

'84

ФИЗИКА ЗА РУБЕЖОМ

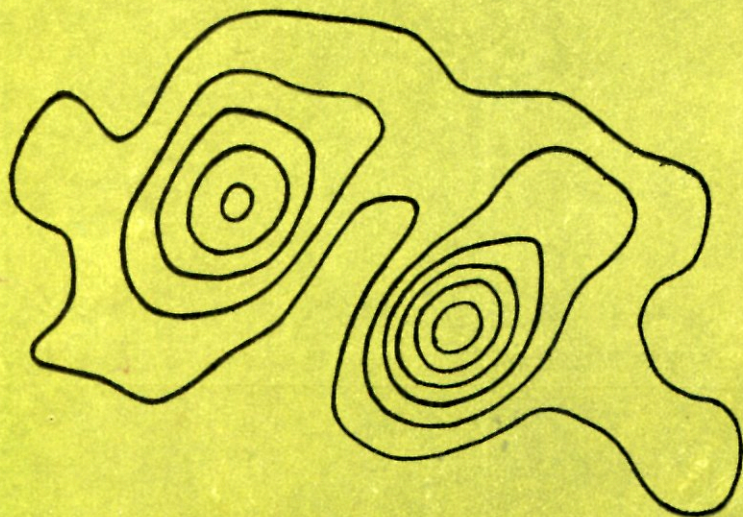
А

ИССЛЕДОВАНИЯ

МОСКВА
«МИР»

**Сборник
научно-популярных
статей**

ФИЗИКА
ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ
ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ
КВАНТОВАЯ МЕХАНИКА
АСТРОФИЗИКА
И АСТРОНОМИЯ
НЕЛИНЕЙНАЯ ДИНАМИКА
НОВОСТИ ФИЗИКИ





ФИЗИКА ЗА РУБЕЖОМ

'84

ФИЗИКА ЗА РУБЕЖОМ

Серия А

ИССЛЕДОВАНИЯ

**Сборник
научно-популярных
статей**

ФИЗИКА
ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ
ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ
КВАНТОВАЯ МЕХАНИКА
АСТРОФИЗИКА
И АСТРОНОМИЯ
НЕЛИНЕЙНАЯ ДИНАМИКА
НОВОСТИ ФИЗИКИ

Перевод с английского

Тирмоле

МОСКВА
«МИР» 1984

ББК 22.3

Ф50

УДК 530

СОСТАВИТЕЛЬ Ю. А. ДАНИЛОВ

Физика за рубежом. 1984. Серия А (исследования): Сборник научно-популярных статей. Пер. с англ./Составитель Ю. А. Данилов. — М.: Мир, 1984. — 240 с., ил.

Ежегодник, содержащий научно-популярные статьи известных зарубежных ученых, опубликованные в журнале «Physics Today» в 1983 г. Представлены статьи по физике высоких энергий и элементарных частиц, квантовой механике, астрофизике и астрономии, по нелинейной динамике.

Для интересующихся новейшими достижениями и актуальными проблемами физической науки.

Ф $\frac{1704010000-437}{041(01)-84}$ 53—84, ч. 1

ББК 22.3
53

Редакция литературы по физике

© Составление и перевод, «Мир», 1984

ОТ РЕДАКЦИИ

Предлагаемый вниманию читателя сборник — третий в серии «Физика за рубежом», выпускаемой издательством «Мир» с 1982 г. Как и два предыдущих, он составлен из переводов статей, опубликованных в журнале «Физикс тудей», который издает Американский институт физики (АИФ).

Учрежденный в 1931 г. АИФ представляет собой объединение ведущих научных обществ США в области физики и астрономии (в АИФ входят Американское физическое общество, Американское акустическое общество, Американское оптическое общество, Ассоциация американских преподавателей физики и др.). В уставе АИФ записано, что он призван оказывать всемерную помощь своим коллективным членам в поощрении развития соответствующих областей науки, распространении знаний и использовании их на благо человечества. Выполнению этой миссии во многом способствует издаваемый АИФ журнал «Физикс тудей».

Отличительная особенность публикуемых в «Физикс тудей» обзоров состоит в том, что они написаны ведущими специалистами для коллег, работающих в смежных областях. Высокий научный уровень, информативность и актуальность в этих обзорах удачно сочетаются с доходчивостью изложения. Один из номеров журнала («Физикс тудей» выходит ежемесячно) отводится тематической подборке обзоров, позволяющих читателю-неспециалисту составить более глубокое и разностороннее представление о том, что происходит в одной из областей современной физики, о ее связях со смежными областями, перспективах развития и нерешенных проблемах. Наряду с обзорами «Физикс тудей» публикует информацию в виде коротких заметок в разделе «Но-

ности физики (открытия и поиски)». Все три вида публикаций — отдельные обзоры, тематические подборки и короткие заметки — представлены и в сборниках переводов «Физика за рубежом».

Ядро сборника «Физика за рубежом-84» составляют обзоры из тематической подборки статей по астрофизике, астрономии и планетологии, подготовленной редакцией «Физикс тудей»: «Ранняя Вселенная и физика высоких энергий» Д. Шремма, «Астрофизика высоких энергий» Дж. Кларка, «Астрономические исследования в ультрафиолетовой, видимой и инфракрасной областях спектра» И. Уомплера, «Современная планетология» М. Белтона и Ю. Леви и «Золотой век физики Солнца» А. Уолкера.

Отдельные обзоры можно условно подразделить на специальные, трактующие проблемы какого-то одного направления физических исследований, и общие, затрагивающие фундаментальные проблемы всей физики или ее достаточно обширных разделов. В каждый из выпусков серии «Физика за рубежом» включены обзоры как специального, так и общего типов. В сборнике «Физика за рубежом-84» специальное направление представлено статьями «Квантовая механика с большими N и классические пределы» Л. Йаффе и «Структура нуклона» Дж. Брауна и М. Ро, а общее — статьей «Случаен ли исход бросания монеты?» Дж. Форда. Затрагиваемые в последней статье проблемы описания сложного поведения простых систем, позволяющего говорить о статистической механике систем с малым числом степеней свободы, представляют общезначимый и даже общенаучный интерес.

Краткие сообщения представлены заметками об электрографии с пикосекундным временным разрешением, электрон-позитронных коллайдерах с лазерным ускорением и квинтероне — сверхпроводящем переключателе, работающем, как транзистор.

Ранняя Вселенная и физика высоких энергий

Д. Шремм¹⁾

Перевод статьи: *Schramm D. N. — Physics Today, April 1983, p. 27.*

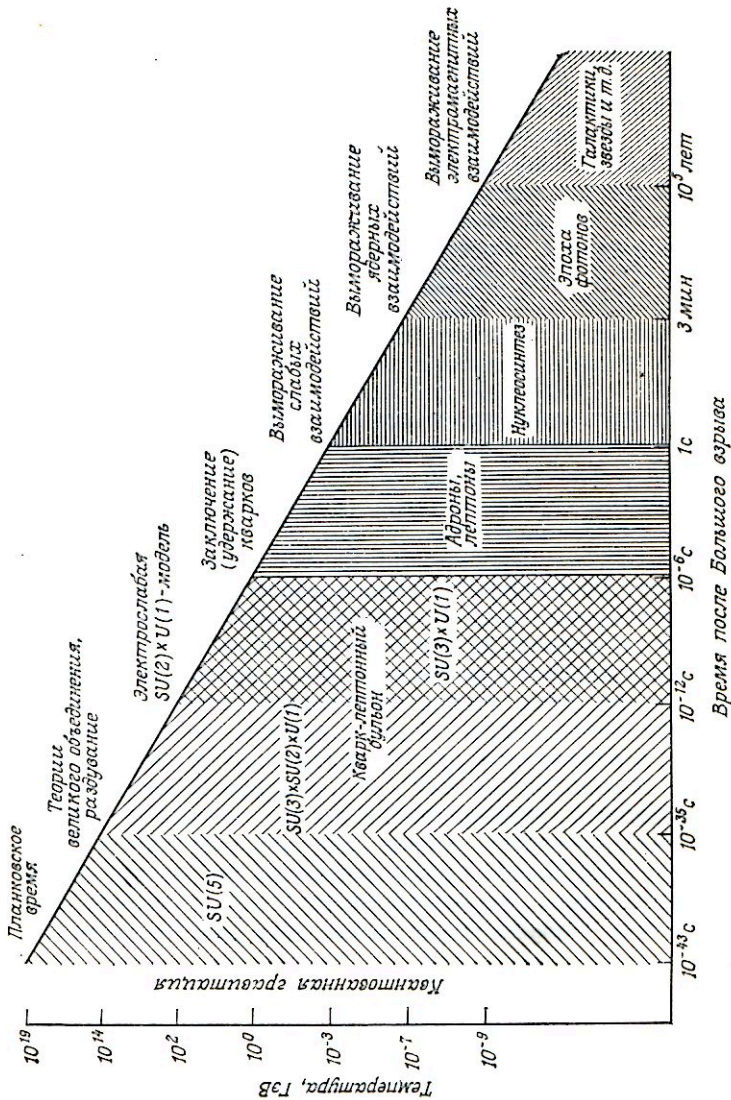
Многие стороны новых полевых теорий элементарных частиц можно проверить, лишь сравнивая их выводы относительно физических условий, существовавших непосредственно после Большого взрыва, с соответствующими выводами, сделанными на основании астрономических данных.

Пятнадцать миллиардов лет назад был как бы проведен эксперимент, установивший взаимосвязь между космологией и физикой элементарных частиц, а также установивший единство физики вообще. Этот эксперимент мы называем Большим взрывом. В результате его примерно 10^{90} бит информации было распределено по объему 10^{28} см³. Нам известно, что экспериментальная установка находилась при температуре $\sim 10^{19}$ ГэВ²⁾ (рис. 1). Но, к сожалению, сейчас уже нет поблизости аспирантки, создавшей эту установку, и мы не можем узнать у нее точно, что она сделала. Остается самим соединять воедино имеющуюся у нас разрозненную информацию, чтобы как-то понять, что произошло в этом эксперименте. В частности, из факта существования реликтового излучения с температурой 3 К мы заключаем, что на начальных стадиях своего развития Вселенная была горячей и плотной. Нам известно также, что примерно четверть массы Вселенной приходится на изотоп ⁴He. Это очень и очень удивительно. Все другие, более тя-

¹⁾ Заведующий кафедрой астрономии и астрофизики Чикагского университета (Чикаго, шт. Иллинойс). В этом году работает как «приглашенный специалист» по космологии в Лаборатории им. Ферми.

²⁾ Температура 1 ГэВ соответствует примерно 10^{14} К. — Прим. перев.

© 1983 American Institute of Physics



желые элементы составляют менее 2% массы Вселенной. Эти тяжелые элементы вырабатываются в звездах, но их относительный выход находится на уровне долей процента. Так что Вселенная — это на 25% изотоп ${}^4\text{He}$, и именно такой процент дает принятая теоретическая модель Большого взрыва!

Итак, мы можем весьма уверенно сказать, что наша Вселенная относится к классу вселенных, возникших из горячего состояния в результате Большого взрыва. И действительно, советский физик Я. Б. Зельдович недавно на заседании Международного астрономического союза сказал, что мы можем считать модель Большого взрыва столь же хорошо подтвержденной, как и небесная механика. За последнее десятилетие разработана развитая теоретическая модель, выводы которой в деталях согласуются с экспериментом. Вопрос о том, какая из моделей — Большого взрыва или статической вселенной — должна быть основной космологической моделью, уже не может быть предметом обсуждения. Сейчас мы занимаемся разработкой деталей модели Большого взрыва. Подобно тому как исследователей, работающих в области небесной механики, интересует детальное смещение перигелия планет и т. д., нам сейчас, например, интересно, как незначительные возмущения могут приводить к образованию галактик.

В прошлом мы пользовались телескопами для того, чтобы разглядеть все более обширные области пространства в надежде высмотреть как можно больше из упомянутых 10^{90} бит информации. Теперь же, когда основная космологическая модель найдена, для того, чтобы лучше понять детали эксперимента с Большим взрывом, нам нужен «телескоп» другого типа. В частности, мы можем частично дублировать первоначальную экспериментальную установку ускорителями высоких энергий. Нам хотелось бы использовать Лабораторию им. Ферми, ЦЕРН и Станфордский центр линейных ускорителей

Рис. 1. Ранняя история Вселенной согласно теории Большого взрыва и обычной квантовой теории поля. Данные, подтверждающие эту картину, предполагается получить при использовании ускорителей высоких энергий для воссоздания экстремальных условий, в которых находилась материя, когда Вселенная была моложе 10^5 лет (возраст, ранее которого она была непрозрачна).

Эксперименты, имеющие значение для космологии

Эксперимент	Тип эксперимента	Значение для космологии
Ширина Z^0 -мезона	Ускоритель со встречными пучками	Проверка космологических выводов о числе типов нейтрино
Электрический дипольный момент нейтрона	Ядерный реактор	Установление границ для CP -нарушения, приводящего к несохранению барионного числа и прямо пропорционального отношению числа барионов к числу фотонов, возникших при Большом взрыве
Распад протона	Подземные шахты	Проверка выводов теорий большого объединения о несохранении барионного числа
Поиски монополей	Различные типы детекторов	Границы для плотности реликтовых монополей, проверка теории раздувания
Поиски хиггсовских частиц	Ускорители	Проверка природы фазового перехода теории великого объединения
Столкновения ультрарелятивистских тяжелых ионов	Ускорители тяжелых ионов и космические лучи	Исследование кварк-адронного фазового перехода
β -распад, спектр вблизи граничной точки	Лабораторные эксперименты по ядерной физике	Измерение массы нейтрино
Осцилляции нейтрино	Ускорители и реакторы	Границы для комбинаций из квадратов разностей масс и углов смешивания массивных нейтрино
Поиски разных «ино»	Ускорители и космические лучи	Поиски других форм темной материи
Эксперименты на установке «глаз мухи»	Космические лучи	Измерение фона частиц сверхвысоких энергий
${}^4\text{He}$, ${}^3\text{He}$, D и ${}^7\text{Li}$	Астрономические наблюдения	Проверка согласия с теорией нуклеосинтеза Большого взрыва и определение границ для плотности барионов

Эксперимент	Тип эксперимента	Значение для космологии
Температура реликтового излучения	Воздушные шары и спутник CODE	Проверка согласия со спектром излучения абсолютно черного тела, определение точных числовых плотностей ($n \sim T^3$)
Анизотропия реликтового излучения	Воздушные шары, самолеты U2 и спутник CODE	Указания на возможные механизмы образования галактик, спектр первичных неоднородностей
Крупномасштабная структура	Телескопы ¹⁾	Границы для Ω и механизмы образования галактик
Определение постоянной Хаббла	Телескопы ¹⁾	Устранение неопределенности (200%) в скорости расширения
Ядерная хронология и определение возраста сферических кластеров	Ядерные эксперименты и астрономические наблюдения	Уточнение исходных параметров для определения возраста Вселенной без использования постоянной Хаббла
Период полураспада нейтрона	Ядерные эксперименты	Уменьшение наибольшей неопределенности в вычислениях синтеза ${}^4\text{He}$

¹⁾ В том числе «Космический телескоп».

для воспроизведения некоторых физических условий, существовавших непосредственно после Большого взрыва. Для исследования таких ранних времен непригодны оптические телескопы, поскольку Вселенная была оптически непрозрачной в течение 10^5 лет после предполагаемой сингулярности. Таким образом, в телескопы мы не увидим, что происходило в эти очень интересные, очень ранние времена. Телескопы могут дать информацию лишь о том времени, когда Вселенная уже находилась в состоянии, мало отличающемся от нынешнего.

БОЛЬШОЙ ВЗРЫВ: ФАКТЫ И ВОПРОСЫ

Чтобы можно было использовать ускорители взамен традиционных астрономических инструментов при исследовании очень ранних этапов развития Вселенной, нам необходимо проанализировать уже известные нам сведения об «установке» Большого взрыва. В частности, мы считаем, что Вселенная была достаточно горячей для объединения всех взаимодействий. Имеется и другая интересная информация: в установке Большого взрыва не могло быть более четырех типов долгоживущих частиц малой массы (нейтрино или других «ино»), помимо фотонов и электронов, которые в силу такого определения являются частицами малой массы.

Это довольно важный вывод, к которому приводит принятая теория Большого взрыва. Мы считаем, что по крайней мере три из этих частиц малой массы уже обнаружены. Если доверять выводам теории Большого взрыва, то может оказаться, что мы открыли все «ино» малой массы. (Это, пожалуй, первый случай с ньютоновских времен, когда астрономические наблюдения приводят к физическим выводам фундаментального характера. Обычно поток информации течет другим путем.)

Нам известно, что в экспериментальной установке Большого взрыва каким-то образом были устранены монополи, по крайней мере большинство из них, если недавно в Пало-Альто действительно наблюдался монополю [1]. Если даже это был действительно монополю, то все равно монополей вокруг нас не так много, как барионов. Но, согласно стандартным единым теориям, монополей должно быть столько же, сколько и барионов. Следовательно, что-то изгоняет монополи из Вселенной, и мы пока достоверно не знаем, как это происходит. Один из возможных механизмов — «раздувание»; эту новую теоретическую гипотезу мы подробно рассмотрим позднее.

Мы знаем также, что экспериментальная установка была довольно хорошо сделана. Ей удалось сгладить все с точностью порядка 10^{-4} : температура реликтового космического излучения, по-видимому, однородна с точностью порядка 10^{-4} .

Чем больше размышляешь над этим фактом, тем бо-

лее удивительным он кажется. Реликтовое космическое излучение с температурой 3 К, приходящее к нам с противоположных сторон горизонта, было испущено через 10^5 лет после Большого взрыва, когда источники излучения находились на расстоянии примерно 10^7 световых лет друг от друга. Следовательно, между ними не могло быть никакой причинной взаимосвязи и они никак не могли сговориться, чтобы сейчас их излучение имело одну и ту же температуру 3 К, одинаковую с точностью порядка 10^{-3} или 10^{-4} .

Как же все сделалось таким однородным и изотропным? Либо экспериментальная установка была очень тщательно спроектирована, либо существует механизм, сглаживающий все естественным образом. Мы увидим позднее, что в последние годы появились интересные соображения о том, как может происходить такое сглаживание. Эти соображения также связаны с понятием раздувания.

Если одна из загадок Вселенной в том, что она такая ровная, то другая загадка — почему она такая «ухабистая». В малом масштабе Вселенная не гладкая. Она вся в ухабах, называемых галактиками, звездами, людьми и т. д., и мы должны понять, как на очень ровном фоне могли образоваться подобные «ухабы».

Итак, в больших масштабах Вселенная гладкая, а в малых — комковатая. Ни то, ни другое нам не понятно.

Нам известно также, что Вселенная выглядит очень точно налаженной. Аспирантка, проводившая эксперимент с Большим взрывом, проявила чрезвычайное умение, устроив все с точностью до 50 десятичных знаков.

Никакие другие величины в физике не известны с такой точностью. В частности, Вселенная налажена, по-видимому, с такой точностью по параметру Ω , отношению плотности Вселенной к «критической плотности». Этим отношением характеризуется изменение плотности Вселенной в ходе ее расширения. Если на ранних стадиях развития Вселенной параметр Ω больше единицы, то далее он будет возрастать с постоянной времени 10^{-43} с. Если же он меньше единицы, то он будет уменьшаться с той же самой постоянной времени 10^{-43} с.

Сейчас, через 15 млрд лет после Большого взрыва,

параметр Ω все еще близок к единице. Ясно, что 15 миллиардов лет во много раз больше 10^{-43} с. Следовательно, во время Большого взрыва все было устроено так, чтобы параметр Ω равнялся единице с точностью по крайней мере до 50 десятичных знаков. Это будет казаться сверхъестественным, пока мы не сможем найти какое-то естественное объяснение. Некоторые космологи называют это проблемой плоской Вселенной, другие — проблемой возраста Вселенной: почему Вселенная так стара? (Это останется загадкой, даже если считать, что Вселенной всего 6000 лет.)

Есть и еще одна проблема, для которой мы пока не имеем удовлетворительного решения и решение которой, возможно, тоже придет из физики элементарных частиц. Дело в том, что 90% вещества Вселенной находится, по-видимому, в неизвестном нам состоянии. Это вещество не барионное. Что же это такое?

ЕДИНЫЕ ТЕОРИИ ПОЛЯ

Вначале я уже упоминал о единых теориях поля. Эти теории, развитые в последнее десятилетие в рамках физики элементарных частиц, положили начало самому интересному, на мой взгляд, периоду в истории развития физики.

Примерно сто лет назад Максвелл показал, что электричество и магнетизм едины. Пятнадцать лет назад С. Вайнберг, Э. Салам и Ш. Глэшоу доказали нам, что слабые и электромагнитные силы в действительности одно и то же взаимодействие. При энергиях, превышающих 100 ГэВ (масса W - и Z -бозонов, переносящих слабые взаимодействия), слабые и электромагнитные силы неразличимы (рис. 2). Симметрия между этими силами спонтанно нарушается при энергиях, которые мы наблюдаем в повседневной жизни, и восстанавливается при переходе к энергиям свыше 100 ГэВ. Данное явление можно рассматривать как фазовый переход. Когда Вселенная находилась при более высоких температурах, она имела симметрию, выражавшуюся в том, что силы были едины. По мере охлаждения Вселенной произошел фазовый переход и симметрия нарушилась. Эксперименты, проведенные в последнем десятилетии, в основном подтвердили такую теорию (см., например, историю

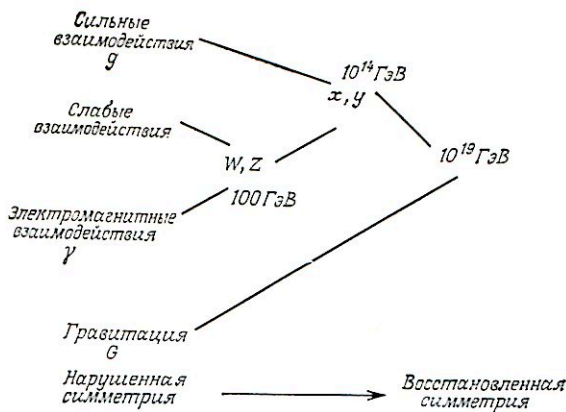


Рис. 2. Единство сил взаимодействия при высоких энергиях. Согласно принятым в настоящее время теориям, силы электромагнитного и слабого взаимодействий становятся неразличимыми при энергиях свыше 100 ГэВ, а свыше 10^{14} ГэВ эти взаимодействия становятся идентичными сильным. Сейчас разрабатывается теория сверхвеликого объединения, согласно которой все силы едины при энергиях свыше 10^{19} ГэВ.

открытия W -бозона [27]), что придало теоретикам отваги для поиска дальнейшего объединения взаимодействий.

Ряд физиков, в том числе Г. Джорджи и Ш. Глэшоу, высказали предположение, что при переходе к еще более высоким энергиям должно произойти объединение сильных, слабых и электромагнитных взаимодействий. Экстраполируя физические результаты, полученные при низких энергиях, они сделали вывод, что такое объединение должно происходить при энергиях порядка 10^{14} ГэВ. Калибровочные бозоны, связанные с таким объединением, — это X - и Y -бозоны (рис. 2). Именно при таких энергиях рождаются монополи, о которых мы говорили ранее. Теории, описывающие объединение сильных, слабых и электромагнитных взаимодействий, называются теориями всликого объединения.

Возможно, что удастся охватить также гравитацию и получить «сверхвеликое» объединение. Теоретики считают, что вопрос о сверхвеликом объединении должен стать актуальным, когда будут существенны квантовые гравитационные эффекты, т. е. при энергиях порядка 10^{19} ГэВ. Несмотря на то что по теории сверхвеликого

объединения имеется множество работ, она считается более спекулятивной, чем теория объединения сильных, слабых и электромагнитных взаимодействий.

ПРОВЕРКА ТЕОРИЙ ВЕЛИКОГО ОБЪЕДИНЕНИЯ

Ясно, что энергии, характерные для теорий великого и сверхвеликого объединения, далеки от тех, которые мы можем получить в земных лабораториях. Даже когда в Лаборатории им. Ферми будет запущен ускоритель со встречными пучками, называемый тэватроном, мы будем иметь энергии порядка двух тераэлектронвольт. После постройки дезертрона мы получим энергии порядка десятков тераэлектронвольт. Таким образом, нам предстоит очень далекий путь от энергии 10^4 ГэВ до энергии 10^{19} ГэВ. Установка типа ускорителя Станфордского центра линейных ускорителей, но только на энергию 10^{19} ГэВ, протянулась бы отсюда до звезды альфа Центавра. При этом, конечно, будет легче с поддержанием требуемого вакуума, но будет труднее анализировать данные, не говоря уже о проблемах с национальным (мировым) валовым доходом. Имеются косвенные способы исследования этих энергий, такие, как наблюдение распада протона, и аннигиляции «монопольности»¹⁾ и монополя при условии, что вокруг нас есть монополи. Прямых же способов исследования таких энергий нет, если не считать наблюдения результатов Большого взрыва — единственного события, произошедшего при этих энергиях. Таким образом, поскольку ранняя история Вселенной — самый лучший полигон для испытания идей великого объединения, специалистам по физике элементарных частиц имеет смысл посоветоваться с космологами.

Мы надеемся, что при тех высоких температурах ранней Вселенной, при которых происходит объединение взаимодействий, мы найдем решение некоторых космологических проблем.

Так, например, одно из весьма обнадеживающих

¹⁾ Связанного состояния монополя и антимонполя. —
Прим. перев.

достижений последних лет — успешное объяснение на основе теорий великого объединения величины барионного числа Вселенной. Ранее нам было совершенно непонятно, почему во Вселенной на один фотон приходится 10^{-10} барионов. В рамках же теорий великого объединения это число возникает естественным образом. При охлаждении Вселенной (примерно за 10^{-35} с) взаимодействия, ответственные за нарушение закона сохранения барионного числа и CP -симметрии, привели к небольшому избытку кварков над антикварками. Позднее из кварков образовались барионы, а затем произошла аннигиляция барионов с антибарионами. В результате возник небольшой избыток барионов, т. е. избыток материи над антиматерией, который мы сейчас наблюдаем. Подбирая свободные параметры теорий великого объединения, можно получить правильное отношение числа барионов к числу фотонов. Интересно, что в рамках теории великого объединения, известной под названием минимальной $SU(5)$ -модели, нельзя получить наблюдаемое значение этого отношения, а, кроме того, предсказания этой модели не согласуются с результатами Ирвин-мичиган-брукхейвенского эксперимента по поиску распада протона. Таким образом, настоящая теория великого объединения должна быть сложнее минимальной $SU(5)$ -модели.

До создания теорий великого объединения нам приходилось говорить: «Вначале было 10^{-10} барион/фотон». Теперь мы можем сказать нечто эстетически более приятное: «Вначале было великое объединение».

ПЕРИОДЫ РАЗВИТИЯ ВСЕЛЕННОЙ

На рис. 1 показано, как возрастает температура при переходе к более ранним периодам развития Вселенной. В конце концов мы натываемся на барьер при 10^{-43} с, соответствующий планковскому времени $\sqrt{\hbar G/c^5}$. Поскольку у нас нет надежной квантовой теории гравитации (или теории сверхвеликого объединения), мы не можем исследовать события, происходившие ранее этого момента.

Утверждение, что за 10^{-43} с до этого момента существовала сингулярность, может оказаться совершенно неверным. До этого момента могло пройти бесконечно

много времени. Число 10^{-43} возникает в результате экстраполяции из более поздних времен назад к бесконечному значению температуры и нулевому времени. Но мы не вправе проводить такую экстраполяцию, поскольку в этой области неверны все наши физические представления. Более того, само понятие времени теряет здесь смысл. Даже слово «до» здесь незаконно, так как оно подразумевает знание хода времени. Мы мыслим время как непрерывное, но С. Хокинг показал, что в эти ранние периоды истории в силу квантованности гравитации каждая точка пространства может спонтанно превратиться в черную мини-дыру с массой порядка 10^{19} ГэВ.

Из работы Хокинга мы знаем также, что черные дыры с массой 10^{19} ГэВ испаряются за время порядка 10^{-43} с, образуя снова обычное пространство. Таким образом, мы приходим к представлению о пространстве-времени в виде пены черных мини-дыр, возникающих, лопающихся и снова собирающихся затем опять в единое целое. Как заниматься физикой, когда исчезает связь в пространстве и времени, не написано даже в занимательной физике.

Но зато теоретики заняты публикацией практически бесконечного числа работ о физике в промежутке времени от 10^{-43} до 10^{-35} с. Это эра великого объединения. Как я уже говорил, отношение числа барионов к числу фотонов определяется процессами, происходящими в эту эру. Явление раздувания, о котором мы будем говорить позднее, возможно, началось тогда же.

В момент времени 10^{-35} с произошел фазовый переход Вселенной из фазы, описываемой теорией великого объединения, в фазу, описываемую $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ -моделью, т. е. хорошо известной моделью сильных и электрослабых взаимодействий. Со временем произошел фазовый переход, о котором мы упоминали ранее, приведший к спонтанному нарушению $SU(2) \times U(1)$ -симметрии Салама — Вайнберга до $U(1)$ -симметрии электромагнитных взаимодействий.

В этот период пространство заполняется бульоном из кварков и лептонов. Позднее, по истечении 10^{-6} с, происходит переход кваркового бульона в стадию заключения (удержания) кварков; при этом кварки объединяются, образуя более привычные для нас частицы —

адроны. Затем Вселенная охлаждается до такой степени, что слабые взаимодействия «вымораживаются»: нейтрино теперь не взаимодействуют с адрон-лептонным бульоном. Они разлетаются свободно и, поскольку ничто не может улетучиться из Вселенной, до сих пор летают вокруг нас, образуя нейтринное реликтовое излучение, аналогичное фотонному реликтовому излучению. Нейтринное реликтовое излучение должно иметь сейчас температуру 2 К (напомним, что температура фотонного реликтового излучения равна 3 К). Сказать, что такие нейтрино трудно обнаружить, будет просто преуменьшением. И все же, если эти нейтрино окажутся массивными, нам, может быть, удастся обнаружить их по гравитационному взаимодействию. Но об этом ниже.

С «вымораживанием» слабых взаимодействий «вымораживается» и отношение числа нейтронов к числу протонов во Вселенной. Оно оказывается зависящим только от периода полураспада нейтрона, которым определяется теперь относительное содержание гелия во Вселенной. Измеряя период полураспада нейтрона, мы определяем по теории Большого взрыва фактическое относительное содержание гелия, которое, как мы говорили ранее, оказывается равным 25% для ${}^4\text{He}$. Более того, относительное содержание ${}^3\text{He}$, дейтерия и ${}^7\text{Li}$ точно согласуется с выводами теории Большого взрыва (рис. 3). Такое согласие производит большое впечатление. Относительное содержание этих изотопов изменяется по-разному, и все же, хотя мы получаем сведения о них, пользуясь разными методами наблюдения, оно согласуется с выводами теории Большого взрыва. Это согласие — столь же убедительное подтверждение модели Большого взрыва, как и существование реликтового излучения. Можно даже, исходя из этих результатов, предсказать реликтовое излучение с температурой 3 К.

Последняя точка, отмеченная на рис. 1, соответствует протеканию 100 000 лет после Большого взрыва. Здесь «выморозились» электромагнитные взаимодействия и фотоны начали распространяться так же свободно, как ранее нейтрино. Эти фотоны мы и наблюдаем сегодня в виде излучения с температурой 3 К. Вскоре после этого образовались звезды и галактики, и по прошествии

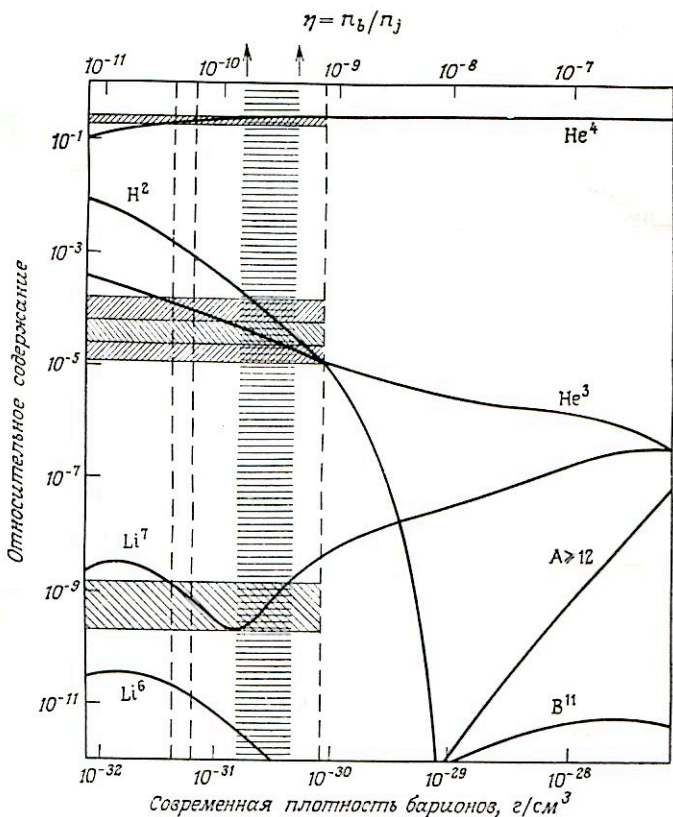


Рис. 3. Фактическая распространенность изотопов и соответствующие выводы теории Большого взрыва (сплошные кривые). Горизонтальные заштрихованные полосы соответствуют наблюдаемой относительной распространенности изотопов ${}^4\text{He}$, ${}^2\text{H}$, ${}^3\text{He}$ и ${}^7\text{Li}$. Они обнаруживают замечательное согласие с теорией при выборе отношения η числа барионов к числу фотонов, лежащего в интервале от $3 \cdot 10^{-10}$ до $7 \cdot 10^{-10}$ (вертикальная заштрихованная полоса).

примерно 10^9 лет мы получили ту скучную Вселенную, в которой сейчас живем.

Мы не можем по фотонам судить о событиях, происходивших раньше этого, так как Вселенная была тогда непрозрачной для фотонов. Для исследования более

ранних стадий развития Вселенной нам нужны другие методы. С помощью телескопов мы можем изучать, например, относительное содержание гелия, дейтерия и лития, но другие явления и параметры — реликтовое нейтринное излучение, отношение числа фотонов к числу барионов, фазовые переходы, изображенные на рис. 1, — требуют для своего исследования ускорителей элементарных частиц.

ОГРАНИЧЕНИЕ ЧИСЛА ТИПОВ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

К самым интересным для меня (может быть, потому, что я сам этим занимаюсь) выводам принятой теории Большого взрыва относятся выводы о числе типов нейтрино и всех других «ино», таких, как гравитино и фотино. Принятая теория Большого взрыва ограничивает число типов таких слабо или полуслабо взаимодействующих частиц.

Как мы видели, из теории Большого взрыва следует, что гелий составляет примерно 25% массы Вселенной. Эта цифра слегка изменяется в зависимости от того, сколько существует типов «ино». В частности, если существуют только два типа нейтрино, например электронное и мюонное, мы получаем для относительного содержания гелия нижнюю кривую на рис. 4. Трем типам нейтрино соответствует средняя кривая, а четырем — верхняя. Неопределенность, указанная для этих кривых, связана главным образом с неопределенностью периода полураспада нейтрона.

Напомним теперь, что отношение числа барионов к числу фотонов определяется событиями, происходившими в эпоху великого объединения. Мы можем измерить это число различными способами и получить для него достоверную нижнюю границу. Согласно выводам теории Большого взрыва с наблюдаемыми значениями относительной распространенности ${}^3\text{He}$ и дейтерия, мы получаем для этого отношения нижнюю границу, равную $1,5 \cdot 10^{-10}$.

Верхнюю границу для этого отношения можно получить из рис. 4. Предположив существование только трех типов нейтрино, т. е. считая, что нейтрино, соответствующие частицам e , μ и τ , имеют малую массу,

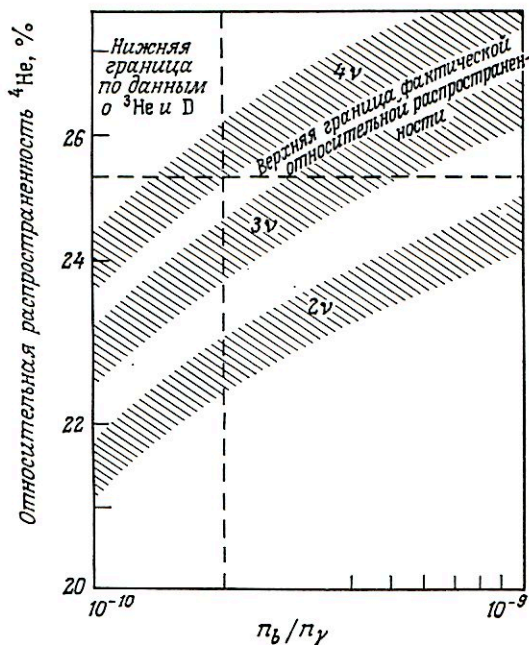


Рис. 4. Относительная распространенность ${}^4\text{He}$, возникшего при Большом взрыве. Зависит от числа типов нейтрино и от отношения числа барионов к числу фотонов. На основании верхней границы для относительной распространенности ${}^4\text{He}$, полученной из наблюдений, и нижней границы для отношения n_b/n_γ , полученной из данных по ${}^3\text{He}$ и D , можно заключить, что существует не более четырех типов нейтрино, причем наилучшим согласием оказывается в случае трех типов.

и полагая, что первоначально относительная распространенность гелия была меньше 25%, мы видим, что отношение числа барионов к числу фотонов не превышает $6 \cdot 10^{-10}$. Если же считать, что масса τ -нейтрино не обязана быть малой, то верхняя граница поднимается до 10^{-9} . Но обе эти оценки мы получаем из ядерной физики Большого взрыва. Заметим также, что предположение о существовании четырех типов нейтрино плохо согласуется с нашими условиями (рис. 4). Наилучшее согласие достигается в случае трех типов; следовательно, мы, вероятно, уже обнаружили все существующие

нейтрино. Самое большее, может добавиться еще одно.

Энергетическая ширина, т. е. величина, обратная периоду полураспада, промежуточного векторного бозона Z^0 прямо пропорциональна числу типов нейтрино и потому может служить критерием правильности теории Большого взрыва. Когда мы достоверно измерим эту величину, мы узнаем, верны ли выводы принятой теории Большого взрыва о существовании трех типов нейтрино.

Энергетическая ширина Z^0 -бозона будет одним из самых строгих критериев правильности стандартной теории Большого взрыва и во многих других отношениях. Она позволит проверить справедливость описания более ранних этапов развития Вселенной, чем все другие методы. Таким образом, эксперименты, проводимые на ускорителях элементарных частиц, явятся наилучшей проверкой космологических теорий.

Космология же, со своей стороны, предсказывает одну из фундаментальных характеристик природы: число типов элементарных частиц. Мы знаем, что каждому типу нейтрино соответствует пара кварков, различающихся ароматом¹⁾. Следовательно, предсказание числа типов нейтрино есть также предсказание числа различных кварковых пар. Это удивительно сильное предсказание, если учесть, из каких глубин времени оно исходит.

ПОЛНАЯ МАССА ВСЕЛЕННОЙ

Если по верхней границе для отношения числа барионов к числу фотонов, устанавливаемой данными о нуклеосинтезе, вычислить параметр Ω , т. е. отношение плотности Вселенной к критической плотности, то мы получим, что Ω меньше 0,1. Это означает, что плотность барионного вещества недостаточна для замыкания Вселенной. Если Вселенная содержит только обычную материю, то она открытая.

Это, конечно, только одна из возможных оценок. Можно также оценить Ω , просто наблюдая за современными галактиками. Мы можем оценить массы галактик

¹⁾ Аромат — одно из квантовых чисел, характеризующих различные типы кварков. — *Прим. перев.*

различными способами. Анализируя кривую вращения одной галактики обычными методами ньютоновской механики, мы получаем для массы галактик типа нашей значение порядка 10^{11} солнечных масс. Если предположить, что у всех галактик такая масса, то мы получим для Ω значение 0,01, соответствующее случаю очень открытой вселенной. Правда, это значение получается при рассматривании только тех областей пространства, которые излучают свет.

Если применить ньютоновскую механику к вращению двух галактик вокруг друг друга, то мы получим для массы отдельной галактики значение около 10^{12} солнечных масс. Это значение на порядок больше предыдущего и приводит к величине Ω , равной примерно 0,1. Галактики взаимодействуют так, как если бы их масса была намного больше видимой. Конечно же, в галактиках есть дополнительная масса. Речь не о том, что там недостает массы, а о том, что нет света от этой дополнительной массы. Что же такое эта неизлучающая масса, эта темная материя? Мы можем представить себе вокруг каждой галактики гало темной неизлучающей материи.

Далее, если взять более крупный кластер галактик, в котором вокруг друг друга кружится тысяча галактик, то можно провести те же оценки, рассматривая кластер как статистический ансамбль и задавая среднее расстояние между галактиками и их среднюю скорость. Вычисляя массу, приходящуюся на каждую галактику такого большого кластера, мы получаем, что она приближается к 10^{13} солнечных масс. Если у галактик действительно такая масса, то параметр Ω возрастает почти до единицы.

Хотя большинство галактик не находится в больших кластерах, наблюдаемая тенденция в данных по крупномасштабной структуре Вселенной согласуется со значением Ω , большим 0,1. Другими словами, галактики окружены таким большим гало, что даже орбиты пар галактик не охватывают всей их массы.

Если это действительно так и Ω больше 0,1, то мы сталкиваемся с проблемой: материя Вселенной не может состоять в основном из барионов.

Одно из возможных решений проблемы — конечная масса нейтрино. Сейчас проводятся эксперименты по

исследованию такой возможности. Масса нейтрино может быть очень малой (порядка десятков электронвольт). Во Вселенной примерно столько же нейтрино, сколько и фотонов, т. е. в 10^{10} раз больше, чем барионов, а потому, даже если бы масса нейтрино равнялась 1 эВ, они могли бы дать больший вклад в массу Вселенной, чем барионы. Если же будет доказано, что нейтрино не имеют массы, то массу могут иметь другие «ино», существование которых теперь предполагается, например гравитино и фотино. Но, как мы недавно показали, эти «ино» могут решить проблему только в том случае, если они взаимодействуют как нейтрино и имеют массу, измеряемую десятками электронвольт. Эксперименты пока еще не дают строгих ограничений на массу нейтрино. Для решения же проблемы достаточно, чтобы масса нейтрино лежала в пределах от 20 до 30 эВ. Советский тритиевый эксперимент дает для массы электронного нейтрино значение, лежащее в этом интервале. Но даже если окажется, что масса электронного нейтрино меньше 1 эВ, не исключена будет возможность, что основной вклад в массу Вселенной дают тау-нейтрино. Наилучший способ проверки этой возможности — изучение смешивания тау-нейтрино с электронами и мюонами. Но такой эксперимент устанавливает ограничения лишь на некоторые комбинации квадратов разностей масс и угла смешивания. Если угол смешивания достаточно мал, то эти ограничения становятся несущественными.

Рассматривается также другое возможное решение проблемы: скрытая масса обязана своим происхождением не крошечным элементарным частицам, а черным дырам. Обычные черные дыры с массой порядка массы Солнца для этого не годятся, так как большие черные дыры были барионными во время нуклеосинтеза и уже учтены нами.

Поэтому предлагается искать малые черные дыры. Но, как я уже говорил, согласно Хокингу, черные дыры, меньшие некоторого размера, испаряются. Следовательно, нам нужны черные дыры с массой, лежащей в довольно «узком» интервале от 10^{15} до 10^{33} г.

Если этот интервал не кажется узким, то вспомните, как образуются черные дыры. Есть два варианта: 1) коллапс звезд, приводящий к образованию черных дыр большой массы, и 2) фазовый переход в момент, соот-

ветствующий планковскому времени, приводящий к образованию черных дыр с массой порядка планковской (10^{-5} г). Таким образом, мы должны найти другой механизм образования черных дыр — с промежуточными массами. В эпоху фазового перехода Салама — Вайнберга и кварк-адронного фазового перехода горизонт Вселенной (материя, содержащаяся в наибольшей причинно-связанной области) был порядка массы планеты. Например, при кварк-адронном фазовом переходе сильные, или, другими словами, калибровочные цветные, взаимодействия могли бы приводить к образованию черных дыр диаметром около метра и с массой порядка массы Юпитера. Они возникали бы не из-за гравитационного сжатия, а из-за взаимодействий, связанных с этим фазовым переходом. Мы, вероятно, сможем проверить такую гипотезу, когда лучше исследуем кварковую материю и природу этих фазовых переходов. Создавать кварковую материю в лабораторных условиях, может быть, удастся, осуществляя столкновения тяжелых ионов достаточно большой энергии. Информацию о фазовом переходе Салама — Вайнберга можно также получить из экспериментов с использованием W^- и Z -бозонов.

Если наши оценки характеристик таких фазовых переходов окажутся верными, то последние смогут быть приняты в качестве механизма образования черных дыр с массой порядка массы планеты. Могут ли подобные черные дыры соответствующим образом объединяться, образуя темную материю — этот вопрос сейчас исследуется.

РАЗДУВАНИЕ

В заключение остановимся на гипотезе раздувания — новой интересной идее, которая, по-видимому, решает многие проблемы в теории ранних этапов развития Вселенной:

1. Проблему горизонта — почему Вселенная одинакова в разных направлениях, хотя они вроде бы причинно не связаны?

2. Проблему плоской Вселенной — почему Вселенная старше 10^{43} с? Как могло начальное значение параметра Ω оказаться столь близким к единице (с точностью

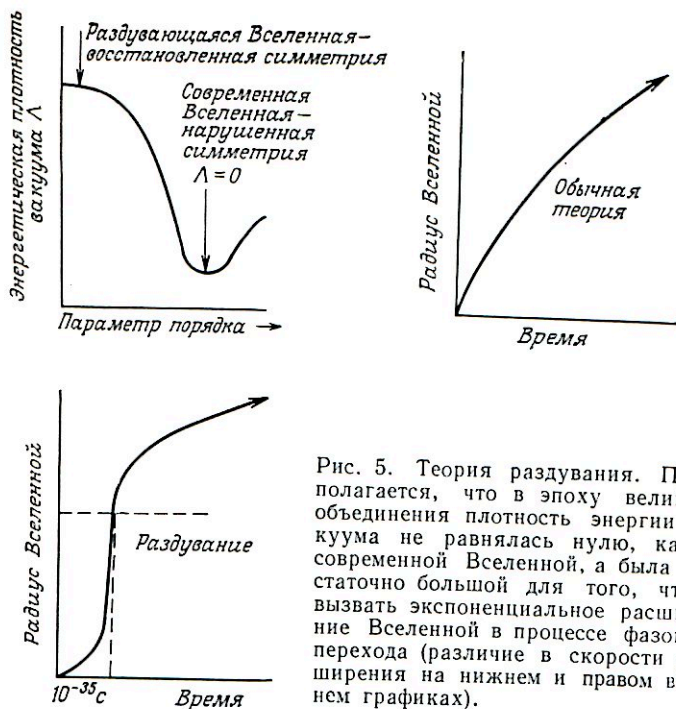


Рис. 5. Теория раздувания. Предполагается, что в эпоху великого объединения плотность энергии вакуума не равнялась нулю, как в современной Вселенной, а была достаточно большой для того, чтобы вызвать экспоненциальное расширение Вселенной в процессе фазового перехода (различие в скорости расширения на нижнем и правом верхнем графиках).

до 50 десятичных знаков), что мы сейчас, через 15 млрд лет, не знаем, открытая ли наша Вселенная или замкнутая?

3. Проблему монополей — куда делись все монополи?

4. Проблему «ухабов» — как возникли галактики?

Решение этих проблем, предложенное А. Гатом, заключается в следующем. В эпоху великого объединения Вселенная оказалась в состоянии, называемом неправильным вакуумом. В таком состоянии плотность энергии пространства очень велика даже в отсутствие вещества. Но такой неправильный вакуум должен сам по себе расширяться (рис. 5), причем по экспоненциальному, а не по обычному степенному закону. В ходе такого очень и очень быстрого расширения каждая крошечная часть пространства, каждый остаток черной мини-дыры из той пены, о которой мы говорили выше,

может раздуться до размеров современной Вселенной. Поскольку всякая крошечная часть пространства до раздувания была причинно-связанной областью, отпадает проблема горизонта. Поскольку вначале в этих крошечных областях все было плоским, то и после того, как они раздуются до размеров Вселенной, параметр Ω останется равным единице, и тем самым решается проблема плоской Вселенной. В процессе раздувания плотность монополей быстро уменьшается так, что после раздувания может остаться примерно один монополяр на всю наблюдаемую Вселенную. Позднее, как показал М. Тернер, при столкновениях элементарных частиц могут родиться новые монополи, но исходные монополи, которые нас интересуют, могут быть выдуты прочь так, что останется только один из них. В процессе такого фазового перехода, в зависимости от того, как он протекает (а фазовые переходы никогда не бывают полностью гладкими), могут возникать неоднородности — ухабы и рытвины. Эти ухабы и рытвины могли стать нашими галактиками.

Таким образом, гипотеза раздувания очень хороша. К сожалению, она ставит новую проблему: как остановить раздувание? Ведь получается, что все отдельные части Вселенной разлетаются с очень большой скоростью. Фазовый переход ведет от фазы великого объединения к более нормальной Вселенной, в которой мы живем [$SU(3) \times SU(2) \times U(1)$]. Нормальное пространство — это трехмерное нераздувающееся пространство, в котором вакуум лишен энергии. В процессе такого фазового перехода в старой, расширяющейся фазе возникают пузыри новой фазы. Чтобы фазовый переход закончился, пузыри новой фазы должны расти и, постепенно сливаясь, заполнить все пространство. Но они разлетаются в разные стороны гораздо быстрее, чем сами расширяются, так что фазовый переход не может завершиться.

Однако есть решение и этой проблемы. Просто мы живем в одном пузыре. Конечно, на самом деле все не так просто. Приходится постулировать некий специальный тип фазового перехода, чтобы получить пузырь, подобный нашей Вселенной, так как в обычном пузыре не бывает столько частиц, сколько мы видим их во Вселенной. И потом, если мы живем в одном пузыре, то все

остальные пузыри должны быть где-то вне нашей Вселенной. Это меняет наши философские воззрения на Вселенную. (Доступная нашему познанию Вселенная остается, конечно, той же самой, она только погружается в гораздо большее и более богатое многообразие.)

Для проверки таких идей нам понадобится достоверное знание природы великого и сверхвеликого объединения. Мы должны будем всесторонне исследовать этот режим, пытаясь обнаружить монополи, распад протона, электрический дипольный момент нейтрона и т. д. Специфические выводы теории раздувания — точное равенство единице параметра Ω и фактически нулевая плотность реликтовых космологических монополей.

ИЗМЕНИВШАЯСЯ ФИЛОСОФСКАЯ ТОЧКА ЗРЕНИЯ

Посмотрим теперь, как успехи, достигнутые в последние годы в пограничной области между физикой элементарных частиц и астрофизикой, изменили нашу философскую точку зрения. Вот уже 500 лет мы знаем, что Земля находится не в центре Солнечной системы. Позднее Х. Шепли показал, что Солнце расположено не в центре Галактики, а вблизи ее края. Хаббл и другие исследователи показали, что наша Галактика не является центром Вселенной. Они показали даже, что у Вселенной вообще нет пространственного центра — все ее точки эквивалентны. Теперь же, если мы принимаем, что параметр Ω больше 0,1, то мы оказываемся еще дальше от центра Вселенной. Мы даже не состоим из основной материи Вселенной. Представление о раздувании означает, что наша Вселенная не единственный из пузырей. Я называю такую точку зрения экстремальным коперниковским принципом.

Благодарю А. Гата за критическое прочтение статьи. Мои собственные исследования, изложенные здесь, частично финансировались NSF, DOE и NASA.

ЛИТЕРАТУРА

1. Physics Today, June 1982, p. 17.
2. Physics Today, April 1983, p. 17.
3. Cosmology and Particles, Proc. 16th Rencontre de Moriond Astrophysics Meeting, eds. J. Audouze, P. Crane, T. Gaisser, D. Hegyi, J. Tran Thanh Van, Editions Frontiers, 1981.
4. *Audouze J., Schramm D. N.*, Nature, **237**, 447(1972).
5. The Birth of the Universe, Proc. 17th Rencontre de Moriond Astrophysics Meeting, eds. J. Audouze, J. Tran Thanh Van, Editions Frontiers, 1982.
6. Physical Cosmology, Proc. Les Houches Session XXXII, eds. R. Balian, J. Audouze, D. N. Schramm, North-Holland, 1979.
7. *Barrow J., Turner M. S.*, Nature, **298**, 801(1982).
8. *Dolgov A. D., Zel'dovich Ya. B.*, Rev. Mod. Phys, **53**, 1(1981).
9. Proc. 1981 Les Houches School on Gauge Theories, ed. M. Gailard, North-Holland, 1981.
10. *Guth A.*, in: The Big Bang and Element Creation, ed. D. Lynden-Bell, Royal Society, London, 1982.
11. *Schramm D. N.*, in: The Big Bang and Element Creation, ed. D. Lynden-Bell, Royal Society, London, 1982.
12. *Schramm D. N., Wagoner R. V.*, Ann. Rev. Nucl. Sci., **27**, 37(1977).
13. *Steigman G.*, Ann. Rev. Nucl. Sci., **29**, 313(1979).
14. *Steigman G.*, in: Essays in Nuclear Astrophysics, eds. C. A. Barnes, D. D. Clayton, D. N. Schramm, Cambridge U. P., 1982.
15. *Szalay A.*, in: Proc. 1981 Int. Conf. on Neutrino Physics and Astrophysics, eds. R. J. Cence, E. Ma, A. Roberts, v. 1, p. 59, High Energy Physics Group, Department of Physics and Astronomy, University of Hawaii, 1981.
16. *Turner M. S.*, in: Proc. 1981 Int. Conf. on Neutrino Physics and Astrophysics, eds. R. J. Cence, E. Ma, A. Roberts, v. 1, p. 95, High Energy Physics Group, Department of Physics and Astronomy, University of Hawaii, 1981.
17. *Turner M. S., Schramm D. N.*, Physics Today, September 1979, p. 42.

Структура нуклона

Дж. Браун¹⁾, М. Ро²⁾

Перевод статьи: *Brown G. E., Rho M.* — *Physics Today*, February 1983, p. 24

Нуклон может представлять собой облако мезонов, окружающее и сжимающее сердцевину из кварков.

Уже давно известно, что у нуклона должны быть конечные размеры. В 50-х годах в связи с разработкой в квантовой электродинамике методов количественных расчетов делались многочисленные, но безуспешные попытки вычислить размеры нуклона. После того как появилась физика кварков и исследования глубоконеупругого рассеяния электронов на нуклонах при высоких энергиях показали, что в центральной области нуклона имеются три объекта, которые ведут себя при высоких энергиях как свободные и безмассовые, начались поиски нового описания структуры нуклона. Еще со времени работ Х. Лоренца по теории электрона элементарным частицам старались приписать конечные размеры, для того чтобы их собственная энергия была конечной. Лоренц ввел соединительные стержни для удержания различных частей протяженного электрона, но его идея не оказалась плодотворной, и сейчас мы считаем, что вакуум оказывает давление на «пузырьки», или «мешки», в которые нам приходится поместить кварки, и что именно это давление не позволяет пузырькам расширяться. Можно представлять себе нуклон как три цветных кварка, находящиеся в таком пузырьке, окруженном облаком мезонов (рис. 1).

В наших современных представлениях есть ряд

¹⁾ Ведущий профессор физики Университета шт. Нью-Йорк в Стони-Брук.

²⁾ Старший научный сотрудник отдела теоретической физики Центра ядерных исследований в Саклэ (Франция). В настоящее время «приглашенный профессор» в Стони-Брук.

© 1983 American Institute of Physics

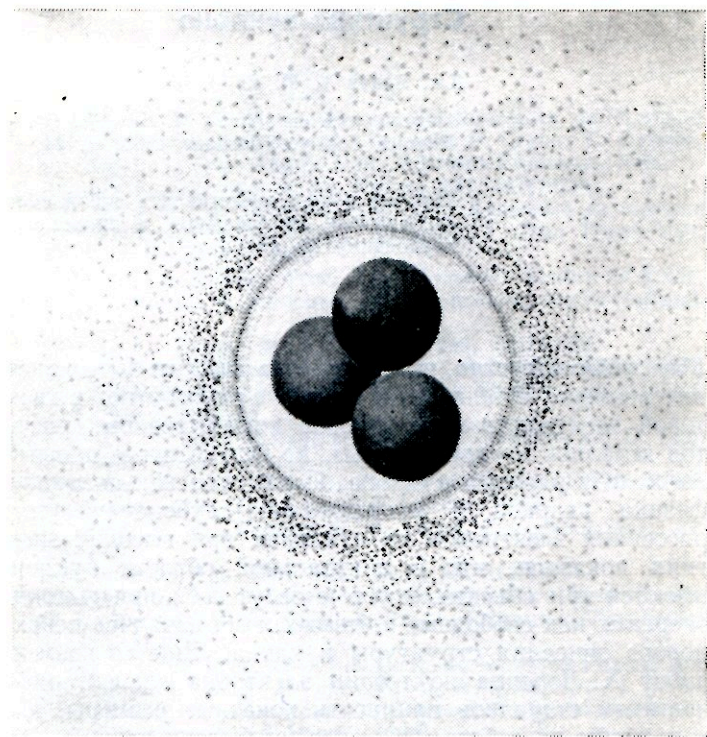


Рис. 1. Три кварка в сферическом «мешке», окруженном облаком мезонов. Кварки, вообще говоря, следует представлять себе как точечные частицы, так что их конечные размеры на рисунке характеризуют распределение вероятности кварков в «мешке». (Рисунок Л. Фулгони.)

моментов, упрощающих теоретический анализ структуры нуклона.

1. Спектр возбуждения нуклона намного проще спектра трехчастичной системы нуклонов, так как в спектре нуклона нет непрерывной части, поскольку кварки не могут быть удалены друг от друга на бесконечное расстояние; исследование же разделимой трехчастичной системы сильно усложняется присутствием непрерывной части спектра.

2. Силы, из-за которых расщепляются состояния

нуклона, полностью аналогичны силам, известным в атомной физике, так что нужно лишь заменить постоянную тонкой структуры α цветовой константой связи α_s .

3. Кварковая картина взаимодействий, особенно с учетом «асимптотической свободы», может служить основой для анализа нуклон-нуклонных сил на малых расстояниях.

В данной статье мы изложим выводы, вытекающие из современных представлений об элементарных частицах, относительно структуры нуклона и поведения нуклона в ядре. Мы покажем, что модель «мешка» для нуклона, в которой априори принимается, что кварки не могут вылетать, очень интересна, так как позволяет проводить многие вычисления. Как мы увидим, из соображений симметрии и на основании законов сохранения можно сделать вывод, что область удержания кварков окружена облаком пионов и что это облако сжимает центральную область нуклона, содержащую кварки, до радиуса $\sim 0,5$ ферми. Существование такой кварковой сердцевинки требует пересмотра общепринятой модели с обменом бозонами для нуклонных взаимодействий на малых расстояниях. Как изменить модель — в этом одна из основных проблем ядерной физики.

КАКОВЫ РАЗМЕРЫ НУКЛОНА!

Можно было бы думать, что размеры нуклона лучше всего оценивать по его электрическому формфактору, который характеризует пространственное распределение заряда в нуклоне и определяется в опытах по упругому рассеянию электронов. При таком подходе были точно определены размеры атомов и ядер. Но, согласно одной из новейших моделей, которую мы рассмотрим, в нуклоне имеются две разные области. В его центральной области почти безмассовые кварки движутся практически свободно, только слабо взаимодействуя между собой; это так называемая асимптотическая свобода (см. словарь специальных терминов, приложение 2). В большей по размерам внешней области находятся пионы и другие мезоны; эту область мы будем называть мезонным облаком.

Ряд фундаментальных подходов, таких, как калибровочные теории на решетке [1], в настоящее время начинают вносить ясность в вопрос о том, как и где кварки, глюоны и другие составляющие участвуют в образовании области удержания кварков, называемой «мешком». Правда, пока что эти вычисления не говорят определенно, каким образом в нуклоне происходит разделение на две области: внутреннюю сердцевину, состоящую из кварков, и внешнее мезонное облако. Но имеются указания на то, что главную роль в таком разделении играет почти точная симметрия, называемая «киральная». Мы подробнее остановимся на этом позже, но, поскольку нам уже сейчас потребуются некоторые термины, мы скажем здесь несколько слов о киральной симметрии.

Если пренебречь массами кварков в современной теории сильных взаимодействий, т. е. в квантовой хромодинамике (это особенно хорошее приближение для u - и d -кварков, с которыми в основном и приходится иметь дело в ядерной физике), то можно говорить об инвариантности, связанной с тем, что уравнение движения кварка сохраняет спиральность кварка. Это так называемая киральная $SU(2) \times SU(2)$ -инвариантность. Если бы вакуум тоже обладал такой симметрией, то никакие взаимодействия не могли бы ее нарушить и мы имели бы обычную мультиплетную структуру, которая часто наблюдается в природе, в данном случае безмассовые u - и d -кварки. Такое проявление симметрии обычно называют модой Вигнера — Вейля или просто модой Вигнера.

Предположим теперь, что вакуум неустойчив относительно конденсации кварк-антикварковых пар. Сконденсировавшаяся пара не должна, так же как и вакуум, иметь отличный от нуля угловой момент или импульс и должна обязательно нарушать спиральность. При конденсации вакуум выделяет предпочтительное направление и кварки становятся массивными. Симметрия $SU(2) \times SU(2)$ нарушается до изоспиновой группы $SU(2)$, причем нарушение каждого генератора группы приводит к появлению безмассовой частицы, называемой голдстоуновским бозоном. Такими бозонами являются обычные пионы π^+ , π^- , π^0 , если пренебречь их малыми массами. Подобный вид нарушения симметрии, который, как мы считаем, реализуется в природе, назы-

вается модой Намбу — Голдстоуна или просто модой Голдстоуна. При этом говорят, что симметрия спонтанно нарушается.

Естественно постулировать, по крайней мере на полуклассическом уровне, что нуклон разделен на две области, в которых киральная симметрия реализуется в разных модах: внутри — вигнеровская мода, где удерживаемые кварки почти безмассовые, а снаружи — голдстоуновская мода, где существуют мезоны. Хотя мы в последнем случае говорим о голдстоуновской моде, это не означает, что мезоны не составлены из кварков и антикварков. Но рассматривая кварк-антикварковые кластеры ($q\bar{q}$), удобно пользоваться термином мезон, точно так же, как уже многие годы говорят о кластерах α -частиц в поверхностной области ядер. Имеются, однако, два фундаментальных отличия от ядер.

1. Пионы могут присутствовать только тогда, когда киральная симметрия реализуется в моде, отличной от той, которая реализуется в центре нуклона.

2. Пионы нельзя расщепить на кварки и антикварки, тогда как α -частицы можно расщепить на нуклоны.

Поскольку зондирование длинноволновым электромагнитным излучением не очень много дает при изучении двух областей нуклона, обратимся к спектру возбуждения нуклона. Как мы уже говорили, возбужденные состояния нуклона из трех кварков образуют намного более простую схему, чем возбужденные состояния ядерной трехчастичной системы, такой, как ядра H^3 или He^3 . В последнем случае картину сильно усложняет непрерывная часть спектра; как только один из нуклонов получит энергию, достаточную для образования возбужденного состояния ядра, это состояние ядра переходит в непрерывную часть спектра и его волновая функция простирается в бесконечность. В случае трех кварков кварки удерживаются вместе и отдельные кварк не может отойти очень далеко от двух других. Таким образом, спектр возбуждения нуклона чрезвычайно прост (рис. 2): основное состояние, первое возбужденное состояние с положительной четностью (так называемый роуперовский резонанс) и состояния с отрицательной четностью. Другие возбуждения начинаются выше уровня 1700 МэВ.

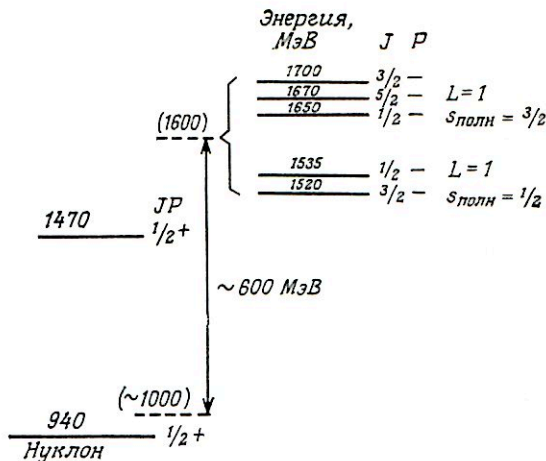


Рис. 2. Состояния нуклона. Спектр возбуждения нуклона, системы из трех кварков, намного проще, чем спектр трехчастичной системы нуклонов. Так как кварки не могут уходить друг от друга на бесконечные расстояния, нуклон не имеет непрерывного спектра. Состояния с отрицательной четностью, показанные справа, связаны с переходом кварка с уровня $1s$ на уровень $1p$.

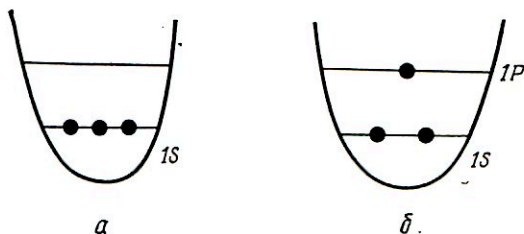


Рис. 3. Осцилляторная потенциальная яма с кварками в ней. Слева — положение кварков в основном состоянии, справа — в возбужденном состоянии.

Потенциал гармонического осциллятора. Степени свободы, которые возникают для возбуждений с отрицательной четностью, очень просто объяснить. Будем считать, как это нередко делается [2], что кварки находятся в осцилляторной потенциальной яме (рис. 3). В этом случае будет пять возбужденных состояний с отрицательной четностью, соответствующих диаграмме

рис. 3, б: спины трех кварков могут давать общий спин, равный $1/2$ или $3/2$, который, в свою очередь складываясь с орбитальным моментом, равным 1, дает полный момент J :

$$J = 1/2, 3/2 \quad (S_{\text{полн}} = 1/2),$$

$$J = 1/2, 3/2, 5/2 \quad (S_{\text{полн}} = 3/2).$$

В случае гармонического осциллятора эти состояния должны быть вырожденными, но, как мы увидим позже, обмен глюоном приводит к спин-спиновому взаимодействию

$$\delta H = \sum_{i \neq j} f(r_{ij}) \sigma_i \cdot \sigma_j, \quad (1)$$

где f — положительная функция расстояния r_{ij} , так что взаимодействие (1) носит характер отталкивания для состояний с параллельными спинами. Таким образом, состояния с $S_{\text{полн}} = 3/2$ сдвигаются по энергии относительно состояний с $S_{\text{полн}} = 1/2$, и в результате получается схема уровней, которую можно видеть на рис. 2: триплет состояний, соответствующих значению $S_{\text{полн}} = 3/2$, лежит выше дублета состояний с $S_{\text{полн}} = 1/2$. Причиной того, что состояния в триплете и дублете не вырождены, является наличие других взаимодействий, кроме спин-спинового. Мы остановимся на этом позже. Но уже сейчас мы видим, что ~~также существуют~~ состояния с отрицательной четностью могут быть помечены пятью значениями момента J , приведенными выше.

Среднее значение для масс уровней с отрицательной четностью лежит в районе 1600 МэВ, причем энергия основного состояния равна 940 МэВ. Энергия нуклона с $S_{\text{полн}} = 1/2$ уменьшается тем же самым спин-спиновым взаимодействием [формула (1)], что и в случае возбужденных состояний, так что невозмущенная энергия ближе к значению 1000 МэВ. Примем за величину $\hbar\omega$ осциллятора разность энергий между основным и возбужденным состояниями: 1600 МэВ — 1000 МэВ = 600 МэВ (рис. 2). В случае гармонического осциллятора величина $h_{2\pi}\omega$ (где $h_{2\pi} = h/2\pi$) связана с радиусом a соотношением

$$h_{2\pi}^2/m_Q a^2 = h_{2\pi}\omega,$$

где m_Q — масса кварка. Вопрос в том, какова масса кварка m_Q . Это пока неизвестно, и, возможно, чтобы дать ответ на такой вопрос, придется подождать, пока не будет решена проблема удержания кварков, хотя мы и выскажем некоторое предположение позже. На основании данных измерения различных характеристик, таких, как магнитные моменты, мы можем сказать, что в некоторых отношениях кварки в нуклоне ведут себя так, как если бы их масса была равна одной трети массы нуклона m_n . Это выглядит на первый взгляд очень просто: если нуклон состоит из трех частей, то массы трех частей за вычетом энергии связи должны в сумме давать массу нуклона. Такая модель с массивными кварками называется «моделью с составляющими кварками», и в ней можно видеть аналогию с моделью квази-частиц в многочастичной системе. Но m_Q не может быть массой в обычном смысле; далее мы приведем пример, поясняющий, каким образом возникают такого типа массы.

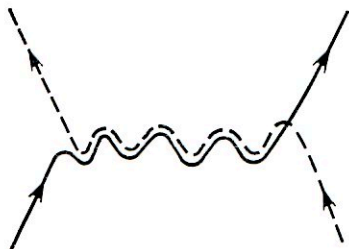
При массе кварка, равной $1/3$ массы нуклона, приведенное выше соотношение дает для радиуса a значение, равное 0,45 ферми. Средний квадрат радиуса основного состояния дается выражением

$$\langle r^2 \rangle_{\text{нуклон}} = \frac{3}{2} a^2.$$

Но в это выражение входит вклад движения центра масс. Исключив такое движение, мы уменьшили бы число степеней свободы с 3 до 2. Поэтому мы умножим данное выражение на $2/3$ и получим для среднеквадратичного радиуса основного состояния значение 0,45 ферми. Точно так же мы получим 0,50 ферми для среднеквадратичного радиуса возбужденных состояний с отрицательной четностью, которые и должны быть несколько более протяженными, так как находятся выше основного состояния в потенциальной яме.

ЭФФЕКТЫ ОБМЕНА ГЛЮОНОМ

Теперь мы расскажем о том, к каким эффектам в случае нуклона приводит обмен глюоном между кварками. В работе А. Де Рухулы, Г. Джорджи и Ш. Глэшоу [3] из Гарвардского университета было показано, что взаимодействие обмена глюоном аналогично обмену



Глюон

Рис. 4. Обмен глюоном. На диаграмме изображен обмен виртуальным глюоном между кварками разного цвета. Глюон, который изменяет цвет кварка, должен содержать два цвета.

фотоном в атомной физике. Это будет для нас хорошим началом. Мы рассмотрим связь кварков и глюонов только в низшем порядке, так как на малых расстояниях благодаря асимптотической свободе связь между глюонами и кварками слаба. При этом, конечно, не принимается во внимание фундаментальная проблема удержания кварков, которая связана с поведением взаимодействий на больших расстояниях. Мы просто будем считать, что кварки удерживаются, и рассмотрим их взаимодействия на малых расстояниях в рамках теории возмущений. В низшем порядке связь между кварками и глюонами дается лагранжианом, таким же, как и для связи фотонов с электронами, с тем исключением, однако, что в вершину связи кварков с глюонами входят матрицы цветовых степеней свободы. Естественно, электрический заряд e заменяется кварк-глюонной константой связи g .

На рис. 4 показана диаграмма взаимодействия, обусловленного обменом виртуальным глюоном. Она точно такая же, как и диаграмма электромагнитного взаимодействия между двумя релятивистскими частицами, если квадрат заряда заменить величиной $-\frac{2}{3}g^2$; знак взаимодействия такой, как между положительным и отрицательным зарядом. Следовательно, знак различных эффектов будет таким же, как и для аналогичных электромагнитных взаимодействий в атоме водорода, хотя сила взаимодействия будет иной, поскольку величина g^2 , хотя и мала, намного больше квадрата электромагнитного заряда e^2 . Цветовая константа связи α_s ,

которая определена как $g^2/4\pi h_{2\pi}c$, на самом деле зависит от импульса. Когда мы говорим о величине этой константы, мы имеем в виду ее значение при импульсах, которые возможны внутри нуклона.

Как и в атоме водорода, в барионе имеются внутренние спин-спиновые, спин-орбитальные и тензорные взаимодействия. Спин-спиновое взаимодействие в барионе

$$V_{\sigma} = (8\pi/3)^2 \alpha_s (h_{2\pi}/m_1c)(h_{2\pi}/m_2c) \times \mathbf{S}_1 \cdot \mathbf{S}_2 \delta(r_{12}) \quad (2)$$

по аналогии с атомом водорода называется взаимодействием Ферми — Брейта (если m_1 и m_2 — массы электрона и протона, такое взаимодействие приводит к сверхтонкому расщеплению в атоме водорода). На некоторое время примем, что массы кварков m_1 и m_2 такие, как говорилось раньше, а именно $m_i \approx 1/3 m_n$ для нестранных кварков.

Нуклон составлен из трех кварков, находящихся в s -состоянии и дающих полный спин $S_{\text{полн}} = 1/2$; $\Delta(1230)$ -изобара составлена из трех кварков в s -состоянии, связанных так, что $S_{\text{полн}} = 3/2$. В низшем порядке пространственная зависимость всех волновых функций кварков одинакова, так что радиальную зависимость взаимодействия V_{σ} можно устранить интегрированием, и для нуклона, или изобары получим

$$V_{\sigma} = C \sum_{i \neq j} \sigma_i \cdot \sigma_j, \quad (3)$$

где C — множитель, равный произведению констант и радиальных интегралов. Для трехчастичных систем сумма (3) легко вычисляется; она равна -6 для нуклона и $+6$ для изобары. Так как $\Delta(1230)$ -изобара на 300 МэВ тяжелее нуклона, множитель C равен 25 МэВ, если приписать всю величину расщепления спин-спиновому взаимодействию, происходящему от обмена одним глюоном. Тензорное взаимодействие не дает здесь вклада, так как оно усредняется по сферически-симметричным пространственным состояниям (хотя и предлагалось учитывать возможную, как и в дейтроне, значительную примесь D -состояния), а спин-орбитальное взаимодействие не дает вклада, так как для нуклона и изобары $L = 0$.

Столь простые представления позволяют хорошо описывать спектр возбужденных состояний с отрицатель-

ной четностью. Как показано на рис. 2, триплеты с $J = 1/2, 3/2, 5/2$, соответствующие значению $S_{\text{полн}} = 3/2$, лежат выше, чем дублеты с $S_{\text{полн}} = 1/2$ и $J = 1/2, 3/2$. В случае волновых функций гармонического осциллятора взаимодействие вида (2) приводит к расщеплению усредненного значения масс этих состояний, равному половине расщепления между нуклоном и изобарой $\Delta(1230)$, т. е. триплет должен быть на 15 МэВ выше дублета. Это хорошо согласуется с тем, что действительно наблюдается.

Н. Изгур из Университета Торонто и Г. Карл из Университета Гуэлфа (пров. Онтарио, Канада) обнаружили [2], что некоторые наблюдаемые явления можно объяснить смешиванием состояний за счет тензорного взаимодействия при обмене глюоном. Например, без учета такого небольшого смешивания верхний триплет состояний должен иметь полный спин, равный $3/2$, и никакое из этих состояний не могло бы перейти в нуклон в результате электромагнитного дипольного перехода, так как для нуклона $S_{\text{полн}} = 1/2$ и дипольный оператор не содержит спиновой зависимости.

Иначе обстоит дело со спин-орбитальным взаимодействием, которое мы хорошо знаем из атомной физики. Прямое приложение такого взаимодействия сразу же нарушило бы всякое согласие между экспериментальным и теоретическим спектрами, ибо матричные элементы этого взаимодействия для состояний, показанных на рис. 2, равны нескольким сотням мегаэлектронвольт. Изгур и Карл [2] пренебрегли спин-орбитальными членами и предполагают, что это допустимо. Для такого предположения есть некоторые основания, связанные с расчетом чармония, где из-за потенциала удержания возникает спин-орбитальное взаимодействие с противоположным знаком, которое с хорошей степенью точности сокращается с двухчастичным спин-орбитальным взаимодействием, происходящим от обмена глюоном. И действительно, имеются определенные указания [4] на такое сокращение в системах с легкими кварками, хотя при этом приходится проводить весьма трудные и сложные вычисления. Так или иначе, природа говорит нам, что не следует очень уж полагаться на спин-орбитальные силы при объяснении спектра нуклона, и одна из наших задач — найти причины этого.

(Спин-орбитальное взаимодействие не может полностью отсутствовать, так как это единственное взаимодействие из отмеченных выше, которое может вызвать расщепление на состояния $\Delta_{1/2}^*$ и $\Delta_{3/2}^*$ в районе 1700 МэВ, наблюдающееся экспериментально.)

Изложенные представления позволяют правильно объяснить в общих чертах спектры мезонов и странных барионов. Учет глюонного обмена по теории возмущений дает в первом приближении простую и единую картину.

МАГНИТНЫЕ МОМЕНТЫ

Первоначально считалось, что аномальный магнитный момент нуклона связан с эффектами мезонного облака. С появлением кварковой модели от был приписан кваркам. Сейчас, как мы увидим, имеются указания на то, что действительности соответствует некая промежуточная картина.

Кварковая модель получила большую поддержку, когда на ее основе было получено отношение магнитных моментов протона и нейтрона, равное $-3/2$, что сравнимо с экспериментальным значением, равным $-1,46$. Оно было получено в работе [5] по $SU(6)$ -симметрии, но в нуклоне только четыре типа кварков (u - и d -кварки с двумя значениями спина), так что вычисление магнитного момента реально связано лишь с $SU(4)$ -симметрией.

В протоне имеются два u -кварка и один d -кварк, в нейтроне — один u -кварк и два d -кварка. Таким образом, в каждом нуклоне имеются два кварка с одинаковым ароматом. Поскольку цветовая волновая функция полностью антисимметрична, волновая функция по ароматам должна быть симметричной. И два одинаковых кварка должны находиться в состоянии со спином, равным единице. Поэтому нуклонный магнитный момент можно найти путем векторного сложения магнитных моментов двух одинаковых кварков и третьего кварка:

$$\mu_{\text{полн}} = \frac{4}{3} \mu_a - \frac{1}{3} \mu_b, \quad (4)$$

где μ_a — магнитный момент одного из двух одинаковых кварков, а μ_b — магнитный момент третьего кварка.

В рассматриваемой модели магнитные моменты u - и d -кварков таковы (в единицах ядерного магнетона Бора):

$$\mu_{u,d} = 1/2 (\tau_3 + 1/3) (m_n/m_Q).$$

Для u -кварка изоспиновая составляющая τ_3 равна $+1$, а для d -кварка $\tau_3 = -1$. На основании формул (4) и следующей за ней нетрудно найти

$$\mu_{\text{протон}} = m_n/m_Q,$$

$$\mu_{\text{нейтрон}} = -2/3 m_n/m_Q,$$

где мы положили $m_n = m_d = m_Q$. При $m_Q = 1/3 m_n$ мы имеем $\mu_{\text{протон}} = 3$ и $\mu_{\text{нейтрон}} = -2$, что близко к их экспериментальным значениям. Взяв $m_Q c^2 = 336$ МэВ, можно добиться даже лучшего согласия с экспериментом.

Теоретики [3, 6] приложили столь простые соображения к Λ -частице, приняв, что масса странного кварка равна

$$m_s = m_u + (m_\Lambda - m_p), \quad (5)$$

где m_Λ и m_p — массы Λ -частицы и протона. (Это так называемая модель нарушенной $SU(6)$ -симметрии. В этой модели 6 объектов: u -, d - и странные кварки с двумя значениями проекции спина. Симметрия нарушена, поскольку странный кварк отличается по массе от u - и d -кварков.) Изоспин Λ -частицы равен нулю, так что полный спин u - и d -кварков должен быть равен нулю при условии их симметрии по спину и изоспину. Следовательно, магнитный момент Λ -частицы должен быть таким же, как и у странного кварка:

$$\mu_\Lambda = -1/3 m_n/m_s = -0,61.$$

Измерения [7], выполненные после такого вычисления, в точности воспроизвели предсказанный результат. Это было большим успехом кварковой модели.

Но несмотря на такой большой успех, оказалось трудным объяснить приведенные выше результаты для нуклона. Ранее аномальные магнитные моменты протона и нейтрона, казалось бы, удовлетворительно описывались моделью векторной доминантности [8], в которой

учитывалась связь фотона со смесью векторных мезонов ρ и ω в основном состоянии нуклона. Основное предположение модели векторной доминантности состоит в том, что связь с γ -квантами в электророжении ρ - и ω -мезонов такая же, как и связь, возникающая при вычислении магнитного момента, т. е. она одинакова как при времениподобных, так и при малых пространственноподобных передачах импульса. Выполненные на основе такого предположения вычисления в рамках модели векторной доминантности дают магнитные моменты протона и нейтрона, совпадающие в пределах ошибок с последними экспериментальными данными. Неудивительно, что модель векторной доминантности была признана успешной. Поскольку векторные мезоны связываются с нуклоном пионными взаимодействиями, их можно включить в мезонное облако.

Теперь у нас два разных способа описания нуклонных магнитных моментов: один — на основе представления о кварках, а другой — с учетом связи через векторные мезоны. Подобное положение нередко означает, что эти способы описания отражают разные стороны одной, более адекватной теории. Но, по-видимому, здесь не тот случай. В модели, основанной на $SU(6)$ -симметрии, весь магнитный момент приписывается трехкварковой части нуклонной волновой функции, тогда как в модели векторной доминантности он связан с смесью векторных мезонов. Векторные мезоны — это кварк-антикварковые пары. Таким образом, при разложении нуклонной волновой функции по состояниям в пространстве Фока

$$| \text{нуклон} \rangle = \sqrt{Z_2} | 3q \rangle + b | 4q 1\bar{q} \rangle + \dots$$

из $SU(6)$ -модели, по-видимому, следует, что магнитный момент связан с первым членом (в котором Z_2 берется равным ~ 1); в модели же векторной доминантности момент связывается, по-видимому, со вторым членом.

Двухкомпонентные моменты? Результаты измерений моментов частиц E^0 и E^- [9] вызывают некоторые сомнения в том, что картина действительно может быть такой простой, как предсказывается $SU(6)$ -моделью. Интересно рассмотреть момент частицы E^- , эксперименталь-

ное значение которого равно $-0,69 \pm 0,04$. Эта частица составлена из двух s -кварков и одного d -кварка, так что, согласно формуле (4), ее магнитный момент равен $\mu_s - 1/3(\mu_d - \mu_s)$. Величина μ_s определяется моментом Λ -частицы, а потому магнитный момент Ξ -частицы равен $-0,69 \pm 0,04 = -0,61 - 1/3(\mu_d - \mu_s)$. Поскольку же μ_d и μ_s отрицательны, это равенство может выполняться лишь при условии $|\mu_d| < |\mu_s|$, которое противоречит упрощенной кварковой модели. Однако более тщательный анализ, проведенный нами [11], показывает, что нуклонные моменты в равной степени связаны как с составляющими кварками, так и с мезонным облаком. Остановимся на этом несколько подробнее.

Г. Липкин [10] из Института Вейцманна образовал из барионных моментов две очень удобные «расчетные функции»:

$$R(p, \Sigma^+, \Xi) = \frac{\mu_p - \mu_{\Sigma^+}}{-1/3(\mu_{\Xi^0} - \mu_{\Xi^-})} = 2,7 \pm 0,8$$

$$R(\Xi, \Lambda) = \frac{\mu_{\Xi^+} - \mu_{\Xi^-}}{3\mu_{\Lambda}} = 1,05 \pm 0,04.$$

Величина $R(p, \Sigma^+, \Xi)$ должна обращаться в нуль в пределе при $m_s = m_u$. Действительно, согласно формуле (4), $8/9$ момента протона связаны с u -кварками и более чем $8/9$ момента частицы Σ^+ тоже связаны с u -кварками. Поскольку u -кварки дают одинаковый вклад в моменты протона и частицы Σ^+ , вызывает удивление, что функция $R(p, \Sigma^+, \Xi)$ столь велика. (Знаменатель служит в основном для нормировки.) Действительно, в рамках нарушенной $SU(6)$ -симметрии модель с составляющими кварками [формулы (4) и (5)] дает $R_{\text{теор}}(p, \Sigma^+, \Xi) = 0,34 \pm 0,05$.

Теоретическое значение величины $R(\Xi, \Lambda)$ равно 1,06. Таким образом, согласие между теорией и экспериментом для этой величины великолепное, но для $R(p, \Sigma^+, \Xi)$ очень плохое. Большое экспериментальное значение величины $R(p, \Sigma^+, \Xi)$ свидетельствует о том, что в протоне и в Σ^+ -частице u -кварки по-разному участвуют в образовании момента. Согласие между теорией и экспериментом для $R(\Xi, \Lambda)$ говорит нам о том, что поведение странного кварка описывается аддитивной кварковой моделью.

Эти выводы можно объяснить, если часть магнитного момента создается мезонным облаком [11]. Пион связан только с u - и d -кварками. Поскольку же K -мезон намного тяжелее пиона, каонное облако, которое связывается со странными кварками, дает малый вклад. Следовательно, поведение странных кварков должно описываться аддитивной кварковой моделью. Барions должны различаться своими связями с пионным облаком. В нуклоне имеются три нестранных кварка, которые сильнее связаны с пионным облаком, чем два нестранных кварка в Σ^+ -частице. В том и другом случае имеется одночастичная связь, но в случае нуклона добавляются еще двухчастичные связи; эти двухчастичные связи отсутствуют во всех странных барионах в силу правила отбора. Стало быть, при переходе от нуклона к странным барионам можно говорить об уменьшении вклада пионного облака. Предположив [11], что 50% нуклонного магнитного момента обязано своим существованием мезонному облаку, получим $R(p, \Sigma^+, \Xi) = 2,72$, что хорошо согласуется с экспериментальными данными. Наша оценка относительных вкладов мезонного облака и кварков может измениться после проведения более точных экспериментов, но уже сейчас ясно, что эти вклады сравнимы. Таким образом, хорошее согласие с экспериментом, найденное по отдельности для модели векторной доминантности и кварковой модели, было, по-видимому, случайным.

МОДЕЛЬ МЕШКОВ MIT

В эксперименте, убедительно показавшем, что нуклоны состоят из кварков, кварки вели себя как свободные и безмассовые. Это был эксперимент по глубоко-неупругому рассеянию электронов при высоких энергиях (рис. 5). Возникает вопрос: откуда берутся массы кварков m_Q , которые фигурировали у нас выше?

Конечно, мы рассматривали только область низких энергий, а константы связей зависят от импульсов и при малых импульсах становятся больше, так что возможен некий механизм, посредством которого кварки приобретают массу. В этом отношении интересна модель мешков MIT (Массачусетского технологического института) [12], в которой u - и d -кварки почти безмассовые (если

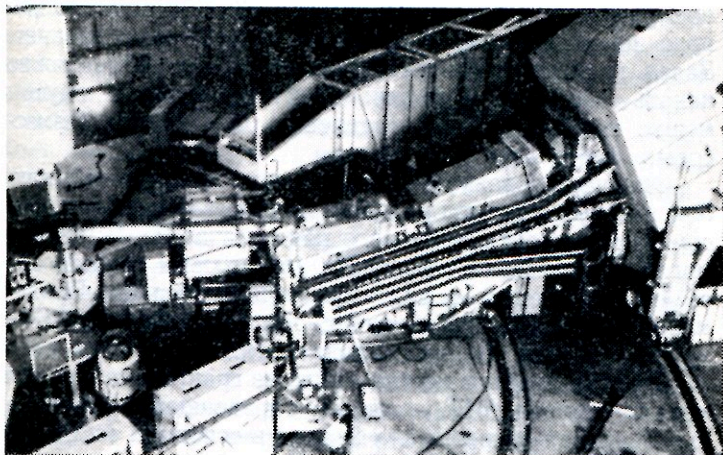


Рис. 5. Три спектрометра, направленные на одну мишень, в Станфордском центре линейных ускорителей (СЦЛУ), где в экспериментах по глубоконеупругому рассеянию электронов на нуклонах исследовалась структура нуклона. Каждый спектрометр состоит из отклоняющего и фокусирующего магнитов и следующего за ними детектора в бетонной защите. Большой цилиндр слева — бетонная защита, установленная над отклоняющим (на 90°) магнитом спектрометра, который позволяет определять импульсы до $1,6 \text{ ГэВ}/c$. В верхней части снимка — спектрометр на $20 \text{ ГэВ}/c$ с двукратным отклонением (в противоположных направлениях) на 10° . Справа — спектрометр на $8 \text{ ГэВ}/c$ с отклонением вверх на 30° . Последние два спектрометра — часть прежней установки, на которой проводились эксперименты, способствовавшие разработке партонной модели нуклона. (Фотография предоставлена СЦЛУ.)

пренебречь малыми массами u - и d -«токовых» кварков, равными нескольким мегаэлектронвольтам). Как мы увидим, начиная с почти безмассовых кварков, легче учесть требования киральной симметрии.

В модели мешков MIT постулируется, что кварки не вылетают из мешка, и это выражается в граничном условии для волновой функции на краю мешка, отвечающем радиусу R . Исходя из этого граничного условия, можно показать, что нормальная компонента векторного тока равна нулю при $r = R$. Таким образом, частицы не могут вырваться из мешка. Со временем та-

кое удержание по «определению» должно быть объяснено некоей адекватной теорией, которой пока что нет. Задав граничное условие модели мешков MIT, можно искать волновые функции кварков, которые внутри мешка подчинялись бы уравнению Дирака для безмассовых фермионов.

Физический вакуум — это страшно запутанный клубок цветных спагетти — калибровочных полей — с соусом из кварк-антикваркового конденсата. Чтобы кварки могли существовать локально, мы должны создать пузырьки, или мешок, а для этого нужна энергия. Принимается, что энергия пропорциональна объему: $\Delta E = \frac{4}{3}\pi R^3 B$, где B — «постоянная мешка».

Энергии кварков можно найти из граничного условия модели мешков MIT, которым определяются собственные значения энергии; для кварка в основном состоянии $l_{s1/2}$ имеем $E_Q = 2,04h_{2\pi}c/R$. Следовательно, энергия мешка с тремя кварками равна

$$E_{\text{меш}} = \frac{4}{3}\pi R^3 B + 3 \cdot 2,04h_{2\pi}c/R. \quad (6)$$

Сюда добавляют еще различные дополнительные члены, но в представленном здесь простом виде эта формула хорошо выражает суть модели. Параметр B выбирается так, чтобы в минимуме по R энергия мешка была равна экспериментальному значению массы нуклона $m_n c^2$. Как нетрудно сособразить, член с R^3 не дает мешку слишком сильно расширяться, а член с $1/R$ — это в сущности кинетическая энергия, которая не дает мешку захлопнуться. Такое разделение сохраняется и при более детальном анализе.

После того как параметр B выбран указанным выше способом, $E_{\text{меш}}$ оказывается очень слабо меняющейся функцией радиуса R вблизи минимума, так что важные значения могут иметь осцилляции относительно минимума; несколько групп теоретиков работает над тем, чтобы ввести их. Конечно, четкая поверхностная граница мешка (сфера на рис. 1) — наверняка грубое приближение, но такое приближение, как мы увидим, сильно упрощает учет связи мезонов с мешком.

Вычисления. Большое преимущество модели мешков MIT в том, что она позволяет проводить вычисления, так как граничное условие для мешка и минимизация

энергии приводят к определенному выбору кварковых волновых функций. Взяв волновые функции составляющих кварков равными волновым функциям кварков в мешке, легко учесть обмен глюоном так, как говорилось ранее. Но здесь есть одно существенное отличие. Коль скоро параметр B используется для того, чтобы минимум энергии находился при нужном значении, единственным параметром с размерностью энергии оказывается величина $\hbar_{2\pi}c/R_{\text{меш}}$, так что взаимодействия вида (2) должны быть пропорциональны величине $g^2/R_{\text{меш}}$, а не функции расстояния r_{12} . Тем не менее получается взаимодействие вида (3), где множитель C пропорционален цветовой константе связи как для составляющих кварков, так и для модели мешков. Таким образом, для спектроскопии мешка существенно лишь отношение $g^2/R_{\text{меш}}$, и можно аппроксимировать спектр, пользуясь как большими цветовой константой связи $\alpha_s (=g^2/4\pi\hbar_{2\pi}c)$ и радиусом $R_{\text{меш}}$, так и малыми.

В модели мешков тензорное и спин-орбитальное взаимодействия есть результат обмена глюоном. Большим преимуществом модели мешков является то, что могут быть автоматически включены спин-орбитальные вклады, обусловленные силами удержания, и что эти вклады компенсируют [4] большую часть нежелательного спин-орбитального взаимодействия, возникающего от обмена глюоном.

При вычислении барионных магнитных моментов [12] энергии кварков входят в знаменатели выражения для магнитной плотности точно так же, как массы покоя составных кварков входят в нерелятивистское выражение.

Таким образом, имеется определенное соответствие между энергиями релятивистских кварков в модели мешков и массами составляющих кварков в нерелятивистской теории.

Наши рассуждения неточны, как и наши нынешние представления, однако ясно, что из модели мешков следует некая картина нарушенной $SU(6)$ -симметрии, хотя и с некоторыми важными отличиями. На первый взгляд это кажется удивительным, так как нарушенная $SU(6)$ -симметрия первоначально ассоциировалась с нерелятивистскими массивными (составляющими) кварками.

Для описания в рамках $SU(6)$ -симметрии необходимо иметь шесть объектов. Два u - и два d -кварка, каждый с двумя проекциями спина, образуют $SU(4)$ -квартет, который не нарушен на рассматриваемом нами уровне, поскольку эти кварки считаются одинаковыми. Странный кварк включается в модель мешков с начальной массой, массой «токового кварка». Эта масса не дается формулой (5), она выбирается так, что, когда странный кварк замещает один из кварков в нуклоне и его масса добавляется к гамильтониану в уравнении Дирака, мы получаем правильную массу Λ -частицы. Из сказанного в предыдущем разделе мы видим, что коль скоро масса Λ -частицы получится правильной, не исключено, что будет правильно воспроизведен и магнитный момент. Действительно, можно легко вычислить расчетную функцию Липкина $R(\rho, \Sigma^+, \Xi)$ в модели мешков, и она оказывается равной 0,27, тогда как ранее говорилось, что в нарушенной $SU(6)$ -модели с составляющими кварками она равна 0,34. Таким образом, отношения магнитных моментов в модели мешков примерно такие же, как и в модели с нарушенной $SU(6)$ -симметрией.

Только в случае безмассовых объектов легко ввести киральную симметрию в квантовую хромодинамику. Поэтому модель мешков, в которой начинают с безмассовых u - и d -кварков, имеет большие преимущества, даже если бы в феноменологическом отношении она была не лучше упрощенной модели составляющих кварков. (Мы не говорим о том, хуже она или лучше в феноменологическом отношении; на данном этапе это зависит от мнения исследователя.)

КИРАЛЬНАЯ ИНВАРИАНТНОСТЬ И ПИОНЫ

Как говорилось, КХД-лагранжиан обладает киральной инвариантностью. Это значит, что если поле кварка ψ заменить полем $\exp(i\gamma_5\theta)\psi$, где θ — произвольная константа, то лагранжиан не изменится. Такой инвариантности не будет, если массы кварков (точнее, массы токовых кварков) не равны нулю. Действительно, известно, что, поскольку частицы π^\pm и π^0 не являются безмассовыми, даже массы u - и d -кварков в лагранжиане не равны нулю. Но можно предположить, что малые

массы токовых кварков в несколько мегаэлектронвольт— это остаточные эффекты взаимодействий, происходящих при более высоких энергиях, чем характерные для КХД-взаимодействия, и не существенны для физики высоких энергий. В самом деле, приняв, что симметрия является точной, мы можем воспроизвести многое из того, что рассматривалось как успех доказанных в 60-х годах теорем для мягких пионов. Далее мы будем рассуждать так, как если бы массы кварков и масса пиона были в точности равны нулю.

В той мере, в какой киральную инвариантность можно считать хорошей симметрией, аксиальный ток сохраняется:

$$\frac{\partial J_{\mu}^{(5)}}{\partial x_{\mu}} = 0. \quad (7)$$

Аксиальный ток участвует в слабом взаимодействии при β -распаде. Переход от векторного тока к аксиальному осуществляется путем вставки множителя γ_5 ; аксиальный ток обычно выражается через волновые функции фермионов $\psi(x)$:

$$J_{\mu}^{(5)}(x) = i\bar{\psi}(\tau/2)\gamma_5\gamma_{\mu}\psi(x). \quad (8)$$

Как обычно, заменив $\psi(x)$ функцией $\psi_q(x)$, его можно выразить через волновую функцию кварка.

Здесь мы сталкиваемся с некоторой трудностью. При граничном условии модели мешков нормальная составляющая аксиального тока никоим образом не равна нулю. Но на границе мешка этому току некуда идти, так как снаружи нет ничего, что могло бы переносить его. Очевидно, что ток не может сохраняться и равенство (7) не выполняется.

Эта трудность носит значительно более общий характер и не ограничивается рамками модели мешков. Когда безмассовый кварк отражается от границы и возникает стоячая волна, его киральность меняет знак. Но для того чтобы сохранялась киральность всей системы, что-то должно уносить киральность через физический вакуум. И это «что-то» должно быть бесцветным, так как оно должно распространяться вне области удержания. К. Каллан, Р. Дашен и Д. Гросс

[13] из Принстонского университета и Института повышения научной квалификации высказали предположение, что вне области удержания аксиальный ток переносят пионы.

В ранних киральных теориях, рассматривающих нуклоны и мезоны, было ясно, что в рамках определенной модели можно выразить аксиальный ток через поле пиона φ_π :

$$J_\mu^{(5)} = f_\pi D_\mu \varphi_\pi, \quad (9)$$

где D_μ — нелинейная производная $(1 + \varphi_\pi^2/f_\pi^2)^{-1} \partial/\partial x_\mu$, а f_π — константа слабого распада пиона.

Чтобы аксиальный ток не претерпевал разрыва на поверхности мешка, ток внутри мешка [формула (8)] должен переходить в ток вне мешка [формула (9)]. Можно воспользоваться аналогией с электродинамикой (приложение 1). Связь с пионами выбирается так, чтобы нормальная компонента тока $J_\mu^{(5)}$ была непрерывна при $|x| = R$. Вне мешка пион подчиняется обычному уравнению для свободного поля. При таких условиях можно найти решение для пионного поля, выраженное через кварковые волновые функции $\psi_q(x)$ в мешке.

Пионное давление. Константа слабого распада пиона f_π связана с константой сильного пион-нуклонного взаимодействия f (экспериментальное значение величины $f^2/4\pi$ равно приблизительно 0,08) простым соотношением Голдбергера — Треймана $f_\pi = g_A m_\pi / 2f$, где g_A — аксиальная константа связи. Пользуясь этим соотношением, справедливым в любой теории, обладающей киральной инвариантностью, можно показать [14], что пионное поле вне мешка, проквантованное должным образом, есть обычное пионное поле, которое следует из псевдоскалярной связи между нуклонами и пионами в старой теории Юкавы. Так как пионы существуют только вне мешка, мешок действует как протяженный источник пионного поля. Такая модель, где пион привлечен для восстановления киральной симметрии, называется киральной моделью мешков [14] или облачной моделью мешков [15]. В рамках данной модели теоретики выполнили много вычислений, главным образом касающихся пион-нуклонных взаимодействий.

Так как пионы связываются только с нестранными кварками, пионное облако сильнее связано с нуклоном, чем со странными барионами. Пионное облако оказывает давление — «пионное давление» — на внутреннюю область удержания, и, так как это давление на нуклон больше, чем на другие барионы, оно стремится сделать нуклон меньше остальных барионов. Вполне может быть, что нуклон очень мал — радиусом, равным доле ферми, тогда как каскадные частицы Ξ^- и Ξ^0 имеют размеры порядка 1 ферми.

Конечно, пион, который мы рассматриваем как поле, имеет кварк-антикварковую структуру подобно нуклону. Но для образования облака и вычисления взаимодействий между нуклонами, происходящих за счет обмена пионами, удобно считать пион полем. Это допустимо тогда, когда мы имеем дело с длинами волн, намного превышающими размеры кварк-антикварковой структуры пиона. Рассматривая же пион как поле, нетрудно реализовать киральную симметрию описанным выше способом, и этой реализацией задается связь нуклона с пионами.

Итак, пионное облако оказывается естественным следствием киральной симметрии, а пион необходим, чтобы уносить киральность от внутренней области. Мы возвращаемся к нашей первоначальной картине, в которой вся физическая протяженность нуклона связывается с кварковой сердцевиной и мезонным облаком. При вычислениях в модели мешков полный среднеквадратичный радиус оказывается независимым от точного радиуса, на котором облако смыкается с сердцевиной. Без мезонного облака получается слишком малый зарядовый радиус протона. Полный магнитный момент сердцевины и облака тоже не зависит от радиуса слияния облака с сердцевиной. Таким образом, размеры внутренней области следует определять из каких-либо других соображений.

Как мы отмечали раньше, модель с составными кварками дает 0,45 ферми для радиуса основного состояния нуклона и 0,5 ферми для возбужденного состояния. Такие же вычисления в рамках модели мешков [4] дают для возбужденных состояний с отрицательной четностью радиус мешка, равный 0,7 ферми, т. е. среднеквадратичный радиус, равный 0,4 ферми. Это несколько боль-

ше того, что получается в рамках феноменологической КХД: вычисления, основанные на анализе распада J/ψ в $N\bar{N}$ и на данных о нуклонных формфакторах при высоких энергиях, дают для радиуса нуклона $\sim 0,23$ ферми. Таким образом, наши оценки, возможно, несколько завышенные, но в представленных численных результатах довольно велики неопределенности.

МЕЖНУКЛОННЫЕ СИЛЫ

Представление о нуклоне как о малой сердцевине из кварков, окруженной мезонным облаком, устраняет концептуальные трудности, которые возникают, когда мы применяем модель больших мешков MIT к взаимодействиям в ядрах, и естественным образом приводит к старой и почтенной теории Юкавы с обменом мезонами. После того как мы связали пион с нуклонным мешком, нетрудно восстановить модель с обменом бозонами, так как мы можем выразить связь других бозонов через пионную связь. Притяжение промежуточного радиуса действия возникает из-за обмена двухпионными системами в относительном s -состоянии; ρ -мезон состоит из двух пионов в p -волне; ω -мезон является трехпионной системой. Как ρ -, так и ω -мезоны имеют $q\bar{q}$ -структуру на малых расстояниях.

На рис. 6 представлен график нуклон-нуклонных взаимодействий, важной особенностью которых является сильное отталкивание, обусловленное обменом ω -мезоном. Это отталкивание видно непосредственно в нуклон-нуклонном взаимодействии и обнаруживается во многих явлениях, в частности в спин-орбитальном взаимодействии, которое возникает, когда в релятивистском уравнении используют потенциалы, соответствующие обмену векторным мезоном. Потенциал, возникающий от обмена ω -мезоном, имеет вид

$$V_{\omega}(r_{12}) = (g_{\omega NN}^2/4\pi) m_{\omega} c^2 \frac{\exp(-m_{\omega} r_{12})}{m_{\omega} r_{12}},$$

где величина $g_{\omega NN}^2/4\pi$ равна 10—12 и $m_{\omega} c^2 = 783$ МэВ. Хотя такой потенциал взаимодействия резко убывает с увеличением r_{12} , при $r_{12} = 0,4$ ферми он равен 1 ГэВ и остается заметным при $r_{12} = 1$ ферми. Конечно, при

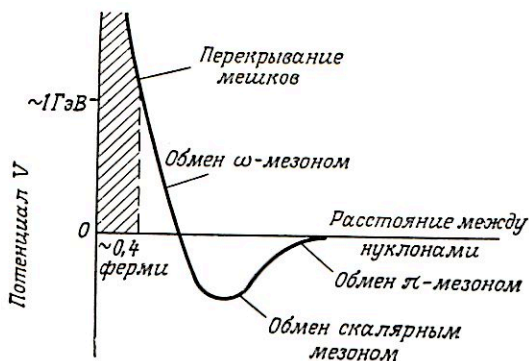


Рис. 6. Нуклон-нуклонное взаимодействие. Относительная сила взаимодействия ω -мезона, скалярного мезона и π -мезона с нуклоном такова: 11:5:0,08. Таким образом, мезонная связь становится сильнее с уменьшением расстояния.

вычислениях такого типа, как в модели мешков, потенциал ω -обмена резко обрывается, когда мешки перекрываются, но вклад ω -обмена в некоторой переходной области вблизи границ мешка остается и на малых расстояниях. Константа связи $g_{\omega NN}^2/4\pi$ столь велика, что даже малая оставшаяся часть потенциала ω -обмена играет более важную роль во внутренней области мешка, чем обмен глюоном, учитываемый по теории возмущений. Чтобы обмен глюоном можно было учитывать по теории возмущений, константа связи $g^2/4\pi\hbar^2c$ должна быть намного меньше единицы.

Именно благодаря своей большой силе ядерные взаимодействия малого радиуса действия имеют столь важное значение в ядерной физике, несмотря на то, что они гораздо быстрее убывают, нежели взаимодействия, возникающие за счет обмена глюоном.

Мешки в ядрах не движутся свободно и независимо друг от друга, так как их удерживает от сближения сильное взаимное отталкивание, возникающее из-за обмена векторными мезонами. Поэтому нельзя сказать, что если радиус мешка равен $R_{\text{меш}}$, а среднее расстояние между нуклонами в ядре равно r_0 , то вероятность перекрывания мешков равна $(R_{\text{меш}}/r_0)^3$. Из-за антикорреляции, обусловленной сильным отталкиванием между мешками, вероятность на самом деле будет меньше. Этим

отталкиванием между мешками, по-видимому, более чем каким-либо другим фактором объясняется то, что кварковая структура нуклона внешне имеет такое малое значение в ядерной физике и почему в ядерных процессах при низких энергиях не замечается более или менее четкого проявления этой кварковой структуры. Конечно, при переходе к более высоким энергиям или более высоким плотностям сердцевинные области нуклонов будут преодолевать отталкивающие барьеры. Но такой переход должен происходить постепенно и не должен приводить к резким физическим изменениям. В самом деле, в нашей конкретной модели [17] при соединении мешков друг с другом взаимодействие постепенно становится более отталкивающим из-за ослабления пионного притяжения между ними. По-видимому, именно обмен векторными мезонами, совершенно не допускающий с точки зрения КХД описания по теории возмущений, а также, возможно, не допускающая такого описания связь с пионами отличают в том смысле, в каком говорилось выше, ядерную физику от физики высоких энергий.

Точное поведение отталкивания между мешками, которое остается после их соприкосновения, еще нужно выяснить. Не есть ли оно, как полагают многие авторы, следствие обмена глюоном, допускающего описание по теории возмущений? Этот вопрос остается спорным.

Эффекты, связанные с кварковой структурой адронов, возможно, трудно будет обнаружить в ядерной физике низких энергий. Дело не только в том, что радиус кварковой сердцевины нуклона мал по сравнению со средним расстоянием между нуклонами в ядре ($r_{12} \approx 1,2$ ферми), но и в том, что взаимное отталкивание между сердцевинами, которое возникает из-за обмена векторными мезонами, удерживает их от сближения. Поэтому взаимодействие двух нуклонов хорошо описывается моделью с обменом бозонами, регуляризованной на малых расстояниях с учетом кварковой сердцевины.

Может показаться, что мы отвели кварковой структуре нуклона лишь второстепенную роль, и это действительно было так, когда речь шла о ядерных явлениях при низких энергиях. Однако модели, учитывающие структуру нуклона, дают некий естественный механизм для обрезания потенциала бозонного обмена на малых

расстояниях, а это важно, если мы хотим, чтобы взаимодействия были конечными. Когда нам будут ясны те стороны КХД, которые не допускают применения теории возмущений, знание структуры нуклона укажет нам требования, которым должны удовлетворять процессы бозонного обмена.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1.

АНАЛОГИЯ С ЭЛЕКТРОДИНАМИКОЙ

В квантовой хромодинамике (КХД) аксиальный ток, переносимый пионами, играет роль тока смещения \mathbf{D} в электродинамике. Исходя из закона Ампера с током смещения $\nabla \times \mathbf{H} = 4\pi \mathbf{j} + \dot{\mathbf{D}}$, взяв дивергенцию обеих частей и учитывая уравнение Пуассона, можно показать, что в электродинамике векторный ток сохраняется: $4\pi(\nabla \cdot \mathbf{j} + \partial \rho / \partial t) = 0$.

Чтобы получить закон сохранения аксиального тока в КХД, образуем $J_\mu^{(5)}$ во внутренней области из безмассовых кварков, а во внешней — с помощью пионного поля:

$$J_\mu^{(5)} = \begin{cases} i\bar{\psi}_q \frac{\tau}{2} \gamma_5 \gamma_\mu \psi_q(x) & \text{при } |x| < R_{\text{меш}}, \\ f_\pi D_\mu \varphi_\pi(x) & \text{при } |x| > R_{\text{меш}}. \end{cases}$$

ПРИЛОЖЕНИЕ 2.

СЛОВАРЬ СПЕЦИАЛЬНЫХ ТЕРМИНОВ

Асимптотическая свобода — положение неабелевой калибровочной теории, согласно которому взаимодействия становятся слабее на малых расстояниях или при больших импульсах.

Киральная симметрия — симметрия, связанная с безмассовыми фермионами (кварками).

Киральная $SU(2) \times SU(2)$ -симметрия — киральная симметрия, связанная с двумя ароматами безмассовых кварков; она выполняется для u - и d -кварков, если пренебречь их массами.

Масса составного кварка — эффективная масса, возникающая в нерелятивистских кварковых моделях.

Масса токового кварка — масса, фигурирующая в соотношениях алгебры токов и в лагранжиане КХД.

d-кварк — легкий кварк (немного тяжелее u-кварка) с изоспином, равным $1/2$, z-проекцией изоспина, равной $-1/2$, и зарядом, равным $-1/3e$. Этот кварк и u-кварк — основные составные части нуклона.

Голдстоуновская мода — проявление непрерывной симметрии, которое обнаруживается, когда вакуум не обладает той же непрерывной симметрией. Такую реализацию называют модой «спонтанно нарушенной» симметрии.

Спиральность — направление (левое или правое) вращения частицы относительно направления ее импульса.

«Малый» мешок — адронный мешок, теоретический радиус которого намного меньше типичного электромагнитного радиуса адрона, найденного экспериментально методом рассеяния электронов.

Квантовая хромодинамика (КХД) — неабелева калибровочная теория сильных взаимодействий, в которой основными составляющими являются цветные глюоны и кварки. Адроны — связанные состояния кварков; связывающая сила возникает за счет обмена глюонами.

Странный кварк — массивный кварк (хотя он еще считается легким в физике частиц) с изоспином, равным 0, зарядом, равным $-1/3e$, и странностью равной 1. Входит в состав гиперонов.

u-кварк — самый легкий кварк с изоспином, равным $1/2$, z-проекцией изоспина, равной $+1/2$, и зарядом, равным $+2/3e$.

Модель векторной доминантности — модель сильных взаимодействий, в которой предполагается, что векторные и аксиальные токи слабых и электромагнитных взаимодействий переносятся в основном векторными мезонами с соответствующими квантовыми числами. К векторным мезонам относятся ρ -, ω - и A_1 -мезоны.

Вигнеровская мода — проявление симметрии, которая остается ненарушенной в уравнении движения, когда вакуум тоже обладает такой симметрией. Состоит в наличии вырожденной мультиплетной структуры, часто встречающейся в атомной и ядерной физике.

Благодарности. Наша работа частично финансировалась министерством энергетики США по контракту DE—AC 02—76 ER 13001. Мы благодарны многим нашим коллегам, кто работал с нами над моделью «малого мешка», особенно Н. Балашу, Дж. Дурсо, Э. Наймен и В. Венто — за обсуждения, помощь и критику. Мы хотели бы поблагодарить также Дж. Ричард за обсуждение проблемы магнитных барионов.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Physics Today*, July 1982, p. 19.
2. *Isgur N., Karl G.*, *Phys. Lett.*, **72B**, 109(1977); *Phys. Rev.*, **D 18**, 4187 (1978).
3. *De Rújula A., Georgi H., Glashow S. L.*, *Phys. Rev.*, **D 12**, 147 (1975).
4. *Fiebig R., Schwesinger B.*, *Nucl. Phys.*, **A** в печати.
5. *Bég M. A. B., Lee B. W., Pais A.*, *Phys. Rev. Lett.*, **13**, 514 (1964).
6. *Lipkin H. J.*, *Phys. Rev. Lett.*, **41**, 1629 (1978).
7. *Schachinger L. et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **41**, 1438 (1978).
8. *Gell-Mann M., Zachariasen F.*, *Phys. Rev.*, **124**, 953 (1961); *Gell-Mann M.*, *Phys. Rev.*, **125**, 1067 (1962).
9. *Cox P. T., et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **46**, 877 (1981); *Rameika R. A.*, Rutgers University Thesis, 1981.
10. *Lipkin H. J.*, *Phys. Rev.*, **D 24**, 1437 (1981).
11. *Brown G. E. et al.*, *Phys. Lett.*, **97B**, 423 (1980); *Brown G. E.*, *Nucl. Phys.*, **A374**, 63c (1982).
12. *Chodos A. et al.*, *Phys. Rev.*, **D 10**, 2599 (1974); *DeGrand T. et al.*, *Phys. Rev.*, **D 12**, 2060 (1975).
13. *Callan C. G., Dashen R. F., Gross D. J.*, *Phys. Lett.*, **78B**, 307 (1978); *Chodos A., Thorn C. B.*, *Phys. Rev.*, **D 12**, 2733 (1975).
14. *Brown G. E., Rho M.*, *Phys. Lett.*, **82B**, 177 (1979); *Brown G. E., Rho M., Vento V.*, *Phys. Lett.*, **84B**, 383 (1979); *Phys. Rev.*, **D 22**, 2838 (1980); *Phys. Rev.*, **D 24**, 216 (1981).
15. *Miller G. A., et al.*, *Comments Nucl. Part. Phys.*, **A10**, 101 (1981); *Phys. Rev.*, **D 22**, 2838 (1980); **D 24**, 216 (1981).
16. *Brodsky S. J., Huang T., Lepage G. P.*, SLAC publication No. 2868 (1981).
17. *Vento V., Rho M., Brown G. E.*, *Phys. Lett.*, **103B**, 285 (1981); *Brown G. E.*, in: *Proc. IUCF Workshop*, 28—30 October, 1982, Bloomington.

Квантовая механика с большим N и классические пределы

Л. Яффе¹⁾

Перевод статьи: *Yaffe L. G.* — *Physics Today*, August 1983, p. 50

Увеличение числа степеней свободы удивительным образом упрощает исследование многих квантовых задач и зачастую позволяет вычислять физически наблюдаемые величины.

Чтобы физическая теория представляла какую-нибудь ценность, она должна количественно предсказывать наблюдаемые физические величины. Для такого практического приложения большинство теорий требует некоего приближенного подхода, который позволял бы проводить вычисления и проводить их с необходимой точностью. Отсутствие подобной приближенной схемы может серьезно затруднить исследование рассматриваемой задачи. Этим затруднялось, например, в свое время развитие квантовомеханической теории молекул и теории критических явлений. Физика сильных взаимодействий переживает подобный период сейчас.

Данная статья посвящена одной из приближенных схем, которую часто называют « $1/N$ -разложением». Метод $1/N$ -разложения основан на том, вообще говоря, удивительном факте, что при увеличении числа степеней свободы исследование рассматриваемой теории может упроститься (рис. 1). Если N — некая мера числа степеней свободы (размерность) теории, то теория может иметь обобщение на случай больших N , для которого в пределе при $N \rightarrow \infty$ можно найти точное решение. Когда такое решение найдено, можно вычислять наблюдаемые физические величины в исходной теории с конечным N , разлагая их в ряд по степеням $1/N$. Разложение по степеням $1/N$ оказывается пригодным для

¹⁾ Доцент кафедры физики Принстонского университета.
© 1983 American Institute of Physics

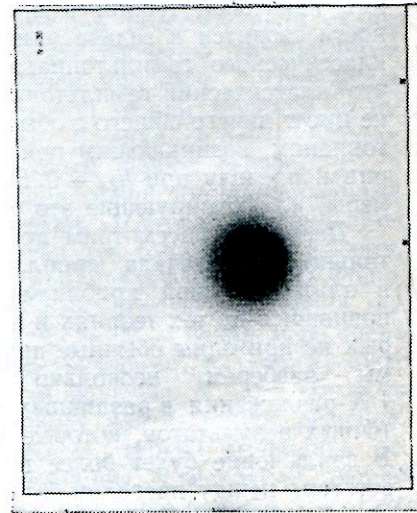
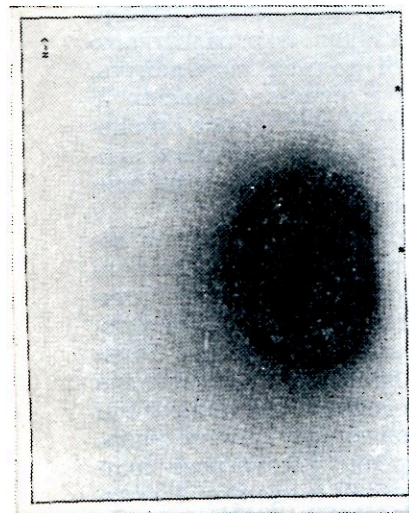
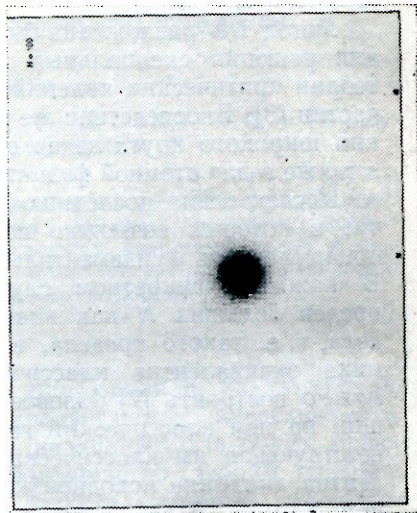
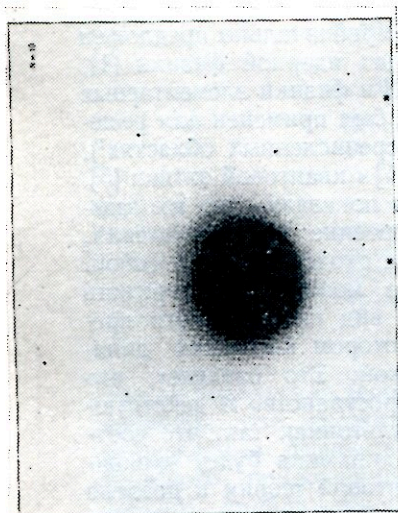
широкого класса теорий, в том числе и для многих таких, для которых не применимы обычные приближенные методы расчета.

Метод $1/N$ -разложения был первоначально предложен для решения специальных задач ядерной физики [1], теории критических явлений [2] и физики элементарных частиц [3]. Впоследствии же он был применен для решения широкого круга задач в перечисленных областях¹⁾, а также задач атомной физики [5] и квантовой оптики [6].

Исследования последних лет показали, что все задачи, в которых возможно построение $1/N$ -разложения, обнаруживают фундаментальное сходство между собой. В каждом конкретном случае можно рассматривать предел больших N как новый вид классического предела, т. е. такого предела, в котором квантовая динамика эквивалентна классической. Это означает, что можно построить [7] фазовое пространство и действующий на нем классический гамильтониан так, что соответствующая им классическая динамика будет эквивалентна динамике исходной квантовой теории в пределе при $N \rightarrow \infty$. В результате задача нахождения решения для квантовой теории в пределе бесконечной размерности сводится к задаче минимизации «эквивалентного» классического гамильтониана. Я должен подчеркнуть, что классический гамильтониан в пределе больших N не имеет ничего общего с обычным классическим гамильтонианом, возникающим при переходе в квантовой теории к пределу при $\hbar_{2\pi} \rightarrow 0$. Ниже будут приведены примеры, иллюстрирующие это различие.

Далее мы рассмотрим предел больших N более детально, но сначала проиллюстрируем необходимость в альтернативной приближенной схеме, кратко остановившись на тех теориях и моделях, для анализа которых не пригодны обычные приближенные методы. Затем мы разберем несколько примеров применения $1/N$ -разложения в различных моделях и представим ряд точных результатов, которые можно при этом получить. В заключение будет более подробно рассмотрено соответствие между пределом больших N в квантовой динамике и классической динамикой, которое будет проиллюстрировано теми же конкретными примерами.

¹⁾ Обзоры последних достижений можно найти в работе [4].



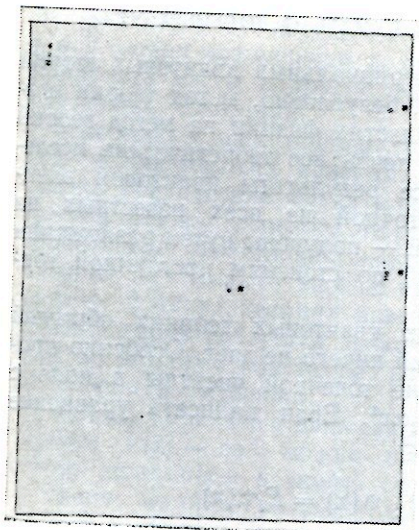
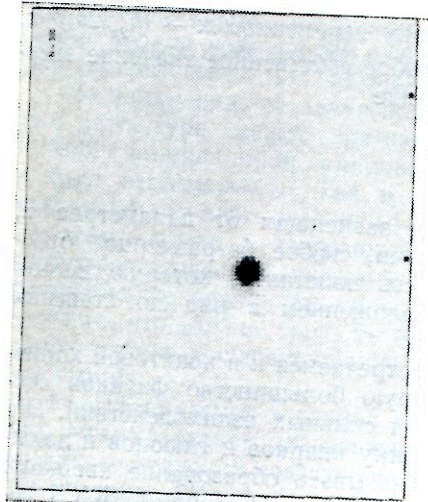


Рис. 1. Распределение вероятности для электрона в атоме гелия в N измерениях при шести разных значениях N . Плотность точек пропорциональна вероятности найти электрон в данном положении относительно ядра и других электронов. Два квадрата внизу на изображениях (синтезированных на ЭВМ) — это ядро атома гелия (слева) и фиксированный электрон (справа). В каждом измерении один электрон фиксирован на его среднеквадратичном расстоянии от ядра. При увеличении числа измерений распределение вероятностей сжимается в точку. Это происходит вследствие того, что предел при $N \rightarrow \infty$ есть на самом деле новый вид классического предела. При $N = \infty$ положение электронов можно рассчитывать, просто отыскивая минимум M соответствующего классического гамилтониана.

При исследовании нетривиальных квантовых теорий чаще всего применяется, безусловно, метод теории возмущений. Во многих областях физики на метод теории возмущений опираются почти все теоретические исследования. Например, все результаты квантовой электродинамики — самой точной из всех известных на сегодняшний день теорий — получены путем разложения в ряд теории возмущений по степеням постоянной тонкой структуры α .

Однако в некоторых квантовых теориях обычный метод теории возмущений ничего не дает. Особенно простой пример — движение точечной частицы в поле с потенциалом $V(x) = 1/2 \alpha x^4$. Если написать уравнение Шредингера ($\hbar_{2\pi} \equiv \hbar/2\pi$)

$$\left[- \left(\frac{\hbar_{2\pi}^2}{2m} \right) \nabla^2 + \frac{1}{2} \alpha x^4 \right] \psi(x) = E_i \psi(x)$$

и произвести в нем замену переменных $x \rightarrow (\hbar_{2\pi}^2/2m)^{1/4} \cdot x$, то, как легко видеть, любое собственное значение энергии E_i запишется в виде

$$E_i = \left(\frac{\alpha \hbar_{2\pi}^4}{m^2} \right)^{1/3} K_i,$$

где K_i — константа, не зависящая от параметров α , $\hbar_{2\pi}$ и m . Другими словами, любое безразмерное отношение энергий E_i/E_0 есть константа, которую нельзя вычислить никаким разложением в ряд по степеням начальных параметров.

С тем же самым мы встречаемся и в квантовой хромодинамике (КХД), которую большинство физиков считают адекватной теорией сильных взаимодействий. Эта теория описывает динамику кварков и глюонов и должна, по-видимому, предсказывать образование кварками синглетных по цвету связанных состояний. КХД содержит единственную безразмерную константу α_s , которая аналогична константе связи α в квантовой электродинамике. Но более тщательно исследуя преобразования подобия, можно показать [8], что безразмерные отношения физических величин, такие, как отношения масс различных связанных состояний, суть константы,

не зависящие от константы α_s . Поэтому разложения в ряд теории возмущений по степеням α_s не позволяют вычислять массы и другие физические характеристики связанных состояний.

Последний наш пример трудностей такого рода — теория критических явлений. Физики научились описывать критические флуктуации, возникающие при типичном фазовом переходе второго рода, пользуясь универсальными масштабно-инвариантными теориями поля, которые не содержат вообще никаких размерных параметров. В таких теориях поведение критических флуктуаций характеризуется набором критических индексов, но это тоже константы, которые нельзя вычислить по теории возмущений.

Правда, в задаче о движении частицы в поле с потенциалом $V(x) \sim \alpha x^4$ можно воспользоваться вариационным принципом и прямо сконструировать волновые функции, которые позволят вычислять с нужной точностью энергию основного состояния и другие величины. Следовательно, отсутствие систематического разложения теории возмущений здесь нельзя считать серьезным препятствием для разработки теории.

Но в большинстве квантовополевых теорий их сложная структура делает прямое построение достаточно точной вариационной аппроксимации основного состояния невозможным. Так в КХД, например, отсутствием какого-либо надежного и упрощающего приближенного метода исследований блокируется изучение низкоэнергетических явлений. В результате пока нет возможности сравнивать с экспериментальными данными то, что должно было бы быть главным предсказанием теории — существование и свойства связанных состояний.

Рассматриваемые в данной статье $1/N$ -разложения — это попытка взамен оказавшейся непригодной обычной теории возмущений создать «из ничего» новый параметр разложения. Обобщая теорию на случай переменного числа степеней свободы, вводят новый параметр — $1/N$. Если обобщенная таким образом теория имеет решение в пределе при $N \rightarrow \infty$, то систематическое разложение в ряд по степеням $1/N$ может оказаться очень хорошим приближением для исследования исходной теории с конечным N и для вычисления в ней наблюдае-

мых физических величин. Рассмотрим несколько квантовых моделей, в которых можно использовать такое приближение.

1. Движение частицы в поле с произвольным потенциалом $V(\mathbf{x})$. Естественное обобщение — движение частицы в поле со сферически-симметричным потенциалом $V(\mathbf{x})$ в N -мерном пространстве. Непосредственный анализ радиального уравнения Шредингера позволяет вычислить энергию основного состояния и другие величины в виде степенных рядов по $1/N$. Э. Виттен [11] подробно объяснил это в своей статье. Подобным же образом можно рассматривать и многочастичные системы с взаимодействием, инвариантным относительно вращений в N -мерном пространстве, и решать задачу в пределе при $N \rightarrow \infty$. В приложении к нашей статье приводятся некоторые результаты, полученные для гармонического осциллятора и атома гелия.

2. Квантовые теории скалярного поля. Эти так называемые $\lambda\phi^4$ -теории часто используются для описания взаимодействий бесспиновых частиц. Можно обобщить такую теорию, введя скалярное поле с N компонентами $\phi_i(x)$, взаимодействие которых инвариантно относительно вращений в N -мерном пространстве полей. [Группа таких вращений, обозначаемая символом $O(N)$, может служить примером группы Ли, т. е. непрерывной группы преобразований.] Квантованная теория скалярного поля с $N = 3$ описывает, например, критическое поведение в изотропном (гейзенберговском) ферромагнетике; с $N = 1$ — в неаксиальном (изинговском) ферромагнетике. Для точного решения этих моделей в пределе при $N \rightarrow \infty$ и построения разложений по $1/N$ можно пользоваться обычным методом функционального интегрирования и другими методами. Следовательно, путем разложения по степеням $1/N$ можно рассчитать критические индексы N -компонентных систем, инвариантных относительно преобразований группы $O(N)$. Это единственный из известных методов изучения критических явлений, применимость которого не зависит от размерности изучаемой системы. Результаты расчета некоторых критических индексов приводятся в приложении.

3. **Квантовые спиновые модели.** Такие модели описывают динамику одного или нескольких квантовых спинов. Каждый спин величиной S может находиться в $(2S + 1)$ независимых состояниях, а полное гильбертово пространство системы есть произведение всех $(2S + 1)$ -мерных пространств состояний каждого спина. На каждый спин можно действовать обычными спиновыми операторами, подчиняющимися известным перестановочным соотношениям, а гамильтониан представляет собой полиномиальную функцию всех различающихся спиновых операторов. Спиновую модель можно обобщить, рассматривая переменную величину спина S . Если положить $N = 2S$, то опять можно получить явное решение при $N \rightarrow \infty$. Аналогичный подход возможен при рассмотрении спиновых моделей, спины которых образуют представления произвольных групп Ли. Модели такого типа интенсивно исследовались в различных областях физики — от ядерной физики до квантовой оптики. Результаты для энергетического спектра спиновых систем в пределе больших N оказываются хорошим приближением к реальному спектру даже при весьма скромных числах N (приложение).

4. **Движение частицы по «многообразию» группы в случае потенциала, инвариантного на этом многообразии.** [Групповое многообразие — это искривленное пространство, каждой точке которого можно сопоставить элемент некоторой группы Ли. Например, многообразием группы $SU(2)$ является сфера в пространстве четырех измерений.] Теории, использующие в указанном смысле групповые многообразия, называются одноматричными моделями, поскольку положение частицы задается единственной матрицей в фундаментальном или ином представлении группы; например, в группе $SU(N)$ это унитарные матрицы $N \times N$. Обобщение матричных моделей достигается вариацией групповых многообразий таких групп, как $O(N)$, $SU(N)$ или $Sp(N)$. Так же как и в предыдущих случаях, наблюдаемые физические величины — такие, как энергии основного и возбужденных состояний, являются плавными функциями числа N и имеют конечный предел при $N \rightarrow \infty$; причем их асимптотики в этом пределе вычисляются в явном виде (приложение). В пределе при $N \rightarrow \infty$ матричные

модели имеют разнообразные свойства, такие, как наличие фазовых переходов, характерных для более сложных теорий, например решеточных калибровочных теорий.

5. Квантовая хромодинамика. Квантовая хромодинамика — это калибровочная $SU(3)$ -теория, в которой рассматриваются кварки, имеющие три «цветовые» степени свободы, и восемь глюонов; $SU(3)$ -калибровочная теория непосредственно обобщается до $SU(N)$ -калибровочной теории с N цветами и $N^2 - 1$ глюонами. Считается, что при $N \rightarrow \infty$ такая теория должна иметь определенный предел. В самом деле, качественные рассуждения показывают¹⁾, что при $N \rightarrow \infty$ такая теория должна предсказывать закономерности, удивительно близкие к тому, что наблюдается в нашем реальном мире. Например, в пределе при $N \rightarrow \infty$ теория предсказывает появление бесконечного числа узких резонансов, составленных только из валентных кварков; она предсказывает, что в амплитудах рассеяния доминирует одномезонный обмен, что выполняется правилом Цвейга (полуэмпирическое правило, которое объясняет сильное подавление адронных процессов, имеющих чисто глюонную промежуточную стадию). Но несмотря на большие успехи в разработке данной теории, еще не удалось найти точное решение в пределе при $N \rightarrow \infty$, а поэтому количественные предсказания пока отсутствуют.

Во всех рассмотренных примерах переход к пределу при $N \rightarrow \infty$ упрощает вычисления, сохраняя при этом наиболее важные моменты исходной теории. Стабильные связанные состояния гелия, интересные критические явления в ферромагнетиках и нетривиальный спектр мезонов — все это сохраняется при переходе к пределу больших N . Возникающие упрощения — основное преимущество данного метода. Количественная ценность $1/N$ -разложения при фиксированном конечном N зависит от деталей исходной теории. В простейших примерах точечной частицы во внешнем поле или квантовых спинов (приложение) уже первый член разложения часто обеспечивает приемлемую точность при физически интересных значениях N . При изучении же критических явле-

¹⁾ См., например, работу [10].

ний необходим переход к большим N (приложение) и для реальных систем, в которых $N \leq 3$, удается достичь только качественного согласия. Точность $1/N$ -разложения в квантовой хромодинамике на сегодняшний день совершенно не известна.

ПРЕДЕЛ ПРИ $N \rightarrow \infty$ КАК КЛАССИЧЕСКИЙ ПРЕДЕЛ

То обстоятельство, что для столь широкого класса моделей увеличение числа степеней свободы приводит к упрощению динамики, заставляет думать об общности структуры этих теорий. Так в действительности и есть: любой известный предел при $N \rightarrow \infty$ можно интерпретировать как частный случай классического предела. Исследуя предел при $N \rightarrow \infty$ можно действовать точно так же, как и при переходе $\hbar_{2\pi} \rightarrow 0$ в квантовой механике.

В этой связи рассмотрим движение точечной квантовомеханической частицы в пределе при $\hbar_{2\pi} \rightarrow 0$. Основные этапы такого анализа мы затем обобщим так, чтобы получить совершенно общие правила построения классического предела в любой квантовой теории. А потом применим эти правила к различным моделям и покажем, как в явной форме построить классическую динамику, отвечающую пределу при $N \rightarrow 0$ в исходной квантовой теории.

Классический предел любой квантовой теории — это такой предел, в котором исчезают все квантовые интерференционные эффекты. Чтобы продемонстрировать исчезновение интерференционных эффектов в конкретной теории, нужно суметь построить специальный базис «классических», или «когерентных», состояний $|z\rangle$ и показать, что любая когерентная комбинация этих состояний, такая, как $\alpha|z\rangle + \alpha'|z'\rangle$, в классическом пределе становится неотличимой от некогерентной комбинации, которой соответствует матрица плотности $|\alpha|^2|z\rangle\langle z| + |\alpha'|^2|z'\rangle\langle z'|$. Далее нужно суметь поставить в соответствие каждому из этих специальных состояний $|z\rangle$ ту или иную точку в классическом фазовом пространстве и, выбрав некоторый классический гамильтониан, показать, что исходная квантовая динамика становится эквивалентной классической динамике на этом фазовом пространстве.

Естественно, таким путем можно продемонстрировать и то, что обычный предел при $\hbar_{2\pi} \rightarrow 0$ в задаче о движении точечной частицы в поле с произвольным потенциалом есть классический предел. Очевидно, что нужно выбрать «классические» состояния, описывающие волновые пакеты, которые бы становились все более и более локализованными в пределе при $\hbar_{2\pi} \rightarrow 0$. Для этого удобнее всего взять хорошо известные гауссовы когерентные состояния $\{|p, q\rangle\}$, волновые функции которых имеют вид

$$\langle x | p, q \rangle = (\pi \hbar_{2\pi})^{-1/4} \exp \{ (1/\hbar_{2\pi}) [ipx - 1/2(x - q)^2] \}.$$

Здесь p и q — средний импульс и средняя координата когерентного состояния:

$$\langle p, q | \hat{p} | p, q \rangle = p,$$

$$\langle p, q | \hat{x} | p, q \rangle = q.$$

Подобная система когерентных состояний образует полный базис, так что любое состояние можно представить в виде линейной комбинации когерентных состояний. Но такой базис оказывается «сверхполным» в том смысле, что множество когерентных состояний не является счетным и состояния с различными p, q не взаимно ортогональны; иными словами, их волновые функции имеют отличный от нуля интеграл перекрытия.

Интеграл перекрытия двух разных когерентных состояний гауссов и экспоненциально убывает при $\hbar_{2\pi} \rightarrow 0$. Далее, матричный элемент любого «подходящего» оператора \hat{A} , взятый между различными когерентными состояниями, обращается в нуль в пределе при $\hbar_{2\pi} \rightarrow 0$, если под «подходящим» оператором понимать, например, любой полиномиальный по \hat{x} и \hat{p} оператор, не содержащий явной зависимости от $\hbar_{2\pi}$. Другими словами, отношение $\langle p, q | \hat{A} | p', q' \rangle / \langle p, q | p', q' \rangle$ имеет отличный от нуля предел при $\hbar_{2\pi} \rightarrow 0$.

Теперь можно с каждым состоянием $|p, q\rangle$ связать точку (p, q) обычного двумерного классического фазового пространства, так что матричные элементы опера-

тора \widehat{A} станут обычными функциями a на классическом фазовом пространстве:

$$a(p, q) = \lim_{\hbar \rightarrow 0} \langle p, q | \widehat{A} | p, q \rangle.$$

И наконец, можно показать, что матричные элементы произведения операторов факторизуются в пределе при $\hbar_{2\pi} \rightarrow 0$:

$$\lim_{\hbar \rightarrow 0} \langle p, q | \widehat{AB} | p, q \rangle = a(p, q) b(p, q),$$

и что коммутаторы квантовых операторов (деленные на $\hbar_{2\pi}$) становятся классическими скобками Пуассона (которые мы будем обозначать фигурными скобками, разделяя операторы запятой):

$$\begin{aligned} \lim_{\hbar \rightarrow 0} (i/\hbar_{2\pi}) \langle p, q | [\widehat{AB}] | p, q \rangle &= \\ &= \frac{\partial a(p, q)}{\partial p} \frac{\partial b(p, q)}{\partial q} - \frac{\partial a(p, q)}{\partial q} \frac{\partial b(p, q)}{\partial p} = \\ &= \{a(p, q), b(p, q)\}. \end{aligned}$$

Это означает, что квантовые уравнения движения $\partial \widehat{A} / \partial t = (i/\hbar_{2\pi}) [\widehat{H}, \widehat{A}]$ сводятся к классическим уравнениям Гамильтона $\partial a(p, q) / \partial t = \{h(p, q), a(p, q)\}$. Таким образом, указан способ вывести из исходной квантовой теории в пределе при $\hbar_{2\pi} \rightarrow 0$ обычную классическую механику.

Почти такой же подход возможен и при исследовании других классических пределов разнообразных квантовых моделей. В каждом конкретном случае нужно найти соответствующий набор обобщенных когерентных состояний и показать классический характер этих состояний в рассматриваемом пределе. Чтобы суметь построить удобные обобщения обычных гауссовых когерентных состояний, нужно иметь в виду, что эти состояния можно определить при помощи гейзенберговской группы, т. е. группы унитарных преобразований вида

$$U(p, q, \alpha) \equiv \exp\left(\frac{i\alpha}{\hbar_{2\pi}}\right) \exp\left(\frac{i p \widehat{x}}{\hbar_{2\pi}}\right) \exp\left(-\frac{i q \widehat{p}}{\hbar_{2\pi}}\right),$$

действующих на невырожденное основное состояние $|0\rangle$. Здесь величина α — фазовый параметр, необходимый для того, чтобы множество операторов U составляло группу.

Если выбрать волновую функцию основного состояния гауссовой:

$$\langle x | 0 \rangle = (\pi h_{2\pi})^{-1/4} \exp\left(-\frac{x^2}{2h_{2\pi}}\right),$$

то элементы гейзенберговской группы будут генерировать как раз те (с точностью до единого фазового множителя) когерентные состояния, о которых говорилось выше:

$$U(p, q, \alpha) | 0 \rangle = e^{i\alpha/h_{2\pi}} | p, q \rangle.$$

Тот факт, что гауссовы когерентные состояния образуют полный базис, можно рассматривать как следствие того, что гейзенберговская группа действует на гильбертово пространство частицы неприводимо. Это означает, что в гильбертовом пространстве нет нетривиального подпространства, инвариантного относительно действия любого преобразования из гейзенберговской группы, или (что эквивалентно) что единственный оператор, коммутирующий со всеми элементами группы, — единичный оператор. Из неприводимости сразу же следует соотношение полноты для когерентных состояний

$$\hat{I} = \left(\frac{1}{2\pi h_{2\pi}}\right) \int dp dq | p, q \rangle \langle p, q |.$$

Общие правила. На основании сказанного выше можно сформулировать следующие общие правила построения классической динамики для произвольной квантово-теоретической модели [7].

1. Нужно найти группу Ли G унитарных операторов, неприводимо действующих на гильбертовом пространстве рассматриваемой квантовой теории. Эту группу G мы будем называть группой когерентности. Элементы группы G можно представить в виде $\{\exp(it_\alpha \hat{\Lambda}_\alpha)\}$, где $\hat{\Lambda}_\alpha$ — операторы, множество которых $\{\hat{\Lambda}_\alpha\}$ образует базис алгебры Ли группы G . Другими словами, для

операторов $\hat{\Lambda}_\alpha$ выполняются перестановочные соотношения $i[\hat{\Lambda}_\alpha, \hat{\Lambda}_\beta] = c_{\alpha\beta} \hat{\Lambda}_\gamma$ с определенным набором «структурных констант» $\{c_{\alpha\beta}\}$, отражающим геометрические свойства рассматриваемой группы Ли. В случае гейзенберговской группы такой базис образуют операторы $\hat{x}/h_{2\pi}$, $\hat{p}/h_{2\pi}$, $\hat{1}/h_{2\pi}$.

2. Нужно построить набор когерентных состояний $\{|u\rangle\}$, действуя каждым из элементов группы когерентности на некоторое начальное состояние $|0\rangle$: $|u\rangle \equiv \hat{U}|0\rangle$, где \hat{U} — любой оператор группы G . Из неприводимости группы G автоматически следует, что система когерентных состояний образует полный базис.

3. Нужно показать, что в некотором пределе в рассматриваемой модели когерентные состояния становятся взаимно ортогональными. В частности, если некий параметр теории χ , такой, как $h_{2\pi}$ и $1/N$, стремится к нулю в рассматриваемом пределе, то интеграл перекрытия различных когерентных состояний должен экспоненциально убывать при $\chi \rightarrow 0$.

Этих трех пунктов действительно достаточно, чтобы показать, что предел при $\chi \rightarrow 0$ есть классический предел. Если определить «классический», или «подходящий», оператор \hat{A} так, чтобы его матричные элементы между когерентными состояниями $\langle u|\hat{A}|u'\rangle/\langle u|u'\rangle$ были отличны от нуля в пределе при $\chi \rightarrow 0$, то можно показать, что операторы $\{\chi\hat{A}_\alpha\}$ и любые полиномы по этим операторам, не зависящие явно от χ , — классические операторы. Измерения, проводимые при помощи набора операторов $\{\chi\hat{A}_\alpha\}$, позволяют различить неодинаковые когерентные состояния. Но то обстоятельство, что разные когерентные состояния становятся взаимно ортогональными в пределе при $\chi \rightarrow 0$, означает, что никакими измерениями с классическим оператором нельзя отличить суперпозицию различных когерентных состояний от смешанного состояния в пределе при $\chi \rightarrow 0$. Это и означает, что квантовые интерференционные эффекты для когерентных состояний исчезают в пределе при $\chi \rightarrow 0$.

Поставим теперь в соответствие каждому когерентному состоянию некоторую точку классического фазо-

вого пространства. Набор координат $\{\xi_x\}$ на фазовом пространстве образован средними значениями операторов $\{\chi \hat{\Lambda}_x\}$; другими словами координаты точки фазового пространства, соответствующей данному когерентному состоянию, определяются тождеством

$$\xi_x \equiv \lim_{\chi \rightarrow 0} \langle u | \chi \hat{\Lambda}_x | u \rangle.$$

(Можно также описывать фазовое пространство геометрически, не вводя явно координат. При таком описании вводится подпространство, которое называют «присоединенной орбитой» алгебры Ли группы G .) Поскольку координаты $\{\xi_x\}$ различны для разных когерентных состояний, средним значением любого «подходящего» оператора \hat{A} определяется обычная функция в классическом фазовом пространстве:

$$\lim_{\chi \rightarrow 0} \langle u | \hat{A} | u \rangle \equiv a(\xi).$$

В силу отсутствия квантовой интерференции в пределе при $\chi \rightarrow 0$ среднее значение произведения двух операторов факторизуется:

$$\lim_{\chi \rightarrow 0} \langle u | \hat{A}\hat{B} | u \rangle \equiv a(\xi) b(\xi).$$

Далее, можно исследовать поведение коммутаторов квантовых операторов (деленных на χ) и показать, что

$$\lim_{\chi \rightarrow 0} \frac{i}{\chi} \langle u | \hat{A}\hat{B} | u \rangle = \frac{\partial a(\xi)}{\partial \xi_x} \frac{\partial b(\xi)}{\partial \xi_y} c_{xy} \gamma_{\xi}^{\xi} \equiv \{a(\xi), b(\xi)\}. \quad (1)$$

(Здесь подразумевается суммирование по повторяющимся индексам.) Правую часть этого равенства можно определить как скобку Пуассона на классическом фазовом пространстве. Таким образом, вся необходимая информация о структуре классического фазового пространства содержится в данных о структуре группы когерентности!

Из уравнения (1) следует, что квантовые уравнения движения $\partial \hat{A} / \partial t = i[\hat{H}, \hat{A}]$ сводятся к классическим уравнениям Гамильтона $\partial a(\xi) / \partial t = \{h_{\text{кл}}(\xi), a(\xi)\}$, причем $h_{\text{кл}}$

есть классический гамильтониан, который определяется как

$$h_{\text{кл}}(\xi) \equiv \lim_{\chi \rightarrow 0} \chi \langle u | \hat{H} | u \rangle, \quad (2)$$

где $\chi \hat{H}$ — «подходящий» квантовый оператор.

Мы показали, что если для некоторой квантовой теории можно выполнить три пункта указанных выше общих правил, то у нее есть классический предел. Классическая динамика, основанная на классическом гамильтониане (2), позволяет вычислить любую физическую величину в пределе при $\chi \rightarrow 0$. Например, чтобы рассчитать низкоэнергетический спектр теории, заметим, что для энергии основного состояния справедлива формула

$$E_0 \approx (1/\chi) \varepsilon_0,$$

где ε_0 — минимум классического гамильтониана $h_{\text{кл}}(\xi)$.

Разлагая классические уравнения движения $\dot{\xi} = \{h_{\text{кл}}, \xi\}$ в окрестности этого минимума, получаем набор частот малых осцилляций $\{\omega_i\}$, которыми задается предел при $\chi \rightarrow 0$ низкоэнергетического спектра теории. Энергия любого низколежащего возбужденного состояния равна $\Delta E = \sum n_i \omega_i$, где $\{n_i\}$ — набор неотрицательных целых чисел.

НЕСКОЛЬКО ПРОСТЫХ ПРИМЕРОВ

Покажем, как пользоваться нашими правилами при построении классических пределов в некоторых теориях с большим N . Самый простой пример — движение одной частицы в поле с N -мерным центрально-симметричным потенциалом. Поскольку гамильтониан в этом случае инвариантен относительно вращений, можно рассматривать только сектор теории, инвариантный относительно вращений, т. е. сектор с нулевым орбитальным моментом. (Такие же рассуждения можно провести для любого подпространства, соответствующего некоторому фиксированному орбитальному моменту.) Потребуем, чтобы все операторы физических величин были инвариантны относительно вращений. Чтобы построить удобный набор когерентных состояний, необходимо

прежде всего найти подходящую группу когерентности, действующую неприводимо. Самый простой вариант — группа, генерируемая операторами $\mathbf{x} \cdot \mathbf{x}$ и $(\mathbf{x} \cdot \mathbf{p} + \mathbf{p} \cdot \mathbf{x})$; таким образом, наша группа G — это набор элементов

$$\widehat{U}(a, b) \equiv \exp \left\{ \left(\frac{i}{2} \right) [a\mathbf{x} \cdot \mathbf{x} + b(\mathbf{x} \cdot \mathbf{p} + \mathbf{p} \cdot \mathbf{x})] \right\}.$$

Ни один инвариантный относительно вращений оператор (кроме единичного) не коммутирует со всеми операторами \widehat{U} , а потому группа G действует неприводимо. Чтобы построить когерентные состояния, подействуем элементами группы на некоторое исходное состояние $|0\rangle$. Самый простой выбор для волновой функции исходного состояния — обычная гауссова волновая функция

$$\langle \mathbf{x} | 0 \rangle = C(z) \exp(-1/2 \mathbf{x} \cdot \mathbf{x}).$$

При таком выборе базовой волновой функции легко построить волновые функции когерентных состояний $|u\rangle \equiv U(a, b)|0\rangle$. Они тоже гауссовы:

$$\langle \mathbf{x} | u \rangle = C(z) \exp(-1/2 z\mathbf{x} \cdot \mathbf{x}),$$

где $z = e^{2b} - ia(e^{2b} - 1)/2b$, а $C(z)$ — нормировочный множитель. Интеграл перекрытия любых двух состояний имеет вид

$$\langle u_1 | u_2 \rangle = [(z_1^* + z_2)^2 / (z_1^* + z_1)(z_2^* + z_2)]^{-N/4}$$

и экспоненциально убывает при $N \rightarrow 0$, когда $z_1 \neq z_2$. Таким образом, если взять параметр χ , фигурирующий в общих правилах, равным $1/N$, то будут выполнены все требования к предельному переходу при $N \rightarrow 0$, позволяющие считать этот предел классическим.

Если ввести обозначения $\omega = 1/2 \operatorname{Re} z$ и $\nu = -\operatorname{Im} z$, то генераторы группы когерентности примут вид

$$(1/N) \langle u | \mathbf{x} \cdot \mathbf{x} | u \rangle = \omega,$$

$$(1/N) \langle u | \mathbf{x} \cdot \mathbf{p} + \mathbf{p} \cdot \mathbf{x} | u \rangle = 2\nu\omega.$$

Параметры ν и ω можно взять в качестве координат классического фазового пространства. Из определения скобки Пуассона в формуле (1) следует, что ν и ω — канонически сопряженные величины: $\{\nu, \omega\} = 2$. Если

квантовый гамильтониан имеет вид $\hat{H} = 1/2 \mathbf{p} \cdot \mathbf{p} + NV(\mathbf{x} \cdot \mathbf{x}/N)$, то классический гамильтониан дается выражением

$$h_{\text{кл}}(v, \omega) \equiv \lim_{N \rightarrow \infty} \langle u | \hat{H} | u \rangle = 1/2 v^2 \omega + 1/8 \omega^{-1} + V(\omega).$$

При больших N энергия основного состояния равна $E_0 = N\varepsilon_0$, где $\varepsilon_0 = h_{\text{кл}}(v_0, \omega_0)$ есть минимум классического гамильтониана. Малые флуктуации в окрестности этого минимума описываются дифференциальным уравнением $\ddot{\delta} = -\omega^2 \delta$, где $\delta = \omega - \omega_0$, а величина ω^2 пропорциональна кривизне классического гамильтониана в точке минимума. Частота ω отвечает пределу энергии низшего (инвариантного относительно вращений) возбужденного состояния при $N \rightarrow 0$.

Проведенный расчет низкоэнергетического спектра частицы, движущейся в поле с N -мерным потенциалом, инвариантным относительно вращений, показывает, как пользоваться методом когерентных состояний для доказательства классической природы предела при $N \rightarrow \infty$. Этот пример достаточно прост, так что можно было бы вычислить в пределе больших N , скажем, энергию основного состояния, непосредственно исследуя радиальное уравнение Шредингера. Главное преимущество метода когерентных состояний в той легкости, с которой его можно применять к анализу более сложных задач. В каждом конкретном случае легко построить по общим правилам набор когерентных состояний и убедиться, что эти состояния становятся взаимно ортогональными в пределе при $N \rightarrow \infty$. После этого отыскание «решения» теории в пределе при $N \rightarrow \infty$ сводится к простой задаче минимизации соответствующего классического гамильтониана при $N = \infty$.

Атом гелия. В качестве другого примера рассмотрим предел больших N для атома гелия, т. е. для движения двух частиц в поле с N -мерным кулоновским потенциалом. В этом случае группа когерентности генерируется набором операторов $(\mathbf{x}_i \cdot \mathbf{x}_j)$ и $(\mathbf{x}_i \cdot \mathbf{p}_j + \mathbf{p}_j \cdot \mathbf{x}_i)$, где $i, j = 1, 2$. При действии на обычную гауссову волновую функцию $\exp\{-1/2(\mathbf{x}_1^2 + \mathbf{x}_2^2)\}$ эта группа

генерирует простой набор гауссовых когерентных состояний

$$\langle \mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2 | u \rangle = C(z) \exp \left(-1/2 \sum_{i,j=1}^2 \mathbf{x}_i \cdot z_{ij} \mathbf{x}_j \right),$$

где z_{ij} — симметричная комплексная матрица 2×2 . Построенные когерентные состояния взаимно ортогональны в пределе при $N \rightarrow \infty$. Классический гамильтониан, соответствующий квантовому гамильтониану для атома гелия

$$\hat{H} = \frac{p_1^2}{2m} + \frac{p_2^2}{2m} - N^{3/2} \left(\frac{2e^2}{|\mathbf{r}_1|} + \frac{2e^2}{|\mathbf{r}_2|} - \frac{e^2}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|} \right),$$

оказывается таким:

$$h_{\text{кл}} = \left(\frac{\hbar^2 \pi}{2m} \right) \text{Sp} \left[v \omega v + \frac{1}{4} \omega^{-1} \right] - e^2 [2\omega_{11}^{-1/2} + 2\omega_{22}^{-1/2} - (\omega_{11} + \omega_{22} - 2\omega_{12})^{-1/2}].$$

Введенные выше параметры ω и v , выраженные через $\text{Re } z$ и $\text{Im } z$, — это в данном случае действительные симметричные матрицы 2×2 (канонически сопряженные координаты на классическом фазовом пространстве). Минимизация классического гамильтониана дает для первого члена $1/N$ -разложения энергии основного состояния результат, представленный в приложении (рис. 2).

Квантовые спины. Естественной группой когерентности для моделей квантовых спинов является группа, генерируемая всевозможными линейными комбинациями фундаментальных спиновых операторов. Другими словами, группа когерентности состоит из операторов независимых вращений каждого квантового спина. При действии на исходное состояние, в котором проекции всех спинов максимальны (состояние с «максимальным весовым вектором»), группа генерирует набор когерентных состояний, в которых каждый из спинов произвольно ориентирован. В пределе при $N \rightarrow 0$ различные когерентные состояния становятся взаимно ортогональными и система квантовых спинов сводится к системе классических спинов. В случае одного $SU(2)$ -квантового

спина классическое фазовое пространство есть просто двумерная сфера, а оператор квантового спина \widehat{S} — это умноженный на $N/2$ трехкомпонентный единичный вектор s , описывающий классический спин:

$$\langle u | \widehat{S} | u \rangle \approx (N/2) s.$$

Результаты для предела больших N представлены на рис. 4 (в приложении).

Частица на групповом многообразии. Единственное существенное отличие калибровочных матричных моделей от моделей, рассмотренных в предыдущих примерах, состоит в том, что их группы когерентности и классические фазовые пространства гораздо сложнее. Даже в случае одноматричной модели, такой, как движение частицы на групповом многообразии $U(N)$ (или, что эквивалентно, в случае калибровочной теории, определенной на квадратной решетке), группа когерентности оказывается бесконечномерной. Если базисными операторами служат матрица \widehat{V} и сопряженный момент \widehat{E} , то соответствующую группу когерентности можно генерировать набором операторов $\text{Sp}(\widehat{V}^k)$ и $\text{Sp}(\widehat{E}\widehat{V}^k + \widehat{V}^k\widehat{E})$ при целых k . Можно в явном виде построить когерентные состояния, генерируемые группой при действии на простое исходное состояние, определенное соотношением $\widehat{E}|0\rangle = 0$, и получить соответствующее бесконечномерное классическое фазовое пространство. В этом случае удобные координаты таковы: плотность $\omega(\theta)$ собственных значений матрицы \widehat{V} и сопряженная ей величина $v(\theta)$. Классический гамильтониан, соответствующий квантовому гамильтониану, приведенному в приложении, имеет вид

$$h_{\text{кл}} = \int_{-\pi}^{\pi} d\theta \omega(\theta) \left[\lambda (v'(\theta))^2 + \left(\frac{\pi^2}{3} \right) \lambda (\omega(\theta))^2 - \right. \\ \left. - \frac{2}{\lambda} \cos \theta - \frac{\lambda}{12} \right].$$

Минимизация этого гамильтониана с учетом условия

$\int d\theta \omega(\theta) = 1$ приводит к результатам, представленным на рис. 5.

И наконец, в случае калибровочных теорий требование, чтобы группа когерентности действовала неприводимо, дает группу, генерируемую набором операторов $\text{Sp}(\widehat{V}_{xx})$ и $\text{Sp}[\widehat{E}(x)\widehat{V}_{xx} + \widehat{V}_{xx}\widehat{E}(x)]$. Здесь оператор \widehat{V}_{xy} , определенный как

$$\exp \left\{ \int_{\Gamma_{xy}} \widehat{A} dx \right\},$$

есть экспоненциальная функция интеграла от калибровочного поля \widehat{A} , взятого по произвольному пути Γ_{xy} , соединяющему точки x и y , а генераторам группы когерентности соответствуют всевозможные замкнутые контуры Γ_{xx} . Нужно ли говорить, что такая группа когерентности генерирует очень сложный набор когерентных состояний. Несмотря на это, можно показать [7], что предел при $N \rightarrow \infty$ для этих состояний является классическим пределом.

К сожалению, еще не удалось провести в явном виде минимизацию возникающего классического гамильтониана. Следовательно, несмотря на то, что квантовая теория свелась в пределе при $N \rightarrow \infty$ к классической теории, количественных предсказаний пока нет. Сейчас данная проблема активно исследуется, и, вероятно, скоро мы будем свидетелями дальнейшего прогресса.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Частица во внешнем поле

Ниже приводятся результаты, которые показывают поведение в пределе больших N энергии основного состояния N -мерного осциллятора с потенциалом $V \sim x^4$ и атома гелия [5]. Численное значение для ответа берется при $N = 3$ и представляется в виде произведения точного ответа, полученного путем численных расчетов, на ряд, который должен сходиться к 1. На рис. 2 и 3 приведены частичные суммы этих рядов как функции числа N . Выражение для энергии основного состояния атома гелия представлено в виде разложения по степе-

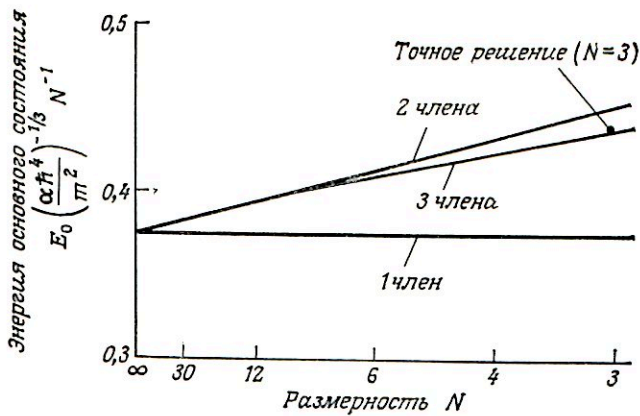


Рис. 2.

ням $1/(N - 1)$, а не $1/N$, поскольку оно расходится в пределе при $N \rightarrow 1$ и величина $1/(N - 1)$ должна быть более подходящим параметром разложения.

Осциллятор (рис. 2)

Гамильтониан

$$H = \frac{(p \cdot p)}{2m} + \frac{\alpha}{2N} (x \cdot x)^2.$$

Энергия основного состояния

$$\begin{aligned} E_0 &= (\alpha h_{2\pi}^4 / m^2)^{1/3} \{ 3/8 N + (\sqrt{3/2} - 1) - \\ &- (1/N) (\sqrt{2/3} - 25/36) + O(1/N^2) \} = \\ &= (\alpha h_{2\pi}^4 / m^2)^{1/3} \{ 0,375N + 0,2247 - 0,1221 (1/N) \} \times \\ &\times [1 + O(1/N^3)] \xrightarrow[N=3]{} (\alpha h_{2\pi}^4 / m^2)^{1/3} (1,3173...) \{ 0,8540 + \\ &+ 0,1706 - 0,0309 + \dots \} = \\ &= 0,9937 E_0^{\text{точн}} [1 + O(1/N^3)]. \end{aligned}$$

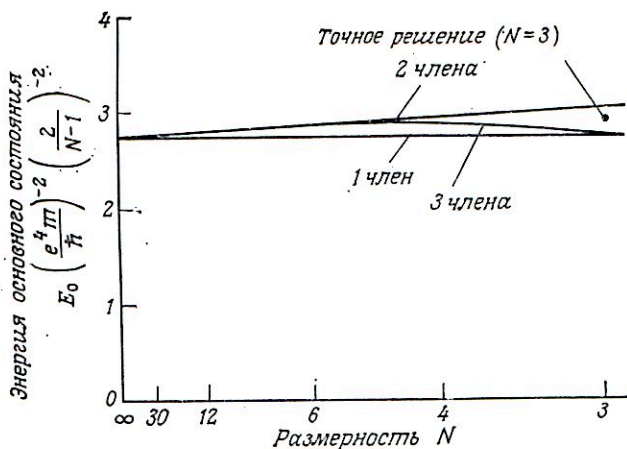


Рис. 3.

Атом гелия (рис. 3)
Гамильтониан

$$H = \frac{(p_1 \cdot p_1)}{2m} + \frac{(p_2 \cdot p_2)}{2m} - \frac{2e^2}{|r_1|} - \frac{2e^2}{|r_2|} + \frac{e^2}{|r_1 - r_2|}.$$

Энергия основного состояния

$$E_0 = (e^4 m / h_{2\pi}^2) \{ 2,7337 [2/(N-1)]^2 + 0,2911 [2/(N-1)]^3 - 0,2744 [2/(N-1)]^4 \} \{ 1 + O[1/(N-1)]^3 \} \xrightarrow{N=3} \\ \rightarrow - (e^4 m / h_{2\pi}^2) (2,9037 \dots) \{ 0,9428 + 0,1003 - 0,0945 + \dots \} = 0,9486 E_0^{\text{точн}} (1 + O[1/(N-1)]^3).$$

N -компонентные критические явления

Ниже приводятся выражения для некоторых критических индексов в пределе больших N в пространстве трех измерений. Критические индексы характеризуют поведение корреляционной функции $G(x)$ вблизи критической температуры $T_{кр}$. На рис. 4 показано типичное поведение корреляционной функции. Предельные значения критических индексов легко найти из представ-

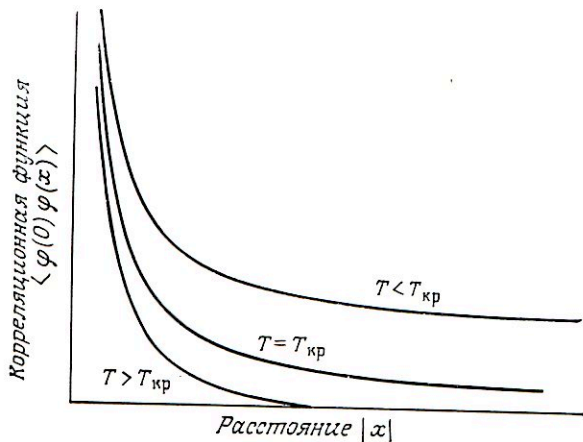


Рис. 4.

ленного предела $G(x)$ при $N \rightarrow \infty$ Уравнением для энергетической щели определяется физическая масса m . Критическая точка — это по определению точка, в которой $m^2 = 0$. Можно систематически рассчитать и поправки к предельным значениям критических индексов [4]. При $N = 3$ учет первых двух членов разложений приводит к значениям критических индексов $\nu = 0,64$, $\gamma = 1,2$, $\eta = 0,068$, тогда как экспериментальные значения таковы: $\nu = 0,71$, $\gamma = 1,4$, $\eta = 0,04$.

Гамильтониан

$$H \equiv \int d^{d-1} x^{1/2} \{ [\pi(x)]^2 + [\nabla \varphi(x)]^2 + \mu^2 [\varphi(x)]^2 + (\lambda/2N) [\varphi(x) \cdot \varphi(x)]^2 \}.$$

Корреляционная функция

$$G(x) \equiv (1/N) \langle \varphi(0) \cdot \varphi(x) \rangle,$$

$$\lim_{N \rightarrow \infty} G(x) = \int \frac{d^d k}{(2\pi)^d} \frac{e^{ikx}}{(k^2 + m^2)}.$$

Уравнение для энергетической щели

$$m^2 = \mu^2 + \lambda G(0),$$

$$T - T_{кр} \sim m^2.$$

Физические величины	Определение	Критическое поведение	Индексы ($d=3$)
Критическая корреляция	$G(x)$	$G(x) \sim x^{-(d-2+\gamma)}$ $T=T_{кр}$	$\gamma = \frac{1}{3} \frac{8}{\pi^2 N} - \left(\frac{2}{3}\right)^2 \left(\frac{8}{\pi^2 N}\right)^2 + O\left(\frac{1}{N^3}\right)$
Радиус корреляции	$\xi \equiv \lim_{x \rightarrow \infty} (-G(x)/x)^{-1}$	$\xi \sim (T-T_{кр})^{-\nu}$ $T \geq T_{кр}$	$\nu = 1 - \frac{4}{3} \frac{8}{\pi^2 N} + O\left(\frac{1}{N^2}\right)$
Восприимчивость	$\chi \equiv \int d^d x G(x)$	$\chi \sim (T-T_{кр})^{-\gamma}$ $T \geq T_{кр}$	$\gamma = 2 - 3 \frac{8}{\pi^2 N} + O\left(\frac{1}{N^2}\right)$

Система квантовых спинов в пределе больших N

Ниже приводятся результаты, показывающие поведение теории одного квантового спина в пределе больших N . Эта теория основана на гамильтониане Липкина — Мешкова — Глика

$$H = \frac{1}{2} \varepsilon \left(\sum_{p, \sigma} \sigma a_{p, \sigma}^+ a_{p, \sigma} + (r/N) \sum_{p, p', \sigma} a_{p, \sigma}^+ a_{p', \sigma}^+ a_{p', -\sigma} a_{p, -\sigma} \right),$$

который описывает N нуклонов, распределенных по двум N -кратно вырожденным уровням. Индекс σ принимает значения ± 1 (верхний и нижний уровни); целочисленный индекс p пробегает значения от 1 до N . На рис. 5 показано поведение энергии основного состояния и энергии возбуждения для первого возбужденного состояния как функций числа нуклонов N и константы связи r . Как нетрудно видеть, зависимость от константы связи сильно возрастает при увеличении N и в пределе

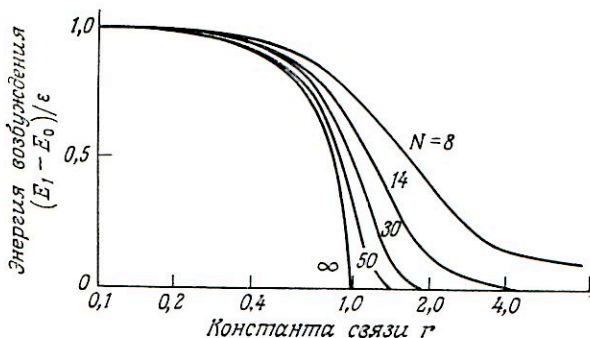


Рис. 5.

при $N \rightarrow \infty$ приводит к неаналитичности в точке $r = 1$ (численные значения величин и график взяты из статьи [1]).

Гамильтониан

$$H = \varepsilon \left[\hat{S}_z + (r/N) (\hat{S}_x^2 - \hat{S}_y^2) \right],$$

$$\hat{S}^2 = \frac{N}{2} \left(\frac{N}{2} + 1 \right).$$

Энергия возбуждения

$$\lim_{N \rightarrow \infty} (E_1 - E_0)/\varepsilon = \begin{cases} (1 - r^2)^{1/2} & \text{при } |r| < 1, \\ 0 & \text{при } |r| > 1. \end{cases}$$

Энергия основного состояния

$$\lim_{N \rightarrow \infty} \frac{E_0}{\left(\frac{1}{2} \varepsilon N \right)} = \min_{\{\theta, \varphi\}} \left[\cos \theta + \frac{1}{2} r \sin^2 \theta \cos 2\varphi \right] =$$

$$= \begin{cases} -1 & \text{при } |r| < 1, \\ -\frac{1}{2} \left| r + \frac{1}{r} \right| & \text{при } |r| > 1. \end{cases}$$

	$N = \infty$	$N = 30$	$N = 8$	$N = 2$
$r = 0,0$	1,00	1,000	1,000	1,000
$r = 0,4$	1,00	1,003	1,009	1,020
$r = 1,0$	1,00	1,021	1,058	1,118
$r = 2,0$	1,25	1,236	1,258	1,414
$r = 5,0$	2,60	2,537	2,390	2,693
$r = \infty$	0,5r	0,487r	0,451r	0,5r

Частица на групповом многообразии

$U(N)$ -матричная модель. Ниже приводятся результаты для случая частицы, движущейся на многообразии группы $U(N)$, при больших значениях размерности N . Матрица V в гамильтониане — унитарная матрица $N \times N$, описывающая координаты частицы на многообразии группы $U(N)$, а E — матрица $N \times N$ соответствующей сопряженной величины. Остальные формулы дают энергию основного состояния E_0/N^2 и массовую щель ($E_1 - E_0$) в пределе при $N \rightarrow \infty$. Функции $E(k)$ и $K(k)$ — полные эллиптические интегралы; последней формулой определяется параметр k . $U(N)$ -матричную модель можно считать исключительной в том смысле, что она допускает точное решение при конечных N [9]. Энергия основного состояния (деленная на N^2) — очень слабая функция числа N : при любых λ и $N \geq 2$ она отличается от асимптотического значения при $N \rightarrow \infty$ не более чем на 2%. На рис. 6 представлена зависимость массовой щели ($E_1 - E_0$) от λ при $N = 2, 4, 10$ и ∞ . Как и в модели квантового спина (рис. 3), переход от условий слабой связи к условиям сильной связи становится с увеличением N все более резким и при $N = \infty$ возникает фазовый переход в точке $\lambda = \lambda_{кр}$.

Гамильтониан

$$H \equiv \text{Sp} \left[\frac{\lambda}{N} E^2 + \frac{N}{\lambda} (2 - V - V^+) \right],$$

$$V \in U(N), \quad \lambda_{кр} = \frac{8}{\pi}.$$

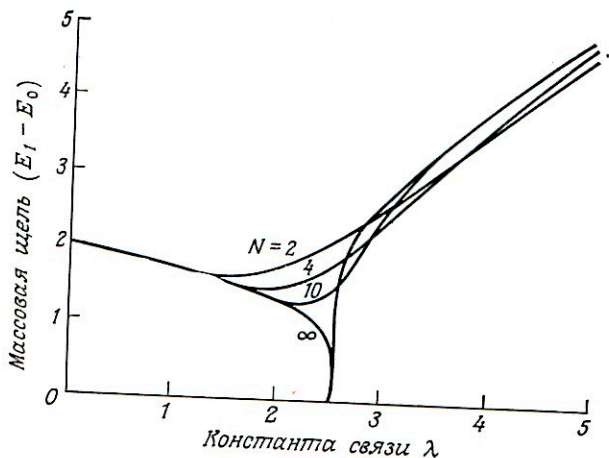


Рис. 6.

Энергия основного состояния

$$\lim_{N \rightarrow \infty} \frac{E_0}{N^2} = -\frac{\lambda}{12} + \frac{1}{\lambda} \frac{2}{3k^2} \left[(1 + 4k^2) - 2 \frac{\lambda}{\lambda_{кр}} \left(1 - \frac{1}{k^2} \right) \begin{cases} kK(k) & \text{при } \lambda \geq \lambda_{кр} \\ K(1/k) & \text{при } \lambda < \lambda_{кр} \end{cases} \right].$$

Массовая щель

$$\lim_{N \rightarrow \infty} (E_1 - E_0) = \begin{cases} 2\pi [kK(k)]^{-1}, & \lambda \geq \lambda_{кр}, \\ \pi [K(1/k)]^{-1}, & \lambda < \lambda_{кр}, \end{cases}$$

$$\frac{\lambda}{\lambda_{кр}} \equiv \begin{cases} E(k)/k, & \lambda \geq \lambda_{кр}, \\ E\left(\frac{1}{k}\right) - \left(1 - \frac{1}{k^2}\right) K\left(\frac{1}{k}\right), & \lambda < \lambda_{кр}. \end{cases}$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Lipkin H. J., Meshkov M., Glick A. J., Nucl. Phys., 62, 188, 211(1965).
2. Stanley H. E., Phys. Rev., 176, 718(1968); Abe R., Progr. Theor. Phys. (Kyoto), 49, 113(1973).
3. Wilson K. G., Phys. Rev., D7, 2911 (1973); t'Hooft G., Nucl. Phys., B72, 461(1974).
4. Ma S. K., in: Phase Transitions and Critical Phenomena, v. 6, eds. C. Domb, M. S. Green, Academic, New York, 1976;

- Coleman S.*, in: Proc. 17th Int. School of Subnuclear Physics, ed. A. Zichichi, Plenum, New York, 1982; *Coleman S.*, in: Interacting Bose—Fermi Systems in Nuclei, ed. F. Iachello, Plenum, New York, 1981.
5. *Mlodinow L. D.*, *Papanicolaou N.*, Ann. Phys., **128**, 314(1980); **131**, 1(1981); *Witten E.*, in: Proc. of Cargese Summer Inst. on Quark and Leptons, ed. M. Levy, Plenum, New York, 1980.
 6. *Hepp K.*, *Lieb E.*, Ann. Phys., **76**, 360(1973).
 7. *Jaffe L.*, Rev. Mod. Phys., **54**, 407(1982).
 8. *Gross D. J.*, in: Methods in Field Theory, eds. R. Balian, J. Zinn-Justin, North-Holland, Amsterdam, 1976.
 9. *Wadia S.*, Phys. Lett., **B93**, 403(1980).
 10. *Witten E.*, Nucl. Phys., **B160**, 57(1979).
 11. *Witten E.*, Physics Today, July 1980, p. 38.

Астрофизика высоких энергий

Дж. Кларк ¹⁾

Перевод статьи: *Clark G. W.* — *Physics Today*, November 1982, p. 26

Астрофизические наблюдения, проводимые путем регистрации фотонов и частиц высоких энергий, дают возможность исследовать состояния материи в условиях, значительно «более экстремальных», чем те, которые когда-либо удастся создать в земной лаборатории.

Колоссальные температуры и плотности, потоки высокоэнергетических частиц, сильные гравитационные и магнитные поля — это условия, характерные для самых различных объектов во всей Вселенной. В последние два десятилетия вопросы возникновения и развития такого рода условий стали центральными в астрономии. Во многих случаях эти условия столь экстремальны, что они недостижимы в экспериментах, проводимых на Земле; таким образом, астрономические наблюдения оказываются единственно возможным источником информации о соответствующих физических процессах. Много такой информации дают исследования спектров рентгеновского излучения, гамма-лучей, электронов, нейтронов и ядер высоких энергий, а также нейтрино. Все это вместе с детектированием гравитационного излучения теперь считается областью астрофизики высоких энергий.

Отделение астрофизики высоких энергий Астрономического обзорного комитета Национальной Академии наук США рассмотрело нынешнее состояние и перспективы развития астрофизики высоких энергий с учетом имеющегося сейчас широкого набора средств проведения эксперимента и интерпретации его результатов. Было

¹⁾ Профессор физики Массачусетского технологического института (Кеймбридж, шт. Массачусетс).

© 1982 American Institute of Physics

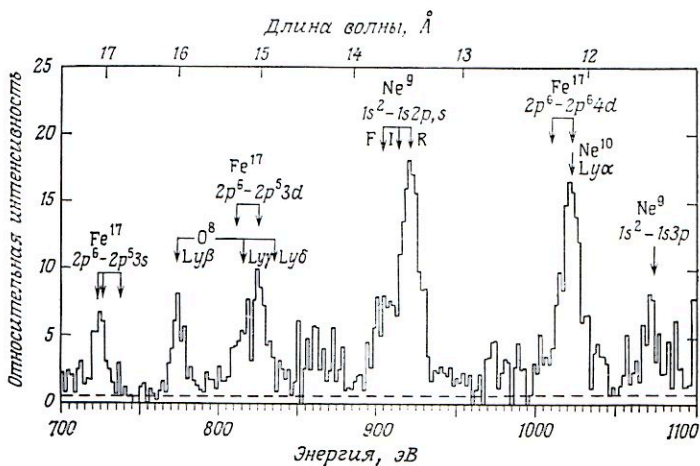
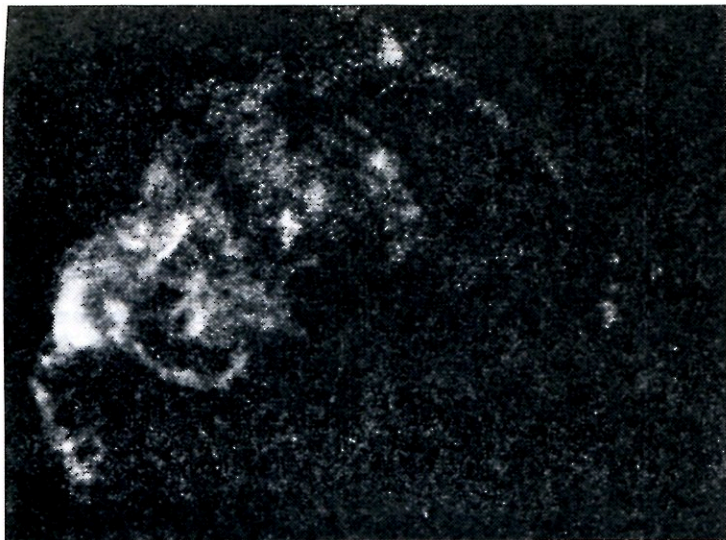


Рис. 1. Остатки сверхновой Корма А. Слева — рентгеновское изображение; справа — спектр излучения. Изображение представляет собой мозаику малых изображений, зарегистрированных посредством рентгеновского телескопа высокого разрешения на борту рентгеновской обсерватории «Эйнштейн». Спектр был зарегистрирован при помощи кристаллического спектрометра (с брэгговским отражением), установленного в фокальной плоскости телескопа. Анализ относительной интенсивности рентгеновских линий испускания показывает, что вещество, образующее остатки сверхновой, нагрето до температур порядка $(2-5) \times 10^6$ К, а отношение распространенностей элементов O:Fe в 3—5 раз превышает «среднекосмическое» значение. (Спектр взят из работы [7].)

охвачено шесть основных областей специализации: рентгеновские лучи, жесткое ультрафиолетовое излучение, гамма-лучи, космические лучи, нейтрино и гравитационные волны. В дополнение к этому Отделение рассмотрело вопросы, связанные с солнечной астрофизикой высоких энергий, причем результаты здесь оказались полностью согласующимися с опубликованными выводами Рабочей группы по проблемам Солнца [1].

Все разделы астрофизики высоких энергий значительно расширили свои возможности в связи с усовершенствованием средств наблюдения в 70-х годах. Например, рентгеновская обсерватория-спутник Земли, носящая имя Эйнштейна, которая была запущена на орбиту в 1978 г., сразу дала стократное повышение чувствительности по сравнению со всеми предыдущими наблюдениями и впервые позволила использовать для исследования космической плазмы спектроскопию высокого разрешения. Поисковые наблюдения показали, что межзвездное пространство гораздо более прозрачно для мягкого рентгеновского и жесткого ультрафиолетового излучения, чем считалось до сих пор. Это позволяет надеяться в будущем на получение с помощью спутников новой информации о коронах ближайших звезд и о межзвездной среде. Там, где ранее наблюдалось лишь диффузное фоновое излучение галактического и внегалактического происхождения, были открыты десятки дискретных источников гамма-лучей высокой энергии. Установленные на спутниках детекторы космического излучения обеспечили такое разрешение и такую чувствительность в измерениях массы и заряда быстрых частиц, что стало возможным использовать различные изотопические «часы» при исследовании ускорения и свободного распространения атомных ядер высокой энергии в пределах Галактики. Детекторы гравитационных волн десятикратно увеличили свою чувствительность, и открылась ясная перспектива создания приборов, способных обнаружить гравитационные волны, излучаемые в известных космических процессах, при условии, конечно, что верна общая теория относительности и такие волны существуют. Были усовершенствованы методы измерения потоков нейтрино, возникающих в ходе термоядерных реакций на Солнце, причем, правда, были получены результаты, которые

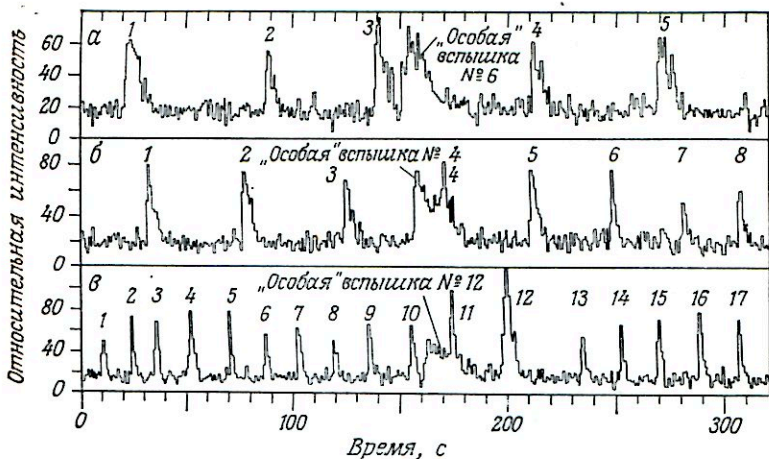


Рис. 2. Кривые интенсивности излучения источника вспышек рентгеновских лучей, носящего название Rapid Burster, зарегистрированные рентгеновской обсерваторией SAS-3. Данные трех разных пятиминутных интервалов указывают на наличие многочисленных вспышек «второго типа» (пронумерованных последовательно) рентгеновского излучения, возникающего при падении на поверхность нейтронной звезды сгустков плазмы из района скопления вещества, источником которого является вторая звезда рассматриваемой двойной системы. В каждом таком интервале наблюдается также вспышка «первого типа» (так называемая «особая вспышка»), обусловленная термоядерным сгоранием вещества, накопленного на поверхности нейтронной звезды.

не согласуются с принятыми в настоящее время теоретическими представлениями.

Значительная доля успехов, достигнутых в 70-е годы, была результатом выполнения научных программ, предложенных Астрономическим обзорным комитетом и сформулированных в так называемом Гринштейновском докладе. Среди них можно выделить запуск на околоземную орбиту трех специальных обсерваторий, осуществленный НАСА в конце прошлого десятилетия. Первая из этих обсерваторий представляет собой устройство для сканирования всей небесной сферы рентгеновскими детекторами большой площади с механическими коллиматорами. Второй была уже упоминавшаяся выше обсерватория «Эйнштейн», а третьей —

обсерватория, предназначенная для регистрации космических лучей и гамма-лучей низких энергий. В особенности следует выделить обсерваторию «Эйнштейн», с появлением которой рентгеновская астрономия стала источником информации, сравнимой по своей значимости с данными радио- и оптической астрономии.

Несмотря на большой объем и важное значение данных, полученных в области астрофизики высоких энергий в 60-х и 70-х годах, активность исследований в этой области в США снизится в 80-е годы из-за урезания фондов. Значительными возможностями наблюдений в рентгеновской астрономии на протяжении почти всего десятилетия будут обладать лишь японская и европейская космические программы¹⁾. Первоначальные надежды на то, что программа космического корабля многократного использования «Спейс шаттл» позволит резко удешевить эксперименты и поставить их на поток, не оправдались. Учитывая, что внимание НАСА сейчас обращается на создание орбитальной лаборатории с постоянным экипажем, «Спейс шаттл» вряд ли сможет оказать большую помощь научным исследованиям.

Для того чтобы почти десятилетний спад исследовательской активности в области космической астрономии в США не затянулся, нужно скорее начать выполнение новых важных научных программ и без задержки завершить те из них, которые уже находятся в стадии выполнения. Из последних особое внимание заслуживает проект «Обсерватории гамма-излучения» (Gamma-Ray Observatory — GRO), которая предназначается для продолжения работ, начатых в 70-е годы в Европе и в США. Данная программа была сильно «причесана», но теперь разрабатываются детали запуска установки на орбиту, который запланирован на 1988 г. Второй очень важный проект, одобренный НАСА, но еще не принятый к реализации, — это проект спутника типа «Эксплорер» для исследования жесткого ультрафиолетового излучения (Extreme Ultraviolet Explorer — EUE). Кроме того, исходя из предположения, что эти два проекта будут осуществлены, Отделение дало конкретные рекомендации по следующим пяти новым программам:

¹⁾ Автор здесь не затрагивает исследований советских ученых. — *Прим. ред.*

1) конструирование постоянно функционирующего на околоземной орбите «Усовершенствованного рентгеновского астрофизического аппарата» (Advanced X-Ray Astrophysics Facility — AXRAF);

2) долговременная экспозиция на околоземной орбите приборов для проведения экспериментов решающего характера с космическими лучами;

3) разработка приборов для солнечной астрономии в рамках программы «Спейслэб» с прицелом на использование их в случае создания «Усовершенствованной солнечной обсерватории» (Advanced Solar Observatory — ASO);

4) расширение программы производства спутников типа «Эксплорер» с таким расчетом, чтобы обеспечить запуск одного спутника для нужд астрофизики высоких энергий каждые два года;

5) разработка новейшего оборудования для рентгеновской астрономии, которое должно устанавливаться на аппаратах, выводимых в космос с помощью космического корабля многократного использования.

Кроме того, Отделение астрофизики дало рекомендации по пяти более мелким программам:

1) продолжение нейтринных экспериментов, включая сюда международное сотрудничество по созданию галлиевого детектора для измерения скорости основного процесса генерации солнечной энергии;

2) конструирование и развертывание систем детектирования гравитационных волн;

3) принятие НАСА такой программы развития теоретической астрофизики высоких энергий, которая соответствовала бы темпам развития экспериментальной астрономии высоких энергий;

4) реализация продуктивной в научном плане программы экспериментов с использованием аэростатов и ракет;

5) исследования атмосферных ливней с целью выяснения природы и законов распространения космических лучей сверхвысоких энергий.

Все эти рекомендации явились результатом широких дискуссий со специалистами всех шести областей астрофизики высоких энергий, о которых упоминалось выше. Перейдем теперь к более детальному их обсуждению, затрагивая также и сопутствующие им соображения.

Первый источник рентгеновского излучения, не связанный с солнечной активностью, так называемый Скорпион X-1, был открыт в 1962 г. К концу 60-х годов в результате исследований с использованием ракет и аэростатов было обнаружено еще около трех десятков дискретных рентгеновских источников. Только некоторые из них были идентифицированы с видимыми объектами: шесть — с остатками сверхновых, два со слабо-светящимися переменными звездами, один — с пульсаром в Крабовидной туманности и один — с внегалактическим источником, гигантской радиоизлучающей эллиптической галактикой M87. Кроме того, наблюдался неразрешенный и представляющий диффузный фон рентгеновского излучения. Было выдвинуто предположение, что рентгеновские звезды, такие, как Скорпион X-1, — это на самом деле нейтронные звезды в тесных двойных системах, аккрецирующие материю своих «нормальных» компаньонов, горящих за счет ядерных реакций. Однако подтверждений этого предположения найдено не было. Одновременно становилось ясным, что рентгеновское излучение представляет собой основной механизм энергетических потерь остатков сверхновых и что поэтому соответствующие наблюдения — весьма эффективный метод исследования их эволюции в ходе взаимодействия с межзвездной средой. Обнаружение рентгеновского излучения, исходящего от галактики M87, дало основание надеяться на то, что при повышении чувствительности наблюдений будут открыты другие «рентгеновские галактики» и будут обнаружены принципиально новые аспекты галактической динамики, связанные с существованием источников рентгеновского излучения, гораздо более интенсивных, нежели рентгеновские звезды и остатки сверхновых. Таким образом, будущее рентгеновской астрономии выглядело многообещающим, хотя она пока еще дала довольно мало информации, имеющей отношение ко многим фундаментальным проблемам эволюции звезд и галактик.

Ситуация начала быстро изменяться в 1970 г., когда был запущен «Ухуру», первый из серии малых рентгеновских спутников, в число которых входят также английский «Ариэль-5», малый астрономический спут-

ник SAS-3 и японский «Хакучо» (единственная действующая в настоящее время несолнечная рентгеновская обсерватория). Орбитальные солнечные обсерватории 7 и 8, ультрафиолетовая обсерватория «Коперник» и голландский астрономический спутник также несли на себе рентгеновские приборы. Эти спутники дали возможность длительной экспозиции как при общем обследовании неба, так и при поиске отдельных объектов, что позволило значительно увеличить угол охвата небесной сферы, повысить чувствительность, позиционную точность и спектральное разрешение. Эти наблюдения расширили каталог источников рентгеновского излучения до сотен объектов, включая различные типы одиночных звезд, двойные системы, остатки сверхновых, активные галактические ядра и галактические скопления. Больше всего наблюдения рентгеновского излучения дали для исследования тесных двойных систем, в состав которых входит нейтронная звезда или черная дыра, а также галактических скоплений, содержащих межгалактический газ, который испускает рентгеновские лучи. Наблюдения с использованием ракет и аэростатов также внесли существенный вклад в различные области, прежде всего в изучение мягкого рентгеновского фонового излучения и жестких рентгеновских лучей, исходящих от дискретных объектов. Спутник HEAO-1 расширил круг таких исследований, охватив более слабые источники благодаря применению детекторов большей площади с более широкой спектральной характеристикой. Наконец, HEAO-2 (или обсерватория «Эйнштейн»), первый спутник, несущий на борту рентгеновский телескоп, формирующий изображение, позволил охватить исследованиями сотни тысяч различных объектов. Он дал изображения с высоким разрешением как точечных, так и протяженных источников, а также облегчил детальный анализ линий испускания рентгеновских спектров. Эти успехи показали, что наблюдения рентгеновского излучения имеют важное значение едва ли не во всех областях современной астрофизики. Более того, успешное функционирование и большая научная отдача обсерватории «Эйнштейн», а также широкое участие астрономов в ее эксплуатации продемонстрировали целесообразность запуска и возможность постоянного функционирования орбитальной рентгеновской обсер-

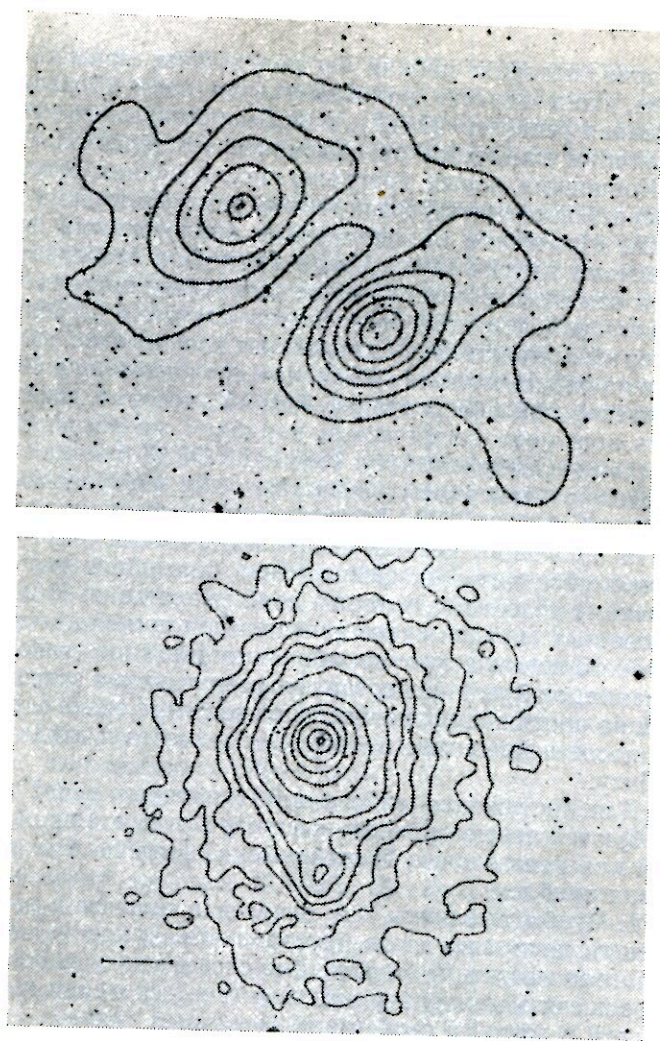


Рис. 3. Изображения горячего межгалактического газа в двух галактических скоплениях, полученные при помощи пропорционального счетчика, формирующего рентгеновское изображение, на борту обсерватории «Эйнштейн». Контуры интенсивности рентгеновского излучения соответствуют гравитационным эквипотенциалам. Их форма показывает, что галактическое скопление SC 0627-54 (верхний снимок), в котором нет доминирующей центральной галактики, динамически менее развито, чем скопление A85 (нижний снимок), в котором имеется массивная центральная галактика.

ватории, которая давала бы результаты, сравнимые с тем, что в области радиоизлучения дает «Большая антенная решетка» (БАР), а в области видимого и УФ-излучения ожидается от «Космического телескопа».

Концепции новых программ исследования рентгеновского космического излучения, разрабатываемых в США, строятся в соответствии с аналогичными программами других стран, среди которых в особенности надо отметить новые большие японские программы, ожидающийся в этом году запуск спутника EXOSAT, который осуществляет Европейское космическое агентство на ракете-носителе «Ариана», и разработку в ФРГ рентгеновской обсерватории ROSAT, которая должна быть запущена космическим кораблем многократного действия «Спейс шаттл» в 1986 г. EXOSAT будет иметь «гостевую» программу, открытую для неевропейских ученых. Спутник ROSAT будет давать такие же возможности получения рентгеновских изображений, как телескоп обсерватории «Эйнштейн», благодаря рентгеновскому телескопу, который должен поставить НАСА. Поскольку спутник будет запущен при помощи американского космического корабля многократного использования, он будет предоставлен американским астрономам на протяжении значительной части его срока службы после первых шести месяцев с момента выхода на орбиту.

Для достижения ряда важных научных целей потребуются новые орбитальные устройства с аппаратурой для рентгеновской астрономии. Перечислим ряд таких проблем.

1. Чтобы выяснить, как энергия вращения и внутреннего движения звезд преобразуется в корональное тепловое излучение, необходимо систематически исследовать связь между корональным рентгеновским излучением и другими свойствами звезд всех типов.

2. Для лучшего понимания структуры нейтронных звезд и характера течения плазмы в их сильных магнитных и гравитационных полях требуется проведение долговременных наблюдений двойных рентгеновских источников с применением детекторов с очень большой чувствительной площадью.

3. Для изучения динамической эволюции остатков сверхновых и их взаимодействия с межзвездной средой

необходимы разрешенные в пространстве спектры высокого спектрального разрешения для большого числа объектов, причем уровень чувствительности должен быть существенно выше, чем достигнутый до настоящего времени.

4. Исследования свойств и месторасположения двойных рентгеновских источников в тысячах галактик, образующих скопление в Деве, прольют свет на формирование и эволюцию звезд при разнообразных внешних условиях в спиральных и эллиптических галактиках.

5. Чтобы выяснить вопрос об эволюции галактических скоплений, нужны более детальные сведения о составе и распределении горячего межгалактического газа в них.

6. Более чувствительный рентгеновский телескоп с более высоким угловым разрешением помог бы выяснить природу неразрешенного изотропного фонового рентгеновского излучения.

Таким образом, имеется широкий круг интересных астрофизических проблем, которые можно было бы решить путем наблюдения рентгеновского излучения. Кроме того, совершенно несомненно, что новые обсерватории, предназначенные для достижения перечисленных и иных конкретных целей, дадут много неожиданного, как это было с каждым из рентгеновских спутников, запущенных в 70-е годы.

Главным пунктом будущей программы рентгеновской астрономии, которая разрабатывается в США, является «Усовершенствованный рентгеновский астрофизический аппарат» (АХАФ). Это будет телескоп рефлекторного типа диаметром 1,2 м с фокусным расстоянием 10 м, способный формировать рентгеновское изображение с угловым разрешением 0,5" в энергетическом интервале от 1,1 до 8 кэВ. Имея эффективную площадь изображения, равную 1500 см² при 0,6 кэВ и 250 см² при 6 кэВ, и будучи снабжен наилучшими современными детекторами, телескоп АХАФ позволит обнаруживать точечные источники с чувствительностью, в 100 раз большей, нежели у телескопа обсерватории «Эйнштейн». Аппаратура для спектрометрии и поляриметрии, установленная в фокальной плоскости, по чувствительности и разрешению далеко превзойдет все достигнутое до сих пор. Станция АХАФ даст возможность

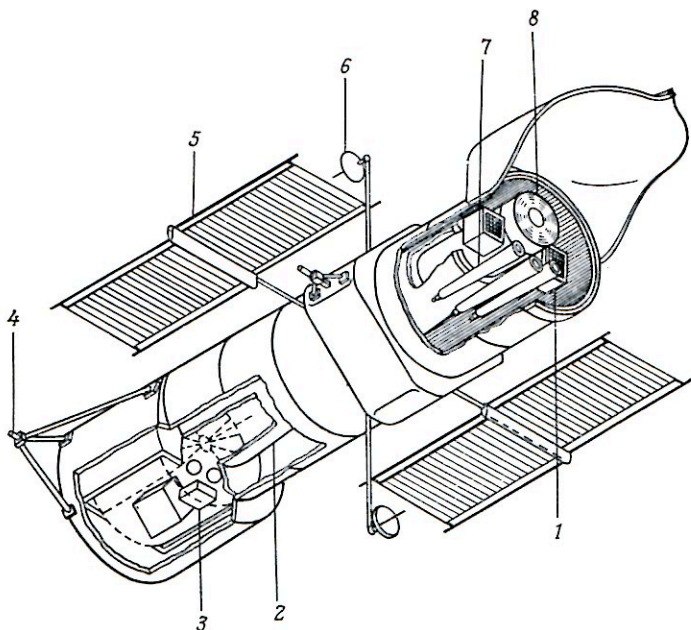


Рис. 4. «Усовершенствованный рентгеновский астрофизический аппарат» (АХАФ), развернутый после вывода на орбиту космическим кораблем многократного использования. Проект АХАФ был отмечен Астрономическим обзорным комитетом Национальной Академии наук США как наиболее важный в астрономических исследованиях, намечаемых на 80-е годы. 1 — контрольный счетчик; 2 — оптическая скамья; 3 — аппаратура в фокальной плоскости телескопа; 4 — крепление к космическому кораблю; 5 — солнечные батареи; 6 — антенна; 7 — система ориентации; 8 — малая сборка.

изучать галактические скопления на расстояниях, отвечающих красному смещению $z = 3$, и квазары — на расстояниях, соответствующих $z = 10$. Линия K излучения атома железа, характерная для межгалактического газа, будет наблюдаемой для скоплений при $z = 2$, что дает независимый метод измерения расстояния, выражаемого через красное смещение. Эти расстояния не меньше тех, на которых соответствующие объекты могут исследоваться в других областях спектра электромагнитного излучения с помощью «Космического телескопа» и «Большой антенной решетки», и они достаточно велики для того, чтобы можно было наблюдать ос-

новые эволюционные эффекты, если только верны новейшие представления о возникновении Вселенной в результате Большого взрыва.

Вся техника, необходимая для АХАФ, сейчас уже существует. Кроме того, обсерватория «Эйнштейн», которая была фактически прототипом этой будущей установки, продемонстрировала реальность всех основных принципов рентгеновской телескопии, используемых в АХАФ. Тщательные оценки показали, что стоимость установки составит приблизительно три четверти стоимости «Космического телескопа». Учитывая, что задачи научного планирования, а также технические и организационные вопросы, связанные с функционированием системы АХАФ после запуска, в целом должны быть примерно такими же, как и в случае «Космического телескопа», было решено своевременно создать организационную структуру, напоминающую Институт по реализации программы «Космического телескопа», для осуществления эффективного научного руководства в период разработки АХАФ и соответствующей системы обработки данных.

Отделение астрофизики рекомендовало также к скорейшему развитию еще две системы, условно названные: «Модульная система рефлекторов большой площади» и «Большая рентгеновская обсерватория». Первая из них представляет собой многозеркальный модульный рентгеновский телескоп с очень большой эффективной площадью (около $3 \cdot 10^4$ см² при энергии 2 кэВ) и умеренным угловым разрешением (10—60" в зависимости от положения объекта в поле зрения) при сравнительно невысокой стоимости. Цели телескопа будут такими: обнаружение и исследование очень слабых точечных источников, детальный анализ изображений протяженных источников с низкой светимостью поверхности, измерение изменений интенсивности квазаров и других удаленных компактных источников и проведение спектроскопических исследований со средним разрешением с целью определения красного смещения удаленных источников по измеренному положению рентгеновских линий испускания. Вторая из перечисленных выше систем, «Большая рентгеновская обсерватория», будет нацелена на решение проблем, находящихся вне возможностей АХАФ и «Модульной системы большой площади».

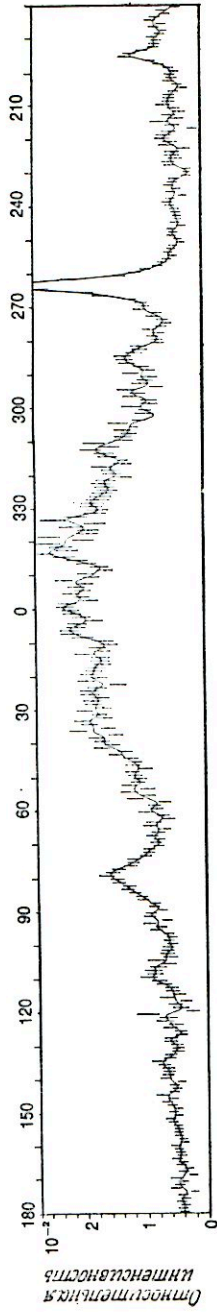
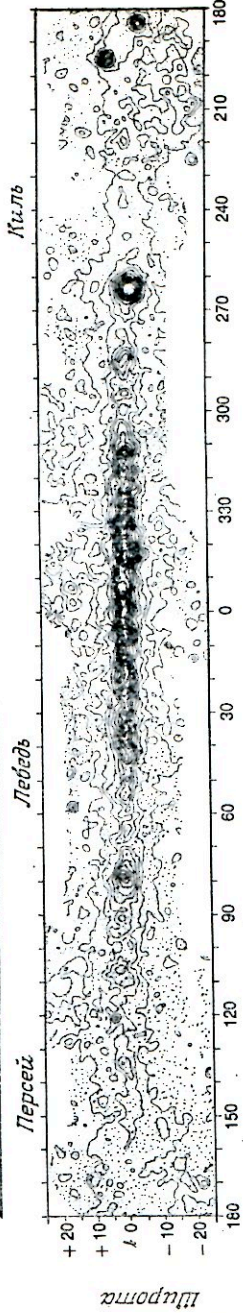
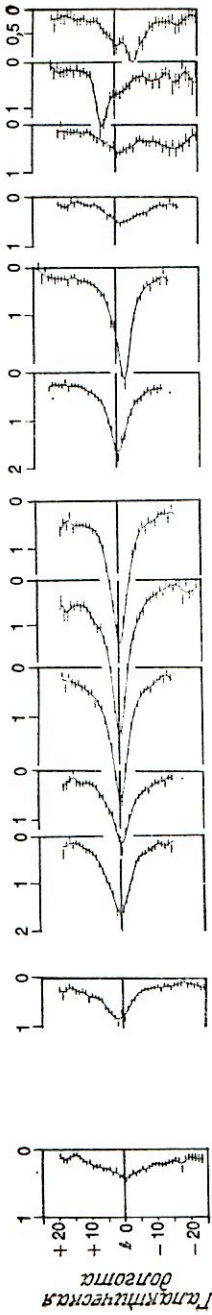
Примером подобных задач могут служить высокочувствительная поляриметрия компактных источников и сверхновых, а также спектрометрические исследования слабосветящихся галактических и внегалактических источников в области энергий, превышающих 10 кэВ, где имеется спектральная структура, связанная с циклотронным резонансом электронов в сильных магнитных полях нейтронных звезд.

Для обновления научных программ по рентгеновской астрономии, рассчитанных на выполнение силами университетов США, очень важны также небольшие рентгеновские спутники для специальных исследований, завершающих или дополняющих научные программы больших орбитальных обсерваторий. Такие спутники должны принадлежать так называемому классу «Эксплорер» и выводиться на орбиту космическим кораблем многоразового использования или специальной ракетой-носителем. Были предложены проекты нескольких таких спутников; среди них Отделение отметило спутник типа X-ray Timing Explorer (ХТЕ) как имеющий особо важное значение для рентгеновской астрономии. Спутник ХТЕ имеет чувствительную площадь, равную 1 м², и чувствителен к излучению с энергией более 2 кэВ; он будет использоваться для исследования компактных галактических рентгеновских источников с целью изучения, например, свойств конденсированного вещества в нейтронных звездах и белых карликах, физики аккреционных потоков в сильных гравитационных и магнитных полях, а также механизмов рентгеновских «взрывов» и других нестационарных явлений. Среди других предлагаемых спутников «Эксплорер» отметим Soft X-ray Explorer (SXRE), предназначенный для исследования рентгеновских изображений и для спектроскопических измерений в интервале 0,1—1,5 кэВ, а также X-ray Spectroscopy Explorer (XRSE) для специального спектроскопического анализа (при длительной экспозиции) звездных корон, рентгеновских двойных звезд, остатков сверхновых и галактических скоплений в интервале 0,15—8 кэВ. Последний из названных спутников будет также нести специальные спектрографы для регистрации рентгеновского излучения туманностей и для бездисперсионного исследования спектральной структуры выше 10 кэВ, связанной с циклотронным

резонансом электронов в сильных магнитных полях. И наконец, Отделение астрофизики отметило потенциальную ценность еще одного спутника класса «Эксплорер», предназначенного для изучения коронального рентгеновского излучения различных звезд.

Программа спутников типа «Эксплорер» позволяет НАСА разрабатывать новые устройства в соответствии с научными запросами по мере их возникновения и развертывать разработанные устройства, не запрашивая каждый раз особое разрешение Конгресса. Несмотря на большую научную продуктивность программы, в последние годы ее эффективность была в значительной мере снижена из-за недостаточного финансирования. Следствием этого явилось уменьшение числа новых запусков и снижение уровня обработки поступающей научной информации, что очень сильно отразилось как на самих исследованиях, так и на обучении «космическим» дисциплинам аспирантов в университетах. Последний рентгеновский спутник типа «Эксплорер», SAS-3, был запущен в 1975 г., а следующий, ХТЕ, будет выведен на орбиту лишь в 1987 г. или даже позже. Ввиду этого Отделение рекомендовало увеличить соответствующий бюджет с тем, чтобы обеспечить запуск астрофизического спутника каждые два года.

Хотя основой возрождения продуктивной программы рентгеновской астрономии в США должны стать орбитальные устройства, эксперименты с использованием ракет и аэростатов сохраняют свое значение для разработки и проверки нового оборудования при сравнительно невысокой себестоимости. Кроме того, в области рентгеновского излучения высоких энергий полеты аэростатов (в особенности длительные, возможность которых была не так давно продемонстрирована) по научной отдаче могут конкурировать со спутниковыми программами. Программа «Спейслэб» в ее первоначальном варианте могла бы обеспечить сравнительно дешевый путь для кратковременного вывода на орбиту аппаратуры типа устанавливаемой на ракетах и аэростатах и для предварительной проверки приборов, предназначенных для спутников. Но, к сожалению, технические и финансовые затруднения, на которые натолкнулось выполнение этой программы, существенно ограничивают ее использование в астрономии.



Галактическая долгота

АСТРОНОМИЯ ЖЕСТКОГО УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Быстрое накопление экспериментальных и теоретических данных относительно межзвездного пространства в 70-е годы привело к резкому расширению перспектив развития астрономии УФ-излучения в спектральном интервале от 100 до 1000 Å. Дело в том, что прозрачность межзвездной среды для излучения таких длин волн оказалась значительно большей, чем ранее предполагалось. Оказалось возможным проводить наблюдения в некоторых направлениях на расстояниях более 300 пс, и стало ясно, что в жестком УФ-излучении можно исследовать большое число звезд. Таким образом, можно провести целый ряд исследований: сравнительное изучение звездных хромосфер, анализ переходных областей и корон звезд многих типов, исследование жесткого УФ-излучения белых карликов, входящих в аккрецирующие двойные системы, исследование одиночных горячих белых карликов с целью выявления физических процессов, ответственных за их остывание, а также дальнейшее зондирование структуры и состояния межзвездного пространства.

Важным ближайшим шагом в разработке этой практически еще целинной области экспериментальной астрономии должен стать полет специального спутника типа «Эксплорер» (Extreme Ultraviolet Explorer — EUVE), запланированный НАСА на 1981 г., но до сих пор не осуществленный вследствие недостаточного фи-

Рис. 5. Диаграммы испускания гамма-лучей высокой энергии (70 МэВ — 5 ГэВ), полученные путем сканирования небесной сферы аппаратурой спутника COS-B (Европейское космическое агентство). Средняя диаграмма — контурная карта интенсивности вблизи галактического экватора; расстояние между двумя соседними контурами отвечает скорости счета, равной $3 \cdot 10^{-3}$ импульс \cdot с $^{-1}$ \cdot ср $^{-1}$ (на оси). Самый яркий из числа 24 источников или концентрированных зон испускания — пульсар в Парусах (PSR0833-45), расположенный на долготе 263°.5. Верхняя диаграмма — широтные профили, усредненные по интервалам изменения долготы, указанным скобками под диаграммой. Нижняя диаграмма — долготный профиль интенсивности, усредненной по интервалу изменения галактической широты от -5 до +5°. (Из работы [3].)

нансирования программы исследовательских спутников. Но даже до запуска EUVE совершенно ясно, что вскоре потребуются проводить детальный спектроскопический анализ (с высоким разрешением) УФ-источников. Поэтому Отделение рекомендовало выделить соответствующие средства на разработку приборов для таких измерений, а также на их проверку путем запусков ракет.

АСТРОНОМИЯ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ

В связи с открытием в 60-е годы галактических и внегалактических компонент неразрешенного высокоэнергетического (более 50 МэВ) гамма-излучения в 70-х годах были созданы два специальных спутника типа «Эксплорер»: SAS-2 (НАСА) и COS-B (Европейское космическое агентство). В обоих были значительно повышены угловое разрешение и чувствительность благодаря применению в качестве детекторов многопластинчатых искровых камер. Эти спутники позволили составить карту интенсивности диффузного высокоэнергетического гамма-излучения и обнаружить многочисленные дискретные источники, сконцентрированные в основном вдоль Млечного Пути. Каталог, составленный на основе данных, полученных от COS-B, содержит несколько десятков отдельных источников и включает в себя квазар 3C273, пульсар в Крабовидной туманности, рентгеновскую двойную звезду Лебедь X-3, а также некоторые «горячие точки» гамма-излучения, связанные, как предполагается, с взаимодействием космических лучей с веществом в плотных межзвездных облаках.

Были получены интересные данные также и при более низких энергиях. Например, был обнаружен идущий из галактического центра медленно меняющийся со временем поток гамма-излучения с энергией 0,5 МэВ, обусловленного аннигиляцией позитронов. Были обнаружены также вспышки гамма-излучения низкой энергии, и, хотя их природа до сих пор неизвестна, изотропия распространения лучей в целом указывает на наличие очень ограниченного по размерам источника. В спектрах этих вспышек присутствуют аннигиляционные линии, подвергнувшиеся красному смещению, а также структура, соответствующая циклотронным резонансам, на основании чего можно предположить, что

гамма-лучи возникают вблизи поверхности намагниченных нейтронных звезд. Особенно интересна вспышка гамма-излучения исключительной яркости и необычной формы, которая была зарегистрирована 5 марта 1979 г. После начального очень узкого импульса с миллисекундным временем нарастания наблюдалась фаза сравнительно медленного спада с 8-секундными пульсациями. Оказалось, что положение источника излучения, определенное с точностью до $1'$ путем сравнения времен прихода импульса на датчики, расположенные в различных космических аппаратах в пределах Солнечной системы, совпадает с местонахождением остатков сверхновой в Большом Магеллановом Облаке. Если это действительно так и если указанный источник излучал изотропно, то его мгновенная светимость в максимуме была больше полной непрерывной светимости нашей Галактики на всех длинах волн электромагнитного излучения.

Расположенные на поверхности Земли детекторы черенковского излучения зарегистрировали воздушные ливни, порожденные гамма-лучами с энергиями свыше 10^{11} эВ, исходящими от пульсара в Крабовидной туманности, звезды Лебедь X-3 и радиогалактики Центавр А.

Астрономия гамма-излучения дает ценнейшую информацию, касающуюся широкого круга проблем, например таких, как механизм излучения пульсаров, распределение высокоэнергетических частиц в пределах Галактики, процессы в ядрах активных галактик и природа высокоэнергетического фонового излучения. Обнаруженные недавно спектральные структуры открывают новые возможности для изучения состава и физического состояния вещества в источниках гамма-излучения. Происхождение вспышек гамма-лучей остается неясным и требует дополнительных экспериментальных и теоретических исследований. Таким образом, важной составной частью астрофизики высоких энергий будет распространение рабочей области астрономии гамма-излучения на весь энергетический интервал от 10^5 до 10^{11} эВ и выше.

Конструируемая в настоящее время орбитальная «Обсерватория гамма-излучения» (GRO), запуск которой планируется на конец десятилетия, будет снабжена гамма-лучевыми телескопами для проведения наблюдений в энергетическом интервале от 10^1 до $2 \cdot 10^{10}$ эВ.

Чувствительность приборов, установленных на GRO, будет по крайней мере на порядок величины выше, чем у всех предыдущих детекторов, во всем интервале энергий; их угловое разрешение также существенно улучшится. Обсерватория будет снабжена оборудованием для изучения свойств источников вспышек гамма-излучения и для спектрометрического исследования линий испускания гамма-лучей. Таким образом, GRO значительно облегчит детальный анализ многих известных астрономических явлений, связанных с испусканием гамма-лучей, и продвинет далеко вперед возможности спутниковых наблюдений.

Заглядывая еще дальше, Отделение указало на необходимость в специальном спутнике типа «Эксплорер» для детального изучения нестационарных источников гамма-лучей. Возможно, что это точки с самыми экстремальными во всей Вселенной температурой и давлением. Спутник типа «Эксплорер» для исследования нестационарного гамма-излучения (Gamma-Ray Transient Explorer — GRTE) будет нести на своем борту монитор для общей регистрации жесткого рентгеновского излучения всей небесной сферы, а также детектор жесткого рентгеновского излучения, снабженный коллиматором высокого разрешения, для измерения положения источников вспышек гамма-излучения с точностью $\sim 1'$, достаточной для того, чтобы идентифицировать соответствующий оптический объект. На спутнике будут также установлены спектрометры высокого разрешения для регистрации линий испускания и циклотронно-резонансных спектральных структур.

Что касается астрономических исследований в США в области гамма-лучей с энергией, превышающей 10^{11} эВ, то здесь в течение ряда лет наблюдалась стагнация. Отделение астрофизики рекомендовало оживить деятельность в этом направлении, запланировав разработку более чувствительных установок наземного типа.

АСТРОНОМИЯ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

Астрономия высоких энергий возникла с открытием космических лучей в 1908 г. Впервые в истории человечества было осознано, что на Землю из космоса приходит излучение, отличное от видимого света. Космические

лучи были идентифицированы как форма высокоэнергетического излучения, проникающая способность которого неизмеримо выше, чем у любых известных лучей естественного или искусственного происхождения.

Теперь мы знаем, что первичные космические лучи образуют нагретый газ высокоэнергетических заряженных частиц, который заполняет Галактику. Они состоят в основном из протонов, альфа-частиц и других «голых» ядер с энергией от нескольких мегаэлектронвольт до 10^{14} МэВ. Электроны высоких энергий составляют около 1% полного потока космического излучения; совсем в незначительных количествах присутствуют антипротоны и позитроны, образующиеся в столкновениях космических лучей с межзвездной материей. Исследования состава и энергетического спектра космических лучей дают информацию об их источниках и механизмах ускорения и распространения в пространстве. Космические лучи сами представляют собой важный астрофизический объект, поскольку они характеризуются плотностью энергии, сравнимой с плотностями энергии межзвездного магнитного поля и турбулентного движения межзвездного газа. Давление космических лучей и тепло, выделяющееся при их столкновении с межзвездным веществом, влияют на процессы формирования звезд и на эволюцию самой Галактики. Поэтому подробные сведения о свойствах космических лучей очень важны для понимания галактической динамики.

В последние годы были разработаны приборы, предназначенные для установки на искусственных спутниках Земли и на аэростатах и способные измерять относительную распространенность отдельных изотопов химических элементов от водорода до железа и отдельных элементов вплоть до урана. Эти разработки очень важны для нашего понимания строения Галактики. Например, по относительным распространенностям в космических лучах различных стабильных и нестабильных изотопов, образующихся в самих источниках лучей или при столкновениях с межзвездным веществом, можно вычислить среднее время удержания космического излучения в магнитном поле Галактики, а также среднюю толщину межзвездного вещества, через которое оно проходит от источника до Земли. В настоящее время для указанных величин приняты значения $\sim 10^7$ лет и 7 г/см^2 ; это

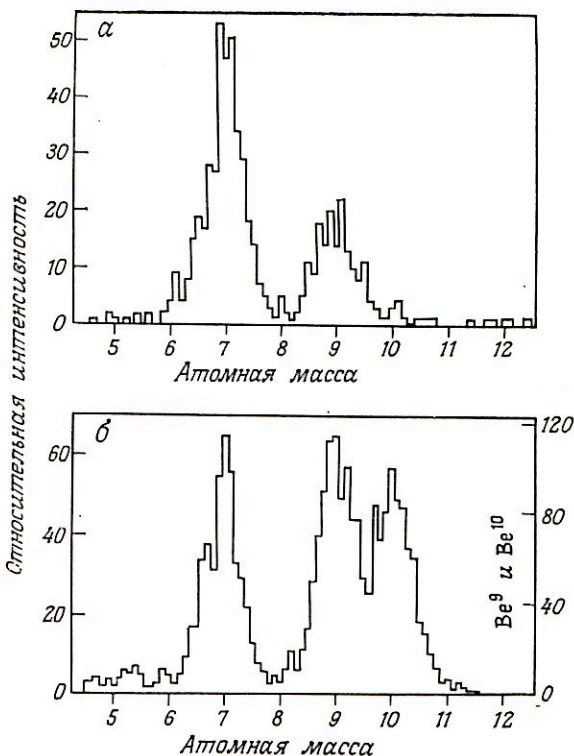


Рис. 6. Распределение масс изотопов бериллия [9]. Вверху — в космических лучах, внизу — в бериллии, образующемся в результате расщепления ускоренного пучка ядер атомов азота. Поскольку относительная распространенность изотопов бериллия в космических лучах выше «среднекосмической», считается, что бериллий в космических лучах является почти полностью продуктом реакций расщепления ядер атомов азота при взаимодействии космических лучей с межзвездным веществом. Поэтому отсутствие Be^{10} (период полураспада $1,5 \cdot 10^6$ лет) в космических лучах указывает на то, что их среднее время удержания в Галактике больше 10^7 лет.

указывает на то, что средняя плотность вещества вдоль траекторий движения космических лучей гораздо меньше, чем в галактическом диске. Интересно отметить, что различия в распространенностях элементов и изотопов в космических лучах, с одной стороны, и в солнечном

веществе — с другой, указывают на совершенно разную предысторию ядерного синтеза.

Измерения спектра первичных электронов выявляют резкий спад при энергиях более 30 ГэВ; его можно объяснить энергетическими потерями на протяжении среднего времени удержания, равного тоже $\sim 10^7$ годам. Далее, низкое содержание позитронов показывает, что большая часть электронов в космических лучах есть результат не столкновений между ядрами и межзвездным веществом, а непосредственного ускорения.

Исследования воздушных ливней, инициированных космическими лучами, расширили наши знания о спектрах и направлениях распространения ядер в космических лучах вплоть до энергий, превышающих 10^{20} эВ. В этом энергетическом диапазоне радиусы кривизны траекторий первичных частиц, движущихся в галактическом поле, превышают размеры области магнитного удержания в Галактике. Поэтому такие космические лучи сверхвысоких энергий должны генерироваться вне галактического диска, но их происхождение и механизмы ускорения остаются загадкой, которая может быть решена только при наличии более полных данных о составе этого излучения и направлениях его распространения.

Для получения окончательных результатов относительно состава и спектров космических лучей в слабоизученных областях высоких энергий и больших атомных чисел необходимо провести наблюдения с орбитальных крупномасштабных устройств. Для подобных измерений подошла бы научная «Космическая платформа» (Space Platform), выведенная на орбиту и обслуживаемая «Спейс шаттлом». Отделение астрофизики рекомендовало разработать соответствующие приборы для этой программы, проверить их, используя полеты «Спейслэба», а затем установить их на «Космической платформе» на 1—2 года. Основные узлы этих измерительных приборов уже разработаны и прошли испытания на аэростатах и на спутниках НЕАО-3. Для выяснения влияния, оказываемого космическими лучами на межзвездную среду, необычайно важное значение имеют измерения состава и спектров очень низкоэнергетических космических лучей вне области влияния Солнца. Это потребует установки специальных приборов на аппара-

тах для зондирования глубокого космоса. Наконец, Отделение настоятельно рекомендовало оказать поддержку весьма перспективному новому подходу к изучению атмосферных ливней — на основе прибора, названного «глазом мухи». В принципе он позволяет при исследовании потока космического излучения выйти далеко за пределы 10^{20} эВ путем регистрации светящихся следов, оставляемых в атмосфере сверхкрупными ливнями.

ДРУГИЕ ОБЛАСТИ ИССЛЕДОВАНИЙ

Земля находится в бурани нейтрино, возникающих в ходе различных процессов в разных объектах во всей Вселенной. Однако сечения взаимодействий нейтрино с другими частицами так малы, что хорошие результаты могут дать только астрономические наблюдения нейтрино, возникающих в ядерных реакциях внутри нашей ближайшей звезды — Солнца.

В 70-е годы физики добились большого успеха в измерениях потока солнечных нейтрино малых энергий путем радиохимического анализа продуктов нейтринных взаимодействий в 378 000 л хлорированного углеводорода, помещенных в резервуаре на глубине более 1,5 км под землей. Измеренная скорость счета составила около 0,5 импульс/сут, что соответствует потоку солнечных нейтрино в $2,3 \pm 0,4$ условных единиц вместо 7,8, предсказываемых принятой теоретической моделью Солнца. Ввиду того что такое расхождение может иметь очень большие последствия для теории термоядерного механизма «горения» Солнца и других звезд, Отделение рекомендовало поддержать идею международного сотрудничества при проведении нового эксперимента, основанного на радиохимическом детектировании нейтринных реакций в 50 т галлия.

Считается, что гравитационный коллапс звезды с превращением ее в нейтронную звезду или в черную дыру должен сопровождаться коротким и интенсивным импульсом рождения нейтрино в промежуточном энергетическом интервале 10—50 МэВ. Ряд уже существующих или же находящихся на стадии постройки детекторов могли бы зарегистрировать такую нейтринную вспышку при звездном коллапсе. Отделение одобрило

такую работу, хотя и признало, что для регистрации всего лишь одного события может потребоваться очень длительное наблюдение.

Гравитационные волны предсказываются общей теорией относительности. Предполагается, что они излучаются в ходе не имеющего сферической симметрии релятивистского объемного движения масс, возникающего, например, в том случае, когда две массивные черные дыры в центре некоторой галактики сливаются. Если бы такие волны оказались зарегистрированы, их характеристики явились бы решающим критерием правильности общей теории относительности. Кроме того, это дало бы ценнейшую информацию об источниках волн и о процессах, в результате которых они образовались.

По данным расчетов, самые интенсивные гравитационные волны могли бы вызвать деформацию детектора, отвечающую величине безразмерного параметра относительной деформации $h \sim 10^{-16}$. Наиболее вероятные же гравитационные волны должны вызвать деформацию, для которой $h \sim 10^{-21}$, что соответствует, например, изменению расстояния между Землей и Солнцем на 1 Å. Это ясно показывает характер проблем, стоящих перед астрономией гравитационных волн.

Попытки, направленные на обнаружение гравитационных волн, в значительной степени стимулировались в начале 70-х годов появлением сообщений о положительных результатах, достигнутых при помощи детекторов с чувствительностью $\sim 10^{-16}$. Однако к 1980 г. улучшенные варианты того же типа детектора — сверхамортизированные массивные стержни со сверхчувствительными датчиками деформаций — достигли уровня чувствительности $3 \cdot 10^{-18}$, но давали только отрицательные результаты. Отрицательные результаты при той же чувствительности, но для более широкой полосы частот были получены и с использованием многозеркальных лазерных интерферометров с базой от 1 до 40 м. Тоже отрицательные результаты, но при меньшем уровне чувствительности были получены при гравиметрической регистрации квадрупольных колебаний Земли, а также при измерении эффекта Доплера для космических аппаратов, направленных к другим планетам. Единственным же подтверждением существования гравитационного излучения явилось совпадение скорости

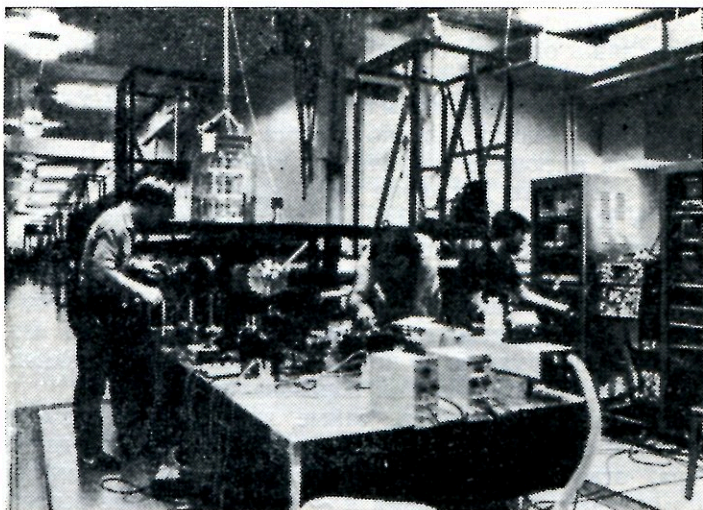


Рис. 7. Многолучевой интерферометрический детектор гравитационных волн с базой 40 м, строящийся в Калифорнийском технологическом институте. Порог чувствительности к деформациям этого детектора должен быть не больше 10^{-18} на частоте 10^3 Гц.

орбитального затухания двойного радиопульсара, измеренной на опыте и предсказанной в рамках общей теории относительности.

Учитывая большую потенциальную ценность исследований по детектированию гравитационных волн, в некотором смысле передового края астрономических наблюдений, Отделение рекомендовало продолжить совершенствование как механического стержневого детектора, так и лазерного интерферометра с целью достижения чувствительности порядка 10^{-20} к 1990 г. В настоящее время представляется, что у второго из названных приборов в перспективе наибольшие шансы на успех, особенно если удастся создать интерферометр с километровой базой.

В окончательном виде система детектирования гравитационных волн может представлять собой два космических аппарата, удаленных друг от друга на расстояние, сравнимое с размерами Солнечной системы, с лазером на одном из них, следящим за положением другого.

В этом случае могла бы быть достигнута чувствительность порядка 10^{-21} на всех частотах от 30 до 10^{-4} Гц, и тогда наверняка можно было бы обнаружить гравитационные волны от целого ряда различных источников.

Теоретические исследования. В ходе всех дискуссий на заседаниях Отделения астрофизики не раз подчеркивалась необходимость в должном материальном обеспечении теоретических исследований, касающихся планирования и интерпретации результатов наблюдений в области астрономии высоких энергий. В недавнем прошлом работа по созданию теоретической основы для уяснения поступающих экспериментальных данных финансировалась в значительной мере за счет денежных средств, ассигнованных на спутниковые программы по статье обработки информации. Такое финансирование, ориентированное на конкретные спутники, страдает отсутствием и достаточной целевой гибкости, и единой долговременной линии. Но очевидно, что в такой научной области, как астрономия высоких энергий, должна существовать определенная пропорциональность между объемом экспериментальной деятельности и уровнем теоретических исследований. Поэтому в своем заключении Отделение астрофизики рекомендовало ввести в ближайшее время новую систему финансирования теоретических исследований на уровне, соответствующем общей задаче интерпретации результатов наблюдений, проводимых в области астрофизики высоких энергий, но не связанном с конкретными программами запусков спутников или проведения тех или иных наблюдений.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Giacconi R.*, Sci. Am., 242, No. 2, 80 (Feb. 1980).
2. *Bowyer S.*, Proc. COSPAR XXIV, Ottawa, Canada (1982).
3. *Mayer-Hasselwander H. A. et. al.*, Astron. Astrophys., 105, 164 (1982).
4. *Meyer P.*, Nature, 272, 675 (1978).
5. *Bahcall J. N.*, in: Prog. Particle Nucl. Phys., ed. Wilkinson D., Pergamon, London (1980), v. 6, p. 111.
6. *Tyson J. A., Giffard R. P.*, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 16, 521 (1978).
7. *Winkler P. F. et. al.*, Astrophys. Journ. (Letts.), 246, L33 (1981).
8. *Hoffman J. A. et. al.*, Nature, 271, 630 (1978).
9. *Garcia-Munoz M. et. al.*, Astrophys. Journ., 217, 859 (1977).

Астрономические исследования в ультрафиолетовой, видимой и инфракрасной областях спектра

И. Уамплер ¹⁾

Перевод статьи: *Wampler E. J.* — *Physics Today*, November 1982, p. 44

Наземный 15-метровый телескоп, а также спектрограф для далекой ультрафиолетовой области и 10-метровый телескоп на орбите явились бы существенным дополнением к уже принятым проектам и дали бы нам возможность совершенно по-новому взглянуть на природу Вселенной.

Хотя история астрономических исследований в области УФ-, ИК- и видимого излучения восходит к эре дохристианских греческих астрономов в Александрии, эта отрасль науки не так статична, как могла бы быть при ее зрелости. Расцвет космических методов исследований и повышение на порядки величины чувствительности приемников излучения дают нам новые возможности, которые совершат такую же революцию в исследованиях, какую совершило в свое время изобретение телескопа. Через десятилетия 70-е годы будут вспоминать как поворотный пункт в наших представлениях о Вселенной.

Благодаря (предполагаемому) улучшению параметров инструментов нам впервые удастся проникнуть взглядом за темные облака пыли, чтобы увидеть рожде-

¹⁾ Профессор астрономии и астрофизики Калифорнийского университета (Санта-Круз). Был председателем совещания по астрономическим исследованиям в УФ-, ИК- и видимой областях спектра, проводившегося в 1982 г. Астрономическим обзорным комитетом Национальной Академии наук США.

© 1982 American Institute of Physics

ние звезд. В инфракрасной области мы сможем различить ядра активных галактик, наблюдать распределение облаков пыли и изучать процессы, связанные с преобразованием ультрафиолетового излучения в тепло. Мы сможем получить спектры (с низким уровнем шума) галактик и квазаров на границе Вселенной и изучить условия, в которых материя существовала при формировании нашей Галактики. Такие надежды основаны на осторожной экстраполяции нынешнего уровня познания и на сдержанных прогнозах относительно будущих возможностей проектируемых инструментов. Но будет очень удивительно, если ожидаемый огромный скачок в чувствительности приборов в диапазоне частот, охватывающем 13 октав, не принесет с собой совершенно нового понимания природы физической реальности.

В данной статье я коснусь основных направлений научного развития в ультрафиолетовой, оптической и инфракрасной астрономии. Я приведу главные рекомендации совещания по астрономическим исследованиям в УФ-, ИК- и видимой областях спектра, проведенного недавно Астрономическим обзорным комитетом Национальной Академии наук США. На этом совещании перед комитетом были поставлены более широкие задачи, нежели на всех его других совещаниях. Ему было поручено сделать обзор достижений и возможностей и установить приоритет в оснащении областей астрономии, связанных со сбором и анализом информации, которую приносят из космоса фотоны в диапазоне от 100 Å до 1 мм. В этом энергетическом диапазоне лежат переходы внешних электронов нейтральных и ионизованных атомов и молекул, колебательные и вращательные переходы молекул, максимум спектра излучения черного тела с температурой от 3 до 10 К и такие экзотические процессы, как синхротронное излучение и повышение энергии фотонов при обратном комптоновском рассеянии.

В космосе и на земле работают разнообразнейшие телескопы, спектрографы, фотометры и камеры, измеряющие температуру, плотность, химический состав, свечение, движение и распределение объектов и газа, находящихся во Вселенной. При том множестве небесных объектов, которые надо классифицировать и изучить, и при наличии мощных телескопов, оснащенных новейшими детекторами, не удивительно, что боль-

шинство астрономов работают в областях, охваченных совещанием по астрономическим исследованиям в УФ-, ИК- и видимой областях спектра.

СОСТОЯНИЕ ДЕЛ

Сейчас мы впервые осознали всю сложность эволюции галактик. Радио- и оптические измерения не дали ожидаемого уменьшения орбитальных скоростей на краю спиральных галактик. Это говорит о том, что у галактик имеются гигантские гало из какого-то вещества, которое мы не видим, с массой, раз в десять превышающей массу видимой части. Природа этого вещества не известна. Последние наблюдения исключают яркие звезды и газ как возможные компоненты гало, но очень слабые звезды малой массы обнаружить сложно, и в принципе они могли бы присутствовать в больших количествах.

Изучение распределения галактик в пространстве показывает, что они не относятся к хаббловским «вселенным-островам». Напротив, они сложным образом взаимодействуют между собой, что приводит к множеству интересных последствий. Считается, что столкновения между галактиками инициируют образование звезд и разрушают и даже генерируют спиральные ветви. Межгалактическое пространство засорено осколками от предыдущих столкновений и веществом, которое не конденсировалось в галактики. Тяготение стягивает галактики в нитевидные ассоциации, как показывает фотография на рис. 5, где узловатые скопления — это центры концентрации галактик. Там межгалактический газ нагрет свыше 100 000 000 К и интенсивно излучает в рентгеновском диапазоне. Масштабы гигантских скоплений и объем кажущегося пустым пространства между нитями оказался намного большим, чем представлялось в начале 70-х годов.

Одним из важнейших достижений новейшей астрономии является доказательство существования нейтронных звезд, впервые предсказанных в 30-х годах. Они были открыты как пульсирующие радиозвезды в конце 60-х годов, но затем было установлено, что пульсары — это вращающиеся сколлапсировавшие звезды. В начале 70-х годов с помощью спутника «Ухуру» была открыта

вторая группа пульсаров, активных в рентгеновском диапазоне. В этой группе сколлапсировавшие звезды объединены в тесные двойные системы с обычными звездами. Газ перетекает с обычной звезды на магнитные полюса сколлапсировавшего объекта. При атомных столкновениях в падающем газе возникает рентгеновское излучение. Так как рентгеновские пульсары — члены двойных систем, мы можем оценить их массу. Мы можем отождествить большинство таких пульсаров с очень плотными объектами, масса которых близка к солнечной, т. е. с нейтронными звездами. Но для некоторых систем полученная масса столь велика, что сколлапсировавший объект рассматривается как черная дыра. Таким образом астрономы открыли целое семейство сколлапсировавших звездных систем — от белых карликов с плотностью в центре 10^5 г/см³ до нейтронных звезд с плотностями 10^{15} г/см³ и черных дыр.

Квazarы остаются загадкой спустя два десятилетия после их открытия, несмотря на интенсивную работу по наблюдению и теоретическому исследованию. По данным новейших наблюдений, квазары связаны с удаленными галактиками, так что их большое красное смещение можно объяснить расширением Вселенной. Если они находятся на краю наблюдаемой Вселенной, то их энергия, которая в 10^{14} раз больше солнечной, сосредоточена в объеме, сравнимом с объемом Солнечной системы. Природа такого источника энергии — центральная проблема для наблюдателей и теоретиков. Нам нужна большая светосила в УФ-, видимой и ИК-областях спектра, чтобы повысить отношение сигнала к шуму в спектрометрии, которая дает нам химический состав, динамику и ионизационную структуру облаков плазмы, связанных с квазарами, которые были активны в эпоху, вдвое более древнюю, чем наше Солнце.

Технические достижения в ИК-астрономии и астрономии субмиллиметрового диапазона впервые дали нам возможность исследовать межзвездные облака, где рождаются новые звезды. Эти плотные коллапсирующие облака с большой концентрацией субмиллиметровых пылинок экранируют свою внутреннюю часть от УФ-излучения звезд, а пылинки катализируют образование сложных молекул, которых здесь всюду много. Эта же пыль мешает фотонам видимого света выйти

из внутренних областей. Но для ИК-излучения пыль почти прозрачна. К тому же типичные температуры облаков намного ниже температуры звезд. Вполне естественно изучать эти образования в ИК-области спектра. Мы теперь начинаем понимать относительную важность различных процессов, но нам еще не ясно, как начинается процесс образования звезд, не ясны детали химии или эволюции газопылевых облаков, когда они коллапсируют, образуя новые звезды. Чтобы решить эти проблемы, нам нужны приборы ИК- и субмиллиметрового диапазона с более высокими пространственным разрешением и чувствительностью.

До последнего времени предполагалось, что межзвездная среда вне этих плотных облаков имеет температуру порядка 10^4 К. Наблюдения со спутника «Коперник» показывают, что вдобавок к составляющей с температурой 10^4 К есть еще составляющая, нагретая до 10^6 К, давление которой равно давлению газа с меньшей температурой. Возможно, что горячий газ переходит в газ галактического гало и в конце концов в газовый поток, вытекающий из нашей Галактики. Чтобы дать сводную картину химической и физической природы этого вещества и сравнить ситуацию в нашей Галактике с ситуацией в других галактиках, нам нужны новые телескопы, способные продолжить наблюдения спутника «Коперник», который к настоящему времени уже закончил свою работу.

Из этого очень короткого обзора положения дел в УФ-, оптической и ИК-астрономии можно заключить, что основные наблюдения проводились с помощью широкого ассортимента инструментов и методик. Программа исследований, проводимых с помощью космических аппаратов, приподнимает непрозрачный занавес атмосферы, который скрывал от нас вакуумную ультрафиолетовую область спектра. За последнее десятилетие усовершенствования в приемниках излучения в 100 раз увеличили эффективность оптических спектрофотометров, а чувствительность ИК-приемников увеличилась более чем в 1000 раз. Проектируемые спутники с криогенным охлаждением будут свободны от свечения земной атмосферы с яркостной температурой около 300 К. Свободные от атмосферного фона и оснащенные широкополосными фотометрами такие спутники будут

способны различать объекты, в 1000 раз более слабые, чем обнаруживаемые с земной поверхности.

Приборы, используемые астрономами в УФ-, видимой и ИК-областях спектра, быстро улучшаются. Такое улучшение необходимо, чтобы сравняться с новыми приборами радио-, рентгеновской и гамма-астрономии. Наблюдения вне диапазона УФ-, видимого и ИК-излучения важны не только потому, что они дают дополнительную информацию об астрономических явлениях, но и потому, что объекты, испускающие мощное излучение в этих экстремальных областях спектра, наиболее «экзотичны» и наиболее интересны с точки зрения астрономии. Наблюдения же в УФ-, видимой и ИК-областях спектра дают информацию о расстояниях, строении, а также химии и физике газа, связанного с такими объектами. Таким образом, открытие каждого нового объекта ставит новые требования перед приборами, работающими в УФ-, видимой и ИК-областях спектра.

НЕАСТРОНОМИЧЕСКИЙ БЮДЖЕТ

Для наземной оптической и ИК-астрономии выделены национальные центры Обсерватория Сакраменто-Пик, Национальная обсерватория Китт-Пик и Межамериканская обсерватория Серро-Тололо. Каждый из них находится теперь в критическом положении. Созданные для того, чтобы американские астрономы имели возможность вести свои наблюдения, эти центры быстро теряют возможности выполнять их заявки на наблюдательное время. Число заманчивых предложений далеко не соответствует наличному времени. Отказами от интересных предложений ограничивается научное творчество. Например, нет возможности предоставлять продолжительное время для наблюдений какому-либо одному проекту, какова бы ни была его значимость. Цикл наблюдений на больших телескопах длится только несколько ночей. При таких ограничениях исследователи не в состоянии приниматься за крупные статистические программы. Необходимость в частой переналадке инструментов создает проблемы, связанные с надежностью.



Рис. 1. Туманность Ориона, сфотографированная через интерференционный фильтр на линию $H\alpha$. Обнаруживает сложную структуру. Предполагается, что ударная волна от горячих звезд ионизует газ в плотном молекулярном облаке, где образуются новые звезды. (Фото Южной европейской обсерватории.)

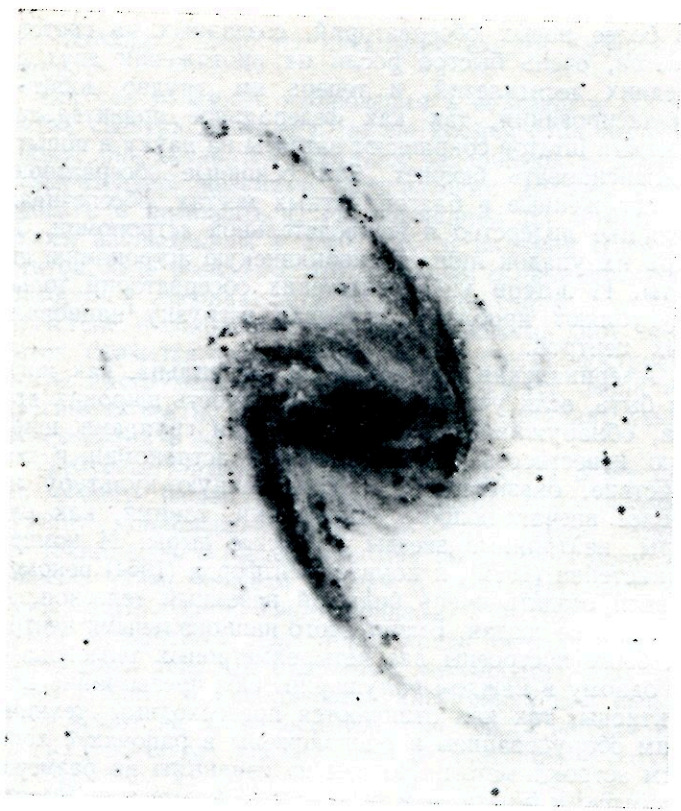


Рис. 2. Галактика NGC1365. Находится в созвездии Печи в Южном полушарии. На этом негативном изображении темные беспорядочно расположенные узлы — это районы активного звездообразования, которые намного больше туманности Ориона. Светлые нити — проявления пылевых облаков. (Фото Южной европейской обсерватории.)

Прежде всегда очень сильные обсерватории, обслуживаемые университетами за счет частных фондов, также испытывают трудности. Более старые обсерватории борются с проблемами устаревшего оборудования, увеличивающейся засветки от растущих рядом городов и разъедания денежных фондов инфляцией. Некоторые

из более новых обсерваторий, созданных на средства штатов, очень быстро росли на протяжении двух последних десятилетий, и теперь им трудно добиться финансирования, так как федеральное правительство и власти штатов сокращают затраты на науку в попытке сбалансировать бюджет. Эти основные обсерватории, расположенные в благоприятных местах, обеспечивали Америке лидерство в наблюдательной астрономии. Теперь их упадок лишает американскую астрономию широты. И потери университетских обсерваторий только усугубляют проблему, повышая загрузку национальных центров.

Американская программа не так сильна, как могла бы быть, если учесть заинтересованность широких кругов, обнаруживаемую любительскими группами, широкую известность популяризаторов астрономии и воздействие, оказываемое на современную культуру наиболее впечатляющими открытиями, такими, как квазары, нейтронные звезды и черные дыры. И комитет Гринстейна (1972), и комитет Уитфорда (1964) рекомендовали создать очень большой наземный телескоп, но он так и не создан. Вместо этого национальными центрами были построены два четырехметровых телескопа — по одному в каждом полушарии. Оба чрезвычайно продуктивны, так как отличаются превосходным техническим оборудованием и расположены в районах с хорошим астроклиматом. Но они не сравнимы по размерам с советским 6-метровым телескопом. Австралия, Япония и страны Европы выполняют многообещающие программы по созданию наблюдательных средств, которые вскоре затмят наземное оборудование США. На 4250-метровой вершине Мауна-Кеа (Гавайи) — лучшем месте для астрономических наблюдений в США — общая площадь зеркал телескопов французских, канадских и английских исследователей сейчас больше, чем американских. С 3-метровым ИК-телескопом, принадлежащим НАСА, на Гавайях у американского национального центра всего лишь 4 телескопа с апертурой, превышающей 2 м, и увеличение их числа вроде бы не планируется. Страны общего рынка со сравнимым по численности населением и меньшим национальным доходом, чем США, имеют 5 больших телескопов в благоприятных районах, еще два строят и выделили средства еще на

два, которые сейчас на начальной стадии проектирования.

Так как наземные наблюдения в видимой и ИК-областях спектра дешевле и проще космических экспериментов, они останутся костяком астрономии в XXI в. Следовательно, наземные обсерватории должны существовать и развиваться. На совещании по астрономическим наблюдениям в УФ-, ИК- и видимой областях спектра было выяснено, что основным ограничивающим фактором в американской астрономии сейчас является отсутствие необходимых наземных средств. Этот недостаток скажется еще больше, когда будут построены другие инструменты, способные обнаружить очень интересные объекты, но непригодные для дополнительных исследований в оптическом диапазоне.

Требуемые оптические приборы недороги в масштабах общего бюджета астрономических исследований. Крупные современные телескопы — это самая передовая техника, но в наше время они по карману большим университетам, частным фондам и даже отдельным состоятельным людям. Таким образом, УФ-, ИК- и оптическая астрономия выделяется среди основных физических наук тем, что отдельный университет пока еще может создать и использовать инструмент для выполнения работ на этом переднем крае очень популярной науки. В то время как большинство телескопов, созданных на средства федерального правительства, должны работать в национальных центрах на общую пользу всех астрономов, правительство может усилить базу астрономии, помогая университетским и частным обсерваториям, которые основную поддержку получают из других источников. Процветающие частные и университетские группы — это важный источник изобретательных астрономов, новой техники, идей относительно удешевления конструкций, разнообразных научных стилей.

В дополнение к основным приборам, которые будут описаны ниже, комитет указывает на необходимость полностью использовать существующее оборудование и дополнить то оборудование, которое получило наивысшую оценку на предыдущих совещаниях. Данное совещание по астрономическим наблюдениям в УФ-, ИК- и видимой областях выделило, в частности, в каче-

стве главных компонентов программы 80-х годов два инструмента: «Космический телескоп» (КТ) — инструмент с апертурой 2,4 м, который должен быть запущен в 1985 г., и «ИК-телескоп космического корабля многократного использования «Спейс шаттл» с апертурой 0,85 м и с оптикой, охлаждаемой до криогенных температур. Оба инструмента дадут новые возможности, не дублируемые другими телескопами. «Космический телескоп» охватит важный диапазон от 1200 Å в вакуумной УФ- до ближней ИК-области. На орбите, за пределами земной атмосферы, где нет связанных с ней искажений, засветки и поглощения, разрешение телескопа будет ограничиваться только дифракцией, и он позволит наблюдать объекты, в 100 раз более слабые, чем те, которые можно обнаружить с Земли. Такой прибор также будет свободен от влияния атмосферы. Поскольку оптика будет охлаждаемой, его чувствительность будет определяться только шумом детектора. Как прибор для широкополосной фотометрии он будет в тысячи раз более чувствительным, чем наземные телескопы и, вероятно, сможет обнаружить галактики, формирующиеся на начальной стадии развития Вселенной. Ни одна из этих программ не встретила на совещании возражений; напротив, все они рассматривались как крайне важные программы 70-х годов, которые до сих пор не завершены.

15-МЕТРОВЫЙ ТЕЛЕСКОП

Интереснейшая задача астрономии — изучение экстремальных явлений, т. е. объектов и областей, где температура, плотность, масштаб и динамика совершенно отличны от обычных. Радиоприемные, рентгеновские и другие приборы в космосе обнаружат колоссальное число любопытных, но оптически слабых источников. Для быстрого продвижения в понимании процессов, связанных с рождением новых звезд и образованием нашей Вселенной, необходимо сильное желание преодолеть технические трудности и создать инструменты, которые могли бы собирать и анализировать слабый свет соответствующих источников.

Если бы вопрос с запуском «Космического теле-

скопа» и «ИК-телескопа космического корабля многократного использования «Спейс шаттл» был уже решен, то остались бы следующие важные проблемы.

1. Существенное усовершенствование наземных приборов для наблюдения слабых объектов с высоким спектральным разрешением в видимом и ИК-диапазонах. Настоятельно требуются малые телескопы, а для поисковых наблюдений нужен очень большой телескоп.

2. Большой телескоп на орбите, спроектированный так, чтобы он был дополнением к «ИК-телескопу космического корабля многократного использования «Спейс шаттл», обеспечивая высокое угловое и спектральное разрешение в интервале от 20 мкм до 1 мм.

3. Телескоп на спутнике, сочетающий высокую светосилу с высоким спектральным разрешением в интервале 900—1200 Å. Такой телескоп продолжил бы и расширил программу, начатую спутником «Коперник». Он позволил бы исследовать высокотемпературную фазу межзвездной среды, другие области с горячим газом и такие составляющие облаков, как, например, H_2 , основные спектральные линии которых лежат ниже 1200 Å — коротковолновой границы для зеркал КТ.

4. Орбитальная солнечная обсерватория, о которой говорится в статье А. Уолкера о солнечной астрономии (стр. 159).

5. Хорошо обеспеченная программа разработки оборудования, гарантирующая эффективное использование дорогих телескопов.

Главное место в рекомендациях совещания заняло сооружение «Национального технического нового телескопа» (НТНТ) с эффективной апертурой 15 м (рис. 4). Такая апертура выбрана из следующих соображений: во-первых, это наибольшая апертура, которую можно согласовать с наилучшими атмосферными условиями, и, во-вторых, это наибольшая апертура телескопа, который может быть построен без очень дорогостоящих технических разработок.

С точки зрения оптики необходимость постройки 15-метрового телескопа диктуется в основном требованиями спектроскопии слабых объектов. В наиболее темных районах фоновый монохроматический поток от участка ночного неба с размерами $1'' \times 1''$ соответствует звездной

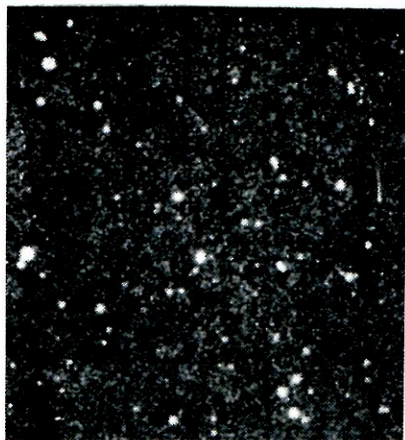


Рис. 3. Отдаленное скопление галактик с красным смещением $\Delta\lambda/\lambda = 0,53$, соответствующим скорости разбегания $0,4c$. Изображение получено интегрированием в течение 5 мин на ПЗС-матрице 500×500 на Паломарском 5-метровом телескопе. (Фото Калифорнийского технологического института.)

величине 23 ($2,3 \cdot 10^{29}$ эрг/с·см·Гц). При заданной входной угловой апертуре размеры спектрографов пропорциональны апертуре телескопа. Даже в благоприятных географических районах из-за атмосферной турбулентности изображение звезды обычно размывается по крайней мере до $1''$. В случае спектрографов, светосила которых не сильно ограничена входной щелью, в силу технологии изготовления разрешающая способность дифракционных решеток R , т. е. отношение $\lambda/\Delta\lambda$, ограничивается величиной 20 000 для 15-метрового телескопа. Такой большой телескоп собирает достаточно света, так что при эффективной конструкции высококачественные спектры с указанным разрешением для звезд 23-й величины можно получать всего лишь за несколько часов. Это соответствует тому времени, в течение которого можно наблюдать звезду вблизи меридиана. В случае же объектов слабее 23-й величины сигнал меньше шума — фонового излучения неба.

Гигантский телескоп, способный собирать световую информацию от очень слабых объектов с высоким отношением сигнала к шуму, позволил бы нам исследовать вещество, которое в настоящее время практически невидимо для нас. В первую очередь следовало бы изучать галактические гало, связывающую массу скоплений и суперскоплений, образование звездных систем и протопланет, а также химический состав, динамику и степень ионизации межгалактической среды. Новейшие хорошо оборудованные большие телескопы дают нам возможность краешком глаза видеть миры, лежащие на пределе их разрешения, но для изучения этих пограничных областей необходим 15-метровый телескоп.

На дифракционном пределе. Методом спекл-интерферометрии, по-видимому, можно будет получать некоторую информацию на дифракционном пределе 15-метрового телескопа. Исследования, проводившиеся с многозеркальным телескопом (МЗТ), дали спекл-информацию об источниках 17-й величины. В случае 15-метрового телескопа это соответствовало бы разрешению $0,005-0,007''$ в зависимости от конструкции телескопа. Такое разрешение приблизительно в 100 раз выше, чем разрешение в наилучших условиях наблюдения на поверхности Земли. Подобный метод, пока еще трудно осуществимый, дает малое поле и не позволяет получать однозначные карты источников со сложной оптической структурой. Тем не менее его потенциальные возможности столь велики, что далеко не последним доводом в пользу постройки 15-метрового телескопа является перспектива разрешать объекты на его дифракционном пределе.

Для ИК-излучения существуют многочисленные окна прозрачности атмосферы в интервале от 2 до 30 мкм. Поскольку искажения изображения, вызываемые атмосферой, уменьшаются с увеличением длины волны, в ИК-области разрешение больших телескопов определяется дифракцией, а не атмосферным дрожанием. Так как атмосфера и оптика телескопа нагреты, наземный телескоп не может конкурировать с «ИК-телескопом космического корабля многократного использования «Спейс шаттл» в отношении широкополосной фотометрии в большинстве атмосферных окон прозрачности. Что же

касается спектроскопии с высоким разрешением, то здесь главную роль играет шум детектора, и чувствительность прибора пропорциональна квадрату апертуры телескопа. Высокое угловое разрешение необходимо для получения карты сложных объектов, таких, как протозвезды и ядра галактик. Сочетая высокое спектральное разрешение с высоким пространственным разрешением, 15-метровый телескоп будет уникальным прибором для изучения химии, физики и динамики молекулярных облаков через атмосферные окна прозрачности в спектральном интервале 2—30 мкм. Он дополнит возможности «ИК-телескопа космического корабля многократного использования «Спейс шаттл» в сфере широкополосной фотометрии и даст в ближней ИК-области спектра то, что будет давать «Большой развертываемый рефлектор» (БРР) (описываемый ниже) в дальней ИК-области и в субмиллиметровом диапазоне.

Таким образом, 15-метровый телескоп на порядок расширит наши возможности в оптической спектроскопии и на 2 порядка — в инфракрасной спектрофотометрии. Это больше разницы в разрешении между невооруженным глазом и телескопом Галилея. Однако в астрономии есть проблемы порога. При всего лишь небольшом увеличении разрешения Галилей открыл спутники Юпитера, кратеры на Луне и пятна на Солнце; эти открытия потрясли европейскую культуру. Существующие спектроскопические и ИК-спектрофотометрические приборы не дают нам возможности уверенно наблюдать астрономические объекты, достаточно далекие от нас, чтобы можно было исследовать эволюцию Вселенной. Точно так же у нас нет пространственного и спектрального разрешения, необходимого для того, чтобы детально изучать коллапс молекулярных облаков и образование звезд, поскольку ближайшие примеры слишком далеки от нас. Пятнадцатиметровый телескоп, оснащенный новейшим оборудованием и расположенный в очень благоприятном районе, позволит вплотную подойти к этой проблеме.

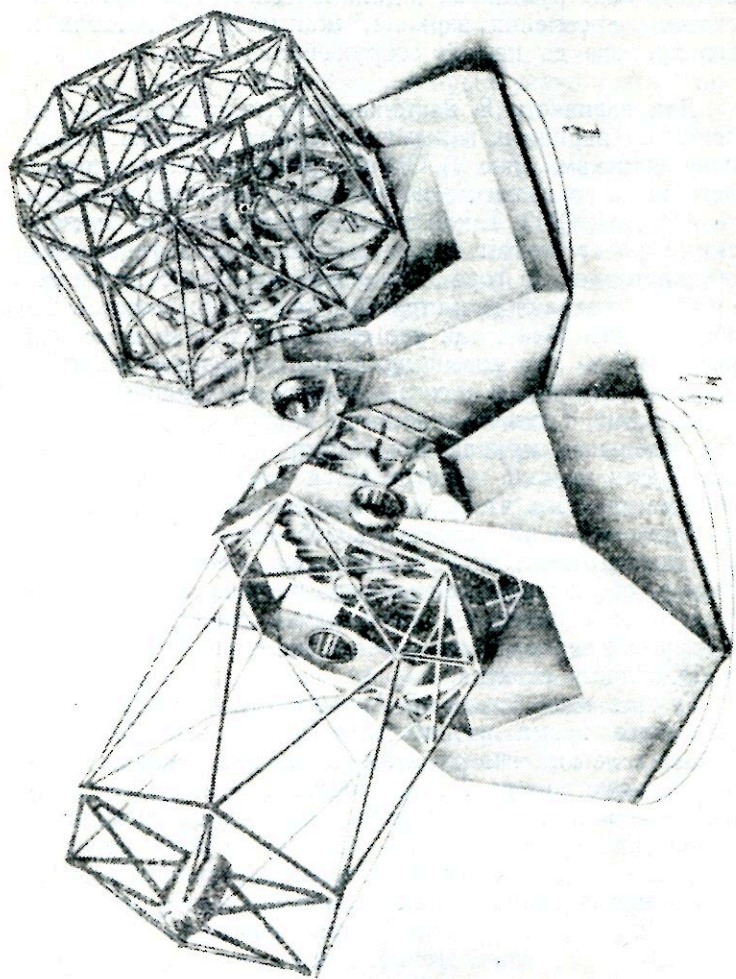
Стоимость сооружения 15-метрового телескопа, как предполагается, не превысит 100 млн. долларов 1980 г. (цифра намного меньшая, чем было бы предсказано десятилетие назад). Главная причина низкой стоимости — экономия за счет технологии облегченных зеркал. Кро-

ме того, новейшие методы проектирования, основанные на анализе конечных элементов и на практическом опыте, накопленном при изготовлении телескопов 4-метрового класса за последние 15 лет, позволяют точно рассчитать конструктивные и динамические характеристики системы крепления зеркала, монтировки телескопа и его привода до начала сооружения.

Два варианта. В настоящее время существуют два основных варианта, каждый со своими преимуществами и недостатками (рис. 4). Один — взять за основу проект легкого и оказавшегося удачным «Многозеркального телескопа» (МЗТ). Такой телескоп был сооружен Аризонским университетом и Смитсоновской астрофизической обсерваторией на горе Хопкинс в шт. Аризона. Он состоит из 6 зеркал диаметром 1,8 м с общим фокусом на общей монтировке, так что его эффективная апертура равна 4,5 м. Это новый принцип, основанный на проверенной технике и к сегодняшнему дню хорошо апробированный. Главный недостаток такого варианта в том, что отдельные зеркала для 15-метрового телескопа будут очень велики и потребуются сложная оптическая система для того, чтобы получить одну общую плоскость изображения, а это приведет к добавочным отражениям и к потере света. Преимущества же — большой общий размер, обеспечивающий высокое разрешение на спекл- и ИК-изображениях, сравнительно простая система поддержки зеркал и простые маски зрачка для работы в ИК-области спектра.

Группа исследователей Аризонского университета в настоящее время разрабатывает технологию отливки больших легких ячеистых заготовок для зеркал из пирекса диаметром до 7,5 м, которые могли бы быть использованы как элементы зеркала 15-метрового телескопа подобно существующему многозеркальному телескопу. Уже достигнуты положительные результаты в отливке малых зеркал, и не позже чем через год будет отлита пробная заготовка среднего размера. Поскольку зеркала для «Многозеркального телескопа» столь велики, очень важно правильно его спроектировать, чтобы жесткость конструкции сочеталась с малым весом и малой тепловой инерцией.

Другой вариант — набрать большое зеркало диамет-



ром 15 м из малых шестиугольных зеркал, смонтированных вместе. Так как прогиб пластины под действием ее собственного веса пропорционален четвертой степени диаметра и обратно пропорционален квадрату толщины, малые зеркала могут быть сравнительно тонкими и легкими. Здесь есть то преимущество, что зрачок телескопа будет полностью заполнен и не потребуются много отражающих поверхностей, чтобы собрать лучи в фокусе. Так как многочисленные промежуточные зеркала не требуются, в этом варианте, по-видимому, значительно меньше потери света, собираемого с таким трудом. Основные недостатки — технические трудности создания и поддержания поверхности главного зеркала и отсутствие действующего телескопа меньших размеров, который дал бы опыт в отношении различных подсистем.

На примере малого зеркала сотрудники Калифорнийского университета в Беркли успешно продемонстрировали новейший способ изготовления отдельных зеркальных сегментов, необходимых для главного зеркала. Оптики обсерватории Китт-Пик теперь пытаются тем же способом изготовить два сопряженных полноразмерных (2 м) сегмента. Лабораторные испытания показывают, что сервомеханизмы для контроля и управления положением сегментов работают с лучшей точностью, чем требуется. Группа исследователей из Беркли, разрабатывающая 10-метровый телескоп, в настоящее время пытается провести полномасштабную демонстрацию системы управления на базе двух зеркал.

Так как имеются два варианта будущего телескопа, окончательный выбор проекта 15-метрового телескопа зависит от исхода проводимых экспериментов.

Исследования в порядке разработки недорогого 15-метрового телескопа уже дали один результат — существенное уменьшение стоимости меньших телескопов. Две университетские группы (в Техасском и Калифорнийском университетах) рассчитывают построить большие телескопы своими средствами, без государственной

Рис. 4. Два варианта конструкции 15-метрового телескопа. Хотя проекты усложнились за прошедшее время, масштаб и основная конфигурация двух вариантов телескопа остались прежними. (Фото Национальной обсерватории Китт-Пик.)

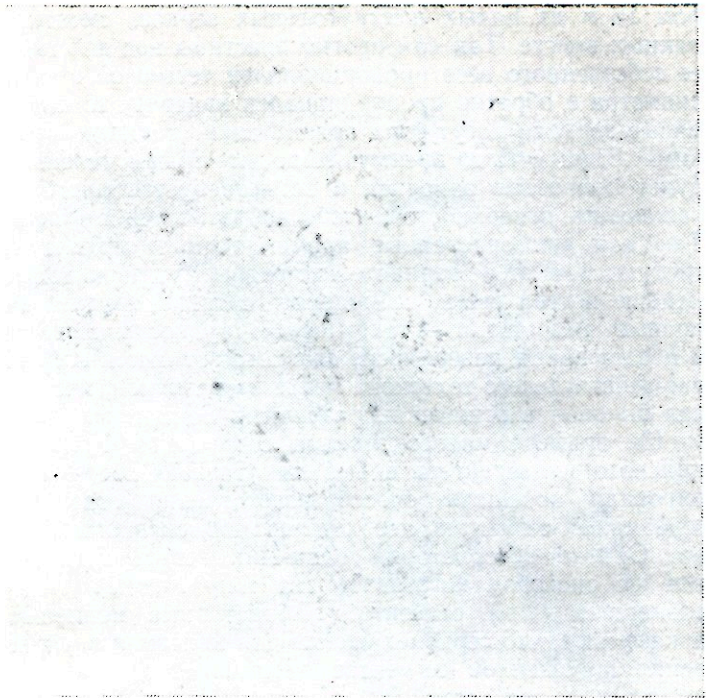


Рис. 5. Проекция галактик, расположенных ближе 100 млн. пс от Солнца (вид снаружи — одно из изображений стереопары). Исследование трехмерной структуры этой системы показывает, что галактики концентрируются в нитевидные ассоциации с большими промежутками между группами. (Фото Р. Миллера.)

дотации. Техасская группа предполагает построить телескоп диаметром 7,5 м с цельным облегченным зеркалом. Такое зеркало может быть изготовлено промышленностью или Аризонским университетом, если группа добьется успеха в отливке очень больших зеркал из пирекса. Калифорнийская группа планирует построить 10-метровый телескоп с зеркалом, набранным из сегментов.

Ряд университетов, в том числе университеты штатов Калифорния, Мичиган и Вашингтон, изыскивают средства, чтобы построить телескопы меньшего, 2-метрового

класса. На совещании по астрономическим исследованиям в УФ-, ИК- и видимой областях спектра было отмечено, что такие инструменты, расположенные в подходящих районах, не только будут сами по себе эффективны, но и окажутся ценным дополнением к национальному 15-метровому телескопу и космическим приборам для наблюдений. В поддержку этой идеи одобрение программы создания 15-метрового телескопа на совещании было дополнено одобрением программы постройки телескопов меньших размеров и призывом к разработке единой программы повышения технического уровня основных средств наземной астрономии.

10-МЕТРОВЫЙ ТЕЛЕСКОП НА ОРБИТЕ

Вторым по важности был признан проект запуска в начале 90-х годов «Большого развертываемого рефлектора» (БРР) — телескопа 10-метрового класса, предназначенного для работы в интервале от 20 мкм до 1 мм, т. е. там, где атмосферное поглощение сильно затрудняет наземные измерения. Составленные к настоящему моменту технические требования предусматривают работу на дифракционном пределе при 30 мкм, развертывание без выхода космонавтов из корабля и большой срок службы на орбите, в течение которого можно было бы изменять и совершенствовать оборудование. Этот инструмент будет национальным достоянием.

Как отмечено, выше, БРР и 15-метровый телескоп должны дополнять друг друга, давая большое спектральное и угловое разрешение в ИК-области спектра от 2 мкм до 1 мм. Путем пассивного охлаждения оптические поверхности будут поддерживаться при температуре ниже 200 К. Техника, необходимая для сооружения этого телескопа, еще не существует, но проводимая сейчас промышленная разработка должна довести технику до того уровня, при котором можно было бы начать сооружение в конце 80-х годов. Благодаря тому что работа на дифракционном пределе намечается только на длинах волн более 30 мкм, требования к точности поверхности зеркала и его поддерживающей системы значительно снижены по сравнению с требованиями к телескопам для работы в ближней ИК- и видимой области. Тем не менее опыт, накопленный при эксплуатации

БРР, ляжет в основу разработки больших оптических телескопов, которые смогут быть выведены на орбиту в XXI столетии.

Так же как и 15-метровый телескоп, БРР не сможет сравниться с охлаждаемым «ИК-телескопом космического корабля многократного использования «Спейс шаттл» при работе в широкой полосе частот и с низким разрешением, но его очень большое зеркало даст огромные преимущества при работе с высоким разрешением. Многие вращательные переходы молекул приходится на субмиллиметровый диапазон. Например, вращательная линия $S(0)$ водорода H_2 лежит при 28 мкм, а вращательные линии молекулы HD — при 29, 38, 56 и 112 мкм. Сравнивая данные, полученные в далекой УФ- и ИК-областях спектра, можно точно определить отношение концентраций водорода и дейтерия. Поскольку дейтерий, как считается, не является продуктом развития звезд, это отношение имеет важное значение при исследовании ядерных процессов на ранних стадиях эволюции Вселенной.

Переходы между верхними вращательными уровнями OH , CO и H_2O очень важны при изучении горячих плотных зон молекулярных облаков. В далекой ИК-области расположены линии основного состояния ионов O^{2+} , N^+ и Si^+ , тонкая структура которых очень важна при исследовании распространенности, состояния возбуждения и степени ионизации водорода, а тонкая структура линий O^0 и C^+ может служить индикатором в переходных зонах, где атомарный водород не ионизован.

Предполагается, что для объектов солнечной массы начальные размеры протозвезд составляют $\sim 2 \cdot 10^{15}$ м. Угловой диаметр такой протозвезды равен $\sim 20''$ на расстоянии туманности Ориона. «Большой развертываемый рефлектор» мог бы исследовать распределение температуры и плотности внутри такого объекта. На более поздних стадиях эволюции звезда коллапсирует до диаметра $6 \cdot 10^{13}$ м. Это сравнимо с размерами Солнечной системы и на расстоянии, равном расстоянию до туманности Ориона, сравнимо с разрешением БРР. Угловое разрешение БРР, возможности 15-метрового телескопа в ИК-области спектра (на более коротких длинах волн) и высокая чувствительность «ИК-телескопа космического корабля многократного использования «Спейс

шаттл» дадут нам детальную историю рождения звезд. Планетные системы очень трудно обнаружить даже у ближайших звезд, и поэтому наше Солнце — единственная известная нам звезда с планетами. Но можно было бы обнаружить существование планет по ИК-излучению, которым, согласно некоторым теориям, сопровождается образование планет и звездных систем.

Угловое разрешение БРР соответствует удалениям на 300 световых лет на расстоянии, равном расстоянию до ближайших галактик. Это протяженность, равная протяженности ядер галактик и активных районов формирования звезд спиральных рукавов. Большая часть энергии, выделяющейся в ядрах галактик и при коллапсе протозвезд, излучается в далекой ИК-области спектра. Чтобы провести параллель с нашей Галактикой и разобраться в наблюдаемых физических процессах, нам понадобится спектральное и угловое разрешение БРР.

Спектрограф для дальней УФ-области. Третьим по важности совещание признало проект спектрографа для дальней УФ-области спектра. Покрытия зеркал «Космического телескопа» очень эффективны на длинах волн, превышающих 1200 \AA , но на более коротких длинах волн их коэффициент отражения быстро падает до нуля. Поэтому на совещании было решено предложить запуск спутника со спектрографическим оборудованием высокого разрешения в указанном важном спектральном интервале. Это может быть прибор класса «Эксплорер» с основной задачей перекрыть интервал длин волн между границей поглощения межзвездного водорода 920 \AA и коротковолновой границей эффективности «Космического телескопа» 1200 \AA . В этом интервале наблюдаются резонансные линии многих важных с точки зрения астрофизики ионов, в том числе O^0 , N^+ и O^{5+} , и электронные переходы молекул H_2 и HD. Плотности H_2 , HD и других молекул, входящих в состав межзвездных облаков, связаны с интенсивностью космических лучей. Таким образом, информация относительно молекул поможет нам проследить за интенсивностью космических лучей во всей Галактике.

Исследования атомных резонансных линий дадут нам более точную модель межзвездной среды. Например, открытие резонансных линий O^{5+} при 1032 и 1037 \AA ука-

зало на то, что часть межзвездного газа в нашей Галактике нагрета до миллиона градусов. Резкие линии поглощения, видимые во многих спектрах квазаров, часто интерпретируются как результат поглощения межгалактическими облаками или галактическими гало, расположенными на луче зрения. Спектроскопия ядер ближайших галактик Сейферта позволит нам сравнить условия в гало нашей Галактики с условиями в гало галактик Сейферта. Сравнивая результаты, полученные для гало ближайших галактик, с данными от отдельных квазаров, мы сможем оценить эволюцию за космологические периоды.

ДОПОЛНИТЕЛЬНОЕ ОБОРУДОВАНИЕ

Телескопы могут только собирать свет и формировать изображение. Для анализа же нужны спектрографы, фотометры и приемники излучения. Телескопы привлекают к себе внимание, поскольку это большие и дорогие сооружения. Но для получения ценных данных нужен не только хороший телескоп, но и хорошее вспомогательное оборудование. Поэтому в качестве одной из основных рекомендаций совещание указало на необходимость разработки оборудования.

Астрономические приборы создавать не легко: очень жесткие допуски на размеры при механической обработке, требования высокой точности оптических поверхностей. Требование большой светосилы эквивалентно требованию высокого коэффициента отражения покрытий в широкой области длин волн и минимального числа оптических поверхностей. При проектировании приходится согласовывать противоречивые требования отсутствия аберраций, широкого спектрального интервала, высокой механической жесткости, необходимых размеров и высокой эффективности фотоприемника. Когда появляются новые фотоприемники, приходится находить новые компромиссные решения в области оптики, чтобы реализовать их преимущества. Например, для снижения уровня шума фотоприемников в ИК-области пришлось уменьшать тепловое излучение измерительного оборудования. Всякое изменение в технике и области исследования должно сопровождаться разработкой соответствующего оборудования.

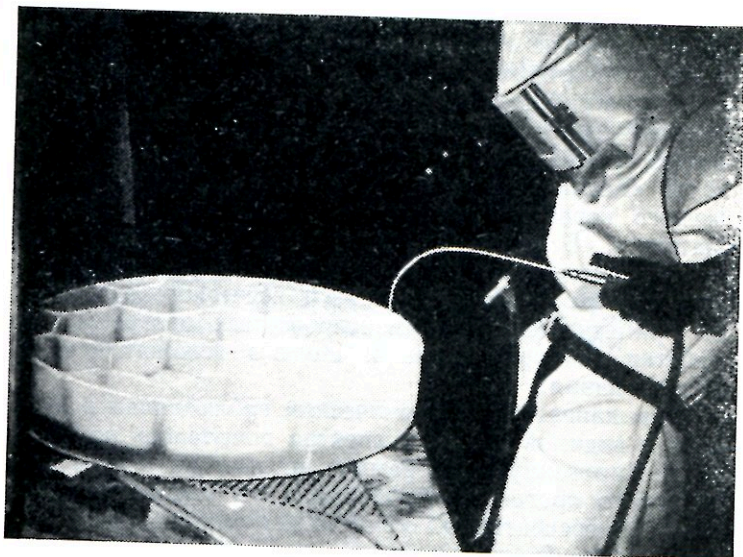


Рис. 6. Пескоструйная обработка экспериментальной пирексовой заготовки для зеркала диаметром 75 см. (Фото Университета шт. Аризона.)

Поскольку повышение чувствительности открывает новые области исследования, усовершенствование фотоприемников — прямо-таки навязчивая идея астрономов-экспериментаторов. От фотоприемников требуется высокий квантовый выход при очень низких уровнях освещенности, широкий динамический диапазон, стабильная чувствительность, большое число отдельных чувствительных элементов и размеры, соответствующие размерам изображения телескопа или спектрометра. Для регистрации оптических изображений и для спектроскопии пригодны новые ПЗС-приемники с многими тысячами элементов, приближающиеся к теоретическим пределам. ИК-приемники тоже очень быстро совершенствуются. Впервые появились матрицы для ИК-излучения с низким уровнем фона и высоким квантовым выходом. Эти устройства откроют новые перспективы для тех, кто сможет создать соответствующее им оборудование. Оборудование спутников требует существенного по-

вышения эффективности. До сих пор еще нет приемников для вакуумной УФ-области спектра, подобных оптическим ПЗС-приемникам. На фотоприемники в космическом пространстве действуют частицы пояса Ван-Аллена и космические лучи. Такой шум сильно мешает наблюдению слабых объектов. Важным преимуществом проектов «Космического телескопа», «ИК-телескопа космического корабля многократного использования «Спейс шаттл» и «Большого разворачиваемого рефлектора» является возможность модернизации. НАСА и Национальный научный фонд заслуживают всяческого одобрения за принятие хорошо финансируемых программ разработки фотоприемников и другого вспомогательного оборудования.

Совещание по астрономическим наблюдениям в УФ-, ИК- и видимой областях спектра попыталось наметить сбалансированную программу, которая на основе технического прогресса обеспечивала бы быстрое продвижение в перспективных областях астрономии. Три основные компоненты исследований вне Солнечной системы — 15-метровый телескоп, «Большой разворачиваемый рефлектор» и спектрограф для далекой УФ-области спектра — намечены как дополнение к «Космическому телескопу» и «ИК-телескопу космического корабля многократного использования «Спейс шаттл». Совместно эти средства на порядки расширят возможности в получении изображений и спектрофотометрии в интервале от 900 Å до 1 мм.

Рекомендации совещания были благоприятно встречены Астрономическим обзорным комитетом. Комитет поместил 15-метровый телескоп на третье место среди основных программ, отметив [1]: «Комитет считает, что научная значимость этого инструмента не ниже других, и подчеркивает, что присвоенный ему приоритет отражает не его значение для науки, а степень технической проработанности». БРР поставлен четвертым среди основных программ. Спектрограф для далекой УФ-области стоит на втором месте среди программ среднего масштаба — вслед за призывом расширить программу «Эксплорер». Необходимость разработки нового вспомогательного оборудования и фотоприемников поставлена на первое место среди условий развертывания новых научных программ.

Ожидаемое огромное расширение возможностей приборов по значимости можно сравнить с изобретением телескопа. Оно подводит нас к радикальному изменению представлений о Вселенной. Природа, не столь ограниченная, как человеческое воображение, несомненно еще удивит и научит нас, если мы не устанем спрашивать ее.

ЛИТЕРАТУРА

1. Astronomy Survey Committee, Astronomy and Astrophysics for the 1980's, v. 1: Report of the Astronomy Survey Committee, National Academy Press, Washington, D. C. (1982).

Современная планетология

М. Белтон ¹⁾, Ю. Леви ²⁾

Перевод статьи: *Belton M. J. S., Levy E. H.* — *Physics Today*, November 1982, p. 54

Насыщенная программа исследований, предусматривающая полеты космических аппаратов, астрономические наблюдения и лабораторные эксперименты, даст много информации об образовании Солнечной системы и об условиях, которые привели к возникновению жизни.

Планетология уходит своими корнями в классическую астрономию, но за последние 20 лет в ней многое достигнуто благодаря применению автоматических космических летательных аппаратов, посылаемых к другим планетам. Обилие информации в таких исследованиях привлекает в настоящее время к планетологии внимание физиков, химиков, геологов, астрономов, специалистов, изучающих атмосферу, и других ученых. Изменяются давно утвердившиеся точки зрения на процессы, протекающие в космосе, на планеты и их происхождение, и открываются новые пути познания таких процессов.

Сейчас мы уже на таком этапе, когда интенсивная программа исследований планет позволила бы сделать важные обобщения. С одной стороны, расширив свои знания о планетах, как о некоем классе объектов, мы можем лучше понять силы и процессы, которые привели к формированию Земли и ее окружения. С другой стороны, более детально изучив природу явлений в Солнечной системе и сравнив эту информацию с нашими все более глубокими знаниями об образовании звезд, о закономерностях формирования и особенностях других

¹⁾ Астроном Национальной обсерватории Китт-Пик, был председателем совещания по планетологии Астрономического обзорного комитета Национальной Академии наук США.

²⁾ Профессор планетологии Аризонского университета в Таксоне.

планетных систем, мы можем ближе подойти к постижению природы событий, которые положили начало нашему существованию во Вселенной. Нам еще предстоит много поработать, прежде чем мы узнаем, единственна ли наша Солнечная система во Вселенной или же планетные системы, подобные нашей, — обычное явление.

Ниже мы дадим обзор по вопросам планетологии и рассмотрим программу США по исследованиям планет. Мы коснемся научных целей этой программы, хода ее выполнения и разнообразия ее методов. Мы остановимся также на давней проблеме, которая в последнее время стала особенно острой, а именно на отсутствии в этой программе единой линии.

ЦЕЛИ ПРОГРАММЫ

В последние два десятилетия в США осуществляется обширная национальная программа исследований Солнечной системы, мотивированная самыми различными соображениями. В число мотивов входит и тяга к фундаментальным научным исследованиям, но все не сводится к ней. Соображения национального престижа, стремление к первенству в технике и желание наглядно его продемонстрировать, желание оценить ресурсные возможности Солнечной системы и выгоды от использования космического пространства — вот некоторые из важнейших и вполне законных причин, почему США в последнее время осуществляли интенсивную программу исследований космоса и планет. Хотя мы далее не будем говорить о таких «ненаучных» мотивах, важно понимать, что научные программы в области космических исследований, как и в других областях, отвечают различным более широким потребностям общества.

Основные научные цели программы США по исследованию планет таковы [1, 2].

1. Накопление информации о планетах, спутниках, метеороидах, кометах и астероидах, необходимой для выяснения условий и процессов, которые привели к образованию Солнечной системы.

2. Изучение истории эволюции планет, исследование процессов, которыми определяется их физическое состояние, и изучение природы и степени стабильности окружающей среды планет, в том числе и Земли.

3. Сбор информации об условиях, при которых возникла жизнь в Солнечной системе, и поиск подтверждений существования во Вселенной мест, пригодных для обитания.

4. Исследование сущности важных космических явлений, лежащих за пределами лабораторных экспериментов.

Согласно современным представлениям, Солнце и планеты сформировались более или менее одновременно в ходе единого процесса. Принято считать, что Солнечная система образовалась в результате коллапса облака межзвездного газа или пыли. Благодаря угловому моменту облака вначале после коллапса появилась плоская туманность в форме диска. Вследствие процессов диссипации, которые нам еще не вполне ясны, возник поток углового момента, направленный наружу, и поток массы, направленный внутрь, приведший к образованию Солнца. В то же время из межзвездного газа выпадало конденсируемое вещество, причем состав конденсированного вещества определялся локальными температурой и давлением. Далее в результате аккреции и локализованного гравитационного коллапса образовались планеты. Эти простые представления находят подтверждение в наблюдающейся зависимости состава планет от расстояния до Солнца. В составе одних планет преобладают тяжелые, тугоплавкие материалы из внутренних горячих зон туманности, а в составе других — ледяные, сравнительно легколетучие вещества холодных внешних зон. Тем не менее пока нерешенных вопросов намного больше, чем решенных.

Связь со звездной астрономией. В наши дни исследования Солнечной системы тесно связаны с астрономическими и астрофизическими исследованиями более крупных и более удаленных космических объектов. Солнечная система — это частный случай общего явления образования звезд. Таким образом, исследования в области звездной астрономии и изучение планет дополняют друг друга. Звездная астрономия выявляет условия и места образования звезд в Галактике на данный момент, а исследования планет дают информацию о структуре Солнечной системы и о процессах ее образования.

Сочетание исследований в области звездной астрономии и планетных исследований, по-видимому, позволит нам достигнуть в понимании явлений образования звезд и Солнечной системы совершенно нового уровня.

Примером такого синергетизма могут служить два открытия, сделанные почти одновременно в 70-х годах. Аномальные отношения содержания изотопов в метеоритном веществе указали на то, что при рождении Солнечной системы в ней присутствовали радиоактивные изотопы с малым, по космическим масштабам, периодом полураспада. Это говорило о том, что в одно время с рождением Солнечной системы поблизости произошел акт нуклеосинтеза, а именно вспышка сверхновой звезды. Такое совпадение в пространстве и во времени вряд ли могло быть случайным. В тот же период исследования по звездной астрономии показали, что взрывные волны высокого давления, связанные с распространяющимися оболочками сверхновой, ускоряют образование звезд в межзвездных облаках. Таким образом, кажущаяся тесная связь между рождением Солнечной системы и вспышкой сверхновой звезды не могла быть случайной. Оба этих открытия играют решающую роль в формировании новейших представлений о происхождении звезд и планетных систем.

Поведение космических объектов часто определяется физическими процессами, которые проявляются только по истечении длительного времени или на больших расстояниях. Спектр таких процессов чрезвычайно широк, многие из них в принципе не поддаются лабораторному исследованию. Примером могут служить медленные тектонические движения, которые формируют кору Земли и, возможно, некоторых других планет, и коллективные плазменные процессы большой энергии, в результате которых ускоряются частицы в таких объектах, как планетные магнитосферы, солнечные вспышки, кометы, пульсары и внегалактические радиоисточники. Солнечная система с ее планетами, межпланетным веществом и Солнцем — самая большая физическая система, доступная детальным научным измерениям. В сравнении с информацией, которую мы получаем при непосредственном, близком исследовании тел Солнечной системы, наши знания об остальном космосе выглядят туманными и неполными. Многие наши представления о по-

ведении далеких экзотических объектов непосредственно основываются на нашем опыте изучения Солнечной системы.

Некоторые последние открытия. Кеплеровские системы в виде кольца и диска широко распространены во Вселенной; примеры — галактический диск, гипотетическая протопланетная и протосолнечная туманность, о которой упоминалось выше. В ходе наземных астрономических исследований планет недавно были обнаружены кольца у Урана; эти кольца качественно иные, нежели кольца Сатурна. В то же время детальное изучение колец Сатурна, проведенное космическим летательным аппаратом «Вояджер», показало, что эта система обнаруживает ряд неожиданных физических свойств. Имея теперь возможность сопоставлять теории с данными детального исследования реальных физических объектов, мы, несомненно, сможем продвинуться далеко вперед в понимании таких систем.

Широкий взгляд на планеты, выработавшийся в результате исследования Солнечной системы, оказал значительное влияние и на наши представления о Земле. Например, огромные следы эрозии, обнаруженные на поверхности Марса аппаратами «Маринер-9» и «Викинг», совершенно не соответствуют марсианскому климату и среде, в настоящее время совсем лишенной жидкой воды. Этим открытием ставится вопрос об общей стабильности среды на планетах. Такого рода вопросы становятся все более актуальными для нас, поскольку в атмосфере Земли нарушения стабильности возрастают как никогда.

Многочисленные открытия показали, как разнообразны физические условия на планетах. Среди таких открытий — широко распространенный вулканизм на спутнике Юпитера — Ио; древние щитовые вулканы на Марсе; явное отсутствие тектонической деятельности на Венере и возможное существование в прошлом океана, который впоследствии исчез; наличие магнитных полей на Меркурии (как и на Земле), но отсутствие их на Венере и возможное отсутствие на Марсе; аномальные изотопные отношения на некоторых планетах. Эти открытия обогащают данными наши теории физики планет, но и подвергают их суровой проверке. Существует

много замечательных обзорных работ¹⁾, дающих подробный анализ примеров обоого рода.

Вызов, брошенный нам двумя последними десятилетиями планетных исследований, столь серьезен, что наши достижения будут определяться не только научными и техническими возможностями, но и волей нашей нации и ее проницательностью.

ПОЛЕТЫ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ

Анализ основных проблем планетологии показывает, что наиболее существенным источником новой и важной информации по-прежнему будут космические исследования планет и малых тел. При разработке программы изучения планет Национальное управление по аэронавтике и космическим исследованиям (НАСА) руководствуется целевыми установками наивысшего приоритета [1, 2]. (Аналогичные целевые установки имеются у НАСА для проведения программ других космических исследований.) В настоящее время разрабатывается только один новый «планетный» проект — «Галилео», предусматривающий орбитальный полет вокруг Юпитера и спуск в его атмосферу (рис. 1). Начатый более четырех лет назад и намеченный к запуску в 1982 г. «Галилео» сейчас еще дальше от запуска, чем вначале. И пока аппарат год за годом ожидает ракеты-носителя, способной доставить его к цели, проект «Галилео» остается постоянным напоминанием о застрявшей на месте программе США по исследованию планет.

Если бы первоначальные планы были выполнены, «Галилео» был бы сейчас на пути к Юпитеру, а страна готовилась бы к аналогичному полету к Сатурну [1]. Сравнительные исследования, проведенные в двух таких полетах, заложили бы реальную основу физики планет-гигантов. Долгосрочное планирование начато, но, к сожалению, перспективы продолжения американских исследований внешних частей Солнечной системы остаются в лучшем случае туманными.

¹⁾ Статьи об итогах и задачах исследования планет Солнечной системы регулярно печатает журнал «Земля и Вселенная». — *Прим. перев.*

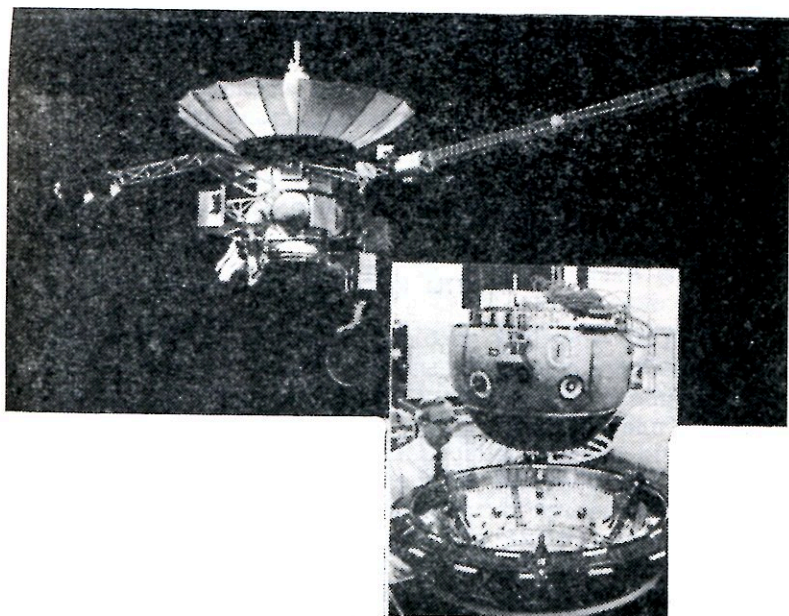


Рис. 1. Модель космического летательного аппарата «Галилео», направляемого к Юпитеру, и его спускаемый модуль (внизу справа). Модель дает представление о размерах и сложности аппарата, запуск которого намечен на май 1986 г. Предполагается, что полет к орбите Юпитера будет длиться около двух лет и аппарат пролетит мимо всех галилеевых спутников. Спускаемый модуль, показанный здесь во время сборки на фирме Hughes Aircraft Co., как намечается, войдет в атмосферу Юпитера в августе 1988 г. Темный материал внизу — абляционный теплозащитный экран, постепенно разрушающийся при спуске в атмосфере.

Одна из задач, которым при планировании присвоен высший приоритет, — получение детальной информации о поверхности Венеры¹⁾. Вооружившись такими

1) Осенью 1983 г. с борта советских космических аппаратов «Венера-15» и «Венера-16» с помощью радиолокатора бокового обзора выполнено картирование северного полярного района Венеры с разрешением 1—2 км (см. подпись к рис. 5). Обнаружен довольно сложный рельеф («Земля и Вселенная», № 1, 1984 г.). Кроме того, на этих аппаратах проведено исследование теплового излучения Венеры фурье-спектрометром, разработанным специалистами ГДР при участии советских ученых;

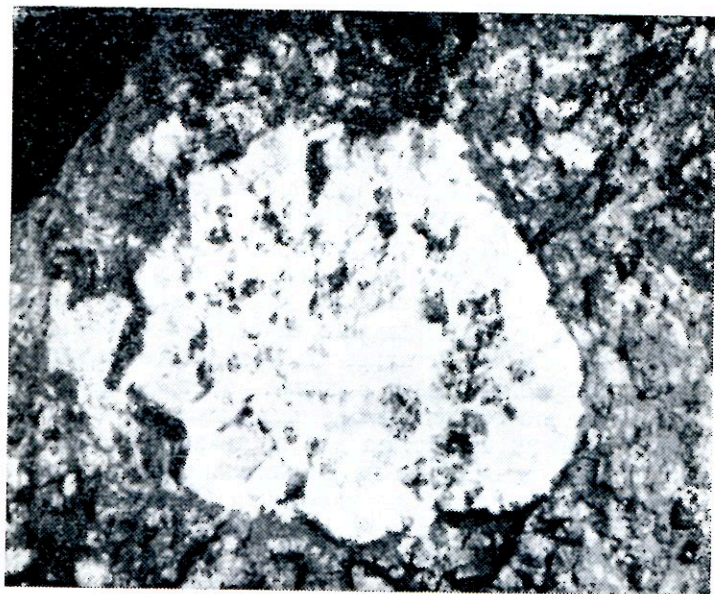


Рис. 2. Фрагмент метеорита Альенде под микроскопом. Светлая область — включения кальция и алюминия, которые содержат важную информацию о возрасте первичного вещества Солнечной системы. Древние породы, найденные на Луне, других планетах, астероидах и кометах, дают информацию решающего характера об образовании и эволюции Солнечной системы и о ее взаимосвязи с явлениями в других частях Галактики. (Фото Дж. Вассербурга и Г. Микера.)

данными, а также опираясь на наши знания о Земле и Марсе, мы могли бы, вероятно, далеко продвинуться вперед в понимании процессов эволюции планет земной группы. Триада планет земной группы — Венера, Земля и Марс — поставила перед нами важную проблему. Эти три небесных тела, имеющие примерно одинаковые размеры, состав и положение в пространстве, находятся на совершенно разных этапах эволюционного развития.

результаты этого эксперимента существенно превосходят все, что было получено в ИК-спектрии Венеры. Обработка данных продолжается, и скоро читатели смогут ознакомиться с первыми научными публикациями. — *Прим. перев.*

И хотя речь идет о различиях в очень важных для нас характеристиках, нам непонятно, чем вызваны такие различия. Это — одно из главных направлений в исследовании внутренних планет [1].

Хотя изучение любого объекта в Солнечной системе в принципе способствует достижению всех научных целей, особенно больших успехов в некоторых областях можно, по всей видимости, достигнуть, если сконцентрировать усилия на определенных классах небесных тел. Например, по нашему убеждению, можно будет получить уникальную информацию о происхождении Солнечной системы путем детального изучения первичных материалов, которые остались со времени ее рождения. Такие материалы входят в состав комет и астероидов. Поскольку это объекты небольших размеров, их внутренней энергии не хватает для протекания эволюционных процессов, которые на планетах привели к исчезновению свидетельств формирования Солнечной системы. Уже тщательно разработана стратегия сбора таких космогонических данных [2]. Здесь во многом приходится полагаться на наш опыт с метеороидами — единственным первичным материалом Солнечной системы, имеющимся на сегодняшний день в наших лабораториях (рис. 2).

СОХРАНЕНИЕ ПОСТОЯННОГО ПЕРСОНАЛА

В программе США по исследованию планет, успешно проводившейся в прошлом, были два важных момента. Во-первых, это технический и инженерный состав, который проектирует, строит, приводит в действие замечательный космический аппарат, необходимый для исследований. Во-вторых — ученые, в основном университетов и национальных лабораторий, которые, пользуясь космическими аппаратами, проводят исследования.

В прошлом важной проблемой при выполнении программы США по изучению космоса было сохранение постоянного персонала, являющегося носителем накопленного нашей нацией опыта по конструированию аппаратов для дальних полетов в космос и особенно по осуществлению таких полетов. Дело в том, что программа

зачастую предусматривала крупные отдельные проекты, разделенные во времени. Тем не менее основные технические возможности сохранялись до тех пор, пока оставался приемлемым уровень интенсивности и активности работ. В настоящее же время деятельность США по исследованию Солнечной системы упала до такого низкого уровня, что не ясно, может ли быть сохранена техническая целостность имеющих мировое значение коллективов специалистов по созданию космических аппаратов. Сейчас прилагаются большие усилия к тому, чтобы найти пути поддержания жизнеспособности «планетной» программы частичными средствами.

Проблема сохранения научного компонента программы раньше стояла в общем менее остро. Если оставить в стороне сами проекты космических аппаратов, то средства, затрачиваемые непосредственно на научные программы университетов и национальных лабораторий, составляли лишь малую долю общего бюджета. Колебания этой доли ранее были не очень велики. Но недавно правительство США предложило заметное сокращение финансирования фундаментальных исследований планет. Сейчас закрывается большое число хорошо продуманных проектов по изучению планет, а научные группы расформируются. Если такая тенденция сохранится, то это приведет к тому, что США лишатся основных предпосылок для проведения работ в области планетологии. В настоящее время ряд наиболее понимающих членов конгресса выступает с предложениями по предотвращению данной ситуации.

Многие ученые, а также многие деятели НАСА предлагают те или иные пути достижения большего единства программ. НАСА сейчас изучает возможности достижения своих научных целей путем частых небольших полетов, ограниченных по объему и сфере охвата. В этом случае страна могла бы в принципе достигнуть желаемой преемственности исследований. Но такой план не полностью отвечает ряду важнейших научных задач, которые в конечном счете потребуют доведения космических проектов до весьма амбициозного уровня.

Поэтому многие из нас представляют себе некую гибкую смесь проектов разного рода: насыщенную программу небольших ограниченных полетов с периодическими более крупными запусками. Одобрение такого плана и

приведение его в действие в обстановке адекватного финансирования фундаментальных научных работ могло бы служить основанием для непрерывной и энергичной программы изучения планет. При правильном осуществлении она была бы весьма эффективной программой, отвечающей всем финансовым требованиям.

Не следует забывать, что запуск космических аппаратов — это лишь одна сторона космических исследований. Для существенного расширения и углубления наших познаний необходим полный спектр научной деятельности, в том числе развернутые теоретические и лабораторные исследования, разработка новых и усовершенствованных приборов и широкое применение устройств для дистанционных астрономических наблюдений, проводимых в непосредственной близости от Земли.

ПЛАНЕТНАЯ АСТРОНОМИЯ

Хотя своими основными успехами в физике планет мы обязаны космическим аппаратам, наземные астрономические исследования тоже дали очень большой вклад. Такое положение вещей, вероятно, сохранится и в будущем.

На счету наземной планетной астрономии много замечательных открытий, относящихся даже к недавнему времени, хотя внимание широкой публики концентрировалось на программах космических запусков. Мы уже говорили об открытии колец Урана — оно было сделано с помощью телескопа, находящегося на борту самолета, при наблюдении затмения звезды этой планеты. Сюда следует добавить сделанное недавно открытие атмосферы Плутона и его громадного спутника, открытие необычных фаз вращения Меркурия и Венеры, спектроскопическое открытие важных химических составляющих многих планетных атмосфер, открытие большого потока теплового излучения Юпитера, открытие взаимодействия Ио с магнитосферой Юпитера и открытие плазменного тора на орбите Ио.

Благодаря разработанным недавно новым оптическим методам и приборам открылись спектральные окна для наблюдения в СВЧ-, ИК- и УФ-диапазонах (рис. 3). Планетная астрономия выиграла от этого не меньше, чем звездная и галактическая. Ранее же ученые, изу-

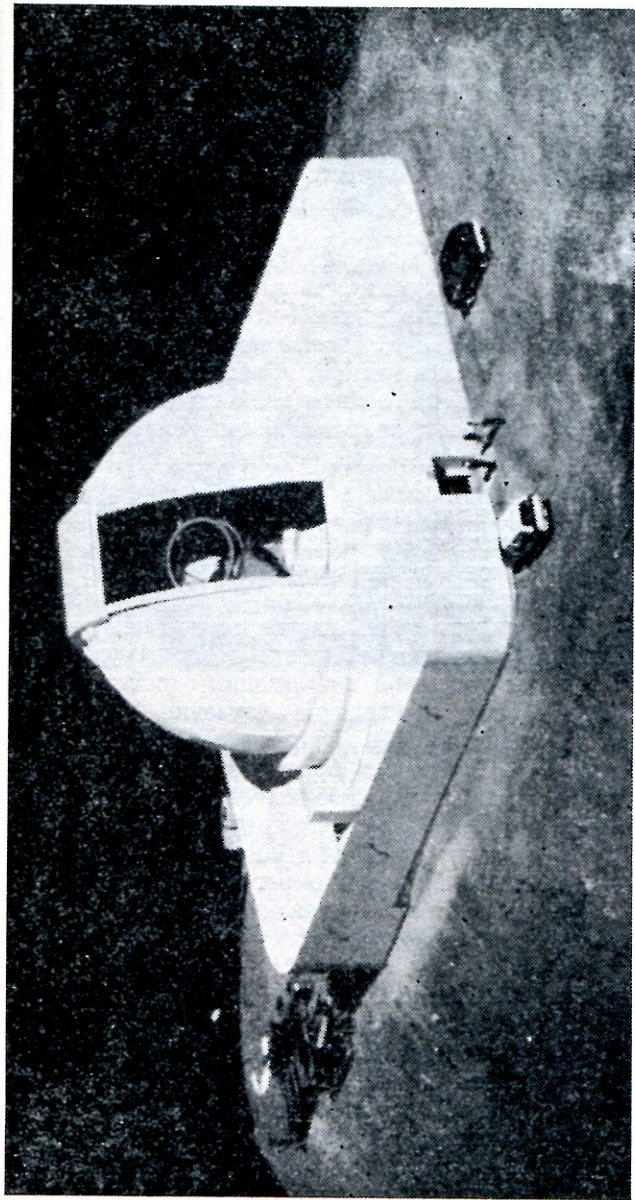


Рис. 3. ИК-телескоп, установленный на вершине горы Мауна-Кеа (4250 м) на Гавайях. Это телескопическая система, в которой воплощены все новейшие достижения техники. Она функционирует под эгидой НАСА как установка общенаучного использования и считается самым важным инструментом для наземных исследований в области планетной астрономии.

чающие планеты, проводили лишь отдельные наблюдения со спутников Земли; они пользовались «Орбитальной астрономической обсерваторией», спутником «Коперник» и международными спутниками типа «Эксплорер» с аппаратурой для исследований в УФ-области спектра.

Расширение наблюдений планет с околоземных орбит соответствует новому интересному направлению в современной планетологии [3], а возможности проведения новых наблюдений уже сейчас весьма внушительны. На данной высокой ступени развития в распоряжении ученых имеются следующие астрономические комплексы: «Астрономический спутник для ИК-исследований», «Космический телескоп», «ИК-телескоп космического аппарата многократного использования «Спейс шаттл», комплекс УФ-астрономии на орбитальной станции «Спейслэб». При создании этих приборов были учтены особенности проведения программ наблюдения Солнечной системы.

«Космический телескоп» с большой светосилой и с высоким пространственным и спектральным разрешением найдет важное применение для решения многих существенных проблем планетологии [5]. Круг его применения обещает быть очень широким; это получение изображения ранее невидимой части поверхности Меркурия, получение надежной информации о поверхности и атмосфере Марса, длительное изучение динамики поведения комет и атмосфер Юпитера и Сатурна.

Если проект «Спейслэба» будет реализован, то он тоже даст значительный вклад в наши знания о планетах. Охлаждаемый до криогенных температур «ИК-телескоп космического корабля многократного использования «Спейс шаттл» позволит регистрировать инфракрасные молекулярные спектры самых различных небесных тел с чувствительностью, повышенной на несколько порядков.

Во время приближения к Земле в 1986 г. кометы Галлея (рис. 4) планируется провести важные ее наблюдения с борта американского космического корабля многократного использования «Спейс шаттл». Кроме различных наблюдений с применением приборов УФ-астрономии на орбитальной станции «Спейслэб», намечаются наблюдения с помощью широкоугольной камеры крупномасштабного плазмодинамического явления в

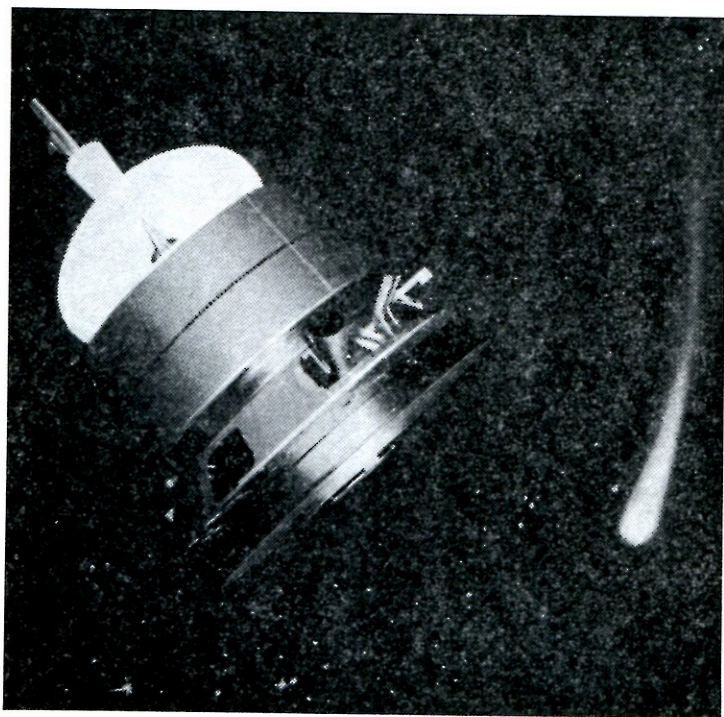


Рис. 4. Кометный зонд. Модель аппарата «Джотто», который разрабатывается Европейским космическим агентством. Стабилизированный по отношению к вращению аппарат пролетит через атмосферу кометы Галлея в марте 1986 г. с относительной скоростью 78 км/с. В это же время к комете подлетят также два японских и два советских аппарата. «Джотто» будет передавать информацию со скоростью 40 кбит/с.

кометном хвосте. Эти работы могли бы стать значительным научным вкладом США [7] в международную программу «Комета Галлея»¹⁾).

¹⁾ В декабре 1984 г. будет произведен запуск двух советских космических аппаратов для проведения широкого исследования кометы Галлея. До встречи с кометой при движении аппаратов по пролетной траектории около Венеры от них отделятся спускаемые модули с установленной на них аппаратурой для исследования свойств атмосферы и поверхности планеты. Над осу-

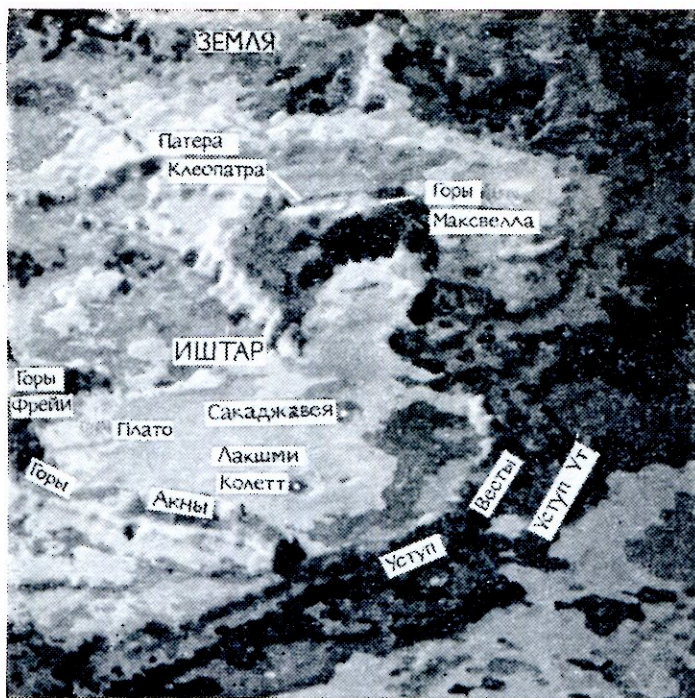


Рис. 5. Карта, полученная путем радиолокации. Показан район Венеры, названный Землей Иштар, с 30-километровым разрешением. Горы Максвелла достигают высоты 11 км и, по-видимому, представляют собой огромное вулканическое образование. Планетологи считают очень важной задачей запуск нового космического аппарата для картографирования поверхности Венеры с полезным для геофизики разрешением ~ 1 км.

БУДУЩЕЕ

Разработка нового оборудования для наблюдений в соответствии с рекомендациями Астрономического обзорного комитета Национальной Академии наук США [6, 7] была бы очень желательна для планетологии. Столь существенное расширение возможностей астрономии мно-

жественным проектом ВЕГА (Венера — Галлей) кроме советских специалистов работают ученые и инженеры социалистических стран, а также Австрии, Франции и ФРГ. — Прим. перев.

го дало бы для успешного продвижения в познании природы межзвездных молекулярных облаков, механизмов их коллапса, протозвездных и протопланетных туманностей, образования звезд и кратных звездных систем. Такое продвижение стало бы возможным благодаря повышению астрометрической точности, повышению чувствительности в спектроскопии миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов, созданию новых приборов для пространственной интерферометрии в СВЧ- и ИК-областях спектра и усовершенствованиям в телескопах и инструментах, обеспечивающим повышение светосилы и разрешения в оптическом и ИК-диапазонах, — таким, как в «Национальном технически 1.0 в 3 м телескопе» (National New Technology Telescope).

В планетологии такой прогресс будет означать более глубокое понимание истории и происхождения нашей Солнечной системы. Кроме того, непрерывное совершенствование астрономической техники позволило бы нам обнаружить и исследовать планетные системы, связанные с другими звездами. Принимая во внимание состояние существующей теории возникновения Солнечной системы, одной из наиболее важных задач, которую мы в состоянии решить, является определение закономерностей образования и характеристик других планетных систем.

Сейчас мы стоим перед дилеммой: либо США сохранят свою важную роль в этом великом предприятии человечества — научных исследованиях Солнечной системы, либо этой задачей будут заниматься общества, руководители которых более проникательны. Теперешняя национальная политика, если судить по бюджету и другим действиям правительства США, не обнадеживает.

Программа изучения и исследования космоса требует больших научных и технических усилий — лабораторных и теоретических исследований, наблюдений с помощью телескопов и запусков космических летательных аппаратов. В национальном масштабе стоимость такой интенсивной программы невелика — не больше, чем затраты на многие другие научные программы, проводимые в настоящее время в США. А что касается «окупаемости» такого рода научных и технических работ общенационального характера, то их отдача обществу огромна и очень важна.

ЛИТЕРАТУРА

1. Committee on Planetary and Lunar Exploration, The Outer Planets (1976) and Strategy for Exploration of the Inner Planets (1978), Space Science Board, National Academy of Sciences, Washington, D. C.
2. Committee on Planetary and Lunar Exploration, Strategy for Exploration of the Primitive Solar-System Bodies: Asteroids, Comets, and Meteoroids, Space Science Board, National Academy of Sciences, Washington, D. C. (1980).
3. National Aeronautics and Space Administration, Office of Space Science and Applications, The Study of Solar System Objects, W. E. Brunk (1980).
4. *Belton M. J. S., Morrison D.*, in: Scientific Research with the Space Telescope, IAU Colloquium, No. 54, NASA CP-2111 (1979).
5. Science Working Group for Spacelab Observations of Comet Halley from Earth Orbit, Science Applications Inc., Arlington, Virginia (1982).
6. Working Group on Planetary Science, in: Astronomy and Astrophysics for the 1980s, v. 2, National Academy of Sciences, Washington, D. C. (1982).
7. Astronomy Survey Committee in Astronomy and Astrophysics for the 1980s, v. 1, National Academy of Sciences, Washington, D. C. (1982).

РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА, ВЫШЕДШАЯ НЕДАВНО В СССР, ПО ПРОБЛЕМАМ ИССЛЕДОВАНИЯ ПЛАНЕТ¹⁾

1. *Ксанфомалити Л. В.* Планеты, открытые заново. — М. Наука, 1978.
2. *Маров М. Я.* Планеты Солнечной системы. — М.: Наука, 1981.
3. Проблемы космических исследований./Гл. ред. Р. З. Сагдеев. — М.: Междунар. центр научн. и техн. информации. Совет АН СССР по физике Солнечной системы. Совет АН СССР по внеатмосферной астрономии, 1981.
4. Протозвезды и планеты: Исследование образования звезд и происхождения Солнечной системы. В 2-х ч./Под ред. Т. Герелса. Пер с англ. под ред. В. И. Морозова. — М.: Мир, 1982.

¹⁾ Добавлено при переводе. — *Прим. ред.*

Золотой век физики Солнца

А. Уолкер¹⁾

Перевод статьи: *Walker A. B. C.* — *Physics Today*, November 1982, p. 60

Новые космические аппараты и, может быть, полет к Солнцу позволят нам быстрыми темпами исследовать внутреннюю структуру Солнца, его корону, установить причины солнечного ветра, магнитных взрывов и циклов солнечной активности.

Солнце — единственная звезда, которую мы можем детально исследовать с точки зрения атомной физики, ядерной физики, физики плазмы и магнитогидродинамики. Проводимые в наше время исследования Солнца дают основу для многочисленных астрофизических теорий и моделей. Сюда входят: фундаментальная теория высвобождения термоядерной энергии в звездах, теории переноса энергии в оболочках звезд, модели звездной структуры и звездной эволюции, теории, объясняющие вращение звезд и их циклы активности, модели звездного ветра и звездных коронок, теории магнитных явлений на звездах и высвобождения накопленной магнитной энергии в виде взрыва, когда частицы ускоряются до энергий в миллиарды электронвольт на один нуклон.

Мы стали намного лучше понимать такие астрофизические явления, сравнивая аналогичные процессы на Солнце и вне его. Наблюдения Солнца дают возможность подробно изучать внутризвездные явления в некотором узком интервале основных параметров, таких, как плотность, радиус, скорость вращения и химический состав. Внесолнечные же наблюдения показывают, как меняются эти явления, когда изменяются параметры.

Такая тесная связь между солнечной и несолнечной

¹⁾ Профессор прикладной физики Станфордского университета. Был председателем совещания по физике Солнца Астрономического обзорного комитета.

© 1982 American Institute of Physics

астрофизикой подчеркивалась недавно на совещании по солнечной физике Астрономического обзорного комитета Национальной Академии наук США, внимание которого было сосредоточено в основном на звездной астрономии и астрофизике. На совещании было отмечено [1], что физику Солнца можно рассматривать как важнейший сектор физики крупномасштабных явлений в ионизованных газах в присутствии гравитационного и электромагнитного полей.

Но необходимо отметить также важнейшую роль, которую Солнце играет в межпланетном пространстве внутри Солнечной системы — в так называемой гелиосфере. Гелиосфера и ее взаимодействие с магнитосферами, ионосферами и атмосферами планет — это предмет изучения космической физики. Как мы увидим далее, связь между физикой Солнца и космической физикой по своей глубине не уступает связи между физикой Солнца и астрофизикой.

Наконец, Солнце и все изменения на нем [2] оказывают сильное влияние на экосферу Земли, а тем самым и на людей. Жизнь на Земле возможна только благодаря Солнцу, и наша жизнь, жизнь людей, держится главным образом на солнечной энергии — как запасенной, так и рассеянной.

В данной статье я остановлюсь на состоянии наших знаний в основных областях физики Солнца. Познакомившись с важнейшими научными проблемами, мы получим представление о том, в каком направлении физика Солнца будет двигаться в ближайшее десятилетие. Я кратко изложу выводы и рекомендации совещания по физике Солнца [1] и создавшего его Астрономического обзорного комитета [3] относительно экспериментальных и теоретических программ, которые обещают быть наиболее продуктивными с точки зрения науки. Начнем с основных направлений физики Солнца и основных открытий последнего десятилетия.

НАПРАВЛЕНИЯ ИССЛЕДОВАНИЯ И СДЕЛАННЫЕ ОТКРЫТИЯ

Открытия последнего десятилетия и новые технические возможности (большие ЭВМ, космический корабль многократного использования «Спейс шаттл») дают ос-

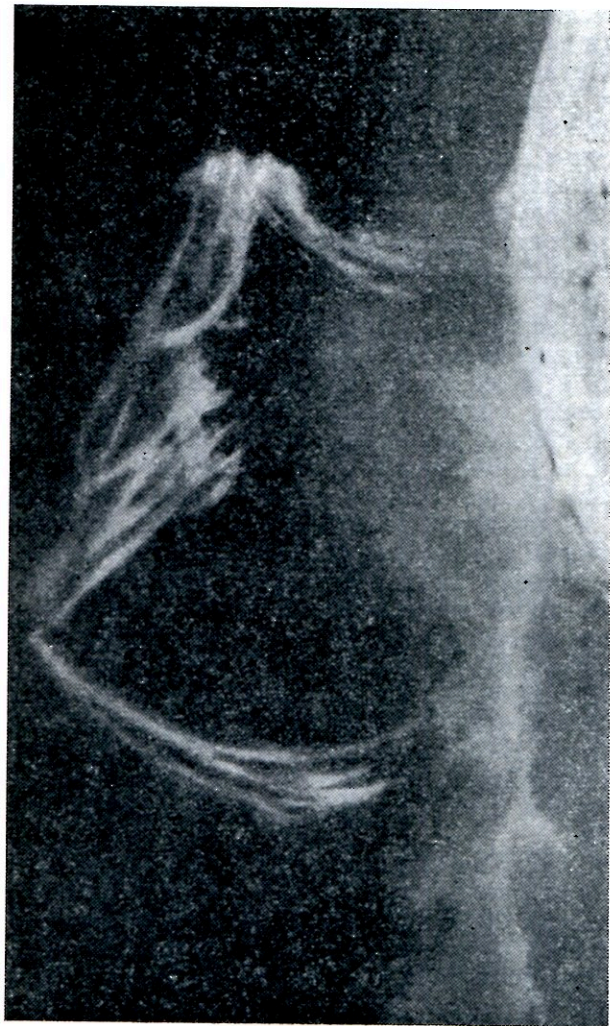


Рис. 1. Извержение вещества, связанное с солнечной вспышкой (солнечная вспышка — это результат взрывоподобного выделения магнитной энергии). Фотография сделана в излучении линии *a* серии Лаймана ионизованного гелия (304 Å) на борту орбитальной станции «Скайлэб» с помощью спектрогелинографа (с объективной дифракционной решеткой) Исследовательской лаборатории ВМФ США. (Фотография представлена Г. Бранером, Исследовательская лаборатория ВМФ США.)

нование полагать, что наиболее продуктивными в предстоящем десятилетии будут следующие направления.

1. Разработка средств наблюдения, которые позволили бы исследовать выделение и перенос энергии, а также состав и динамику внутри Солнца, и тем самым провести прямую экспериментальную проверку теорий выделения энергии, структуры и эволюции звезд.

2. Изучение различных «активных явлений», таких, как солнечные пятна, магнитный цикл, корона, солнечный ветер и солнечные вспышки (рис. 1), и подобных же явлений, обнаруженных недавно на других звездах, а также разработка строгой теории вращения звезд, магнетизма и циклов активности, от которых зависят упомянутые выше явления.

3. Изучение трехмерной структуры и динамики гелиосферы и ее взаимодействия с межзвездной средой и с атмосферами, а также с магнитосферами планет. Как говорилось выше, к этому пункту относится изучение характера и причин корреляции между изменениями в гелиосфере и климатическими условиями на Земле.

В физике Солнца большие открытия зачастую делаются при исследовании ранее наблюдавшихся явлений с более высоким угловым разрешением или на новой длине волны, которая несет информацию о состоянии вещества при другой температуре. К такого рода открытиям можно отнести догадку о том, что магнитное поле Солнца состоит из отдельных трубок магнитного поля с индукцией свыше 1000 Гс. Диаметр таких трубок меньше предела разрешения существующих приборов, равного ~ 200 км. Но в таком случае магнитная структура солнечной поверхности определяется концентрацией отдельных трубок, а не средней напряженностью поля на поверхности.

Многие другие крупные открытия связаны с процессами, которые проявляются только как малые возмущения основных свойств Солнца. Пример такого рода — слабые, но вполне определенные зависимости в пространстве скоростей фотосферы, обусловленные «5-минутными» колебаниями солнечной атмосферы. Было установлено, что это — явление не локального, а глобального характера. Частоты таких глобальных колебаний дополнительно характеризуют внутреннюю структуру Солнца и, возможно, в конце концов позволят нам полностью

разобраться в ней. Открытия трубок магнитного поля и малых глобальных колебаний требуют объяснения от теоретиков, занимающихся физикой звезд, и в то же время дают возможность проверять правильность предлагаемых моделей строения звезд.

Перечислим другие важные открытия и достижения последнего десятилетия, которыми определилась наша оценка важности проблем, намеченных для исследования в 80-х годах.

1. Прямое исследование термоядерных процессов в солнечном ядре путем измерения сопровождающих их потоков нейтрино. Расхождение между наблюдаемым и предсказанным потоком нейтрино заставило исследователей пересмотреть модели внутреннего строения Солнца и запланировать новые эксперименты, которые можно было бы более уверенно интерпретировать.

2. Открытие того, что выделение энергии, необходимой для нагрева короны и образования солнечного ветра, невозможно объяснить диссипацией вызванных конвекцией волн в солнечной атмосфере. Наблюдение процессов, протекающих в коронах звезд главной последовательности всей диаграммы Герцшпрунга — Рессела, подтвердило вывод, сделанный на основании солнечных наблюдений, о том, что в основе всех активных явлений в звездных атмосферах лежат магнитные эффекты.

3. Подтверждение того, что солнечный цикл активности и связанные с ним явления отсутствовали на протяжении 70 лет в XVII в. Этот эпизод известен под названием минимума Маундера. Теперь мы знаем, что такие периоды малой активности, как и периоды повышенной активности, следуют квазирегулярно. До недавнего времени предполагалось, что цикл солнечной активности не вызывает значительных изменений в уровне солнечной энергии, которые могли бы повлиять на нижние слои атмосферы Земли, а тем самым на погоду и жизнь на Земле (несмотря на многие попытки связать цикл солнечных пятен с различными явлениями от засухи до колебаний курса на бирже). Но теперь установлено [2], что существует корреляция между изменениями солнечной активности и климата за сотни и тысячи лет, хотя причины такой корреляции пока еще не ясны. Связь между солнечной физикой и климатом



Рис. 2. Рентгеновское изображение Солнца, зарегистрированное 21 августа 1973 г. орбитальной станцией «Скайлэб». Видны большие корональные петли и многочисленные мелкие яркие узелки, которые, по-видимому, представляют собой малые петли, лежащие за пределами разрешения. Ясно видна большая корональная дыра, идущая от Северного полюса вниз и пересекающая экватор (Фотография А. Крайджера, фирма American Science and Engineering.)

имеет, конечно, столь же важное значение, как и ее связь с астрофизикой и космической физикой.

4. Выяснение того обстоятельства, что энергия, которая выделяется в импульсной фазе вспышки на Солнце, — это в основном или полностью энергия частиц, сильно ускоренных во время магнитного пересоединения в корональном поле.

5. Обнаружение двух разных типов структуры крупномасштабного солнечного магнитного поля: областей с замкнутыми силовыми линиями, в которых горячая плазма, удерживаемая петлями силовых линий магнитного поля, образует рентгеновскую корону, и областей с незамкнутыми силовыми линиями «корональных дыр», из которых исходят высокоскоростные потоки солнечного ветра (рис. 2).

Таков краткий перечень новых крупных открытий

физики Солнца, показывающий, что, хотя Солнце исследуют со времен Галилея, для физики Солнца — как и для других разделов астрофизики — сейчас начался золотой век открытий.

ФИЗИКА СОЛНЦА В 1980-х ГОДАХ

Принятые модели структуры звезд позволили объяснить основные свойства молодых звезд, а именно соотношение между температурой и светимостью для звезд данной массы и химического состава. Эти модели позволяют также предсказывать свойства более старых звезд, которые можно исследовать по температурной зависимости светимости (по диаграмме Герцшпрунга — Рессела) звездных скоплений разного возраста. Но детально проверять звездные модели путем наблюдений ранее было невозможно. Первой такой детальной проверкой явилось прямое измерение потока солнечных нейтрино с высокой энергией, возникающих при распаде возбужденных ядер бора-8 — промежуточных продуктов одной из реакций протон-протонного термоядерного цикла, который дает Солнцу его энергию. Измеренный поток составил лишь 20% теоретического. Данное расхождение можно объяснить тем, что нейтрино имеет конечную массу покоя и в таком случае, согласно теории, осциллирует между состояниями электронного, мюонного и тау-нейтрино. Из них только электронное нейтрино может быть зарегистрировано радиохимическим детектором на основе хлора-37, который применялся в эксперименте по измерению потока солнечных нейтрино.

Но если верна принятая в настоящее время теория нейтрино с нулевой массой покоя, то существующие модели структуры и эволюции звезд потребуют пересмотра. Был предложен ряд других моделей: модели с ослабленным допущением об однородном начальном химическом составе; модели со значительным перемешиванием звездного ядра, в котором происходят термоядерные реакции; модели с быстро вращающимся ядром; модели с большим изначальным магнитным полем в ядре. Чтобы выяснить, верна ли хотя бы одна из этих моделей, нужно сравнить предсказания, сделанные на их основе, с данными наблюдений. Мы должны проверить теоретические зависимости от радиуса таких параметров, как

температура, плотность, скорость вращения и химический состав, а также скорость различных реакций протон-протонного цикла. Для Солнца такое детальное сравнение можно провести тремя методами (тогда как для других астрофизических объектов подобная проверка пока что невозможна). Один метод — определение детальной структуры гравитационного поля Солнца при помощи спутника на близкой к Солнцу орбите. Второй — исследование глобальных колебаний Солнца. Третий — измерение потока солнечных нейтрино посредством системы химических детекторов, чувствительных к нейтрино разных энергий.

Цикл солнечной активности. Цикл солнечной активности, который проявляется в 11-летнем колебании числа солнечных пятен, систематически наблюдается в течение почти 350 лет. Интенсивность цикла активности, характеризующаяся максимальным среднегодовым числом пятен, за указанный период колебалась в пределах $\pm 30\%$. Но начиная с 1630—1640 гг. в течение 70 лет число солнечных пятен соответствовало минимуму активности, как ясно показывает график в работе [2]. В этом периоде, в котором уложилось бы семь циклов активности, среднегодовое число пятен не превышало 10, что составляет всего лишь 10% среднего максимума для одного цикла. Этот период получил название «минимума Маундера». Но он не был единственным периодом аномальной солнечной активности. За последние 5000 лет уровень солнечной активности прошел через шесть периодов пониженной и пять повышенной активности (примерно по 100 лет каждый), о чем свидетельствуют годовые кольца деревьев, в которых отражена скорость образования C^{14} в атмосфере, убывающая при снижении солнечной активности [2]. Периоды повышенной и пониженной активности не только часто повторяются, но и хорошо коррелируют с климатическими условиями на Земле.

Сейчас считается, что цикл солнечной активности — это магнитное явление, обусловленное взаимодействием между конвекцией и дифференциальным вращением. Конвекцией определяется перенос энергии во внешних слоях Солнца; дифференциальное вращение состоит в том, что на экваторе Солнце вращается быстрее, чем

вблизи полюсов. Взаимодействие между этими двумя факторами приводит к тому, что крупномасштабное магнитное поле Солнца меняется от преобладающего полярного поля (в период минимума активности) до тороидального — в период максимума. Тороидальное поле вызывает вынос магнитного поля через солнечную поверхность в средних широтах. Эти зоны локального усиления магнитного поля и есть солнечные пятна; они кажутся темными, поскольку в них поле нарушает конвективный перенос энергии, вследствие чего температура снижается более чем на 1000 К.

Многие теоретические модели с различными комбинациями конвекции и неравномерного внутреннего вращения дают на поверхности Солнца магнитные поля, изменения которых воспроизводят реально наблюдаемую миграцию и изменение полярности поля. Для дальнейшего продвижения в теории звездных магнитных циклов необходима динамическая теория конвекции и циркуляции в стратифицированном внешнем слое вращающейся звезды. Такая теория показала бы, какой именно вариант движения среды, приводящего к возникновению поля наблюдаемого типа, соответствует действительности.

Для разработки подобной теории необходимо исследовать циклы активности других звезд, чтобы установить возможные пределы вариаций. Еще важнее наблюдения крупномасштабной циркуляции на поверхности Солнца (скорости которой должны составлять 1—100 м/с), а также хорошо известного неравномерного вращения Солнца, ибо это позволило бы теоретикам проверять свои динамические модели по мере их разработки. Столь же важное значение имело бы разделение мод, связанных с давлением и гравитацией, в глобальных колебаниях Солнца; это позволило бы определить, как изменяется угловая скорость в зависимости от расстояния до поверхности. Такая зависимость нужна для проверки динамических теорий, поскольку она прямо входит в уравнения динамо, которыми определяются форма и характер изменения магнитного поля. Таким образом, новая область науки — солнечная сейсмология, занимающаяся исследованием глобальных колебаний Солнца [2], призвана сыграть важнейшую роль в дальнейшем развитии моделирования солнечной активности.

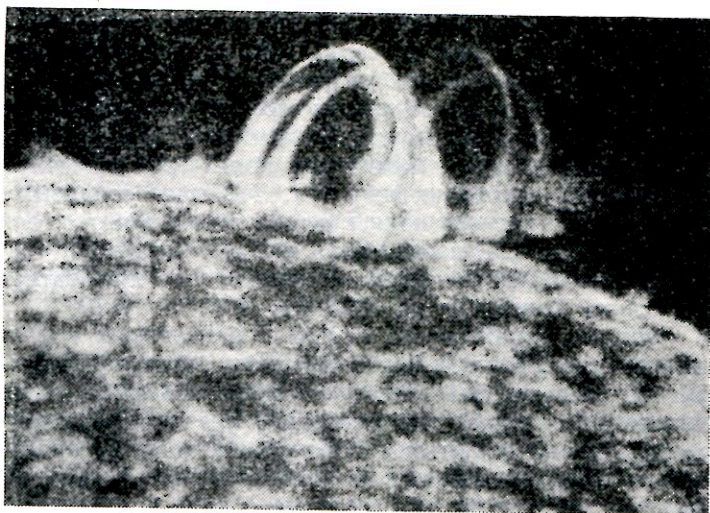


Рис. 3. Изображения комплекса корональных петель в излучении далекой УФ-области спектра, зарегистрированные с помощью спектрогелиографа (с объективной дифракционной решеткой) Исследовательской лаборатории ВМФ США. Такой прибор дает ряд налагающихся друг на друга изображений Солнца в излучении самых сильных линий испускания, имеющих в далекой УФ-части спектра короны и хромосферы ($170\text{--}600\text{ \AA}$). Самое яркое изображение — в излучении линии Ne VII, которая сильнее всего возбуждается при температурах свыше $500\,000\text{ K}$. (Фотография Г. Бракнера.)

Несколько в стороне от этой насущной проблемы, связанной с динамической теорией звездных магнитных циклов, стоит притягательная и более трудная проблема долговременных изменений уровня солнечной активности, таких, как минимум Маундера.

Короны звезд и звездный ветер. На рис. 2 представлена фотография солнечной короны в рентгеновских лучах, полученная во время полета обитаемой космической станции «Скайлэб». Она показывает многие особенности короны, которые в настоящее время интенсивно изучаются. Корона испускает рентгеновское излучение, поскольку ее температура очень высока. Температура вещества, удерживаемого магнитным полем внутри



Рис. 4. Фотография солнечного лимба в излучении линии H_{α} , показывающая спиккулы — трубки магнитного поля, по которым газ поднимается вверх. Спиккулы видны на границах крупномасштабных ячеек конвекции, так называемых супергранул, диаметром порядка 20 000 км. Гранулы — наименьшие из наблюдаемых конвекционных образований, их диаметр равен примерно 1000 км. Фотография получена с помощью «Вакуумного солнечного телескопа» Обсерватории Сакраменто-Пик. (Фотография предоставлена Дж. Циркером, Обсерватория Сакраменто-Пик.)

корональных петель, существующих многие часы и дни (рис. 3), лежит в пределах от $1,5 \cdot 10^6$ до $6 \cdot 10^6$ К. Большие зоны со слабым рентгеновским излучением называются корональными дырами; здесь магнитное поле характеризуется открытой геометрией в отличие от замкнутой геометрии в «активных» зонах сильного рентгеновского излучения. Солнечный ветер — это горячая плазма, текущая от Солнца вследствие расширения короны. Она зарождается в корональных дырах с открытой геометрией поля. Считается, что энергия короны и солнечного ветра — это преобразованная энергия магнитного поля, но весь процесс переноса энергии и массы между фотосферой и солнечной короной пока еще не ясен.

Чтобы выявить механизмы переноса энергии и массы во внешних слоях солнечной атмосферы, необходимо исследовать мелкомасштабные образования, связанные с магнитным полем. Для этого нужно разрешение порядка десятков километров, тогда как сейчас оно составляет в лучшем случае ~ 200 км, т. е. $0,2-0,3''$ при наблюдении с Земли, да и то редко. В 1989 г. с помощью космического корабля многократного использования «Спейс шаттл» должен быть введен в эксплуатацию «Солнечный оптический телескоп» (SOT) — 1,25-метровый телескоп для УФ- и видимой области спектра, который будет работать на дифракционном пределе [4]. Он будет первым в серии основных приборов для наблюдения Солнца, данные которых позволят исследовать структуру и динамику солнечной атмосферы с точки зрения физики плазмы и магнитогидродинамики в плане переноса энергии и массы. О сложном характере подобных явлений можно судить по снимку, представленному на рис. 4, где показано поле образований, называемых спикулами. Предполагается, что это трубки магнитного поля с восходящими по ним потоками газа. Роль, которую спикулы играют в нагревании и подпитке короны и солнечного ветра, пока не ясна, поскольку эти образования находятся на пределе разрешающей способности существующих инструментов. До тех пор пока «Солнечный оптический телескоп» не войдет в строй, мы не сможем изучать внутреннюю динамику спикул.

На рис. 5 представлена рентгеновская фотография звездного скопления Гиад [5], полученная с помощью рентгеновской обсерватории «Эйнштейн». Она показывает, что звездные короны и, вероятно, звездный ветер — обычные явления. Рентгеновское излучение корон звезд-карликов класса G (солнечного типа) из Гиад в среднем в 30 раз ярче солнечного. Результаты, полученные обсерваторией «Эйнштейн» [6], указывают на наличие определенной связи между возрастом и рентгеновской светимостью звезд, подобных Солнцу, которые имеют конвективные наружные зоны. Более молодые звезды, такие, как Гиады (с возрастом около 10^9 лет), вращаются быстрее и, вероятно, имеют более сильное магнитное поле. Более старые звезды, такие, как Солнце (с возрастом $5 \cdot 10^9$ лет), вращаются медленнее из-за тормозящего действия звездного ветра, оказываемого в течение длитель-

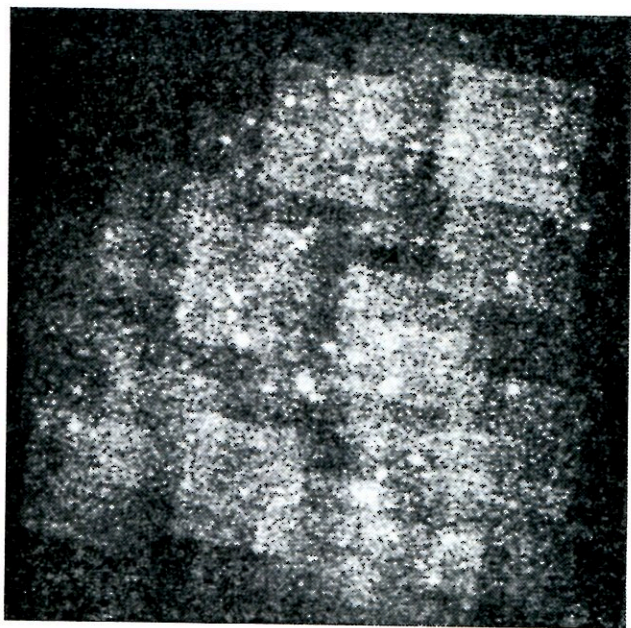


Рис. 5. Мозаика рентгеновских изображений, охватывающая центральный район звездного скопления Гиады. Получена с орбитальной рентгеновской обсерватории «Эйнштейн». Рентгеновское излучение показывает, что наличие короны типично для звезд. В скоплении Гиады оказалось более 40 звездных рентгеновских источников. Угловой размер каждого из отдельных изображений, составляющих мозаику, равен примерно $0,5^\circ$. (Фотография Р. Стерна, Лаборатория реактивного движения Калифорнийского технологического института.)

ного времени. Наличием такой связи, по-видимому, подтверждается вывод, сделанный на основании наблюдений Солнца, о том, что звездная корона и звездный ветер — это побочные проявления магнитной активности звезды. Ясно, что для разработки полной приемлемой теории звездных атмосфер необходимы координированные как солнечные, так и внесолнечные наблюдения.

Магнитные взрывы. На рис. 1 показано одно из наиболее впечатляющих взрывных явлений в солнечной атмосфере — выброс больших масс горячего газа. Такие

образования называются корональными лучами или протуберанцами в зависимости от их характера и длительности. Подобные взрывоподобные явления, в том числе и наиболее известное из них — солнечная вспышка, — связаны с импульсным выделением накопленной магнитной энергии. Нередко энергия порядка 10^{32} эрг выделяется за несколько минут. Аналогичные и даже более мощные явления наблюдаются и на других звездах.

Несмотря на всю сложность явления солнечной вспышки, для него существует качественная модель. Она основана на данных наземных наблюдений с высоким разрешением и наблюдений со спутника «Орбитальная солнечная обсерватория» (Orbiting Solar Observatory — OSO), со станции «Скайлэб» и со спутника «Зонд солнечного максимума» (Solar Maximum Mission — SMM). Модель состоит в следующем [7]. До начала вспышки энергия запасена в магнитном поле, связанном с токами. Это состояние является метастабильным. При резком пересоединении поля энергия поля высвобождается и переходит в энергию ускоренных частиц. Частицы (в основном электроны, как принимается в большинстве вариантов модели) взаимодействуют с атмосферой, нагревая ее и вызывая вспышки СВЧ-излучения и жестких рентгеновских лучей. Поток энергии в этом пучке очень велик и ведет к взрывоподобному испарению хромосферы с образованием плотной плазмы, температура которой равна 10^7 К и более. Первичным выделением энергии обусловлены многие последующие процессы во вспышке: испускание мягкого рентгеновского излучения и хромосферной радиации, ускорение космических лучей, крупномасштабные выбросы вещества в короне и радиоизлучение. В конце концов данный район короны заполняется удерживаемой магнитным полем горячей плазмой, испускающей рентгеновское излучение. Этим поддерживается медленная фаза вспышки в течение часов.

Магнитное пересоединение — основной процесс, который и в лаборатории, и в астрофизике приводит к взрывному высвобождению энергии, накопленной в плазме, удерживаемой магнитным полем. Более глубокое понимание этого явления будет иметь важные следствия в астрофизике, космической физике и в экспериментальной физике плазмы. В различных условиях магнитное поле может вмораживаться в плазму. Но

такая вмороженность не абсолютна. В противном случае было бы возможно идеальное удержание плазмы в лабораторных условиях, магнитосфера Земли была бы изолирована от солнечного ветра, вероятность выхода вещества из эволюционирующих звездных систем была бы меньшей и не было бы конвекции в звездах с магнитным полем. Как правило, вмороженность нарушается локально в окрестности сингулярных слоев, иногда называемых нейтральными слоями, где магнитное поле перпендикулярно некоему нестабильному возмущению глобальной плазменной конфигурации. В окрестности таких сингулярных районов поле, свободное от плазмы и ее инерции, может претерпеть быстрое топологическое пересвязывание, допускающее спонтанное уменьшение магнитных напряжений.

Такое «пересоединение» или такой, как иначе говорят, разрыв силовых линий магнитного поля иногда происходит постепенно, а иногда мгновенно. В последнем случае наблюдаются авроральные суббури и солнечные вспышки. В лаборатории пересоединение ведет к срыву разряда в токамаках. Когда оно происходит постепенно в межпланетном пространстве, в конвективных зонах звезд или на их поверхности, то приводит к квазистатической, но сильно увеличенной диссипации магнитной энергии и к перестройке топологии поля. На начальном этапе большую часть энергии, выделенной в процессе динамического магнитного пересоединения, несут ускоренные электроны. Электроны испускают тормозное излучение и вызывают нагревание среды за счет столкновений и коллективных взаимодействий, чем и объясняются проявления классической солнечной вспышки в области низких энергий и жесткого излучения.

Процессы магнитного пересоединения, которыми определяются взрывные явления на Солнце, протекают, как предполагается, в очень малых областях — размером в десятки километров и даже меньше. К таким процессам относятся нетепловые процессы с высокими энергиями (ускорение частиц), очень быстрые временные изменения, а также образование тепловой и квазитепловой плазмы с температурой от 10^4 до 10^8 К. Чтобы полностью разобраться в подобных процессах и их многочисленных проявлениях, нам нужна аппаратура для

плазменной диагностики высокого разрешения в широком интервале электромагнитного спектра: от низкочастотного радиоизлучения до гамма-лучей. Это мог бы быть комплекс оборудования, содержащий набор больших телескопов и других специализированных инструментов, выведенный на орбиту и обслуживаемый с помощью космического корабля многократного использования «Спейс шаттл». Разработка такого комплекса, «Усовершенствованной солнечной обсерватории» (Advanced Solar Observatory — ASO) — главная рекомендация по солнечной физике Астрономического обзорного комитета.

Гелиосфера радиусом 100 а. е. д. Исследование ранее неизвестных областей нашей окружающей среды временно прекратилось, когда мы достигли полярных районов, последних неисследованных районов, поверхности Земли. Теперь мы вернулись к такого рода исследованиям, погружаясь в глубины океанов и поднимаясь в космос. Когда мы осознали сложность и протяженность гелиосферы, т. е. района, который контролируется Солнцем, это широко раздвинуло границы окружающей нас среды. Гелиосфера имеет четыре основных компонента: 1) солнечный ветер — продолжение солнечной короны, состоящее из тепловой плазмы, текущей со сверхзвуковой скоростью от Солнца; 2) магнитное поле — часть солнечного поля, выносимая в межпланетное пространство солнечным ветром; 3) космические лучи — частицы, ускоряемые до высоких энергий в солнечной атмосфере (солнечные космические лучи), вне межпланетного пространства (галактические космические лучи), в самом межпланетном пространстве или внутри магнитосфер планет; 4) нейтральный газ — в основном это вещество, которое течет из межзвездной среды в межпланетное пространство.

Так как гелиосфера есть внешняя часть солнечной атмосферы, ее изучение — неотъемлемая часть физики Солнца. Гелиосфера кончается там, где проходит граница между солнечным ветром и межзвездной средой, примерно на расстоянии 100 а. е. д. от Солнца.

Совместная программа наблюдений короны, особенно на орбитальной станции «Скайлэб», и космические эксперименты по исследованиям *in situ* плазмы, магнитных

полей и частиц высоких энергий явились ключом к пониманию структуры и динамики гелиосферы и ее связи со структурой и динамикой короны. За последнее десятилетие мы раздвинули границы наблюдений вовне до орбиты Сатурна и внутрь до орбиты Меркурия, но оставались в плоскости эклиптики или вблизи от нее.

В следующем десятилетии будут проведены первые наблюдения вне плоскости эклиптики, что значительно ускорит такие исследования. Для этого предназначаются космические аппараты «Международный солнечный полярный зонд» (International Solar Polar Mission — ISPM) и «Солнечный корональный диагностический зонд» (Solar Coronal Diagnostic Mission — SCDM), которые впервые соберут данные глобального характера о потоке солнечного ветра. В 90-х годах исследования, возможно, будут доведены непосредственно до короны, где происходит ускорение солнечного ветра. Для этой цели могут послужить «Звездный зонд» (Starprobe), посланный на тесное сближение с Солнцем, и «Усовершенствованная солнечная лаборатория» (Advanced Solar Observatory — ASO); названные аппараты сделали бы возможными наблюдения с высоким разрешением корональных лучей, ускорения частиц, потока солнечного ветра и структуры магнитного поля короны.

Гелиосферные измерения затронут целый ряд важных научных проблем в 80-е годы. Так, мы надеемся установить факторы, которыми определяется баланс энергии и массы в короне, и выяснить, какое влияние оказывают эти факторы на температуру короны и солнечного ветра, на их состав и пространственное распределение, а также на унос от Солнца его момента количества движения. Мы попытаемся исследовать характер трехмерной структуры гелиосферы и ее динамику, в частности роль выбросов масс вещества короны. И мы предполагаем выявить те физические процессы, которые вызывают ускорение солнечного ветра и которыми обусловлены большие вариации в химическом составе последнего.

Рекомендованные программы. Поскольку наблюдения Солнца играют важную роль также в астрофизике и в космической физике, ряд программ исследований, важных для физики Солнца, оказывается вне сферы Астрономического обзорного комитета. Среди них про-

граммы запуска космических аппаратов «Звездный зонд», «Солнечный полярный зонд» и «Усовершенствованный межпланетный зонд типа «Эксплорер», которые должны проводить измерения непосредственно внутри короны, а также спутники «Межпланетная лаборатория» и «Солнечно-земная обсерватория», предназначенные для исследования земной атмосферы и магнитосферы. На совещании по солнечной физике Астрономического обзорного комитета эти программы все-таки рассматривались (как и мы рассмотрим их в данной статье), поскольку без этого картина физики Солнца и гелиосферы в следующем десятилетии была бы неполной. Подробнее об указанных программах говорится в отчете [8] Комитета по космической и солнечной физике, одного из постоянных комитетов Отделения космических наук Национальной Академии наук США.

Все рекомендованные Астрономическим обзорным комитетом программы по физике Солнца связаны с тем или иным из трех основных направлений, которые мы отметили ранее: исследование внутренней структуры Солнца и процессов выделения и преобразования энергии в его внутренних частях; исследование активных явлений и изменений на Солнце, связанных с солнечным магнетизмом; исследование структуры и динамики гелиосферы, а также ее влияния на Землю. Но имеются две крупные программы («Усовершенствованная солнечная обсерватория» и «Звездный зонд»), которые охватывают весь круг научных вопросов, связанных с Солнцем. Я специально вернусь к этим двум программам позже, после того как кратко остановлюсь на всех программах наблюдений, взятых вместе.

Предполагается, что «Усовершенствованная солнечная обсерватория» будет наиболее важным единым комплексом для солнечных исследований в следующем десятилетии и далее; программа его разработки — одна из главных рекомендаций Астрономического обзорного комитета. Эта обсерватория будет представлять собой некий комплекс телескопов в космосе. Телескопы будут обладать очень высоким разрешением (лучше, чем $0,1''$, т. е. ~ 70 км на Солнце) и будут способны наблюдать солнечную атмосферу и внутреннюю

гелиосферу во всем интервале существующих там температур ($6000 \text{ K} - 2 \cdot 10^7 \text{ K}$).

«Звездный зонд» с приборами будет заслан прямо в солнечную корону. Он должен будет пройти на расстоянии всего лишь трех солнечных радиусов ($0,015 \text{ а. е. д.}$) от поверхности Солнца. При этом он должен провести прямые измерения динамики и структуры короны и внутренней гелиосферы. Он сможет измерить распределение гравитационного поля Солнца (что позволит определить структуру и динамическое состояние солнечного ядра) и даст возможность провести наблюдения солнечной атмосферы с очень высоким разрешением — лучшим, чем 10 км , что соответствует разрешению в $0,01''$ для наземного телескопа.

Два крупных компонента программ, рекомендованных Астрономическим обзорным комитетом, касаются вопросов, связанных с эволюцией и недрами Солнца. Во-первых, это галлиевый радиохимический детектор, который позволил бы измерить поток солнечных нейтрино с низкими энергиями. Такой поток прямо связан с общей скоростью термоядерных реакций между протонами в солнечном ядре, т. е. процессов, являющихся основным источником энергии Солнца. Во-вторых, это «Проект исследования внутренней динамики Солнца» (Solar Interior Dynamics Mission — SIDM), который позволит провести космический эксперимент по значительно уточненному измерению солнечных колебаний. «Усовершенствованная солнечная обсерватория» и «Звездный зонд» во многом дополняют научную информацию двух упомянутых выше программ.

Программа запуска «Усовершенствованной солнечной обсерватории» — это основная из рекомендованных программ исследования солнечной активности. Сверхвысокое же разрешение, которое «Звездный зонд» обеспечит при своем сближении с Солнцем, позволит разобраться в том, как различные «мелкие» образования в солнечной атмосфере — спикюлы, трубки магнитного поля, грануляция и корональные петли — передают энергию короне и солнечному ветру.

Как мы увидим ниже, многие компоненты «Усовершенствованной солнечной обсерватории» будут сначала развернуты в космосе индивидуально или небольшими группами на космическом корабле многократного ис-

пользования «Спейс шаттл» или на «Космической платформе». Позже эти инструменты будут объединены в обсерваторию с большим сроком эксплуатации. Одна такая группа приборов, уже четко определившаяся, — это спутник «Солнечный корональный диагностический зонд» (Solar Coronal Diagnostic Mission) для изучения структуры, динамики и эволюции солнечной короны и эволюции солнечного ветра.

Четыре важнейших элемента рекомендованных программ нацелены на изучение гелиосферы. Перечислим их.

1. Проект «Международного солнечного полярного зонда» (International Solar Polar Mission — ISPM) первоначально имел целью исследование гелиосферы в плоскости эклиптики с помощью двух космических аппаратов, один из которых должен был быть изготовлен Европейским космическим агентством, а другой — НАСА. Хотя и сильно ослабленный из-за отказа НАСА делать свой аппарат, этот проект все же явится первым прямым исследованием гелиосферы «в третьем измерении». Сейчас НАСА рассматривает проект запуска «Солнечного межпланетного спутника» (Solar Interplanetary Satellite — SIS), который, если проект будет принят, будет представлять собой космический аппарат на орбите Земли, но с отставанием от нее на 90° по фазе. Этот космический аппарат НАСА был бы выведен ко времени прохождения над полюсом Солнца в 1989 г. европейского космического аппарата по проекту ISPM. Спутник SIS смог бы выполнить некоторые, хотя и не все, задачи отмененного второго космического аппарата по проекту «Международного солнечного полярного зонда».

2. «Межпланетная лаборатория» (Interplanetary Laboratory — IL) — это часть программы «Источник околоземной плазмы» (Origin of Plasma in the Earth's Neighborhood — OPEN), предусматривающей запуск четырех аппаратов для изучения структуры и динамики земной магнитосферы и ее взаимодействия с солнечным ветром. «Межпланетная лаборатория» находилась бы в «передней» части магнитосферы, т. е. на границе между солнечным ветром и магнитосферой, откуда она смогла бы передать информацию, необходимую для понимания взаимодействия между гелиосферой и магнитосферой. Вместе с «Усовершенствованной солнечной обсерваторией» «Межпланетная лаборатория» помогла бы связать ва-

риации в гелиосфере с условиями в солнечной короне.

3. «Усовершенствованный межпланетный спутник типа «Эксплорер» (Advanced Interplanetary Explorer — AIE) для исследования нестационарных популяций частиц высокой и малой энергий в гелиосфере. Такие популяции появляются за счет динамических и импульсных механизмов ускорения, действующих в солнечной короне. Межпланетный «Эксплорер» вместе с «Усовершенствованной солнечной обсерваторией» значительно расширят наши знания в области движения и ускорения частиц в короне и гелиосфере.

4. «Солнечно-земная обсерватория» (Solar Terrestrial Laboratory — STL) — это комплекс, который должен быть размещен на космическом корабле многократного использования «Спейс шаттл» или на «Космической платформе». Он будет регистрировать колебания параметров земной атмосферы и ионосферы, чтобы можно было выяснить механизмы, связывающие такие колебания с изменениями потока солнечной радиации и с изменениями популяций частиц в гелиосфере.

Перечисленные выше космические проекты составляют программу широкого размаха, которая, однако, тщательно продумана и согласована как представителями физики Солнца, так и представителями космической физики. Каждый элемент программы нацелен на решение отдельных фундаментальных научных проблем (без дублирования), и совместное проведение различных элементов программы увеличит общую научную отдачу.

«УСОВЕРШЕНСТВОВАННАЯ СОЛНЕЧНАЯ ОБСЕРВАТОРИЯ»

«Усовершенствованная солнечная обсерватория» в конце концов будет представлять собой комплекс из четырех групп инструментов. «Группа телескопов с высоким разрешением» (High-Resolution Telescope Cluster — HRTC) будет состоять из «Солнечного оптического телескопа» (Solar Optical Telescope — SOT) для спектрального интервала 1100—10 000 Å, из телескопа для мягкого рентгеновского излучения (2—100 Å), телескопа для далекой УФ-области спектра (500—1200 Å), телескопа для мягкой рентгеновской и далекой УФ-

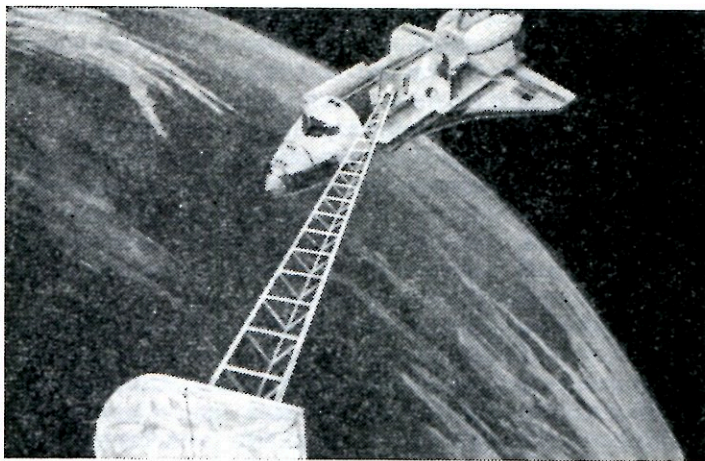


Рис. 6. «Усовершенствованная солнечная обсерватория» (Advanced Solar Observatory). Нарисованы два основных компонента обсерватории, установленные на борту космического корабля многократного использования «Спейс шаттл». Слева — аппаратура с маской и малыми диафрагмами (маска выдвинута на 50-метровой стреле), справа — «Солнечный оптический телескоп». Когда разработка обсерватории будет завершена, в большом контейнере, в котором установлен этот телескоп, будут находиться также гамма-телескоп с большой апертурой, рентгеновский телескоп и телескоп для далекой УФ-области спектра. (Фотография предоставлена Б. Робертсом, Центр космических полетов Маршалла.)

области (100—500 Å), а также из приборов для исследования недр Солнца путем наблюдения его колебаний. «Аппаратура с маской для имитации затмения и с малыми диафрагмами» (Pinhole/Occulter Facility — POF) будет включать в себя длиннофокусные инструменты для исследования Солнца в режиме искусственного затмения и для получения изображений в жестком рентгеновском излучении (с энергией более 10 кэВ). «Группа приборов для излучения высоких энергий» (High-Energy Facility — HEF) сможет регистрировать гамма-лучи и жесткое рентгеновское излучение с небольшим угловым разрешением. И наконец, будет «Группа приборов для регистрации длинноволнового радиоизлучения» (Low Frequency Radio Facility — LFRF). На рис. 6 показано, как худож-

ник представляет себе две из этих основных групп — «Солнечный оптический телескоп» и «Аппаратуру с маской и малыми диафрагмами», развернутые на космическом корабле многократного использования «Спейс шаттл».

Первым из основных инструментов должен быть разработан «Солнечный оптический телескоп». Он будет создан объединенными силами фирм Perkin — Elmer Corp. и TRW, Inc. под руководством Центра космических полетов Годдарда (НАСА). Его разрешение в видимой области должно составлять ~ 70 км на Солнце, а в УФ-области — еще выше. Как показано на рис. 6, «Солнечный оптический телескоп» будет помещен в большой контейнер диаметром 3,8 м — это предельный диаметр для грузового отсека космического корабля многократного использования. Запуск запланирован на полет космического корабля многократного использования «Спейс шаттл» в 1989 г.

Другие приборы «Группы телескопов с большим разрешением» (0,8-метровый рентгеновский телескоп скользящего падения для мягкого излучения, 0,9-метровый телескоп с нормальным падением для далекой УФ-области, 0,4-метровый рентгеновский и УФ-телескоп скользящего падения и набор специализированных инструментов для исследований колебаний Солнца) будут добавляться по мере разработки в модифицированный контейнер «Солнечного оптического телескопа». Каждый из этих основных телескопов сможет различать детали, не превышающие 100 км. Кроме того, они будут снабжены оборудованием для разнообразнейших спектроскопических измерений, которое позволит изучать профили линий, распределение температуры и плотности, профили скоростей, состав и другие характеристики солнечной плазмы. В совокупности в качестве группы телескопов высокого разрешения «Усовершенствованной солнечной обсерватории» они явятся чрезвычайно мощным орудием диагностики для изучения структуры и динамики звездной атмосферы.

«Аппаратура с маской и малыми диафрагмами» — вторая из четырех групп оборудования «Усовершенствованной солнечной обсерватории» — на основе ряда новых методов получения изображения расширит возможности наблюдений в двух отношениях. Во-первых, ис-

пользуя характеристическое жесткое рентгеновское излучение (10—100 кэВ) ускоряемых частиц, которыми обусловлено начальное проявление вспышки, можно будет зарегистрировать изображение импульсной фазы вспышек в короне. Во-вторых, можно будет изучать крупномасштабную структуру и динамику короны и солнечного ветра. Устройство представляет собой 50-метровую стрелу (рис. 6), которая отделяет маску, закрывающую объект наблюдения, от системы детекторов и телескопов. В маске имеется система малых отверстий (диафрагм), которые дают фурье-образ рентгеновского изображения с эквивалентным разрешением 0,2". Такой метод позволяет получать изображения в рентгеновском излучении с более высокой энергией, нежели при использовании оптики скользящего падения. Маска будет содержать также «искусственную луну», которая, производя искусственное солнечное затмение, позволит впервые провести наблюдения короны в УФ- и видимой областях спектра с помощью телескопа с большой апертурой. Оборудование будет обладать значительно более высокими разрешением и чувствительностью, чем наземные коронографы, и будет способно работать на меньших длинах волн.

Другие два компонента «Усовершенствованной солнечной обсерватории» («Аппаратура для изучения высоких энергий» и «Группа приборов для регистрации длинноволнового радиоизлучения») будут исследовать в основном ускорение частиц в солнечной атмосфере. Согласно существующим планам, после того как большинство инструментов, входящих в «Усовершенствованную солнечную обсерваторию», будут разработаны и испытаны с помощью космического корабля многократного использования «Спейс шаттл», они будут смонтированы в орбитальную обсерваторию на «Космической платформе» и будут функционировать в качестве национальной солнечной космической обсерватории в течение 10 лет или дольше, примерно столько же, сколько будут служить «Космический телескоп» и «Усовершенствованный рентгеновский астрономический аппарат» (Advanced X-Ray Astronomy Facility — AXAF), описанные в других статьях данного сборника (стр. 89 и 116). В Центре космических полетов Маршалла (НАСА) в настоящее время разрабатываются планы полной реали-

зации проекта «Усовершенствованной солнечной обсерватории». Ученые, изучающие Солнце, надеются, что эти планы будут выполнены не позже, чем через несколько лет после вывода на орбиту первого компонента обсерватории — «Солнечного оптического телескопа».

ПОЛЕТ К ЗВЕЗДЕ

Полеты космических зондов к другим планетам Солнечной системы и планируемые полеты космических аппаратов к комете Галлея — это интереснейшие путешествия в неведомое, которые разжигают воображение не только ученых, но и всех людей. Самым грандиозным из возможных путешествий внутри нашей Солнечной системы было бы, пожалуй, приближение к ее центральному объекту — Солнцу. Такой полет дал бы возможность прямо зондировать корону, детально исследовать динамику солнечной плазмы, разрешая ее мельчайшие структурные детали, и составить представление о внутренней структуре Солнца на основании снятой карты распределения его гравитационного потенциала. Такой эксперимент произвел бы революцию в наших взглядах на физику звезд.

Различные вопросы, такие, как роль перемешивания в солнечном ядре, влияние перемешивания на эволюцию Солнца, скорость вращения солнечного ядра, механизм ускорения солнечного ветра и механизм перехода из фотосферы в корону энергии и массы, передаваемых солнечному ветру, — все они могут потребовать для своего окончательного решения подлета к Солнцу. Такая программа под названием «Звездный зонд» (Stargrobe) была предложена и в настоящее время изучается НАСА (рис. 7). Очевидно, что проект «Звездного зонда» ставит необычайно трудные технические проблемы, так как приборы зонда должны нормально работать в условиях очень сильного солнечного нагрева, а данные должны передаваться через плотную плазму внешней короны. Однако предварительные исследования, проведенные в Лаборатории реактивного движения Калифорнийского технологического института, показали, что эти трудности преодолимы. Программа «Звездный зонд» обойдется очень дорого, и мы должны рассматривать ее как отдаленный

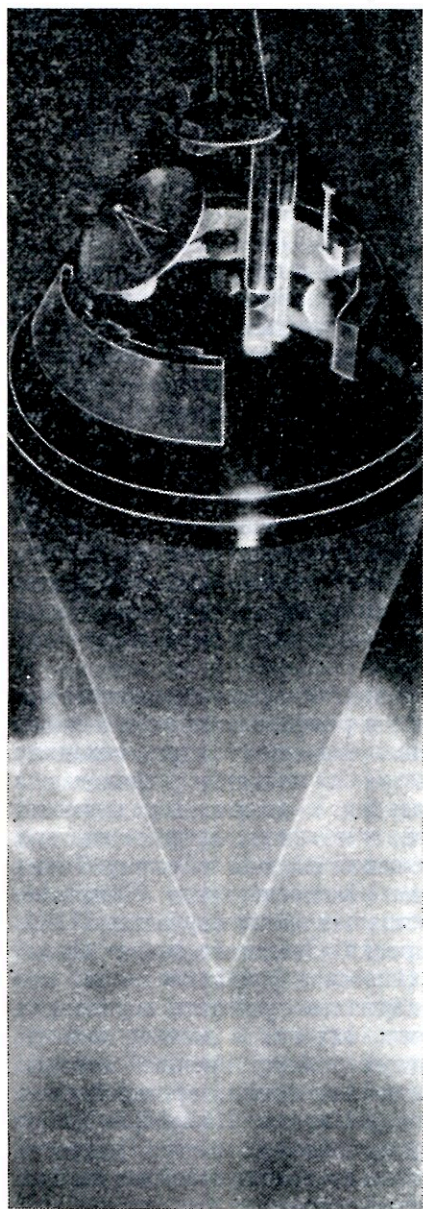


Рис. 7. «Звездный зонд» (Starprobe), приближающийся к Солнцу. Художник показал теплозащитный экран зонда с отверстием в центре, через которое приборы «видят» Солнце. Другие приборы регистрируют обратнорассеянное излучение вещества короны, находящегося вне траектории зонда. В верхней точке объема, затеняемого теплозащитным экраном в перигелии, на вращающейся платформе установлен комплекс приборов для регистрации магнитного поля и частиц. Самая верхняя группа приборов — это система точного определения орбиты зонда, изолированная от аэродинамического торможения (drag-free). (Рисунок предоставлен Дж. Рендолфом, Лаборатория реактивного движения Калифорнийского технологического института.)

проект, но ее научная отдача будет огромна, а ее воздействие на человечество как путешествия в неведомое не уступит ее научной значимости.

ЛИТЕРАТУРА

1. Astronomy Survey Committee, Challenges to Astronomy and Astrophysics, National Academy of Sciences, Washington, D. C. (1982), Ch. 1.
2. Newkirk G., Jr., Frazier K., Physics Today, April 1982, p. 25. [Имеется перевод: Физика за рубежом '83. — М.: Мир, 1983, с. 204.]
3. Astronomy Survey Committee, Astronomy and Astrophysics for the 1980's, v. 1, National Academy of Sciences, Washington, D. C. (1982).
4. Physics Today, September 1982, p. 17.
5. Stern R. A., Zolcinski M.-C., Antiochos S. K., Underwood J. H., Astrophys. Journ., 249, 647 (1981).
6. Vaiana G. S. et al., Astrophys. Journ., 224, 163 (1981).
7. Van Hoven G., Highlights in Astronomy, 5, 343 (1980).
8. Space Science Board, Solar-System Space Physics in the 1980's: A Research Strategy, National Academy of Sciences, Washington, D. C. (1982).
9. Astronomy Survey Committee Astronomy and Astrophysics for the 1980's, v. 2: Reports of the Panels, National Academy of Sciences, Washington, D. C. (1982).

Случаен ли исход бросания монеты?

Дж. Форд ¹⁾

Перевод статьи: *Ford J.* — *Physics Today*,
April 1983, p. 40

Исследование различий между упорядоченностью и хаотичностью в решениях задач нелинейной динамики приводит к таким новым понятиям, как сложность алгоритма, вычислимость числа и измеримость континуума.

Состояние Вселенной в данный момент надлежит рассматривать как следствие ее предшествующего состояния и как причину будущего состояния.

Лаплас

Теория вероятностей — вот истинная логика этого мира.

Максвелл

Вероятностный подход к макроскопическим явлениям на протяжении веков сосуществовал с детерминистским подходом. Например, в период с 1650 по 1750 г. Ньютон построил детерминистское дифференциальное и интегральное исчисление, а представители семейства Бернулли разработали теорию вероятностей для случайных игр и различных других проблем многих тел. Оглядываясь назад, можно лишь удивляться тому, что столь явно противоположные взгляды на мир никогда не приводили к острым столкновениям. Столкновения, наверное, были бы неизбежны, если бы не Лаплас, необычайно успешно способствовавший возведению ньютоновского детерминизма в ранг догмата научной веры. После Лапласа вероятностное описание считалось не более чем полезным приемом, к которому надлежало

¹⁾ Профессор физики Технологического института шт. Джорджия, редактор журнала *Physica D: Nonlinear Phenomena*,
© 1983 American Institute of Physics

прибегать, когда по тем или иным причинам детерминистские уравнения движения трудно или даже невозможно решить точно. Более того, считалось, что вероятностное описание может быть выведено из детерминистских уравнений, хотя никто и никогда не указывал конкретно, как это можно было бы осуществить.

Несмотря на полную определенность ортодоксальной линии в классической физике, ученых не оставляло сильное беспокойство. Одновременное существование ярко выраженных случайных и не менее ярко выраженных детерминированных режимов вызывало у них двойственное чувство. Отзвук такой двойственности мы находим в весьма произвольном делении систем на преимущественно случайные и преимущественно детерминированные.

Так, рулетку, игру в кости и игру в орлянку идеальной монетой принято считать совершенно случайными процессами, несмотря на их явную детерминированность. В то же время погода, человеческое поведение и фондовая биржа — все это считается строго детерминированным, несмотря на их непостоянство, переменчивость и непредсказуемость. Но вряд ли где-нибудь в науке больше путаницы и неразберихи со случайным и детерминированным, чем там, где речь идет о системах с аналитическим гамильтонианом

$$H = H_0(q_k, p_k) + \lambda H_1(q_k, p_k), \quad (1)$$

первый член которого H_0 есть гамильтониан системы с N степенями свободы, допускающей точное аналитическое решение, а второй — возмущение H_1 с малым параметром λ , характеризующим интенсивность возмущения; через (q_k, p_k) обозначен полный аргумент $(q_1, \dots, q_N, p_1, \dots, p_N)$. Существует физико-математический миф о том, что будто бы при малом числе степеней свободы N гамильтонианы такого вида аналитически разрешимы и детерминированны, а при больших N вступает в силу статистическая механика и закон больших чисел. Но такой миф сразу же вызывает сомнения, стоит лишь вспомнить о снискавшей печальную известность неразрешимости проблемы трех тел или даже о тесно связанной с ней проблеме двух тел; о предостережении Пуанкаре, обнаружившего, что независимо от N гамильтоновы системы в подавляющем большинстве слу-

чаев не имеют других регулярных интегралов движения, кроме самого гамильтониана H ; о том, что ни одна теорема о вероятностях никогда не выводилась из аналитического решения уравнения движения для игральной кости; и наконец, о существовании бесконечного класса аналитически разрешимых проблем многих тел при произвольно большом N , который без особого труда можно построить с помощью классической теории возмущений¹⁾. Итак, неразбериха в вопросе о случайном и детерминированном вполне очевидна. Но гораздо хуже, что еще большая неразбериха царит в вопросе о том, какого рода поведения следует ожидать от решений системы с любым конкретным гамильтонианом. Трудно поверить, хотя это действительно так, что на протяжении многих десятилетий в учебных аудиториях и учебниках преподаватели и ученые хранят весьма примечательное почти полное молчание²⁾ обо всем этом, как если бы гамильтониан (1) был болен неизлечимой болезнью, о которой не принято упоминать в хорошем обществе. Но примерно с начала 50-х годов нашего века, через триста лет после рождения Ньютона, новая междисциплинарная область науки — так называемая нелинейная динамика — принялась средствами своих смежных дисциплин за решение некоторых проблем, возникающих в связи с такими гамильтонианами. Мы кратко изложим один новый результат, имеющий прямое отношение к затронутой нами теме. Более подробное изложение можно найти в обзорных статьях Дж. Лебовитца и О. Пенроуза [3], а также М. Берри [4].

СОВРЕМЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

О том, что упорядоченные траектории гамильтоновой системы переходят в хаотические при увеличении числа частиц, неопровержимо свидетельствуют, с одной стороны, успехи астрономической теории возмущений в построении механики Солнечной системы и решении других проблем не слишком большого числа тел, а с другой — не меньшие успехи статистической механики в решении проблем многих тел. Но признание этих успе-

¹⁾ См. ясный, очень хорошо написанный обзор [1].

²⁾ На этот заговор молчания сетовал также Уайтман [2].

хов само по себе мало что дает для понимания причин перехода и детальной структуры возникающих хаотических траекторий. Хотя у нелинейной динамики есть что сказать по этим вопросам (и немало [3, 4]), я здесь не стану распространяться и лишь постараюсь как можно более наглядно показать, что у детерминированной гамильтоновой системы могут существовать траектории, блуждающие в фазовом пространстве самым причудливым образом. При взгляде на подобные траектории нам приходят такие слова, как «непредсказуемые», «хаотические» и даже «случайные». Нам необычайно подойдет удивительно простой гамильтониан с двумя степенями свободы

$$H = 1/2 (p_1^2 + q_1^2 + p_2^2 + q_2^2) + q_1^2 q_2 - q_2^3/3. \quad (2)$$

При достаточно малой энергии E гамильтониан H в очень хорошем приближении описывает два несвязанных гармонических осциллятора. С возрастанием же энергии системы на поведении траекторий начинает все сильнее сказываться нелинейная кубическая связь. Этот гамильтониан привлек внимание многих после того, как был опубликован в неоднократно цитированной и ставшей классической работе М. Хенона и К. Хейлеса [5]. Читателю, которому приводимое ниже краткое резюме покажется недостаточно вразумительным, мы рекомендуем обратиться за объяснениями к статье [5].

Астрономы Хенон и Хейлес рассуждали так: если бы гамильтониан (2) был аналитически разрешим в том смысле, в каком разрешимы все задачи в учебниках классической механики повышенного типа, то данная система обладала бы двумя функционально независимыми регулярными интегралами движения. Следовательно, траектории системы должны были бы лежать на двумерных интегральных поверхностях в четырехмерном фазовом пространстве системы. Если же гамильтониан (2) в каких-то условиях дает статистические, или хаотические, траектории, то регулярным интегралом движения может быть только он сам, а траектории системы могут свободно блуждать по всей трехмерной энергетической поверхности или по какой-нибудь ее части. Итак, траектории гамильтониана считаются упорядоченными, если они лежат на двумерных поверхностях, и неупорядоченными, т. е. хаотическими,

если они свободно блуждают по трехмерной поверхности. Здесь у насторожившегося читателя, возможно, мелькнет мысль, что противопоставление двумерных поверхностей трехмерным есть нечто искусственное и не имеет прямого отношения к интересующему нас вопросу. Но, как мы сейчас покажем, тот, кто так думает, заблуждается.

Хенон и Хейлес интегрировали численно уравнения движения для своего гамильтониана, рассчитывая траектории при разных энергиях. Чтобы сразу было видно, по какой — двумерной или трехмерной — поверхности в четырехмерном фазовом пространстве проходит та или иная траектория, они выводили на дисплей координаты точек, в которых траектории пересекают плоскость (q_2, p_2) , в виде графиков на плоскости (q_2, p_2) . Если данная траектория лежит на двумерной поверхности, то точки ее пересечения с плоскостью (q_2, p_2) лягут на некую кривую. Если же траектория свободно «плавает» по всей трехмерной поверхности или по какой-то ее части, то точки пересечения с плоскостью (q_2, p_2) заполнят некоторую часть плоскости. На рис. 1 показаны такие графики. При энергии $E = 1/12$ всякая траектория дает некую кривую. Это означает, что при такой энергии движение полностью упорядочено и гамильтониан аналитически разрешим, т. е. интегрируем. Но при энергии $E = 1/6$ Хенон и Хейлес обнаружили нечто показавшееся тогда удивительным: даже простые системы могут вести себя как бы хаотически. Переход от порядка к хаосу происходит при энергии $E = 1/8$. В обоих случаях всю россыпь точек дала одна-единственная траектория. На мысль о хаосе и случайности наводит явная беспорядочность в распределении точек: если наблюдать на дисплее за появлением точек пересечения траектории с плоскостью (q_2, p_2) при $E = 1/6$, то обнаружить какую-нибудь пространственную или временную упорядоченность не представляется возможным. Итак, переход от траектории на двумерной поверхности к траектории на трехмерной поверхности привносит в движение элемент хаоса. Быть может, нашей интуиции ближе другое представление: при $E = 1/12$ две соседние точки пересечения траектории с плоскостью (q_2, p_2) удаляются друг от друга линейно по времени, а при $E = 1/6$ — экспоненциально. Аналогичную ситуацию мы видим на рис. 2,

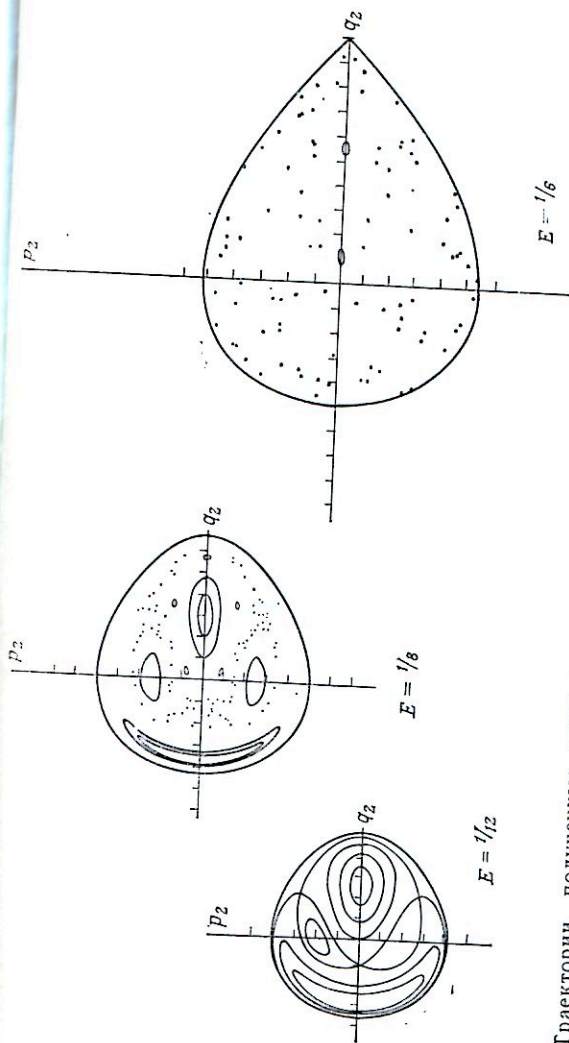
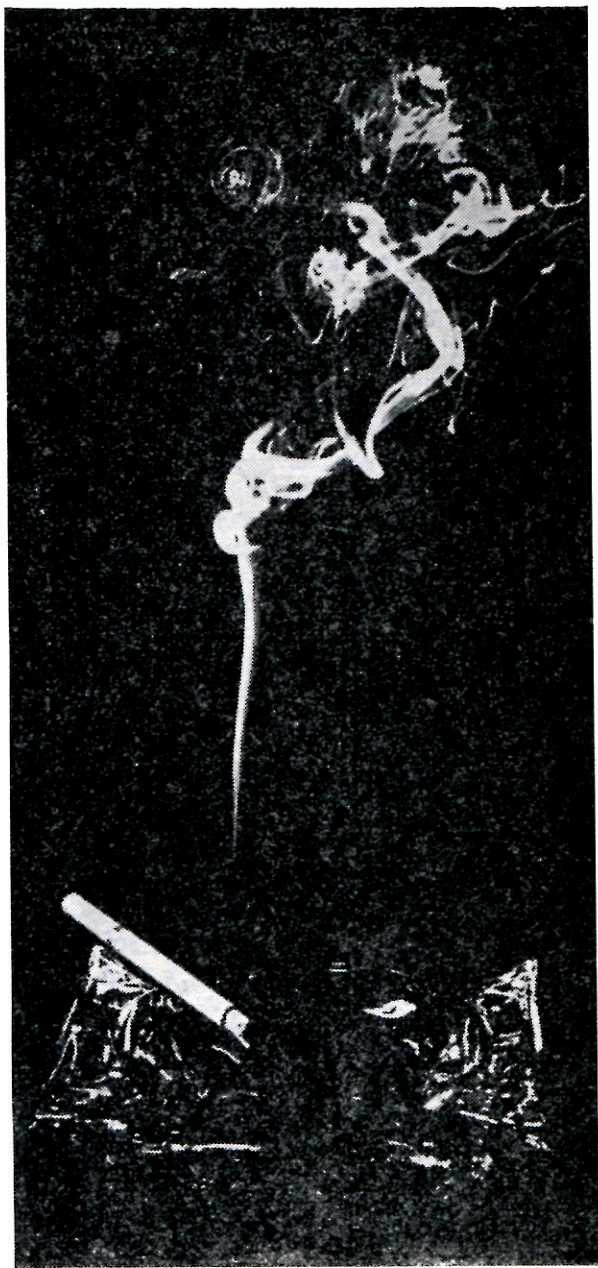


Рис. 1. Траектории, полученные путем численного интегрирования уравнений движения с нелинейным гамильтонианом (2). На графиках показаны пересечения траекторий с плоскостью (q_2, p_2) . Слева энергия системы равна $1/12$. Каждая кривая на графике состоит из точек пересечения одной траектории. Непрерывность и замкнутость кривых означает, что траектории лежат на двумерных поверхностях в четырехмерном фазовом пространстве (q_1, q_2, p_1, p_2) . График в центре построен при энергии системы, равной $1/8$. Некоторые траектории, заполняющая некий трехмерный объем; Хаотическую же россыпь точек дала одна траектория. На графике справа энергия равна $1/6$. Все отдельные точки соответствуют одной траектории, которая свободно блуждает по некоторой части трехмерной энергетической поверхности. При энергии, равной $1/6$, почти менем экспоненциально расходятся.



где показан переход к турбулентности в струйке дыма от сигареты. Если бы можно было подобным образом визуализировать совокупность хаотических траекторий Хенона — Хейлеса, то они выглядели бы, как тарелка макарон, перепутанных самым невероятным образом. После всего сказанного нельзя не отметить, что хаос, который впервые наблюдали Хенон и Хейлес, как теперь известно, — обычное явление в гамильтоновой динамике и в других задачах.

ХАОТИЧЕСКИЕ ТРАЕКТОРИИ

Выражение «хаотическая траектория» означало до сих пор лишь немногим больше, чем то, что траектория не лежит на гладкой инвариантной интегральной поверхности, размерность которой меньше размерности энергетической поверхности. Но каков точный смысл того, что такая траектория более случайна или менее детерминированна, чем траектория, лежащая на гладкой инвариантной поверхности меньшей размерности? Нелинейная динамика дает на этот вопрос целую иерархию ответов [3, 4]; мы обсудим лишь один из них, имеющий непосредственное отношение к нашей основной теме. Представим себе, что заданная энергетическая поверхность динамической системы разделена на конечное множество неперекрывающихся пронумерованных ячеек так, будто мы пытались придать поверхности сходство с колесом рулетки. Предположим, что кто-то точно знающий траекторию системы называет нам через каждую секунду номер ячейки, в которой в данный момент оказывается состояние системы (как если бы кто-нибудь раз в секунду называл номер того сектора вращающегося колеса рулетки, который в данный момент оказался под шариком-указателем). Рассматривая траектории нехао-

Рис. 2. Переход от ламинарного течения к турбулентному в струйке дыма от сигареты. Ламинарное течение аналогично структуре гладких траекторий системы Хенона—Хейлеса, изображенной на рис. 1 слева. Турбулентное течение при более высоких числах Рейнольдса дает представление о структуре траекторий системы Хенона—Хейлеса при более высоких значениях энергии, показанной на рис. 1 справа. (Фото В. Мейлетта, Технологический институт, шт. Джорджия.)

тической системы, например простого гармонического осциллятора или системы Хенона — Хейлеса при малой энергии, мы обнаружим, что номера образуют регулярную последовательность. Правильную прогрессию мы получим даже в том случае, если период осциллятора равен нецелому числу секунд — необходимо лишь накопить данные за несколько периодов. Рассматривая же хаотические траектории, например траектории системы Хенона — Хейлеса при большей энергии или траектории частиц сигаретного дыма за порогом перехода к турбулентности, мы никогда не заметим регулярности. С таким же успехом мы могли бы наблюдать за номерами вращающегося колеса рулетки. Следовательно, в случае хаотической орбиты мы можем, самое большее, указать вероятности переходов от одного номера ячейки к другим, но не можем предсказать сами переходы.

Итак, назовем орбиту хаотической, если, зная номера ячеек, в которых система находилась в прошлом, т. е. все номера ячеек, выпавшие до текущего значения t , невозможно определить номер ячейки при $t + 1$ и при любом большем значении t . (Такое определение может показаться несколько необычным, но, как мы убедимся, оно имеет свой смысл.) В случае хаотических орбит крупнозернистое будущее не определяется однозначно крупнозернистым прошлым. Только полной последовательностью результатов измерений, выполненных с конечной точностью через ненулевые интервалы времени от $t = -\infty$ до $t = +\infty$, можно задать точную траекторию, но и тогда она, возможно, будет задана неоднозначно. В случае же нехаотических орбит будущее полностью и однозначно определяется крупнозернистым прошлым. Нехаотические системы сохраняют крупнозернистую детерминированность, даже если наблюдения производятся с конечной точностью.

Может показаться, что хаотическая непредсказуемость о которой говорилось выше, обусловлена только крупнозернистостью, т. е. тем, что мы не знаем и не можем знать точного состояния системы, поскольку разбиваем фазовое пространство на конечные ячейки. Позвольте мне сразу же обратить ваше внимание на то обстоятельство, что такое же незнание не приводит к непредсказуемости в случае нехаотических траекторий, и напомнить, что

мы ничем не ограничивали тонкость разбиения поверхности на ячейки. Таким образом, сколь бы ни были малы ячейки в конечном разбиении, однозначно определить хаотическую траекторию нельзя ничем иным, кроме полной последовательности номеров ячеек. Если физическая система движется по некоей хаотической траектории и если над ней произведено конечное число наблюдений с конечной точностью, то независимо от того, сколько было наблюдений и сколь велика их точность, их результаты будут казаться случайными и ничем не проявят своей детерминированной сущности. В этом можно видеть первое указание на то, что в случае хаотических систем ньютоновская детерминированность — лишь несбыточная мечта теоретика. Почти все известные ныне динамические системы обнаруживают хаотические траектории.

ПРОСТАЯ МОДЕЛЬ

Тому, кто не искушен в алгоритмическом искусстве генерирования псевдослучайных чисел, итерация вперед разностного уравнения первого порядка

$$X_{n+1} = 2X_n \pmod{1} \quad (3)$$

покажется бесхитростной детерминированностью. Символ $\pmod{1}$ в правой части этого уравнения означает отбрасывание целой части. Стало быть, уравнением (3) задается отображение единичного интервала на себя. У такого простого разностного уравнения столь же простое аналитическое решение:

$$X_n = 2^n X_0 \pmod{1}. \quad (4)$$

Оно произведет большее впечатление, если в качестве начального значения X_0 написать какое-нибудь число в двоичной форме, например

$$X_0 = 0,11000011101111 \dots \quad (5)$$

В этом случае итерации вперед состоят в сдвиге запятой на один знак вправо и отбрасывании целой части, оказывающейся слева от запятой. Трудно представить себе систему, детерминированность которой была бы более очевидной, чем система, заданная уравнением (3), и тем

не менее почти все траектории такой системы хаотические!

Чтобы убедиться в этом, прежде всего заметим: все результаты итерации уравнения (3) принадлежат единичному интервалу $(0, 1)$, и, следовательно, «энергетическая поверхность» в данном случае есть не что иное, как единичный интервал $(0, 1)$. Разобьем эту «энергетическую поверхность» на две ячейки: левую $(0 \leq X < 1/2)$ и правую $(1/2 \leq X < 1)$. По двоичному представлению (5) нетрудно определить, в какой — левой или правой — ячейке единичного интервала окажется результат X_n итерации: для этого необходимо лишь знать, какая цифра — 0 или 1 — стоит справа от переместившейся запятой. Если теперь кто-нибудь знающий точную траекторию системы будет сообщать нам только, в какую из ячеек — левую или правую — попадают результаты последовательных итераций X_n , мы сможем выписать последовательность номеров ячеек, состоящую из нулей и единиц (нуль — левая ячейка, единица — правая). Вся последовательность номеров целиком совпадает с двоичным разложением начального значения X_0 для заданной траектории. Иначе говоря, тот, кто знает траекторию, просто считывает двоичную последовательность для X_0 , а тот, кто слушает (или наблюдает), записывает ее. Поскольку в общем случае мы не можем определить будущие цифры двоичного разложения числа X_0 по какой-либо конечной прошлой части этой последовательности двоичных цифр, истинная траектория в соответствии с нашим определением хаотична.

Хаотические траектории, удовлетворяющие уравнению (3), позволяют нам продемонстрировать весьма общую непредсказуемость в поведении хаотических траекторий, которая находится в опасной близости к истинной случайности.

Пусть снова некто досконально знающий некую траекторию считывает нам по порядку двоичные цифры разложения числа X_0 . Можем ли мы каким-то способом распознать, что нам действительно называют первые цифры в двоичном разложении результатов итераций X_n , вычисляемых по формуле (3), а не получают эти двоичные цифры, подбрасывая монету без какой бы то ни было (фальшивой) детерминированности? Прежде чем ответить на этот вопрос, рассмотрим сначала после-

довательности двоичных цифр для каждого числа X_0 из множества всех возможных чисел X_0 на единичном интервале. Если считать, что единица — это орел, а нуль — решка, то множество всех X_0 совпадает с множеством полубесконечных строк двоичных цифр, взаимно однозначно соответствующих множеству всех возможных полубесконечных серий исходов бросания монеты. Это, разумеется, означает, что строка цифр двоичного разложения числа X_0 столь же случайна, как и последовательность исходов бросания. Итак, несмотря на детерминированность системы, описываемой уравнением (3), даже грубое разбиение последовательных итераций X_n на «левые» и «правые» приводит к тому, что эти детерминированно вычисленные результаты итераций прыгают то вправо, то влево по правилу, не отличимому от подлинно случайной последовательности исходов бросаний монеты. Исходы последовательных испытаний на левое — правое полностью не коррелированы, это так называемые испытания Бернулли. Если же единичный интервал разбить на большое число одинаковых по размерам ячеек, то каждая траектория даст последовательности номеров ячеек, образующих марковские процессы.

До тех пор пока разбиение конечно, детерминированность системы никак не будет проявляться. Но отбросим всякую осторожность и рассмотрим бесконечные разбиения с нулевыми размерами ячеек. В этом случае последовательность номеров ячеек есть не что иное, как сама последовательность X_n . Тем не менее эта детерминированная последовательность X_n в действительности является также набором случайных чисел, как нетрудно видеть из предполагаемой случайности строки цифр начального значения X_0 . Поэтому уравнением (3) иногда пользуются как алгоритмом для получения на ЭВМ псевдослучайных чисел (псевдо потому, что ЭВМ способна производить только конечное число арифметических операций).

Изложенные соображения относятся к весьма разработанной теории¹⁾ в нелинейной динамике, которая строго доказывает, что чисто детерминированные сис-

¹⁾ Помимо работ [1—4] см. также библиографию, составленную Хеллеманом [6].

темы могут в той или иной степени имитировать подлинную случайность. Но существует также строгая теория, в которой показывается, что детерминированная система может вести себя действительно хаотически. Прежде чем переходить к этой теории, напомним, что хаотическим траекториям при разбиении фазового пространства всегда можно сопоставить последовательности целых чисел — номеров ячеек. Кроме того, если удастся показать, что строка номеров ячеек для какой-то траектории случайна, то и сама траектория также случайна. [7]. Но тогда сразу же возникает вопрос о том, как может быть подлинно случайной любая конкретно заданная строка цифр, например десятичное разложение числа π или строка цифр в таблице случайных чисел. Так, мы, наконец, подошли к одному из самых глубоких вопросов теории вероятностей: определению случайности заданных строк цифр.

ТЕОРИЯ СЛОЖНОСТИ АЛГОРИТМОВ

Не уменьшая общности, мы можем ограничиться рассмотрением последовательностей двоичных цифр, причем сначала нас будут интересовать только конечные последовательности. Каждая отдельная двоичная цифра несет один бит информации (по определению бита). Следовательно, в n -значной двоичной последовательности может содержаться n битов информации. Но часто цифры последовательности бывают заметно коррелированы, и информацию, содержащуюся в n -значной последовательности, можно передать более короткой последовательностью. Такой более короткой последовательностью может быть, например, сравнительно небольшой машинный код, способный породить более длинные исходные n -значные последовательности на некоторой машине M . А. Н. Колмогоров, Г. Чейттин и Р. Соломонов независимо друг от друга ввели [8] количественную характеристику $K_M^{(n)}$ — сложность n -значной последовательности, равную длине (в битах) самой короткой программы, способной заставить машину M отпечатать данную последовательность. Впоследствии А. Н. Колмогоров по существу доказал, что для некоей универсальной вычислительной машины величина $K_M^{(n)}$ минимальна. Следовательно, индекс M можно без потери общности

отбросить. Посмотрим теперь, какова сложность $K^{(n)}$ простой последовательности, состоящей из n единиц. Минимальная программа могла бы быть такой: «PRINT 1, n раз». Длина ее в битах при достаточно больших n почти равна $\log_2(n)$. Более того, сложность $K^{(n)}$ любой последовательности, вычисляемой путем повторения некоторого конечного алгоритма для вычислительной машины, при достаточно больших n мало отличается от $\log_2 n$. В то же время сложность n -значной последовательности $\{G_n\}$ не может намного превышать число n , поскольку такую последовательность всегда можно получить с помощью программы «PRINT C_1, G_2, \dots, G_n », содержащей при больших n число битов, мало отличающееся от n . Согласно определению сложности, максимально сложные n -значные последовательности не могут быть вычислены с помощью какого-либо алгоритма, длина которого (в битах) значительно меньше длины (в битах) самой последовательности. Таким образом, информация, содержащаяся в максимально сложной последовательности, закодирована необратимо и нет более простого способа восстановить последовательность, нежели предъявить ее копию. Цифры в таких максимально сложных последовательностях настолько невычислимы, а значит и непредсказуемы, что слово «случайные» кажется неизбежным. Итак, следуя Колмогорову и другим авторам, назовем конечную заданную строку знаков случайной, если она максимально сложна. Исходя из такого определения, можно показать, что большинство конечных последовательностей цифр случайно.

Когда число знаков двоичной последовательности стремится к бесконечности, невольно хочется (и Колмогоров первоначально так и поступил) назвать случайной бесконечной последовательностью такую, сложность $K^{(n)}$ которой при больших n стремится к n . Но, как доказал П. Мартин-Леф, такое определение бессодержательно, поскольку для случайных последовательностей величина $K^{(n)}$ может колебаться, опускаясь намного ниже среднего значения порядка n , даже при n , стремящемся к бесконечности. Чтобы исключить, или «погасить», такие колебания, можно определить [8] сложность бесконечной последовательности как

$$K = \lim_{n \rightarrow \infty} [K^{(n)} / n]. \quad (6)$$

Хотя при таком определении возникают кое-какие трудности со сходимостью, можно доказать, что в общем случае такой предел существует. Нестрого мы иногда будем употреблять выражение «максимально сложная» в применении к бесконечной последовательности, сложность K которой, вычисленная по формуле (6), отлична от нуля. Как и прежде, максимально сложную последовательность будем считать случайной. Преимущество такого определения состоит в том, что оно отвечает нашим интуитивным представлениям. Бесконечные максимально сложные последовательности настолько непредсказуемы, что их нельзя вычислить с помощью какого-либо конечного алгоритма; задать такую последовательность можно, только предъявив ее копию. Нельзя не отметить и недостаток такого определения: из него не видно, что оно полностью эквивалентно принятым ранее определениям случайности. Попытаемся восполнить этот пробел. Ниже, говоря о последовательностях, я всегда буду иметь в виду бесконечные последовательности.

«Вычислимый критерий» — это критерий, представимый конечным алгоритмом. Так как случайность означает в том или ином смысле отсутствие порядка, а встречающийся в природе беспорядок бесконечно разнообразен, не существует единого вычислимого критерия, который позволял бы строго доказать, что интересующая нас последовательность случайна. Отдельные вычислимые критерии — это необходимые, но недостаточные критерии случайности. Но можно объединить все возможные вычислимые критерии в один сложный критерий и определять, удовлетворяет ли некоторая последовательность всем критериям случайности, вычисление которых посильно для человека. Назовем такой критерий «универсальным критерием случайности». Теперь известно, что почти все максимально сложные последовательности удовлетворяют универсальному критерию случайности. Эта теорема, доказанная Мартин-Лефом в 1966 г., служит оправданием для нашего определения случайной последовательности как максимально сложной последовательности, поскольку ни один человек не сможет отличить новое определение от нашего старого. Наконец, Мартин-Леф доказал, что почти все последовательности — максимально сложные и, следо-

вательно, случайные. Из этого доказательства непосредственно следует, что почти все отдельные траектории уравнения (3) не только строго детерминированны, но и полностью случайны — вывод, который подробнее обсудим ниже.

Возвращаясь к гамильтоновой динамике, напомним, что хаотическая траектория по определению дает последовательность номеров ячеек, будущее которой не определяется ее прошлым. Очевидно, что хаотическая траектория дает максимально сложную последовательность номеров¹⁾. Таким образом, хаотическая орбита сама полностью случайна в том смысле, что ее нельзя вычислить с помощью какого-либо конечного алгоритма, а содержащаяся в ней информация бесконечна и неуплотняема. Наконец, для хаотических траекторий ньютоновская динамика должна детерминированно вычислять случайные последовательности номеров ячеек. Но тогда законы Ньютона представляют собой не что иное, как формальные алгоритмы, превосходящие возможности человека-вычислителя. На протяжении столетий случайность имела права гражданства в детерминистской Вселенной лишь как нечто вспомогательное, ей отводилась лишь подсобная роль. Теория сложности алгоритмов и нелинейная динамика совместными усилиями установили, что в действительности детерминированность безраздельно господствует только в конечной области; за пределами же крохотного оазиса порядка лежат почти не нанесенные на карту бескрайние просторы хаоса, где эфемерная память о детерминированности сохраняется лишь в теоремах существования, а выживает только случайность.

В качестве дополнительного следствия из теории сложности алгоритмов отметим одно довольно удивительное обстоятельство: числа π и e не дают случайных строк цифр, так как их оба можно вычислять путем бесконечного повторения коротких алгоритмов, а это означает, что величина K [формула (6)] равна нулю.

¹⁾ Элементы последовательности номеров не обязательно должны быть статистически независимы, хотя у читателя, возможно, создалось обратное впечатление. (См. статью Мартин-Лефа [8].)

Кроме того, если мы назовем невычислимым¹⁾ число с максимально сложной строкой двоичных цифр, то почти все действительные числа окажутся невычислимыми — их нельзя вычислить с помощью какого-либо конечного алгоритма. Как говорит М. Кац²⁾, почти все числа в континууме невозможно определить конечным числом слов. Следовательно, континуум обладает той отличительной особенностью, что представляет собой вполне определенное множество по большей части неопределенных объектов. Таким образом, вопреки иллюзиям наука реально может пользоваться в вычислениях не более чем плотным множеством вычисляемых чисел с нулевой сложностью [вида (6)]. Парадоксально, что хотя это плотное множество вычисляемых чисел имеет меру, равную нулю, оно, как легко доказать, несчетно.

НАСКОЛЬКО СЛУЧАЕН ИСХОД БРОСАНИЯ МОНЕТЫ?

Рассмотрим теперь конкретный пример. Идеальная, детерминированная игра «орел или решка» очень хорошо описывается разностным уравнением (3). При заданном X_0 мы можем детерминированно вычислять последовательные значения X_n и тем самым определять, получим ли мы 1 или 0 (орел или решку), по первой двоичной цифре каждого результата итерации X_n . Такой процесс строго детерминирован. Для него нетрудно доказать теоремы существования и единственности. В то же время этот процесс полностью случаен, потому что строки цифр почти для всех X_0 случайны. Как же такое может быть? Разве это не противоположные понятия? Разве полная детерминированность и полная случайность не исключают друг друга?

Само по себе уравнение (3) есть не что иное, как конечный алгоритм, итерации которого позволяют по заданному X_0 вычислять все X_n . В таком итерационном процессе детерминированность ничем не стеснена. Не наносят ущерба детерминированности и теоремы су-

¹⁾ Наше определение невычислимого числа не совпадает с определением, принятым у специалистов по теории вычислительных машин, но не очень сильно от него отличается.

²⁾ В полуофициальных беседах в кулуарах различных конференций.

существования и единственности, в которых начальное значение X_0 предполагается заданным. Следовательно, детерминированность или ее отсутствие в последовательности исходов бросаний монеты зависит исключительно от мелких деталей в задании или определении X_0 — задачи настолько тривиальной, что в литературе о ней вообще не упоминается. Но так ли тривиальна эта задача? В ответ на этот вопрос теория сложности алгоритмов указывает, что почти все числа X_0 не только невычислимы, но и неопределимы. Несмотря на почти трехсотлетнее существование предрассудка, заставлявшего утверждать обратное, задание или определение начального значения X_0 , как теперь ясно, требует сверхчеловеческого искусства. Уравнение (3) и описываемая им игра в орлянку идеальной монетой сохраняют детерминированность лишь при условии, что человек сможет производить вычисления с помощью бесконечных алгоритмов максимальной сложности и понимать определения, содержащие слова бесконечной длины. Нужна также способность воспринимать бесконечно малые различия, сравнимая по тонкости разве что с божественной, ибо уравнение (3), подобно всем своим полностью хаотическим собратьям, бурно реагирует на малейшую ошибку. Всякая начальная неопределенность в задании X_0 с увеличением числа итераций n возрастает экспоненциально. Именно вследствие экспоненциального роста ошибки детерминированность с практической точки зрения в лучшем случае оказывается лишь локальной во времени, быстро и бесследно исчезающей под лавиной все подавляющей ошибки.

Несмотря на широко распространенное убеждение в обратном, «монета», описываемая уравнением (3), предстает как полностью случайная, но разве можно считать, что тем самым детерминированность полностью исключена? Разумеется, нет, поскольку традиционные представления теории вероятностей содержат столь же широкие неявные допущения, как и традиционные представления о детерминированности. В частности, представление о том, что случайность не оставляет места для детерминированности, основано на предположении о невозможности бесконечной точности наблюдений или вычислений. Если же предположить, что наблюдатель и вычислитель бесконечно искусны, то уравнение (3) дает

детерминированную схему вычисления случайного процесса выпадения орла и решки. Исторически в детерминистских теориях не было осознано, что расчет случайной траектории становится возможным благодаря неявному допущению бесконечной точности, так же как в вероятностных теориях не было осознано, что бесконечная точность может служить связующим звеном с детерминированностью. К вопросу, о том, имеет ли бесконечная точность физический смысл, мы вернемся несколько позже.

Здесь же нам хотелось бы небольшим замечанием предотвратить недоразумение, которое могло бы возникнуть в связи с тем, что мы говорили раньше о разностном уравнении (3). Мы подчеркивали, что случайность результатов итераций обусловлена случайностью в строке цифр для каждого начального состояния X_0 . Таким образом, может показаться, что вся случайность зависит только от случайности и невычислимости начального состояния X_0 . Но вдумчивый читатель сразу же заметит, что большинство решений разностных уравнений возникают из начальных данных X_0 , содержащих случайные строки цифр. Почему же, если наши рассуждения верны, не все разностные уравнения случайны? Не вдаваясь в технические подробности, я отвечу, что хотя случайный характер начального состояния X_0 и может очень сильно сказываться на результатах итерации разностного уравнения, это отнюдь не обязательно. Рассмотрим, например, простое разностное уравнение, или отображение,

$$X_{n+1} = X_n + b \pmod{1}, \quad (7)$$

где b — иррациональное число. Решение этого уравнения имеет вид

$$X_n = nb + X_0 \pmod{1}. \quad (8)$$

Известно (т. е. строго доказано), что в силу иррациональности числа b результаты итерации X_0 , даваемые формулой (7), плотны и равномерно распределены на единичном интервале. И даже этот самый слабый и неслучайный вариант «хаоса», получивший название эргодичности [3, 4], отнюдь не зависит от какой бы то ни было случайности в строке цифр числа X_0 . Действительно, предположим, что в начальное значение X_0 вкралась

малая ошибка ΔX_0 . Тогда из уравнения (8) мы сразу же находим, что $\Delta X_n = \Delta X_0$, т. е. ошибка не возрастает с увеличением числа итераций. Уравнение (7) отображает конечные интервалы целиком, как жесткие единицы, а поэтому ясно, что наличие или отсутствие случайности в числовой записи внутренней точки X_0 несущественно для дальнейшей истории траектории. Важно, что в полностью хаотических, случайных системах ошибка нарастает экспоненциально. Именно поэтому траектории такой системы весьма чувствительны к точности задания начального состояния и его случайному характеру. В нехаотических же системах ошибка нарастает не так быстро и, как уже отмечалось, для точного определения грубозернистого будущего достаточно грубозернистого прошлого. Итак, хаотическая траектория случайна и невычислима, содержащаяся в ней информация бесконечна и несокращаема. Чтобы получить хаотическую траекторию, мы можем ввести необходимую бесконечную информацию либо в начальное состояние X_0 , либо в разностное уравнение, задающее алгоритм, либо в то и другое. Какой способ выбрать — это дело вкуса.

СЛЕДСТВИЯ

Почти во всех физических теориях (в том числе и в квантовой механике) рассматриваются уравнения для скоростей изменения непрерывных переменных. Приверженцы таких теорий стоят за континуум, упирая на то, что для любой переменной, взятой в отдельности, в принципе нет никаких пределов точности измерения. Тем не менее даже самые верные защитники континуума не берутся утверждать, что точность наших наблюдений когда-либо сможет стать бесконечной. Но без бесконечной точности континуум, как показывает теория сложности, утрачивает смысл, если подходить к нему с физических позиций. И это не просто небольшое замечание педагогического или математического характера. Если говорить о физическом эксперименте, то в нехаотической системе ошибка наблюдения возрастает медленно, т. е. начальная ошибка при последующих наблюдениях умножается на некоторую степень времени t , и потому

такие системы обычно позволяют нам придерживаться фикций детерминированности и континуума, по крайней мере в лабораторных масштабах времени. К сожалению, нехаотические системы почти столь же редкая вещь, как птичье молоко, хотя наше физическое понимание природы и опирается в основном на их изучение. В хаотических же системах, распространенных гораздо шире и составляющих подавляющее большинство систем, ошибки наблюдений возрастают, как правило, экспоненциально быстро и детерминированность и континуум утрачивают смысл даже во впечатляюще коротких временных масштабах человека. Например, если ошибка в величине X_0 в уравнении (3) равна 10^{-31} , то детерминированность полностью исчезает приблизительно к сотой итерации.

Какие следствия вытекают из всего сказанного? Не даст ли нам теория сложности алгоритмов вешки для разметки дороги в будущем?

За три столетия ньютоновская динамика дважды спотыкалась о допущения бесконечности того, что на самом деле не было бесконечным: скорости света c и величины, обратной постоянной Планка h , т. е. $1/h$. Стремление избавиться от этих бесконечностей привело сначала к созданию специальной теории относительности, а затем — к созданию квантовой механики. Теория сложности алгоритмов вскрыла третье неявное допущение бесконечности: на этот раз — бесконечной точности наблюдений и вычислений. Вследствие этого ньютоновская динамика сейчас стоит перед необходимостью третьего пересмотра, влияние которого на науку может по значимости не уступать двум предыдущим. Кроме того, и квантовая механика, сама появившаяся в результате второй революции, не останется в стороне от грядущей третьей революции, поскольку в квантовой механике тоже делается предположение о бесконечной точности измерений и вычислений. Как мы сейчас видим, Эйнштейн был прав и квантовая механика неполна. Ибо, если приверженцы квантовой механики располагают бесконечной точностью, необходимой для вычисления точной эволюции во времени непрерывных переменных, то они должны вычислить по-детерминистски все случайные переменные в своей теории. Отказ же от бесконечной точности требует пересмотра квантовой ме-

ханики, не уступающего по масштабам пересмотру классической динамики.

Нам потребовались века и века, чтобы, несмотря на какое-то внутреннее сопротивление, познать дискретность и конечность в окружающем мире. Еще у древних греков возникла идея заменить матерьяльный континуум дискретными атомами, и лишь в новейшее время Авогадро, сосчитав атомы в некотором ящике, обнаружил, что их число конечно. В нашем веке Эйнштейн отверг введенную Ньютоном бесконечную скорость, а Планк лишил нас континуума энергии. Позднее Гейзенберг напомнил нам о пределах точности измерения сопряженных величин. И уже совсем недавно теория сложности алгоритмов деликатно уведомила нас о том, что ни одну переменную невозможно измерить точно: с позиций физика числовой континуум — не более чем фикция.

Руководствуясь теорией сложности алгоритмов, мы можем искать числовое множество, которое имело бы смысл для человека, не требовало бы бесконечной точности и могло бы заменить числовой континуум, хотя сама теория сложности алгоритмов не может, очевидно, указать нам некую естественную границу точности наблюдений.

Прежде всего нужно вычеркнуть из континуума невычислимые иррациональные числа, обладающие положительной сложностью по Колмогорову. Для вычисления, хранения и определения таких сверхчеловеческих чисел необходима бесконечная информация. Затем идут внешне невинные числа, вычисление которых требует бесконечного числа итераций конечного алгоритма. Строки цифр для таких чисел также содержат бесконечное количество информации ($\log_2 n$, когда n стремится к бесконечности), требуют бесконечной емкости для хранения и бесконечного времени для вычисления. После того как мы исключим и эти числа, всякое число в оставшемся счетном всюду плотном множестве будет иметь лишь конечное число знаков в своей десятичной записи. Каждое из таких оставшихся чисел в отдельности вполне приемлемо, но неприемлемо их множество в целом, так как оно содержит бесконечную информацию. Итак, мы исключаем последние бесконечности: бесконечно большую величину

$$\infty = (1 + 1 + 1 + \dots)$$

и бесконечно малую

$$0 = (1 + 1 + 1 + \dots)^{-1}.$$

Кроме того, мы требуем, чтобы алгебраическая разность любых двух элементов множества была отлична от этих двух бесконечностей. В результате числовой континуум сведется к ограниченному конечному точечному множеству, которое, не уменьшая общности, можно принять за некоторое конечное множество целых чисел. Именно это числовое множество напрашивается на роль основы для пересмотра физических теорий. Самое удивительное в таком пересмотре, пожалуй, то, что мы можем заранее предвидеть квантованность всех физических переменных. В заключение многое из того, о чем я рассказал в этой статье¹⁾, можно резюмировать в следующей басне.

Давным-давно, еще до начала времени, боги даровали человеку число 1, чтобы ему было чем поразвлечься на досуге. Человеку так понравилось число 1, что он нашел ему пару и назвал новое число 2, а затем еще одно число, которое назвал 3. В один из следующих дней, когда человек созерцал истину и красоту числа N , его подруга принесла ему соблазнительный плод, который дал ей змей, назвавший свой дар *алевом*. Стоило человеку вкусить плода, как ему ударило в голову, и ум его, воспарив, на мгновение постиг смысл суммы $(1 + 1 + 1 + \dots)$, но к утру он не помнил ничего, кроме пустых символов ...
Мораль: не тщись объять необъятное.

Благодарность — в СССР. Эта статья — конечный результат многих разъяснений, советов и замечаний, которыми щедро делился с автором его друг и коллега проф. Б. В. Чириков из СССР. Все комплименты надлежит адресовать именно ему. Критические замечания просьба направлять в Атланту.

¹⁾ Читатели, питающие склонность к истории, возможно, обратили внимание на множество параллелей между моей статьей и многочисленными статьями, опубликованными ранее — по крайней мере до времен Максвелла. Но самую полную и разительную параллель можно усмотреть между моей статьей и статьей М. Борна «Является ли классическая механика действительно детерминистской?» [9].

ЛИТЕРАТУРА

1. Moser J., *Memoirs Amer. Math. Soc.*, No. 81 (1968).
2. Wightman A. S., in: *Perspectives in Statistical Physics*, ed. H. J. Raveche, North-Holland, Amsterdam, 1981.
3. Lebowitz J. L., Penrose O., *Physics Today*, February 1973, p. 23.
4. Berry M., in: *Topics in Nonlinear Dynamics*, ed. S. Jorna, A. I. P. Conf. Proc., 46, 16 (1978).
5. Henon M., Heiles C., *Astron. Journ.*, 69, 73 (1964).
6. Helleman R. G. H., in: *Fundamental Problems in Statistical Physics*, v. 5, ed. E. G. D. Cohen, North-Holland, Amsterdam, 1980.
7. Брудно А. А. — Успехи мат. наук, 1978, т. 33, с. 207.
8. Chaitin G. J., *Sci. Amer.*, May 1975, p. 47; Звонкин А. К., Левин Л. А. — Успехи мат. наук, 1970, т. 25, с. 85; Martin-Löf P., *Journ. Information and Control*, 9, 602 (1966); Alekseev V. M., Yakobson M. V., *Phys. Repts.*, 75, 287 (1981).
9. Born M., *Physics In My Generation*, Springer-Verlag, New York, 1969, p. 78. [Имеется перевод: Борн М. Физика в жизни моего поколения. — М.: ИЛ, 1963, с. 285.]

НОВОСТИ ФИЗИКИ (ОТКРЫТИЯ И ПОИСКИ)

Электроннография с пикосекундным временным разрешением

Дж. Муру и С. Уильямсон из Рочестерского университета сообщили о новом методе, который позволяет непосредственно наблюдать индуцированные лазерным излучением структурные изменения и фазовые переходы в кристаллической решетке, протекающие за пикосекундные времена. Им удалось получить электроннограмму на импульсе фотоэлектронов, создаваемых лазерным импульсом длительностью 30 пс. Муру не видит каких-либо препятствий для получения таким методом электроннограмм с временным разрешением порядка нескольких сот фемтосекунд.

Вопрос о том, что происходит за времена порядка пикосекунд с кристаллической решеткой, когда на нее действуют ультракороткие лазерные импульсы, имеет важное теоретическое и практическое значение. Лазерный отжиг примесных полупроводниковых материалов в пикосекундном режиме может приводить к примесным концентрациям, на порядок превышающим пределы нормальной растворимости. Вопрос о кинетике взаимодействия лазерного излучения с решеткой за такие времена пока что остается спорным. Хотя косвенные экспериментальные данные согласуются с широко распространенным мнением, что создаваемая лазерным излучением плазма горячих электронов быстро приходит в термодинамическое равновесие с решеткой, в результате чего последняя локально плавится за время, не превышающее 1 пс, такая картина не всеми принята.

Желательно иметь возможность исследовать такие сверхбыстрые структурные изменения непосредственно

методом дифракционного анализа. Но до сих пор кинетика оставалась непрослеженной за такие отрезки времени из-за отсутствия импульсных пучков рентгеновских лучей или электронов, которые можно было бы синхронизовать с лазерным импульсом. Рентгеновский дифракционный анализ до сих пор допускал временное разрешение лишь порядка наносекунды.

Муроу и Уильямсон пришли к своему пикосекундному дифракционному методу, изучая пикосекундные оптические процессы (например, флуоресценцию, индуцированную лазерным излучением) с помощью электронно-оптической камеры (ЭОК). В обычных скоростных фоторегистраторах при исследовании сверхбыстрых процессов последние фотографически регистрируются на быстро вращающемся барабане. Однако такие механические фоторегистраторы обеспечивают разрешение во времени лишь порядка 10 нс. В новейших ЭОК достигается субпикосекундное разрешение за счет фотоэлектрического преобразования оптического изображения в электронный импульс, который затем разрешается во времени путем отклонения электронов электрическим полем, зависящим от времени.

Фотокатод в хорошей ЭОК дает пространственную и временную электронную «реплику» падающего импульса света, точность которой равна долям пикосекунды. Муроу и Уильямсону пришла в голову мысль, что они «зря тратят такие прекрасные электронные реплики», используя их только для записи оптических быстропеременных процессов. Они решили выяснить, можно ли наблюдать дифракцию, пропуская создаваемые лазерными импульсами пикосекундные импульсы электронов из ЭОК сквозь тонкие образцы поли- или монокристаллического материала (рис. 1).

Они удалили из ЭОК Photochron II отклоняющие пластины и поместили между фотокатодом и люминесцентным экраном алюминиевый образец, достаточно тонкий для того, чтобы электроны с энергией 20 кэВ испытывали при прохождении сквозь него лишь однократные упругие соударения. В обычных ЭОК на отклоняющие пластины подается напряжение, быстро нарастающее по линейному закону, чем и достигается временное разрешение (зависящее от времени отклонения электронных траекторий). Но в пикосекундных

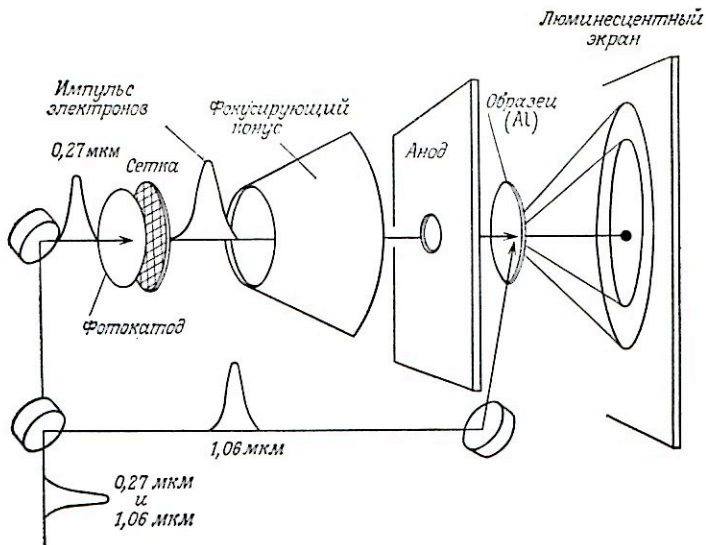


Рис. 1. Модифицированная электронно-оптическая камера, при помощи которой Мурроу и Уильямсон получили пикосекундную импульсную электронограмму. Импульс длительностью 30 пс лазерного излучения с длиной волны 1,06 мкм после уменьшения длины волны в 4 раза направляется на фотокатод, где генерирует 100-пикосекундный импульс электронов, которые ускоряются, фокусируются и проходят сквозь образец алюминия толщиной 300 Å. На люминесцентном экране они дают дифракционную картину. В проводимых сейчас опытах часть излучения с длиной волны 1,06 мкм отделяется дихроническим зеркалом и посылается прямо на поверхность образца. Этот отжигающий импульс приходит на образец раньше зондирующего импульса с длиной волны 0,27 мкм, причем время задержки последнего можно изменять, изменяя разность оптических длин пути.

дифракционных исследованиях отклоняющие пластины были не нужны; ЭОК служила только для генерации, фокусировки и ускорения импульса электронов и для записи дифракционной картины после прохождения их через образец.

В первых рочестерских экспериментах, задачей которых была демонстрация возможностей нового метода, использовались импульсы длительностью 30 пс излучения с длиной волны 1,06 мкм лазера на ИАГ: Nd, работавшего в режиме синхронизации мод. Поскольку

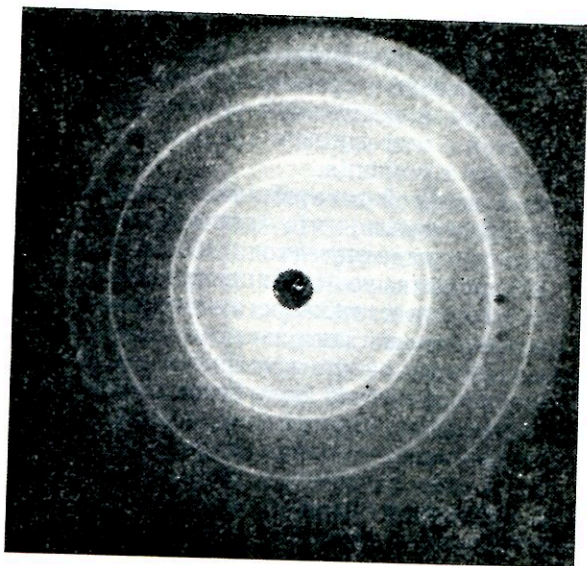


Рис. 2. Импульсная электронограмма (на прохождение) образца алюминия толщиной 300 \AA , полученная за 100 пс при энергии электронов, равной 20 кэВ . Видны дифракционные кольца, характерные для поликристаллического материала. Радиусы четырех колец дают для постоянной решетки значение $4,03 \text{ \AA}$, хорошо согласующееся с имеющимися данными о структуре алюминия.

работа выхода золотого фотокатода ЭОК примерно в 4 раза превышает энергию лазерных фотонов с длиной волны $1,06 \text{ мкм}$, приходилось повышать в 4 раза частоту лазерного излучения в двух удваивающих частоту кристаллах, прежде чем направлять его на фотокатод. Получившийся после этого импульс электронов электростатически фокусировался и ускорялся до 20 кэВ в камере, а затем проходил через алюминиевый образец толщиной 300 \AA и падал на люминесцентный экран.

Поскольку алюминиевый образец, как и все обычные металлы, поликристаллический, пучок электронов с энергией 20 кэВ шириной 100 мкм (с дебройлевской длиной волны около $0,1 \text{ \AA}$) должен давать на люминесцентном экране дифракционную картину из концентриче-

ских колец. Муру и Уильямсону удалось наблюдать четыре четких дифракционных кольца (рис. 2), радиусы которых соответствуют гранецентрированному кубическому кристаллу с постоянной решетки $4,03 \pm 0,08 \text{ \AA}$, что согласуется с имеющимися данными о кристаллической структуре алюминия.

Работая с камерой в ее обычном режиме, Муру и Уильямсон установили, что длительность импульса фотоэлектронов составляет около 100 пс и его начало хорошо синхронизовано с инициирующим лазерным импульсом. «То, что длительность электронного импульса значительно больше длительности лазерного импульса, — сказал Муру, — это временной недостаток, связанный с необходимостью получения хорошей дифракционной картины за один лазерный импульс». Дело в том, что из-за большого числа фотоэлектронов, необходимых для таких одноимпульсных демонстрационных опытов с поликристаллами, возникает большой пространственный заряд, который увеличивает протяженность электронного импульса, вследствие чего приходится выводить камеру за пределы линейного режима. Конечно, желательно, чтобы электронный импульс был столь же коротким, как и генерирующий лазерный импульс, — в конечном счете порядка сотен фемтосекунд. Для этого, как пояснил Муру, нужно уменьшить интенсивность лазерного излучения, и тогда уменьшатся плотности пространственного заряда. А чтобы получить достаточно большое отношение сигнала к шуму при малой интенсивности, нужно работать при большой скорости следования лазерных импульсов и применить метод усреднения сигнала. Муру замечает, что его переделанная ЭОК и 70-фемтосекундный лазер со взаимодействующими в кольцевом резонаторе встречными пучками фотонов, созданный недавно фирмой Bell Laboratories, позволяют работать при скорости следования $\sim 100 \text{ МГц}$ [1].

В некоторых случаях скорость следования импульсов должна быть достаточно низкой, чтобы образец мог остыть в промежутке между импульсами. Но для монокристаллических образцов требуется значительно меньше фотоэлектронов, чем для поликристаллического алюминия; их дифракционные картины состоят из нескольких пятен, соответствующих нескольким векторам об-

ратной решетки, а не из колец. Кроме того, необходимый поток фотоэлектронов можно будет существенно уменьшить, повысив коэффициент усиления усилителя яркости, применяемого при регистрации электронограммы.

Наблюдение фазовых переходов. Пока единственным результатом, полученным с помощью нового рочестерского прибора, является импульсная электронограмма холодного, стабильного образца алюминия [2]. Но данный метод нацелен на изучение сверхбыстрых изменений, вызываемых в кристаллах пикосекундными лазерными импульсами. Такого рода исследования уже начаты в лаборатории Муруо. В них тот же самый лазерный импульс, который генерирует зондирующий электронный импульс, направляется и на поверхность исследуемого образца.

После прохождения удвоителей частоты лазерный импульс расщепляется при помощи дихроического зеркала; четвертая гармоника направляется на фотокатод, а остальная часть лазерного излучения — на образец. Увеличивая ступенями оптический путь зондирующей компоненты, можно получать электронограммы с разной задержкой после действия «отжигающей» компоненты луча на поверхность. В настоящее время Муруо и Уильямсон изучают электронограммы алюминия с шагом в 100 пс после 30-пикосекундного импульса лазера с длиной волны 1,06 мкм, воздействующего на поверхность образца. Несколько образцов алюминия помещают на поворотном держателе и для каждого следующего импульса лазера устанавливают в рабочее положение новый, свежий образец. Исследователи предполагают вскоре опубликовать результаты этой работы. «Следующим шагом, — сообщил Муруо, — будет повышение временного разрешения примерно до 1 пс за счет уменьшения длительности лазерных импульсов и числа фотоэлектронов».

Весьма привлекательной особенностью пикосекундной электронографии, как подчеркивает Муруо, является возможность использования очень маломощных лазеров. «В отличие от установок с синхротронным излучением, для получения которого требуется большой ускоритель, это будет настольный прибор».

Наблюдая динамику изменения электронограммы после пикосекундного лазерного импульса, можно непосредственно определить, происходит ли и где происходит фазовый переход. При лазерном отжиге металлов и полупроводников фотоны первоначально взаимодействуют с электронами материала, образуя горячую плазму электронов проводимости [3]. Поскольку теплоемкость электронной плазмы очень мала, плазма быстро разогревается до температуры, намного превышающей решеточную. Время, за которое плазма приходит в термодинамическое равновесие с решеткой, может служить пробным камнем для разных теоретических моделей. Если это время релаксации мало, как предполагается в модели «термического плавления», довольно широко распространенной, то при пикосекундном лазерном отжиге должно происходить поверхностное плавление (с последующей рекристаллизацией) материала.

Дж. Ван Вехтен и некоторые его коллеги по фирме IBM не разделяют такую точку зрения. Их «плазменная модель» предполагает, что при лазерном отжиге образуется электронно-дырочная жидкость с плотностью, достаточной для бозе-конденсации плазмы, препятствующей электрон-фононному взаимодействию и тем самым задерживающей установление термического равновесия между плазмой и решеткой на время, много большее пикосекунды [4]. Как предполагает Ван Вехтен, при пикосекундном лазерном отжиге кремния образуется относительно холодная квазижидкокристаллическая фаза, «существенно отличающаяся от расплавленного кремния».

Эксперименты, проводившиеся в последнее время разными методами — отражательной спектроскопии с временным разрешением, поверхностной фотоэлектронной эмиссии и наносекундной рентгенографии, — как будто бы подтвердили модель термического плавления, тогда как спектры комбинационного рассеяния как будто подтверждают точку зрения Ван Вехтена. Но лишь новый метод импульсной электронографии, предложенный Муром и Уильямсоном, видимо, позволит нам впервые непосредственно взглянуть на структуру решетки и ее изменения под воздействием лазерного излучения в пикосекундном масштабе времени.

ЛИТЕРАТУРА

1. Physics Today, December 1982, p. 19.
2. Mourou G., Williamson S., Appl. Phys. Lett., 41, 44 (1982).
3. Physics Today, June 1982, p. 24.
4. Van Vechten J., Compaan A. D., Sol. State Comm., 39, 867 (1981).

Электрон-позитронные коллайдеры с лазерным ускорением

К 1987 г. два огромных коллайдера, LEP в ЦЕРНе и SLC в Станфордском центре линейных ускорителей, дадут возможность физикам, занимающимся высокими энергиями, достичь энергии в 100 ГэВ при электрон-позитронных столкновениях. Каким будет следующее поколение ускорителей? Можно ли будет построить в начале следующего века электрон-позитронные ускорители, бóльшие, чем 27-километровое накопительное кольцо LEP стоимостью около 400 млн. долл., потребляющее столько же энергии, сколько и город с населением 150 000 чел.?

В линейных коллайдерах (гибридным прототипом которых является SLC) потребляемая энергия должна быть значительно меньше из-за отсутствия в них синхротронного излучения. Но пара обычных высокочастотных линейных ускорителей, дающих встречные пучки электронов и позитронов с энергией 300 ГэВ, будет представлять собой конструкцию длиной почти 40 км.

Таким образом, для следующего поколения ускорителей нужна техника, которая обеспечивала бы существенно бóльший ускоряющий градиент, чем 15—20 МэВ/м, что является пределом для высокочастотных линейных ускорителей, таких, как двухмильный ускоритель Станфордского центра. В этом отношении интересны электрические поля исключительной интенсивности, создаваемые мощными лазерами. Для изучения такой возможности в феврале 1982 г. в Лос-Аламосе была созвана пятидневная конференция по лазерному ускорению частиц. Здесь было рассмотрено около полудюжины различных схем лазерного ускорения, из которых иные, видимо, позволят в будущем ускорять электроны (и позитроны) до нескольких сот гигаэлектронвольт градиентами в несколько сот мегаэлектронвольт на метр.

Некоторым мечтателям даже такое повышение ускоряющего градиента на порядок величины представля-

ется слишком скромным. На конференции по ускорительной технике будущего, прошедшей в Оксфорде в октябре 1982 г., некоторые идеи, возникшие во время конференции в Лос-Аламосе и после нее, были доложены Европейскому обществу по физике высоких энергий. А. Салам (Королевский колледж, Лондон, и Международный центр теоретической физики в Триесте) в своем вступительном слове призвал участников искать новый принцип, который позволил бы создать ускоритель на 100 ТэВ (10^{14} эВ) в начале следующего века. В то время как Э. Сесслер (Лаборатория им. Лоуренса в Беркли), председатель оргкомитета Лос-Аламосской конференции, считает более разумным сначала сосредоточиться на лазерной технике, которая могла бы позволить увеличить существующие ускоряющие градиенты на *один* порядок, Р. Палмер (Брукхейвенская лаборатория) настаивает на необходимости разработки других лазерных ускорительных схем, которые, по его убеждению, сделают реальностью машины на энергии 10—100 ТэВ через 20—30 лет.

Хотя на Лос-Аламосской конференции речь шла преимущественно об ускорителях электронов и позитронов, принцип лазерного ускорения, возможно, пригоден и для протонов и ионов. Поскольку в случае таких тяжелых частиц трудности с синхротронным излучением менее велики, уже в середине десятилетия мы будем иметь *pp*-синхротронный коллайдер на 1000×1000 ГэВ диаметром всего 2 км — тэватрон Лаборатории им. Ферми. Ф. Коул (Лаборатория им. Ферми) полагает, что *pp*-коллайдер на 20×20 ТэВ — вполне реальная перспектива как лазерный ускоритель первого поколения.

Механизмы лазерного ускорения. Поскольку вектор электрического поля электромагнитного излучения всегда перпендикулярен направлению распространения излучения, заряженную частицу невозможно ускорить, просто освещая ее интенсивным лазерным светом. Нужно как-то связать излучение с частицей, создав ускоряющую продольную компоненту поля, параллельную направлению движения частицы. Для этого существуют три способа.

1. Ускорители, в которых для связи частицы с излучением используется среда, в которой движется частица.

Два примера: ускорение за счет обратного эффекта Черенкова и за счет волн биений в плазме. В первом случае используется показатель преломления среды, а во втором — электростатические поля, создаваемые волнами плотности в плазме.

2. Ускорители ближнего поля, в которых лазерный луч распространяется в пределах длины волны от периодической проводящей структуры. На том же принципе основаны обычные высокочастотные линейные ускорители. Заменяв в них обычное высокочастотное поле излучением лазера на свободных электронах с длиной волны 1 см, можно уменьшить их размеры на порядок. Более радикальная миниатюризация может быть достигнута, если взять излучение с длиной волны 10 мкм лазера на CO_2 — в этом случае нужно будет использовать дифракционную решетку с периодом 10 мкм вместо обычной периодической структуры линейных ускорителей.

3. Ускорители дальнего поля, в которых пучок частиц связывается с лазерным излучением за счет искажения их траектории в направлении, перпендикулярном распространению пучка, в фазе с излучением. В ускорителе с обратным лазером на свободных электронах для этого частицы пропускаются через магнитный вигглер такого же типа, как и используемый в лазерах на свободных электронах [1]. В другой аналогичной схеме, двухволновом ускорителе, магнитный вигглер заменяется медленным микроволновым полем.

Лос-Аламосская конференция разделилась на три рабочие группы для детального изучения возможностей этих трех категорий схем ускорения, с тем, чтобы доложить о своих выводах на заключительных пленарных заседаниях. В результате работы этих групп и стимулированных ими исследований определились следующие три схемы как наиболее перспективные для физики высоких энергий недалекого будущего.

Ускоритель на волнах биений в плазме. В 1979 г. Т. Таджима (сейчас работает в Университете шт. Техас) и Дж. Доусон (Калифорнийский университет) высказали предположение, что электронный пучок, проходящий через плазму, можно ускорять, освещая плазму интенсивным лазерным излучением с двумя частотами, раз-

ность которых совпадает с частотой собственных колебаний плазмы. Интерференционная волна биений, как они отмечают, должна создавать бегущие волны плотности в плазме. Электроны при этом будут ускоряться электростатическими полями, возникающими вследствие разделения плазмы на сгустки; они будут «мчаться на гребне» плазменных волн (почти со скоростью света), как те, кто катается на досках на волнах морского прилива.

Таким образом, ускоритель на волнах биений — это своего рода гибрид лазерного ускорителя с коллективным ускорителем. Последний относится к другому классу принципов ускорения, из которых наиболее известна идея электронного «дымового» кольца, предложенная В. Векслером в 50-х годах [2]. Как и другие коллективные ускорители, ускоритель на волнах биений (УВБ) должен создавать скопления зарядов для ускорения частиц. Но УВБ особенно интересен потому, что, как утверждает Сесслер, в случае взаимодействия лазерного излучения с плазмой можно получить очень высокие плотности заряда при очень малых размерах сгустков. В то время как обычные ускорители создают плотности заряда, типичные для релятивистских электронных пучков (не более 10^{14} см⁻³) с размерами сгустков порядка 1 см, в плазме можно достичь плотности заряда 10^{18} см⁻³ с размерами сгустка, всего на порядок превышающими длину волны лазерного излучения. При таких огромных плотностях заряда и малых расстояниях образуются гигантские электростатические поля, которые, по убеждению Сесслера, со временем позволят достичь ускоряющих градиентов порядка 10 ГэВ/м. Малая длина волн плотности в плазме, вероятно, позволит также увеличить светимость линейного коллайдера за счет использования очень коротких сгустков электронов (позитронов). Светимость является еще одной серьезной проблемой при создании сверхмощных коллайдеров, поскольку сечение реакции e^+e^- падает, как обратный квадрат энергии.

Ч. Джоши сообщил на конференции, что ему с коллегами из Калифорнийского университета удалось недавно продемонстрировать генерацию волной биений волн плотности в плазме с помощью маломощного CO₂-лазера с энерговыделением всего 10^{10} Вт/см². Ему и его

коллегам из Национального научно-исследовательского совета в Оттаве удалось ускорить электроны примерно до 1 ГэВ за счет волны биений при помощи мощного CO_2 -лазера.

Ускоритель с обратным лазером на свободных электронах (ОЛСЭ). «На конференции мы считали, — сказал нам Сесслер, — что ускоритель с ОЛСЭ способен лишь на несколько гигаэлектронвольт. А годом ранее мы вообще такой принцип считали нереальным». Но всего через несколько месяцев после конференции, как он пояснил, К. Пеллегрини (Брукхейвенская лаборатория), показал, что теоретически ускоритель с ОЛСЭ должен разгонять электроны до 300 ГэВ.

В обратном лазере на свободных электронах пучок проходит через осциллирующее магнитостатическое поле вигглера, период которого должен увеличиваться от 10 см вначале до нескольких метров на выходном конце, так, чтобы поперечная осциллирующая скорость ускоряемых электронов все время была в фазе с электрическим полем лазерной волны, бегущей вдоль пучка. Основной проблемой была фокусировка лазерного излучения на длине, необходимой для обеспечения полного требуемого ускорения. Даже при помощи гигантского лазера «Антарес» мощностью 10^{14} Вт (создаваемого в настоящее время для термоядерных исследований в Лос-Аламосе) достаточное ускорение можно получить только при диаметре лазерного луча в несколько миллиметров. В случае однофокусной оптической системы, которая рассматривалась на конференции, такая ускоряющая зона была бы длиной всего несколько метров, что позволило бы получать в лучшем случае электроны с энергией 10 ГэВ. (Требуется, конечно, сверхмощный лазер с большей длиной когерентности, чем у «Антареса» или «Шивы-Новы» в Ливерморе. Для тех исследований по инерциальному удержанию плазмы, для которых они предназначены, высокая степень когерентности не требуется [3].)

После конференции Пеллегрини занялся разработкой многофокусной системы, которая поддерживала бы достаточную интенсивность лазерного света на протяжении нескольких километров. На основе идеи, выдвинутой на конференции С. Солимино (Университет в Неа-

поле), он спроектировал металлический «оптический волновод», состоящий из двух параллельных пластин с зазором в несколько миллиметров, в котором должен распространяться лазерный луч (и электронный пучок), последовательно отражаясь от обеих поверхностей, сохраняя сфокусированную интенсивность электрического поля $\sim 2 \cdot 10^{11}$ В/м на протяжении *нескольких километров* вдоль оси пучка. На поверхности металла напряженность должна быть меньше, чтобы поверхность не повреждалась.

«При такой многофокусной схеме и достаточно мощном когерентном лазере с необходимым КПД (видимо, CO_2 -лазере или даже лазере на свободных электронах) ускоритель на 300 ГэВ теоретически возможен», — сказал Пеллегрини. Задача фокусировки высокоинтенсивного лазерного луча, как отмечает Пеллегрини, не является особенностью схемы ОЛСЭ; она возникает и почти во всех других предлагаемых лазерных схемах ускорения.

Вместо того чтобы увеличивать шаг вигглера по мере ускорения электронов, в принципе можно повышать напряжение магнитостатического поля при постоянном шаге вигглера. Но, по расчетам Пеллегрини, тогда возникнет синхротронное излучение, что сведет на нет все преимущества линейной конфигурации перед кольцевой.

Сам Сесслер больше всего занимался линейным ускорителем уменьшенного масштаба, в котором вместо обычного высокочастотного поля используется излучение с длиной волны 1 см лазера на свободных электронах. Он работает над схемой двухпучкового ускорителя с высокоинтенсивным электронным пучком малой постоянной энергии, идущим параллельно пучку высокой энергии и малой интенсивности, ускоренному в основной структуре линейного ускорителя. Низкоэнергетический пучок играет роль лазера на свободных электронах (сантиметрового диапазона), нагнетающего свое излучение по поперечным волноводам в параллельную ускоряющую систему.

Поперечные размеры линейного ускорителя должны быть порядка длины волны ускоряющего поля. В режиме одиночных импульсов, в котором работают коллайдерные линейные ускорители, потери энергии пропор-

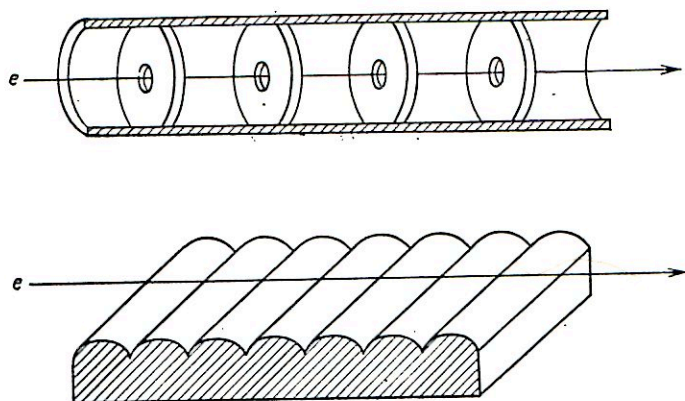


Рис. 1. Во всех ускорителях ближнего поля имеется периодическая проводящая система, которая преобразует падающее электромагнитное излучение в ускоряющую моду с фазовой скоростью, равной скорости пучка. Ускоряющее поле существует только в пределах одной длины волны (периода) от проводящей поверхности. В обычном высокочастотном линейном электронном ускорителе (вверху) для уменьшения фазовой скорости применяется периодическая система диафрагм. Для уменьшения размеров таких систем Сесслер предложил вместо обычного высокочастотного излучения использовать излучение сантиметрового диапазона лазера на свободных электронах. Палмер же предлагает более радикально уменьшить размеры, взяв лазерное излучение с длиной волны 10 мкм, так чтобы структура линейного ускорителя приняла вид дифракционной решетки с периодом 10 мкм (внизу).

циональны площади поперечного сечения ускорителя. Следовательно, уменьшив длину волны ускоряющего поля на порядок по сравнению с дециметровым высокочастотным полем имеющегося линейного ускорителя Станфордского центра, можно снизить энергию, потребляемую линейным коллайдером, в 100 раз.

«Вторым преимуществом коротковолновых источников энергии, — указывает Сесслер, — является то, что на высоких частотах (соответствующих малым длинам волн) уменьшаются трудности с электрическим пробоем, которым в конце концов ограничиваются возможности увеличения ускоряющих градиентов и уменьшения размеров резонатора. Чем выше частота, тем меньше времени (до изменения полярности), за которое может на-

капливаться заряд, и он не может достигать уровня, при котором происходит искровой разряд».

«Источники энергии типа лазера на свободных электронах с частотой излучения 30 ГГц (1 см), вероятно, позволят достичь градиентов в несколько сот мегаэлектронвольт на метр», — заявил Сесслер. Он считает, что повышение параметров имеющихся линейных ускорителей на порядок — вполне достойная задача в качестве скромного первого шага. При таком ускоряющем градиенте можно на месте нынешнего ускорителя Станфордского центра поместить два линейных коллайдера 300×300 ГэВ.

Правда, Д. Кифи (Лаборатория им. Лоуренса, Беркли) указал на то, что возможности существующего линейного ускорителя Станфордского центра еще не ограничиваются искровым разрядом. Градиент в нем может быть увеличен в 7 раз, прежде чем ему будет угрожать пробой. Но тогда в 50 раз повысилась бы потребляемая энергия, большая часть которой бесполезно теряется в ускорителе и волноводах. «Основная задача, — заявил он, — в том, чтобы создать мощные микроволновые источники энергии, которые могли бы передавать энергию пучку с достаточным КПД».

Восприняв призыв Салама всерьез, Р. Палмер занялся поисками возможностей уменьшить высокочастотный линейный ускоритель еще на три порядка. При питании излучением с длиной волны 10 мкм CO_2 -лазера схема линейного ускорителя свелась бы к дифракционной решетке с ускоряющим градиентом порядка 10 ГэВ/м. «Если я не могу улучшить что-либо на несколько порядков по величине, — говорит он, — то мне это не интересно». Из имеющихся линейных ускорителей можно «выжать» еще как минимум один порядок величины. Ожидается, что LEP сможет реально достичь энергии столкновений в 260 ГэВ, и в качестве лабораторных прототипов построены высокочастотные линейно-ускорительные секции с градиентами 100 МэВ/м. Он утверждает, что пионеры лазерных ускорителей должны смотреть далеко вперед. «100 ТэВ — это, возможно, журавль в небе, но рано или поздно нам будет нужен журавль».

Металлическая дифракционная решетка, как и любая другая периодическая проводящая структура (стек-

ло тоже годится на оптических частотах), играет важнейшую роль в линейном ускорителе, преобразуя поперечные моды подводимого излучения сравнимой (с ее периодом) длины волны в ускоряющие моды, меньшие фазовые скорости которых соответствуют скорости ускоряемых частиц.

В случае ускорителя на дифракционной решетке с периодом 10 мкм имеются два обстоятельства, вызывающие сомнения в возможности его использования в качестве сверхмощного ускорителя. Во-первых, мощные поля, необходимые для создания градиентов ~ 10 ГэВ/м, обратят любую дифракционную решетку в плазму. Во-вторых, интенсивность электронных пучков будет весьма ограниченной. Палмер отклонил первое возражение, предложив принцип «расходуемой» решетки. После каждого импульса решетка (или пучок) сдвигается на несколько миллиметров, так что в работу вступает новый ее участок. Плазма же, образуемая на поверхностях, расплывается достаточно медленно и на протяжении импульса сохраняет периодическую структуру. Что же касается низкой интенсивности электронных пучков, то это можно, указывает он, компенсировать очень высокой частотой повторения. По данным его расчетов, импульсный CO_2 -лазер с частотой импульсов, измеряемой мегагерцами, мог бы обеспечить достаточную светимость для многотэвного линейного коллайдера. Правда, такие лазеры пока не построены, но он уверен, что они будут созданы.

«Потенциальные возможности ускорителей с лазерным ускорением оправдывают увлечение этими источниками и их дальнейшее изучение и экспериментальную проверку», — говорится в заключении недавно опубликованных трудов конференции. «Аналогичная конференция, собранная через год или два, была бы также очень ценной в определении прогресса ... новых целей и направлений». Представленный анализ преимуществ различных схем, предостерегает Сесслер, носит весьма предварительный характер. «Наши взгляды на ускоритель с обратным лазером на свободных электронах, к примеру, дважды радикально изменились за последние два года».

ЛИТЕРАТУРА

1. Physics Today, July 1979, p. 19.
2. Physics Today, February 1968, p. 51.
3. Physics Today, November 1979, p. 20.
4. Laser Acceleration of Particles, ed. P. J. Channel, Proc. AIP Conf. No. 91, New York, 1982.

Квистерон — сверхпроводящий переключатель, работающий, как транзистор

С появлением сверхбольших интегральных схем (СБИС) появилась возможность создания сверхмощных ЭВМ; в ближайшей перспективе теперь 10^4 микросхем, т. е. 10^6 бит памяти, на чип. Что требуется от элементов цепи, если мы хотим получить один или два порядка сверх 10^7 операций в секунду, которые характеризуют в настоящий момент быстрдействие самых мощных универсальных ЭВМ?

Существующая технология СБИС предоставляет в наше распоряжение полупроводниковые транзисторы со скоростями переключения (~ 20 пс) и с размерами (доли микрометра), подходящими для решения подобной задачи. Но тепло, выделяемое такими транзисторами, работающими при комнатной температуре, ограничивает возможности создания на их основе универсальных ЭВМ, способных выполнять несколько сот миллионов операций в секунду. Интеграция большого числа полупроводниковых приборов в пространстве, достаточно малом для быстрого распространения сигналов, будет приводить к выделению слишком большого количества тепла.

Сверхпроводниковые приборы — вот, видимо, хорошая альтернатива. С энергетическими щелями в несколько милливольт (в полупроводниках щели — порядка 1 В) сверхпроводниковые переключатели рассеивают на три порядка меньше энергии, чем обычные транзисторы. На конференции по прикладной сверхпроводимости в Ноксвилле в декабре 1982 г. С. Фарис (фирма IBM) и его коллеги С. Рейдер, У. Галлахер и Р. Дрейк сообщили о том, что им удалось создать «первый трехполюсный сверхпроводниковый переключатель с характеристиками, близкими к транзисторным». Этот «квистерон», названный так потому, что в нем используется эффект туннельной инжекции квазичастиц (quasiparticle-injection tunneling effect), как утверждается,

обеспечивает нужное усиление по мощности и разделение состояний включено — выключено, необходимое для цифровых ЭВМ.

Джозефсоновские переключатели. Квиртерон — не первая попытка использовать сверхпроводимость в цифровых ЭВМ. Фирма IBM и другие фирмы затратили много усилий на разработку переключателей с джозефсоновскими переходами [1]. Такие приборы тоже рассеивают мало энергии, и у них немного более высокие скорости переключения (~ 10 пс), чем у первых квинтеронов, а потому они очень подошли бы для создания элементов памяти. Но, как показывает Фарис, у них имеется ряд важных недостатков, которых нет у полупроводникового транзистора и у квинтерона, что делает последние более пригодными для создания цифровых логических переключателей.

Хотя площадь самого джозефсоновского перехода можно сделать столь же малой, как площадь транзистора или квинтерона (~ 1 мкм²), на практике он занимает площадь порядка 500 мкм². Столь большое увеличение площади объясняется тем, что у простого джозефсоновского переключателя нет чувствительности и изоляции между входом и выходом, необходимых для ЭВМ. Приходится связывать два джозефсоновских перехода с внешним управляющим током по схеме индуктивного трансформатора. При этом два джозефсоновских перехода образуют квантовый интерферометр СКВИД. Чем больше индуктивная связь между управляющим током и петлей СКВИДа, тем больше будет и чувствительность такого переключателя. Но при этом возрастают и размеры прибора.

Эта зависимость чувствительности от размеров — не единственный недостаток джозефсоновских переключателей. Для логических схем нужны трехполюсные переключатели транзисторного типа с хорошим разделением входного и выходного сигналов. Простейший же джозефсоновский переключатель — это двухполюсник, в котором переключающий ток проходит через те же полюса, что и управляющий: выход не изолирован от входа. Другая схема (с трансформатором) — это четырехполюсник, в котором переключение происходит при превышении некоего критического магнитного поля, а не тока. По-

этому выход полностью изолирован от входа, но зато сильно увеличиваются размеры прибора.

Первый джозефсоновский переключатель, джозефсоновский криотрон, созданный Дж. Мейтису на фирме IBM в конце 60-х годов, был действительно трехполюсным устройством с хорошей изоляцией входа от выхода. Но он не давал необходимого усиления.

Идеальный логический элемент для цифровой ЭВМ, как утверждает Фарис, — трехполюсный инвертирующий переключатель. Инверсия здесь означает, что при поступлении на вход двоичного сигнала «1» на выходе возникает сигнал «0» и наоборот. Инвертирующий переключатель предельно упрощает разработку всех требуемых логических схем. Квиртерон, как и полупроводниковый транзистор, есть инвертирующий переключатель. К джозефсоновскому же переключателю требуется добавлять инвертирующую цепь.

Далее желательно, чтобы логический переключатель был неблокирующимся — полярность на выходе должна возвращаться к нулю в отсутствие сигнала на входе. Это естественным образом получается в транзисторе и в квиртероне. Джозефсоновский же переключатель блокируется: после того как положительное входное напряжение устранит джозефсоновский сверхпроводящий ток, на переходе неопределенно долго остается возникшее при этом смещение, соответствующее сигналу «1» на выходе. Чтобы вернуть переход в исходное состояние, на него нужно через каждый такт работы ЭВМ подавать обратный смещающий ток. Это должно делаться достаточно медленно — за несколько сот пикосекунд — чтобы переключатель не проскочил через нулевое состояние в состояние с противоположной полярностью. Блокируемость джозефсоновского переключателя сильно снижает на практике его быстродействие.

Квиртерон. Фарис поставил перед собой задачу создать прибор транзисторного типа, который был бы пригоден для разработки следующего поколения универсальных ЭВМ, способных выполнять $5 \cdot 10^8$ операций в секунду. Он рассудил, что это должен быть прибор, допускающий сверхплотную упаковку, — с размерами порядка 1 мкм и с рассеиваемой мощностью в несколько микроватт — при времени переключения порядка 20 пс.

Это должен быть тоже трехполюсный, инвертирующий, неблокирующийся прибор с хорошим разделением входа и выхода, высокой нелинейностью, четкой дискриминацией бинарных состояний и достаточным усилением по мощности, так чтобы выходной сигнал одного прибора мог возбуждать другой в последовательности логической схемы.

Результатом поиска такого прибора явился квити-рон. Если джозефсоновский переключатель основан на туннельных переходах сверхпроводящих куперовских электронных пар через тонкий изолирующий слой или малый промежуток между двумя сверхпроводниками, то в квитиране используется туннельный переход неспаренных электронов через изолирующие туннельные барьеры между сверхпроводниками. Данное явление называется эффектом туннельной инжекции квазичастиц, так как электрон попадает из туннельного барьера в смешанное электронно-дырочное собственное состояние — «квазичастичное состояние» — в одночастичном континууме над сверхпроводящей энергетической щелью. Прибор помещают в достаточно сильное магнитное поле, чтобы полностью подавить джозефсоновские туннельные переходы куперовских пар.

На вольтамперной характеристике (рис. 1) такого квазичастичного туннельного перехода между сверхпроводниками имеется исключительно резкий разрыв [2]. Пока напряжение на туннельном барьере меньше удвоенной ширины сверхпроводящей щели Δ ($2e\Delta$ — энергия, необходимая для разрыва куперовской пары), ток практически равен нулю. Когда же напряжение достигает значения 2Δ , скачком устанавливается ток, который очень быстро нарастает при дальнейшем повышении напряжения.

Квитирон (рис. 2) представляет собой двухбарьерный сэндвич из трех сверхпроводящих пленок, разделенных двумя сверхтонкими (20 \AA) изолирующими окисными слоями. Если на первый, или «инжектирующий», переход подать напряжение, превышающее 2Δ (точнее, превышающее $\Delta_1 + \Delta_2$, так как сверхпроводники 1, 2 и 3 обычно делают из разных материалов), то можно получить сильный ток квазичастиц от первого сверхпроводника ко второму (среднему). Если напряжение на втором, или «акцепторном», переходе меньше $\Delta_1 + \Delta_2$,

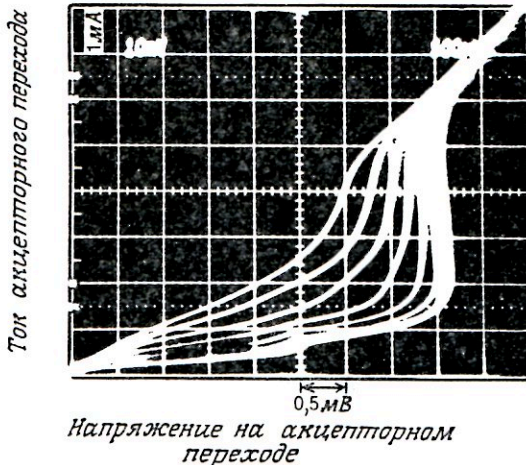


Рис. 1. Семейство вольтамперных характеристик транзисторного типа акцепторного перехода квинтерона, соответствующих разной мощности инжекции квазичастиц. В отсутствие инжекции (крайняя правая кривая) мы видим резкое и крутое нарастание тока, типичное для $S-I-S$ -перехода, при напряжении, достаточно большом для разрушения куперовских пар. При наибольшей инжектируемой мощности (47 мВт, крайняя левая кривая) характеристика больше похожа на характеристику $N-I-S$ -перехода.

то ток из второго сверхпроводника в третий очень мал при условии, что средний слой остается сверхпроводящим.

Неравновесная сверхпроводимость. Переключение в квинтероне осуществляется за счет очень быстрого уменьшения до нуля сверхпроводящей щели в среднем слое (толщиной $\sim 300 \text{ \AA}$) в неравновесных условиях. Сверхпроводящая щель между энергетическим уровнем, на котором находятся куперовские пары, и разрешенным квазичастичным континуумом есть функция температуры, тока и магнитного поля. Уменьшить щель до нуля и тем самым вернуть материал в нормальное состояние можно, повысив температуру, ток или магнитное поле сверх их критических значений для данного сверхпроводника. Правда, в условиях, не слишком сильно отличающихся от равновесных, когда квазичастицы, ку-

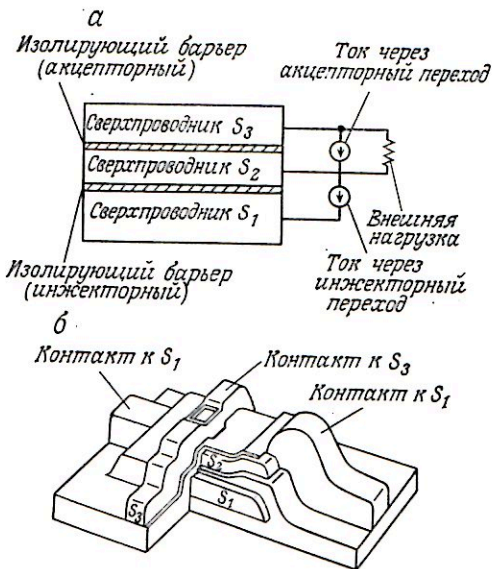


Рис. 2. Квиртон. а — схема; б — структура. Это трехполюсный, двухпереходный сэндвич из трех сверхпроводящих слоев, разделенных двумя сверхтонкими изолирующими барьерами. В отсутствие инжекции квазичастиц через инжекторный переход («0» на входе) акцепторный переход шунтируется внешней нагрузкой, где и выделяется почти вся мощность («1» на выходе). При большой инжектируемой мощности («1» на входе) сверхпроводящая щель в S_2 сужается до нуля и ток через акцепторный переход резко возрастает, так что ток через нагрузку очень мал («0» на выходе).

перовские пары и решеточные фононы имеют примерно одинаковую температуру, это можно сделать лишь довольно медленно. Но, как известно, сверхпроводящую щель можно уменьшить до нуля гораздо быстрее (за десятки пикосекунд) в неравновесных условиях — если ввести энергию, необходимую для разрушения достаточно большого числа куперовских пар без существенного разогрева решетки. Тогда материал оказывается в неравновесном сверхпроводящем состоянии и ведет себя во многих отношениях как нормальный металл, но без большого тепловыделения, характерного для нормального состояния.

В квитионе энергия, необходимая для разрушения сверхпроводящей щели в среднем сверхпроводнике, подводится неравновесно путем интенсивной инжекции квазичастиц через инжекторный переход, когда напряжение на двух первых сверхпроводящих слоях (входной сигнал) превышает $\Delta_1 + \Delta_2$. Когда в среднем слое исчезает сверхпроводящая щель, акцепторный переход из перехода сверхпроводник — диэлектрик — сверхпроводник превращается в переход нормальный металл — диэлектрик — сверхпроводник. Такой $N-I-S$ -переход ведет себя почти как обычное сопротивление, и ток в нем возрастает более или менее линейно с напряжением. Подобный вид вольтамперной характеристики $S-I-S$ -перехода при инжектировании квазичастиц был теоретически предсказан Д. Скалапино и его сотрудниками в Калифорнийском университете (Санта-Барбара), которые разработали теорию неравновесной сверхпроводимости в 70-х годах.

Транзисторное поведение. При незначительной инжекции квазичастиц через инжекторный переход (входной сигнал «0») акцепторный переход представляет собой $S-I-S$ -барьер, почти не пропускающий тока, так как напряжение на нем меньше $\Delta_2 + \Delta_3$. Если параллельно акцепторному переходу присоединить нелинейную нагрузку (например, второй квитион), то почти весь ток и вся мощность, подведенные ко второму и третьему слоям, будут шунтированы этой нагрузкой («1» на выходе). Если же инжектировать через инжекторный переход сильный ток квазичастиц («1» на входе), то акцепторный переход становится $N-I-S$ -переходом и позволяет току почти беспрепятственно проходить через выходные зажимы без выделения энергии во внешней нагрузке.

Группа исследователей фирмы ИВМ создала несколько экспериментальных квитионов с боковыми размерами переходов от 2,5 до 7,5 мкм по технологии изготовления джозефсоновских переходов. Коэффициент усиления по мощности квитиона равен отношению плотностей тока в акцепторном и инжекторном переходах. Таким образом, он зависит от высот потенциальных барьеров и их толщин, но не от боковых размеров. Поэтому в дальнейшем, возможно, удастся еще более уменьшить

размеры квитиерона без уменьшения коэффициента усиления.

Для цифрового переключения в ЭВМ требуется четкое разделение двоичных состояний и достаточное усиление больших сигналов по мощности, чтобы выход одного квитиерона мог управлять следующим квитиероном в каскаде логической схемы. Эта же исследовательская группа показала, что при соответствующей нелинейной нагрузке квитиерон обнаруживает инверсию с очень резкими пороговыми значениями входных тока и мощности, выше которых выходной сигнал быстро падает до нуля — так же, как в обычном транзисторе. Крутизной такого падения определяется усиление прибора. Было установлено, что коэффициенты усиления по току составляют от 30 до 100, а по мощности — от 6 до 10 в режиме сильных сигналов, представляющем интерес с точки зрения приложений в ЭВМ, при уровнях рассеиваемой мощности от 10 до 50 мкВт. Фарис выразил уверенность в том, что характеристики квитиерона в этом режиме окажутся вполне приемлемыми для применения их в ЭВМ. Группа обнаружила примерно такие же коэффициенты усиления и в режиме малых сигналов, характерном для аналоговых систем.

Фарис и его коллеги показали, что время переключения квитиерона не превышает 300 пс. Но Фарис отмечает, что это значение определяется не квитиероном, а измерительными приборами, находившимися при комнатной температуре. По его оценке, время переключения самих первых квитиеронов должно составлять ~ 50 пс. «К тому же это лишь первые экспериментальные образцы прибора, — добавляет он. — Они еще далеко не совершенны». Квитиерон еще предстоит опробовать в логических устройствах.

Помимо переключателей сверхпроводниковой ЭВМ потребуются также элементы памяти. Как указывает Дж. Кларк (Беркли), джозефсоновские элементы памяти имеют то преимущество, что они потребляют энергию только в процессе перехода из одного двоичного состояния в другое, тогда как квитиеронная память, видимо, должна будет постоянно потреблять энергию. Он полагает, что можно думать о гибридной ЭВМ с квитиеронными переключателями и джозефсоновской памятью.

С физической точки зрения усиление в квивтероне можно объяснить, рассмотрев энергетические уровни полупроводникового типа в двух сверхпроводящих, пленках, примыкающих к акцепторному переходу. Если разность потенциалов на этом переходе меньше суммы $\Delta_2 + \Delta_3$, то электроны из заполненной зоны ниже сверхпроводящей щели в третьем сверхпроводнике (S_3) не могут туннелировать в средний слой (S_2), так как верхний край заполненной зоны слоя S_3 лежит напротив сверхпроводящей щели слоя S_2 . Но с началом сильной инжекции квазичастиц через инжекторный переход в слой S_2 щель в последнем сужается и верхний край заполненной зоны в S_3 оказывается напротив пустой разрешенной зоны над сузившейся щелью, что приводит к «бурному потоку» носителей через акцепторный переход.

Здесь можно видеть принципиальное различие между квивтеронами и транзисторами. В обоих случаях входной сигнал изменяет транспортные характеристики среднего слоя (базы в транзисторе), но только в квивтероне существенно меняется зонная структура материала; полупроводниковая щель транзисторной базы остается постоянной, а сверхпроводящая щель среднего слоя квивтерона уменьшается до нуля.

Предшествующие работы. Трехслойная, двухпереходная сверхпроводящая структура, положенная в основу квивтерона, не совсем нова. Такая структура применялась в экспериментальных исследованиях по физике неравновесной сверхпроводимости. В 1978 г. К.Грей, который проводил такие исследования в Аргонне, создал «сверхпроводящий транзистор» практически той же конструкции, что и квивтерон. Но механизм усиления в нем несколько иной. Если в квивтероне используется интенсивный поток квазичастиц, который уменьшает щель в S_2 до нуля, сильно нарушая равновесие, то в усилителе Грея инжекция квазичастиц гораздо меньше, Средний слой при этом остается практически равновесным с несущественно уменьшенной щелью.

Акцепторный ток у Грея возникает не в результате превращения акцепторного перехода в $N-I-S$ -барьер. В нем усиление по току достигается за счет периодического процесса в акцепторном переходе, в котором одна инжектированная квазичастица вызывает распад не-

скольких куперовских пар. Первый образец прибора работал значительно медленнее квитиона, но Грей считает, что его быстродействие можно существенно повысить, взяв материалы с меньшим временем рекомбинации куперовских пар. Усиление по току наблюдалось только в режиме слабых сигналов. Как сказал нам Грей, его прибор еще не продемонстрировал того усиления по мощности в режиме сильных сигналов и той нелинейности характеристики, «которые делают квитион столь интересным с точки зрения применения в ЭВМ».

ЛИТЕРАТУРА

1. Physics Today, June 1978, p. 17.
2. Physics Today, August 1980, p. 19.
3. Faris S., Raider S., Gallagher W., Drake R., in: Proc. of Appl. Superconductivity Conf.: IEEE Trans. on Magnetics, MAG19 (1983).

СОДЕРЖАНИЕ

От редакции	5
Ранняя Вселенная и физика высоких энергий. Д. Шремм (перевод А. В. Разумова)	7
Структура нуклона. Дж. Браун, М. Ро (перевод В. В. Хрущева)	31
Квантовая механика с большими N и классические пределы. Л. Иаффе (перевод А. В. Леонидова)	60
Астрофизика высоких энергий. Дж. Кларк (перевод А. П. Платонова)	89
Астрономические исследования в ультрафиолетовой, видимой и инфракрасной областях спектра. И. Уомплер (перевод А. П. Экономова)	116
Современная планетология. М. Белтон, Ю. Леви (перевод Е. В. Петровой)	142
Золотой век физики Солнца. А. Уолкер (перевод А. П. Экономова)	159
Случаен ли исход бросания монеты? Дж. Форд (перевод Ю. А. Данилова)	186

НОВОСТИ ФИЗИКИ (ОТКРЫТИЯ И ПОИСКИ)

Электронोगрафия с пикосекундным временным разрешением (перевод А. М. Братковского)	210
Электрон-позитронные коллайдеры с лазерным ускорением (перевод А. М. Братковского)	218
Квнтерон — сверхпроводящий переключатель, работающий, как транзистор (перевод А. М. Братковского)	228

Уважаемый читатель!

Ваши замечания о содержании книги, ее оформлении, качестве перевода и другие просим присылать по адресу: 129820, Москва, И-110, ГСП, 1-й Рижский пер., д. 2, изд-во «Мир».

'84 ФИЗИКА ЗА РУБЕЖОМ

Серия А (исследования)

СБОРНИК НАУЧНО-ПОПУЛЯРНЫХ СТАТЕЙ

Физика высоких энергий Элементарные частицы Квантовая механика
Астрофизика и астрономия Нелинейная динамика Новости физики

Составитель Ю. А. Данилов

Научн. редактор Е. С. Куранский
Мл. научн. редактор В. И. Аксенова
Художник М. Г. Федоров
Художественный редактор В. А. Захаров
Технический редактор Е. С. Погапенкова
Корректор Н. В. Андреева

ИБ № 3963

Сдано в набор 13.02.84.

Подписано к печати 04.09.84.

Формат 84×108¹/₃₂.

Бумага типографская № 1.

Гарнитура литературная. Печать высокая.

Объем 3,75 бум. л. Усл. печ. л. 12,60. Усл. кр.-отт. 12,81. Уч.-изд. л. 12,04.

Изд. № 2/3099. Тираж 14 500 экз. Зак. 142. Цена 65 коп.

ИЗДАТЕЛЬСТВО «МИР»

Москва, 1-й Рижский пер., 2.

Ярославский полиграфкомбинат Союзполиграфпрома
при Государственном комитете СССР по делам издательств,
полиграфии и книжной торговли.
150014, Ярославль, ул. Свободы, 97.

Ранняя Вселенная
и физика высоких энергий
Структура нуклона
Квантовая механика с большими N
и классические пределы
Астрофизика высоких энергий
Астрономические исследования
в ультрафиолетовой,
видимой и инфракрасной
областях спектра
Современная планетология
Золотой век физики Солнца
Случаен ли исход
бросания монеты?
Новости физики