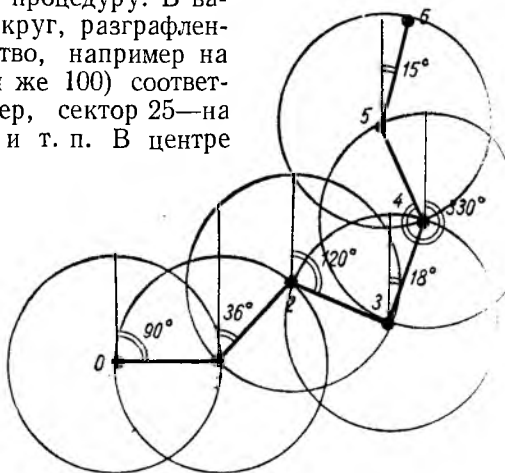


Рис. 39

Затем снова толкаем стрелку. Допустим, она остановится на секторе 10. Это означает, что наш бумажный человечек свой второй шаг делает на северо-северо-восток (азимут  $36^\circ$ ). Чтобы найти его положение на чертеже, надо поставить ножку циркуля в точку 1, начертить окружность радиусом «1 шаг» и провести прямую под углом  $36^\circ$  к вертикали. Пересечение прямой с окружностью и даст искомую точку 2. Заставив нашего «человечка» проделать таким же способом все  $n$  шагов, мы «укладываем его спать» на том месте, куда он пришел. Так получается первый результат. Затем таким же способом заставляем путешествовать второго бумажного человечка, потом третьего... и так две-три тысячи раз. Очевидно, что если наша рулетка сделана правильно, т. е. ее стрелка с *равной вероятностью* останавливается на *любом* секторе, то мы получим вполне добротное решение, ничем не отличающееся от решения, полученного с помощью живых людей. И притом не очень медленно, дешево и без морального разложения.

Метод, идею которого мы рассказали на примере задачи о пьяном человеке, и называется *методом Монте-Карло* [в «честь» места на земном шаре, где рулетка является главной достопримечательностью и основным источником дохода страны (рис. 40)]. Это замечательно простой и чрезвычайно остроумный по идее метод, который имеет очень широкое применение. Правда, по приведенному описанию у читателя может возникнуть сомнение в скорости получения результатов методом Монте-Карло. Но на самом деле сейчас «рулеткой» никто из физиков не пользуется. Мы рассказали о ней только для наглядности и для объяснения происхождения названия метода. Даже в «кустарных» домашних условиях читатель может обойтись

без рулетки и тем самым резко увеличить скорость получения результатов. Для этого достаточно вместо рулетки использовать телефонную книгу или таблицу выигрышей по лотерее, некоторые числа в которых носят вполне случайный характер. Беря, например, всегда две последние значащие цифры серии выигравших билетов, вы будете с равной вероятностью и вполне случайно получать все числа от 00 (т. е. 0,00) до 99 (т. е. 0,99), т. е. получите полный эквивалент нашей «рулетки».

В условиях физической лаборатории обсчет по методу Монте-Карло вообще делается практически мгновенно, так как все операции производит электронная вычислительная машина. По специальной программе она вырабатывает случайные числа от 0 до 1 (с двумя, тремя или с еще большим числом значащих цифр). С каждым из этих чисел сопоставляется определенное направление движения бумажного человечка. После выявления направления первого шага машина делает этот шаг, т. е. вычисляет координаты человечка на плоскости  $x$  и  $y$  и запоминает их. Затем она вырабатывает новое случайное число, которое определяет направление второго шага и т. д. После  $n$  шагов машина не только запоминает координаты, но и выдает их наружу, т. е. печатает на ленте. Затем все повторяется для второго, третьего и т. д. человечков, причем все это машина делает настолько быстро, что время получения результата определяется только скоростью печатания его на ленте. Более того, программа работы машины может быть составлена так, что она будет давать на выходе не координаты отдельных человечков, а гистограмму распределения координат по концентрическим кольцам разных радиусов, т. е. числовое выражение той фотографии, которую читатель получил с вертолета. При такой постановке задачи машине для получения результата нужно меньше времени, чем читателю для прочтения этого абзаца.

Разумеется, метод Монте-Карло используется не для таких простых задач, как только что рассмотренная. Как мы уже говорили,



Рис. 40

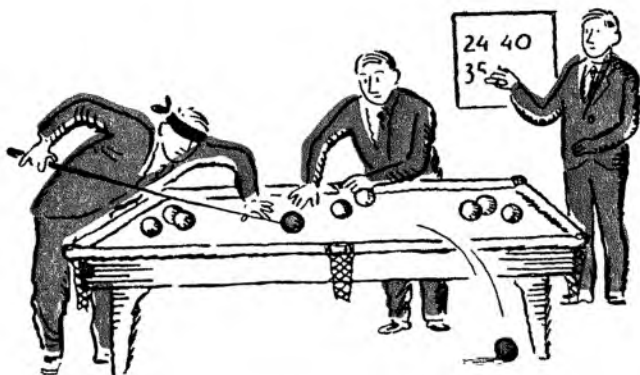


Рис. 41

подобные задачи можно решить и методами теории вероятностей. Но вот задача посложнее.

Представьте себе, что вы играете в бильярд. Если вы хороший игрок, то ни один ваш удар не принесет вам никаких неожиданностей: вы наперед знаете, в какой шар попадете, куда полетят столкнувшиеся шары, какой из них попадет в лузу. Тогда, убедившись в вашем искусстве, вам предлагают сыграть в бильярд с завязанными глазами. Условия игры такие. Вы все время играете одним и тем же шаром (после каждого удара вам его подставляют снова на старое место), а ваш партнер следит за его судьбой и записывает полученный результат (рис. 41). При таких условиях игры движение шаров будет подчиняться тем же законам механики, как и раньше, но результаты будут совсем другими. В движении шаров появится элемент *случайности*. В одном случае шар, который вы толкнули кием, может не попасть ни в один из шаров, а, долетев до борта, либо попасть в лузу, либо перелететь через борт, либо отскочить (под *неизвестным* углом) от борта, полететь в другую (*неизвестную*) сторону и т. д. В другом случае шар может (пройдя *неизвестное* расстояние) столкнуться с каким-то (*неизвестно каким*) шаром и после столкновения полететь под *неизвестным* вам углом с *неизвестной* скоростью. Дальнейшая его судьба также *неизвестна*. Он может попасть в лузу, может отскочить от борта и может перескочить через него. Спрашивается, можно ли хоть в какой-то степени предсказать поведение такого бильярдного шара? Очевидно, здесь теория вероятностей окажется в затруднении. Слишком велико разнообразие возможностей, чтобы их можно было описать аналитически. Методу же Монте-Карло эта задача вполне по плечу, так как он позволяет *смоделировать* вашу игру и проследить на бумаге во всех деталях за судьбой бумажного «шара» для нескольких тысяч ударов бумажным «кием».

Вы можете возразить, что эта задача надуманна, что она не имеет никакого смысла и т. п. В том-то и дело, что это не так. Совсем

наоборот! Это типичная задача из физики элементарных частиц, с той только разницей, что атомы среды, через которую летит частица, не покоятся (как бильярдные шары), а находятся в *хаотическом* (по направлению) движении с разными скоростями; что сама частица (в отличие от шара, которым вы играли) в любом месте своей траектории может распасться на другие частицы; что при столкновении она может не только рассеяться, но и поглотиться; что нуклоны внутри атомного ядра, с которым сталкивается частица, находятся в хаотическом движении со средней кинетической энергией 20—25 Мэв и т. п. Таким образом, игра на бильярде втемную — это пустяк по сравнению с той игрой, которую ведут между собой частицы микромира. И вот эту очень сложную игру тоже можно смоделировать методом Монте-Карло! Конечно, это уже не такая простая задача, как моделирование случайных движений пьяного человека. Но принципы ее решения остаются столь же простыми и естественными: с помощью случайных чисел разыгрываются разные возможности для всех составных элементов очень сложной судьбы микрочастицы\*.

В качестве примера рассмотрим задачу определения коэффициента размножения ядерного реактора.

Напомним, что коэффициентом размножения  $k$  называется отношение числа нейтронов в двух последовательных поколениях  $N_i/N_{i-1}$  (см. § 27 и 28). Величина  $k$  зависит как от внутренних (характеристики ядер тех веществ, из которых построен реактор), так и от внешних параметров реактора (размеры, форма, конструктивные особенности и т. п.). Изменение любого из этих параметров приводит к увеличению или уменьшению  $k$ . Рассчитать теоретически оптимальное соотношение параметров очень трудно, особенно если реактор имеет несимметричную конструкцию. Вместе с тем методом Монте-Карло эта задача решается «автоматически». Вот грубая схема соответствующего расчета для реактора, работающего на естественном уране.

Предположим, что в начальный момент времени  $t_0$  в реакторе возникло некоторое количество  $N_1$  (например, 1000) нейтронов первого поколения. Проследим за судьбой каждого из этих нейтронов, учитывая все многообразие возможностей их поведения: неупругое рассеяние быстрых нейтронов в уране и конструкционных материалах, деление быстрыми нейтронами ядер  $U^{238}$  и  $U^{235}$  с образованием нейтронов второго поколения, замедление быстрых нейтронов в серии упругих соударений с ядрами замедлителя, резонансный захват медленных нейтронов ядрами  $U^{238}$ , диффузия тепловых нейтронов в замедлителе, захват тепловых нейтронов ядрами урана,

\* Разумеется, человек, составляющий программу для электронной вычислительной машины, кроме самой машины должен прекрасно знать математику и в особенности физику изучаемых процессов. Только при этих условиях сложная судьба частицы приводит к трудностям не принципиального, а скорее технического характера.

замедлителя и др., вылет нейтронов за пределы реактора, деление тепловыми нейтронами ядер  $U^{235}$  с образованием нейтронов второго поколения. Если при прослеживании за судьбой нейтронов мы ничего не забыли, то отношение  $k_1 = N_2/N_1$  числа возникших нейтронов второго поколения  $N_2$  к числу нейтронов первого поколения  $N_1$

$$k_1 = \frac{N_2}{N_1}$$

даст первое очень грубое приближение к значению коэффициента размножения  $k$ .

Мы говорим «очень грубое приближение», потому что на величине  $k_1$  могли сказаться начальные условия задачи, например «размещение» нейтронов первого поколения по активной зоне. Поэтому всю процедуру надо повторять (при тех же параметрах реактора) для нейтронов второго, третьего и т. д. поколений и делать это до тех пор, пока не будет «забыта» начальная обстановка, т. е. пока все последующие значения  $k_n, k_{n+1}, k_{n+2}$  не сделаются одинаковыми (в пределах статистической погрешности)\*. Это предельное значение  $k$  и будет искомым коэффициентом размножения для данной конкретной системы.

Чтобы почувствовать, как влияет на величину  $k$  изменение какого-либо внутреннего или внешнего параметра (или нескольких параметров одновременно), надо весь расчет повторить при измененных параметрах.

Несколько слов о технике самого расчета.

Нейтроны первого поколения могли возникнуть в любой точке активной зоны, где имеются ядра урана. Предположив, что вероятность возникновения их в каждой из этих точек одинакова, можно найти координаты нейтронов методом статистических испытаний. Если, например, активная зона реактора имеет форму параллелепипеда со сторонами  $a, b$  и  $c$  (что мало правдоподобно для реальных систем), то координата  $x_1$  первого нейтрона получается умножением случайного числа, взятого в интервале  $0-1$ , на  $a$ , координата  $y_1$  — умножением другого случайного числа на  $b$ , координата  $z_1$  — умножением третьего случайного числа на  $c$ . Аналогично определяются координаты 2-го, 3-го, ...  $N_1$ -го нейтронов.

Каждый из этих нейтронов может иметь любое значение кинетической энергии в диапазоне  $0-15$  Мэв (верхняя граница условна). Вероятность того, что данный нейтрон имеет какое-нибудь конкретное значение энергии из этого диапазона, определяется формой энергетического спектра нейтронов деления. Поскольку спектр известен\*\*, то, воспользовавшись методом статистических испытаний, можно «выбрать» (разыграть) для нейтрона определенное значение

\* Для уменьшения этой погрешности надо увеличивать число  $N_1$ .

\*\* Спектр нейтронов деления быстро нарастает от нуля при энергии нейтронов  $T = 0$  до максимума при  $T \cong 0,7$  Мэв, а затем медленно спадает к нулю. Средняя энергия нейтронов деления равна  $T \cong 2$  Мэв. Данные о спектре могут быть «заложены» в электронную вычислительную машину.

энергии. Зная энергию нейтрона  $T$ , можно вычислить скорость его движения, точнее говоря, абсолютную величину скорости

$$|\mathbf{v}| = \sqrt{\frac{2T}{m}}.$$

Для определения направления скорости надо провести очередной розыгрыш, вроде того, какой мы раньше делали для определения направления движения бумажного человечка. Только на этот раз надо разыгрывать возможные направления не на плоскости, а в пространстве и учитывать, что не все направления равновероятны (например, при столкновении с неподвижным протоном нейтрон не может рассеяться назад). Однако эти особенности не приводят к сколько-нибудь серьезным затруднениям.

Итак, мы будем считать, что нам стало известно, из какой точки, куда и с какой скоростью (энергией) летит каждый из  $N_1$  нейтронов первого поколения. Спрашивается, как проследить за их дальнейшей судьбой?

Нейтрон с данной энергией  $T$  может пройти в среде (в данном случае в уране) до первого соударения с ядром некоторый путь  $l_1$ . Набор возможных значений  $l_1$  и относительная вероятность их осуществления определяются энергией нейтрона и свойствами среды. Конкретная величина  $l_1$  находится методом статистических испытаний, что опять-таки делает машина. Далее надо сравнить найденную величину  $l_1$  с толщиной слоя урана  $\delta$  в направлении движения нейтрона (это сравнение тоже делает машина). При  $\delta < l_1$  нейтрон выйдет за пределы урана, и для него требуется отдельное рассмотрение (см. ниже). При  $\delta > l_1$  нейтрон, пройдя путь  $l_1$ , испытает соударение с одним из ядер урана. В этом случае для нейтрона надо разыграть (с учетом известных вероятностей) разные способы взаимодействия (неупругое рассеяние, захват, деление). Если в результате розыгрыша получится, что нейтрон захватывается ядром урана, то он погибает, и за ним больше следить не надо (однако нужно учесть возможность появления небольшого количества нейтронов второго поколения за счет деления  $U^{238}$  быстрыми нейтронами). Если же нейтрон испытает рассеяние, то для него надо снова разыгрывать энергию и направление движения, находить величину пути  $l_2$  до второго соударения и т. д.

В конце концов «выживший» нейтрон выйдет за пределы урана, и его дальнейшую судьбу надо проследивать в новой среде с новыми характеристиками и, следовательно, с другими пробегами до взаимодействия и даже другими процессами (замедление быстрых и диффузия тепловых нейтронов). Но принцип «слежения» за нейтроном остается и здесь таким же: мы заставляем нейтрон двигаться в замедлителе до тех пор, пока он не выйдет за пределы замедлителя или (что бывает очень редко) пока не захватится одним из ядер замедлителя. Выйти из замедлителя нейтрон может в разные места: либо в блок урана, либо в конструкционные элементы реак-

тора (например, в один из регулирующих стержней или в систему для теплосъема), либо, наконец, вообще за пределы реактора\*.

За нейтронами, поглощенными ядрами замедлителя, управляющих стержней и других конструкционных материалов, а также за вылетевшими нейтронами можно больше не следить. Что касается нейтронов, попавших в блок урана, то для них надо снова проводить розыгрыш возможных процессов (захват без деления, рассеяние, деление  $U^{235}$ ), но теперь уже при других энергиях (низких и тепловых).

В процессах захвата без деления нейтроны исчезают, так что за этими нейтронами тоже не надо следить. Таким образом, в конце концов от первого поколения остаются только нейтроны, вызывающие деление изотопа  $U^{235}$  с образованием нескольких быстрых вторичных нейтронов. Число вторичных нейтронов  $\nu$  является внутренней характеристикой ядерного горючего. Для урана оно меняется в пределах от 0 до 5. Среднее значение  $\bar{\nu} = 2,5$ . Конкретное значение  $\nu$  для каждого акта деления может быть получено методом розыгрыша.

Подсчитав сумму всех  $\nu$  и введя поправку на эффект от деления  $U^{238}$  быстрыми нейтронами, получим суммарное количество нейтронов  $N_2$ , рожденных во втором поколении. Далее надо разыгрывать энергию и направление движения нейтронов второго поколения, используя те рецепты, которые уже были описаны для нейтронов первого поколения.

Итак, круг замкнулся, задача решена до конца. Из  $N_1$  нейтронов первого поколения получено  $N_2$  нейтронов второго поколения. Повторяя процедуру, можно из этих  $N_2$  нейтронов получить  $N_3$  нейтронов третьего поколения и т. д., а беря серию последовательных отношений

$$k_1 = \frac{N_2}{N_1}; \quad k_2 = \frac{N_3}{N_2}, \dots, \quad k_n = \frac{N_{n+1}}{N_n},$$

все больше и больше приближаться к значению коэффициента размножения  $k$ .

Возможно, что после прочтения этого раздела у читателя, вопреки заверениям автора, сложилось впечатление о большой сложности метода Монте-Карло. Но это впечатление ошибочное: во-первых, рассмотренная задача относится к числу довольно сложных, во-вторых, все трудности преодолеваются только один раз — при составлении схемы и программы расчета для какого-нибудь одного набора значений параметров. Изменение параметров сводится к замене в программе нескольких чисел и поэтому не вызывает затруднений.

\* Перед выходом из реактора нейтроны попадают в отражатель, который возвращает значительную часть нейтронов обратно в активную зону. Этот процесс также надо учитывать, однако движение нейтронов в отражателе аналогично их движению в замедлителе. Поэтому он не требует особого рассмотрения.



В заключение подчеркнем особое значение метода Монте-Карло для ядерной физики при проектировании новых сложных физических экспериментов с учетом возможностей использующихся в нем ускорителей и детекторов, а также при обработке результатов, полученных в экспериментах (в частности, при оценке фона).

### § 30. ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА И ХИМИЯ

*Три трудности: очень мало, очень похожи, очень быстро распадаются. — Как открыли искусственную позитронную радиоактивность. — Метод носителя. — Читатель ставит опыт с горохом. — Искусственная электронная радиоактивность. — Метод Сицларда — Чалмерса. — Свойства осколков деления. — Первый трансурановый элемент — нептуний. — Ионообменная хроматография. — Плутоний. — Ультрамикрoхимия. — 17 атомов менделевия. — Без химиков плохо. — Открытие 104-го. — Элемент, живущий 0,3 сек! — Экспресс-химия. — Химические свойства по 11 атомам!*

Многие задачи ядерной физики были решены (и продолжают решаться) физиками в тесном контакте и при прямом участии химиков. Назовем некоторые из них: открытие и изучение искусственной радиоактивности, открытие и изучение ядерной изомерии, открытие деления, получение трансурановых элементов.

Общим для всех перечисленных работ является необходимость идентификации, выделения и изучения относительно очень малого количества некоторого получающегося в эксперименте вещества из огромного количества других (исходных) веществ. Это очень трудная задача.

Трудности ее решения определяются, во-первых, тем, что в ряде случаев понятие «малости» имеет не только относительный, но и абсолютный смысл. Зачастую приходится изучать физические и химические свойства *микроскопически малых* количеств вещества, которые нельзя обычными способами ни взвесить, ни растворить, ни профильтровать. Более того, иногда приходится определять физические и химические свойства нового вещества даже *по нескольким атомам!*

Вторая трудность, которая тоже очень часто встречается при решении этой задачи, связана с необходимостью выделения нового вещества в условиях практической *тождественности* его химических свойств со свойствами исходных веществ. Так, например, в настоящее время установлено, что торий ( ${}_{90}\text{Th}$ ), протактиний ( ${}_{91}\text{Pa}$ ), уран ( ${}_{92}\text{U}$ ) и все последующие трансурановые элементы, включая лоуренсий ( ${}_{103}\text{Lr}$ ), образуют группу актиноидов, атомы которых по строению электронных оболочек аналогичны атомам группы редкоземельных элементов — лантаноидов. Так же, как и в случае лантаноидов, все атомы из группы актиноидов имеют одинаковое количество валентных электронов, т. е. одинаковые химические свойства. Понятно, что обычные методы химического разделения,

основанные на использовании резкого различия в химических свойствах, в этом случае не пригодны.

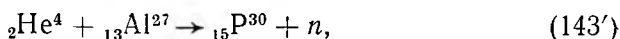
Наконец, третья специфическая трудность, с которой столкнулись физики и химики при решении ядернофизических задач, заключается в малом времени жизни выделяемых радиоактивных веществ. Так, например, периоды полураспада некоторых трансурановых элементов составляют всего-навсего десятые доли секунды. Ясно, что в таких условиях классические методы химического анализа, состоящие из сравнительно медленных процедур (растворение, нагревание, фильтрование и т. п.) совершенно непригодны; нужны особые методы *экспрессной* химии, позволяющие изучить химические свойства элемента за ничтожно короткое время его существования.

В довершение всего перечисленные трудности редко проявляются поодиночке; чаще бывает так, что приходится бороться с ними всеми одновременно! О том, как физики и химики преодолевали эти трудности, мы и расскажем в данном разделе книги на примерах открытия и изучения искусственной радиоактивности и трансурановых элементов.

Как вы знаете, в 1932 г. при изучении реакции взаимодействия  $\alpha$ -частиц с ядрами бериллия были открыты нейтроны. После открытия нейтронов опыты по облучению легких ядер  $\alpha$ -частицами не прекращались и продолжали приносить важные результаты. Так, в 1933 г. рядом физиков было показано, что во время облучения  $\alpha$ -частицами легких ядер последние начинают испускать позитроны. А в 1934 г. Ирен и Фредерик Жолио-Кюри обнаружили, что у некоторых веществ (Al, B, Mg) способность испускать позитроны сохраняется на некоторое время и *после того*, как облучение  $\alpha$ -частицами уже прекращено. Изучение этого явления показало, что по своим свойствам оно аналогично естественной радиоактивности тяжелых элементов. А именно: интенсивность испускания позитронов убывает по экспоненциальному закону; скорость убывания интенсивности для разных веществ различна и может быть охарактеризована периодом полураспада; величина периода полураспада данного элемента не зависит от внешних условий. Наблюдаемое явление было названо *искусственной*  $\beta^+$ -радиоактивностью.

Ирен и Фредерик Жолио-Кюри предложили следующее объяснение происхождению искусственной радиоактивности. (Мы рассмотрим его на примере Al, используя современную терминологию.)

Предположим, что процесс взаимодействия  $\alpha$ -частиц с ядрами Al описывается реакцией



в которой образуется нейтрон и радиоактивный изотоп фосфора  ${}_{15}\text{P}^{30}$  (в то время его называли *радиофосфором*). Ядро  ${}_{15}\text{P}^{30}$  содержит 15 протонов и 15 нейтронов. Но это соотношение не удовлетворяет формуле (2)  $Z = \frac{A}{1,98+0,015A}z$ , для стабильных изотопов при

$A = 30$ . Согласно этой формуле, стабильное ядро из 30 нуклонов должно содержать не 15, а 14 протонов. Таким ядром является  ${}_{14}\text{Si}^{30}$ . Именно это ядро из всех ядер с массовым числом  $A = 30$  имеет наименьшую массу  $M_{\text{я}}$  (и, значит, наименьшую энергию покоя  $E = M_{\text{я}}c^2$ ). В частности, из сравнения масс ядер  ${}_{15}\text{P}^{30}$  и  ${}_{14}\text{Si}^{30}$  следует, что первое тяжелее второго на восемь электронных масс

$$\Delta M = M_{\text{я}}({}_{15}\text{P}^{30}) - M_{\text{я}}({}_{14}\text{Si}^{30}) \simeq 8 m_e. \quad (144)$$

Поэтому для ядра  ${}_{15}\text{P}^{30}$  энергетически выгоден процесс самопроизвольного превращения в ядро  ${}_{14}\text{Si}^{30}$  за счет испускания позитрона при  $\beta^+$ -распаде\*:



( $\beta^-$ -распад запрещен законом сохранения электрического заряда). В процессе  $\beta^+$ -распада один из протонов ядра  ${}_{15}\text{P}^{30}$  преобразуется в нейтрон.

Чтобы доказать правильность предложенного объяснения, Ирен и Фредерик Жолио-Кюри должны были экспериментально убедиться в том, что при облучении алюминиевой мишени  $\alpha$ -частицами *некоторые из ядер алюминия действительно преобразуются в ядра фосфора*, что эти ядра *можно извлечь* из алюминиевой мишени и что искусственная *радиоактивность уйдет* из мишени *вместе* с извлеченными ядрами  ${}_{15}\text{P}^{30}$ . Это было сделано двумя способами.

В первом способе использовалось различие в химических свойствах алюминия и фосфора. Ученые растворили облученную алюминиевую мишень в соляной кислоте и обнаружили выделение газа, которым мог быть только  $\text{PH}_3$  (именно такие соединения с водородом дают элементы V группы периодической системы:  $\text{NH}_3$ ,  $\text{AsH}_3$ ). Этот газ собрали и изучили его свойства. Оказалось, что он радиоактивен и имеет тот же самый период полураспада, что и облученная алюминиевая мишень. Сам же раствор потерял свои радиоактивные свойства.

Во втором способе (он называется соосаждением с помощью *носителя*) была, наоборот, использована одинаковость химических свойств у всех изотопов данного элемента.

Представьте себе, что вам надо выделить из раствора некий содержащий там радиоактивный элемент. Вы знаете (или предполагаете, что знаете) химические свойства этого элемента и вам известны те химические процессы, с помощью которых его можно выделить из раствора (например, в виде нерастворимого осадка). Однако известная вам методика требует, чтобы в растворе содержалось заметное количество этого элемента (хотя бы для того, чтобы осадок можно было увидеть и отделить от раствора\*\*). Естественно, что эта

\* Напомним, что  $\beta^+$ -распад сопровождается испусканием нейтрино.

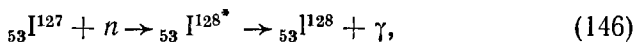
\*\* Кроме того, при очень малом содержании нерастворимого вещества осадок из него вообще не формируется.

методика не пригодна для решения поставленной задачи, так как обычно в результате облучения возникает ничтожно малое количество радиоактивного вещества. Как же быть? А вот как.

Добавим к раствору, содержащему ничтожно малое количество радиоактивного изотопа, достаточно большое количество некоторого вещества, содержащего другой (нерадиоактивный) изотоп того же элемента (в нашем примере надо добавить химическое соединение стабильного изотопа фосфора  $^{15}\text{P}^{31}$ ). Это и есть *носитель\**. Так как химические свойства у обоих изотопов фосфора одинаковы, то при выполнении некоторых условий в растворе пойдет процесс *изотопного обмена*, который приведет к тому, что практически все атомы радиоактивного фосфора  $^{15}\text{P}^{30}$  окажутся в составе молекул добавленного соединения\*\*. Выделив это соединение обратно из раствора, мы тем самым выделим из него и все радиоактивные атомы  $^{15}\text{P}^{30}$ . Операция обратного выделения из раствора носителя вместе с радиоактивным изотопом называется *соосаждением*. Соосаждение возможно потому, что носителя достаточно много и он обладает подходящими химическими свойствами (таким его выбрали).

Вскоре после открытия искусственной позитронной радиоактивности была открыта и *искусственная электронная радиоактивность*.

В 1934 г. Э. Ферми с сотрудниками показали, что при облучении ядер нейтронами, как правило, идет реакция ( $n, \gamma$ ), приводящая к образованию радиоактивного изотопа того же самого элемента, из которого сделана мишень. Например, при облучении нейтронами  $^{53}\text{I}^{127}$  идет реакция



где звездочкой отмечено возбужденное состояние ядра\*\*\*. Образующийся радиоактивный изотоп йода  $^{53}\text{I}^{128}$  имеет избыточное коли-

\* В качестве носителя можно также использовать элементы с близкими химическими свойствами, например элементы из той же подгруппы периодической системы Менделеева.

\*\* Так получается потому, что атомов  $^{15}\text{P}^{30}$  во много-много раз меньше, чем атомов  $^{15}\text{P}^{31}$ . В связи с этим вероятность обратного выхода атомов  $^{15}\text{P}^{30}$  из соединения в раствор при повторных актах обмена очень мала. «Экспериментально» в этом можно убедиться, сделав следующий опыт. Возьмите глубокую тарелку сухих горошин (атомы носителя  $^{15}\text{P}^{31}$ ), поставьте рядом с ней блюдечко с 10 такими же по размерам и форме горошинами, но другого цвета (радиоактивные атомы  $^{15}\text{P}^{30}$ ), накройте все это платком и, подсунув под платок руки, меняйте местами горошины из тарелки и блюдца (изотопный обмен). Естественно, что при первом обмене все цветные горошины перейдут в тарелку, а 10 обычных окажется в блюдце. Но и многократное повторение обмена также не изменяет положения (для успеха опыта надо перемешивать горошины в тарелке после каждого обмена). Если количество горошин в тарелке во много раз больше, чем в блюдце, то окрашенные горошины практически никогда не вернутся в блюдце. (Конечно, случайно в блюдце может иногда попасть одна окрашенная горошина, но это будет наблюдаться чрезвычайно редко и общего вывода не изменит).

\*\*\* Возбуждение ядра возникает за счет энергии связи  $\epsilon_n$  захваченного нейтрона ( $\epsilon_n \approx 8 \text{ МэВ}$ ).

чество нейтронов и переходит в более устойчивое состояние в результате испускания электрона по схеме



Спрашивается, как выделить  $\text{I}^{128}$ ? Ясно, что метод носителя в прежнем варианте не применим из-за одинаковости химических свойств у  $\text{I}^{127}$  и  $\text{I}^{128}$ . В таких случаях может быть использован метод Сцилларда — Чалмерса. Этот метод основан на *изменении химического состояния* атома в результате испускания его ядром  $\gamma$ -кванта.

Если, например,  $\text{I}^{127}$  взять не в свободном виде, а в форме иодистого этила  $\text{C}_2\text{H}_5\text{I}$ , то образующийся атом  $\text{I}^{128}$  получает после испускания  $\gamma$ -кванта настолько большую кинетическую энергию отдачи, что *вылетает из молекулы* и оказывается в свободном состоянии. Таким образом,  $\text{I}^{128}$  переходит в другое химическое состояние по сравнению с  $\text{I}^{127}$  (входившим в состав молекул  $\text{C}_2\text{H}_5\text{I}$ ) вследствие чего к нему может быть применен обычный метод носителя. Умелое сочетание метода Сцилларда — Чалмерса с методом носителя позволяет повысить концентрацию радиоактивного изотопа в миллионы раз.

Использование кинетической энергии отдачи вообще очень широко практикуется в ядерной физике и радиохимии для выделения тех или иных ядер. Приведем несколько примеров.

Вскоре после открытия деления урана была поставлена серия опытов с целью обнаружения предсказанных свойств этой новой реакции. Один из опытов был посвящен доказательству образования при делении  $\beta$ -радиоактивных осколков с большой кинетической энергией (см. § 24). Этот опыт был выполнен в 1939 г. Ф. Жолио-Кюри по следующей схеме (рис. 42). Внутрь бакелитового цилиндра *БЦ* был вставлен латунный цилиндр *ЛЦ* (несколько меньшего радиуса), покрытый снаружи тонким слоем урана *У*. В центре латунного цилиндра находился источник нейтронов *И*. Когда по прошествии некоторого времени бакелитовый цилиндр был поднесен к бета-счетчику, то последний зарегистрировал  $\beta$ -радиоактивность. При повторении опыта без латунного цилиндра  $\beta$ -радиоактивность у бакелитового цилиндра не появлялась. Отсюда следовало, что источником  $\beta$ -радиоактивности могли быть только радиоактивные осколки урана, вылетевшие из него при делении и осевшие на внутреннюю поверхность бакелитового цилиндра.

В 1940 г. та же идея энергии отдачи была использована Мак-Милланом и Эйблсоном для обнаружения первого трансуранового элемента — нептуния  ${}_{93}^{\text{Np}}$ .

Если самый тяжелый элемент периодической системы из встречающихся в природе — уран  ${}_{92}^{\text{U}}$  — облучить нейтронами, то по аналогии с процессом (146) должен образоваться более тяжелый  $\beta$ -радио-

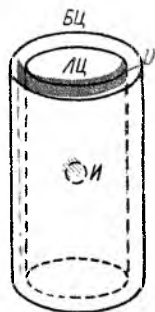
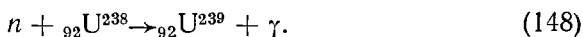


Рис. 42

активный изотоп урана  ${}_{92}\text{U}^{239}$ :



В процессе  $\beta^-$ -распада из ядра  ${}_{92}\text{U}^{239}$  вылетает электрон, уносящий единичный электрический заряд. Поэтому (в соответствии с законом сохранения электрического заряда) заряд ядра, получающегося после  $\beta^-$ -распада, должен повыситься на единицу, т. е. сделаться равным  $Z = 93$ :



Образующийся 93-й элемент  ${}_{93}\text{Np}$  также должен быть  $\beta^-$ -радиоактивным с характерным (только для него) периодом полураспада. Этим и можно воспользоваться для доказательства образования нептуния. Однако дело затрудняется тем, что при облучении урана нейтронами кроме реакций (148) и (149) идет реакция деления урана с образованием многочисленных радиоактивных осколков и продуктов\* деления, имеющих самые разнообразные периоды полураспада. При этом как ядра нептуния, так и ядра осколков оказываются сосредоточенными в одном и том же месте (в облученной урановой мишени).

Для отделения радиоактивности нептуния от радиоактивности осколков и была использована идея предыдущего опыта. В самом деле, после облучения нейтронами наружная поверхность латунного цилиндра будет содержать кроме ядер урана еще осколки деления и ядра нептуния. Внутренняя же поверхность бакелитового цилиндра — только осколки деления. Сравнивая радиоактивности обоих цилиндров по скорости их убывания со временем, можно обнаружить для  $\beta^-$ -радиоактивности латунного цилиндра два «лишних» периода полураспада  $T_{1/2} = 23$  мин и  $T_{1/2} = 2,33$  дня, которых нет у  $\beta^-$ -радиоактивности бакелитового цилиндра. Первый из них принадлежит тяжелому изотопу урана  ${}_{92}\text{U}^{239}$ , а второй — трансурановому элементу нептунию  ${}_{93}\text{Np}^{239}$ . Используя радиоактивность с периодом полураспада  $T_{1/2} = 2,33$  дня в качестве «метки» нового элемента, можно выделить и сам элемент.

Как уже было сказано, операция выделения конкретного трансуранового элемента чрезвычайно затрудняется сходством химических свойств у всех актиноидов. Эта трудность преодолевается применением специальных методов, например метода *ионообменной хроматографии*. Оказывается, некоторые смолы обладают различной адсорбирующей способностью по отношению к ионам разных размеров и зарядов. Если пропускать раствор, содержащий ионы различных актиноидов, через *ионообменную колонку*, т. е. длинную трубку, заполненную смолой, то некоторые ионы адсорбируются уже в самом верху колонки, другие пройдут дальше, а третьи спустятся

\* Продукты деления — ядра, образующиеся в процессе последовательного  $\beta^-$ -распада осколков деления.

почти до самого низа. Такие пространственно разделенные ионы сравнительно легко вывести из колонки отдельно по сортам.

Наибольшее практическое значение имеет второй трансурановый элемент — плутоний, который может быть получен в результате  $\beta^-$ -распада нептуния:



По своим ядерным свойствам  ${}_{94}\text{Pu}^{239}$  аналогичен  ${}_{92}\text{U}^{235}$  и широко используется в качестве ядерного горючего. Так же, как  ${}_{92}\text{U}^{235}$ , изотоп плутония  ${}_{94}\text{Pu}^{239}$  с большой эффективностью делится тепловыми нейтронами, испуская при этом около 3 вторичных нейтронов.

Получение  ${}_{94}\text{Pu}^{239}$  не связано с разделением изотопов, что, как известно, является очень трудной задачей. Для получения плутония используется ядерный реактор, в котором наряду с процессом деления урана идут реакции (148) — (150). Конечно, получить плутоний в больших количествах было тоже очень и очень нелегко. Достаточно заметить, что заводы для получения плутония в *килограммовых* количествах были спроектированы на основании результатов опытов, проведенных с *микрограммами* плутония. Для этих опытов была специально разработана методика *ультрамикрохимии*, рассчитанная на проведение химических исследований в микромасштабе. Эта методика требует специальных приемов и специальной аппаратуры. В арсенале ультрамикрохимии находятся «пробирки», изготовленные из капилляров диаметром 0,1—1 мм, весы с точностью до  $10^{-8}$  г. Операции производятся только под микроскопом и отнюдь не руками, а при помощи микроманипулятора. Очень важно, что ультрамикрохимия имеет дело с нормальными концентрациями. Это и позволило сравнительно просто перейти от микромасштабов к масштабам промышленным.

Наличие больших количеств плутония позволило организовать работы по синтезу других более тяжелых трансурановых элементов: америция  ${}_{95}\text{Am}$ , кюрия  ${}_{96}\text{Cm}$ , берклия  ${}_{97}\text{Bk}$ , калифорния  ${}_{98}\text{Cf}$ , эйнштейния  ${}_{99}\text{Es}$ , фермия  ${}_{100}\text{Fm}$ , менделевия  ${}_{101}\text{Md}$ , 102-го элемента, лоуренсия  ${}_{103}\text{Lg}$  и, наконец, курчатовия  ${}_{104}\text{Ku}$ . Общий принцип получения этих элементов основан на повышении электрического заряда ядер мишени либо за счет последовательных актов  $\beta^-$ -распада после облучения нейтронами, либо в результате облучения  $\alpha$ -частицами или более тяжелыми ядрами (до неона включительно). Менделевий был последним элементом, к которому удалось применить метод хроматографического разделения, так как период полураспада  ${}_{101}\text{Md}^{256}$  составляет всего  $T_{1/2} = 1,5$  ч. Это не так уж много, если учесть медлительность химических процедур. Интересно отметить, что при изучении менделевия был поставлен своеобразный рекорд — свойства нового элемента удалось установить всего-навсего по 17 атомам!

Элементы с  $Z > 101$  имеют еще меньшее время жизни, чем менделевий. Для ряда изотопов 102-го и 103-го элементов оно не превышает нескольких десятков секунд, а для 104-го элемента — даже

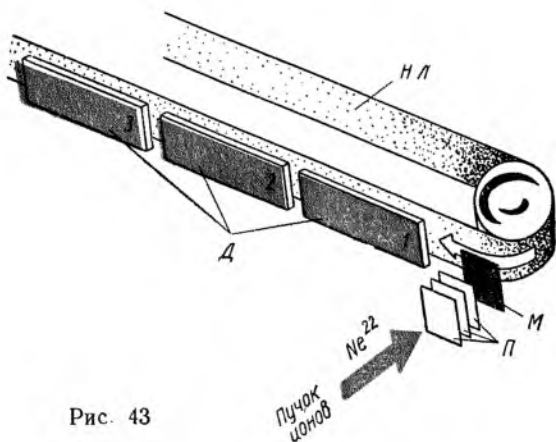


Рис. 43

десятых долей секунды. Поэтому при идентификации этих элементов основной упор делали на изучение их *физических* свойств. И справедливости ради надо сказать, что без химиков дела у физиков пошли значительно хуже. Работы по изучению 102-го элемента, например, продолжают уже более 10 лет, а он все еще не имеет названия. Это потому, что данные о его свойствах уже несколько раз пересматривались.

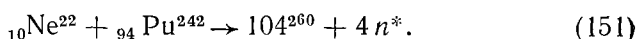
По этому поводу огорчались, конечно, не только физики, но и химики, которые никак не хотели примириться со своей беспомощностью при изучении химических свойств короткоживущих элементов. И вот весной 1966 г. химикам удалось вписать еще одну страницу в историю развития ядерной физики. Ими была создана методика, с помощью которой они помогли физикам в изучении свойств самого последнего (пока!) и самого короткоживущего элемента периодической системы Менделеева — 104-го элемента. Об этом новом замечательном примере содружества ядерной физики и химии мы и расскажем в заключительной части этого раздела.

Впервые 104-й элемент был синтезирован в 1964 г. в лаборатории Г. Н. Флерова в г. Дубне. На рис. 43 изображена схема установки, с помощью которой был получен 104-й элемент.

Плутониевую мишень *М* (97%  ${}_{94}\text{Pu}^{242}$ , 1,5%  ${}_{94}\text{Pu}^{240}$  и 1,5%  ${}_{94}\text{Pu}^{238}$ ) бомбардировали пучком ионов  ${}_{10}\text{Ne}^{22}$ , ускоренных до энергии 115 Мэв на 310-см циклотроне многозарядных тяжелых ионов. Для изменения энергии ионов были поставлены поглотители *П*. Так как сумма электрических зарядов ядра-мишени (94) и бомбардирующего ядра (10) равна 104, то в принципе можно надеяться на получение 104-го элемента в реакции, сопровождающейся вылетом нескольких нейтронов (не уносящих электрического заряда),

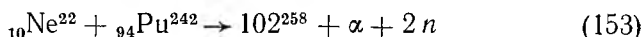
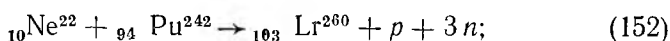


например в реакции



Если 104-й элемент действительно образуется, то из-за энергии отдачи его атомы вылетят из мишени по направлению к движущейся по соседству бесконечной никелевой ленте *НЛ* и, адсорбировавшись на ней, будут перемещаться вместе с лентой в сторону детекторов *Д*. Детектирование производилось при помощи силикатных и фосфатных стекол, которые способны регистрировать осколки, возникающие при спонтанном делении ядер. (Осколки оставляют на поверхности стекла невидимые следы, которые становятся видимыми под микроскопом после обработки стекла плавиковой кислотой.)

В связи с малостью периода полураспада число актов спонтанного деления должно быстро убывать со временем, т. е. по мере перемещения атомов вместе с лентой. Поэтому больше всего осколков деления должен зарегистрировать детектор № 1, расположенный вблизи от плутониевой мишени. Детектор № 2 зарегистрирует меньшее количество осколков, а детектор № 3 — еще меньше. Сопоставляя эти количества со скоростью движения ленты, можно определить период полураспада и сравнить его величину с известными ранее. В результате опыта был обнаружен новый период полураспада спонтанного деления, равный  $T_{1/2} = 0,3 \text{ сек}$ , происхождение которого естественно отнести за счет нового неизвестного ранее ядра. Однако утверждать с полной определенностью, что этим новым ядром является ядро 104-го элемента, было бы все-таки преждевременно. Дело в том, что кроме упомянутой выше реакции  ${}_{10}\text{Ne}^{22} + {}_{94}\text{Pu}^{242} \rightarrow {}_{104}^{260} + 4n$  взаимодействие ядер неона с ядрами плутония может повести к образованию еще нескольких изотопов других (не 104-го) трансурановых элементов с *не изученными* до сих пор свойствами. Так, например, в реакциях



могут образоваться изотопы 103-го и 102-го элементов, которым в принципе также может принадлежать период полураспада  $T_{1/2} = 0,3 \text{ сек}$ . Кроме того, ядра некоторых еще более легких трансурановых элементов (например,  ${}_{95}\text{Am}$ ) могут испытывать спонтанное деление, находясь не в основном (хорошо изученном), а в возбужденном (изомерном) состоянии. При этом период полураспада резко снижается, так что в принципе значение  $T_{1/2} = 0,3 \text{ сек}$  может появиться и за счет этого явления.

В связи с этим была предпринята целая серия опытов по изучению специфических особенностей различных ядерных реакций, иду-

\* Существуют соображения, по которым число вылетающих нейтронов должно равняться именно четырем.

щих при взаимодействии ядер неона и плутония. Эти опыты достаточно убедительно показали, что ответственным за  $T_{1/2} = 0,3 \text{ сек}$  является ядро 104-го элемента. И все же авторы открытия, понимая исключительную сложность изучаемого явления, решили убедиться в правильности своих заключений *химическими методами*.

Это было естественное, но дерзкое решение! Естественное потому, что 104-й элемент — первый из трансурановых элементов, который не должен обладать свойствами актиноидов. Дерзкое потому, что химические свойства 104-го элемента предстояло изучить на считаном количестве атомов, среднее время жизни которых к тому же составляет доли секунды!

Подобная беспрецедентная специфика условий потребовала разработки специальной *экспрессной* методики *непрерывного* химического разделения продуктов ядерной реакции вблизи от места их возникновения. Разработка такой методики была осуществлена в г. Дубне группой чехословацких и советских сотрудников Объединенного института ядерных исследований, работавших под руководством чехословацкого химика И. Звара\*.

Идея метода Звара заключается в использовании разной летучести *высших*\*\* соединений хлора с элементами III, IV и V групп периодической системы. Высшие хлориды элементов III группы (они имеют химическую формулу  $RCl_3$ , например  $LaCl_3$  или  $AcCl_3$ ) обладают очень малой летучестью вплоть до температуры  $\sim 1000^\circ \text{C}$ ; высшие хлориды элементов IV группы (их формула  $RCl_4$ , например  $ZrCl_4$ ) и V группы ( $RCl_5$ , например  $NbCl_5$ ), наоборот, возгоняются уже при температуре  $200\text{—}300^\circ \text{C}$ . Кроме того, хлориды элементов IV и V групп периодической системы по-разному ведут себя при взаимодействии с хлоридами щелочных металлов (фильтр из  $KCl$  при определенной температуре поглощает высшие хлориды элементов V группы и пропускает высшие хлориды элементов IV группы). Вот этими различиями и можно воспользоваться при определении химических свойств 104-го элемента. Для этого надо получить *высший* хлорид 104-го элемента и проверить, как он себя ведет: как  $RCl_3$ ,  $RCl_4$  или  $RCl_5$ ? Если как  $RCl_3$ , тогда 104-й элемент — актиноид (и это было бы очень странно); если как  $RCl_4$ , то 104-й элемент принадлежит к элементам IV группы, т. е. является аналогом гафния (и это вполне естественно); а если как  $RCl_5$ , то его следует отнести к элементам V группы (а это было бы опять очень странно)\*\*\*.

\* Более подробно с методикой работы можно познакомиться по статье С. С. Бердоносова в журнале «Химия в школе», № 6 (1966 г.).

\*\* Слово «высший» подчеркнуто потому, что кроме высших могут возникать и другие хлориды, например, наряду с  $ZrCl_4\text{—}ZrCl_3$ , наряду с  $LaCl_3\text{—}LaCl_2$  и т. п.

\*\*\* Элементы IV и V групп могут образоваться как осколки деления трансурановых элементов, возникших по схемам (152), (153) и т. п. Но такие осколки не будут регистрироваться детектором, так как по дороге к нему они потеряют свою кинетическую энергию и ионизирующую способность.

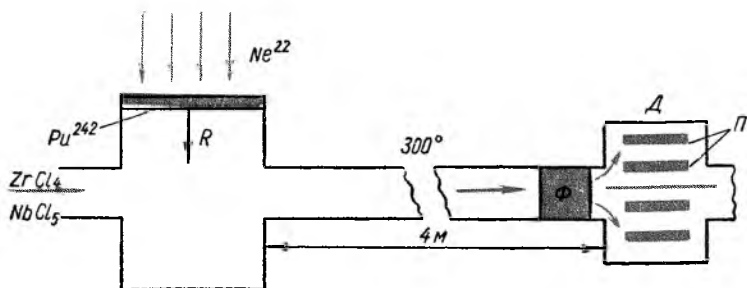


Рис. 44

На рис. 44 изображена принципиальная схема установки, использованной для изучения химических свойств 104-го элемента. Атомы трансурановых элементов  $R$ , образовавшихся при взаимодействиях типа (151)—(153) или в других ядерных реакциях  $Ne^{22}$  с мишенью из  $Pu^{242}$ , вылетают (благодаря импульсу, полученному от иона  $Ne$ ) из мишени и попадают в струю паров  $ZrCl_4$  и  $NbCl_5$  (носитель). В процессе взаимодействия с  $ZrCl_4$  и  $NbCl_5$  трансурановый элемент  $R$  отбирает у них атомы хлора и образует тот или иной *высший* хлорид: либо  $RCl_3$  (если  $R$  — элемент III группы), либо  $RCl_4$  (если  $R$  — элемент IV группы), либо  $RCl_5$  (если  $R$  относится к V группе)\*.

Образовавшиеся молекулы хлоридов трансурановых элементов вместе со струей паров  $ZrCl_4$  и  $NbCl_5$  попадают в четырехметровую трубу, нагретую до  $300^\circ C$ . В соответствии со сказанным ранее высшие хлориды типа  $RCl_3$  сконденсируются на стенках этой трубы, а хлориды типа  $RCl_4$  и  $RCl_5$  вместе с хлоридами циркония и ниобия пройдут через нее и попадут в фильтр  $\Phi$ , наполненный  $KCl$ . Хлориды элементов V группы ( $NbCl_5$  и  $RCl_5$ , если он возник) поглощаются фильтром, а  $ZrCl_4$  и  $RCl_4$  попадают в детектор  $D$ .

Детектор состоит из набора слюдяных пластинок  $\Pi$ , между которыми проходит газ, содержащий молекулы  $RCl_4$  исследуемого радиоактивного элемента  $R$ . Осколки, возникающие при спонтанном делении ядра  $R$ , обнаруживаются по следам, которые они оставляют на слюдяных пластинках. (Применение слюды вместо стекла связано с необходимостью работать в условиях высокой температуры.)

После длительных экспериментов по подбору необходимых режимов работы (состав смеси, температура, давление) И. Зваре и его сотрудникам удалось зарегистрировать в детекторе 11 случаев спонтанного деления 104-го элемента. Тем самым было доказано, что этот элемент принадлежит к IV группе периодической системы Менделеева. Его предложено назвать *курчатовием*. Свое название 104-й элемент получил в честь академика И. В. Курчатова — главы советской атомной науки.

\* Что при взаимодействии элемента  $R$  с  $ZrCl_4$  (или  $NbCl_5$ ) образуются именно *высшие* хлориды, было показано в специальных предварительных опытах.

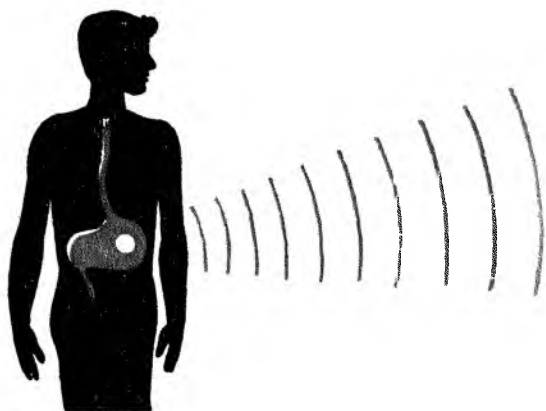


Рис. 45

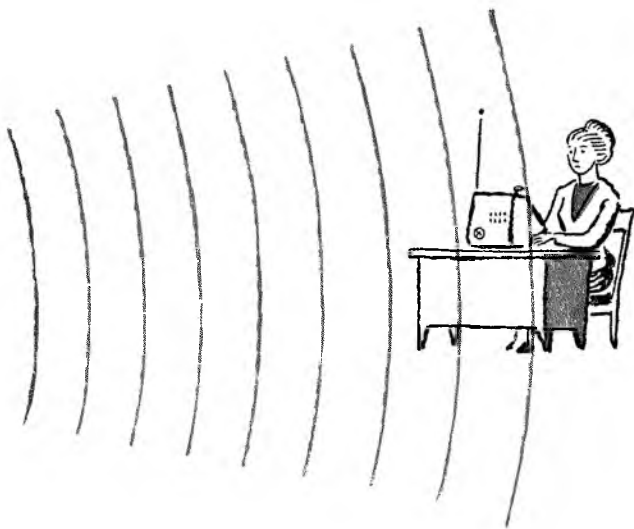
В заключение отметим, что описанная методика может быть использована в работах по получению и исследованию 105-го и 106-го элементов, синтез которых, будем надеяться, не за горами.

### § 31. ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА И МЕДИЦИНА

*Радиостанция в желудке. — Репортаж из тонкой кишки. — Самая маленькая радиостанция. — Как измерили скорость и объем кровотока. — Сколько крови в человеке. — Органы-коллекционеры. — Путешествие радиоактивного иода. — Алло, алло, говорит щитовидная железа! — Чудесная краска. — Диагностика рака. — Как запеленговать опухоль. — Телепередача из печени. — Лучевая терапия. — Из пушки — по клеткам. — И т. д., и т. п.*

Вы, наверное, слышали о том, что успехи современной микроминиатюрной радиотехники позволяют проводить исследования желудочно-кишечного тракта при помощи радиопилюль. Вместо противной кишки вы глотаете небольшую таблетку, представляющую собой миниатюрный радиопередатчик. Частота передатчика зависит от свойств окружающей среды. У одних радиопилюль частота изменяется при изменении температуры среды, у других — при изменении ее кислотности и т. п. Попадает такая пилюля в желудок и начинает вести радиопередачу: «Я пилюля, я пилюля. Тут совсем неплохо. Температура и кислотность в норме. Прием»\*. (рис. 45). А может быть и такая передача: «Я пилюля, я пилюля. Мне здесь очень не нравится: такая кислая жизнь!»

\* Проверка радиотаблетки *на прием* в принципе может быть сделана введением в желудок чего-нибудь горячего или кислого. Но, конечно, при этом будут нарушены естественные параметры исследуемой среды.



Представляете? Целая радиостанция в желудке. И не только в желудке. Отбыв там положенный срок, радиопилюля двинется вместе с пищей в дальнейшее путешествие, непрерывно ведя свой полезный репортаж. При этом кроме сведений о свойствах окружающей среды появляется возможность получения добавочной информации о скорости перемещения радиотаблетки (а значит, и пищи) и времени ее пребывания на разных участках желудочно-кишечного тракта. Для получения таких данных достаточно периодически «пеленговать» расположение радиопилюли внутри организма и фиксировать моменты времени, когда пеленг изменяется. Согласитесь, что описанные достижения радиотехники и медицины выглядят почти как чудо!

Вместе с тем они могли бы быть несравненно значительнее, если бы размеры радиотаблеток были существенно меньше. Легко себе представить, какими возможностями обладали бы радиотаблетки, если бы они могли проникать не только через узкий канал пищевода в желудок, но и, скажем, через стенки желудка в кровь, а с кровью в любой другой орган! Фантастика? Нет! Такие сверхминиатюрные радиотаблетки давно известны и широко применяются в медицине. Только первая часть в их названии обязана не радиотехнике, а радиоактивности. Этими микрорадиотаблетками являются радиоизотопы.

В самом деле, при всей миниатюрности микромодулей они не могут конкурировать по своим размерам с ядернофизическими генераторами излучения, которыми являются *отдельные радиоактивные атомы* (точнее говоря, атомные ядра). Ведь радиоактивные атомы, если их ввести в кровь, действительно могут проникнуть буквально в любое место организма, в самые недоступные его закоулки, и вести оттуда передачу, испуская  $\gamma$ -лучи.

Конечно, в этом случае для передачи информации нельзя воспользоваться описанным выше способом модуляции частоты, так как частота ядерной «радиостанции» остается неизменной при любых воздействиях на нее со стороны внешней среды. Но зато самих радиостанций в среде так много, что информацией может служить сообщение об их количестве, концентрации в данном месте, скорости ее изменения и т. п. А такие сообщения от радиоактивных атомов поступают автоматически. Таким образом, радиоизотопы обладают всеми достоинствами радиотаблеток плюс способностью проникновения в любое место организма. Поэтому, применяя радиоизотопы в медицине, можно рассчитывать на гораздо большие «чудеса», чем те, с которыми мы познакомились в начале этого параграфа. Так оно и есть в действительности. Метод радиоизотопов в медицине позволяет решать самые неожиданные задачи и отвечать на самые невероятные вопросы. Приведем несколько примеров из разных областей применения (диагностика, исследование функций различных органов, лечение).

При диагностике сердечно-сосудистых заболеваний очень важно бывает знать общее количество крови в организме, скорость кровотока и объем кровотока в единицу времени. Важно потому, что эти параметры являются чувствительными индикаторами заболевания. Спрашивается, как их определить в живом неповрежденном организме (*in vivo*, как говорят медики)?

Когда вы хотите измерить скорость движения воды в реке, то бросаете в нее палку и замеряете расстояние, пройденное ею за определенное время. Этим способом вы *отмечаете* некоторый объем воды, текущий рядом (и вместе) с палкой, т. е. приобретаете возможность следить за его движением, наблюдая за движением палки. С точки зрения физики эта возможность обеспечивается тем, что палку *видно*, т. е. тем, что она испускает рассеянный свет. Таким образом, палка играет роль *метки* некоторого выделенного объема воды.

Аналогичным способом поступают и медики. В вену локтевой части руки вводят четверть кубика физиологического раствора, содержащего несколько десятков микроюри радиоактивного изотопа натрия  $\text{Na}^{24}$  («бросают палку»). Тем самым небольшой объем крови, циркулирующей в организме, оказывается отмеченным радиоактивной меткой. Эту метку «видно» не хуже палки в реке, так как  $\gamma$ -излучение, испускаемое  $\text{Na}^{24}$ , легко пронизывает ткани организма и может быть зарегистрировано специальными гамма-детекторами.

В результате появляется возможность следить за движением отмеченного объема крови в течение некоторого промежутка времени (пока физиологический раствор не распределится равномерно по всему объему крови). Обычно это делается с помощью гамма-счетчика, установленного около другой части организма, достаточно удаленной от места введения радиоактивного препарата (например, вблизи другой руки или у ноги). Через несколько десятков секунд после инъекции радиоактивного препарата счетчик отметит появле-

ние радиоактивности. Это кровь принесла сюда радиоактивный препарат, введенный в вену.

Измерения показали, что у взрослого здорового человека среднее время перемещения крови от одной руки до другой равно  $\sim 15$  сек, от руки до ноги  $\sim 20$  сек. Если счетчик расположить над большим сосудом, то удастся проследить за появлением двух максимумов радиоактивности (с интервалом около 40—45 сек), которые соответствуют двум последовательным прохождением радиоактивной волны крови. Это время полного кругооборота крови.

При каждом прохождении через сердце физиологический раствор с радиоактивной меткой разбавляется довольно большим объемом крови, находящейся в области сердца. Чем больше объем кровотока, тем быстрее происходит разбавление. Но степень разбавления можно оценить по изменению концентрации радиоактивных атомов по выходе их из области сердца, т.е. по изменению радиоактивности. Значит, измеряя радиоактивность, можно определить объем кровотока. Математическая обработка результатов таких измерений показывает, что у здорового взрослого человека объем кровотока в единицу времени составляет 5,5—6 л/мин. При сердечной недостаточности эта величина падает до 2,2 л/мин.

Наконец, если подождать достаточно долго ( $\sim 5$  мин), то благодаря перемешиванию радиоактивные атомы распределяются равномерно по всему объему крови. Если теперь произвести анализ крови и сравнить полученную концентрацию радиоактивных атомов с их первоначальной концентрацией в физиологическом растворе, то, зная объем введенного раствора, можно вычислить полный объем крови. У взрослого человека его величина колеблется от 4 до 8 л. Аналогичным способом можно определить количество крови в какой-либо части тела (руке, ноге), если перед введением радиоактивного препарата отключить ее на время из общего кровообращения (например, при помощи прибора для измерения давления).

Большая серия исследований по диагностике различных заболеваний радиоизотопным методом основана на замечательной особенности организма коллекционировать в своих тканях некоторые химические вещества. Известно, например, что щитовидная железа выделяет из организма и накапливает в своей ткани иод, костная ткань — фосфор, кальций и стронций, печень — некоторые красители и т. п. При этом если орган работает нормально, то процесс накопления характеризуется определенной скоростью и количеством накопленного вещества; при нарушении же функции органа наблюдается отклонение от этого режима. Например, при базедовой болезни активность щитовидной железы резко возрастает, и это сопровождается как ускорением, так и увеличением накопления иода; при другом заболевании щитовидная железа, наоборот, функционирует слабее нормы, что сопровождается замедлением и уменьшением накопления иода.

За всеми этими особенностями накопления иода удобно следить с помощью его  $\gamma$ -радиоактивного изотопа. Если ввести в организм

(с нормальной щитовидной железой) радиоактивный йод  $I^{131}$ , то уже через несколько минут он начнет накапливаться щитовидной железой, а через пару часов она «отфильтрует» от всего введенного в организм количества йода добрый десяток процентов!

Попав в щитовидную железу, атомы радиоактивного йода как бы посылают оттуда сигнал: «мы здесь, мы здесь». Этим сигналом являются испускаемые ими  $\gamma$ -лучи, которые, подобно рентгеновским лучам, легко пронизывают ткань организма и регистрируются гамма-счетчиками. Если щитовидная железа в норме, то через определенное время после введения в организм йода  $\gamma$ -излучение будет иметь некую оптимальную интенсивность. И сигнал будет звучать примерно так: «мы здесь, мы здесь, мы все в сборе, всё в порядке!». Но если щитовидная железа функционирует неправильно, то интенсивность  $\gamma$ -излучения будет аномально высокой или, наоборот, низкой, и сигнал зазвучит тревожно: «мы здесь, мы здесь, но нас слишком много!» или: «мы здесь, мы здесь, но нас маловато!».

Тот же радиоактивный йод  $I^{131}$  может быть использован для исследования работы печени, если им *пометить* специальный органический краситель бенгал-роз. Применение метода основано на том, что краска, введенная в кровь, выводится из организма только через печень. Скорость перехода краски из крови в печень, время задержки в печени и скорость выведения из печени во внешнюю среду определяются состоянием печени. При ее заболеваниях снижается как скорость перехода краски из крови в печень, так и скорость ее выведения из печени. За всеми этими особенностями работы печени опять-таки можно проследить с помощью гамма-счетчика, расположенного над поверхностью печени. Это несравненно удобнее для врачей и приятнее для больного, чем старый способ (без применения радиоактивного йода), который сводился к серии последовательных анализов крови для сравнения количества содержащейся в ней краски.

Аналогичный метод применим для исследования функций почек, если в кровь вводить другой препарат. В этом случае преимущества ядерно-физического метода ощутимы в буквальном смысле этого слова, так как обычные методы исследования довольно неприятны (утомительны для больного, как деликатно выражаются врачи).

Радиоактивные изотопы (йод  $I^{131}$ , фосфор  $P^{32}$ , коллоидное золото  $Au^{198}$  и др.), используются для выявления злокачественных опухолей в различных органах. Диагностика злокачественных опухолей основана на том, что клетки опухоли *иначе* накапливают радиоактивный препарат по сравнению с клетками здоровой ткани. Известно, например, что опухоль характеризуется повышенным накоплением радиоактивного фосфора по сравнению с нормальной тканью. По-видимому, это связано с тем, что соединения фосфора являются богатым источником химической энергии, избыток которой необходим для биосинтеза белков быстрорастущей злокачественной ткани.

Радиоактивный фосфор испускает  $\beta$ -частицы со средним пробегом в ткани около 3 мм (максимальный пробег 8 мм). Поэтому  $P^{32}$



используется в диагностике опухолей, расположенных вблизи от поверхности тела (кожа, мягкие ткани плеча и бедра), или в сравнительно легкодоступных полостях (гортань, пищевод и др.). В этих случаях бета-счетчик (для полостей применяется специальный бета-зонд) можно расположить настолько близко к опухоли, что удастся зарегистрировать  $\beta$ -излучение, испускаемое  $P^{32}$ .

Радиоактивные изотопы иода ( $I^{131}$ ) и золота ( $Au^{198}$ ) испускают  $\gamma$ -лучи, легко пронизывающие ткани человеческого тела. Поэтому они используются в диагностике опухолей внутренних органов (щитовидная железа, мозг, печень и др.). Радиоактивный изотоп вводится внутривенно вместе с физиологическим раствором ( $Au^{198}$ ) или в составе специальных веществ ( $I^{131}$ ). Для печени таким веществом является уже упоминавшаяся органическая краска бенгал-роз, для мозга — диiodофлуоресцеин и альбумин. (Эти вещества адсорбируются опухолевой тканью мозга охотнее, чем нормальной.)

$\gamma$ -Излучение, испускаемое  $I^{131}$ , регистрируется гамма-счетчиком, защищенным свинцовым коллиматором с небольшим входным отверстием. Такое устройство дает возможность регистрировать  $\gamma$ -излучение, приходящее в счетчик по определенному направлению. Меняя положение счетчика относительно исследуемого органа, можно получить топографию распределения в нем радиоизотопа и в случае ее аномального характера высказать предположение о наличии опухоли. Для более точной локализации опухоли исследование можно проводить двумя гамма-счетчиками, расположенными на некотором расстоянии и под углом друг к другу. Каждый счетчик с помощью свинцового коллиматора выделяет свое направление, по которому приходит  $\gamma$ -излучение максимальной (или, наоборот, минимальной) интенсивности. По точке пересечения двух таких направлений можно достаточно точно «запенговать» место расположения опухоли внутри исследуемого органа.

В последние годы для радиоизотопного исследования внутренних органов применяются специальные автоматические действующие приборы — *скеннеры*. Главной частью скеннера является гамма-счетчик с коллиматором, которые с постоянной скоростью перемещаются над поверхностью исследуемого органа, последовательно просматривая каждый его участок и фиксируя испускаемое им  $\gamma$ -излучение. Результаты своей работы скеннер выдает в виде так называемой скеннограммы, т. е. фотопленки, степень почернения которой в разных местах соответствует интенсивности зарегистрированного  $\gamma$ -излучения (сравните с рентгенограммой). В некоторых конструкциях интенсивность  $\gamma$ -излучения отмечается на обычной бумаге числом штрихов или точек на единицу пути, пройденного счетчиком. Скеннограмма дает представление о распределении радиоизотопа в организме. В частности, с ее помощью можно уточнить расположение органа, его размеры и форму, а также выявить места возможных опухолевых поражений. Так радиоизотопы осуществляют не только «радиопередачу», но и своеобразную «телепередачу» из внутренних органов человеческого тела.

Кроме диагностики радиоизотопы находят широкое применение для лечения.

Метод меченых атомов внес существенный вклад в борьбу с отравлениями. Он позволяет проследить за путями поступления ядовитого вещества в организм, особенностями его вредного действия и за способом выведения из организма. Вполне понятно, что в результате такого детального изучения поведения ядовитого вещества удастся выработать наиболее правильный способ быстрого удаления его из организма. Аналогичные задачи решаются при изучении новых лекарств с той разницей, что здесь преследуются обратные цели — найти способ быстрее доведения лекарства до нуждающегося в нем органа и в необходимых количествах.

Особенно велико применение радиоизотопов в медицине для лучевой терапии.

Сущность биологического действия радиоактивных веществ на организм заключается в следующем. Радиоактивное излучение вызывает ионизацию атомов и молекул органических и неорганических веществ, входящих в состав организма (в том числе воды). Образовавшиеся ионы обладают очень высокой химической активностью, благодаря чему они реагируют с молекулами ткани. В результате этого воздействия функции ткани изменяются: нарушается обмен веществ, изменяется интенсивность размножения клеток (вплоть до полного его подавления).

Различают два способа лечения излучением: воздействие на нервную систему с целью восстановления функций какого-либо органа и непосредственное воздействие на заболевший орган, например облучение злокачественных опухолей. Теоретической основой лечения опухолей излучением является повышенная чувствительность клеток опухоли к облучению по сравнению с клетками нормальной ткани.

Ионизирующее излучение можно подвести к нуждающемуся в нем органу как извне организма, так и изнутри. В первом случае применяются специальные аппараты, заряженные  $\gamma$ -радиоизотопами (так называемые *кобальтовые пушки* и др.), радиоактивные повязки (например, для лечения кожи), радоновые ванны. Во втором случае радиоизотоп вводится в ткань с помощью специальных полых игл или используется описанная выше способность органов накапливать некоторые вещества. Так, для лечения базедовой болезни пользуются свойством щитовидной железы накапливать иод. Введя в организм достаточно большое количество радиоактивного иода  $I^{131}$ , можно добиться того, что испускаемое им излучение снизит повышенную функцию щитовидной железы до нормы.

На этом примере особенно наглядно видны чудесные возможности радиоизотопов в медицине. Радиоизотопы не только пробираются в самые потайные места организма, чтобы поставить диагноз заболевания и сообщить о нем при помощи «радиорепортажа» и «телепередачи», но и предпринимают активные действия для лечения заболевшего органа.

В заключение этого раздела следует заметить, что роль ядерной физики в медицине отнюдь не ограничивается применением ее методов исключительно для исследования человеческого организма, диагностики его заболеваний и лечения. Не меньшее значение имеют успехи ядерной физики и по другим, так сказать, родственным направлениям. В фармакологии — это приготовление меченых лекарств, в том числе *растительного* происхождения, в эпидемиологии — получение меченых микробов, в медицинском приборостроении — создание портативного прибора, заменяющего рентгеновский аппарат, в антисептике — стерилизация медицинского инструмента и материалов  $\gamma$ -лучами, и т. д. и т. п.

## § 32. ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА И АРХЕОЛОГИЯ

*Хронология древностей. — Точные науки и хронология. — «Замороженный» магнетизм. — Радиоуглеродный метод. — Читатель летит в прошлое. — Пенек и мумия в роли часов. — Посмертный возраст. — О «правилах игры» в науке. — Читатель становится физиком. — Расчет опыта. — Трудности измерения. — «Омолождение» каменного угля. — Дерево как машина времени. — Нераскрытый секрет природы. — Трудная наука — физика!*

Вас не удивляет заголовок этого раздела? Археология — наука гуманитарная. Она изучает историю человеческого общества по памятникам материальной культуры, например по орудиям труда или по произведениям искусства. Основной способ изучения — раскопки. Спрашивается, какое отношение может иметь к этой гуманитарной науке ядерная физика? Оказывается, самое непосредственное: ядерная физика разработала один из лучших методов хронологии древностей.

При изучении прошлого очень важно правильно определить, к какому периоду развития человеческого общества относится та или иная археологическая находка.\* Археологи умеют это делать по письменным источникам; по последовательности наслоения пластов земли, содержащих остатки древней культуры; по рисунку годовичных колец на деревьях, использованных для древних построек\*; по чередованию животного и растительного мира и др. Но перечисленные методы не всегда дают однозначный количественный ответ в абсолютной форме, т. е. ответ типа: «найденный предмет относится к такому-то году до н. э. (или после н. э.)»; чаще ответ носит не абсолютный, а относительный полукачественный характер типа: «предмет № 1 старше предмета № 2, а предмет № 2 старше предмета № 3». Поэтому заключения, полученные

\* Каждому отрезку времени соответствует определенное чередование толстых и тонких годовичных колец у деревьев данной климатической зоны. Это чередование определяется особенностями изменения метеорологических условий в это время.

с помощью перечисленных выше способов, всегда хочется подтвердить какими-то совсем другими, более *количественными* методами, основанными на точных науках: физике, химии, астрономии. Такие возможности имеются.

Известно, например, что кости животных по мере их пребывания в земле закономерно изменяют свои физические и химические свойства, благодаря чему, образно говоря, череп древнего человека нельзя спутать с черепом современной обезьяны; металлографическое исследование ископаемых металлических предметов позволяет отнести их к тому или иному историческому периоду по особенностям структуры металла или сплава и по технологии изготовления найденного изделия; в письменных источниках иногда упоминаются затмения, время наступления которых астрономы умеют рассчитывать как вперед, так и назад с исключительной точностью. Однако первый и второй методы носят скорее относительный, чем абсолютный характер, и, кроме того, их применение ограничено только одним типом археологических находок (костями в первом случае и металлами или сплавами во втором). К тому же первый метод не отличается высокой точностью. Третий метод совершенно уникален по своей точности, но его применение носит эпизодический характер: оно возможно только в случае упоминания о «небесном знамении» в письменном памятнике (вспомните «Слово о полку Игореве»). В последнее время разрабатывается метод определения возраста керамических находок по величине зафиксированного в них магнитного поля Земли, существовавшего в данном районе в момент обжига изделия. Этот метод обещает быть очень интересным, но для его применения надо провести труднейшую работу по составлению магнитных карт Земли для прошедших столетий.

Словом, в настоящее время ни один из перечисленных методов, основанных на точных науках, не может удовлетворить археологов. И только ядерной физике удалось создать достаточно точный и надежный метод абсолютной хронологии.

Двадцать лет тому назад (в 1948 г.) американский ученый Либби предложил так называемый *радиоуглеродный* метод хронологической маркировки ископаемых находок органического происхождения\*. Идея радиоуглеродного метода заключается в измерении остаточной радиоактивности  $A$  найденного предмета и сравнении ее с некоторым стандартным значением  $A_0$ . Чем сильнее отличается радиоактивность найденного предмета от стандартной, тем предмет старше. Поясним, почему так получается.

Как известно, в процессе обмена веществ живое растение усваивает из воздуха углекислоту  $\text{CO}_2$ . Основная часть углерода, входящего в состав углекислоты, представлена стабильными изотопами  $\text{C}^{12}$  (99%) и  $\text{C}^{13}$  (~1%). Однако кроме них в составе  $\text{CO}_2$

\* За изобретение и разработку радиоуглеродного метода Либби была присуждена в 1960 г. Нобелевская премия по физике.

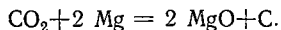
имеется еще очень небольшая ( $10^{-10}\%$ ) примесь радиоактивного изотопа углерода  $C^{14}$  (он может возникать в реакции  ${}_7N^{14}(n, p){}_6C^{14}$ , идущей на атмосферном азоте)\*. Этот изотоп усваивается живым организмом вместе с основными изотопами  $C^{12}$  и  $C^{13}$ . Так как содержание  $C^{14}$  в атмосфере с течением времени почти не изменяется (средняя интенсивность космических лучей мало меняется со временем), то и процентное содержание  $C^{14}$  в живом растении также является практически неизменным (не зависящим от исторической эпохи). Один грамм углерода *живой* древесины содержит сегодня примерно такое же количество изотопа  $C^{14}$ , как и, скажем, 10 000 лет тому назад. Это обстоятельство и позволяет располагать археологические находки во времени. Чтобы яснее понять, как это делается, поставим следующий мысленный опыт.

Найдем на Земном шаре старый лес, о котором можно с уверенностью предположить, что он растет на этом месте уже не одно тысячелетие. Выберем в этом лесу район с добротными многолетними деревьями. Принесем туда машину времени (опыт ведь мысленный!), сядем в нее и перенесемся на 10 000 лет назад (рис. 46). Если место было выбрано правильно, то мы окажемся в том же лесу в период его молодости. Выйдем из машины, срубим многолетнее дерево, выделим из него углерод, проанализируем его на радиоактивность и пересчитаем полученную величину на число радиоактивных ядер\*\*. Мы обнаружим, что древесина *свежесрубленного* дерева содержит  $N_0$  ядер  $C^{14}$  на 1 г углерода. Запомнив этот результат и пометив на всякий случай срубленное дерево номером (№ 1), сядем снова в машину времени и на этот раз продвинемся на 5000 лет вперед. Срубив второе дерево (№ 2) и проанализировав его, мы убеждаемся в том, что и через 5000 лет 1 г углерода, выделенного из *свежесрубленной* древесины, содержит те же  $N_0$  ядер  $C^{14}$ . Запомнив и этот результат, пролетим еще 5000 лет вперед, т. е. возвратимся в настоящее, и срубим третье дерево (№ 3). Его анализ также дает  $N_0$  ядер  $C^{14}$  на 1 г углерода. Заинтересовавшись этим совпадением (нет ли ошибки?), мы решаем повторить измерения, но уже без машины времени. (Зачем опять лететь в прошлое, когда все три срубленных и пронумерованных дерева лежат перед нами!) Однако, сделав повторные измерения, мы приходим в ужас, так как только дерево № 3 дало тот же результат, что и раньше ( $N_0$ ), а первое и второе деревья дали соответственно  $N_0/4$  и  $N_0/2!$  В чем же дело? Где ошибка?

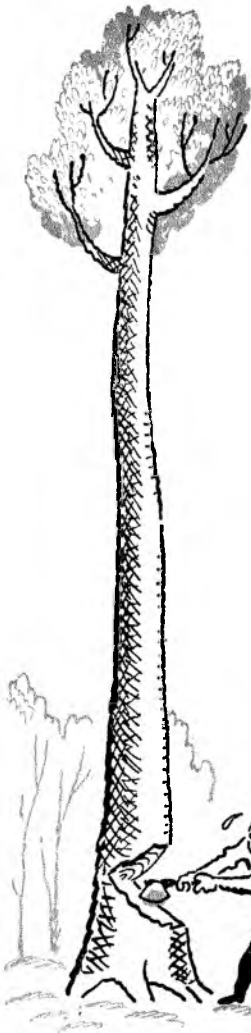
Никакой ошибки нет! Мы измеряли всегда правильно, но в разных условиях. Ведь второе измерение дерева № 1 (№ 2) было

\* Нейтроны, необходимые для этой реакции, появляются в атмосфере за счет процессов, вызываемых космическими протонами.

\*\* Для выделения углерода надо сжечь кусок древесины в замкнутом объеме и обработать образовавшуюся углекислоту магнием



Можно также измерять радиоактивность самой углекислоты.



сделано через 10 000 (5000) лет *после того*, как его срубили, т. е. после того как оно перестало усваивать  $C^{14}$  из атмосферы. Начиная с этого момента количество  $C^{14}$  в древесине уже не может оставаться неизменным: оно должно уменьшаться по закону радиоактивного распада (см. § 5):

$$N(t) = \frac{N_0}{2^{t/T_{1/2}}} \quad (154)$$

Срубленное дерево ведет себя подобно песочным часам, роль песчинок в котором играют радиоактивные ядра  $C^{14}$ . Чем больше времени  $t$  прошло с момента, когда было срублено дерево, тем меньше остается в нем радиоактивных ядер. Но в отличие от песочных часов, где песок высыпается равномерно и через некоторое время  $t = t_0$  обязательно высыпется весь, уменьшение радиоакти-

Рис. 46

вного «песка» в наших «деревянных часах» происходит совсем по-другому.

Через время  $t$ , равное одному периоду полураспада ( $t = T_{1/2}$ ), в каждом грамме углерода от первоначального числа радиоактивных ядер  $N_0$  остается только половина:

$$N(T_{1/2}) = \frac{N_0}{2}; \quad (155)$$

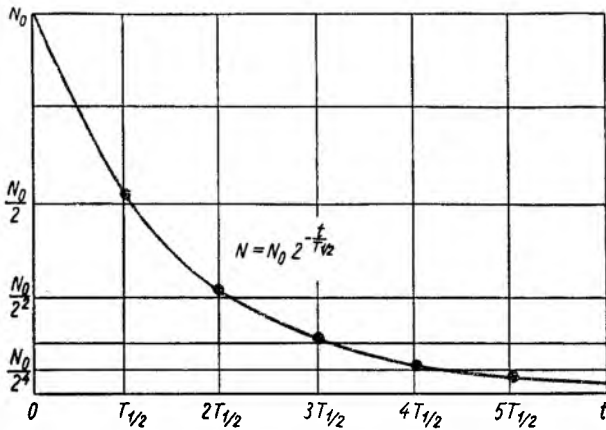


Рис. 47

через  $t = 2T_{1/2}$  — половина от того, что было в момент  $t = T_{1/2}$ , т. е. одна четверть от первоначального количества  $N_0$ :

$$N(2T_{1/2}) = \frac{1}{2} N(T_{1/2}) = \frac{N_0}{4}, \quad (156)$$

через  $t = 10 T_{1/2}$  — примерно одна тысячная доля:

$$N(10T_{1/2}) = \frac{N_0}{2^{10}} = \frac{N_0}{1024} \quad (157)$$

и т. д. (рис. 47). Радиоактивный «песок» никогда не «высыпется» из «деревянных часов» полностью!

Период полураспада для  $C^{14}$  приблизительно равен

$$T_{1/2}(C^{14}) \simeq 5000 \text{ лет}^*. \quad (158)$$

Поэтому остаточная радиоактивность срубленного дерева через 5000 лет должна составлять 50%, а через 10 000 лет — 25% первоначальной. Этим и объясняется отличие вторых измерений от первых для деревьев № 2 и 1. Что касается дерева № 3, то для него оба измерения были сделаны практически одновременно (предполагается, что путешествие на машине времени происходит мгновенно). Поэтому они и не различаются между собой. Значит, по результатам одних *только повторных* измерений можно установить, какое дерево когда было срублено. Ни первые измерения, ни метки на деревьях, ни машина времени не оказались нужны! А если так, то можно сделать следующий шаг и перейти от неосуществимого мысленного опыта к опыту, принципиально возможному.

\* Более точное значение  $T_{1/2}(C^{14})$ , полученное усреднением пяти последних измерений, равно  $T_{1/2}(C^{14}) = (5730 \pm 20)$  лет. Округленное значение  $T_{1/2} \simeq 5000$  лет выбрано для простоты рассуждений.

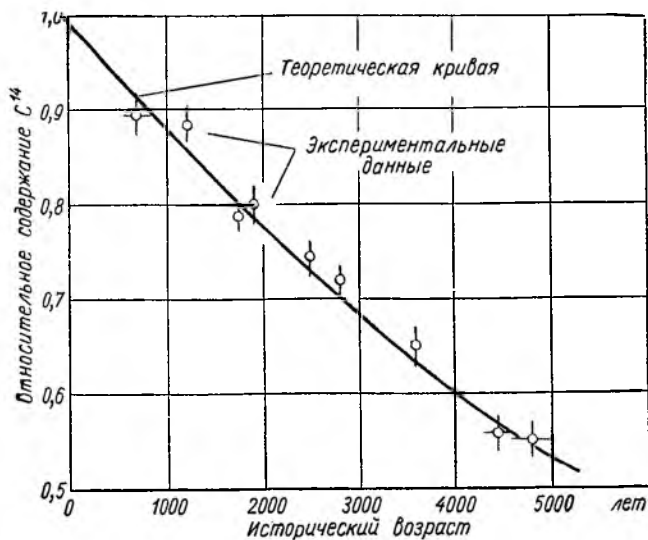


Рис. 48

Представьте себе, что при археологических раскопках вы нашли древний деревянный предмет. Тогда, исследовав его радиоактивность  $A(t)$  и сравнив полученное значение с величиной  $A_0$ , известной для живой древесины, можно определить  $t$ , т. е. время, прошедшее с момента, когда было срублено дерево, из которого изготовили этот предмет. Аналогичным способом можно определить и дату смерти живого существа, если измерить радиоактивность его останков. Такая возможность связана с тем, что животное (пока оно живет), так же как и растение, имеет постоянное количество ядер  $C^{14}$  на грамм углерода\*.

Итак, в каждом растении и в каждом живом существе имеется два вида часов. Одни — биологические, которые показывают возраст жизни. Они начинают ходить, когда организм рождается, и останавливаются, когда он умирает. Стрелками этих часов являются возрастные изменения организма (например, годовые кольца у дерева, морщины у человека и т. п.). Другие — радиоуглеродные, которые показывают «возраст» смерти. Эти часы стоят, пока растение растет, а животное живет. Смерть заводит их, и тогда они ходят вечно. Стрелками этих часов служит величина остаточной радиоактивности углерода, входящего в состав растения или животного.

Первая практическая проверка надежности радиоуглеродного метода была произведена по археологическим памятникам с известными датами (годовые кольца у многолетних деревьев, деревянные части гробниц фараонов, время смерти которых установлено из папирусов и т. п.). Она дала хорошее согласие (рис. 48), после чего в новый метод поверили и его стали широко применять. Это

\* Травоядное животное получает  $C^{14}$  через растительные продукты питания, плотоядное — через травоядных животных.



позволило распутать множество хронологических загадок, решение которых было не под силу «чистой» археологии. В результате в настоящее время метод радиоуглеродных часов по праву считается одним из самых надежных методов датировки ископаемых предметов органического происхождения.

Но, конечно, высказанное утверждение справедливо только в том случае, если методом правильно пользоваться.

Любой научный метод имеет определенную область применимости, в пределах которой он дает правильные результаты. Выход за пределы этой области недопустим, так как он неизбежно приведет к ошибкам и, следовательно, к неоправданному разочарованию в возможностях метода. Есть такие «правила игры» и у радиоуглеродного метода. Невыполнение их может привести (и неоднократно приводило) к неконтролируемому сдвигу в определяемых датах, причем подчас дело доходит до анекдотических заключений. По измеренной радиоактивности может получиться, что некоторые из ныне живущих организмов должны были уже давным-давно (несколько столетий тому назад) умереть, тогда как другие из ныне здравствующих, судя по их радиоактивности, еще и не рождались; что вышележащие слои земли образовались раньше нижележащих; что некое древнее изделие изготовлено из дерева, которое к тому моменту еще не могло вырасти, и т. д.

Вот о том, почему такие нелепости иногда получаются, как сделать, чтобы они не получались, от чего зависит точность измерений и как её оценить, мы и хотим теперь поговорить.

Давайте сделаем еще один шаг и перейдем от рассмотрения идеи принципиально возможного опыта к расчету реального эксперимента. Для этого читателю придется на время превратиться в физика-экспериментатора и погрузиться в его заботы.

Предположим, что перед нами поставлена задача определения возраста археологической находки с точностью  $\pm 100$  лет. Казалось бы, очень скромное требование, не правда ли? Посмотрим, однако, к чему оно приводит на практике.

Период полураспада  $C^{14}$  превышает 5000 лет. Поэтому активность образца убывает очень медленно. Легко подсчитать, что за 100 лет (точнее говоря, за 80) она уменьшается всего на  $\sim 1\%$ . Отсюда следует, что для определения даты с точностью  $\pm (80 \div 100)$  лет надо быть уверенным в правильности измерения радиоактивности образца с точностью до  $\pm 1\%$ . Спрашивается, как этого достигнуть?

Известно, что результаты измерений, получаемых с помощью счетчиков, носят статистический характер, причем отклонение измеренного значения  $n$  от истинного значения  $n_0$  достигает  $\pm \sqrt{n}^*$ . Для того чтобы точность измерения была не хуже  $1\%$ , надо обес-

\* Точнее говоря, вероятность того, что истинное значение  $n_0$  заключено в пределах  $n - \sqrt{n} < n_0 < n + \sqrt{n}$ , равна 67%. Если взять более широкие пределы  $n - 2\sqrt{n} < n_0 < n + 2\sqrt{n}$ , то вероятность будет составлять около 90%.

печить выполнение неравенства

$$\frac{\sqrt{n}}{n} < 0,01, \text{ т. е. } n > 10\,000. \quad (159)$$

Физики в таких случаях говорят: надо набрать статистику из 10 000 случаев распада. Что это, трудно или легко? Ответ на этот вопрос зависит от величины измеряемого эффекта, т. е. от радиоактивности исследуемого образца, которая измеряется числом распадов в единицу времени\*.

Согласно закону радиоактивного распада, количество распадов  $\Delta N$ , происходящих за промежуток времени  $\Delta t$  (предполагается, что  $\Delta t \ll T_{1/2}$ ), пропорционально этому промежутку и наличному количеству радиоактивных ядер  $N$

$$\Delta N = -\lambda N \Delta t. \quad (160)$$

Коэффициентом пропорциональности служит *постоянная радиоактивного распада*

$$\lambda = \frac{0,69}{T_{1/2}} \text{ сек}^{-1}. \quad (161)$$

(Знак минус отмечает факт убывания количества радиоактивных ядер при их распаде.) Величина

$$\frac{dN}{dt} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta N}{\Delta t}, \quad (162)$$

характеризующая мгновенную скорость убывания количества радиоактивных ядер, и определяет радиоактивность исследуемого образца

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N(t)**. \quad (163)$$

Численные значения  $\lambda$  и  $N$  таковы:

$$\lambda = \frac{0,69}{5730 \text{ лет}} = \frac{0,69}{5730 \cdot 365 \cdot 86400} \simeq 4 \cdot 10^{-12} \text{ сек}^{-1}; \quad (164)$$

$$N({}_6\text{C}) = \frac{N_{\text{Ав}}}{A} = \frac{6,025 \cdot 10^{23}}{12} \simeq 0,5 \cdot 10^{23}, \quad (165)$$

где  $N_{\text{Ав}}$  — число Авогадро;  $A$  — атомный вес углерода. С уче-

\* За единицу радиоактивности принята величина  $3,7 \cdot 10^{10}$  *распад/сек*, которая называется *кюри*. Употребляется также единица радиоактивности *резерфорд*, равная  $10^6$  *распад/сек* (один микрорезерфорд соответствует 1 *распад/сек*).

\*\* Величина  $\frac{dN}{dt} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta N}{\Delta t}$  называется *производной* функции  $N(t)$ . В высшей математике имеются рецепты вычисления производных для функций разного вида. Уравнение (163) называется дифференциальным уравнением. Его решение приводит к экспоненциальному закону радиоактивного распада

$$N(t) = N_0 / 2^{t/T_{1/2}}.$$

том концентрации  $C^{14}$  в углероде ( $\sim 10^{-12}$ )

$$N({}_6C^{14}) \simeq 10^{-12} N({}_6C) \simeq 0,5 \cdot 10^{11} \text{ ядро/г.} \quad (166)$$

Подставив численные значения  $\lambda$  и  $N$  в формулу (163), получим

$$\frac{dN}{dt} \simeq 2 \cdot 10^{-1} \text{ сек}^{-1} \quad (167)$$

или  $\sim 12$  распадов в минуту\*.

Вы видите, что даже начальная радиоактивность 1 г углерода не так уж велика ( $\sim 5 \cdot 10^{-12}$  кюри): для ее измерения с процентной точностью потребуются

$$\frac{10\,000}{12 \cdot 60} \simeq 14 \text{ ч.} \quad (168)$$

А если исследуемый предмет лежал в земле, например, 50 000 лет (около десяти периодов полураспада), то от первоначальной активности останется только  $\sim 1/1000$  доля, т. е. эффект будет составлять всего 17 распадов в сутки. И для того чтобы набрать статистику в 10 000 распадов, потребуются более полутора лет!

Вот вам первая трудность при расчете и выполнении реального эксперимента. Причем на самом деле все обстоит значительно сложнее, чем в нашем упрощенном изложении. Мы не учитывали ни эффективности детектора (которая может заметно отличаться от 100%), ни собственного фона установки, который надо обязательно измерять и вычитать из измеренного эффекта. Результаты измерения фона ( $n_{\text{ф}}$ ) имеют статистический разброс ( $\pm \sqrt{n_{\text{ф}}}$ ), который надо учитывать при вычислении точности измерения. Это приводит к необходимости увеличения статистики для достижения той же точности; оно становится особенно большим при малых эффектах, когда фон сравним с самим эффектом.

Конечно, измерения можно провести быстрее, если увеличить вес образца. Однако это не всегда возможно и не только из-за уникальности образцов (которые при переработке в углерод погибают), но и из-за особенностей применяемой методики регистрации. Так, работа с твердым углеродом требует нанесения его на внутреннюю поверхность детектора очень тонким слоем, в котором трудно разместить большое количество углерода. Работа с большим весовым количеством углекислого газа затруднительна из-за того, что она требует детекторов очень большого объема. (Объем углекислоты, содержащей 1 г углерода, составляет при атмосферном давлении около 6 л). Практически физику всегда приходится искать компромиссное решение, которое было бы приемлемым и по точности, и по времени измерения\*\*.

\* Наши вычисления носят приближенный характер. При более точном подсчете получается несколько большее значение (14—15 распад/мин).

\*\* В ответственных случаях можно обогащать углерод, выделенный из образца, радиоактивным изотопом  $C^{14}$ , т. е. повышать концентрацию  $C^{14}$ .

Но вот измерения сделаны, набрана нужная статистика, из величины которой вытекает намеченная точность определения даты. Что же, все в порядке? Можно выдавать дату археологам? Оказывается, нет!

Существует вторая, очень серьезная трудность, связанная с опасностью загрязнения образца более *молодым* углеродом. Выше мы говорили, что углерод из образца 50 000-летнего возраста имеет в  $\sim 1000$  раз меньшую радиоактивность, чем современный углерод. Значит, достаточно добавить в этот старый углерод 0,1% молодого углерода, чтобы радиоактивность образца увеличилась вдвое. И тогда вычисленный возраст образца окажется моложе истинного на целый период полураспада  $C^{14}$ , т. е. более чем на 5000 лет! А если вы исследуете совсем старый образец, возраст которого исчисляется миллионом лет, а остаточная радиоактивность практически равна нулю ( $N_0/2^{2000}$ ), то 0,1%-ное загрязнение молодым углеродом приводит к кажущемуся сокращению возраста до 50 000 лет, т. е. в 20 раз!

Загрязнение же порядка 0,1% и даже больше ископаемый предмет получает за тысячелетия своего посмертного существования сравнительно просто (в результате контакта с подпочвенными водами, воздухом и т. п.).

Для борьбы с этой трудностью разработаны специальные способы очистки образцов от загрязнения молодым углеродом, однако современные методы очистки все же оставляют в древних образцах молодой углерод в количестве, эквивалентном 70 000-летнему возрасту. Это значит, что любые чрезвычайно древние породы, например каменный уголь, по радиоуглеродному методу имеют возраст не старше 70 000 лет. Таким образом, остаточное (после очистки) загрязнение молодым углеродом определяет верхнюю границу применимости радиоуглеродного метода. Радиоуглеродные часы отсчитывают время назад не дальше 70-го тысячелетия. И чем ближе к этому пределу, тем сильнее они врут! Но зато чем дальше от него, тем остаточное загрязнение менее страшно. Для образца 5000-летней давности, например, 0,1% загрязнение молодым углеродом приведет к его «омоложению» лишь на  $\sim 15$  лет, что дает ошибку в определении возраста всего  $\sim 0,3\%$ .

Итак, и с этой трудностью мы умеем справляться (или во всяком случае знаем, где ее надо опасаться). Теперь все? Нет, опять не все! Существует и третья, пожалуй, самая большая и самая неприятная трудность.

Выше мы говорили, что начальная активность 1 г углерода, извлеченного, например, из свежесрубленного дерева (или только что погибшего животного), *почти* не зависит ни от времени (вспомните наши деревья № 1, 2 и 3), ни от места (деревья можно рубить и в Европе, и в Америке, и в Австралии). В первом приближении это верно, но то, что отмечено словом *почти*, может составлять несколько процентов. Получается это потому, что атмосфера в разное время и в разных местах земного шара может быть по-

разному загрязнена нерадиоактивным или, наоборот, радиоактивным углеродом. Избыток нерадиоактивного углерода образуется в промышленных районах при сжигании больших количеств *древне-го* (т. е. практически нерадиоактивного) топлива, такого, как нефть, каменный уголь (эффект Зюсса). Избыток радиоактивного углерода возникает, например, при испытании водородных бомб. Концентрация  $C^{14}$  в  $CO_2$  может меняться также из-за изменения интенсивности космических лучей, которое наблюдается при изменении активности Солнца; из-за интенсивного перемешивания «молодой» и «старой» углекислоты в местах, где имеется как та, так и другая (над поверхностью океанов), причем два последних эффекта существовали и в минувшие тысячелетия.

Очень интересен способ экспериментальной проверки существования описанных эффектов. Сравнительно просто убедиться в наличии зависимости  $N_0$  от места на земном шаре: надо исследовать на радиоактивность деревья, растущие на разных континентах. А как быть с проверкой зависимости  $N_0$  от времени? Ведь машины времени-то у нас все-таки нет! Есть машина времени! Ею является само дерево, если оно достаточно многолетнее.

Мы уже говорили, что рисунок годовых колец многолетнего дерева позволяет судить об изменении метеорологических условий за время жизни дерева. Чем толще кольцо, тем больше тепла и влаги получило дерево в соответствующем году. Чем тоньше кольцо, тем хуже были условия для роста дерева. И, что очень важно, метеорологические условия данного года уже не могут изменить толщины колец, выросших за предыдущие годы. Таким образом, дерево автоматически записывает на своем собственном теле, как на папирусе, хронологию климата.

Точно так же обстоит дело и с содержанием  $C^{14}$ . Если в каком-нибудь году атмосферная углекислота содержала аномально много (или, наоборот, мало)  $C^{14}$ , то древесное кольцо, соответствующее этому году, будет иметь относительно большую (меньшую) радиоактивность, чем соседние\*.

Опыт, проведенный с многолетними деревьями, подтвердил эти ожидания. Начальная радиоактивность  $N_0$  древесных колец действительно обнаруживает как регулярный спад (рост), обусловленный сжиганием древесного топлива (испытанием водородных бомб, рис. 49),\*\* так и небольшие ( $\sim 1\%$ ) нерегулярные колебания, вызванные вариациями космических лучей или другими неконтролируемыми явлениями\*\*\*. И для правильности хронологических

\* Конечно, при сравнении двух колец надо обязательно учитывать убывание радиоактивности из-за распада за те годы, на которые одно кольцо старше другого.

\*\* Рис. 49 заимствован из статьи Л. С. Клейна «Археология спорит с физикой» («Природа», № 2 и 3 (1966), которую мы рекомендуем читателям, заинтересовавшимся радиоуглеродным методом.

\*\*\* Об одном любопытном использовании этого эффекта рассказано в § 33 (п. 1).

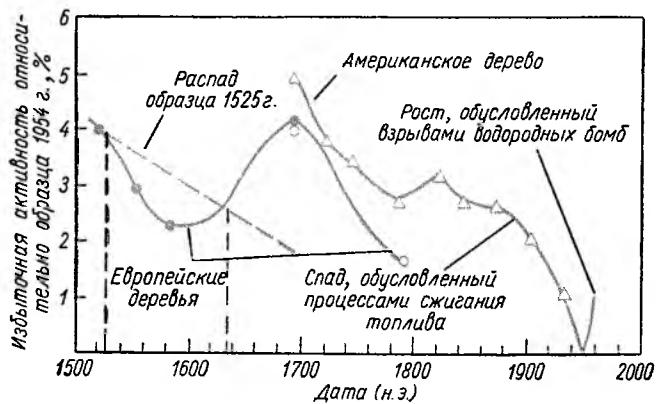


Рис. 49

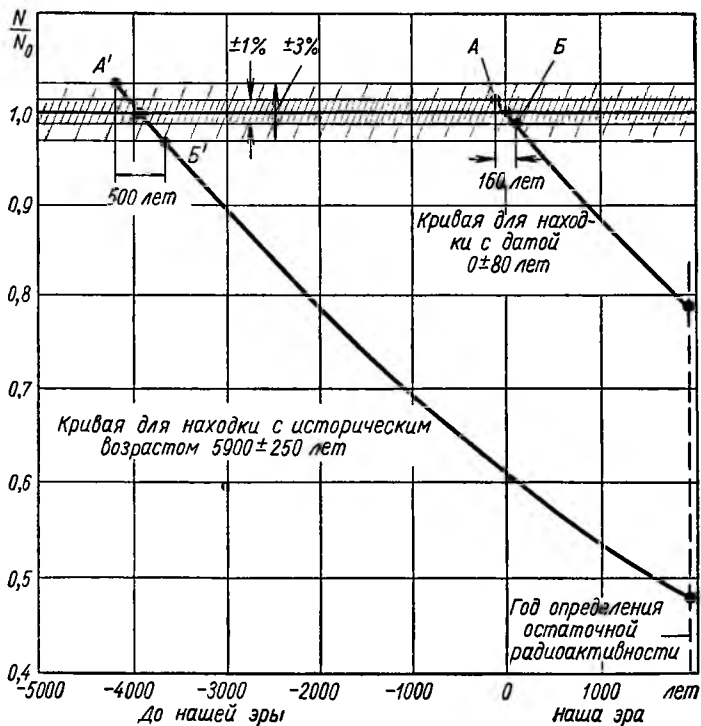


Рис. 50

определений все эти изменения начальной радиоактивности надо учитывать. Это можно сделать, когда знаешь характер изменения  $N_0$  с годами (да и то не всегда: пунктирная линия на рис. 49 имеет две точки пересечения, соответствующие 1525 и 1635 гг.) и невозможно, если он неизвестен. К сожалению, именно так обстоит дело для ископаемых находок, возраст которых превышает несколько тысячелетий. В этом случае вместо кривой изменения  $N_0$  со временем приходится рисовать полосу, ширина которой определяется предполагаемым размахом колебаний  $N_0$  в прошлом (рис. 50). Кривая радиоактивного распада пересекается с этой полосой в точках  $A$  и  $B$ , которые и определяют неконтролируемую ошибку в измеренном возрасте. Если предположить, что колебания в величине  $N_0$  в прошлом не превосходили 1%, то неконтролируемая ошибка будет составлять  $\pm 80$  лет, если же колебания достигали  $\pm 3\%$ , то погрешность в определении возраста достигнет  $\pm 250$  лет ( $A'$  и  $B'$ ). И величину этой ошибки нельзя уменьшить никаким увеличением статистики и никакой очисткой.

Продолжая аналогию с песочными часами, можно сказать, что нам неизвестно, сколько именно песчинок было засыпано в конкретные экземпляры часов в момент их изготовления и запуска. Мастер, изготавливавший часы, засыпал в них в разные годы различное количество песка, допуская отклонение от среднего на  $\pm 3\%$ . По какому закону он это делал (в какие экземпляры засыпал больше, а в какие меньше), пока неизвестно. Ясно, что сколь бы точно ни измеряли мы количество песка, оставшегося в таких часах к настоящему моменту, нам не удастся определить время их изготовления и запуска с точностью, превышающей  $\pm 3\%$ , пока не будет отгадан секрет мастера. Будем надеяться, что в конце концов секрет мастера — природы будет раскрыт и мы узнаем, по какому закону изменялась величина  $N_0$  в минувшие тысячелетия. Тогда удастся более точно определять возраст находок по радиоуглеродному методу. А пока от него не надо требовать больше того, что он может дать. И в этом случае никаких нелепостей при определении возраста не будет.

Вы видите, какая нелегкая жизнь у физика, как трудно перейти от прозрачного по идее мысленного опыта к реальному эксперименту; сколько препятствий стоит на пути к получению результата; как легко можно ошибиться при его интерпретации! А ведь мы ни словом не обмолвились о трудностях изготовления и наладки приборов, позволяющих регистрировать ничтожно малую радиоактивность. Эти приборы должны иметь высокую чувствительность, практически 100%-ную эффективность, ничтожный фон, высокую стабильность и другие уникальные свойства. Да, жизнь у физика трудная, но зато и очень интересная!

## Глава 8

### ЗАНИМАТЕЛЬНАЯ КОЛЛЕКЦИЯ

Глядя на мир, нельзя не удивляться!  
К. ПРУТКОВ

Ядерная физика — очень молодая наука. Атомное ядро было открыто в 1911 г., первый реактор был пущен в 1942 г., а пуск первой атомной электростанции состоялся в 1954 г., т. е. его должен помнить даже молодой читатель этой книжки. Но, несмотря на молодость ядерной физики, применения ее настолько разнообразны и многочисленны, что рассказать о них здесь совершенно невозможно. Да чего там рассказать, их трудно даже перечислить! Судите сами.

В промышленности — это гигантские реакторы для атомных электростанций, для опреснения морской и засоленной воды, для получения трансурановых элементов; транспортабельные реакторы для энерговооружения труднодоступных (например, полярных) районов, мощные  $\gamma$ -источники для дефектоскопии; активационный анализ для быстрого определения примеси в сплавах, металла в руде, качества угля и т. п.; изотопные источники тока для автоматических метеорологических станций, маяков, искусственных спутников Земли; многочисленные применения  $\gamma$ -источников для автоматизации различных операций (измерение уровня жидкости, плотности и влажности среды, толщины слоя, например, каменноугольного пласта); метод меченых атомов для обнаружения мест утечки газа в газопроводах или, наоборот, мест засорения в водопроводах, нефтепроводах и др.

На транспорте — это мощные реакторы для надводных и подводных (а в будущем воздушных и космических) кораблей.

В сельском хозяйстве — это установки для массового облучения картофеля с целью предохранения его от прорастания, овощей и фруктов — для сохранения их от плесени, мяса — от порчи; выведение новых сортов путем генетических трансмутаций.

В геологии — это нейтронный каротаж для поисков нефти, активационный анализ для поисков и сортировки металлических руд, для определения примесей в естественных алмазах и т. п.

В медицине — это изучение производственных отравлений методом меченых атомов; диагностика заболеваний при помощи активационного анализа, метода меченых атомов и радиографии; лече-



ние опухолей  $\gamma$ -лучами и  $\beta$ -частицами; стерилизация фармацевтических препаратов, одежды, медицинских инструментов и оборудования  $\gamma$ -излучением и др.

И так обстоит практически в любой сфере деятельности человека, вплоть до таких, где применение ядерной физики на первый взгляд кажется совершенно неожиданным. В предыдущей главе вы видели, что ядерная физика проникла в гуманитарную науку — археологию. В этой главе вы узнаете, что ядернофизические методы использует даже такая наука, как криминалистика!

А сколько имеется наук, в которых ядерная физика играет главную роль! Вот некоторые из них: ядерная геофизика, ядерная химия, ядерная астрофизика, радиационная химия, радиохимия.

А сколько замечательных достижений имеется у ядерной физики в ее собственных недрах! Тут и рекордные точности измерения разных величин, и остроумнейшие методы регистрации и изучения элементарных частиц, и новые физические явления и эффекты, и многое, многое другое.

Вы видите, что даже при простом перечислении достижений ядерной физики нам пришлось в конце концов перейти от конкретных примеров к широким понятиям и обобщениям. И уже совсем трудно что-нибудь выбрать из этого (далеко не полного) перечня для рассказа. По какому критерию выбирать? Можно, конечно, продолжить линию, намеченную в предыдущей главе, и написать разделы под заголовками «Ядерная физика в промышленности», «Ядерная физика в сельском хозяйстве» и т. п. Но этот путь привел бы к чрезмерному и неоправданному увеличению объема книги.

И тогда было решено собрать некоторое количество таких ядернофизических эффектов, результатов, проектов и пр., которые чем-нибудь обращают на себя особое внимание. В одних случаях это неожиданность применения, в других — грандиозность проекта, в третьих — невероятная точность, в четвертых — необычность эффекта и т. д. Коллекция подобных результатов и представлена в настоящей главе. Конечно, подбор материала для этой коллекции в значительной степени случаен и очень ограничен. Но мы все же надеемся, что она даст некоторое представление о том, насколько широко и глубоко проникла ядерная физика во все области человеческой деятельности.

### **§ 33. НЕОЖИДАННЫЕ ПРИМЕНЕНИЯ**

#### **1. Загадка Тунгусского метеорита**

*Как это произошло. — Пять недоуменных вопросов. — Ядерная гипотеза. — Опыт на расстоянии. — Опять древесные кольца. — Эффект 1909 г.*

Рано утром 30 июня 1908 г. в тайгу в районе реки Подкаменная Тунгуска (800 км на северо-запад от озера Байкал) упал большой метеорит. Падение метеорита было видно на расстоянии до 700 км;

в течение двух месяцев после падения метеорита в Западной Сибири и Европе наблюдались белые ночи. Иркутская и другие обсерватории зарегистрировали барометрическую и сейсмическую волны, а также возмущение магнитного поля Земли, сходное с наблюдавшимися впоследствии при атмосферных испытаниях ядерного оружия.

При обследовании места падения метеорита был обнаружен значительный вывал леса на площади со средним радиусом в несколько десятков километров и ожоги на деревьях, находящихся от эпицентра взрыва до 20 км. Детальное изучение вывала леса и ожогов показало, что на самом деле метеорит не упал, а взорвался в воздухе на высоте 5—10 км; взрыв характеризовался энергией порядка  $10^{23}$ — $10^{24}$  эрг\*, значительная часть которой (по некоторым оценкам до 30%) выделилась в форме излучения. Масса метеорита, вычисленная по его энергии и скорости  $v$  (за  $v$  разумно принять скорость орбитального движения Земли), оказалась порядка сотен тысяч тонн.

При сопоставлении всех известных данных о Тунгусском метеорите возникает несколько недоуменных вопросов, на которые должны дать ответы каждая гипотеза, претендующая на объяснение природы метеорита:

1. Почему метеорит не достиг Земли, а взорвался в воздухе?
2. Почему при столь огромной массе метеорита от него не осталось осколков?
3. Чем объясняется специфическая розетка вывала леса (свидетельствующая об отсутствии баллистической волны)?
4. Почему так велика относительная доля энергии излучения (в обычном взрыве относительная доля энергии излучения не превышает 1%)?
5. Чем объясняется специфическое изменение магнитного поля Земли во время полета метеорита?

Существует несколько гипотез о происхождении Тунгусского метеорита, каждая из которых по-своему отвечает на все эти вопросы. Мы не будем их рассматривать, а остановимся только на одной гипотезе (относительно не самой правдоподобной), которая имеет отношение к ядерной физике.

Уже давно обратили внимание на то, что согласованные ответы на перечисленные выше вопросы можно получить, предположив ядерную природу Тунгусского взрыва. У нас в СССР этой точки зрения придерживался геофизик А. В. Золотов и др. В 1965 г. трое американских ученых: Либби, Коуэн\*\* и Атлури — вновь возродили ядерную гипотезу Тунгусского взрыва и попытались доказать ее экспериментально. По мнению этих ученых, Тунгусский эффект был вызван аннигиляцией сравнительно небольшого

\* Напомним, что энергия взрыва большой водородной бомбы такого же порядка.

\*\* Оба лауреаты Нобелевской премии.

куска *антивещества\**, прилетевшего из космического пространства. При таком (скажем прямо, не очень правдоподобном) предположении все особенности Тунгусского взрыва (взрыв на высоте, отсутствие осколков, сильное излучение, магнитные возмущения, слабая баллистическая волна) получают довольно естественное объяснение.

Для экспериментального подтверждения своей гипотезы авторы поставили опыт, ради описания которого мы и рассказываем об этой гипотезе. Замечательной особенностью этого опыта является то, что он был поставлен на расстоянии  $\sim 9000$  км от места, где произошло само исследуемое явление, и более чем через полвека *после* того, как оно произошло.

Идея опыта заключается в использовании радиоуглеродного метода (см. § 32).

Если Тунгусский эффект 1908 г. был вызван не падением метеорита, а аннигиляцией куска антивещества в атмосфере, то этот процесс должен был сопровождаться появлением большого избыточного количества нейтронов\*\*. Нейтроны будут захватываться ядрами азота воздуха и образовывать радиоактивный углерод  $C^{14}$ . Атомы  $C^{14}$  окислятся до углекислоты, которая сравнительно быстро разнесется потоками воздуха по земному шару и будет усваиваться растениями.

Расчет показывает, что аннигиляционный взрыв такого же масштаба, как взрыв Тунгусского метеорита, должен привести к увеличению содержания  $C^{14}$  в атмосфере на несколько процентов. В связи с этим древесные годовые кольца, выросшие в период, последовавший сразу за Тунгусским взрывом, должны обнаруживать повышенную радиоактивность.

В качестве детектора радиоактивности воздуха в давно прошедшие годы была использована 300-летняя ель, срубленная в США в 1951 г. Из древесины годовых слоев этой ели, выросших за период 1870—1936 гг., был выделен углерод, который затем проанализировали на содержание радиоактивного изотопа  $C^{14}$ . В работе принимались все необходимые меры для того, чтобы обеспечить наивысшую точность измерений: для каждой пробы брали достаточно много ( $\sim 20$  г) древесины; при измерении радиоактивности набирали большую ( $\sim 90\,000$  импульсов) статистику; вводили поправки на содержание  $C^{13}$  и эффект Зюсса (см. § 32).

Результаты измерений показаны на рис. 51. Здесь пунктирной линией изображено среднемировое значение концентрации  $C^{14}$  в атмосфере в 1890 г., которое принято за 100%. Точки характеризуют изменение концентрации  $C^{14}$  (в месте, где росла ель) с тече-

\* Подробнее об антивеществе см. § 38. С переводом статьи Либби, Коуэна и Атлери можно ознакомиться в журнале «Атомная техника за рубежом», 1 (1966).

\*\* Нейтроны должны возникать при взаимодействии  $\pi^-$ -мезонов с ядрами элементов, входящих в состав воздуха.  $\pi^-$ -Мезоны всегда образуются при аннигиляции антинуклонов и нуклонов.

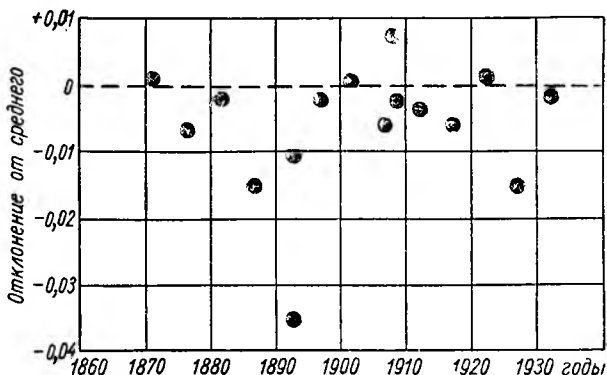


Рис. 51

нием времени (как правило, каждая точка охватывает пятилетний период; исключение сделано для 1908, 1909, 1910 гг.). Из рисунка видно, что над пунктирной линией расположена единственная точка, которая была получена измерением радиоактивности годичного слоя, выросшего сразу после Тунгусского взрыва (1909 г.). Этот результат находится в качественном согласии с ядерной гипотезой происхождения Тунгусского метеорита.

Конечно, зарегистрированный эффект настолько мал (а сама гипотеза настолько невероятна)\*, что данные, полученные в описанной работе, нельзя считать убедительными, но сама идея использования радиоуглеродного метода для изучения явления, отдаленного не только во времени, но и в пространстве, очень красива!

## 2. Ядерная физика и ... криминалистика

*Вычислительная машина «ловит» преступника. — Следы всегда остаются. — Что такое активационный анализ. — Можно ли найти человека по одному его волоску? — Как раскрыли преступление, совершенное полтора года назад. — Взрыва не будет!*

Самой убедительной уликой против преступника всегда считались отпечатки его пальцев. Техника изучения отпечатков пальцев в настоящее время развилась настолько, что она позволяет производить анализ практически невидимых или полустертых отпечатков, а также отпечатков, оставленных на грубых поверхностях. В качестве иллюстрации на рис. 52 показано, как выглядит после соответствующего проявления и увеличения невидимый отпечаток пальца рецензента этой книги, обнаруженный на полях ее рукописи.

\* С более правдоподобной гипотезой о происхождении Тунгусского эффекта можно познакомиться в статье И. Т. Зоткина и М. А. Цикулина, опубликованной в журнале «Природа», № 6 (1966 г.).

Старый метод Шерлока Холмса — определение преступника по «почерку» его «работы» — также получил свое дальнейшее развитие. Наиболее крупные криминологические центры имеют теперь в своем распоряжении электронные вычислительные машины, в памяти которых заложены «почерки» всех известных преступников данного района. Если при помощи специальной программы ввести в машину улики, собранные на месте преступления, то, сопоставив их с данными, хранящимися в своей памяти, машина быстро ставит диагноз и выдает перечень лиц, которые могли бы совершить данное преступление (рис. 53).



Рис. 52

Однако как метод, основанный на изучении отпечатков пальцев, так и метод, основанный на исследовании «почерка» преступника, страдают серьезными недостатками: опытный преступник редко оставляет после себя улики такого рода.

И все-таки следы преступника всегда остаются! Только они имеют настолько невинный характер, что ими не может воспользоваться самый опытный сыщик, даже если он обладает эрудицией и интуицией Шерлока Холмса и в совершенстве владеет его методом дедукции. Речь идет о ничтожном количестве какого-либо вещества или о мельчайшем предмете, которые преступник невольно оставляет на месте преступления или, наоборот, случайно уносит оттуда на себе. Этими веществами и предметами может быть пыль на одежде или обуви, следы краски, волос, нитка от одежды, следы пороха, металлические опилки и т. п. При этом для анализа иногда оказывается достаточно мельчайшей пылинки вещества весом  $10^{-10}$  г, т. е. одной десятитысячной доли микрограмма. Это в десять миллионов раз меньше веса одного короткого волоска! Трудно себе представить столь аккуратного преступника, который сумеет не оставить вещественных улик такого ничтожного масштаба.

Что же это за чудодейственный метод и на чем он основан? Метод называется активационным анализом, а основан он на известном ядернофизическом явлении. Значит, и здесь ядерная физика!

Сущность активационного анализа заключается в изучении радиоактивного излучения, которое испускает исследуемый образец после его облучения заряженными или нейтральными частицами, например, интенсивным потоком нейтронов. В § 30 мы говорили, что в результате захвата каким-либо ядром ( $A, Z$ ) нейтрона обра-

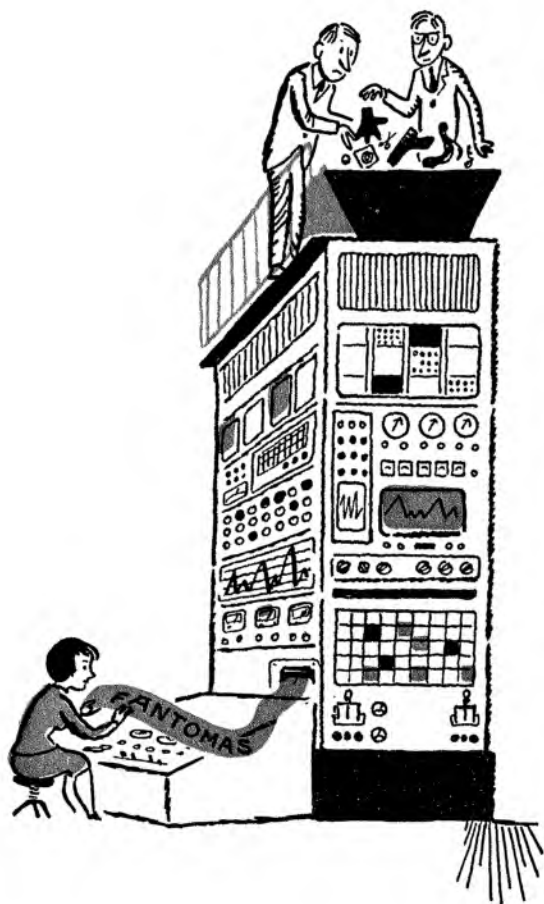


Рис. 53

зуется  $\beta^-$ -радиоактивное ядро ( $A + 1, Z$ ), которое после  $\beta^-$ -распада превращается в ядро ( $A + 1, Z + 1$ ). Ядро ( $A + 1, Z + 1$ ) обычно образуется в возбужденном состоянии и затем переходит в основное состояние, испуская  $\gamma$ -квант. Энергия испускаемых  $\gamma$ -квантов  $E_\gamma$  и период полураспада  $T_{1/2}$  (который совпадает с периодом предшествующего  $\beta$ -распада) разных ядер различны. Так, например,  $\text{Na}^{24}$ , образующийся после облучения нейтронами  $\text{Na}^{23}$ , с периодом полураспада  $T_{1/2} = 15$  ч испускает  $\gamma$ -кванты с энергией  $E_\gamma = 1,4$  Мэв,  $\text{Si}^{64}$  испускает  $\gamma$ -кванты с энергией  $E_\gamma = 0,5$  Мэв ( $T_{1/2} = 13$  ч),  $\text{Br}^{82}$  — с  $E_\gamma = 0,8$  Мэв ( $T_{1/2} \approx 36$  ч),  $\text{Au}^{198}$  — с  $E_\gamma = 0,4$  Мэв ( $T_{1/2} \approx 2,7$  дня) и т. п.

Если исследуемое вещество имеет сложный состав (а таких подавляющее большинство), то энергетический спектр его  $\gamma$ -излуче-

ния будет состоять из нескольких компонентов, каждому из которых в спектре соответствуют максимумы при некоторых энергиях. Соотношение в величине максимумов определяется составом вещества, т. е. процентным содержанием в нем различных ядер. При этом высокая чувствительность метода приводит к заметному отличию спектров при ничтожно малом изменении процентного состава.

Все это приводит к тому, что  $\gamma$ -спектр остатков какого-нибудь вещества, найденного на месте преступления, обладает настолько индивидуальной спецификой, что он совпадает *только* со спектром того же самого вещества (которое может быть изъято у предполагаемого преступника). Установлено, например, что, несмотря на практически одинаковый *качественный* состав волос у разных людей (те же составные части), они отличаются *количественным* содержанием различных компонентов. Специальная проверка, сделанная для  $\sim 1000$  волос, взятых у разных людей, показала убедительное различие соответствующих им  $\gamma$ -спектров. Таким образом, волос человека оказывается столь же индивидуальной характеристикой, как и отпечаток его пальца. При этом замечательно, что  $\gamma$ -спектр волос данного человека так же, как и дактилоскопический отпечаток, не зависит от его возраста (если, конечно, организм здоров и в течение всего периода находится в нормальных условиях).

То же заключение справедливо и относительно любых других предметов и веществ. Например,  $\gamma$ -спектр краски зависит от типа и количества составных частей, которые определяются не только задуманным колером, но и временем изготовления краски, местом добычи сырья, технологией его очистки и переработки, допускаемым отклонением в процентном составе и т. д. В результате оказывается, что мельчайшие следы краски на рукаве или обуви преступника имеют в точности тот же  $\gamma$ -спектр, что и краска на месте преступления, и, наоборот, человеку, стремящемуся создать точную копию краски (например, художнику, занимающемуся подделкой картин), никогда этого не удастся сделать. Аналогично  $\gamma$ -спектр нитки от одежды определяется сортом сырья, технологией обработки пряжи и ткани на фабрике, спецификой изготовления костюма (например, декатировкой) и особенностями его использования (например, специфическое загрязнение или, наоборот, недавняя химчистка определенными моющими составами) и т. п. Мы не будем приводить дальнейших примеров, так как читатель сам может придумать их сколько угодно, учитывая главную особенность этого метода — его исключительно высокую чувствительность.

Применение методов ядерной физики в криминалистике не ограничивается изучением только что совершенных преступлений. Нередко она позволяет обнаружить преступление, совершенное давным-давно, а иногда даже дает возможность предотвратить задуманное.

Широко известным фактом, иллюстрирующим первое утверждение, является, например, обнаружение аномально большого (приблизительно в 10 раз больше средней нормы) количества мышьяка в волосах Наполеона. На основании этого анализа можно предполагать, что в последние месяцы жизни Наполеона в его пищу регулярно вводили мышьяк.

В качестве примера возможности использования ядернофизических методов для предотвращения преступлений приведем запатентованный в США способ обнаружения взрывчатки в багаже авиапутешественников. Способ основан на том, что взрывчатка обычно содержит азот ( $N^{14} + N^{15}$ ), который при облучении его нейтронами превращается в  $N^{15}$  и радиоактивный изотоп  $N^{16}$ , испускающий  $\gamma$ -кванты с энергией  $E_\gamma \simeq 6 \text{ Мэв}$  ( $T_{1/2} = 7 \text{ сек}$ ). Появление  $\gamma$ -квантов с такими  $E_\gamma$  и  $T_{1/2}$  при облучении какого-нибудь чемодана является сигналом о наличии в чемодане веществ, содержащих азот, т. е., может быть, взрывчатки. Способ хорош тем, что в связи с малостью  $T_{1/2}$  его применение не требует длительного облучения, так что проверку чемоданов можно осуществлять, перемещая их с помощью конвейерной ленты мимо источника нейтронов и детектора  $\gamma$ -квантов.

### 3. Поиски сокровищ

*По стопам Остапа Бендера. — Верили ли нам наши предки? — Взгляд сквозь толщу пирамиды.*

Возможности ядерной физики поистине безграничны и разнообразны. Только что мы рассмотрели примеры, в которых ядерная физика выступала в роли детектива. А вот пример, когда она собирается сыграть роль кладоискателя.

Представьте себе, что вам надо решить задачу Остапа Бендера и Ипполита Матвеевича Воробьянинова, т. е. найти драгоценности, спрятанные внутри каких-то предметов. Как это сделать? Варварский способ героев Ильфа и Петрова вам представляется неприемлемым, так как предметы надо сохранить в неповрежденном виде. И вот, немножко подумав, вы находите выход: надо просветить их рентгеновскими (или  $\gamma$ -) лучами. Металлическая оправа драгоценностей даст тень\*, и задача будет решена.

Что ж, для стульев гостиного гарнитура этот способ вполне хорош. Но как быть, если предметы не деревянные, а каменные и размеры их превышают добрую сотню метров? А именно такую задачу поставили недавно перед собой ученые.

Известно, что египетские пирамиды были задуманы и построены как величественные гробницы для фараонов и что в погребальные камеры вместе с останками фараонов помещали также и принадлежащие им личные вещи, оружие, золото и драгоценности. Изучение этих реликвий старины принесло бы неоценимую пользу

\* Сами бриллианты прозрачны для рентгеновских лучей.



исторической науке, однако сделать это до сих пор не удалось и по очень простой причине.

Сейчас пирамиды охраняются законом как памятники древней культуры, но задолго до того, как эти законы вступили в силу, пирамиды уже были разграблены. Невольно возникает вопрос: неужели наши предки были настолько доверчивы и непредусмотрительны, что не предвидели подобной возможности. Пожалуй, все-таки нет. Одним из доказательств их предусмотрительности служит, например, недавно найденная в Таиланде древняя пятитонная золотая статуя Будды, внешний вид которой показывает, что она была специально покрыта толстым слоем глины и извести, чтобы не привлекать внимание корыстолюбивых потомков. Поэтому представляется вполне вероятной гипотеза о том, что египетские пирамиды кроме известных погребальных камер имеют еще и скрытые помещения, о расположении которых пока никто не знает. Спрашивается, как их найти, не разрушая пирамид? Огромные размеры пирамид исключают применение не только рентгеновских, но и значительно более проникающих  $\gamma$ -лучей. И те и другие не смогут «просветить» большую толщу вещества, из которого изготовлены пирамиды.

Для решения задачи было предложено использовать космические лучи, в состав которых входят сильно проникающие частицы. Регистрация космических частиц может производиться при помощи специальных детекторов—счетчиков и камер (искровых или пьезорычковых), установленных в известных нижних помещениях пирамиды. Если в толще пирамиды на пути космических частиц встретится пустота, то детектор позволит определить направление, на котором она находится (в этом направлении детектор регистрирует больше частиц, чем в другом). Переставив детектор на другое место (или используя одновременно несколько детекторов), можно выделить другие аналогичные направления. Пересечения этих направлений укажет месторасположение скрытых помещений внутри пирамиды с точностью, достаточной для того, чтобы к ним можно было подобраться, не производя больших разрушений. Заметим, что с точки зрения современных возможностей ядерной физики поставленная задача вполне реальна. Если она будет решена, то это будет еще один очень ценный вклад ядерной физики в археологию.

#### **4. В погоню за илом**

*Читатель следит за фарватером. — Мартышкин труд. — Куда сбросить ил, чтобы он не вернулся? — Меченый грунт.*

Представьте себе, что вы работаете на судоходной реке, а именно отвечаете за фарватер на некотором ее участке. Участок вам достался прескверный: его все время заносит илом, который приходится периодически вычерпывать, вывозить на барже и сбрасывать

в другом месте реки. При этом у вас нет никакой уверенности в том, что вы вывозите его по правильному адресу. Не исключено, что придонное течение перемещает сброшенный ил в нежелательном направлении, например на участок вашего соседа, а то и на ваш собственный! Словом, у вас не работа, а типичный мартышкин труд.

Аналогичные трудности возникают при строительстве плотин, верфей, морских и речных вокзалов и других крупных гидросооружений на реках и в заливах, когда приходится вынимать со дна много грунта. В этих случаях особенно важно найти удачное место для сброса вынутого грунта, так как его возвращение может сильно затянуть сроки строительства.

Чтобы избежать напрасной работы, надо знать, как (откуда, куда и с какой скоростью) движется ил (или грунт). Ответить на эти вопросы позволяет ядерная физика.

Для этой цели применяется  $\gamma$ -радиоактивное вещество, физические свойства которого (плотность, средние размеры отдельных частичек, смачиваемость и др.) близки к свойствам ила или грунта. Если перед сбросом в воду вынутого ила добавить в него небольшое количество радиоактивного вещества, то ил станет меченым. Теперь за его движением легко проследить, так как вместе с илом пойдут и радиоактивная примесь, которую можно обнаружить специальными гамма-счетчиками. Ставя гамма-счетчики в разные места, можно после серии измерений выяснить, где преимущественно оседает ил, сброшенный в том или ином районе реки или залива. Если результаты оказываются неудовлетворительными, то район сброса изменяют и повторяют измерения до тех пор, пока будут получены хорошие результаты. Так ядерная физика помогает человеку перехитрить природу.

## 5. Ядерный скафандр

*Когда шуба греет. — Саморазогревающиеся препараты. — Водолазный костюм с ядерным подогревом.*

Когда вам холодно, вы говорите: «Я надену теплое пальто» или «я накроюсь теплым одеялом», хотя прекрасно понимаете, что ни пальто, ни одеяло сами по себе не греют, а лишь сохраняют тепло человеческого тела. Этих теплоизолирующих свойств одежды обычно бывает достаточно для того, чтобы «согреться» (точнее говоря, чтобы не замерзнуть). Однако в некоторых случаях необходим по-настоящему теплый костюм, т. е. такой, который работает не только как теплоизолятор, но и как нагреватель.

Такой костюм можно сделать из ткани с вмонтированными в нее тонкими проволочками, которые нагреваются электрическим током. Другую и притом более удобную возможность предоставляет, ядерная физика.

Вы знаете, что при помощи ядерного реактора можно приготовить искусственные радиоактивные препараты очень большой активности. Если основным видом радиоактивного распада препарата является  $\beta$ -распад, то из-за малого пробега  $\beta$ -частиц в веществе препарата и слабого взаимодействия  $\beta$ -частиц значительная часть энергии радиоактивного распада будет преобразовываться в тепло. В результате препарат саморазогревается до высокой температуры и остается горячим в течение длительного времени, величина которого определяется периодом полураспада. Такой препарат можно использовать в качестве удобного, портативного и долговечного нагревателя.

Недавно было опубликовано сообщение о том, что на этом принципе в США сконструирован прибор для обогрева костюма аквалангиста. В качестве радиоактивного препарата используются изотопы тулия  $Tm^{170}$  (период полураспада 129 дней, энергия  $\beta$ -распада 0,97 и 0,88 Мэв) и  $Tm^{171}$  (период полураспада 680 дней, энергия  $\beta$ -распада 0,1 Мэв). Вода, нагретая до температуры несколько выше температуры человеческого тела, прокачивается через костюм и обогревает аквалангиста. В связи с большими периодами полураспада тулия прибор может работать без перезарядки радиоактивного изотопа до двух лет.

## 6. Радиоактивный громоотвод

*Как работает обыкновенный громоотвод. — Радиус действия громоотвода. —  $\gamma$ -Кванты в роли остря.*

Известно, что для защиты какого-либо объекта (здания, трубы, высоковольтной мачты) от удара молнии устраивают громоотводы (точнее, молниеотводы).

На самой высокой точке объекта, охраняемого от молний, устанавливается хорошо заземленный металлический шест с острием на конце. Во время грозы в окрестности остря возникает повышенная ионизация воздуха («заряды стекают с остря»), благодаря чему сопротивление воздуха в этом районе снижается. Это в свою очередь приводит к уменьшению напряженности электрического поля и, как следствие, к снижению вероятности возникновения разряда молнии. Если все же молния и ударяет в громоотвод, то этот удар не вызывает разрушений потому, что громоотвод соединен хорошим проводником с землей.

Недостатком громоотвода является малый радиус его действия (он примерно равен удвоенной высоте громоотвода). Расширить радиус действия громоотвода можно при помощи искусственной ионизации воздуха в его окрестности. Это достигается с помощью источника  $\gamma$ -лучей, укрепленного на острие громоотвода. Если взять достаточно мощный источник, то радиус действия громоотвода можно довести до нескольких сотен метров.

Так ядерная физика защищает нас от молнии.

## 7. В помощь больному сердцу

*Враг № 1. — Операции на сухом сердце. — Человек с чужим сердцем. — Мечта об искусственном сердце. — Борьба с аритмией. — Ядерный стимулятор сердца.*

В предыдущей главе мы говорили об одном из самых страшных заболеваний человеческого организма — злокачественных опухолях и о той роли, которую играет ядерная физика в диагностике и лечении этого заболевания. Рак действительно страшная болезнь. Но все-таки врагом № 1 медики считают сердечно-сосудистые заболевания. Именно они уносят больше всего жизней. И конечно, главной проблемой здесь является само сердце, его болезни.

Успехи медицины в области сердечной хирургии очень велики. Широко известны операции на сухом сердце, которые проводятся с помощью аппарата «Искусственное сердце», обеспечивающего кровообращение на время операции. В конце 1967 г. хирургом К. Бернардом (г. Кейптаун) был сделан первый опыт пересадки сердца от только что погибшей молодой женщины 56-летнему Л. Вақшанскому, умиравшему после двух перенесенных им инфарктов. Хирургическая часть опыта удалась блестяще: человек с пересаженным сердцем жил 18 дней!

Еще более успешно прошла операция пересадки сердца второму пациенту профессора Бернарда — Ф. Блайбергу. Этот мужественный человек после трехмесячного пребывания в больнице выписался из нее и вернулся домой с чужим сердцем в груди.

Наконец, совсем недавно (в ноябре 1968 г.) в США была сделана *повторная* операция пересадки сердца человеку, которому раньше (полгода назад) такая операция один раз уже была проведена. В результате повторной операции этот человек получил новое, теперь уже третье по счету сердце!

Вполне возможно, что со временем, когда будет полностью решена проблема борьбы с трудностями послеоперационного периода, операции по пересадке сердца сделаются доступными рядовым хирургам и позволят продлевать жизнь неизлечимым больным на многие, многие годы. Однако при массовом внедрении подобных операций в широкую медицинскую практику неизбежно появится еще одна серьезная проблема — необходимость иметь достаточное количество молодых здоровых сердец, взятых от недавно умерших людей.

Такой проблемы нет у другого столь же радикального способа избавления человека от смертельного недуга. Этим способом является замена больного сердца искусственным.

Мы уже говорили, что аппарат «Искусственное сердце» широко применяется в медицинской практике во время операций на сердце. Однако медики мечтают о таком искусственном сердце, которым можно заменить больное сердце не только на время операции, но и на всю жизнь.

Проблема создания протеза сердца невероятно сложна. Природа и здесь выставляет множество препятствий, которые приходится преодолевать при решении этой проблемы (плохая приживляемость протеза, свертывание крови и образование тромбов при ее контакте с материалом протеза и др.). Но они успешно преодолеваются. Уже созданы и применяются искусственные сердечные клапаны и кровеносные сосуды. Широким фронтом ведутся работы по созданию и проверке на животных полных протезов сердца. В этом случае появляется дополнительная трудность: надо заставить искусственное сердце «биться». Для этого нужна энергия, двигатель (электромотор) и электронное управляющее устройство. Все это в идеальном случае надо разместить внутри организма. В настоящее время медики вплотную подошли к решению и этой труднейшей задачи. И вот как раз здесь некоторую помощь может оказать ядерная физика.

Дело в том, что сердце-протез должно быть исключительно надежным и долговечным прибором. В частности, для него необходим очень надежный и долговечный источник электроэнергии. Такими качествами обладают изотопные источники тока, работающие по принципу преобразования радиоактивного тепла в термоэлектричество. Так что в недалеком будущем вполне возможно будет встретить человека с «ядерным сердцем». Насколько близко это будущее, можно видеть из следующего примера.

Известно, что одним из очень неприятных заболеваний сердца является так называемая аритмия — нарушение регулярности сердцебиения. Радикальный способ борьбы с аритмией заключается во вживлении в организм больного электрического стимулятора, работающего от батарей. Однако существенным недостатком этих устройств является необходимость в периодическом (примерно один раз в три года) хирургическом вмешательстве (для смены батарей). В связи с этим в настоящее время разрабатывается изотопный источник тока, рассчитанный на работу внутри человеческого организма в течение десяти лет. Не исключено, что опыт, приобретенный в процессе таких разработок, будет использоваться и при создании искусственного сердца.

## § 34. ИНТЕРЕСНЫЕ ПРОЕКТЫ

### 1. Атомный дирижабль

*Почему трудно построить атомный самолет? — Самолет хорошо — дирижабль лучше. — Летящая гостиница.*

Создание атомных надводных и подводных судов решило проблему плавания на неограниченное расстояние без пополнения горючего. Аналогичная проблема для летательных аппаратов пока еще не решена, хотя над ней работают уже много лет. Существуют две серьезные трудности, препятствующие созданию атомного самолета.

Первая трудность заключается в невозможности обеспечить с помощью ядерного реактора необходимую удельную мощность двигателя (около 0,3 л. с. на 1 кг полетного веса) для самолета нормальных размеров. Объясняется это тем, что для предохранения экипажа и пассажиров от радиоактивного излучения приходится оборудовать реактор очень тяжелой защитой. Настолько тяжелой, что самолет не может взлететь.

Расчет показывает, например, что при мощности двигателя 6000 л. с. реактор вместе с защитой должен весить около 60 т, т. е. в 3 раза больше того, что может поднять в воздух этот двигатель. Правда, при увеличении размеров реактора его мощность растет быстрее веса защиты, так что при некоторой достаточно большой мощности самолет в принципе может взлететь. Но, как показывают оценки, такой самолет должен иметь двигатель мощностью 40 000 л. с., а весить он будет 150 т!

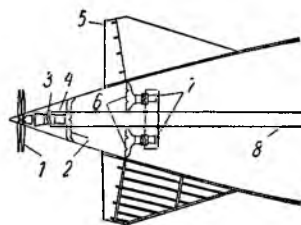
Как известно, в настоящее время уже имеются самолеты весом до 200 т и проектируются еще более громадные. Поэтому проблема размеров и веса перестала быть препятствием для создания атомного самолета\*.

Вторая трудность, встречающаяся при разработке атомного самолета, заключается в опасности радиоактивного заражения местности в случае его аварии. Эта трудность полностью сохраняется и сейчас.

Между тем обе трудности практически отсутствуют, если самолет заменить дирижаблем. В этом случае достаточно удельная мощность двигателя около 0,02 л. с. на 1 кг полетного веса и резко снижается опасность разгерметизации реактора в случае аварии.

В 1965 г. в США разработан проект огромного дирижабля длиной 300 м, высотой 50 м. Источником энергии дирижабля будет ядерный реактор с тепловой мощностью 200 тыс. квт. Общая мощность двигателей 6000 л. с. Подъемная сила дирижабля 380 т, скорость около 150 км/ч. Дирижабль предполагается оборудовать каютами для 400 пассажиров, грузовым трюмом для перевозки 100 автомашин, тремя палубами, рестораном, танцевальным залом и др. Словом, это огромная и вполне комфортабельная гостиница, которая сможет путешествовать вокруг света вместе со всеми своими жильцами и их машинами\*\*.

На рис. 54 изображена схема атомного дирижабля, составленная по Бостонскому проекту: 1 — противовращающиеся винты; 2 — вход воздуха; 3 — радиатор; 4 — газовая турбина и редуктор



\* В 1967 г. в иностранной печати появилось сообщение о возобновлении в США работ над атомным самолетом.

\*\* С подробностями проекта можно ознакомиться в статье, опубликованной в журнале «Атомная техника за рубежом», № 4 (1966 г.).

мощностью 4000 л. с.; 5 — рулевые плоскости; 6 — выхлопные отверстия; 7 — турбовентиляторы мощностью 1000 л. с.; 8 — вторичный контур с жидкометаллическим теплоносителем; 9 — промежуточный теплообменник; 10 — турбонасосы; 11 — защита; 12 — реактор; 13 — первичный контур с литием; 14 — ангар для

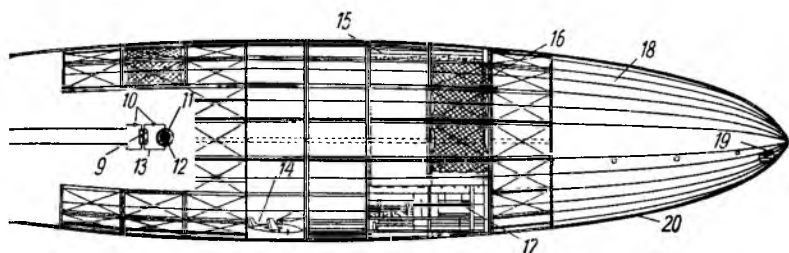


Рис. 54

18-местного самолета; 15 — танцевальный зал; 16 — проволочная арматура, удерживающая камеры с гелием; 17 — пассажирская палуба; 18 — нейлоновая оболочка; 19 — пульт управления; 20 — передний грузовой люк.

## 2. Подземные ядерные взрывы

*Дешево и сердито. — Ядерная труба. — Как повысить выход газа или нефти из скважины. — Подземные хранилища. — Воздушный аккумулятор. — Второй Панамский канал. — Вопросы безопасности.*

Широко известна исключительная эффективность ядерного взрыва. Ядерный снаряд диаметром менее полуметра эквивалентен по энерговыделению 100 000 т тринитротолуола. Менее известна относительная дешевизна ядерного взрыва. Оказывается, термоядерный взрыв большой мощности в сотни и даже в тысячи раз дешевле химического. Вот уж поистине: дешево и сердито!

Высокая эффективность и низкая стоимость делают весьма заманчивым применение ядерных взрывов для производства крупных земляных работ. Вот несколько проектов такого рода, разрабатываемых в США.

### а. Повышение производительности газовых и нефтяных месторождений

Если в районе месторождения газа (нефти) глубоко под землей произвести ядерный взрыв, то над местом, где был заложен ядерный заряд, образуется так называемая ядерная труба, т. е. верти-

кальная цилиндрическая полость диаметром в несколько десятков метров, заполненная обломками породы. Объемная плотность обломков породы в ядерной трубе меньше, чем объемная плотность породы до взрыва. Поэтому ядерная труба обладает повышенной проницаемостью для газа (или нефти). Газ будет устремляться к трубе из окружающих ее газоносных слоев и подниматься по ней к скважине. Таким образом, ядерная труба будет играть роль скважины очень большого диаметра. В результате производительность месторождения должна повыситься в несколько раз.

#### **б. Хранение газа и нефти в ядерных трубах**

Если на глубине 1 км взорвать ядерный заряд, эквивалентный 100 кг взрывчатки, то образуется полость объемом  $3 \cdot 10^7$  м<sup>3</sup>. Ее удобно использовать как хранилище газа. Заполнять хранилище можно в ночные часы, когда потребление газа снижено. Зато в часы «пик» потребители получают дополнительную порцию газа из хранилища! Аналогичные хранилища для нефти можно создавать в районах добычи нефти с морского дна, где регулярная эксплуатация нефтяных скважин затруднительна из-за специфических условий.

#### **в. Аккумулятор электроэнергии**

Огромные полости, образованные в результате подземных ядерных взрывов, можно использовать также для временного хранения сжатого воздуха. Сжатый воздух может быть использован для вращения специальных генераторов, которые будут вырабатывать добавочную электроэнергию в часы «пик». Для накачивания воздуха в хранилища можно использовать электроэнергию из сети во время минимальной нагрузки.

#### **г. Проект второго Панамского канала**

Существует проект сооружения с помощью ядерных взрывов морского канала между Тихим и Атлантическим океанами. Экономический расчет показывает, что строительство канала этим способом обойдется примерно в 7 раз дешевле, чем обычными методами, и в 3 раза дешевле, чем переоборудование существующего канала\*.

Конечно, при разработке проектов, подобных перечисленным выше, должны быть предусмотрены меры для предотвращения сейсмической и радиационной опасности. Последняя выражается в образовании радиоактивных продуктов деления при взрыве атомного заряда или радиоактивного трития — при термоядерном взрыве. Кроме того, ядерный взрыв любого типа сопровождается испусканием нейтронов, которые вызывают искусственную радиоактивность в горных породах, окружающих место взрыва. Естественно, что такие крупные ядерно-взрывные работы, как прокладка канала, должны быть согласованы в международном масштабе.

\* По новым оценкам, сделанным в последнее время для конкретной трассы канала, разница в стоимости строительства обычным и «ядерным» способами оказалась значительно меньше.



### 3. Гигантские ускорители

*Самый большой в мире. — Электромагнит длиной в 1,5 км. — 500 000 км за 3 сек. — Можно ли найти советский вымпел на Луне? — Есть 76 миллиардов электронвольт! — Кибернетический «Гигант» на 1000 миллиардов электронвольт. — Энергия больше  $10^{12}$  эв.*

Одним из крупнейших сооружений современности является Серпуховский протонный ускоритель на энергию 70 миллиардов электронвольт. Представление о масштабах этого сооружения и его возможностях как ядернофизической установки дают следующие факты и цифры.

Ускоритель состоит из нескольких главных частей: форинжектора (предускорителя), линейного ускорителя, основного электромагнитного кольца и экспериментальных корпусов.

В форинжекторе с атомов водорода срываются электроны и полученные протоны ускоряются импульсным электрическим полем до энергии 760 000 эв. Дальнейшее ускорение протонов производится в линейном ускорителе. Здесь они приобретают энергию 100 000 000 эв и при помощи специальной ионнооптической системы вводятся (инжектируются) в основное кольцо ускорителя. Общий путь инъекции, проходимый протонами от форинжектора до кольца, составляет  $\sim 160$  м.

Диаметр основного кольца ускорителя равен 470 м, а длина его составляет около 1,5 км. «Кругосветное» путешествие по туннелю кольца, совершаемое быстрым шагом, занимает целых двадцать минут! Внутри туннеля установлено 120 электромагнитов, фокусирующих протоны в виде узкого кольцевого пучка. Пучок движется внутри вакуумной камеры, изготовленной из гофрированной нержавеющей стали толщиной 0,4 мм. Сечение камеры представляет собой эллипс размерами  $19,5 \times 11,5$  см. И вот в таком узком коридоре, не касаясь его стенок, протоны должны за короткое время ускорения ( $\sim 3$  сек) пройти путь более полумиллиона километров! Легко видеть, что это эквивалентно попаданию в определенное место Луны с точностью до размеров вымпела! Чтобы такое было возможно, в камере поддерживается вакуум порядка  $10^{-6}$  мм рт. ст.; магниты устанавливаются с точностью не хуже 100 мк; в туннеле поддерживается постоянный температурный режим. Немаловажную роль играет и место расположения ускорителя, в качестве которого была выбрана огромная скала, не подверженная сейсмическим колебаниям.

Ускорение протонов в кольце осуществляется пятьюдесятью четырьмя ускоряющими станциями при помощи высокочастотного электрического поля. За один оборот протоны получают энергию около 190 000 эв. Всего протоны за время ускорения до энергии 70 000 000 000 эв будут совершать около 400 000 оборотов. Любопытно отметить, что в процессе ускорения масса протона будет возрастать в 75 раз!

Серпуховский ускоритель позволит провести целый ряд важнейших исследований по физике элементарных частиц, которые можно выполнить только здесь. Для этих исследований предназначены два громадных экспериментальных корпуса, один из которых представляет собой зал длиной 150 м и шириной 90 м (без промежуточных опор), а другой — галерею длиной 300 м. В эти помещения из ускорителя будут выведены протоны с максимальной энергией и пучки других частиц ( $\pi$  - и  $K$ -мезонов, антипротонов) с энергией до 40 000 000 000—60 000 000 000 эв. Это даст возможность не только изучить свойства этих и других частиц в неисследованной области энергий, но и поставить поисковые эксперименты.

Если судить по заголовку этого параграфа, мы обещали вам рассказать об интересных проектах. Однако за время работы над книгой осуществление некоторых проектов заметно продвинулось вперед. В частности, именно так обстоит дело с Серпуховским ускорителем. 14 октября 1967 г. на крупнейшем в мире ускорителе был получен пучок протонов с энергией 76 000 000 000 эв, что почти на 10% превышает проектную энергию и в два с половиной раза больше энергии действующих ускорителей. Не за горами время, когда Серпуховский ускоритель начнет регулярно работать на физиков и совсем перестанет быть проектом. Но на смену этому уже почти осуществленному проекту пришел еще более грандиозный проект.

В настоящее время в Советском Союзе в Радиотехническом институте АН СССР, руководимом академиком А. Л. Минцем, проектируется *кибернетический ускоритель протонов на энергию* тысяча миллиардов электронвольт с максимальной интенсивностью до  $10^{14}$  частиц/имп. Этот ускоритель получил название «Гигант». Длина окружности его основного кольца превышает 17 км, но общий вес магнитов такой же, как и у Серпуховского ускорителя, а размеры вакуумной камеры, в которой будут циркулировать протоны, даже в несколько раз меньше ( $6,6 \times 4$  см). Для того чтобы частицы пучка при своем движении все время оставались в центре вакуумной камеры, в ускорителе будут использованы специальные устройства, автоматически корректирующие магнитное поле. Подачей питания в эти устройства будет командовать быстродействующая вычислительная машина, сигналы в которую будут поступать с датчиков, следящих за движением частиц в камере. В начале 1968 г. новый принцип ускорения уже был опробован на модели, позволяющей ускорять протоны до энергии 1000 Мэв.

Конечно, для строительства «Гиганта» потребуются значительные средства и время. Но если он будет построен, то в распоряжении физиков окажется установка, совершенно уникальная как по энергии, так и по интенсивности ускоренных протонов.

В заключение этого раздела заметим, что ускорители обычного типа (с неподвижной мишенью) становятся невыгодными при очень

большой энергии ускоряемых частиц ( $E > 10^{12}$  эв). И в настоящее время такие ускорители даже не проектируются. Для изучения взаимодействия элементарных частиц при энергии  $E > 10^{12}$  эв гораздо выгоднее строить ускорители, работающие по принципу *встречных пучков* (см. § 36, п. 6).

### § 35. УДИВИТЕЛЬНЫЕ ТОЧНОСТИ

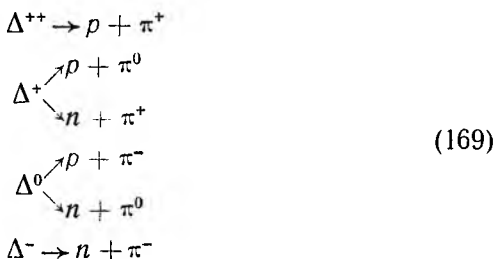
Ядерной физике принадлежат несколько рекордов точности измерения основных физических величин: массы, энергии, времени, длины, температуры. Расскажем о некоторых из этих рекордов.

#### 1. Самое маленькое время жизни

*«Долгоживущие» и короткоживущие частицы. — Как извлекают точность из неопределенности. — Самые короткоживущие.*

В § 10 вы видели, что сравнительно просто измерить время жизни элементарной частицы, если оно составляет  $\sim 10^{-10}$  сек или больше. В этом случае частица за время своего существования проходит довольно большой путь, замерив который, можно по известной скорости подсчитать время жизни. Трудности начинаются, когда время жизни составляет  $\sim 10^{-16}$  сек, как это имеет место для  $\pi^0$ -мезона. В этом случае даже частица, движущаяся со скоростью, близкой к скорости света, проходит путь, составляющий всего-навсего доли микрона, который очень трудно измерить. А ведь есть частицы с гораздо меньшим временем жизни!

В § 2 мы говорили, что кроме обычных «долгоживущих» элементарных частиц существует большая группа так называемых резонансов, т. е. частиц, неустойчивых относительно сильного взаимодействия. Так как характерным временем для сильного взаимодействия является величина  $\tau_{\text{яд}} \simeq 10^{-23}$  сек, то время жизни резонансов как раз такого порядка. Так, например, известно, что  $\Delta$ -резонанс за время  $\tau \simeq 0,5 \cdot 10^{-23}$  сек распадается на нуклон и  $\pi$ -мезон:



Спрашивается, как измерить столь малое время? Ответ звучит почти парадоксально: оказывается, наиболее *точная* оценка времени может быть сделана с помощью соотношения *неопределенностей!*

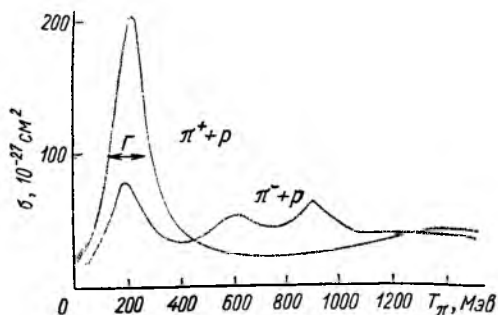


Рис. 55

Согласно одному из основных положений квантовой механики (см. § 16) неопределенность энергии  $\Delta E$  какой-либо системы (например, элементарной частицы или резонанса) и время жизни  $\tau$  этой системы связаны соотношением

$$\Delta E \tau \simeq \hbar.$$

Отсюда

$$\tau \simeq \frac{\hbar}{\Delta E}.$$

Но величину  $\Delta E$  для резонансов физики умеют измерять. Она определяется шириной резонансной кривой, описывающей вероятность взаимодействия тех частиц, на которые распадается резонанс. В нашем примере этими частицами являются нуклон и  $\pi$ -мезон. На рис. 55 показан участок резонансной кривой, полученный при изучении взаимодействия  $\pi$ -мезонов с протонами. Максимум при кинетической энергии  $\pi$ -мезонов  $T_\pi = 190$  Мэв соответствует образованию короткоживущей нестабильной системы —  $\Delta$ -резонанса. Ширина максимума  $\Delta E = \Gamma$  (измеренная на половине его высоты) характеризует время существования этой системы. Измерения дают  $\Delta E \simeq 120$  Мэв, откуда и получается

$$\tau \simeq \frac{\hbar}{\Delta E} = \frac{6,6 \cdot 10^{-16} \text{ эв} \cdot \text{сек}}{1,20 \cdot 10^8 \text{ эв}} \simeq 0,5 \cdot 10^{-23} \text{ сек.}$$

Обращаем ваше внимание на то, что, несмотря на такое ничтожно малое время жизни, резонанс по всем остальным свойствам не отличается от других, более долговечных частиц.

Так же, как частица, он может быть охарактеризован массой, электрическим зарядом, спином и другими параметрами; так же как и частице, ему можно приписать скорость, энергию и импульс.

## 2. Самое точное измерение энергии

*Время жизни ядерного уровня. — Естественная ширина линии. — Эффект Мёссбауэра. — Пушка на лафете. — Не так-то просто! — Когда возможен эффект Мёссбауэра. — Как проигрыватель для грам-пластинок послужил высокой науке.*

Ядерная физика предложила наиболее точный метод измерения энергии. Метод основан на наблюдении резонансного поглощения  $\gamma$ -лучей, испускаемых ядрами.

Все энергетические состояния ядра, кроме основного, характеризуются конечным временем жизни  $\tau$  (основное состояние нерадиоактивного ядра стабильно, т. е. его время жизни бесконечно велико). Время жизни энергетического состояния определяет степень неопределенности  $\Delta E$  в величине его энергии  $E^*$ :

$$\tau \Delta E \simeq \hbar \quad (170)$$

(вспомните рассуждения предыдущего раздела). Таким образом, энергия ядра в возбужденном состоянии фиксирована с точностью

$$E \pm \Delta E,$$

где

$$\Delta E \simeq \frac{\hbar}{\tau}.$$

Величина  $\tau$  для разных уровней может варьироваться от миллиардных долей наносекунды ( $1 \text{ нсек} = 10^{-9} \text{ сек}$ ), т. е. от  $10^{-18} \text{ сек}$  до многих тысяч лет. При достаточно больших  $\tau$  величина неопределенности энергии  $\Delta E$  очень мала, так что относительная точность фиксации энергии уровня окажется очень хорошей. Так, например, для возбужденного состояния ядра  $\text{I}^{191}$  ( $E_{\text{возб}} = 129 \text{ кэВ}$ ,  $\tau \simeq 10^{-10} \text{ сек}$ )

$$\Delta E \simeq \frac{\hbar}{\tau} = 7 \cdot 10^{-6} \text{ эВ} \quad (171)$$

и точность фиксации энергии уровня составляет

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{7 \cdot 10^{-6} \text{ эВ}}{1,29 \cdot 10^5 \text{ эВ}} = 5 \cdot 10^{-11}, \quad (172)$$

т. е. пять миллиардных долей процента! Столь же мала монохроматичность дискретной линии  $\gamma$ -лучей, испускаемых ядром при переходе из возбужденного состояния в основное. Эта монохроматичность называется *естественной шириной линии*  $\Gamma$ .

Легко сообразить, что если бы существовал способ выделения из непрерывного спектра  $\gamma$ -лучей монохроматической линии с точностью до ее естественной ширины, то это был бы метод измерения энергии с той же точностью. Такой способ регистрации  $\gamma$ -квантов, основанный на наблюдении резонансного поглощения, был открыт в 1958 г. Р. Мёссбауэром.

Мёссбауэр показал, что *при специальных условиях*  $\gamma$ -кванты, испускаемые с данного энергетического уровня, могут иметь практически ту же энергию, что и сам уровень. Аналогичное явление (при выполнении тех же специальных условий) наблюдается и для поглощения  $\gamma$ -квантов ядрами, находящимися в основном состоянии. В результате получается, что энергия уровня  $E$ , энергия испускаемых  $\gamma$ -лучей  $E_{\gamma}^{\text{исп}}$  и энергия поглощаемых  $\gamma$ -лучей  $E_{\gamma}^{\text{погл}}$  совпадают

\* Энергия возбужденного состояния ядра отсчитывается от основного состояния, энергия которого принимается за нуль.

с точностью до естественной ширины линии  $\Gamma$  (или даже лучше)

$$E = E_{\gamma}^{\text{исп}} = E_{\gamma}^{\text{погл}}. \quad (173)$$

Благодаря этому и становится возможным эффект *Мёссбауэра*.

Не нужно думать, что это тривиальный результат. Ведь если ядро испускает  $\gamma$ -квант, то оно само испытывает отдачу (как пушка при выстреле в § 20, п. 2). Следовательно, энергия возбуждения ядра (энергия взрыва) делится на две части: энергию  $\gamma$ -кванта  $E_{\gamma}^{\text{исп}}$  (энергия «снаряда») и энергию отдачи ядра  $T_{\text{я}} = \frac{p^2}{2m_{\text{я}}} = \frac{E_{\gamma}^2}{2m_{\text{я}}c^2}$  (отдача «пушки»)

$$E = E_{\gamma}^{\text{исп}} + T_{\text{я}}, \quad (174)$$

причем  $T_{\text{я}} \gg \Gamma$ . В нашем примере

$$\frac{E_{\gamma}^2}{2m_{\text{я}}c^2} = \frac{(1,29 \cdot 10^5)^2}{2 \cdot 191 \cdot 931 \cdot 10^6} \simeq 0,05 \text{ эв} \simeq 10 \text{ 000}\Gamma, \quad (175)$$

так что в общем случае (когда не выполнены специальные условия)

$$E_{\gamma}^{\text{исп}} < E + \Gamma. \quad (176)$$

Аналогично в общем случае

$$E_{\gamma}^{\text{погл}} > E + \Gamma \quad (177)$$

и резонансное поглощение  $\gamma$ -лучей невозможно (точнее говоря, возможно за счет *доплеровского уширения линий*, см. ниже).

Итак, равенство  $E = E_{\gamma}^{\text{исп}} = E_{\gamma}^{\text{погл}}$  выполняется только при специальных условиях. Что же это за условия?

Первое условие связано с выбором объектов исследования, второе — с их температурой.

Вы хорошо знаете, что энергию отдачи пушки можно резко уменьшить, если пушку укрепить на очень тяжелом лафете. В этом случае из законов сохранения энергии и импульса следует, что практически вся энергия взрыва будет передана снаряду, а на отдачу пойдет только ее  $\frac{m}{M+m}$ -я часть ( $m$  — масса снаряда;  $M$  — масса пушки и лафета). Аналогично энергию отдачи ядра можно практически свести к нулю, если в качестве  $\gamma$ -излучателей брать ядра, связанные в кристаллической решетке. Действительно, так как энергия связи атомов в кристалле  $\sim 1$  эв, то энергия отдачи ядра ( $T_{\text{я}} \simeq 0,1$  эв) оказывается недостаточной для вырывания ядра из решетки, и ядро можно считать прочно закрепленным в тяжелом кристалле (подобно пушке в лафете). В результате импульс отдачи сообщается не одному излучающему ядру, а очень большому количеству  $N$  ядер кристалла (образно говоря, всему кристаллу в целом).

Если  $N \simeq 10^8$  (вполне правдоподобное число для нашего примера с  $\text{I}\gamma^{191}$ ), то энергия отдачи кристалла  $T_{\text{кр}}$  будет в сто миллионов

раз меньше энергии отдачи отдельного ядра

$$T_{кр} = \frac{T_{я}}{N} = 10^{-8} T_{я} \quad (178)$$

и, следовательно, в 10 000 раз меньше естественной ширины уровня  $\Gamma$

$$T_{кр} \simeq 10^{-4} \Gamma. \quad (179)$$

В результате получается, что равенство  $E = E_{\gamma}^{исп} = E_{\gamma}^{погл}$  выполняется с точностью до одной десятичной доли  $\Gamma$ !

Просто и понятно, не правда ли? Настолько, что даже возникает удивление: чего же тут было открывать? Это же все известные вещи. Однако простота эта кажущаяся: она объясняется несовершенством нашей аналогии.

На самом деле\* атомы кристаллической решетки связаны не абсолютно жестко, а могут совершать колебания относительно положения равновесия. Амплитуда и энергия колебаний определяются температурой кристалла (растут с ростом температуры). При этом, согласно квантовой теории, энергия колеблющегося атома (осциллятора) квантуется, т. е. изменяется не непрерывно, а дискретными порциями  $n\Delta E$ , где  $n$  — целое число. Чем выше температура  $T^{\circ}$ , тем больше число  $n$  и энергия осциллятора  $(n + \frac{1}{2}) \times \Delta E$ . Наименьшая порция энергии, которую может получить или отдать осциллятор, равна  $\Delta E = \hbar\Omega$ , где  $\hbar$  — постоянная Планка, а  $\Omega$  — собственная частота осциллятора, определяющаяся жесткостью кристалла (величиной упругих сил, возвращающих атомы в положение равновесия).

Если не накладывать никаких ограничений на выбор кристалла и температуру, то  $\Delta E$  и  $n$  обычно удовлетворяют условиям:  $\Delta E < T_{я}$  и  $n \gg 1$ . Легко видеть, что в этих условиях эффект Мёссбауэра наблюдаться не будет. Действительно, условие  $T_{я} > \Delta E$  означает, что энергия отдачи ядра  $T_{я}$  может пойти на усиление колебательного движения атома (а не на отдачу кристалла в целом). В результате окажется, что  $E_{\gamma}^{исп} \neq E$ .

Второе условие ( $n \gg 1$ ) означает, что атомы кристалла находятся в интенсивном колебательном движении, так что испускание (и поглощение)  $\gamma$ -квантов производится быстро движущимися ядрами. В связи с этим возникает доплеровское изменение частоты испускаемых  $\gamma$ -квантов (подобное изменению высоты звука при движении источника звука). Расчет показывает, что это явление приводит к доплеровскому уширению линии испускания до величины  $D \gg \Gamma$ . Таким образом, в общем случае (когда кристалл выбирается произвольно и температура его не ограничивается)  $E_{\gamma}^{исп} \neq E$  и  $D \gg \Gamma$ , т. е. эффект Мёссбауэра невозможен. В этом случае резонансное испускание и поглощение  $\gamma$ -квантов можно наблюдать

\* Все, что написано после слов «на самом деле», является лишь следующим приближением к истине. После этого абзаца следовало бы опять написать: «На самом деле...» и т. д. Но мы этого делать не будем.

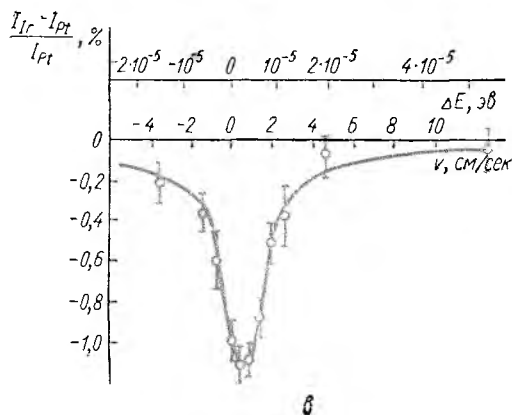
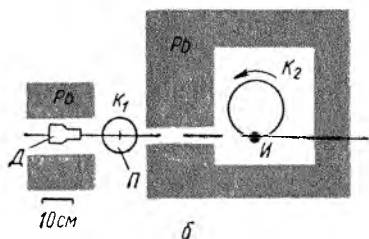
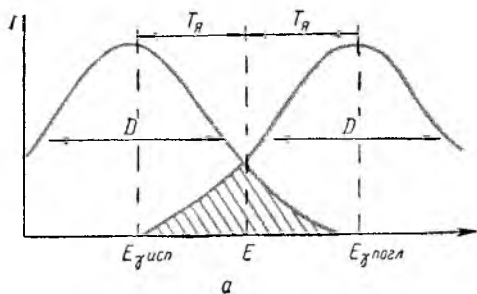


Рис. 56

только за счет большого доплеровского уширения линий испускания и поглощения, которое приводит к их частичному перекрытию (рис. 56, а).

Однако если выбрать такой кристалл, для которого  $T_{я} < \Delta E$  (большая «жесткость» кристалла и относительно небольшие энергии перехода  $E \approx 10 - 100$  кэв), и взять его при достаточно низкой температуре, когда  $n = 0$  (осцилляторы «заморожены»), то, во-первых, энергии отдачи  $T_{я}$  ядра не хватит на возбуждение колебаний осциллятора ( $T_{я} < \Delta E$ ), и, во-вторых, не будет доплеровского уширения линий. В результате линия испускания  $E_{\gamma}^{исп}$  не будет ни смещаться относительно  $E$ , ни расширяться по сравнению с  $\Gamma$ . То же заключение может быть сделано и относительно линии поглощения  $E_{\gamma}^{погл}$ . В этом случае  $E_{\gamma}^{исп} = E_{\gamma}^{погл} = E$  и эффект Мёссбауэра возможен.

Свой первый опыт Мёссбауэр сделал с  $\text{Ir}^{191}$ , характеристики которого приведены в начале этого

раздела. Изучая резонансное поглощение, вызванное доплеровским перекрытием линий, Мёссбауэр охладил источник и поглотитель, ожидая уменьшения эффекта. (При охлаждении источника и поглотителя уменьшается доплеровская ширина линии испускания и поглощения и, следовательно, область их перекрытия.) Вместо этого он обнаружил его резкое возрастание. На этом примере хорошо видно, как умело «прячет» природа свои тайны от человека!

Правильно объяснив результаты своего первого опыта тем, что  $E_{\gamma}^{исп}$  и  $E_{\gamma}^{погл}$  совпадают с точностью до естественной ширины линии,



Мёссбауэр доказал это заключение при помощи второго опыта. Идея второго опыта Мёссбауэра заключается в искусственном нарушении резонансного эффекта за счет движения источника  $\gamma$ -лучей  $I$  (рис. 56, б). Нетрудно показать, что при движении иридиевого источника  $I\text{r}^{191}$  со скоростью  $v$  несколько сантиметров в секунду вдоль направления испускаемого  $\gamma$ -кванта произойдет доплеровское изменение энергии испускаемых  $\gamma$ -квантов на величину, превышающую  $\Gamma$ . В результате  $E_{\text{исп}}$  и  $E_{\text{погл}}$  перестанут совпадать между собой и резонансный эффект исчезнет. Любопытно отметить, что для получения столь медленного движения источника Мёссбауэр использовал моторчик проигрывателя. Опыт блестяще подтвердил ожидания: при изменении скорости движения источника от нуля до  $5 \text{ см/сек}$  интенсивность резонансного поглощения  $\gamma$ -лучей уменьшалась в 10 раз, а ширина кривой изменения интенсивности оказалась равной естественной ширине  $\Gamma$  (рис. 56, в).

В настоящее время эффект Мёссбауэра обнаружен для нескольких десятков ядер. Некоторые из них (например,  $\text{Fe}^{57}$ ) особенно удобны тем, что эффект Мёссбауэра проявляется в них при комнатной температуре. Ядро  $\text{Zn}^{67}$  замечательно тем, что для него особенно мало отношение  $\Gamma/E = 5,2 \cdot 10^{-16}$ .

С помощью эффекта Мёссбауэра изучено много физических и химических явлений, в которых требуется измерить очень малые изменения энергии (сверхтонкое расщепление ядерных уровней, химический сдвиг, исследования в области теории относительности). Одним из наиболее эффективных достижений является измерение *гравитационного смещения частоты  $\gamma$ -лучей* в лабораторных условиях (см. § 20). В этом случае физикам пришлось создавать установку, которая обеспечивала движение источника со скоростью несколько микрон в секунду!

### 3. Самая маленькая разность масс

*Одна десятитысячная от микрограмма. — Можно ли заметить лишнюю каплю воды в озере? — В сто миллиардов раз меньше массы электрона.*

Одной из самых точных измерительных операций в физике является взвешивание. В § 30 мы рассказывали о том, что во время работы над проблемой получения трансурановых элементов были построены весы, чувствующие  $10^{-8}$  г, т. е. одну сотую долю микрограмма. И все-таки это не рекорд.

Во-первых, величина  $10^{-8}$  г не так уж мала: в такой массе вещества содержится  $10^{16}$  нуклонов.

Во-вторых, относительная точность взвешивания  $\frac{\Delta M}{M}$  определяется максимальной массой  $M$ , которую можно взвесить. Для весов, описанных в § 30, она не превышает 25 мг.

Поэтому

$$\frac{\Delta M}{M} \cdot \frac{10^{-8}}{2,5 \cdot 10^{-2}} = 4 \cdot 10^{-7}. \quad (180)$$

Оба рекорда измерения массы (как по абсолютной величине, так и по точности) опять-таки принадлежат ядерной физике (точнее, физике элементарных частиц). Речь идет о разности масс двух нейтральных  $K$ -мезонов  $K_1^0$  и  $K_2^0$ , которые отличаются друг от друга схемами распада и временем жизни, но имеют практически совпадающие массы (по  $975 m_e$ ).

Теоретический анализ свойств  $K_1^0$ - и  $K_2^0$ -мезонов показал, что эти частицы должны иметь ничтожно малую разность масс, которая, будучи выражена в энергетических единицах, не превышает  $10^{-5}$  эв. Заметить такую разность масс можно по специфическому квантовомеханическому эффекту интерференции волновых функций, описывающих  $K_1^0$ - и  $K_2^0$ -мезоны. Специальные опыты, поставленные для проверки этого эффекта, подтвердили расчет. Тем самым был поставлен рекорд точности измерения массы

$$\frac{10^{-5} \text{ эв}}{975 m_e} = \frac{10^{-5}}{975 \cdot 5 \cdot 10^5} = 2 \cdot 10^{-14}. \quad (181)$$

Заметить такую долю массы — это все равно, что обнаружить лишнюю каплю воды в большом озере диаметром в полкилометра и глубиной 10 м.

Одновременно был поставлен и абсолютный рекорд малости измеренного значения массы: ведь  $\Delta m \simeq 10^{-5}$  эв составляет всего-навсего две стотриллиардные доли массы электрона:

$$\left( \frac{\Delta m_e}{m_e} = \frac{10^{-5}}{5 \cdot 10^5} = 2 \cdot 10^{-11} \right), \text{ т. е. около}$$

$$2 \cdot 10^{-11} m_e = 2 \cdot 10^{-11} \cdot 9,1 \cdot 10^{-28} = 2 \cdot 10^{-38} \text{ г}, \quad (182)$$

а эта величина составляет такую же долю одного грамма, какую сам грамм составляет от массы 25000 Солнечных систем!

### § 36. ЛЮБОПЫТНЫЕ ЭФФЕКТЫ И ОСТРОУМНЫЕ РЕШЕНИЯ

В этом разделе мы рассмотрим несколько любопытных ядерно-физических эффектов, начиная от совсем простых и очевидных (радиоактивность человека) и кончая довольно неожиданными (светящийся электрон) и имеющими громадное будущее (встречные пучки).

## 1. Радиоактивность... человека

*Радиоактивный читатель. — Как измеряют радиоактивность человека. — Мужчина или женщина?*

Из предыдущей главы вы узнали, что все органические соединения, все растения, все животные содержат радиоактивный изотоп углерода  $C^{14}$  и, следовательно, обладают собственной радиоактивностью. Человек, конечно, тоже не является исключением. Все люди, в том числе и мы с Вами, уважаемый читатель, радиоактивны!

«Полную» радиоактивность человеческого тела можно измерить с помощью специального *сцинтилляционного счетчика*. В результате измерений получается довольно большая величина — около 200 000 *распад/мин.* Но это не должно вас удивлять, так как из предыдущей главы вы помните, что каждый грамм «живого» углерода испытывает около 15 *распад/мин.* А кроме углерода в человеческом теле имеются еще уран, радий и его продукты распада; радиоактивный изотоп калия  $K^{40}$  и другие радиоактивные элементы. Так что число 200 000 не только не велико, а наоборот, явно занижено из-за поглощения значительной части излучения в тканях человеческого тела (именно поэтому мы и поставили слово «полная» в кавычки).

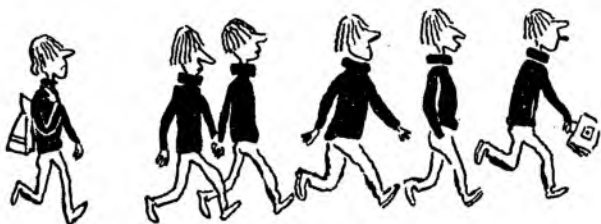
Радиоактивность человеческого тела может колебаться. Ее численное значение зависит от местожительства человека (высота над уровнем моря, радиоактивность почвы), условий его работы, и, конечно, от того, проводятся или нет испытания ядерного оружия.

«Человеческий счетчик» позволяет измерять не только интегральную (общую) радиоактивность, но и выделять эффекты, обусловленные конкретными радиоактивными изотопами, например тем же  $K^{40}$ . Применение счетчика дает возможность быстро определять радиоактивность человека, побывавшего в особых условиях (в космосе, вблизи от реактора во время аварийной обстановки, в горячей\* химической лаборатории и т. п.), и сделать вывод о степени его облучения.

В качестве курьеза отметим любопытный результат, который был получен при массовом измерении радиоактивности нескольких тысяч посетителей выставки, где демонстрировался прибор. Оказалось, что мужчины и женщины содержат различное количество  $K^{40}$ \*\*. На рис. 57 показано, как можно использовать этот факт в некоторых затруднительных случаях.

\* Горячей лабораторией называется химическая лаборатория, сотрудники которой изучают свойства сильно радиоактивных веществ.

\*\* По-видимому, это связано с тем, что  $K^{40}$  в основном накапливается в мускульной ткани.



## 2. Радиоактивный сыр

*Когда залежавшиеся продукты лучше свежих.*

Можно ли использовать в пищу продукты питания, зараженные радиоактивностью? Разумеется, нет, скажете вы и будете правы. Правы, но не совсем!

Представьте себе, что в результате аварии с реактором произошел выброс в атмосферу радиоактивных продуктов, которые начали усваиваться растительным и животным миром. В частности, известно, что радиоактивный йод  $I^{131}$  через траву и организм коровы попадает в молоко и резко повышает его радиоактивность. Предположим, что она возросла в 1000 раз по сравнению с нормальным уровнем естественной радиоактивности органического продукта. Можно пить это молоко?

Конечно, пить его вскоре после того, как корову подоили, нельзя. Однако существует простой обходной маневр. Период полураспада  $I^{131}$  относительно невелик ( $T_{1/2} \approx 8$  суток). Поэтому уже через 80 суток ( $10T_{1/2}$ ) начальная активность молока снизится в  $2^{10}$ , т.е. примерно в 1000 раз и оно сделается безопасным для употребления\*. Конечно, молоко раньше скиснет, но его можно предварительно переработать в другие молочные продукты, например в сыр или в молочный порошок. И если эти продукты достаточно долго *выдержать*, то они сделаются совершенно безопасными. Вот пример, когда залежавшийся товар оказывается лучше свежего!

## 3. Восстановление фотографий

*Пропавшее изображение. — Автографы невидимок. — Вторая жизнь фотоснимка.*

Вы хорошо знаете, что фотографический снимок со временем выцветает. Это особенно заметно, когда рассматриваешь семейные альбомы, в которых попадают давно сделанные снимки. Иногда

\* Если начальная активность молока превышает нормальную в 1 000 000 раз, то надо выждать  $20 T_{1/2} \approx 160$  суток (так как  $2^{20} > 1\,000\,000$ ).

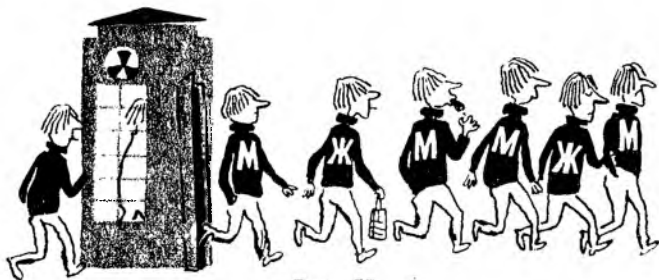


Рис. 57

качество фотографии становится настолько плохим, что никакое контрастное перефотографирование уже не помогает. А это очень обидно. И вот тогда на помощь снова приходит ядерная физика. Она позволяет восстановить фотоснимки, на которых уже ничего не видно.

Способ основан на том, что даже совершенно выцветшая фотография содержит небольшое (невидимое) количество серебра (изотопы  $\text{Ag}^{107}$  и  $\text{Ag}^{109}$ ), концентрация которого в бывших темных местах снимка больше, чем в бывших светлых. Если фотоснимок облучить нейтронами, то стабильные ядра серебра  $\text{Ag}^{107}$  и  $\text{Ag}^{109}$  захватят их и превратятся в радиоактивные ядра  $\text{Ag}^{108}$  и  $\text{Ag}^{110}$ . В результате снимок становится радиоактивным, причем степень радиоактивности отдельных мест снимка пропорциональна количеству оставшегося в них серебра. Подержав снимок на рентгеновской пленке, можно получить с него «автограф», который после проявления будет выглядеть как снимок до выцветания (потому что местам с повышенной радиоактивностью будет соответствовать большее потемнение). Так с невидимого снимка можно получить нормальный отпечаток.

Конечно, описанный метод еще не скоро будет применяться для восстановления семейных фотографий, но для особо ценных фотодокументов он может быть использован уже и сейчас.

#### 4. Светящийся электрон

*Какого цвета электрон? «Разноцветные» атомы. — Еще раз о свечении Вавилова — Черенкова. — Как увидели один электрон. — Синхротронное излучение. — Электрон — хамелеон. — Вести из глубин Вселенной.*

С вопросом «какого цвета электрон?» автор впервые столкнулся в 1936 г., когда он стал студентом физического факультета МГУ. Вопрос был кем-то написан на доске. Но вполне возможно, что и тогда этот вопрос уже имел длинную бороду, так как электрон был открыт еще в 1895 г.

На первый взгляд может показаться, что человек, задающий этот вопрос, в основном стремится поразить собеседника его парадоксальностью и полубесмысленностью. Однако после некоторого размышления вы приходите к выводу, что в вопросе что-то есть. Потому что очень уж тесно связана судьба электрона со всем, что имеет отношение к энергии, огню, свету, а значит и цвету.

При переходах электронов между атомами наблюдаются химические реакции, в том числе горение (огонь); при переходах электронов между энергетическими уровнями атома испускается электромагнитное излучение. Вы знаете, что каждому переходу соответствует определенная длина волны. Излучение может быть рентгеновским, ультрафиолетовым, видимым, инфракрасным, тепловым... Если длина волны находится в области видимого спектра, то излучение атома представляется нам окрашенным в тот или иной цвет. Вы помните, наверное, из школьных опытов по химии и физике, что пары натрия окрашивают пламя в желтый цвет. Аналогично неон в рекламных объявлениях светится красным цветом, аргон — синим и т. п. Виновниками этой окраски в конечном итоге являются электроны, но электроны, находящиеся в определенных условиях, которые характерны для данного атома. Поэтому, если уж пытаться говорить о «цвете» микрообъекта, то в приведенных примерах мы с некоторым правом можем «покрасить» атомы в разные цвета. Атом натрия — желтый, аргона — синий, неона — красный и т. д.

В § 13 мы познакомились с черенковским свечением заряженных частиц, движущихся в среде со скоростью, превышающей скорость света в этой среде. Однако, как было показано, и в этом случае эффект свечения скорее связан со свойствами среды, чем частицы, так как светятся атомы, пришедшие в возбужденное состояние в результате воздействия на них пролетевшей заряженной частицы, например электрона; т. е. и здесь первопричина свечения лежит в электроде, но светится не он.

Ну а как же все-таки быть с самим электроном? Нельзя ли и для него хотя бы столь же условно определить понятие цвета? Оказывается, можно! Но для этого надо рассматривать электрон в свободном виде, вне атома и среды (в вакууме).

В § 3 мы говорили, что заряженная частица, движущаяся с ускорением, испускает радиационное излучение. Интенсивность радиационного излучения обратно пропорциональна квадрату массы частицы. Поэтому этот процесс наиболее ярко проявляется для самых легких заряженных частиц, т. е. как раз для электронов. Спектр радиационного излучения имеет непрерывный характер, так что часть его приходится на область видимого света. Таким образом, в принципе можно *увидеть* излучение свободного электрона, если он движется с ускорением, например пролетает мимо атомного ядра, которое его тормозит. Конечно, мы ничего не увидим, если опыт будет соответствовать нашему принципиальному

описанию: слишком мал будет эффект. Но вот что можно сделать для его усиления.

Создадим в цилиндрической откакумированной камере радиуса  $R$  постоянное магнитное поле, параллельное оси цилиндра, и впустим внутрь камеры (вдоль хорды круглого сечения) быстрый электрон. Если импульс электрона  $p$ , измеренный в  $\text{эв}/c$ , удовлетворяет условию

$$\frac{p}{300H} = \rho < R, \quad (183)$$

где  $H$  — напряженность магнитного поля,  $\text{гс}$ ;  $\rho$  — радиус,  $\text{см}$ , то электрон будет вращаться по круговой орбите радиуса  $\rho$  внутри камеры. Но, как известно, вращательное движение протекает с ускорением. В данном случае ускорение (замедление) электрона возникает за счет его торможения магнитным полем. Энергия, теряемая электроном, идет на излучение. И на этот раз излучение будет очень сильным потому, что электрон, быстро ( $v \simeq c$ ) вращающийся по орбите небольшого радиуса ( $R = 43 \text{ см}$ ), проходит через одну и ту же точку пространства десятки миллионов раз в секунду. Связанное с этим усиление эффекта настолько велико, что можно увидеть излучение *одного-единственного* электрона. Конечно, потери энергии электрона на излучение надо восполнять с помощью одновременного ускорения его высокочастотным полем.

Все эти условия были обеспечены на установке ВЭП-1, созданной в Институте ядерной физики Сибирского отделения АН СССР, руководимом академиком Г. И. Будкером, для получения встречных пучков электронов (см. § 36, п. б). Именно здесь и увидели излучение одного электрона. Вот как это было доказано.

При наблюдении за свечением очень слабого электронного пучка физики обнаружили, что его интенсивность уменьшается строго одинаковыми порциями. Это объясняется последовательным выбыванием электронов из пучка в связи с рассеянием их на остатках газа в камере. При исчезновении одного электрона интенсивность пучка уменьшается на одну порцию. Минимум свечения (перед его полным исчезновением) соответствует свечению последнего оставшегося «в живых» электрона. Это свечение видно невооруженным глазом.

Описанный эффект свечения электрона, быстро вращающегося в магнитном поле, называется *синхротронным излучением*. Синхротронное излучение направлено по касательной к пучку в узком угле. Его спектр носит сплошной характер и имеет максимум при частоте

$$\nu = 4,6 \cdot 10^{-6} H T_e^2, \quad (184)$$

где  $H$  — напряженность магнитного поля,  $\text{гс}$ ;  $T_e$  — энергия электрона,  $\text{эв}$ .

При  $H = 10^4 \text{ гс}$  и  $T_e \simeq 10^8 \text{ эв} = 100 \text{ Мэв}$  частота равна  $\nu = 4,6 \cdot 10^{14} \text{ гц}$ , что соответствует красному цвету. При

$T_e > 100 \text{ Мэв}$  электрон «синее». Итак, в ответ на вопрос, какого цвета электрон, мы с некоторым основанием можем сказать: электрон — хамелеон.

В заключение отметим, что синхротронное излучение находит практическое применение при наладке электронных и позитронных пучков в ускорителях. Использование специальных быстродействующих стробоскопических устройств позволяет *увидеть поперечное сечение* электронного (позитронного) пучка на орбите. Важную роль играет синхротронное излучение в астрофизике, радиоастрономии и физике космических лучей. Именно синхротронную природу имеет излучение релятивистских электронов, входящих в состав космических лучей. Изучение свойств космического излучения позволяет получать сведения о космических электронах и о распределении магнитных полей во Вселенной.

## 5. $\mu$ -Катализ

*Странный родственник электрона. —  $\mu$ -Мезоатом. — Зачем  $\mu$ -мезону большая масса? — Ядерный катализатор. — А счастье было так возможно, так близко ... — Внутри ядра. — Землемер микромира.*

Мы, кажется, уже говорили, что у электрона есть очень странный родственник —  $\mu$ -мезон, который практически ничем, кроме массы ( $m_\mu \simeq 207 m_e$ ), не отличается по своим свойствам от электрона. У него такие же заряды (электрический, барионный и лептонный)\* и спин; его магнитный момент меньше магнитного момента электрона точно в  $m_\mu/m_e$  раз; он так же, как и электрон, взаимодействует с другими частицами (электромагнитным и слабым образом); наконец, он даже может заменить один из электронов в атоме, преобразовав последний в так называемый  $\mu$ -мезоатом.

Свойства  $\mu$ -мезоатома весьма сходны со свойствами обычного атома. В нем есть орбиты для  $\mu$ -мезона, радиус которых и соответствующая им энергия рассчитываются по формулам Бора, полученным для обычных атомов.  $\mu$ -Мезон может переходить с одной орбиты на другую с испусканием или поглощением рентгеновского излучения и т. п. Словом,  $\mu$ -мезон — даже не просто родственник электрона, а его самая ближайшая, так сказать, кровная родня.

Можно было бы подумать, что это — старший брат (тяжелый все-таки!), но такое предположение сразу же отпадает после сравнения их возрастов. Электрон живет бесконечно долго, а время жизни  $\mu$ -мезона  $\sim 10^{-6}$  сек. И вообще, различие в возрасте носит второстепенный характер: оно является прямым следствием различия в массе. Электрону, как самой легкой из заряженных частиц, не на что распадаться, тогда как  $\mu$ -мезон может распадаться (и действи-

\* Подробнее о лептонном заряде электрона и  $\mu$ -мезона см. § 20, п. 4.



тельно распадается) на тот же электрон, нейтрино и антинейтрино. Так что электрон и  $\mu$ -мезон — это не просто братья, а братья-близнецы. Тем непонятнее их резкое различие по массе. Зачем, спрашивается, понадобилось природе создавать двух близнецов столь разного веса?

Ответа на этот вопрос пока нет, и тайна большой массы  $\mu$ -мезона до сих пор волнует многих физиков мира. Ведь, по современным представлениям, большую массу могут иметь только сильновзаимодействующие частицы (см. § 18, п. 3). И  $\mu$ -мезон является единственным исключением из этого правила!

Но однажды физикам показалось, что они сумеют извлечь пользу из тайны  $\mu$ -мезона, даже не раскрывая ее. И так как в связи с этим возникли весьма перспективные надежды, то мы хотим рассказать об этой истории подробнее.

Вы знаете, что атом водорода состоит из протона, вокруг которого на расстоянии  $R_e \simeq 0,5 \cdot 10^{-8}$  см вращается электрон. Радиус  $K$ -орбиты электронов вычисляется в теории Бора по формуле

$$R_K^{(e)} = \frac{\hbar^2}{Z m_e e^2}, \quad (185)$$

где  $\hbar$  — постоянная Планка;  $Z$  — заряд ядра, выраженный в  $e$  (для атома водорода  $Z = 1$ );  $m_e$  — масса электрона;  $e$  — его заряд.

Аналогично,  $\mu$ -мезоатом водорода состоит из протона и  $\mu^-$ -мезона. Радиус орбиты  $\mu$ -мезона в  $\mu$ -мезоатоме определяется по той же формуле (185), в которой вместо массы электрона должна быть подставлена масса  $\mu$ -мезона

$$R_K^{(\mu)} = \frac{\hbar^2}{Z m_{(\mu)} e^2} = \frac{R_K^{(e)}}{m_{\mu} / m_e} = \frac{R_K^{(e)}}{207}. \quad (186)$$

Таким образом, радиус  $\mu$ -мезонной  $K$ -орбиты в  $\mu$ -мезоатоме водорода в 207 раз меньше радиуса электронной  $K$ -орбиты в обычном атоме водорода. Во столько же раз  $\mu$ -мезоатом водорода меньше обычного атома водорода

$$R(\mu^- p) = \frac{R(H)}{207} \simeq 2,5 \cdot 10^{-11} \text{ см}. \quad (187)$$

Так как электрический заряд  $\mu^-$ -мезона равен и противоположен по знаку заряду протона, то на расстоянии  $r > 2,5 \cdot 10^{-11}$  см от центра  $\mu^-$ -мезоатома он проявляет себя как электрически нейтральная система. И только на расстояниях  $r \leq 10^{-11}$  см должна проявляться его электрическая структура. Это означает, что  $\mu^-$ -мезоатом водорода может очень близко подойти к электрически заряженному атомному ядру, и оно не сумеет оттолкнуть его. Расчет показывает, что если этим ядром является дейтрон  $d$ , то  $\mu^-$ -мезоатом образует с ним мезомолекулу ( $p\mu^-d$ ), в которой расстояние между  $p$  и  $d$  состав-

ллет  $\sim 10^{-10}$  см. Но при таком малом расстоянии велика вероятность взаимного туннельного перехода между  $p$  и  $d$  (ср. § 18, п. 1), сопровождающегося ядерной реакцией вида



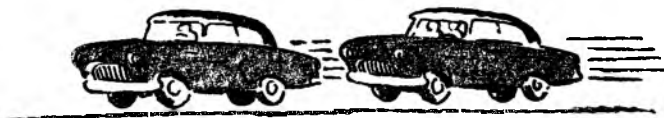
В этой реакции  $\mu^-$ -мезон вновь освобождается, получив значительную энергию. В принципе он может снова образовать  $\mu^-$ -мезоатом с другим протоном и т. д. Таким образом, возникла надежда, что  $\mu^-$ -мезон может сыграть роль катализатора цепной термоядерной реакции ( $\mu^-$ -катализ).

В 1957 г. реакция типа (188) была действительно зарегистрирована в водородной пузырьковой камере (на естественной примеси дейтерия в водороде). Однако почти всегда наблюдалось только одно звено цепочки. И лишь в одном случае  $\mu^-$ -мезон успел до своего распада прореагировать по схеме (188) два раза. Слишком коротка оказалась жизнь у  $\mu^-$ -мезона, чтобы он мог стать катализатором термоядерной реакции.

Но, может быть, в природе есть другие, более долгоживущие частицы с аналогичными свойствами? Этот вопрос также был проанализирован. К сожалению, анализ показал, что описанным способом вообще нельзя организовать цепной термоядерный процесс (даже с помощью стабильных частиц): энергия, выделяющаяся в реакции, оказывается меньше энергии, необходимой для создания мезонов. И все же  $\mu^-$ -мезоатомы приносят пользу. Мы остановимся только на одном их применении.

$\mu^-$ -Мезонные орбиты в  $\mu^-$ -мезоатоме имеют малые размеры, т. е. близко расположены к атомному ядру (в тяжелом атоме орбита  $\mu^-$ -мезона может находиться даже внутри ядра!). Поэтому энергия взаимодействия  $\mu^-$ -мезона с атомным ядром должна быть очень чувствительна к размерам ядра. Но энергию взаимодействия  $\mu^-$ -мезона с ядром можно, во-первых, вычислить (в определенных предположениях о размерах ядра), а во-вторых, измерить, зарегистрировав рентгеновское излучение  $\mu^-$ -мезоатома. Сопоставляя вычисление с результатами измерений, можно найти радиус ядра. Описанный метод является одним из самых точных способов измерения размеров атомных ядер.

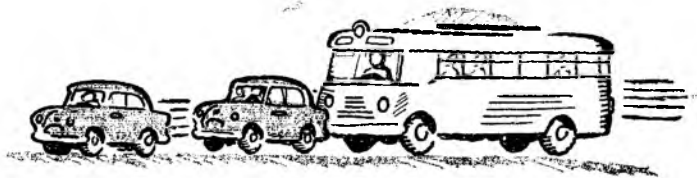
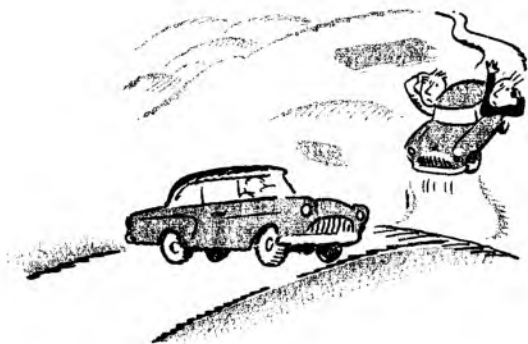
Рис. 58



## 6. Встречные пучки

*Читатель терпит аварию. — Что такое хорошо и что такое плохо? — Можно ли в результате столкновения двух «Волг» получить автобус? — Читателю повезло. — Ускорители со встречными пучками. — Накопительные кольца. — ВЭП-1 и ВЭПП-2. — Планы на будущее.*

Представьте себе, что вы едете на «Волге» (масса  $m_1$ ) со скоростью  $v$  и внезапно обнаруживаете перед собой стоящую поперек шоссе



машину (масса  $m_2$ ). Ни объехать ее, ни затормозить вы не успевае-  
те. В результате происходит авария.

Спрашивается, на что уходит кинетическая энергия вашей ма-  
шины  $T = \frac{m_1 v^2}{2}$ ?

Ответ очень прост: одна часть энергии пойдет на разрушение обе-  
их машин, а вторая на движение их обломков. Легко подсчитать  
(см. § 20, п. 2), что первая часть энергии равна  $T_1 = \frac{m_2}{m_1+m_2} T$ , а  
вторая  $T_2 = \frac{m_1}{m_1+m_2} T$ . При  $m_1 = m_2$  (одинаковые машины) обе части  
равны между собой:  $T_1 = T_2 = \frac{T}{2}$ ; при  $m_2 \gg m_1$   $T_1 \simeq T$ , а  $T_2 \simeq 0$ ;  
при  $m_2 \ll m_1$  — наоборот.

Если рассмотреть аварию с точки зрения пострадавших, то наи-  
более вредной частью энергии является часть  $T_1$  — именно она про-  
изводит основной разрушительный эффект. С точки зрения ядерной  
физики дело обстоит как раз наоборот. При столкновении движущей-  
ся элементарной частицы массой  $m_1$  с неподвижной частицей мас-  
сой  $m_2$  часть энергии  $T_1$  является не вредной, а полезной\*. Дело в  
том, что столкновение элементарных частиц носит не разрушитель-  
ный, а созидательный характер. В результате столкновения вместо  
одних элементарных частиц (или наряду с ними) появляются дру-  
гие. (При столкновении двух элементарных «Волг» они не только  
остаются целы и невредимы, но вдобавок к ним в том же месте воз-  
никает еще несколько элементарных «запорожцев» или даже  
«москвичей» (рис. 58). Неплохая авария, не правда ли?) Количество  
и масса вновь рожденных частиц тем больше, чем выше «разруши-  
тельная» — созидающая доля энергии, т. е. чем выше кинетическая  
энергия налетающей частицы и чем больше масса покоящейся час-  
тицы. При очень высокой кинетической энергии масса вновь образо-  
вавшихся частиц может превзойти массу сталкивающихся частиц.  
(Столкновение двух очень быстро мчащихся «Волг» приводит к об-  
разованию огромных автобусов.)

К сожалению, из-за релятивистских эффектов энергия ускоряе-  
мых частиц  $T$ , необходимая для рождения новых частиц с данной  
массой  $m$ , растет гораздо быстрее  $m$ . В § 39 мы увидим, что для рож-  
дения частиц с массой  $5 m_p$  ( $5 m_p c^2 \simeq 5 \text{ Гэв}$ ) нужна энергия  $\sim 70 \text{ Гэв}$ ,  
т. е. в 14 раз больше массы (точнее, энергии покоя) рождающих-  
ся частиц. А для рождения частиц с массой  $20 m_p$  ( $\sim 20 \text{ Гэв}$ ) нужна  
энергия уже  $\sim 1000 \text{ Гэв}$ , т. е. в 40 раз больше массы! Соответст-  
вующие ускорители оказываются очень дорогими и громоздкими  
(см. § 34, п. 3).

Однако существует еще один, и притом замечательный (более  
дешевый и менее громоздкий), способ повышения полезной доли  
энергии.

\* Конечно, в этом случае для вычисления кинетической энергии  $T$  и ее час-  
тей  $T_1$  и  $T_2$  надо пользоваться релятивистскими формулами.

Когда вы, читатель, столкнулись в начале этого параграфа с неподвижной машиной, то вам в общем-то повезло. Представляете, что бы произошло, если бы вторая машина не стояла, а двигалась вам навстречу! В этом случае (при  $m_1 = m_2$  и равных скоростях) на разрушение машин пошла бы вся кинетическая энергия обеих машин ( $2T$ ). А это в четыре раза больше, чем в случае столкновения с неподвижной машиной! Страшное дело!

Но, как вы помните, то, что страшно на шоссе, полезно в физической лаборатории. Поэтому физики уже давно обсуждают идею создания установки, в которой элементарные частицы мчались бы навстречу друг другу (встречные пучки). Замечательно, что благодаря релятивизму выигрыш в полезной энергии будет гораздо больше той четверки, которая получается при встрече двух автомашин.

Представление об этом выигрыше можно получить, если обернуть цифры, приведенные выше для характеристики возможностей гигантских ускорителей. Ускоритель встречных протонов при энергии  $5 \text{ Гэв}$  эквивалентен Серпуховскому ускорителю протонов на энергию  $70 \text{ Гэв}$ , а ускоритель встречных протонов на энергию  $\sim 20 \text{ Гэв}$  — гигантскому ускорителю протонов на  $1000 \text{ Гэв}$ . В общем виде связь между энергиями частиц  $T$  в обычном ускорителе (с неподвижной мишенью) и эквивалентной энергией  $T'$  в ускорителе со встречными пучками дается формулой

$$T = 2mc^2 \left[ \left( 1 + \frac{T'}{mc^2} \right)^2 - 1 \right] \quad (189)$$

или при  $T' \gg mc^2$

$$T \simeq \frac{2T'^2}{mc^2}. \quad (190)$$

Из этих формул видно, что выигрыш в полезной энергии особенно велик для электронов (имеющих маленькую массу). Легко убедиться, например, что для Новосибирской установки со встречными пучками ВЭП-1, ускоряющей электроны до энергии  $130 \text{ Мэв}$ , эквивалентная энергия составляет  $70 \text{ Гэв}$ , т. е. выигрыш равен 520! И это при диаметре накопительных дорожек (колец) установки  $86 \text{ см}$ ! Напомним, что диаметр Серпуховского кольца, ускоряющего протоны до  $70 \text{ Гэв}$ , равен почти полкилометра.

Еще больше возможностей имеет другая Новосибирская установка ВЭПП-2\* (диаметр накопительной дорожки  $3 \text{ м}$ ), на которой «встречаются» электроны и позитроны с энергией по  $700 \text{ Мэв}$ . Общая схема этой установки дана на рис. 59. Здесь 1 — инжектор; 2 — синхротрон Б-3М; 3 — параболические линзы; 4 — конвертор; 5 — накопительная дорожка; 6 — поворотные магниты; 7 — квадрупольные линзы. В соответствии с формулой (189) энергия электронов (и позитронов) установки ВЭПП-2 эквивалентна энергии

\* Свои названия установки получили от начальных букв слов: встречные электронные пучки (ВЭП) и встречные электрон-позитронные пучки (ВЭПП).

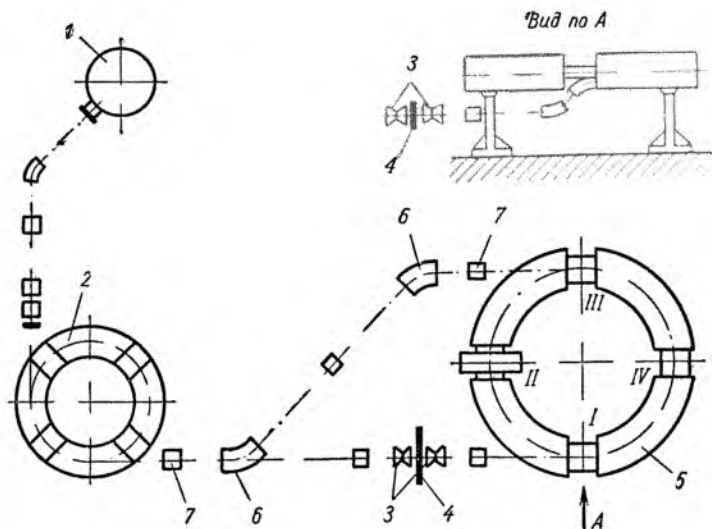


Рис. 59

2000 Гэв = 2 000 000 Мэв для обычного ускорителя с неподвижной мишенью. В настоящее время такие ускорители даже не проектируют! А ведь кроме энергии и принципа встречи эта установка уникальна еще и тем, что в ней осуществляется встреча частицы ( $e^-$ ) с античастицей ( $e^+$ ). Для того чтобы такая встреча стала возможной, физикам пришлось решить безумно трудные задачи получения, накопления и хранения античастиц в условиях, совершенно противопоказанных для этих представителей антимира (см. § 38).

Огромные эквивалентные энергии, которые могут быть достигнуты на ускорителях со встречными пучками, и другие уникальные возможности этих установок позволяют решать на них задачи, недоступные для обычных ускорителей. В частности, на установке ВЭП-1 и аналогичных установках за границей уже выполнены опыты по проверке квантовой электродинамики. На установке ВЭПП-2 проводятся опыты по изучению аннигиляции позитронов и электронов с образованием  $\pi$ - и  $K$ -мезонов и резонансов.

Несомненно, что в недалеком будущем будут построены установки со встречными пучками еще более высоких энергий. Так, например, в Швейцарии предполагается построить ускоритель со встречными пучками протонов на энергию  $2 \times 30$  Гэв, который эквивалентен ускорителю протонов с неподвижной мишенью на энергию 2000 Гэв. В Новосибирске ведутся работы по созданию установок со встречными протон-антипротонными пучками. В ряде стран проектируются установки для встречи электронов и позитронов при энергии  $2 \times 5$  Гэв, которые эквивалентны ускорителям электронов с неподвижной мишенью на энергию 100 000 Гэв!

## Глава 9

### НЕКОТОРЫЕ НЕРЕШЕННЫЕ ПРОБЛЕМЫ

Границ научному познанию и предсказанию предвидеть невозможно.  
Д. И. МЕНДЕЛЕЕВ

*Два типа задач. — Притча о закваске и море.*

Как и всякая развивающаяся наука, ядерная физика имеет свои нерешенные задачи. Их много, даже если учитывать только те, которые сегодня уже можно достаточно четко сформулировать. А сколько имеется еще проблем, о которых пока можно говорить лишь в сугубо предположительной форме!

К числу первых задач относятся, например, изучение взаимодействия элементарных частиц при более высоких энергиях, поиски новых резонансов, получение далеких трансуранов, осуществление управляемой цепной реакции синтеза, изучение нарушений законов сохранения в элементарных актах, изучение свойств ядер с избыточным числом нейтронов или протонов, создание более адекватных моделей атомного ядра, изучение структуры нуклонов, проверка квантовой электродинамики в более тонких эффектах и др.

К числу вторых задач и проблем можно отнести, например, проблему существования кварков, вопрос о существовании монополя Дирака, создание новой теории элементарных частиц, проблему существования чисто нейтронных ядер, проблему получения антивещества и др.

Поскольку о задачах первой группы мы в большей или меньшей степени уже вели разговор в предыдущих главах, в этой главе рассмотрим наиболее проблематичные и поэтому, пожалуй, особенно интересные вопросы.

Возможно, что при рассмотрении многих из этих проблем читателю покажется уместным вспомнить известную притчу о человеке, который бросает в море закваску в надежде, что море «подойдет» и из него получится много теста (рис. 60). Вы помните, что ответил этот человек на вопрос, верит ли он в свою затею?

— Конечно, нет, но представляете, как было бы здорово, если бы получилось!



Рис. 60

ность ее использования казалась смешной и бессмысленной химерой, на которую не стоит тратить народные деньги. Поэтому не спешите смеяться над странностями ученых, занимающихся, на ваш (или еще чей-либо) взгляд, бессмыслицей. Смеяться над ученым имеет право только человек, знающий в этой области науки столько же или больше!

### § 37. НОВАЯ ТЕОРИЯ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

*Белое пятно на карте теории. — Впереди самая сумасшедшая!*

Из предыдущего рассмотрения вы видели, что теоретическая физика XX столетия совершила два гигантских скачка в новые, ранее не исследованные области. Это создание специальной теории относительности, которая позволила продвинуться в область субрелятивистских скоростей, и создание квантовой механики, позволившей исследовать атомный и молекулярный мир.

Если охарактеризовать любой объект окружающего нас мира заданием его размеров  $R$  и скорости  $v$ , то можно следующим образом поделить сферы влияния классической, релятивистской и квантовой механики (рис. 61). В этой (конечно, чисто условной) схеме имеется одно белое пятно: правая нижняя клетка остается незаполненной. По смыслу схемы это место должна занять теория, описывающая поведение микрочастиц при релятивистских энергиях, т. е. теория, которую условно можно назвать релятивистской квантовой механикой. Однако сейчас пока еще нет по-настоящему последовательного и универсального варианта такой теории. Ни один из существующих вариантов не может объяснить, например, природу



ядерных сил и спектр возможных значений масс у элементарных частиц. Конечно, нельзя утверждать, что белый квадратик на нашей схеме абсолютно пуст (вспомните, например, теорию Дирака, в которой получено релятивистское квантовомеханическое уравнение для электрона или посмотрите в этой главе параграф о кварках).

Совсем напротив! В настоящее время предложено уже так много разных подходов к решению задачи, что даже один только перечень их названий (и притом напечатанный самым мелким шрифтом) не поместится в наш квадрат. Но сейчас пока нельзя отдать предпочтение ни одному из этих подходов. Возможно даже, что к цели приведет не один из них, а какой-то совсем новый, пока еще никому неизвестный путь, который появится после обнаружения у материи новых свойств. Когда это будет? На этот вопрос тоже пока нельзя ответить. Поэтому мы и предпочли оставить белый квадрат незаполненным. Можно только выразить уверенность в том, что в конце концов релятивистская теория микрочастиц будет создана (так как мир познаваем!), что это произойдет тем скорее, чем быстрее будут поставлены опыты при сверхвысоких энергиях, и что на первых порах новая теория будет казаться физикам еще более «сумасшедшей», чем в свое время казалась квантовая механика.

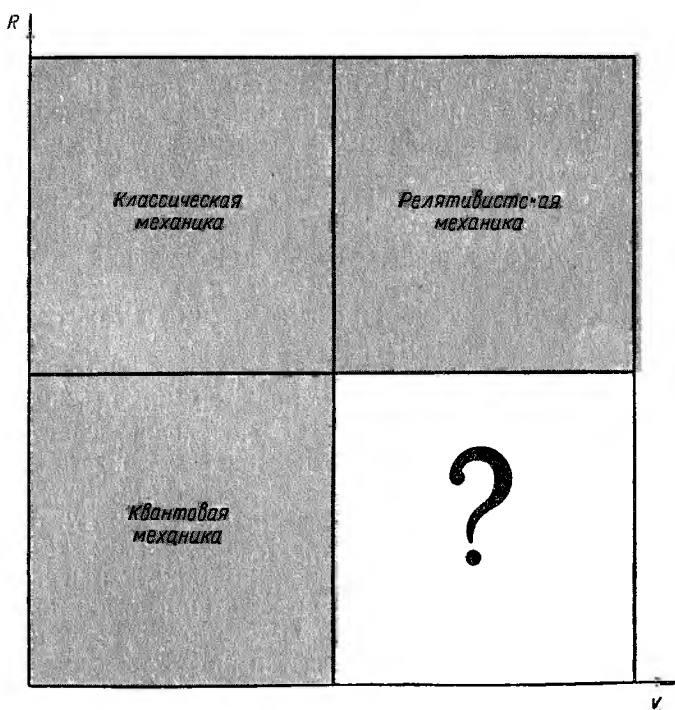


Рис. 61

*Вторая половина мира. — Идеальное горючее. — Антимир на кончике пера. — Свойства позитрона. — Космические и «домашние» позитроны. — Как открыли антипротон. — Антинейтрон и антигипероны. — Первое антиядро. — Антитритий. — Где хранят античастицы. — Антивещество во Вселенной.*

Более определенной по постановке вопроса, но не менее сложной по выполнению является проблема антивещества. Эта проблема может быть расчленена на ряд составных частей: выяснение принципиальной возможности существования антивещества, вопрос о нахождении антивещества в природе, способы искусственного получения антивещества, методы его накопления и хранения и перспективы использования.

Изучение проблемы антивещества исключительно важно по разным причинам. Во-первых, оно имеет громадное познавательное значение. Ведь в сущности обнаружение антивещества — это открытие второй половины мира, т. е. удвоение наших знаний о свойствах материи. Во-вторых, процесс аннигиляции антивещества и вещества является идеальным по эффективности источником энергии. Как мы уже отмечали в § 8 и 21, «калорийность» аннигиляционного топлива примерно в тысячу раз выше, чем у ядерного горючего (которое в свою очередь в миллионы раз «калорийнее» химического топлива). В связи с этим антивещество является наиболее перспективным топливом для будущих космических кораблей. Во всяком случае без аннигиляционного источника энергии вряд ли можно всерьез говорить о возможности движения космических кораблей с субсветовыми скоростями\*. Наконец, в-третьих, не исключено, что антивещество и его взаимоотношения с веществом играют решающую роль в процессах, происходящих во Вселенной.

Итак, давайте посмотрим, что известно об антивеществе? Что уже сделано для его получения и использования и что еще осталось сделать? Начнем по порядку.

Проблема существования антивещества в принципе решена 40 лет тому назад. Как мы уже говорили (см. § 18, п. 2), первый представитель антимира был открыт в 1928 г. «на кончике пера» Дираком. В результате анализа своего релятивистского квантовомеханического уравнения для электрона Дирак предсказал существование позитрона, т. е. античастицы по отношению к электрону. Позитрон имеет в точности такие же, как электрон, значения массы ( $9,1 \cdot 10^{-28}$  г или  $0,511$  Мэв), времени жизни (бесконечно большое) и спина ( $1/2$ ) и противоположные значения электрического и лептонного зарядов, а также магнитного момента. Наиболее характерным процессом для электрона и позитрона как для частицы и античастицы являются

\* При помощи атомной энергии, по-видимому, удастся достигать скорости движения порядка  $1000$  км/сек.

их совместное парное рождение под действием  $\gamma$ -кванта с энергией  $E_\gamma > 2m_e c^2$  (в поле атомного ядра) или  $E_\gamma \geq 4 m_e c^2$  (в поле электрона) и взаимная аннигиляция с выделением энергии покоя  $2m_e c^2$  и кинетической энергии  $T_{e^-} + T_{e^+}$  в форме  $\gamma$ -излучения.

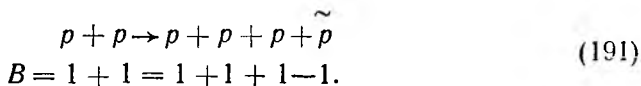
Экспериментально позитрон был впервые обнаружен в 1932 г. в составе космических лучей при помощи камеры Вильсона с магнитным полем. На снимках камеры были замечены своеобразные вилки из двух следов, симметрично изогнутых в разные стороны. Из сравнения характеристик этих следов можно было сделать вывод, что один из них принадлежит электрону, а другой — частице с такой же массой и противоположным электрическим зарядом, т. е. позитрону.

В 1934 г. позитроны были получены в лаборатории. В этом году И. Кюри и Ф. Жолио изучали  $(\alpha, n)$ -реакцию на легких ядрах. Такая реакция сводится к захвату первоначальным ядром  $\alpha$ -частицы, т. е. двух протонов и двух нейтронов, и последующему вылету одного нейтрона. В результате образуется новое ядро, отличающееся от первоначального двумя добавочными протонами и только одним добавочным нейтроном. Это ядро с избытком протонов неустойчиво по отношению к превращению одного своего протона в нейтрон, сопровождающемуся испусканием из ядра позитрона и нейтрино. Так была впервые открыта *искусственная  $\beta$ -радиоактивность* и одновременно простой способ получения позитронов.

Описанным способом удается получать позитроны сравнительно небольшой (до нескольких  $Mэв$ ) энергии. Для получения позитронов с более высокой энергией используют упомянутое выше свойство энергичных  $\gamma$ -квантов порождать *электрон-позитронные пары*. В свою очередь  $\gamma$ -кванты получаются при *радиационном торможении* (см. § 36, п. 4) электронов, предварительно ускоренных до очень высокой энергии в ускорителе.

После экспериментального обнаружения позитрона, которое подтвердило теоретическое представление о существовании античастиц, физикам стало окончательно ясно, что античастицы должны быть у всех элементарных частиц, в том числе и у тех, из которых состоят атомные ядра, т. е. у протонов и нейтронов. Однако обнаружить антипротоны удалось только через 23 года после обнаружения позитрона. Столь большой временной разрыв между этими событиями объясняется огромными трудностями, которые пришлось преодолеть при регистрации антипротона.

Первая трудность была связана с отсутствием необходимой ускорительной техники. Дело в том, что в соответствии с законом сохранения барионного заряда  $B$  антипротон может быть образован только в паре с нуклоном. Так, например, при столкновении двух протонов возможна следующая реакция образования протон-антипротонной пары:



В процессе такой реакции протон-антипротонная пара рождается за счет кинетической энергии бомбардирующего протона. При этом можно показать, что минимальная кинетическая энергия, необходимая для ее рождения, составляет  $6m_p c^2$ , т. е.  $5,6 \text{ Гэв}$ . Таким образом, до запуска ускорителей на столь большие энергии получить антипротоны было просто невозможно\*. И только после запуска в США бэватрона на энергию  $6,2 \text{ Гэв}$  эта задача была решена.

Вторая трудность была связана с необходимостью выделять очень редкие случаи рождения антипротонов на фоне огромного количества других частиц (главным образом  $\pi$ -мезонов), образующихся одновременно с антипротонами при столкновении ускоренного протона с протоном мишени. В первом опыте, например, на каждый антипротон приходилось около  $60\,000$   $\pi$ -мезонов. Идея отделения антипротонов от  $\pi$ -мезонов заключается в использовании большого различия их масс ( $m_{\tilde{p}} = m_p \simeq 6,7 m_\pi$ ).

Представьте себе, что из мишени ускорителя в некотором направлении вылетают антипротон  $\tilde{p}$  и  $\pi$ -мезон с одинаковым импульсом  $p$ . Тогда из-за отличия в массах они будут лететь с разными скоростями  $v_{\tilde{p}}$  и  $v_\pi$ , значения которых удовлетворяют следующему уравнению:

$$p = m_{\tilde{p}} v_{\tilde{p}} \gamma_{\tilde{p}} = m_\pi v_\pi \gamma_\pi, \quad (192)$$

где

$$\gamma_{\tilde{p}} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v_{\tilde{p}}^2}{c^2}}}, \quad \gamma_\pi = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v_\pi^2}{c^2}}}.$$

Из-за различия скоростей антипротон и  $\pi$ -мезон будут проходить одно и то же расстояние  $l$  за разное пролетное время  $t_{\tilde{p}}$  и  $t_\pi$ . Измеряя скорости  $v_{\tilde{p}}$  и  $v_\pi$  и пролетные времена  $t_{\tilde{p}}$  и  $t_\pi$ , можно надежно выделить антипротоны.

Практически это было сделано так. От мишени ускорителя была выложена трасса из фокусирующих и отклоняющих магнитов и коллиматоров, по которой при определенных токах в магнитах могли проходить отрицательные однозарядные частицы со строго определенным импульсом  $p = 1,19 \text{ Гэв}/c$ . Основную массу этих частиц составляли  $\pi^-$ -мезоны, среди которых изредка попадались антипротоны\*\*. Скорость  $\pi^-$ -мезонов при импульсе  $p = 1,19 \text{ Гэв}/c$  равна  $v_\pi = 0,99 c$ , скорость антипротонов с таким же импульсом  $v_{\tilde{p}} = 0,78 c$ . При пролетном расстоянии  $12 \text{ м}$  их пролетные времена равны  $4 \cdot 10^{-8}$  и  $5,1 \cdot 10^{-8} \text{ сек}$  соответственно.

\* До запуска ускорителя на высокие энергии были предприняты попытки зарегистрировать рождение антипротонов быстрыми космическими частицами; однако они не дали убедительных результатов.

\*\* Антипротон, как античастица протона, должен иметь отрицательный электрический заряд.

Сортировка частиц по скорости и пролетному времени проводилась при помощи расположенных на трассе черенковских и сцинтилляционных счетчиков. Последние были включены в специальную радиосхему (схема сдвинутых совпадений), которая позволяет измерять время между моментами появления импульсов в счетчиках, расположенных в разных местах трассы (т. е. между моментами прохождения через них частицы). Согласно предыдущему подсчету, два счетчика, находящиеся на расстоянии 12 м друг от друга, при прохождении через них  $\pi$ -мезона сработают с интервалом времени  $4 \cdot 10^{-8}$  сек, а при прохождении антипротона — с интервалом  $5,1 \times 10^{-8}$  сек.

Благодаря такому двойному отбору уже в первом опыте удалось зарегистрировать 60 антипротонов и показать, что их масса с 5%-ной точностью тождественна массе протонов. В дальнейших опытах свойства антипротонов были тщательно изучены. При этом оказалось, как и должно быть для античастицы протона, что антипротон имеет следующие свойства:

$$\begin{aligned} m_{\bar{p}} &\equiv m_p; \quad \tau_{\bar{p}} = \tau_p; \quad s_{\bar{p}} = s_p; \\ z_{\bar{p}} &= -z_p; \quad \mu_{\bar{p}} = -\mu_p. \end{aligned} \quad (193)$$

При встрече с протоном (или нейтроном) антипротон аннигилирует с образованием нескольких  $\pi$ -мезонов и (реже)  $K$ -мезонов. В настоящее время на всех больших ускорителях имеются так называемые чистые (т. е. практически не содержащие  $\pi$ -мезонов) антипротонные пучки, дающие до 15 антипротонов на каждый импульс работы ускорителя. Это в миллион раз больше, чем в первом опыте. Антипротонные пучки используются для изучения свойств антипротонов (и, в частности, аннигиляции) и для получения новых тяжелых античастиц (антибарионов). В частности, уже через год после открытия антипротона (в 1956 г.) был открыт антинейтрон, а затем целый ряд антигиперонов. В настоящее время античастицы обнаружены для всех частиц, кроме  $\Omega$ -гиперона, для которого она, несомненно, тоже будет обнаружена.

Новый успех в проблеме изучения антивещества был достигнут через 10 лет после обнаружения антипротона. В 1965 г. было открыто первое простейшее антиядро — антидейтрон, т. е. связанное состояние из антипротона и антинейтрона, а в 1966 г. — антитритий (из антипротона и двух антинейтронов). Этими открытиями была лишний раз подтверждена симметрия в свойствах частиц и античастиц. Оказалось, как и следовало ожидать, что антинуклоны (антипротоны и антинейтроны) могут группироваться в устойчивые системы — антиядра подобно тому, как нуклоны (протоны и нейтроны) группируются в устойчивые системы — ядра. Нет сомнения, что в принципе группировки антинуклонов могут быть столь же разнообразны, как и группировки нуклонов. Можно не сомневаться также и в том, что антиядра, окруженные позитронами, должны образовы-

вать разнообразные антиатомы, свойства которых будут аналогичны свойствам атомов. Но пока еще на Земле не получено ни одного антиатома, хотя все составные его части (антипротоны, антинейтроны и позитроны) имеются.

В таком состоянии находится проблема существования антивещества и получения его на Земле. Теперь о проблеме его накопления и хранения.

Успехи в получении позитронных и антипротонных пучков открыли возможность для накопления и хранения их в специальных очень сложных устройствах, называемых *накопительными кольцами* (или *накопительными дорожками*). Накопительные кольца для антипротонов скоро будут построены, а для позитронов уже работают (см. § 36, п. 6). В этих установках позитроны «хранятся» в состоянии движения со скоростью, близкой к скорости света, внутри больших кольцевых вакуумированных камер, помещенных в сильное магнитное поле. Поперечные размеры этих сугубо стационарных установок достигают нескольких метров при импульсе частиц порядка  $1 \text{ ГэВ}/c$  и растут пропорционально величине импульса. А общее количество античастиц, циркулирующих в этих гигантских установках, ничтожно мало. Для хранения такого же количества вещества при скорости  $v = 0$  достаточно объема на много порядков меньше  $1 \text{ см}^3$ .

К тому же работа над накопительными кольцами еще только начинает переходить из стадии проектирования в стадию изготовления, наладки и первых экспериментов с ними. Так, что при всех огромных успехах в проблеме изучения антивещества для решения проблемы использования аннигиляционной энергии надо сделать еще очень и очень много. И пока нельзя назвать даже ориентировочных сроков, когда это будет сделано. Не исключено, что этим придется заниматься и вам, читатель, и даже вашим детям.

Вместе с тем хотелось бы еще раз подчеркнуть значение достигнутого. В частности, очень перспективным является накопление античастиц для последующего использования их при изучении свойств элементарных частиц методом *встречных пучков*. В сущности в настоящее время именно для этой цели и строятся накопительные кольца. Напомним, что использование встречных пучков выгодно по сравнению с использованием обычных ускорителей (с неподвижной мишенью) из-за того, что при равных скоростях эффективная энергия взаимодействия двух встречных частиц существенно выше, чем энергия взаимодействия движущейся частицы с неподвижной [см. формулу (189)].

В заключение обсуждения проблемы антивещества несколько слов по поводу возможности существования и обнаружения его во Вселенной.

Симметрия материи относительно частиц и античастиц, открытая теоретически и подтвержденная экспериментально, делает вполне вероятной и естественной гипотезу о существовании в Метагалакти-

ке\*, а может быть, даже и в пределах нашей Галактики концентрированных сгустков антивещества в форме антимиров, аналогичных Солнечной системе, В самом деле, если природа устроена так, что частица и античастица всегда рождаются и погибают вместе, то количество тех и других во Вселенной должно быть одинаково\*\*. И поскольку наша Солнечная система заведомо состоит из вещества, то где-то в другом месте может существовать другая звездная система, состоящая из антивещества. И вообще говоря, вполне возможно, что это место находится в пределах нашей Галактики, т. е. той области Вселенной, которая будет исследована человеком не в столь уж отдаленные времена.

В связи с этим очень важно научиться определять характер звездной системы (мир или антимир) на расстоянии (хотя бы для того, чтобы будущие космонавты могли лететь к этой звезде без страха проаннигилировать там вместе со своим кораблем). Оказывается, это далеко не простая задача, так как электромагнитное излучение (радиоволны, свет, рентгеновские лучи,  $\gamma$ -излучение) атомов и антиатомов *одинаково*. Ведь фотон принадлежит к числу так называемых истинно нейтральных частиц, т. е. таких, для которых античастица тождественно совпадает с частицей. Поэтому весь огромный материал, накопленный астрономией, не позволяет рассортировать звезды на миры и антимир. Нужна совсем новая астрономия, которая была бы не симметричной по отношению к миру и антимир. В этом смысле *в принципе* можно возлагать некоторые надежды на нейтринную астрономию. Идея нейтринной астрономии заключается в использовании различия в свойствах нейтрино, которые испускаются при термоядерных процессах, происходящих в звездах типа Солнца, и *антинейтрино*, которые должны испускаться при аналогичных процессах в Антизвездах. Однако практические трудности регистрации космических нейтрино настолько велики, что в ближайшие годы можно ожидать только регистрации солнечных нейтрино. Пока нет никаких перспектив на обнаружение звездных «термоядерных» нейтрино.

Представляет интерес предложение Н. А. Власова изучать специфическое излучение протония, т. е. «атома», состоящего из протона и антипротона, «вращающихся» вокруг общего центра тяжести. Такой атом должен возникать на очень короткое время, предшествующее аннигиляции. Если удастся локализовать в пространстве области, испускающие протониевое излучение, то тем самым будет найдена граница возможного сосредоточения антивещества.

Читателю, заинтересовавшемуся проблемой антивещества, мы рекомендуем прочесть книгу Н. А. Власова «Антивещество»\*\*\*.

\* Метагалактика — наблюдаемая область Вселенной.

\*\* Это утверждение опирается на строгое выполнение закона сохранения барионного заряда. При нарушении этого закона (даже очень слабо, практически незаметно) Вселенная может быть асимметричной.

\*\*\* Н. А. Власов. «Антивещество» М., Атомиздат, 1966 г.

*Буквы, частицы и физики.*

В настоящее время открыто и исследовано так много элементарных частиц, что для их обозначения уже использованы все свободные буквы греческого алфавита. Последняя открытая частица (из числа сравнительно долгоживущих) обозначена последней буквой греческого алфавита  $\Omega$ . Много букв позаимствовано также и из латинского алфавита. Причем это не означает, что частиц известно столько же, сколько использованных букв. Гораздо больше! Потому что существуют изотопические (зарядовые) мультиплеты частиц, все члены которых обозначаются одинаковыми буквами (например,  $\Sigma^+$ ,  $\Sigma^-$ ,  $\Sigma^0$  и т. п.). Кроме того, для обозначения частиц используются буквы со штрихами, со звездочками и с цифрами. Словом, элементарных частиц стало настолько много, что становится довольно бессмысленно считать их элементарными.

Понятие *элементарная частица* является понятием историческим. В разное время в него вкладывали разный смысл. Когда-то элементарными частицами считали атомы, затем ими стали считать составные части атома: протон, нейтрон и электрон и еще несколько частиц (позитрон, фотон и нейтрино), имеющих к атому самое непосредственное отношение. Это был период относительного благополучия в физике. Любой атом из огромного их множества оказалось возможным составить всего-навсего из трех сортов элементарных частиц. Однако сравнительно скоро этот благополучный период сменился периодом бурного роста числа открытых элементарных частиц, количество которых, согласно подсчетам одного физика, удваивается через каждые 11 лет и (если так пойдет дальше) через некоторое время превзойдет число физиков! Во всяком случае в настоящее время количество элементарных частиц вместе с античастицами почти вдвое превышает число элементов периодической системы Менделеева. Поэтому физикам очень хочется наступления нового периода благополучия, когда все это многообразие элементарных частиц удастся свести к нескольким фундаментальным.

### 1. Унитарная симметрия

*Супермультиплеты. — Замечательная десятка. —  $\Omega^-$ -гиперон. Откуда берутся разности масс? — Музыканты и спортсмены.*

На протяжении последних лет было предпринято несколько попыток навести порядок в мире элементарных частиц. И, пожалуй, самая удачная попытка заключается в гипотезе о существовании трех (опять три!) фундаментальных частиц, названных *кварками*, из которых можно составить («слепить») любую сильновзаимодействующую (а таких подавляющее большинство) частицу, причем такие «составные» частицы будут обладать всеми основными свойствами реальных частиц.



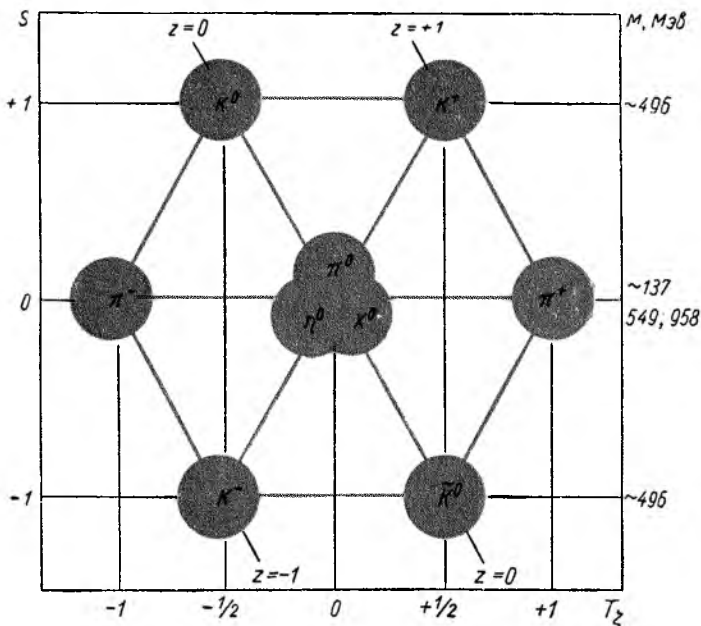


Рис. 62

Кварки были придуманы американским физиком Гелл-Манном и швейцарским физиком Цвейгом для объяснения существующей в природе симметрии в свойствах сильновзаимодействующих частиц — *адронов*. Оказывается, если известные адроны рассортировать по значениям их спина и внутренней четности, то образуется несколько больших групп адронов (в среднем по десятку частиц в одной группе), внутри которых наблюдаются интересные закономерности. Такие группы называются *супермультиплетами* или *унитарными мультиплетами*. В настоящее время можно вполне четко выделить четыре большие группы частиц. Мезонные адроны с нулевым спином и отрицательной четностью составляют группу из девяти частиц (*нонет*), состоящую из унитарного октета и унитарного синглета. Электрический заряд, странность и масса членов этой девятки закономерно изменяются от частицы к частице (рис. 62). Аналогичную девятку образуют также мезонные адроны со спином, равным единице, и отрицательной четностью (рис. 63). Барионы со спином  $1/2$  и положительной четностью образуют сходный октет (рис. 64), наконец, барионные адроны со спином  $3/2$  и положительной четностью (для некоторых частиц эти значения еще не подтверждены экспериментально) составляют десятку — *декуплет* (рис. 65). В последнем случае закономерность изменения свойств у частиц особенно очевидна.

Все частицы декуплета размещены на четырех строках, характеризующихся определенными значениями странности  $S$ :  $0, -1, -2$  и  $-3$ . Строки имеют разную длину и вместе образуют правильный треугольник. На самой длинной нижней строке находятся четыре члена изотопического квартета  $\Delta$ -частиц, характеризующихся одним и тем же значением изотопического спина  $T = 3/2$ , который в этом случае имеет четыре проекции ( $2T + 1 = 4$ ). Все члены этого квартета должны иметь одинаковую массу (с точностью до нескольких  $M_{эв}$ ). Вторую строку занимает  $\Sigma^*$ -триплет частиц с  $T = 1$  (число проекций  $T$  равно  $2T + 1 = 3$ ) и близкими массами. В третьей строке размещен изотопический  $\Xi^*$ -дублет с  $T = 1/2$  (число проекций  $T$  равно  $2T + 1 = 2$ ), и, наконец, вершину треугольника венчает изотопический синглет ( $T = 0$ ) —  $\Omega^-$ -гиперон (число проекций  $T$  равно  $2T + 1 = 1$ ). Электрический заряд частиц, входящих в изотопический мультиплет, возрастает на единицу при движении вдоль строки слева направо. Каждой вертикали соответствует определенное значение проекции изотопического спина. На диагоналях, идущих под острыми углами к оси абсцисс, расположены частицы с одинаковым электрическим зарядом. И что особенно замечательно, разности средних значений масс для двух любых соседних строк практически одинаковы:

$$\begin{aligned} M_{\Sigma^*} - M_{\Xi^*} &= 1675 - 1529 = 146 \text{ Мэв}; \\ M_{\Xi^*} - M_{\Sigma^*} &= 1529 - 1382 = 147 \text{ Мэв}; \\ M_{\Sigma^*} - M_{\Delta} &= 1382 - 1236 = 146 \text{ Мэв}. \end{aligned} \quad (194)$$

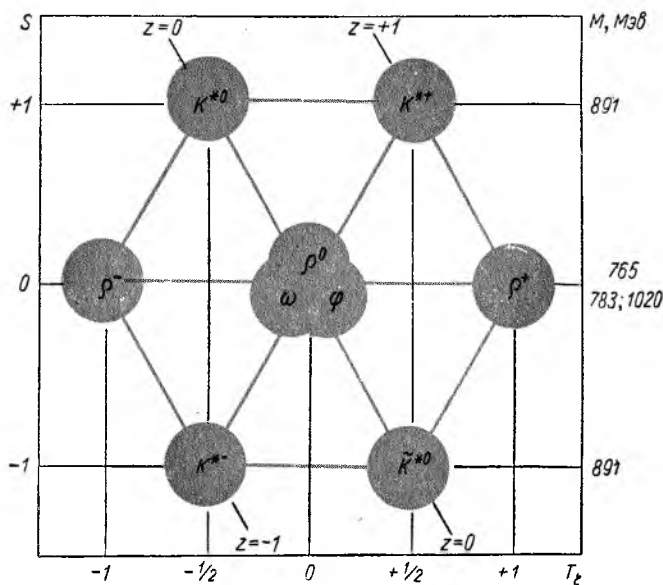


Рис. 63

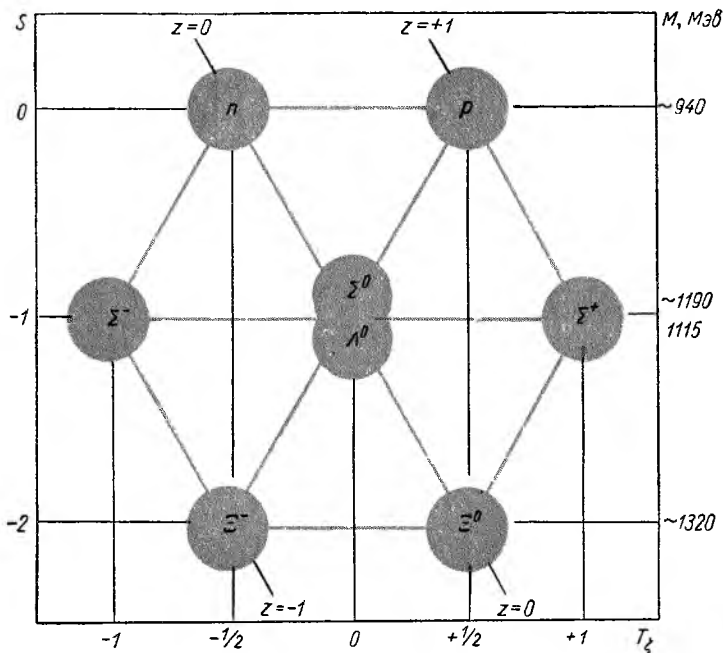


Рис. 64

Перечисленные закономерности настолько убедительны, что они позволили Гелл-Манну в 1962 г. однозначно предсказать по свойствам девяти известных частиц все основные характеристики десятой частицы, занимающей верхний угол треугольника.

Легко убедиться, что из рассмотрения декуплетного треугольника (см. рис. 65) можно предсказать следующий набор параметров для этой частицы: масса, электрический заряд, барионный заряд, странность, изотопический спин, спин, четность, схема рождения, схема распада, время жизни. Этот перечень настолько хорошо характеризует свойства предсказанной частицы, что можно было организовать по-настоящему научный ее поиск. В начале 1964 г.  $\Omega^-$ -гиперон с предсказанными свойствами был найден\*. Это, вероятно, самый маленький интервал времени между моментом предсказания и обнаружения «настоящей» (долгоживущей) элементарной частицы.

Аналогичные закономерности можно проследить также и в других супермультиплеттах (см. рис. 62—64), хотя там они не столь просты и очевидны, как в случае декуплета.

Для объяснения закономерностей, наблюдающихся в унитарных мультиплеттах, было предложено несколько различных теорий. Об-

\* В настоящее время пока еще не подтверждены значения его спина и четности.

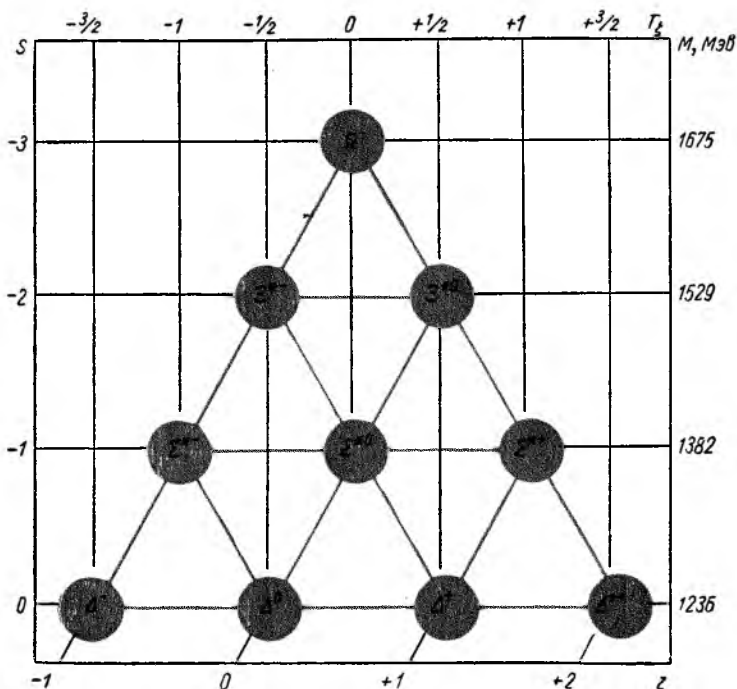


Рис. 65

щим для всех этих теорий является предположение о существовании двух разновидностей сильного взаимодействия: очень сильного и умеренно сильного, которые вместе с электромагнитным определяют основные свойства адронов. Очень сильное взаимодействие одинаково для *всех* членов унитарного мультиплетта и определяет главную часть их энергии взаимодействия (а значит, и массы). Умеренно сильное взаимодействие зависит от странности и потому различно для членов *разных* изотопических мультиплеттов, т. е. для частиц, стоящих в разных строках. Оно приводит к  $\sim 10$ -процентному отличию масс этих частиц. Наконец, электромагнитное взаимодействие зависит от электрического заряда; поэтому оно различно для частиц, стоящих в одной строке. В связи со своей относительной слабостью она приводит лишь к небольшому (порядка нескольких  $Mэв$ ) отличию в массе у членов данного изотопического мультиплетта\*.

Чтобы лучше почувствовать роль разных взаимодействий, рассмотрим шуточную аналогию (которой, как и всякими аналогиями, надо пользоваться очень осторожно).

Представьте себе небольшой ансамбль из десяти музыкантов (унитарный декуплет). Между всеми его членами имеется нечто

\* Для членов декуплета это отличие еще не измерено экспериментально, но его можно хорошо проследить, например, на членах барионного октета.

общее, объединяющее их в единый коллектив — все они очень любят музыку (имеют одинаковое очень сильное взаимодействие). Это общее свойство отличает их от других коллективов (других унитарных мультиплетов), которые объединяются по другому общему признаку, например по общей любви к спорту (другое, но тоже одинаковое очень сильное взаимодействие). Сильная любовь к разным вещам накладывает на музыкантов и спортсменов своеобразный отпечаток, проявляющийся как во внешнем виде, так и в мировоззрении, образе жизни и т. п. (различие в средней массе, барионном заряде, спине, четности). Однако кроме резкого отличия музыкантов от спортсменов можно обнаружить различие и между самими музыкантами (так же, как и между спортсменами).

Среди них имеется органист (изотопический синглет с  $T = 0$ ), фортепьянный дуэт (изотопический дублет с  $T = 1/2$ ), трио гармонистов (изотопический триплет с  $T = 1$ ) и квартет смычковых инструментов (изотопический квартет с  $T = 3/2$ ). У членов этих небольших музыкальных бригад (изотопических мультиплетов) кроме общего интереса к музыке, сближающего все бригады между собой, имеются еще и свои специфические внутрибригадные интересы, которые несколько обособляют одну бригаду от другой. Органист, например, предпочитает музыку Баха и Генделя ( $S = -3$ ), пианисты — Чайковского и Бетховена ( $S = -2$ ), гармонисты — танцевальную и маршевую музыку ( $S = -1$ ), а квартет смычковых — камерные произведения ( $S = 0$ ). Таким образом, наши четыре музыкальные бригады несколько *по-разному* любят музыку (10-процентное отличие в массе за счет разного умеренно-сильного взаимодействия при различных странностях  $S$ ). Более того, оказывается, даже и у музыкантов одной и той же бригады (членов данного изотопического мультиплета) имеются свои личные взгляды (разный электрический заряд и, значит, различное электромагнитное взаимодействие). Так, например, члены фортепьянного дуэта расходятся в вопросе о сравнительной ценности рояля и пианино, гармонисты спорят о качествах баяна, аккордеона и концертины, а квартет не может решить что лучше: скрипка, альт, виолончель или контрабас. Эти споры кажутся совершенно несущественными даже представителям другой бригады (малость электромагнитного взаимодействия по сравнению с умеренно-сильным взаимодействием), не говоря уж о спортсменах, которые этих споров просто не замечают (очень большое превышение интенсивности очень сильного взаимодействия над электромагнитным).

## 2. Кварковая гипотеза

*Кошмарные частицы. — Десять комбинаций. — Идеальный «Конструктор».*

Наиболее естественным образом существование унитарных мультиплетов можно объяснить, введя в рассмотрение гипотетические частицы — *кварки* — с довольно экзотическими свойствами,

а именно с дробными барионным и электрическим зарядами\*.

Легко видеть, что если кваркам приписать свойства в соответствии с табл. 3, то достаточно всего трех кварков и трех антикварков, чтобы из них, как из деталей «Конструктора», можно было построить любой адрон, причем можно показать, что адроны, «склепленные» из кварков, будут группироваться в те самые супермультиплеты, которые наблюдаются в природе.

Таблица 3

Свойства кварков

Кварк (антикварк)	$B$	$Z$	$S$	$T$	$T_z$	$s$	$m$
$q_p$	$+1/3$	$+2/3$	0	$1/2$	$+1/2$	$1/2$	$m_q$
$\tilde{q}_p$	$-1/3$	$-2/3$	0	$1/2$	$-1/2$	$1/2$	$m_q$
$q_n$	$+1/3$	$-1/3$	0	$1/2$	$-1/2$	$1/2$	$m_q$
$\tilde{q}_n$	$-1/3$	$+1/3$	0	$1/2$	$+1/2$	$1/2$	$m_q$
$q_\Lambda$	$+1/3$	$-1/3$	-1	0	0	$1/2$	$m_q + \Delta m$
$\tilde{q}_\Lambda$	$-1/3$	$+1/3$	+1	0	0	$1/2$	$m_q + \Delta m$

Сама тройка кварков (а также и тройка антикварков) тоже образует супермультиплет — *унитарный триплет*, состоящий из изотопического дублета  $q_p$  и  $q_n$  ( $\tilde{q}_p$  и  $\tilde{q}_n$ ) с  $T = 1/2$  и  $S = 0$  и *изотопического синглета*  $q_\Lambda$  ( $\tilde{q}_\Lambda$ ) с  $T = 0$  и  $S = -1$  ( $S = +1$ ). Масса кварков  $m_q$  должна быть достаточно большой ( $m_q > m_p$ ), чтобы обеспечить большую энергию связи при формировании элементарных частиц из кварков. При этом массы обычных ( $S = 0$ ) кварков  $q_p$  и  $q_n$  ( $\tilde{q}_p$  и  $\tilde{q}_n$ ) должны быть равны с точностью до нескольких мегаэлектронвольт (электромагнитное различие членов изотопического дублета), масса странного ( $S \neq 0$ ) кварка  $q_\Lambda$  ( $\tilde{q}_\Lambda$ ) может отличаться на величину  $\Delta m \sim 100$  Мэв.

В качестве примера рассмотрим построение из кварков десяти членов унитарного декуплета. Прежде всего заметим, что число *различных* комбинаций со спином  $s = 3/2$ , которые можно составить из трех типов кварков, объединяя их по три (одинаковых или разных), равно как раз десяти ( $q_p q_p q_p$ ;  $q_p q_p q_n$ ;  $q_p q_n q_n$ ;  $q_n q_n q_n$ ;  $q_p q_p q_\Lambda$ ;  $q_p q_n q_\Lambda$ ;  $q_n q_n q_\Lambda$ ;  $q_p q_\Lambda q_\Lambda$ ;  $q_n q_\Lambda q_\Lambda$ ;  $q_\Lambda q_\Lambda q_\Lambda$ ).

\* В связи с такой экзотичностью свойств и в связи с тем, что их три, кварки и получили свое необычное название. Словосочетание «три кварка» встречается в романе Дж. Джойса «Поминки по Финнегану» как таинственный крик чзек, который слышится герою романа во время переживаемого им кошмарного бреда.

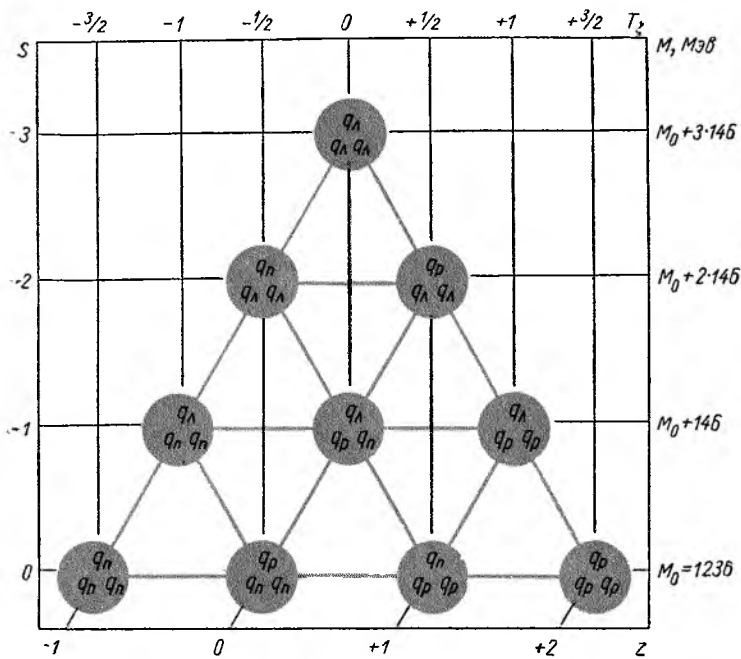


Рис. 66

Поэтому существует взаимно однозначное соответствие между каждой частицей декуплета и какой-либо комбинацией из трех кварков. Так, например, частице  $\Delta^{++}$  соответствует первая комбинация  $q_R q_R q_R$ , потому что двойной положительный электрический заряд можно получить только из трех одинаковых кварков  $q_R$ , имеющих электрический заряд  $+2/3$ . Легко убедиться, что эта комбинация обеспечивает правильные значения и для всех остальных параметров  $\Delta^{++}$  ( $B = 3 \cdot 1/3 = 1$ ;  $S = 3 \cdot 0 = 0$  и т. п.). Чтобы сразу сообразить, какая композиция кварков соответствует  $\Omega^-$ -гиперону, надо исходить из значения его странности  $S = -3$ . Ясно, что такую странность можно получить, только взяв три одинаковых кварка  $q_L$ , каждый из которых имеет  $S = -1$  (остальные кварки имеют  $S = 0$ ). В тех случаях, когда сопоставление частицы и кварков по одному свойству дает неоднозначный набор кварков, надо привлечь какое-нибудь другое свойство.

На рис. 66 представлены все возможные композиции из трех типов кварков по три, каждая из которых дает частицу декуплета (с  $s = 3/2$ ), находящуюся на соответствующем месте рис. 65. Из рис. 66 видно, что все четыре комбинации первой строки совсем не содержат кварка  $q_L$ , во второй строке каждая комбинация содержит по одному кварку  $q_L$ , в третьей строке — по два, наконец, единственная комбинация четвертой строки состоит из трех кварков  $q_L$ . Если эту закономерность сопоставить с возраста-

нием массы частиц от строки к строке на одну и ту же величину  $\sim 146 \text{ Мэв}$ , то естественно приписать кварку  $q_\Delta$  на  $146 \text{ Мэв}$  большую массу, чем кваркам  $q_p$  и  $q_n$  ( $\Delta t = 146 \text{ Мэв}$ ).

Аналогично члены *барионного октета* могут быть представлены комбинациями из трех кварков с суммарным спином  $s = 1/2$ , а члены *мезонных супермультиплетов* получаются как комбинации кварка и антикварка с суммарным спином  $s = 0$  для супермультиплета  $0^-$  и  $s = 1$  для супермультиплета  $1^-$ . В этих случаях ситуация несколько осложняется по сравнению с декуплетом из-за квантовомеханических особенностей сложения спинов. Менее очевидны в этом случае и массовые соотношения. Мы не будем останавливаться на этом подробнее. Заметим только, что разумность кварковой гипотезы в случае барионного октета очень убедительно иллюстрируется тем, что эта гипотеза позволяет с 2,5%-ной точностью объяснить экспериментальное значение отношения магнитных моментов нейтрона и протона

$$\left(\frac{\mu_n}{\mu_p}\right)_{\text{эксп}} = \frac{-1,91}{+2,79} = -0,685; \quad \left(\frac{\mu_n}{\mu_p}\right)_{\text{теор}} = -\frac{2}{3} \approx -0,667. \quad (195)$$

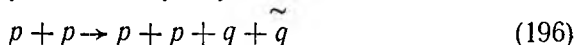
Итак, если сравнивать кварки с деталями детского «Конструктора», то следует признать, что эти детали сделаны очень рационально: всего из шести деталей мы уже сложили  $10 + 8 + 9 + 9 = 36$  правильно действующих конструкций, а возможности «Конструктора» еще далеко не исчерпаны!

### 3. Поиски кварков

*Природные и «самодельные» кварки. — Кварки в воде и в метеоритах. — Два слова «за здравие» кварков. — Заманчивое применение. — А теперь «за упокой».*

Успех кварковой модели и естественное желание свести многообразие частиц к нескольким фундаментальным частицам заставляют физиков упорно искать кварки в природе. Рассмотрим вкратце идеи соответствующих опытов.

Выше мы говорили, что кваркам естественно приписать большую массу. Но рождение частиц с большой массой требует больших кинетических энергий. Поэтому поиски кварков следует вести в таких условиях (естественных или искусственно созданных), когда имеется возможность трансформации большой порции кинетической энергии в энергию покоя (массу). Связь между массой кварка  $m_q$  и минимальной кинетической энергией бомбардирующей частицы  $T_{\text{мин}}$ , необходимой для рождения кварка с этой массой, зависит от типа реакции, в которой образуется кварк. Для реакции образования кварка\* при соударении двух протонов



\* В соответствии с законами сохранения образование кварка может происходить только в паре с антикварком.



из формулы (106) получается следующая зависимость  $T_{\text{мин}}$  от предполагаемого значения  $m_q$

$$T_{\text{мин}} = 2 \frac{m_q}{m_p} (2m_p + m_q) c^2. \quad (197)$$

В табл. 4 приведены значения  $T_{\text{мин}}$ , вычисленные по формуле (197) в разных предположениях о величине массы кварка\*.

Таблица 4

Минимальная энергия, необходимая для рождения кварка с массой  $m_q$

$m_q$	$m_p$	$3m_p$	$5m_p$	$10m_p$	$20m_p$
$T_{\text{мин}}, m_p c^2$	6	30	70	240	880
$T_{\text{мин}}, \text{Гэв}$	5,6	28	65	225	825

Из таблицы видно, что кварки с массой  $m_q \leq 3m_p$  имеет смысл искать среди частиц, образующихся в мишенях самых больших современных ускорителей, ускоряющих протоны до энергии 30, а теперь даже и 70 Гэв (см. § 34, п. 3).

Для выделения кварков из огромного количества других частиц, рождающихся в мишени ускорителя (главным образом  $\pi$ -мезонов), можно воспользоваться их специфическими свойствами, обусловленными дробностью электрического заряда (например, пониженной ионизирующей способностью\*\*). Такие опыты были действительно предприняты на ускорителях в ЦЕРНе и в Брукхейвенской лаборатории (и ставятся в Серпухове), но они не дали положительного результата. Это означает, что масса кварков больше трех протонных масс (либо они рождаются с гораздо меньшей вероятностью, чем предполагали, либо, наконец, что кварков нет вообще)\*\*\*.

В составе космических лучей имеются протоны с энергией выше 30 Гэв. Эти протоны в соударениях с ядрами атомов атмосферы могут рождать кварки, даже если их масса превышает  $3m_p$ . Кварки, рожденные космическими лучами, можно пытаться регистрировать при помощи детекторов, чувствительных к ионизации, вызываемой быстро движущимися частицами с дробным электрическим зарядом.

\* Существуют соображения, из которых следует, что при данной энергии  $T$  могут рождаться частицы с большей массой, чем указано в таблице (например, при  $T = 30 \text{ Гэв}$  могут родиться кварки с массой до  $5m_p$ ). Однако вероятность такого процесса настолько мала, что его можно не учитывать в расчетах.

\*\* Ионизирующая способность заряженной частицы изменяется пропорционально квадрату ее электрического заряда. Так как кварки имеют заряд, равный  $1/3$  или  $2/3$  заряда электрона, то ионизирующая способность кварков составляет соответственно  $1/9$  или  $4/9$  ионизирующей способности электронов.

\*\*\* Как следует из табл. 4, с помощью Серпуховского ускорителя можно ответить на вопрос о существовании кварков с массой до  $5m_p$ .

Опыты такого рода, сделанные до сих пор, позволяют поднять нижнюю границу массы кварков до  $5 m_p$  (хотя этот результат менее надежен, чем предыдущий. Надежный результат такого рода будет получен на Серпуховском ускорителе).

Можно также предпринять попытку обнаружить кварки, образованные космическими лучами за миллиарды лет существования Земли и накопленные в озерах и других водных бассейнах\*.

Естественно считать, что кварки, возникающие в атмосфере, становятся центрами конденсации водяных паров, падают вместе с дождем на землю и в конце концов попадают в озера, моря и океаны. Оценки показывают, что за время существования Земли с помощью такого механизма могло накопиться до 100 000 кварков в каждом  $1 \text{ см}^3$  воды. Число это выглядит внушительно, но его надо сравнивать с концентрацией протонов, равной  $10^{24} \text{ р} \cdot \text{см}^{-3}$ . Таким образом, один кварк приходится на  $10^{19}$  протонов! Представляете, как трудно его заметить? Поэтому в проектируемых экспериментах такого рода вся надежда возлагается на то, что предварительно удастся каким-либо способом повысить концентрацию кварков. Для регистрации кварков в этих опытах опять-таки предполагается использовать особенности поведения частиц с дробным электрическим зарядом (фокусировка в электрических и магнитных полях, отклонение электрическим полем).

В предыдущем параграфе, говоря о разных способах обнаружения антивещества в природе, мы среди других назвали поиск протониевого излучения. Нечто аналогичное предложено и для поисков кварков. Можно себе представить, что в атмосфере некоторых звезд под действием испускаемых звездой быстрых частиц образуются кварки  $q_p$ , которые благодаря своему положительному заряду могут захватывать электроны. В результате должен образоваться своеобразный атом, в котором роль ядра играет кварк. Такой атом при переходе из возбужденного состояния в основное будет испускать специфическое световое излучение, которое и может быть зарегистрировано. Конечно, и здесь трудность регистрации связана с чрезвычайно низкой концентрацией кварков.

Ищут кварки и в метеоритах, которые при достаточно больших размерах и длительном существовании в космическом пространстве могли накопить много кварков.

В заключение давайте уподобимся героям известного чеховского рассказа и «помянем» кварки одновременно как «за здравие», так и «за упокой».

Из того, что кварки не найдены, нельзя делать вывода об их отсутствии. Прошло еще слишком мало времени!  $\pi$ -Мезон был предсказан в 1935 г., а обнаружен только в 1947 г., нейтрино было предсказано в 1931 г., а окончательно его существование доказали только

\* В связи с дробностью заряда можно предполагать, что по крайней мере один из трех кварков (с наименьшей массой) стабилен, так как ему не на что распадаться. (Более тяжелый кварк может превращаться в легкий с сохранением зарядов.)

в 1953 г., наконец, атомы были предсказаны еще древними греками, а открыты только в XIX столетии!

Так что еще не все потеряно, тем более что результаты сделанных опытов не отрицают возможности существования кварков с массой  $m_q > 5m_p^*$ .

Но, с другой стороны, нельзя забывать и о том, что не все предсказания обязательно сбываются, не все гипотезы оказываются верными. Есть примеры и неправильных, но тем не менее очень долго существовавших гипотез. Например, с 1919 по 1932 г. физики считали справедливой протон-электронную модель атомного ядра, потому что она правильно объясняла довольно много закономерностей, наблюдающихся на опыте. И только после открытия нейтрона эта неверная модель была заменена современной протон-нейтронной моделью ядра. В принципе и кварковая модель, несмотря на все ее правдоподобие, тоже может оказаться неверной. Вполне возможно, что симметрия элементарных частиц может столь же логично объясняться каким-то другим неизвестным пока способом.

Итак, ситуация с кварками на сегодняшний день остается весьма неопределенной: кварки не открыты и пока не ясно не только когда они будут открыты, но и будут ли открыты вообще. Но от этой неясности задача их поисков не становится менее интересной.

#### § 40. МОНОПОЛЬ ДИРАКА

*Несимметрия уравнений электродинамики. — Магнитный заряд. — Свойства монополя. — Поиски монополя. — Рождение монополей на ускорителе. — Рождение монополей космическими лучами. — Использование магнитного поля Земли. — Существует ли монополь?*

Из курса общей физики вы знаете, что между электричеством и магнетизмом существует теснейшая связь. Электричество и магнетизм входят в физику почти симметричным образом. Движение зарядов, т. е. электрический ток, создает магнитное поле. Изменение магнитного потока создает электродвижущую силу, которая в замкнутом проводнике порождает электрический ток.

Такая симметрия в представлениях о природе электричества и магнетизма существовала не всегда. Очень долго электричество и магнетизм изучались раздельно. Но с тех пор как Эрстед в 1820 г. открыл магнитные свойства электрического тока, физиков не оставляла мысль о необходимости существования обратного явления: магнитное поле должно порождать электрический ток. Наконец,

\* Кстати, чем тяжелее кварки, тем заманчивее становится мечта их открыть. Ведь если протон «слеплен» из трех кварков с массами по  $5 m_p$  каждый, то «энергия связи» протона равна

$$\Delta W_p = (3m_q - m_p) c^2 = (15m_p - m_p) c^2 = 14m_p c^2 \approx 13 \text{ Гэв},$$

т. е. в процессе образования протона из кварков должно освобождаться  $14/15 = 93\%$  энергии покоя кварков. Это всего на  $7\%$  отличается от энергии аннигиляции, и при этом не нужно антивещества!

в 1831 г. Фарадей открыл электромагнитную индукцию. С этого момента физики никогда не забывают о всеобщей взаимосвязанности электричества и магнетизма: они никогда не говорят об электрических и магнитных явлениях в отдельности, а всегда имеют в виду электромагнитные явления в целом.

Учение об электромагнитных явлениях — электродинамика (для макрообъектов) и квантовая электродинамика (для всех объектов, включая микрочастицы), пожалуй, является самой точной наукой из числа наук о взаимодействиях между частицами и полями. На ее счету имеются не только объяснение всех макроскопических и микроскопических электромагнитных явлений от излучения радиоволн гигантскими антеннами до излучения  $\gamma$ -квантов атомными ядрами, но и радикальнейшее предсказание существования нового состояния материи в форме антивещества, а также предсказание численных значений очень тонких эффектов типа взаимодействия электрона с его собственным электромагнитным полем. И все же современная электродинамика не полностью удовлетворяет физиков и опять по причине некоторой асимметрии между электричеством и магнетизмом. Оказывается, основные уравнения электродинамики (уравнения Максвелла) почти, но не вполне симметричны относительно электрических и магнитных явлений.

В эти уравнения входят напряженность электрического поля  $\mathbf{E}$ , напряженность магнитного поля  $\mathbf{H}$ , плотность электрического тока  $\mathbf{j}$  и плотность электрического заряда  $\rho$ . Для вакуума, например, уравнения Максвелла записываются следующим образом:

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j} + \frac{1}{c} \cdot \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \quad \operatorname{div} \mathbf{E} = 4\pi \rho, \quad (198)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \cdot \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \quad \operatorname{div} \mathbf{H} = 0.$$

Даже человеку, не знакомому с высшей математикой, видно, что  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$  входят в уравнения симметричным образом (над ними производятся одинаковые математические операции). Однако симметрия уравнений в целом получается неполной из-за того, что в одну их группу входят плотность электрического заряда  $\rho$  и плотность тока  $\mathbf{j}$ , а в другую не входят аналогичные им плотность магнитного заряда и плотность магнитного тока.

Вы, конечно, понимаете, почему так получилось? Потому что весь многолетний опыт физиков показывает, что магнитные заряды никогда не наблюдались, т. е. получить отдельно северный или южный магнитный полюс никому не удавалось. Так что уравнения Максвелла правильно отражают ситуацию, существующую в природе, и казалось бы, ни в каком усовершенствовании не нуждаются. Однако отмеченная выше несимметрия уравнений все же вызывает некоторую неудовлетворенность. Эту неудовлетворенность можно сформулировать так: в связи с симметрией электрических и магнитных явлений было бы естественнее, если бы уравнения Максвелла,

оставаясь правильными, выглядели бы вполне симметрично, т. е. содержали бы плотность магнитного заряда и плотность магнитного тока. Другими словами, хочется думать, что в природе существуют *магнитные заряды* (и, следовательно, *магнитные токи*), которые, однако, обладают такими свойствами, что их пока никто не мог обнаружить ни в одном из множества сделанных опытов.

Теоретически такую возможность впервые обосновал в 1931 г. Дирак, который показал, что наряду с общепринятой несимметричной (но проверенной многими экспериментами) квантовой электродинамикой может быть построена непротиворечивая с ней симметричная квантовая электродинамика, учитывающая существование магнитных зарядов. Гипотетический магнитный заряд, введенный Дираком, принято называть *монополю Дирака*.

С тех пор прошло почти сорок лет, а проблема монополя Дирака все еще не решена ни в какую сторону: не доказано ни его наличие, ни его отсутствие. Поэтому проблема монополя остается актуальной до сих пор и для ее разрешения ставятся все новые и новые эксперименты. Какие же это эксперименты и почему они не дают результатов? Для ответа на эти вопросы давайте предположим, что монополь существует, и познакомимся с его предполагаемыми свойствами сначала качественно, а затем и количественно.

Мы уже говорили, что гипотетический монополь Дирака — это отдельный магнитный заряд, подобный отдельному электрическому заряду (т. е. либо положительному, либо отрицательному). Поэтому монополь Дирака должен вести себя по отношению к магнитному полю так же, как электрический заряд ведет себя по отношению к электрическому полю. В частности, вокруг монополя должно возникать магнитное поле, подобное электростатическому полю, возникающему вокруг электрического заряда, т. е. силовые линии магнитного поля должны начинаться или кончаться на магнитных зарядах; напряженность магнитного поля, созданного точечным магнитным зарядом  $\mu$ , должна изменяться по закону  $\mathbf{H} = \frac{\mu}{r^3} \mathbf{r}$  (подобно тому как напряженность электрического поля, создаваемого электрическим зарядом  $e$ , изменяется по закону  $\mathbf{E} = \frac{e}{r^3} \mathbf{r}$ ). Сила  $\mathbf{F}$ , действующая на магнитный заряд  $\mu$  в магнитном поле  $\mathbf{H}$ , должна быть равна  $\mathbf{F} = \mu \mathbf{H}$ . Взаимодействие двух магнитных зарядов  $\mu_1$  и  $\mu_2$  будет определяться законом, аналогичным закону Кулона:

$$V_{\mu} = \frac{\mu_1 \mu_2}{r}, \quad \mathbf{F} = \frac{\mu_1 \mu_2}{r^3} \mathbf{r}. \quad (199)$$

В однородном магнитном поле монополь должен ускоряться подобно электрическому заряду в электрическом поле (магнитные диполи, например магнитные стрелки, в однородном магнитном поле не ускоряются, а только ориентируются).

При движении в среде (например, в атмосфере или в жидкости), содержащей частицы, обладающие магнитными моментами, моно-

поль должен обрастать ими подобно тому, как обрастает полюс полового магнита, если вы проведете им над рассыпанными булавками (для более полной аналогии надо брать очень длинный магнит, т. е. почти отдельный магнитный заряд, и магнитные стрелки — диполи). Монополь, обросший магнитными диполями, из-за резкого увеличения массы должен стать менее подвижным и будет медленно дрейфовать в среде.

При попадании монополя в среду с примесью парамагнитных веществ монополь будет притягиваться ими и образовывать связанные системы с энергией связи  $0,1—1$  эв. Постоянные магниты и обыкновенное мягкое железо должны быть настоящими ловушками для монополей; они захватывают монополи столь прочно, что для вырывания их оттуда нужны магнитные поля напряженностью в несколько килогаусс. Это свойство парамагнетиков и ферромагнетиков можно использовать для накопления монополей, если последние *стабильны*, т. е. не распадаются со временем.

Стабильность монополя является прямым следствием (во всяком случае для монополя с наименьшей массой) естественного предположения о существовании для магнитного заряда закона сохранения, аналогичного закону сохранения электрического заряда (см. § 20, п. 4).

Взаимоотношения магнитного монополя с электрическим полем тоже вполне аналогичны взаимоотношениям электрического заряда с магнитным полем. Подобно тому как при движении электрического заряда возникает магнитное поле  $\mathbf{H}$ , при движении магнитного монополя должно возникать электрическое поле  $\mathbf{E}$ . А это означает, что движущийся монополь должен ионизовать атомы среды, через которую он движется, причем ионизирующая способность должна быть тем больше, чем больше значение магнитного заряда монополя.

Наконец, по аналогии с образованием  $\gamma$ -квантом электрон-позитронной пары за счет энергии электромагнитного поля (см. § 18, п. 2) можно предполагать существование процесса рождения быстрым  $\gamma$ -квантом и монополь-антимонопольной пары. (Ведь монополь благодаря магнитному заряду участвует в электромагнитном взаимодействии.)

Чтобы сделать все эти рассуждения из качественных количественными, т. е. ответить на вопросы: *с какой силой* притягивается монополь, *как велика* производимая им ионизация, *при какой энергии*  $\gamma$ -квант может родить пару монополь — антимонополь и другие, нужны количественные характеристики свойств монополя. Такие характеристики также были даны Дираком.

Дирак показал, что если монополь существует, то величина его магнитного заряда  $\mu$  должна быть связана с величиной единичного электрического заряда  $e$  соотношением

$$\frac{2\mu e}{c} = n\hbar, \quad (200)$$

где  $n$  — произвольное целое число;  $\hbar$  — постоянная Планка.

Отсюда

$$\mu = n \frac{hc}{2e} = \frac{1}{2} \frac{hc}{e^2} ne, \quad (201)$$

и так как  $\frac{e^2}{hc} = \frac{1}{137}$ , то

$$\mu = 68,5 ne. \quad (202)$$

Таким образом, по Дираку минимальное значение магнитного заряда в 68,5 раза больше единичного электрического заряда  $e$ , т. е. заряда электрона. Он может быть также равен  $2 \cdot 68,5 e = 137e$ ;  $3 \cdot 68,5 e = 205,5e$  и т. д.

Частица со столь большим магнитным зарядом при движении со скоростью  $v \simeq c$  должна ионизовать атомы окружающей среды в  $(68,5)^2 \simeq 4700$  раз сильнее, чем релятивистский электрон\*\*. Благодаря этому обстоятельству след монополя должен быть совершенно отчетливо виден в трековом детекторе, например в фотопластинке (в которой виден даже след релятивистского электрона). Этот след будет отличаться от следов тяжелых ядер с зарядом  $Z \simeq 70$  (которые производят такую же ионизацию) равномерной толщиной по всей длине (следы тяжелых ядер утончаются к концу).

Из-за большой величины магнитного заряда монополь должен очень легко приобретать энергию в магнитном поле. Например, пройдя путь в 1 см в сравнительно небольшом поле  $H = 1000$  гс, монополь приобретет энергию  $\sim 2 \cdot 10^7$  эв. Для сравнения заметим, что электрон может приобрести такую же энергию, пройдя 1 см в электрическом поле  $E = 20\,000\,000$  в/см.

Массу монополя можно оценить, если сделать какое-то разумное предположение о его размерах. Считая, например, что масса монополя имеет электромагнитную природу, и предполагая, что его радиус равен классическому радиусу электрона

$$r_e = \frac{e^2}{m_e c^2} = 2,8 \cdot 10^{-13} \text{ см}^{***}, \quad (203)$$

получаем

$$\begin{aligned} m_\mu &= \frac{\mu^2}{r_e c^2} = \left(\frac{\mu}{e}\right)^2 \frac{e^2}{r_e c^2} = \left(\frac{\mu}{e}\right)^2 m_e c^2 \simeq 4700 \cdot 0,5 = \\ &= 2350 \text{ Мэв}/c^2, \\ m_\mu &\simeq 2,5 m_p. \end{aligned} \quad (204)$$

Если же радиус монополя положить равным радиусу протона  $\sim 0,8 \times 10^{-13}$  см, тогда для массы монополя получается значительно боль-

\* Величина  $\frac{e^2}{hc} \simeq \frac{1}{137}$  называется *постоянной тонкой структуры*. Эта величина играет важную роль в квантовой электродинамике.

\*\* При уменьшении скорости движения ионизирующая способность заряженной частицы растет примерно по закону  $1/v^2$ .

\*\*\* Величина  $r_e$  получается из предположения, что масса электрона имеет электромагнитную природу, т. е., что энергия покоя электрона  $m_e c^2$  равна его электростатической энергии  $e^2/r_e$ .

шее значение:

$$m_{\mu} \simeq 8,2 \text{ Гэв}/c^2 = 8,7 m_p. \quad (205)$$

Рассмотрим теперь возможные способы поисков монополя.

Представьте себе, что в линейный промежуток\* ускорителя частиц высоких энергий помещена парамагнитная мишень. Тогда при столкновении ускоренных протонов с нуклонами мишени в принципе может образоваться пара монополей, которые должны быстро затормозиться в мишени и захватиться ею. При длительном облучении мишени в ней можно накопить рожденные монополи. Затем мишень можно снять с ускорителя и «вытянуть» из нее монополи сильным магнитным полем в фотоэмульсию, где они должны дать характерные следы.

В другой постановке опыта можно использовать мишень, находящуюся в зоне действия магнитного поля ускорителя. В этом случае монополи, рождающиеся в мишени, будут вырываться из нее магнитным полем ускорителя и двигаться к полюсам магнитов. Применяв фокусирующую магнитную систему, можно направить монополи в детектор и зарегистрировать их.

Масса монополя, который может быть рожден на данном ускорителе, оценивается по формуле (197). Результаты вычислений приведены там же в табл. 4\*\*. Из них следует, что на ускорителях с максимальной энергией протонов 30 Гэв в принципе могут образоваться монополи с массой, превышающей нижнюю границу оценки массы монополя. Однако опыты, поставленные в Брукхейвене и ЦЕРНе\*\*\*, дали отрицательные результаты. В настоящее время предполагается поставить аналогичный опыт на Серпуховском ускорителе ( $T_p = 70 \text{ Гэв}$ ), который позволит рождать частицы с массами до  $5 \text{ Гэв}/c^2 \simeq 5 m_p$ .

Идея второго возможного опыта заключается в использовании космических лучей, в составе которых имеются настолько быстрые протоны, что их энергия оказывается достаточной для рождения пар очень тяжелых частиц.

Представьте себе, что в наши руки попал метеорит, который, будучи метеором, летал в космическом пространстве миллиарды лет. За это время он подвергся длительной космической бомбардировке и мог накопить много монополей. Применяв методику предыдущего опыта, можно надеяться на то, что из метеорита удастся «вытянуть» монополи и зарегистрировать их. Сделанные измерения не оправдали и этих надежд. Оценки полученных результатов показывают, что если монополь существует, то его масса должна быть больше  $5 \text{ Гэв}/c^2$ . Эта оценка верна при условии, что исследованное метеоритное вещество действительно облучалось миллиарды лет. Поэто-

\* Линейным промежуток ускорителя называется прямолинейный участок ускорительного тракта частиц, проходящий вне магнитного поля ускорителя (между магнитами).

\*\* В формуле (197) и табл. 4 под  $m_q$  надо понимать массу монополя.

\*\*\* ЦЕРН — Европейский центр ядерных исследований.



му отрицательный результат может быть также объяснен «молодостью» метеорита.

В третьей серии опытов используется слабое магнитное поле Земли ( $H \simeq 0,5$  гс).

Представьте себе, что образование монополя произошло в космическом пространстве в пределах околосолнечной области Галактики. Известно, что в этой области имеется слабое (слабее земного) постоянное магнитное поле. Рожденный монополю будет ускоряться этим полем и по мере движения в нем приобретать все большую и большую энергию. Ускорившись, он может попасть в область земной атмосферы, где, с одной стороны, начнет тратить свою энергию на ионизацию, а с другой стороны — ускоряться магнитным полем Земли. При определенных условиях монополи будут двигаться по силовым линиям земного магнитного поля в сторону земной поверхности и накапливаться в магнитных полюсах, районах магнитной аномалии, в местах, где имеются богатые залежи железных руд. В некоторых районах земного шара такие места находятся на поверхности земли и поэтому легко доступны для изучения. В таких районах были сделаны опыты по «вытягиванию» монополей из породы при помощи импульсного магнитного поля, создаваемого быстрым разрядом высоковольтной батареи конденсаторов через катушку. Для детектирования монополей был применен метод ядерной фотоэмульсии. В результате измерений эффекта обнаружено не было.

Вы видите, таким образом, что пока ни один из поставленных опытов не дал положительных результатов. Значит ли это, что монополю не существует, что надо прекратить его поиски, что надо вообще перестать заниматься этой проблемой? Отнюдь нет! И вот почему.

Во-первых, все сделанные опыты дают отрицательный ответ не в абсолютной форме, а в относительной, т. е. при выполнении некоторых условий. Одно условие мы все время явно подчеркиваем — предполагаемая величина массы монополя. Опыты дают отрицательный ответ на вопрос о существовании сравнительно легких монополей. Если же монополю достаточно тяжел, то нужны новые опыты. Но кроме этого явного условия есть еще и неявные. Величина магнитного заряда монополя и другие его свойства получены в предположении, что наименьший электрический заряд равен  $e$ . Ну а если существуют кварки (см. § 39), тогда он равен не  $e$ , а  $e/3$ , и все основные свойства монополя резко изменятся. В этом случае нужны новые расчеты и новые опыты.

Во-вторых, независимо от всех опытов имеется некое косвенное соображение в пользу существования монополя. На него обратил внимание еще Дирак. Как вы помните, Дирак показал, что между величиной магнитного заряда монополя и элементарным электрическим зарядом должно существовать соотношение

$$\frac{2\mu e}{c} = n\hbar, \quad (206)$$

где  $n$  — произвольное целое число; а  $\hbar$  — постоянная Планка.

Это соотношение вытекает из основных положений квантовой механики и квантовой электродинамики и может быть получено разными способами. Поэтому оно выглядит очень убедительно. Соотношение (206) можно разрешить относительно электрического заряда

$$e = \frac{\hbar c}{2\mu} n. \quad (207)$$

Но из формулы (207) следует, что *если монополю существует*, то электрический заряд должен квантоваться, т. е. принимать значения

$$e_1 = \frac{\hbar c}{2\mu} \text{ (при } n = 1), e_2 = 2 \frac{\hbar c}{2\mu} \text{ (при } n = 2),$$

$$e_3 = 3 \frac{\hbar c}{2\mu} \text{ при } n = 3)$$

и т. д. А ведь квантование электрического заряда *действительно существует* и до сих пор не имеет никакого другого объяснения! Не является ли оно указанием на существование монополя?

В-третьих, кроме теории Дирака могут быть построены другие симметричные теории, в которых для монополя получаются совсем другие свойства, чем у Дирака. Например, в одной из них минимальный заряд монополя равен не  $68,5 e$ , а  $17 e$ .

Наконец, в-четвертых, проблемой монополя надо заниматься даже в том случае, если его нет. Потому что в этом случае надо объяснить, почему его нет!

#### § 41. НОВЫЕ ЯДРА

*$\beta$ -Стабильные и  $\beta$ -радиоактивные ядра. — Что такое нуклонная стабильность ядер? — О протонной и двухпротонной радиоактивности. — Существуют ли ядра из одних нейтронов? — Сверхтяжелый гелий. — Где кончается периодическая система Менделеева? — Как получают новые ядра. — Голубая мечта физиков — омниотрон.*

Вы знаете, что любое атомное ядро состоит из протонов и нейтронов. Если ограничиться рассмотрением  $\beta$ -стабильных ядер, то для них примерно выполняется соотношение

$$Z = \frac{A}{1,98 + 0,015 A^{2/3}}, \quad (208)$$

связывающее между собой число протонов  $Z$  и общее число нуклонов  $A$ . Таким образом, в легких  $\beta$ -стабильных ядрах число протонов  $Z$  и нейтронов  $N = A - Z$  в среднем одинаково, в тяжелых — нейтронов примерно в 1,5—1,6 раза больше, чем протонов. Мы говорим *в среднем и примерно* потому, что на самом деле существует множество ядер, не удовлетворяющих соотношению (208), т. е. не обладающих свойством  $\beta$ -стабильности.

На рис. 67 приведена диаграмма распределения всех известных ядер на плоскости  $Z, N$ . Из диаграммы видно, что  $\beta$ -стабильные ядра (их известно около 350) занимают сравнительно узкую центральную

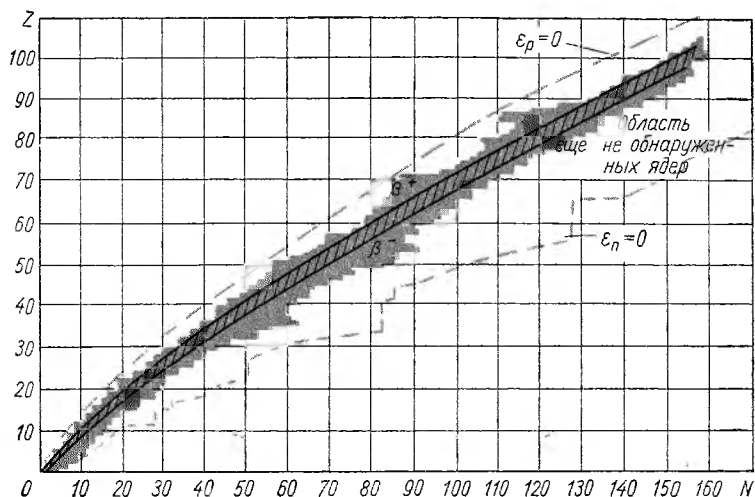


Рис. 67

область (на рисунке заштрихована) в широкой неровной полосе, заполненной всеми известными ядрами (на рисунке закрашена зеленым цветом)\*. Сравнение свойств этих ядер показывает, что ядра, находящиеся левее области  $\beta$ -стабильных ядер, являются  $\beta^+$ -радиоактивными (или испытывают  $e$ -захват), ядра же, расположенные справа от этой области,  $\beta^-$ -радиоактивны. Чем больше в ядре избыточных [по сравнению с формулой (208)] протонов и нейтронов, тем сильнее проявляется неустойчивость ядра по отношению к  $\beta^+$ - или  $\beta^-$ -распаду, т. е. тем быстрее оно распадается.

Однако  $\beta$ -распад ядер происходит под действием *слабых* сил. Поэтому он всегда протекает достаточно медленно. Даже в самом благоприятном (для  $\beta$ -распада) случае период полураспада  $T_{1/2}$  не может быть меньше  $10^{-10}$  сек. А ведь эта величина в  $10^{13}$  раз больше ядерного времени  $\tau_{\text{яд}} \simeq 10^{-23}$  сек, характерного для скорости протекания *сильных* (ядерных) процессов, например процесса распада Д-резонанса. Таким образом, самые быстрораспадающиеся  $\beta$ -радиоактивные ядра сохраняют свои специфические (присущие данному ядру) ядерные свойства (масса, нуклонный состав, заряд, спин, магнитный момент и др.) в течение огромного промежутка времени  $\tau \geq 10^{13} \tau_{\text{яд}}$ , если время измерять в естественных для ядерных явлений единицах —  $\tau_{\text{яд}} \simeq 10^{-23}$  сек).

В этом смысле  $\beta$ -радиоактивные ядра столь же «хорошие», столь же «настоящие» ядра, как и  $\beta$ -стабильные (так же, как распадающийся нейтрон — столь же «хорошая» элементарная части-

\* Рис. 67 носит условный характер. На самом деле в пределах заштрихованной области кроме  $\beta$ -стабильных ядер имеются и  $\beta$ -радиоактивные, а в пределах широкой зеленой полосы есть много «пустых мест», соответствующих еще не обнаруженным ядрам.

ца, как и стабильный протон). И  $\beta$ -стабильные, и  $\beta$ -радиоактивные ядра одинаково стабильны относительно сильного (ядерного) взаимодействия. Те и другие не испускают самопроизвольно нуклонов, так что их можно объединить в один общий класс *нуклоностабильных* ядер. Этот класс содержит в настоящее время уже около 1500 разных ядер и еще далеко не заполнен.

Конечно, он не может расширяться безгранично, потому что с ростом числа избыточных нуклонов одного сорта их связанность с ядром уменьшается. Для каждого числа нейтронов  $N$  существует некоторое максимальное число протонов  $Z_{\text{макс}}(N)$ , которое еще может объединиться с ними и образовать *протоноустойчивое* атомное ядро.  $(Z + 1)$ -й протон ядро присоединить уже не сможет, так как для него энергия связи будет отрицательна. Если через все значения  $Z_{\text{макс}}(N)$  провести линию, то она образует границу протонной стабильности ядер (пунктирная линия  $\epsilon_p = 0$  на рис. 67).

Аналогично для каждого числа протонов  $Z$  должно существовать некоторое максимально возможное число нейтронов  $N_{\text{макс}}(Z)$ , которое еще может присоединиться к протонам и образовать с ними *нейтроноустойчивое* ядро. Совокупность значений  $N_{\text{макс}}(Z)$  определяет границу нейтроноустойчивых ядер (пунктирная линия  $\epsilon_n = 0$  на рис. 67)\*. Конечно, точное расположение границ нуклонной устойчивости пока неизвестно, но есть основания считать, что в пределах этих границ кроме уже открытых  $\sim 1500$  находится еще по крайней мере столько же ядер. Обнаружение и изучение свойств этих ядер является одной из интереснейших задач современной ядерной физики. В этой области имеется много нерешенных вопросов:

1. Где проходит граница протонной устойчивости ядер?
2. Каковы свойства ядер вблизи границы протонной устойчивости в разных ее местах ( $\beta^+$ -радиоактивность для легких ядер,  $e$ -захват,  $\alpha$ -радиоактивность и спонтанное деление для тяжелых, облегченный выход протонов в ядерных реакциях).
3. Не существует ли протонорадиоактивных ядер в районе протонной устойчивости?

В принципе такие ядра могут существовать достаточно длительное время  $T_{1/2} \gg \tau_{\text{яд}}$  (несмотря на то, что они протононеустойчивы) из-за малой прозрачности кулоновского барьера для протонов (ср. § 18). Своевременность постановки такого вопроса подтверждается обнаружением ядер, испускающих запаздывающие протоны (см. § 5).

4. Не существует ли *двухпротонной* радиоактивности среди протоноустойчивых ядер?

Такой вопрос возникает в связи с наблюдающейся тенденцией объединения избыточных нуклонов в пары. Это должно приводить к уменьшению связанности пары протонов с ядром по сравнению

\* Границы нуклонной стабильности ядер проведены на основании данных из книги В. И. Гольданского «Новые элементы в периодической системе Д. И. Менделеева» (М., Атомиздат, 1964), которую мы рекомендуем прочесть в связи с рассматриваемыми в этом разделе вопросами.

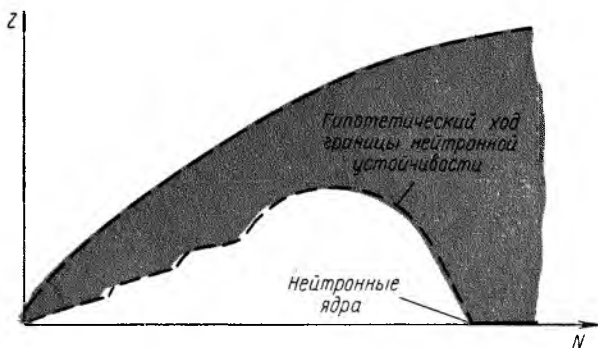


Рис. 68

с энергией связи одного протона. Двухпротонная радиоактивность предсказана в 1960 г. чл.-корр. АН СССР В. И. Гольданским.

5. Где и как проходит граница нейтронной устойчивости ядер? Не пересекает ли она где-нибудь ось  $N$  (рис. 68 и 69), т. е. не существует ли ядер, состоящих из одних нейтронов, например тетранейтрона (ядро из четырех нейтронов)?

Что такая постановка вопроса вполне своевременна, следует из обнаружения ядер  ${}^6_2\text{He}$  и  ${}^8_2\text{He}$ , в которых с двумя протонами связано соответственно 4 и 6 нейтронов (т. е. в первом случае в два, а во втором в три раза больше средней нормы!). В конце 1966 г. открыто ядро  ${}^{11}_3\text{Li}$ , в котором на 3 протона приходится 8 нейтронов. Правда, поиски тетранейтрона не привели к успеху, но из этого не следует, что не существует более тяжелых чисто нейтронных ядер. К подобному выводу приводят и некоторые теоретические расчеты (хотя имеются и такие, которые ему противоречат).

6. Каковы свойства ядер вблизи от границы нейтронной устойчивости?

Кроме известных свойств ( $\beta^-$ -радиоактивность, испускание запаздывающих нейтронов) можно, например, предполагать, что эти ядра имеют аномально большие размеры и для них будет наблюдаться повышенный выход реакций с одновременным вылетом двух нейтронов. С этими предположениями согласуются результаты изучения свойств ядер  ${}^6_2\text{He}$  и  ${}^8_2\text{He}$ . Энергия связи «лишних» нейтронов в этих ядрах очень мала, следовательно, эти ядра должны быть достаточно «рыхлыми», т. е. большими. Кроме того, для этих ядер установлено, что энергия связи двух нейтронов меньше, чем одного.

7. Как далеко можно продвинуться при синтезе новых трансурановых элементов?

Это тоже очень интересный вопрос. Исследование открытых до сих пор трансурановых элементов с  $Z = 93 \div 104$  показало, что их периоды полураспада  $T_{1/2}$  относительно процесса спонтанного деления уменьшаются с ростом  $Z$  по закону

$$\lg T_{1/2} = a - b \frac{Z^2}{A}, \quad (209)$$

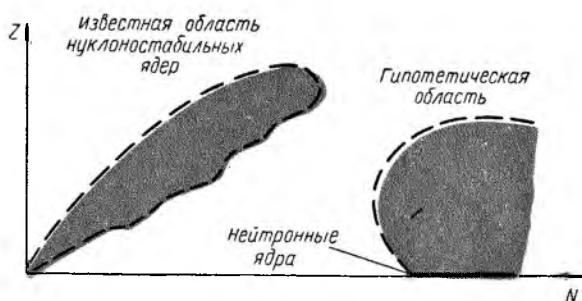


Рис. 69

где  $a$  и  $b$  — коэффициенты;  $Z$  — порядковый номер элемента;  $A$  — массовое число. Если закон изменения  $T_{1/2}$  останется таким же и для  $Z > 104$ , то при  $Z = 120 \div 125$  период полураспада должен сравняться с ядерным временем, т. е. ядра с  $Z = 120 \div 125$  не могут существовать.

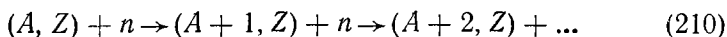
Что же, периодическая система на этом закончится? Может быть, да, а может быть, и нет! Во-первых, упомянутая закономерность является грубо приближенной. Она выполняется только для некоторых изотопов трансурановых элементов. Для других изотопов наблюдаются значительные отклонения. Пользоваться этой закономерностью для предсказания свойств еще не открытых элементов рискованно. Во-вторых, имеются основания предполагать, что, несмотря на закономерное уменьшение  $T_{1/2}$  с ростом  $Z$ , ядра с  $Z = 114$  (или 126) и  $N = 184$  будут существовать, так как числа 114, 126 и 184 являются магическими (сравни с § 4).

8. Наконец, небезынтересно рассмотреть проблему нуклононестабильных ядер.

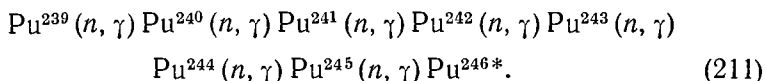
В физике элементарных частиц наряду с обычными достаточно долгоживущими элементарными частицами (стабильными относительно сильного взаимодействия) рассматривают также *резонансы* (см. § 2 и 35), т. е. частицы, распадающиеся за ядерное время. Оказывается, резонансы могут быть охарактеризованы всеми свойствами обычных элементарных частиц (массой, зарядом, спином, странностью, кинетической энергией, импульсом и т. п.). Единственным отличием резонансов от обычных частиц является очень малое время жизни ( $\tau_{\text{яд}} \simeq 10^{-23}$  сек), которое объясняется их нестабильностью относительно сильного распада. Это отличие не является принципиальным. Известно, например, что резонансы и обычные частицы могут рождаться вместе в одной и той же реакции (см. § 20, п. 4); что те и другие входят в одни и те же унитарные мультиплеты; что по свойствам резонансов были предсказаны свойства обычной частицы —  $\Omega$ -гиперона (см. § 39). Словом, за резонансами признано такое же право на существование, как и за обычными элементарными частицами. Но тогда почему же нельзя говорить об аналогичных (т. е. нестабильных относительно сильного взаимо-

действия) ядрах? Вероятно, можно. И здесь открывается совершенно необозримое поле деятельности, так как таких ядер должно быть очень много (в том числе и чисто нейтронных).

В заключение несколько слов о способах получения и изучения новых ядер. Стандартным методом получения ядер с избытком нейтронов является длительное облучение мишени в ядерном реакторе, при котором происходит последовательное наращивание числа нейтронов в исходном ядре  $(A, Z)$  по схеме



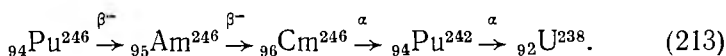
Вот, например, по какой схеме получается  $\text{Pu}^{246}$ :



Для получения нейтроноизбыточных ядер вместо реактора можно также применять мощные нейтронные источники, например изотоп калифорния  ${}_{98}\text{Cf}^{252}$ , испускающий при спонтанном делении  $3 \cdot 10^{12}$  нейтрон/(г · сек).

Очень интенсивный поток нейтронов возникает при ядерном взрыве. Известно, например, что среди продуктов одного взрыва был обнаружен изотоп урана  ${}_{92}\text{U}^{238}$ , имеющий 17 избыточных (по сравнению с  ${}_{92}\text{U}^{238}$ ) нейтронов.

Ядра, сильно перегруженные нейтронами, обычно бывают  $\beta^-$ -радиоактивны и в процессе  $\beta^-$ -распада повышают свой заряд на единицу. Образовавшееся дочернее ядро может быть также  $\beta^-$ -радиоактивно (или  $\alpha$ -радиоактивно), так что нейтроноизбыточное ядро дает начало целой цепочке радиоактивных превращений, звеньями которой являются новые ядра. Вот так превращается, например, упомянутое выше ядро  $\text{Pu}^{246}$ :

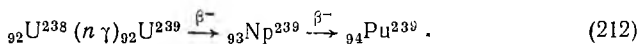


Любопытно отметить, что в конце концов получаются те самые ядра  ${}_{92}\text{U}^{238}$ , из которых были первоначально получены ядра  ${}_{94}\text{Pu}^{239}$ .

Второй метод получения новых ядер основан на использовании ускорителей, в которых ядра мишени бомбардируются быстрыми протонами, дейтронами,  $\alpha$ -частицами и другими более тяжелыми ядрами (до Ne и даже Ag включительно). В этом случае обычно получают нейтронодефицитные ядра, т. е. ядра с избытком протонов.

Особенно велико разнообразие в продуктах реакций, вызываемых очень быстрыми (несколько Гэв) частицами. Так, например,

\* Исходный продукт  $\text{Pu}^{239}$  предварительно получают в специальном ядерном реакторе из изотопа урана  $\text{U}^{238}$  по схеме



при бомбардировке висмута протонами с энергией 3 Гэв получают ядра практически с любым массовым числом (в том числе и очень легкие). Недавно (1966 г.) среди продуктов бомбардировки урана протонами с энергией 5,3 Гэв были открыты новые изотопы легких элементов: уже упоминавшийся  ${}^3\text{Li}^{11}$ ,  ${}^5\text{B}^{14}$  и  ${}^5\text{B}^{15}$ .

Чрезвычайно заманчивой представляется идея получения новых ядер за счет деления сверхтяжелого ядра типа «дважды урана». Эта идея обычно обсуждается под лозунгом «ударим ураном по урану». Если удастся ускорить ион  ${}_{92}\text{U}$  и ударить им по мишени, сделанной из урана, то образовавшееся сверхтяжелое ядро типа  ${}_{184}\text{R}^{476}$  должно (сразу или после испускания некоторого количества нуклонов) разделиться, и так как деление обычно происходит несимметрично по массе, то при делении должны возникать новые трансурановые элементы и новые изотопы ядер легче урана. В настоящее время уже разрабатываются проекты специальных ускорителей (так называемых *омнитронов*)\*, которые позволяют ускорять все частицы, включая ионы урана.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В науке нет широкой столбовой дороги, и только тот может достигнуть ее сияющих вершин, кто, не страшась усталости, карабкается по ее каменистым тропам.

К. МАРКС

## *Дорогой читатель!*

Вот и наступил момент нашего расставания. Мы с вами довольно долго путешествовали по чудесной и во многом еще не изученной стране микромира и познакомились с большим количеством ядерно-физических явлений. Основательно обследовали мы и наш обычный макромир, тот, в котором живем, учимся и работаем. И везде, где бы мы ни были: на суше или на море, под землей или под водой, в воздухе или в космосе, — всюду находили применение ядерной физике.

Когда собираются в путешествие, то стараются спланировать его так, чтобы оно было интересным, полезным и приятным (трудности обычно не планируются — они возникают сами по себе).

Что касается автора, то все запланированное (и в особенности незапланированное) он получил полной мерой: писать такую многоплановую книгу с отступлениями в родственные и неродственные науки оказалось чрезвычайно трудно, но полезно и интересно, а временами даже приятно.

\* От латинского слова *omnia* — все.



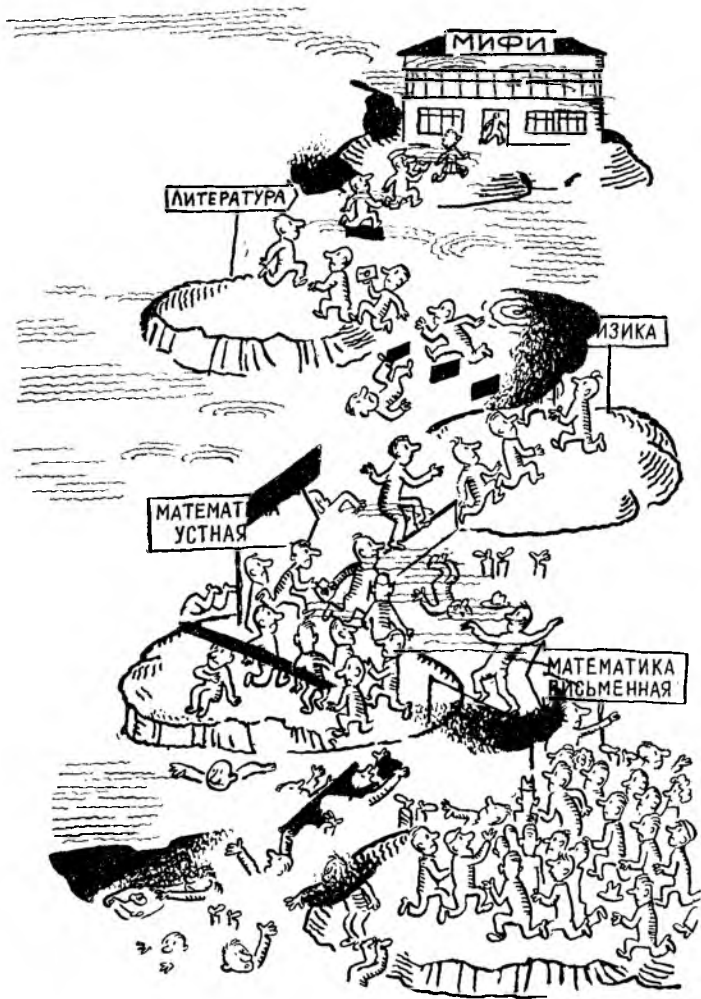


Рис. 70

С вами, читатель, дело обстоит несколько хуже, так как вы путешествовали не по своему плану, а по программе автора. А как известно, волевой метод руководства хорош далеко не всегда. Но так как другого выхода у нас не было, то мы пошли по пути разнообразия предложений. И здесь вы обижаться не должны. Разнообразие было!

По воле автора читателю приходилось заниматься физикой химией, математикой, медициной, археологией и другими науками, работать на стройке, танцевать, стрелять из винтовки и пушки, играть в шашки и бильярд, летать на вертолете и  $\pi$ -мезоне, попа-

дать в плен и автомобильную катастрофу, кататься на карусели и на машине времени, искать древние клады и разоблачать преступников, а также совершать много других хороших или не очень хороших (а иногда даже просто неблагоприятных) поступков.

Трудно и наивно предполагать, что вам были одинаково интересны и полезны все этапы нашего довольно длинного путешествия. Поэтому автор очень рассчитывает на то, что вы поделитесь с ним (через Издательство) своими впечатлениями (какими бы они ни были) и пожеланиями.

В заключение автор хочет сознаться, что он писал эту книгу не без тайной мысли заманить молодого путешественника для продолжения своего образования в один из физических вузов нашей страны, где все рассмотренные здесь вопросы (и многие другие) изучаются более серьезно и основательно. Но только учтите, что на пути к дверям этих вузов находится высокий потенциальный барьер вступительных экзаменов, для преодоления которого нужно приложить довольно большую энергию! (рис. 70). А заpastись ею можно только методом дополнительных занятий по математике и физике сверх школьной нормы (но в пределах программы).

Приходите. Попутешествуем вместе. Желаю успеха!

## ЛИТЕРАТУРА

1. Арцимович Л. А. Элементарная физика плазмы. Изд. 2. М., Атомиздат, 1966.
- 2.\* Власов Н. А. Антивещество. М., Атомиздат, 1966.
3. Гарднер М. Теория относительности для миллионов. М., Атомиздат, 1965.
4. Гарднер М. Этот правый, левый мир. М., «Мир», 1967.
- 5\*. Гольданский В., Лейкин Е. Превращения атомных ядер. М., Изд-во АН СССР, 1958.
6. Гольданский В. И. Новые элементы в периодической системе Д. И. Менделеева. Изд. 3. М., Атомиздат, 1964.
7. Компанец А. С. Что такое квантовая механика. М., «Наука», 1964.
- 8\*. Мухин К. Н. Введение в ядерную физику. Изд. 2. М., Атомиздат, 1965.
9. Новожиллов Ю. В. Элементарные частицы. Изд. 2. М.—Л., Физматгиз, 1963.
10. Сиборг Г. Т. Искусственные трансурановые элементы. М. Атомиздат, 1965.
11. Сиборг Г. Т., Веленс Э. Г. Элементы Вселенной. Изд. 2. М., «Наука», 1966.
12. Соколовский Ю. Теория относительности в элементарном изложении. Харьков, Харьковский университет, 1960.
- 13\*. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике. Вып. 1—4. М., «Мир», 1965.
14. Форд Кеннет. Мир элементарных частиц. М., «Мир», 1965.
15. Франк-Каменецкий Д. А. Плазма — четвертое состояние вещества. Изд. 3., М., Атомиздат, 1968.
- 16\*. Фриш Д., Торндайк А. Элементарные частицы. М., Атомиздат, 1966.
17. Щелкин К. И. Физика микромира. Изд. третье. М., Атомиздат, 1968.

\* Книги, отмеченные звездочкой, рассчитаны на более подготовленного читателя.

## ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие . . . . .	5
Глава I. (Вводная, она же заключительная). Что такое ядерная физика . . . . .	11
§ 1. Наша программа . . . . .	11
<i>Обращение к читателю. — Этапы познания природы. — Четыре элемента древних греков. — Атомистическая теория. — Тысячи молекул из сотни атомов. — Три элементарных кирпичика. — Новые открытия. — Опять сотня. — А может быть, их все-таки три? — Программа этой книжки.</i>	
§ 2. Элементарные частицы и силы, действующие между ними . . . . .	15
<i>Из чего и как устроен атом. — Протон, нейтрон и электрон. — Ядерные и электромагнитные силы. — Позитрон и нейтрино. — Слабые силы. — Мезоны. — Странные частицы. — Свойства элементарных частиц. — Законы сохранения. — Античастицы. — Резонансы. — Кварки.</i>	
§ 3. Взаимодействие элементарных частиц со средой . . . . .	21
<i>Сильное, электромагнитное и слабое взаимодействия протона. — Разновидности электромагнитного взаимодействия заряженных частиц. — Особенности взаимодействия нейтронов со средой. — Быстрые и тепловые нейтроны. — Замедлители и поглотители нейтронов. — Взаимодействие <math>\gamma</math>-квантов со средой: фотоэффект, эффект Комптона, образование электрон-позитронных пар.</i>	
§ 4. Атомные ядра . . . . .	24
<i>Заряд и масса. — Размеры и форма. — Энергия связи. — Капельная модель. — Модель ядерных оболочек. — Магические числа. — Спин и магнитный момент ядра. — Возбужденное состояние ядра. — Ядерные уровни.</i>	
§ 5. Радиоактивные превращения ядер . . . . .	26
<i>Закон радиоактивного распада. — Постоянная распада, время жизни и период полураспада. — <math>\alpha</math>-Распад. — <math>\beta</math>-Распад. — Захват электрона. — Искусственная <math>\beta</math>-радиоактивность. — <math>\gamma</math>-Излучение. — Внутренняя конверсия. — Ядерная изомерия. — Эффект Мёссбауэра. — Спонтанное деление. — Испускание западающих нуклонов.</i>	
§ 6. Ядерные взаимодействия . . . . .	30
<i>Виды ядерных реакций. — Законы сохранения. — Энергия реакции <math>Q</math>. — Пороговые реакции. — Промежуточное ядро. — Формула Брейта-Вигнера. — Нейтронная спектроскопия. — Рассеяние быстрых нейтронов. — Прямые процессы.</i>	
§ 7. Ядерная энергетика . . . . .	33
<i>Особенности реакции деления. — Цепная реакция. — Первые реакторы и атомная бомба. — Применение атомной энергии. — Реакция синтеза. — Возможность цепного процесса синтеза. — Термоядерная реакция на Солнце. — Водородная бомба. — Трудности осуществления управляемого синтеза.</i>	

<b>Г л а в а 2. Ядерная физика и теория Эйнштейна</b>	<b>37</b>
§ 8. Масса и энергия	37
<i>Всегда ли прав Ньютон? — Классическая и релятивистская механика. — Полная энергия и энергия покоя. — Что такое аннигиляция? — Может ли пуля стать сверхсупербомбой? — Нечто о Тунгусском метеорите. — Аннигиляция в лаборатории.</i>	
§ 9. Масса и кинетическая энергия при больших скоростях	41
<i>Чем быстрее, тем тяжелее. — 300 000 км/сек и не больше. — Что такое циклотрон? — Почему циклотрон не пригоден для ускорения электронов. — Открытие В. И. Векслера. — Большая семья ускорителей. — Замечательный множитель <math>\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}</math>.</i>	
§ 10. Замедление времени	48
<i>Время зависит от скорости. — Можно ли увидеть своих внуков через год после... рождения сына? — Опять <math>\gamma</math>. — Как <math>\mu</math>-мезон прожил 10 жизней. — Изменение времени жизни длительностью <math>10^{-16}</math> сек. — Рекордсмены среди короткоживущих.</i>	
§ 11. Сокращение размеров	53
<i>Короче друг друга! — И снова <math>\gamma</math>. — Мысленный опыт. — Верхом на <math>\pi</math>-мезоне. — Чем быстрее, тем короче и плотнее.</i>	
§ 12. Сложение скоростей по Эйнштейну	55
<i>Пуля из самолета. — Позитрон из <math>\mu</math>-мезона. — Когда <math>3+3=3</math> и <math>3+1=3</math> — Ценою жизни. — Потомки элементарных частиц. — Четыре поколения частиц. — Бывает, что и <math>4=1</math>.</i>	
§ 13. О движении быстрее света	60
<i>Скорость света в оптически плотной среде. — Эффект Вавилова — Черенкова. — Черенковские счетчики.</i>	
<b>Г л а в а 3. Ядерная физика и квантовая механика</b>	<b>62</b>
§ 14. Немного об обычной механике	62
<i>Обитатели микромира; их размеры и масса. — Что такое траектория. — Задачи классической механики в школе, астрономии и космонавтике. — Большие скорости — не помеха. — Трудности малых размеров.</i>	
§ 15. Квантовая теория Бора	63
<i>Планетарная модель Резерфорда. — Устойчив ли атом? — Спутник в атмосфере и за ее пределами. — «Сумасшедшая» теория. — Квантование электронных орбит. — Квантовые числа и правила отбора. — Слишком много постулатов. — Противоречие с магнитным моментом электрона.</i>	
§ 16. Механика терпит фиаско	67
<i>Читатель на стройплощадке и в физической лаборатории. — Непутевые (но вездесущие) электроны. — Электрон заглядывает за угол. — Волна де Бройля. — Следы электронов. — Волна или частица. — Соотношение неопределенностей (или: нос выгатаишь — хвост увязнет).</i>	
§ 17. Что такое квантовая механика	74
<i>«Понять нельзя, но привыкнуть можно». — Квантовую механику — младенцам! — Основные идеи квантовомеханических уравнений. — Понятие о <math>\psi</math>-функции и квадрате ее модуля <math> \psi ^2</math>. — Когда применять квантовую механику бессмысленно.</i>	
§ 18. Успехи квантовой механики	77
<i>Нечего на зеркало пенять...</i>	
1. Уравнение Шредингера	77
<i>Строение атома. — Гениальность хорошо, логика — лучше. — Загадка <math>\alpha</math>-распада. — Шарик на крыше. — Старик Хоттабыч и квантовая механика. — Микро-частица проходит через стену.</i>	

2. Уравнение Дирака . . . . .	81
<i>Предсказание позитрона. — Когда космическому кораблю не нужно топливо. — Проблема отцов и детей, или война ученого с уравнением. — «Дырка» Дирака. — Сыграем в шашки. — Позитрон из «дырки». — Частица и античастица. — Еще об аннигиляции.</i>	
3. Проблема ядерных сил . . . . .	86
<i>А теперь сыграем в бильярд. — Перезарядка нуклонов. — Предсказание мезонов. — Частица из «ничего». — Виртуальные и реальные частицы. — Ядерное время.</i>	
<b>Г л а в а 4. Взаимодействия и превращения частиц . . . . .</b>	<b>90</b>
§ 19. Четыре типа взаимодействия . . . . .	90
1. Гравитационное взаимодействие . . . . .	90
<i>Когда чувства обманывают. — Общая теория относительности Эйнштейна. — Тяготение и движение. — Какие сиялки лучше? — Тяжелая и инертная масса. — Принцип эквивалентности. — Читатель на карусели. — Есть ли масса у света?</i>	
2. Электромагнитное взаимодействие . . . . .	95
<i>Сравнение с гравитационным. — Скрытое могущество. — Немного фантазии. — Время протекания электромагнитных процессов.</i>	
3. Сильное (ядерное) взаимодействие . . . . .	98
<i>Самые интенсивные силы. — Насыщение. — Спиновая зависимость. — Нецентральный характер. — Зарядовая симметрия и зарядовая независимость. — Обменный характер. — Ядерные кванты.</i>	
4. Слабое взаимодействие . . . . .	101
<i>Самые короткодействующие силы. — Характерное время. — Так ли уж оно слабо? — От девичьей ресницы до Солнца. — Кто как взаимодействует.</i>	
§ 20. Законы сохранения . . . . .	104
1. Закон сохранения энергии . . . . .	104
<i>Однородность времени. — Еще раз об энергии и массе покоя. — Новый способ измерения энергии. — Неизменность полной энергии. — Драма с <math>\beta</math>-распадом. — Предсказание нейтрино. — Мысленный опыт с <math>\psi</math>-квантом. — Неужели вечный двигатель? — Красное и синее смещение. — Когда мысленный опыт становится реальным.</i>	
2. Закон сохранения импульса . . . . .	109
<i>Однородность пространства. — Релятивистский импульс. — Выстрел из пушки. — Выстрел в ... пушку. Нуклоном в ядро. — Рождение <math>\pi</math>-мезона.</i>	
3. Закон сохранения момента количества движения . . . . .	112
<i>Изотропность пространства. — Гирия над головой. — Читатель и велосипедное колесо. — Вспомним Гармиш-Партенкирхен. — Почему вертолет не вращается? — Спин и орбитальный момент. — Принцип Паули.</i>	
4. Законы сохранения электрического и других зарядов . . . . .	116
<i>Законы сохранения — это правила отбора. — Электрический, барционный и лептонный заряды. — Сохранение странности. — Примеры реакций.</i>	
5. Закон сохранения четности . . . . .	120
6. Закон сохранения изотопического спина . . . . .	121
<b>Г л а в а 5. «Энергия из массы» . . . . .</b>	<b>123</b>
§ 21. О «переходе массы в энергию» и обратно . . . . .	123
<i>Правильны ли заголовки? — Два вида энергии. — Читатель в метро. — Какая пружина тяжелее, скрученная или нескрученная? — О законе сохранения массы в химии. — Ядерная «пружина». — Две проблемы и четыре задачи.</i>	
§ 22. Энергия связи атомного ядра . . . . .	126
<i>Что «тяжелее» — ядро или его нуклоны? — Что такое энергия связи? — Как «взвесили» ядра. — Можно ли реализовать энергию связи?</i>	

§ 23. Деление и синтез ядер . . . . .	128
<i>Какие ядра прочнее и почему? — Мысленный опыт с ядром урана. — Энергия синтеза.</i>	
<b>Глава 6. Атомная энергия . . . . .</b>	<b>132</b>
§ 24. Основные свойства реакции деления . . . . .	132
<i>Кто, как и когда открыл деление. — Почему продукты деления радиоактивны? — Вторичные нейтроны.</i>	
§ 25. Капельная модель ядра . . . . .	134
<i>Ядро и капля. — Как вычисляют массу атомных ядер. — «Параметрическая болезнь». — Притча об искусственном слоне.</i>	
§ 26. Теория деления . . . . .	136
<i>Сделаем из капли две. — Параметр деления. — Барьер деления. — Спонтанное деление.</i>	
§ 27. Цепная реакция деления . . . . .	137
<i>Танец с саблями. — Где взять нейтроны? — Почти по Мюнхгаузену. — Все начинается с хакари. — Коэффициент размножения.</i>	
§ 28. Как этого добились . . . . .	140
<i>Трудности проблемы. — Разбухающая сабля. — Опасный противник. — Читатель в плену. — Подвиг нейтрона. — Уран-графитовая решетка. — Критические размеры и критическая масса. — Атомная бомба и ядерный реактор. — Читатель отдыхает.</i>	
<b>Глава 7. На стыке с другими науками . . . . .</b>	<b>147</b>
§ 29. Ядерная физика и математика . . . . .	147
<i>Взаимосвязь физики и математики. — Три типа задач. — Задача о пьяном человеке и ее решение пьющим и непьющим читателем. — Читатель ставит опыт на себе. — Читатель на вертолете. — Сыграем в рулетку. — Бумажный человечек. — Метод Монте-Карло. — Бильярд втемную. — Сложная игра микрочастиц. — Расчет коэффициента размножения.</i>	
§ 30. Ядерная физика и химия . . . . .	161
<i>Три трудности: очень мало, очень похожи, очень быстро распадаются. — Как открыли искусственную позитронную радиоактивность. — Метод носителя. — Читатель ставит опыт с горохом. — Искусственная электронная радиоактивность. — Метод Сцилларда — Чалмерса. — Свойства осколков деления. — Первый трансурановый элемент — нептуний. — Ионобменная хроматография. — Плутоний. — Ультрамикрохимия. — 17 атомов менделеева. — Без химиков плохо! — Открытие 104-го. — Элемент, живущий 0,3 сек! — Экспресс-химия. — Химические свойства по II атомам!</i>	
§ 31. Ядерная физика и медицина . . . . .	172
<i>Радиостанция в желудке. — Репортаж из тонкой кишки. — Самая маленькая радиостанция. — Как измерили скорость и объем кровотока. — Сколько крови в человеке. — Органы-коллекционеры. — Путешествие радиоактивного иода. — Алло, алло, говорит щитовидная железа. — Чудесная краска. — Диагностика рака. — Как запеленговать опухоль. — Телепередача из печени. — Лучевая терапия. — Из пушки — по клеткам. — И т. д. и т. п.</i>	
§ 32. Ядерная физика и археология . . . . .	179
<i>Хронология древностей. — Точные науки и хронология. — «Замороженный магнетизм». — Радиоуглеродный метод. — Читатель летит в прошлое. — Пенек и мушкетер в роли часов. — Посмертный возраст. — О «правилах игры» в науке. — Читатель становится физиком. — Расчет опыта. — Трудности измерения. — «Омолождение» каменного угля. — Дерево как машина времени. — Нераскрытый секрет природы. — Трудная наука — физика!</i>	

Глава 8. Занимательная коллекция . . . . .	192
§ 33. Неожиданные применения . . . . .	193
1. Загадка Тунгусского метеорита . . . . .	193
<i>Как это произошло. — Пять недоуменных вопросов. — Ядерная гипотеза. — Опыт на расстоянии. — Опять древесные кольца. — Эффект 1909 г.</i>	
2. Ядерная физика и ... криминалистика . . . . .	196
<i>Вычислительная машина «ловит» преступника. — Следы всегда остаются. — Что такое активационный анализ? — Можно ли найти человека по одному его волоску? — Как раскрыли преступление, совершенное полтора года назад. — Взрыва не будет!</i>	
3. Поиски сокровищ . . . . .	200
<i>По стопам Остата Бендера. — Верили ли нам наши предки? — Взгляд сквозь толщу пирамиды.</i>	
4. В погоню за илом . . . . .	201
<i>Читатель следит за фарватером. — Мартышкин труд. — Куда сбросишь ил, чтобы он не вернулся? — Меченый грунт.</i>	
5. Ядерный скафандр . . . . .	202
<i>Когда шуба греет. — Саморазогревающиеся препараты. — Водолазный костюм с ядерным подогревом.</i>	
6. Радиоактивный громоотвод . . . . .	203
<i>Как работает обыкновенный громоотвод. — Радиус действия громоотвода. — <math>\gamma</math>-кванты в роли острия.</i>	
7. В помощь больному сердцу . . . . .	204
<i>Враг № 1. — Операция на сухом сердце. — Человек с чужим сердцем. — Мечта об искусственном сердце. — Борьба с аритмией. — Ядерный стимулятор сердца.</i>	
§ 34. Интересные проекты . . . . .	205
1. Атомный дирижабль . . . . .	205
<i>Почему трудно построить атомный самолет? — Самолет хорошо — дирижабль лучше. — Летящая гостиница.</i>	
2. Подземные ядерные взрывы . . . . .	207
<i>Дешево и сердито. — Ядерная труба. — Как повысить выход газа или нефти из скважины. — Подземные хранилища. — Воздушный аккумулятор. — Второй Панамский канал. — Вопросы безопасности.</i>	
3. Гигантские ускорители . . . . .	209
<i>Самый большой в мире. — Электромагнит длиной в 1,5 км. — 500 000 км за 3 сек. — Можно ли найти советский вымпел на Луне? — Есть 76 миллиардов электронвольт! — Кибернетический «Гигант» на 1000 миллиардов электронвольт. — Энергия больше <math>10^{13}</math> эв.</i>	
§ 35. Удивительные точности . . . . .	211
1. Самое маленькое время жизни . . . . .	211
<i>«Долговечные» и короткоживущие частицы. — Как извлекают точность из неопределенности. — Самые короткоживущие.</i>	
2. Самое точное измерение энергии . . . . .	212
<i>Время жизни ядерного уровня. — Естественная ширина линии. — Эффект Мёссбауэра. — Пушка на лафете. — Не так-то просто! — Когда возможен эффект Мёссбауэра. — Как проигрыватель для грампластинок послужил высокой науке.</i>	
3. Самая маленькая разность масс . . . . .	217
<i>Одна десятитысячная от микрограмма. — Можно ли заметить лишнюю каплю воды в озере? — В сто миллиардов раз меньше массы электрона.</i>	
§ 36. Любопытные эффекты и остроумные решения . . . . .	218
1. Радиоактивность ... человека . . . . .	219
<i>Радиоактивный читатель. — Как измеряют радиоактивность человека. — Мужчины или женщины?</i>	

2. Радиоактивный сыр. . . . .	220
<i>Когда залежавшиеся продукты лучше свежих.</i>	
3. Восстановление фотографий . . . . .	220
<i>Пропавшее изображение. — Автографы невидимок. — Вторая жизнь фотоснимка.</i>	
4. Светящийся электрон . . . . .	221
<i>Какого цвета электрон? — «Разноцветные» атомы. — Еще раз о свечении Вавилова — Черенкова. — Как увидели один электрон. — Синхротронное излучение. — Электрон-хамелеон. — Вести из глубин Вселенной.</i>	
5. $\mu$ -Катализ . . . . .	224
<i>Странный родственник электрона. — <math>\mu</math>-Мезоатом. — Зачем <math>\mu</math>-мезону большая масса? — Ядерный катализатор. — А счастье было так возможно, так близко ... — Внутри ядра. — Землемер микромира.</i>	
6. Встречные пучки . . . . .	227
<i>Читатель терпит аварию. — Что такое хорошо и что такое плохо? — Можно ли в результате столкновения двух «Волг» получить автобус? — Читателю повезло. — Ускорители со встречными пучками. — Накопительные кольца. — ВЭП-1 и ВЭП-2. — Планы на будущее.</i>	
<b>Глава 9. Некоторые нерешенные проблемы . . . . .</b>	<b>231</b>
<i>Два типа задач. — Притча о закваске и море.</i>	
§ 37. Новая теория элементарных частиц . . . . .	232
<i>Белое пятно на карте теории. — Впереди самая сумасшедшая!</i>	
§ 38. Проблема антивещества . . . . .	234
<i>Вторая половина мира. — Идеальное горючее. — Антимир на кончике пера. — Свойства позитрона. — Космические и «домашние» позитроны. — Как открыли антипротон. — Антинейтрон и антигипероны. — Первое антиядро. — Антиитрий. — Где хранят античастицы. — Антивещество во Вселенной.</i>	
§ 39. Существуют ли кварки? . . . . .	240
<i>Буквы, частицы и физики.</i>	
1. Унитарная симметрия . . . . .	240
<i>Супермультиплеты. — Замечательная десятка. — <math>\Omega</math>-Гиперон. — Откуда берутся разности масс. — Музыканты и спортсмены.</i>	
2. Кварковая гипотеза . . . . .	245
<i>Кошмарные частицы. — Десять комбинаций. — Идеальный «Конструктор».</i>	
3. Поиск кварков . . . . .	248
<i>Природные и «самодельные» кварки. — Кварки в воде и в метеоритах. — Два слова «за здоровье» кварков. — Заманчивое применение. — А теперь «за упокой».</i>	
§ 40. Монополю Дирака . . . . .	251
<i>Несимметрия уравнений электродинамики. — Магнитный заряд. — Свойства монополя. — Поиск монополя — Рождение монополей на ускорителе. — Рождение монополей космическими лучами. — Использование магнитного поля Земли. — Существует ли монополю?</i>	
§ 41. Новые ядра . . . . .	258
<i><math>\beta</math>-Стабильные и <math>\beta</math>-радиоактивные ядра. — Что такое нуклонная стабильность ядер? — О протонной и двухпротонной радиоактивности. — Существуют ли ядра из одних нейтронов? — Сверхтяжелый гелий. — Где кончается периодическая система Менделеева? — Как получают новые ядра. — Голубая мечта физиков — омнитрон.</i>	
Заключение . . . . .	264
Литература . . . . .	266