

Московский
Государственный
университет

Объединенный
институт ядерных
исследований

ДИПЛОМНАЯ РАБОТА

ПОЛНЫЙ РАЗВАЛ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР ФОТОЭМУЛЬСИИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ
ПРОТОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 9 Бэв

Руководитель работы кандидат
физико-математических наук



/ТОЛСТОВ К.Д./

Рецензент работы кандидат
физико-математических наук,
доцент

/ПОДГОРЕЦКИЙ М.И./

Исполнитель

/Ю ЦИН - се/

Дубна, июль 1958 г.

ГЛАВА I

ВВЕДЕНИЕ

§ I. Взаимодействие частиц высоких энергий с ядрами.

Столкновение частиц высоких энергий с ядрами фотоэмульсии приводит к образованию звезд — т.е. ядерных расщеплений. Такие звезды впервые были обнаружены в 1937 году в космических лучах. По модели Сербера¹ и Гольдбергера² обычно считается, что распад ядра при больших энергиях может быть разделен на два этапа. Прежде всего частица высокой энергии, двигаясь сквозь ядро, взаимодействует с отдельными нуклонами ядра и при этом выбивает один или несколько нуклонов. В случаях, когда энергия первичной частицы достаточна для рождения других частиц, например, Π -мезонов, каскадные процессы усложняются взаимодействием рожденных частиц с нуклонами ядра, например, упругим рассеянием и поглощением Π -мезонов и рождением Π -мезонов Π -мезонами на нуклонах. Обычно расчеты каскадных процессов выполняются методом Монте-Карло в двумерной геометрии.

После каскадного процесса ядро находится в возбужденном состоянии и постепенно переходит в основное состояние путем испарения нуклонов или небольших групп нуклонов. Статистическая теория ядерных реакций впервые была выдвинута Бором и Калькарером, Френкелем и была развита Бете, Вайскопфом и Ле Кутером.

В теории испарения ядра было принято предположение о том, что возбужденное ядро в целом всегда находится приблизительно в термодинамическом равновесном состоянии при испускании частиц. Энергетическое распределение испаряющихся частиц согласно этой теории приблизительно максвелловское:

$$P(E)dE = \frac{E-v'}{T^2} \exp\left[-\frac{E-v'}{T}\right] dE \quad (1)$$

где E - кинетическая энергия испаряющейся частицы.

$P(E)dE$ - вероятность найти испаряющуюся частицу с энергией между E и $E+dE$.

v' - эффективный потенциальный барьер с учетом понижения при термическом расширении возбужденного ядра.

T - ядерная температура в мэв. Она связана с энергией возбуждения U соотношением.

$$T^2 = \frac{12,4 U}{A}$$

- где A - число нуклонов в ядре.

Из формулы (1) видно, что когда кинетическая энергия испаряющейся частицы меньше эффективного потенциального барьера, вероятность $P(E)dE$ будет меньше нуля, поэтому сама теория испарения не может объяснить обнаруженные на опыте эти, так называемые, "подбарьерные" частицы. С другой стороны, из-за ^{спадания} спада-
ния вероятности $P(E)dE$ при $E > T+v'$ теория испарения не может описывать более энергичные частицы. Обычно принято, что верхний предел энергии испаряющихся частиц примерно равен 30 Мэв.

По теории испарения было получено отношение среднего числа испаряющихся α -частиц к числу испаряющихся протонов в зависимости от энергии возбуждения ядра U .

U мэв	30	50	100	200	300	400	500	600
N_α/N_p	0,31	0,49	0,53	0,47	0,39	0,33	0,29	0,27

§ 2. Цель настоящей работы.

Взаимодействие частиц высоких энергий с ядрами и развал

ядра были исследованы многими авторами / 3 - 8 /. Теоретические расчеты по модели Сербера - Гольдбергера, по-видимому, могут объяснить экспериментальные данные для более быстрых вторичных частиц. Звезды в фотоэмульсии, в которых общее число серых и черных лучей меньше или около 20, были изучены в космических лучах и на ускорителях. Экспериментальные результаты показывают, что теория испарения в общем описывает процесс образования медленных частиц.

В фотоэмульсии существуют тяжелые ядра Ag и Br . Обычно теоретические расчеты ведутся для усредненного ядра с $A = 100$ и $Z = 40$. Оценки показывают, что в таких случаях, когда у звезд общее число серых и черных лучей больше 30, ядра почти полностью разваливаются.

При изучении события полного развала ядра естественно возникает вопрос о том, каким образом первичная частица передает ядру такую большую энергию возбуждения, и каков механизм распада ядра.

Если ядро полностью разваливается, то теория испарения не применима, потому что в этой теории существенным является предположение о том, что возбужденное ядро в целом всегда приблизительно находится в термодинамическом равновесном состоянии при последующем испускании частиц. Это требование ведет к следующим ограничениям применения теории испарения.

а) Интервал времени между испусканиями частиц должен быть больше, чем время, которое требуется для распределения энергии внутри ядра. Для этого необходимо, чтобы средняя кинетическая

энергия испаряющихся частиц была много меньше средней кинетической энергии нуклонов в ядре. Это накладывает ограничение при применении теории испарения к случаям с большой энергией возбуждения.

б) Для применения термодинамики необходимо иметь много нуклонов в остаточном ядре для последующего испарения частиц. Таким образом в случае полного развала ядра теория испарения не применима, т.к. при этом вообще трудно говорить об остаточном ядре.

Выше было отмечено, что по теории испарения энергии медленных частиц распределены по Максвеллу. Естественно возникает вопрос о том, какой характер будет у медленных частиц при полном развале ядра.

Целью настоящей работы является попытка качественно-го выяснения следующих вопросов при изучении полного развала ядра. Каким образом первичная частица передает ядру такую большую энергию возбуждения? Каков механизм распада ядра? Какой спектор по массам и энергии будет у медленных частиц?

ГЛАВА II

ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

§ I. Облучение

На синхрофазотроне Лаборатории высоких энергий Об"единенного института ядерных исследований была облучена фотоэмульсионная стопка размером $10 \times 10 \times 4,5 \text{ см}^3$.

Эта стопка состоит из 100 фотоэмульсионных слоев типа НИКФИ - Р толщиной $\sim 450 \mu$. Стопка укреплялась внутри оболочки из нержавеющей стали и находилась при атмосферном давлении. При облучении стопка вводилась в вакуумную камеру синхрофазотрона с ее внутренней стороны с помощью плунжирующей мишени. Ускоренные протоны "забрасывались" на стопку с помощью "флажка", который представляет собой металлическую пластинку, укрепленную с наружной стороны оболочки. В процессе облучения протоны сначала сталкиваются с "флажком" и теряют в нем часть своей кинетической энергии. Протоны с меньшей энергией движутся по орбите меньшего радиуса и таким образом "забрасываются" на стопку.

В момент облучения фотоэмульсии энергия протонов, рассчитанная по величине магнитного поля и положению стопки, была равна 8,7 Бэв. Пучок протонов был направлен параллельно плоскости фотоэмульсии. Разброс пучка протонов по плоским углам составлял $\pm 0,2^\circ$.

До облучения на каждом слое фотоэмульсии была нанесена маркировочная сетка, с помощью которой продолжались следы частиц.

§ 2. Просмотр по площади.

Для поиска звезд был произведен просмотр по площади

при увеличении 210 крат.

Для удобства дальнейшего изложения большими звездами условно называются звезды, у которых общее число серых и черных лучей больше или равно 28.

Была просмотрена вся маркированная область на десяти слоях. Общий просмотренный об"ем фотоэмульсии равняется:

$$\pi \times 4,25^2 \times 0,45 \text{ см}^3 = 25,4 \text{ см}^3$$

Каждая пластинка была независимо просмотрена два аза. При наших условиях просмотра эффективность нахождения больших звезд близка к 1.

§3. Обработка больших звезд.

Первичными звездами считались те звезды, у которых направление падающего луча не отличалось от оси пучка больше, чем на $1,5^0$. Из найденных по площади звезд отбирались большие звезды при увеличении $90 \times 10 \times 1,5$ раз.

Релятивистскими считались лучи, у которых ионизация меньше $1,4 \text{ Тпаго}$. Ионизация определялась методом счета зерен.

Обрабатывались только те большие звезды, которые отстоят не меньше чем на 20μ от стекла или поверхности эмульсии и удалены от края маркировки. Плоские углы были определены с помощью гониометра. Глубина измерялась микронным индикатором.

Длина проекции лучей измерялась по шкалке.

Все черные лучи, пробег которых меньше 10 мм , были продолжены до остановки в фотоэмульсии.

Серыми лучами были названы те лучи, у которых иони-

зация больше или равна $1,4 J_{\text{плото}}$ и остаточный пробег больше 10 мт .

Разделение α -частиц от протонов производилось на остаточном пробеге по толщине следов, числу разрывов и по характеру многократного рассеяния на глаз. Короткие и крутые α -частицы и протоны трудно различаются.

ГЛАВА III

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

§ I. Эффективность просмотра

В просмотренном объеме было найдено всего 1592 первичных звезд по данным двух независимых просмотров. Следовательно, среднее число звезд на пластинке было 160. Среднее число звезд, найденных отдельным наблюдателем на каждой пластинке, было 140.

Предполагается, что при этом просмотре были пропущены все звезды с $n_R = 0 \text{ и } 1$.

$$\text{Пусть } K'N = 140 \quad (1)$$

где K' - эффективность однократного просмотра без учета эффективности регистрации звезд с $n_R = 0 \text{ и } 1$.

N - истинное среднее число звезд в одной пластинке, не включая число звезд с $n_R = 0 \text{ и } 1$.

При повторном просмотре число найденных звезд, которые были пропущены в первом просмотре, равняется $K'(1-K')N$. Следовательно среднее число звезд на пластинке по данным двух независимых просмотров будет:

$$K'N + K'(1-K')N = 160.$$

Из уравнений (1) и (2) получается:

$$K' = 85,5\% \quad N = 163.$$

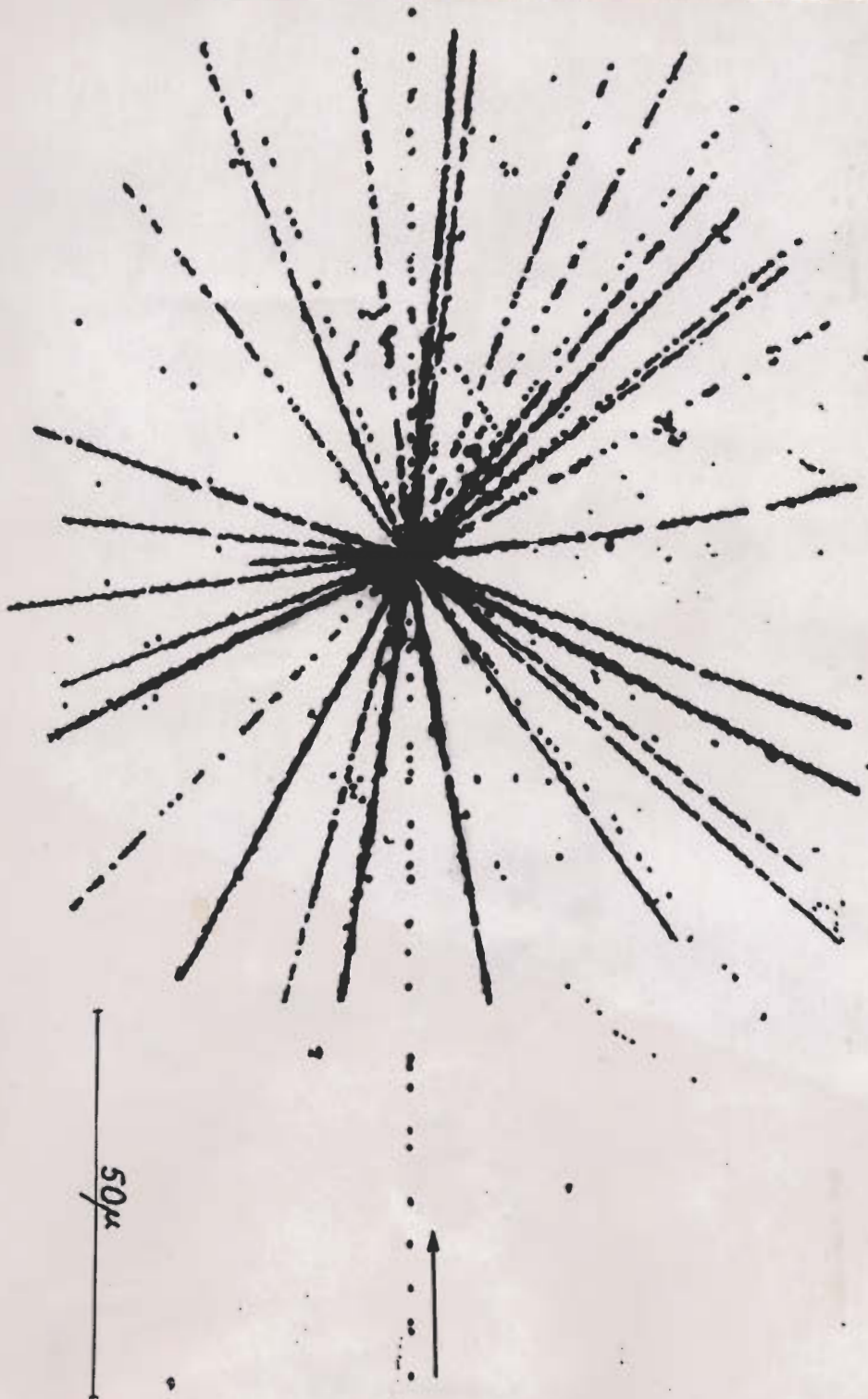
По данным работы, сделанной на протонах с $E = 96 \text{ эв}^{191}$, звезды с $n_R = 0,1$ составляют около 14% от звезд с $n_R > 1$.

Таким образом эффективность однократного просмотра

с учетом звезд с $w_b = 0,1$ будет :

$$\frac{140}{163 (1 + 0,14)} = 75 \%$$

§2. Вероятность генерации больших звезд.



Угловое распределение
векторных часов

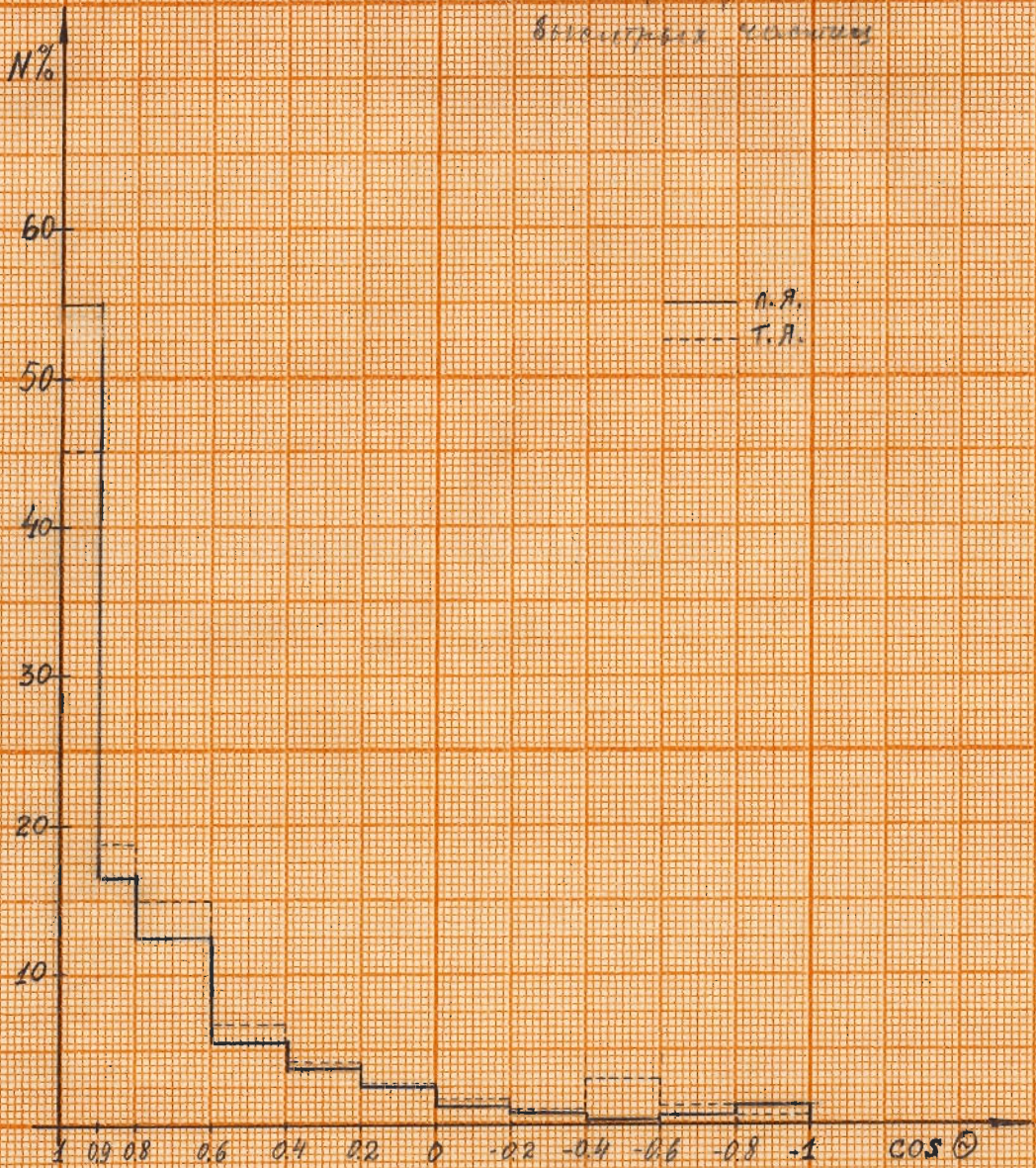


Рис 1

Было найдено на десяти пластинках всего 43 больших звезд. Одна из них показана на рис. 1.

На рис. 1 показаны не все лучи, потому что они или круто выходят из центра звезды или налагаются друг на друга.

$$\text{Вероятность} = \frac{43}{1910} = (2,25 \pm 0,34)\%$$

Здесь учитываются все возможные пропущенные звезды.

§ 3. Угловые распределения релятивистских, серых и черных лучей.

Были измерены пространственные углы 77 релятивистских лучей в 19 больших звездах. Среднее значение $\bar{\pi}_s$ равняется $4 \pm 0,45$.

На рис. 2 показано угловое распределение релятивистских лучей.

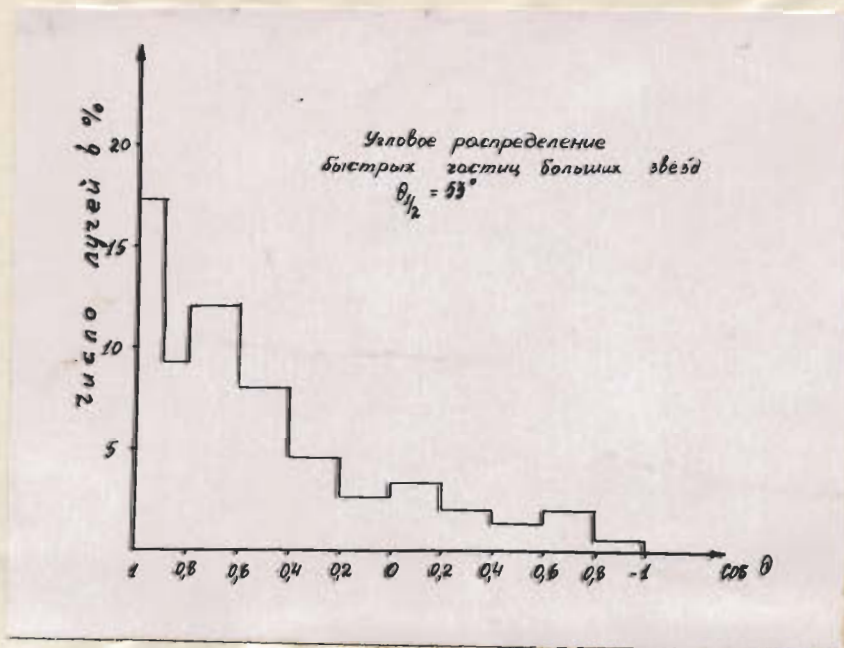
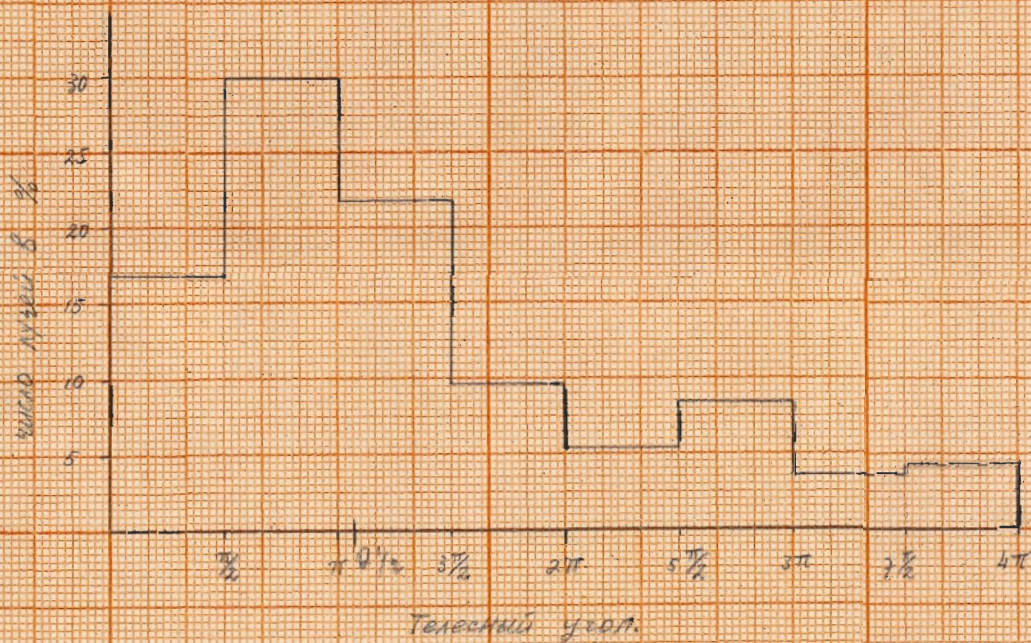


Рис. 2.

Коэффициент анизотропии K этих лучей (отношение числа лучей в передней полусфере к числу лучей в задней полусфере)

Угловое распределение серых
лучей всего 167

$$K = 3.5 \pm 0.9.$$



равняется $4,35 \pm 1,7$

Средний угол $\theta_{1/2}$ для релятивистских лучей, т.е. такой угол, в котором содержится половина всех лучей из интервала от 0° до 180° , равен 53° .

Были измерены пространственные углы Π_0 серых лучей, 190 протонов и 41 α -частицы в Π больших звездах.

На рис. 3 показано угловое распределение Π_0 серых лучей. Среднее число серых лучей в каждой звезде \bar{n}_0 равняется 10 .

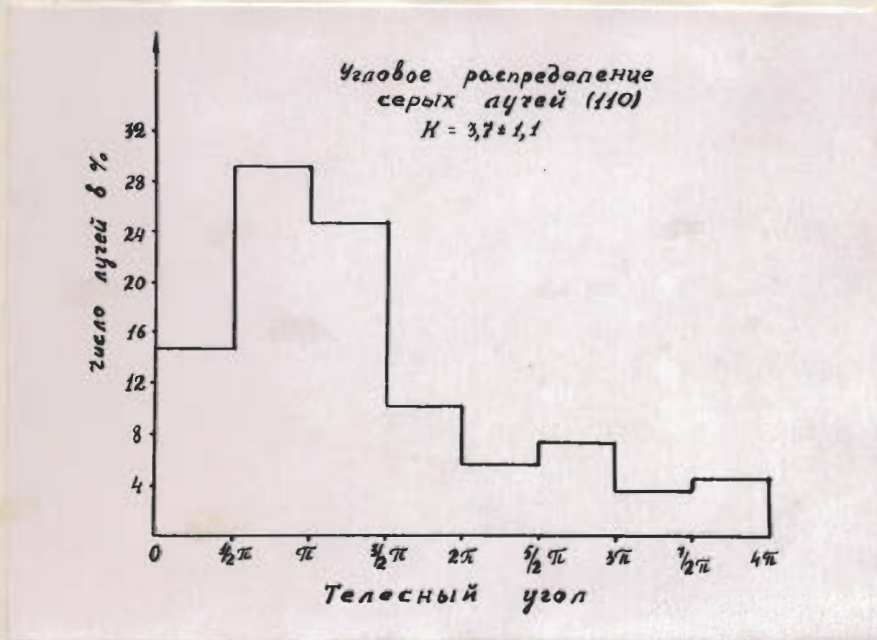


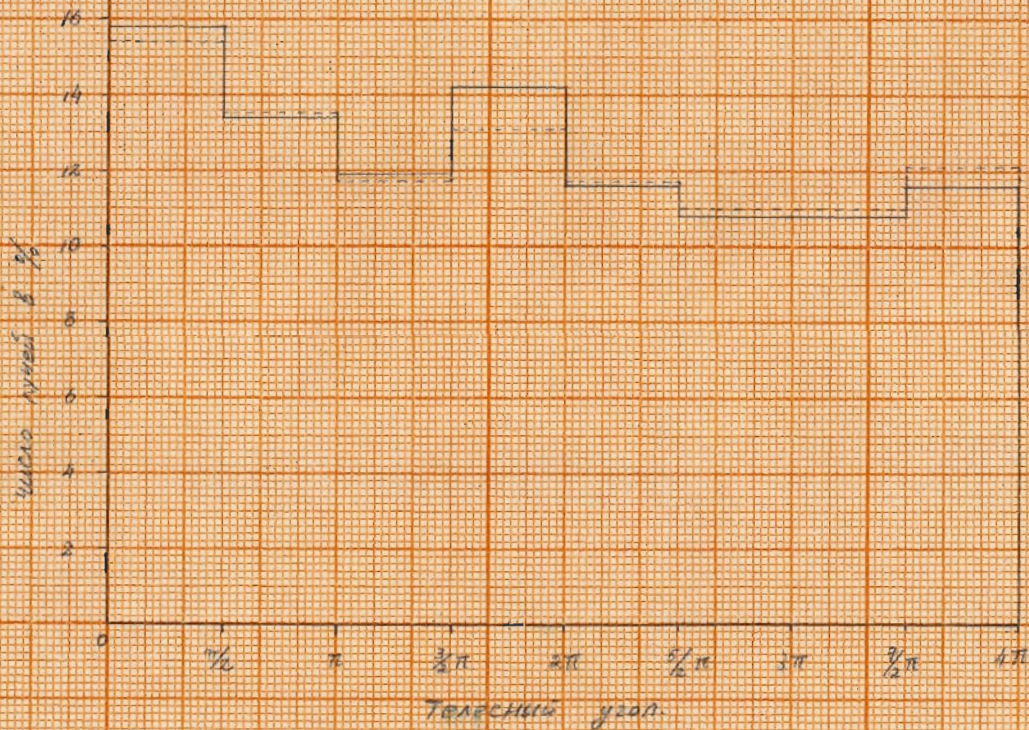
Рис. 3.

Коэффициент анизотропии K равняется $3,7 \pm 1,1$.

Условное распределение
медвежьих гасиц

— $K = 1,23 \pm 0,19$

- - - $K = 1,18 \pm 0,20$



— протомы и а. медвежьих гасиц 35% всего 1037

- - - протомы с жернами < 50 мм всего 290. — $K = 1,18$

Угловое распределение
черных лучей
на Т.Я.

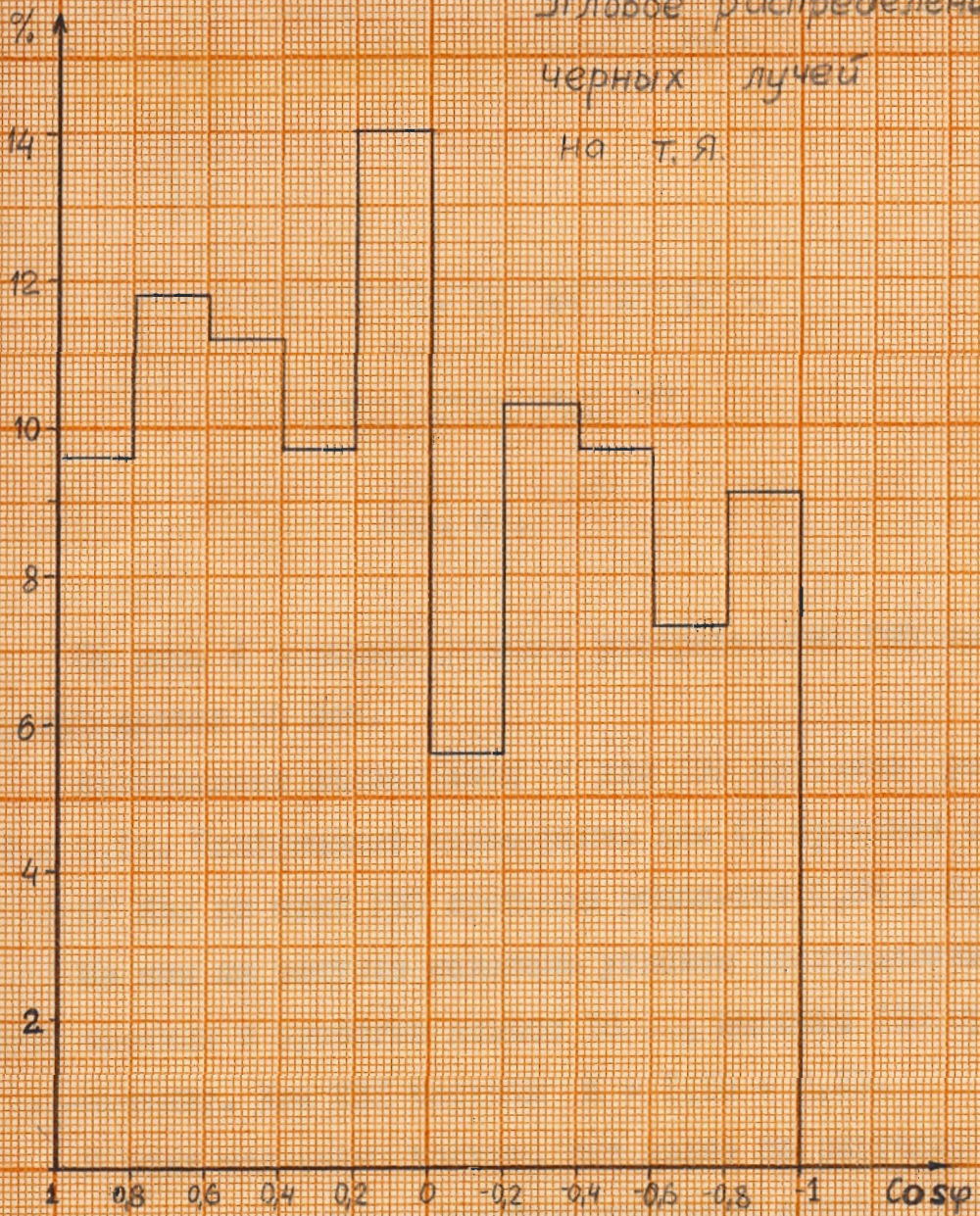
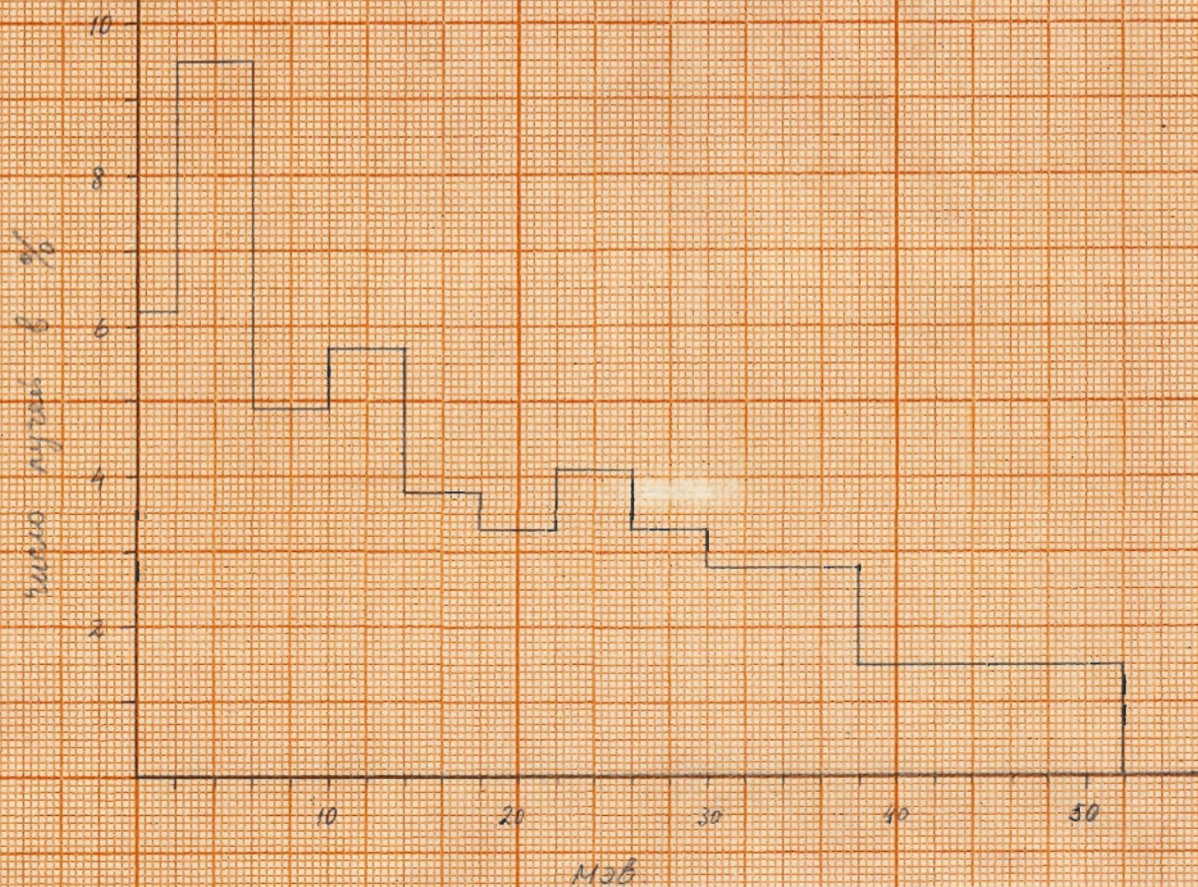
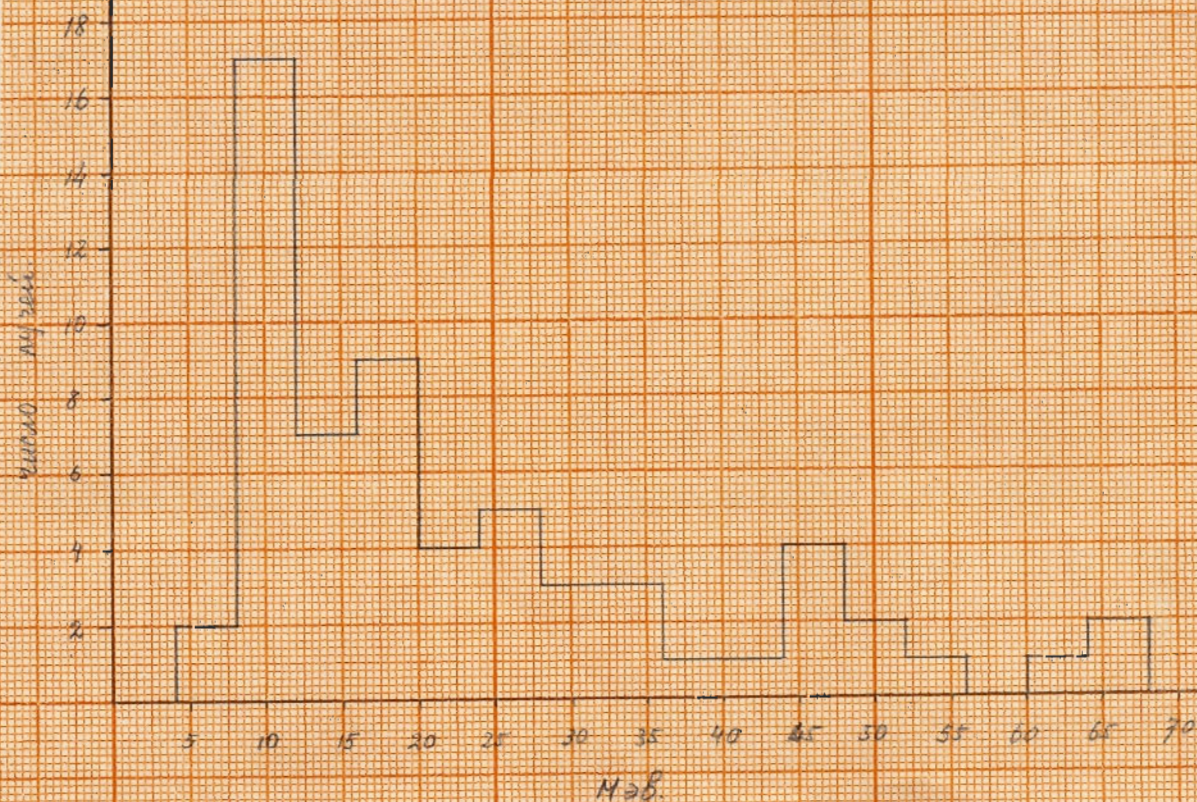


Рис. 3

Экспериментальное исследование
 намотки катушки 290.



Экспериментальное исследование
 д-томина катушки 62.



§ 4. Энергетические распределения.

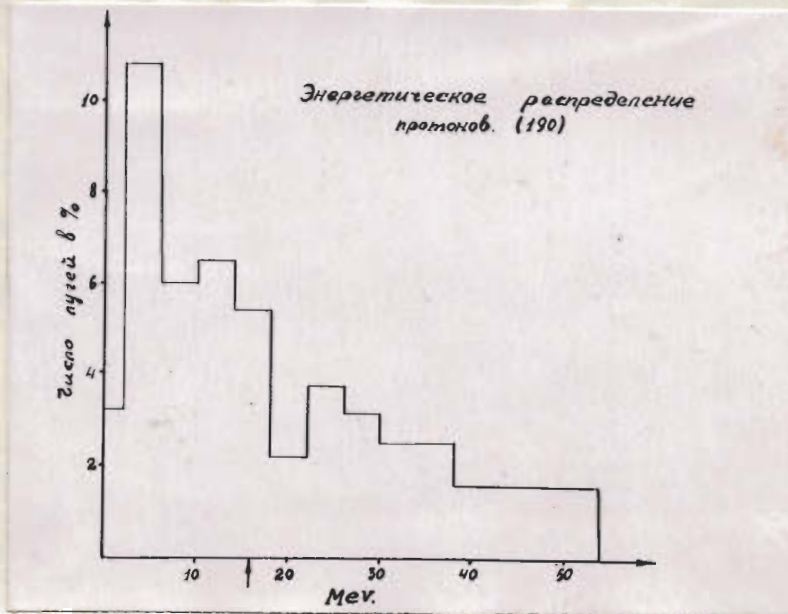


Рис. 5

На рис. 5 показано энергетическое распределение 190 протонов. Стрелка на этом рисунке показывает положение максимума максвелловского распределения, если бы теория испарения была применима.

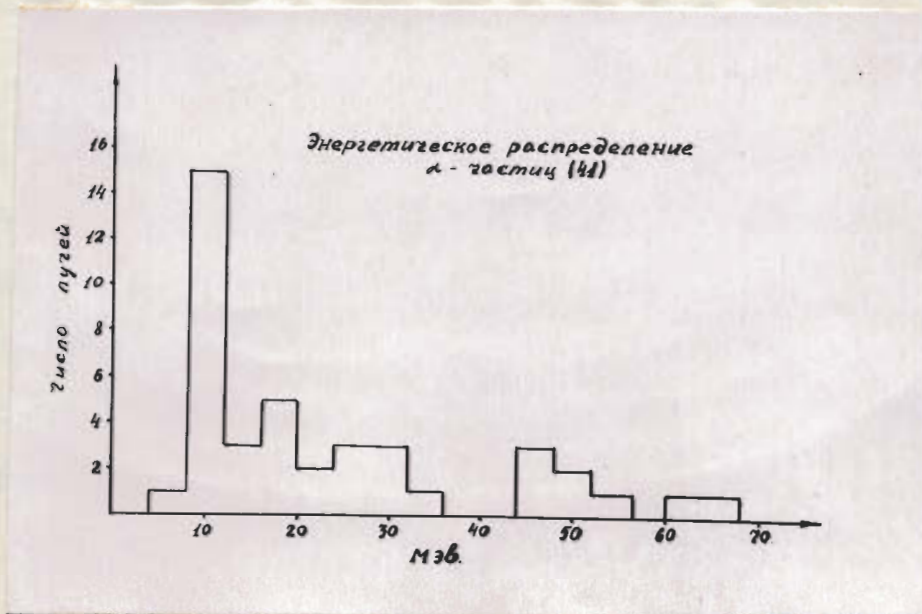


Рис. 6.

62
41 На рисунке 6 показано энергетическое распределение α -частицы

Наблюдались 4 многозарядные частицы и 3 медленных Π -мезона, у которых остаточный пробег меньше 10 mm .

Для элементов ${}_{47}^{108}\text{Ag}$ и ${}_{35}^{80}\text{Br}$ среднее число нуклонов равняется 94 и отношение числа нейтронов к числу протонов равняется 1,3. Таким образом число нуклонов в ядре после каскадного процесса равняется:

$$94 - 2,3 \times \bar{N}_c = 94 - 2,3 \times 10 = 71$$

Энергия возбуждения на каждую звезду равняется 1,37 Бэв, включая энергию связи нуклонов в ядре. Это получается путем подсчета экспериментальных данных для энергии протонов и α -частиц, у которых остаточный пробег меньше $10 \text{ }\mu\text{m}$. Энергия возбуждения на каждый нуклон равняется:

$$\frac{1,37 \text{ Бэв}}{71} = 19,3 \text{ Мэв}$$

Из энергетического распределения 190 протонов (рис. 5) видно, что существуют "подбарьерные" и более энергичные частицы. В § I главы I было отмечено, что ^{эти} явления не могут быть объяснены теорией испарения. Более того, как показано выше, для этих ^{более} энергичных частиц коэффициент анизотропии K в пределах статистической ошибки приблизительно равняется 1. Поэтому появление этих более энергичных частиц тоже не объясняется каскадным процессом.

Таким образом для изучения процесса полного развала ядра нужна другая новая теория, которая об"ясняла бы появление этих "подбарьерных" и более энергичных частиц.

ГЛАВА IV

ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Часть I

Возможный каскадный процесс.

При энергии 9 Бэв вопрос о механизме взаимодействия первичного протона с ядром еще не окончательно решен. Но по докладу на Женевской конференции /10/, по частному сообщению Жданова расчеты по теории каскадного процесса, по-видимому, лучше согласуются с экспериментом чем расчеты по модели трубки. Ниже обсуждаются полученные нами экспериментальные результаты по большим звездам с помощью теории каскадного процесса, как один из возможных вариантов взаимодействия первичного протона с ядром.

По модели Сербера и Гольдбергера первый этап взаимодействия первичного протона с нуклоном ядра имеет те же характеристики, как со свободным нуклоном.

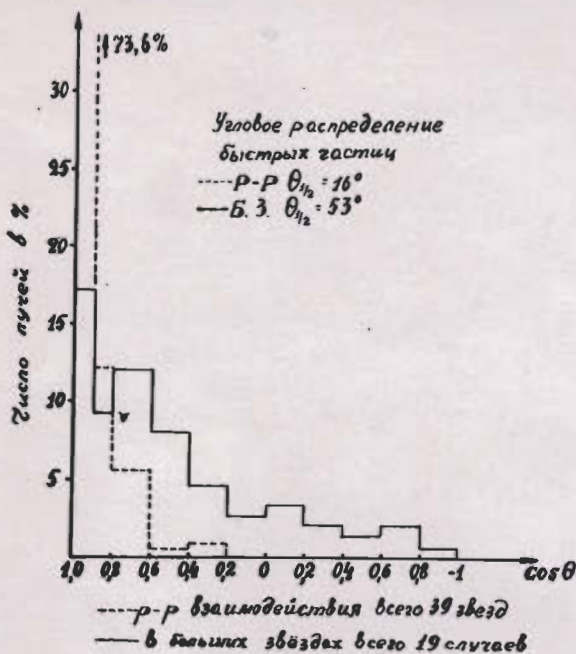


Рис. 1

На рис. 7 показаны угловые распределения релятивистских лучей в 19 больших звездах и в P - P взаимодействиях^{/10/}, в которых энергия первичного протона тоже равняется 9 Бэв.

По экспериментальным данным, относящимся к взаимодействию П-мезонов с энергией 750 Мэв^{/11/} и 1,5 Бэв^{/12/} с ядрами фотоэмульсии, заметная часть мезонов вылетает в заднюю полусферу. Из рис. 7 видно, что в случае больших звезд этот эффект тоже наблюдается.

По данным^{/12/} число быстрых частиц в интервале от $\cos \theta = -1$ до $\cos \theta = 0,8$ составляет не больше 40% всех быстрых частиц. Из рис. 7 видно, что после первого акта взаимодействия число релятивистских лучей в этом интервале составляет 86%, а в больших звездах $\sim 26\%$. Значит число лучей в этом интервале в больших звездах меньше 40% от числа лучей в этом же интервале после первого акта взаимодействия. Поэтому можно предполагать, что после первого столкновения все вторичные частицы, в том числе и П-мезоны этого интервала участвуют в дальнейшем взаимодействии с нуклоном ядра.

Среднее число релятивистских лучей в больших звездах равняется $4 \pm 0,45$. По данным P-P взаимодействия

$$\bar{n}_s = 2,69 + 0,07^{/10/}$$

и P - n взаимодействия $\bar{n}_s = 2,52 + 0,2^{/10/}$. В работах^{/7,13/} было показано, что в ядре поглощается от 60% до 44%

П-мезонов. Поэтому можно предположить, что в среднем около 50% П-мезонов поглощается в ядре. Значит в больших звездах поглощается 4 заряженных П-мезона. Несмотря на большую вероятность поглощения П-мезонов в ядре, среднее число релятивистских лучей в больших

звездах больше, чем в протон-нуклонных взаимодействиях. Это свидетельствует о том, что после первого акта взаимодействия в интервале от $\cos \theta = 1$ до $\cos \theta = 0,8$ почти все быстрые вторичные частицы, в том числе и мезоны, участвуют в процессах рождения Π -мезонов. Поэтому можно предполагать, что имеет место механизм рождения Π -мезонов Π -мезонами в каскадных процессах.

Часть II

Попытка теоретического обоснования процесса полного развала тяжелых ядер фотоэмульсии.

§ I. Гидродинамическое расширение ядра.

В § 2 главы I было отмечено, что теория испарения не применима к процессу полного развала ядра. Для изучения этого процесса нужна другая теория. Наши экспериментальные результаты показывают, что после каскадного процесса энергия возбуждения $\sim 1,46 \text{ в}$. Это сильно возбужденное ядро расширяется. Процесс расширения ядра рассматривается, как расширение системы ферми-газа. При расширении система в целом охлаждается, при чем внутренняя часть газа все время давит на внешнюю часть. Поэтому кинетическая энергия внешней части будет больше, чем кинетическая энергия внутренней части. Ядро расширяется до некоторого критического размера. Дальше ядро не сможет существовать как целое и полностью разваливается. Момент полного развала ядра есть начало свободного разлета. При свободном разлете можно ожидать, что кинетическая энергия вылетающих частиц зависит от их расстояния до центра ядра. Возможно наблюдать более быстрые и более медленные частицы.

Поскольку кинетическая энергия медленных частиц мала по сравнению с их собственной энергией, то для описания процесса расширения можно использовать не-релятивистскую гидродинамику.

Из гидродинамики имеем уравнение непрерывности и уравнение Эйлера^{/14/}.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \vec{v} = 0 \quad (1)$$

$$\rho \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = -\nabla P \quad (2)$$

где ρ - плотность частиц.

\vec{v} - скорость элементарного объема.

P - давление.

Ядро приближенно рассматривается, как сферическая симметричная система. Тогда величины ρ , \vec{v} и P зависят только от \vec{r} и t т.е. $\rho = \rho(r, t)$, $\vec{v} = \vec{v}(r, t)$ и $P = P(r, t)$, где r расстояние от центра ядра до рассматриваемой точки.

Для гидродинамического рассмотрения необходимо иметь уравнение состояния вещества системы. Мы предполагаем, что уравнение состояния ферми-газа рассматриваемой системы имеет вид

$$PV = \frac{2}{3} E. \quad (3)$$

где в E включена энергия связи, учитывающая неидеальность нашей системы.

Из (3) следует

$$P = \frac{2}{3} \varepsilon. \quad (4)$$

—где ε — плотность энергии.

Предполагается, что вскоре после окончания каскадного процесса, когда ядро практически сохраняет свой начальный объем, оно оказывается в термодинамическом равновесном состоянии. Это значит, что каждый нуклон в среднем имеет одинаковую энергию возбуждения. Тогда можно выразить ε следующим образом:

$$\varepsilon = \frac{E}{A} \rho$$

(5)

где A — число нуклонов в ядре после каскадного процесса.

E — энергия возбуждения ядра, включая энергию связи нуклонов в ядре.

Подставляя (5) в (4) получаем:

$$\rho = \frac{2}{3} \frac{E}{A} \rho$$

или

$$\rho = \lambda \rho$$

(6)

где

$$\lambda = \frac{2}{3} \frac{E}{A}.$$

(7)

После несложного преобразования уравнение непрерывности и уравнение Эйлера принимают следующий вид:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + 2\rho \frac{v}{z} + \rho \frac{\partial v}{\partial z} + v \frac{\partial \rho}{\partial z} = 0$$

(8)

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial z} = - \frac{\lambda}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z}.$$

(9)

Нужно отметить, что соотношение (5) и уравнение (8) и (9) верны только для начального момента расширения.

В работе Гомбоша /15/ было получено выражение для плотности нуклонов в ядре.

$$\rho(z) = \rho_0 e^{-a^2 \frac{z^2}{2\sigma}} \quad (10)$$

При этом предполагается, что взаимодействие между нуклонами есть взаимодействие Юкавы.

где ρ_0 и a являются константами для данного значения числа нуклонов ядра A .

Найдем приближенное решение для системы дифференциальных уравнений (8) и (9) при начальных условиях:

$$\begin{aligned} V(z, 0) &= 0 \\ \rho(z, 0) &= \rho_0 e^{-a^2 \frac{z^2}{2\sigma}} \end{aligned} \quad (11)$$

Подставляя начальные условия (11) в уравнение (9) получаем следующее выражение для $\frac{\partial V}{\partial t}$ при $t = 0$

$$\frac{\partial V}{\partial t} = c z \quad \text{при } t=0$$

Из этого следует:

$$V_1(z, t_1) = c z t_1 \quad (12)$$

где $c = 2 \frac{\lambda a^2}{z^2} \quad (13)$

Исключая $\frac{\partial \rho}{\partial z}$ из системы уравнений (8) и (9), имеем:

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial t} + 2 \frac{V}{z} + (1 - \frac{V^2}{z^2}) \frac{\partial V}{\partial z} - \frac{V}{\lambda} \frac{\partial V}{\partial t} = 0 \quad (14)$$

Чтобы получить значение $\rho_1(z, t_1)$ подставим

$V_1(z, t_1)$ в (13) и приближенно считаем $\frac{\partial V_1}{\partial t} = cz$.

Таким образом для плотности ρ имеем следующее выражение:

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{c^2 z^2 t}{\lambda} + \left(\frac{c^2 z^2}{\lambda} t^2 - 3 \right).$$

$$\int_{\rho(z_0)}^{\rho} \frac{d\rho}{\rho} = \int_0^{t_1} \left[\frac{c^2 z^2 t}{\lambda} + \left(\frac{c^2 z^2}{\lambda} t^2 - 3 \right) ct \right] dt.$$

$$\rho_1(z, t_1) = \rho(z_0) \exp \left[\frac{1}{2} t_1^2 c \left(\frac{c^2 z^2}{\lambda} + \frac{1}{2} \frac{c^2 z^2}{\lambda} t_1^2 - 3 \right) \right] \quad (15)$$

§ 2. Предел расширения

Гидродинамика применима только в том случае, когда длина свободного пробега λ намного меньше размера системы ℓ т.е. $\frac{\lambda}{\ell} \ll 1$. Длина свободного пробега λ выражается следующим образом:

$$\lambda = \frac{1}{\rho \sigma}$$

где ρ - плотность.

σ - сечение взаимодействия.

Нуклоны в ядре очень тесно упакованы, поэтому в начальный момент длина свободного пробега нуклонов в ядре λ_0 примерно равняется радиусу действия ядерных сил z_0 , т.е. $\lambda_0 = z_0$. Начальный размер системы есть диаметр ядра т.е. $\ell_0 = 2R_0 = 2z_0 A^{1/3}$. Допустим $A = 80$, тогда

$$\frac{\lambda_0}{\ell_0} = \frac{z_0}{2z_0 80^{1/3}} \approx 0.1 \ll 1.$$

Таким образом условие $\frac{\lambda}{\ell} \ll 1$ в начальный момент выполняется.

Допустим, что ядро так сильно расширяется, что его радиус становится в два раза больше начального, т.е. $R = 2R_0$.

При этом плотность ρ уменьшается в 2^3 , т.е. 8 раз. Тем самым длина свободного пробега λ становится в 8 раз больше начальной, т.е. $\lambda = 8 \lambda_0$.

Считая σ постоянным получим:

$$\frac{\lambda}{l} = \frac{8 \lambda_0}{2 l_0} = \frac{8 \lambda_0}{2 \times 8,6 \lambda_0} \sim 0,5.$$

Следовательно, условие $\frac{\lambda}{l} \ll 1$ не выполняется и частицы системы разлетаются. Поэтому ядро не сможет расширяться до того момента, когда радиус его станет в 2 раза больше начального.

В работе Ле Кутера / 3 / было показано термическое расширение ядра при энергии возбуждения U .

$$R = R_0 (1 + 0,00028 U) \quad (16)$$

где U выражается в Мэв.

Полученные экспериментальные данные, относящиеся к большим звездам, показывают, что энергия возбуждения равняется $1,376 \times 10^8$.

Из (16) получается:

$$R = 1,39 R_0$$

Таким образом радиус, при котором наступает свободный разлет частиц, должен быть, с одной стороны, больше $1,39 R_0$ и с другой - меньше $2 R_0$. т.е. $2 > \frac{R}{R_0} > 1,39$

Для дальнейшего расчета предполагаем, что

$$R = 1,5 R_0 \quad (17)$$

Из (12) имеем:

$$\frac{dz}{dt} = v = cz t.$$

$$\int_{R_0}^{R_k} \frac{dz}{z} = \int_0^{t_k} ct dt$$

$$\ln \frac{R_k}{R_0} = \frac{1}{2} ct_k^2.$$

где R_k - радиус ядра в момент свободного разлета.
 t_k - время разлета.

Из (17) имеем:

$$\ln \frac{R_k}{R_0} = 0,4$$

$$t_k = \frac{0,9}{\sqrt{c}} \quad (18)$$

Выше полученные результаты (7), (9), (12), (15) и (18) справедливы только для начального момента. Из-за расширения системы охлаждается и тепловая энергия уменьшается, т.е. E в соотношении (7) все время уменьшается. Во время свободного разлета почти вся тепловая энергия превращается в кинетическую энергию частиц. Учитывая это явление в дальнейшем расчете в качестве E принимаем:

$$E = \frac{1}{2} E_0.$$

где E_0 - начальная энергия возбуждения ядра.

§ 3 . Сравнение теории с экспериментом.

Сначала вычислим следующие константы.

I) Из (7) следует:

$$\lambda = \frac{2}{3} \frac{1}{A} \frac{E_0}{2} = \epsilon \times 3,21 \times 10^{17} \frac{\text{cm}^2}{\text{sec}^2}$$

где ϵ - энергия возбуждения на каждый нуклон в Мэв.

2) Из (13) получается:

$$C = 2\lambda \frac{a^2}{z_0^2} = e \times a^2 \times 3,47 \times 10^{43} \frac{1}{\text{sec}^2}$$

3) Из (18) получается:

$$t_k = \frac{0,9}{\sqrt{c}} = \frac{1}{a\sqrt{e}} \times 4,53 \times 10^{-22} \text{ sec.} \quad (19)$$

4) Из (12) получается:

$$V = cz t_k = a \times \alpha \times \sqrt{e} \times 7,3 \times 10^8 \text{ cm/sec.}$$

где $\alpha = \frac{z}{z_0}$.

α - есть расстояние от центра ядра до места нахождения частицы в единицах z_0 .

$$\beta = \frac{V}{c} = a \times \alpha \times \sqrt{e} \times 2,43 \times 10^{-2} \quad (20)$$

где V_c скорость света $3 \times 10^{10} \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$.

Кинетическая энергия частиц после полного развала ядра приблизительно выражается следующим образом:

$$E_{\text{кин}} = \frac{1}{2} M V_c^2 \beta^2 - E_{\text{св.}}$$

где M - масса покоя нуклона.

$E_{\text{св}}$ - энергия связи частицы в ядре.

Здесь очень грубо учитывалась энергия связи нуклонов в ядре.

5) Из (15) следует:

$$\rho(z, t_k) = \rho_0 \exp(-0,446 a^2 \alpha^2 - 0,68) \quad (21)$$

Плотность нуклонов в момент свободного разлета получилась приближенным методом, поэтому при интегрировании плотности по всему объему ядра нужно ввести некоторый коэффициент поправки g , чтобы число нуклонов в ядре сохранялось. Таким образом имеет

место следующее соотношение:

$$\int_0^{R_k} g \rho(z, t_k) dV = A$$

где g - коэффициент поправки.

Из проделанного нами опыта следует, что среднее число серых лучей $\bar{n}_c = 10$ и энергия возбуждения на каждый нуклон равняется 19,3 Мэв.

В работе /15/ для ядра с $A = 80$ имеют место следующие значения:

$$\rho_0 = 3,04 \frac{1}{z^3}, \quad a = 0,6 \quad R_0 = 4,17$$

Теоретические расчеты ведутся по этим данным при $\epsilon = 19,3_{\text{мэв}}$.

Из (17) получается:

$$R_k = 6,25 z_0$$

$$\alpha_k = \frac{R_k}{z_0} = 6,25$$

Из (19) получается:

$$t_k = 0,58 \times 10^{-22} \text{ sec.}$$

Из (20) получается:

$$\beta = 0,066 \alpha.$$

На рисунке 8 показана зависимость кинетической энергии частиц до разлета от расстояния между местом нахождения частицы и центром ядра в единицах z_0 .

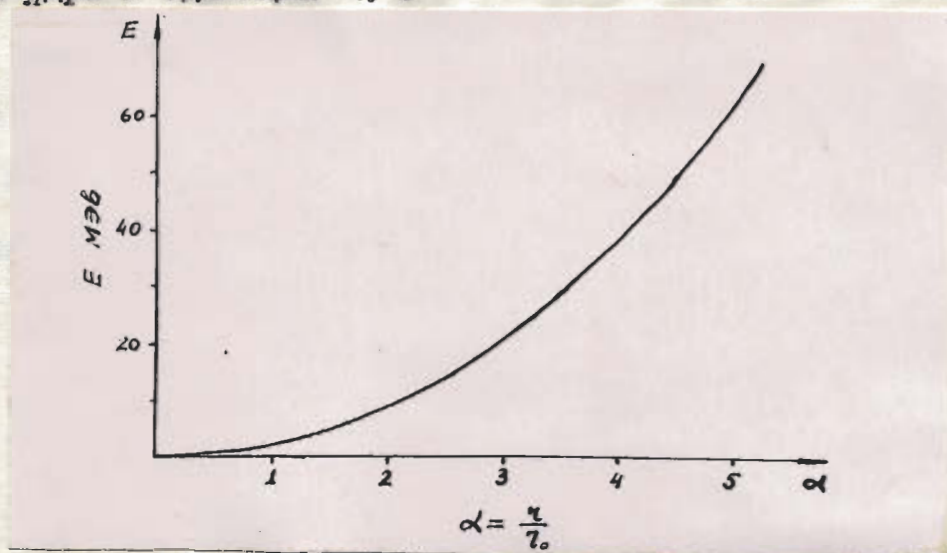


Рис. 8

Из (2I) получается:

$$\rho(\alpha, t_k) = 3,04 \exp(-0,16\alpha^2 - 0,68)$$

и $g = 0,6$

На рис. 9 показаны распределения плотностей нуклонов в момент $t = 0$ и $t = t_k$.

Плотность выражается в единицах $\frac{1}{2}^3$.

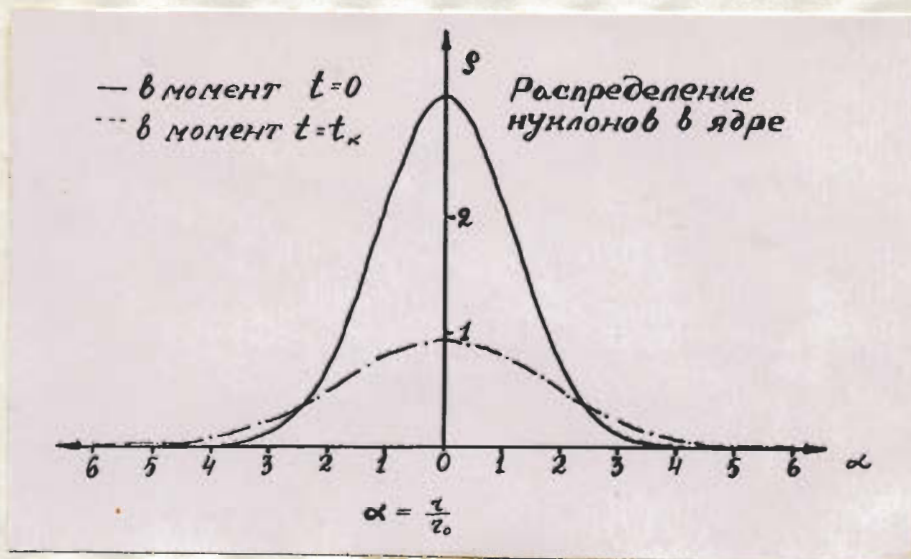


Рис. 9.

Энергетическое распределение нуклонов после свободного разлета выражается следующим образом:

$$P(E) dE = \frac{g}{A} \rho(\alpha, t_k) d\alpha$$

где $P(E) dE$ - вероятность нахождения частицы с энергией в интервале от E до $E + dE$.

Для $P(E)$ имеется условие нормировки

$$\int_0^{\infty} P(E) dE = 1$$

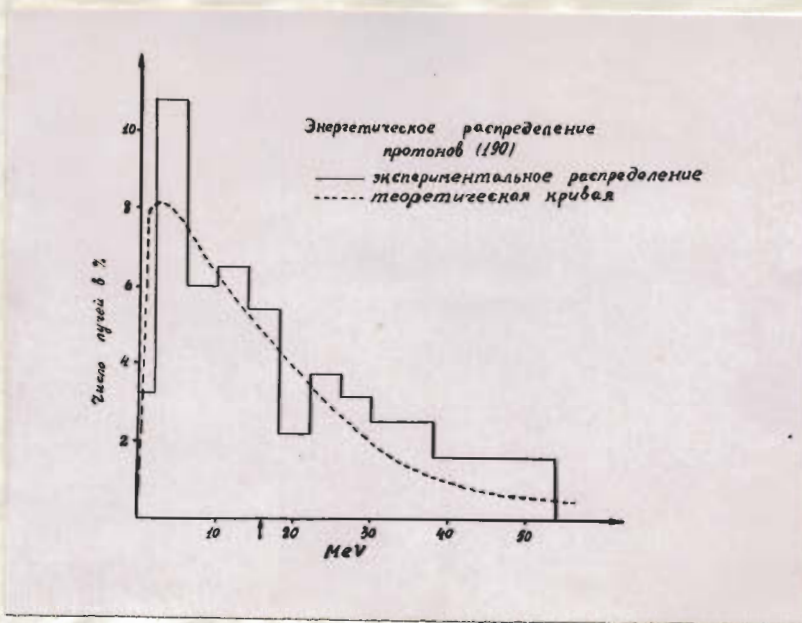


Рис. 10

На рис. 10 показана теоретическая кривая для энергетического распределения протонов, при этом, учитывая кулоновское взаимодействие, кривая обрезана в интервале от $E = 0$ до $E = 1$ Мэв.

Из рис. 10 видно, что теоретическая кривая описывает общий ход экспериментального энергетического распределения протонов. Нужно отметить, что в интервале от 2 Мэв до 6 Мэв, хотя и в пределах статистической ошибки, обнаруживается некоторое отклонение теории от эксперимента, что может быть вызвано неточностью теории. С другой стороны, это можно объяснить тем, что возможна примесь α -частиц, т.к. трудно было разделить крупные и короткие α -частицы от протонов.

На рис. 10 стрелка показывает положение максимума энергетического распределения, если бы теория испарения была применима.

Поскольку рассматривалось сферически симметричное расширение ядра, угловое распределение вылетающих частиц должно быть изотропным. Это подтверждается экспериментальным угловым распределением ^{231}Pa медленной частицы на рис. 4.

Теоретические расчеты показывают, что число нуклонов с энергией больше E_{cb} равняется 60, а остальные 20 нуклонов с энергией меньше E_{cb} . Из этих нуклонов возможно образование более сложных частиц, например, α -частиц и других.

Из рис. 8 видно, что при свободном разлете более медленные частицы находятся в центральной части ядра, поэтому им не нужно преодолевать такой высокий потенциальный барьер, который существует при испарении частицы из ядра. Из рисунка видно, что существуют более энергичные частицы, при чем из-за сферически симметричного расширения они разлетаются в разные стороны. Экспериментальные данные так же показывают, что существуют более энергичные частицы и коэффициент анизотропии приблизительно равняется 1 для частиц с энергией $E \geq 27$ Мэв.

Таким образом, хотя предложенная теория математически не является строгой, она удовлетворительно описывает процесс полного развала ядра.

ГЛАВА У

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из экспериментального и теоретического исследований можно дискутировать следующую картину для процесса полного развала тяжелого ядра под действием протонов с энергией 9 Бэв.

Первичный протон, сталкиваясь с отдельным нуклоном ядра, генерирует Π -мезоны. Почти все вторичные быстрые частицы в интервале от $\cos\theta = 1$ до $\cos\theta = 0,8$ после первого акта взаимодействия участвуют в дальнейших каскадных процессах. В среднем ядре поглощаются 4 заряженных Π -мезона. Поглощение этих Π -мезонов составляет большую часть энергии возбуждения ядра. После каскадного процесса ядро быстро расширяется до $R_K = 1,5$ за время порядка 10^{22} sec, потом ядро полностью разваливается и нуклоны свободно разлетаются. У этих вылетающих частиц угловое распределение изотропно, т.е. нуклоны разлетаются во всех направлениях. Энергетическое распределение отличается от обычного Максвелловского распределения для испарительного процесса и удовлетворительно описывается предложенной в этой работе теорией.

Считаю своим долгом выразить благодарность моему руководителю Константину Дмитриевичу Толстому за повседневное руководство в работе, также выражаю благодарность М.И. Подгорецкому, В.В. Глаголеву, В.А. Белякову, Э.И. Мальцеву и Р.И. Чайкиной, всему коллективу сектора № I Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных исследований.

Литература

1. Serber, R. Phys. Rev. 72 1114 (1947)
2. Goldberger, M. L. Phys. Rev. 74 1269 (1948)
3. Le Couteur Proc. Phys. Soc. A vol. 63 No. 363 (1950)
4. Harding, J. B., Lottimore, S., Perkins, D. H.
Proc. Roy. Soc. A vol. 196 No. 1046 (1948)
5. Bernardini, G., Booth, E. T., Lindenbaum, S. J.
Phys. Rev. 88 1017 (1952). Phys. Rev. 89 826 (1952)
6. Morrison, G. C., Muirhead, H., Rosser, W. G. V.
Phil. Mag. vol. 44 No. 359 (1953)
7. Lock, W. O., March, P. V., McKeague, R.
Proc. Roy. Soc. vol. 231 No. 1186 (1955)
8. McKeague, R. Proc. Roy. Soc. vol. 236 104 (1956)
9. Богачев, Н. П. и др. Атомная энергия т. 4 вып. 3 (1958)
10. Доклад на Женевской конференции (1958 г.) Взаимодействие протонов с энергией 9 Бэв с ядрами фотоэмульсии.
11. Blau, M., Oliver Phys. Rev. 102 489 (1956)
12. Crow, J. E., Hill, R. D. Phys. Rev. 110 177 (1958)
13. Blau, M., Saulton, H. Phys. Rev. 96 150 (1954)
14. Ландау и Лифшиц Механика сплошных сред.
- ~~15. Ландау и Лифшиц Статистическая физика.~~
15. Combas Fortschritte der Physik 5 N. 4 159 (1957)

О Г Л А В Л Е Н И Е

ГЛАВА I	Введение.	
§ 1.	Взаимодействие частиц высокой энергии с ядрами	1
§ 2.	Цель настоящей работы	2
ГЛАВА II	Постановка эксперимента.	
§ 1.	Облучение.	5
§ 2.	Просмотр по площади.....	5
§ 3.	Обработка больших звезд	6
ГЛАВА III	Экспериментальные результаты.	
§ 1.	Эффективность просмотра	8
§ 2.	Вероятность генерации больших звезд	9
§ 3.	Угловые распределения релятивистских, серых и черных лучей	10
§ 4.	Энергетические распределения	13
ГЛАВА IV	Обсуждение экспериментальных результатов.	
Часть I.	Возможный каскадный процесс.....	16
Часть II.	Попытка теоретического обоснования процессов полного развала тяжелых ядер фотоэмульсии.	
§ 1.	Гидродинамическое расширение ядра	18
§ 2.	Предел расширения	22
§ 3.	Сравнение теории с экспериментом	24
ГЛАВА V	Заключение	30
ЛИТЕРАТУРА	31