

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ЛЕНИНГРАДСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ ИМ. Б. П. КОНСТАНТИНОВА

А. А. Воробьев

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ
ЯДЕРНОЙ МАТЕРИИ МЕТОДОМ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ПРОТОНОВ
С ЭНЕРГИЕЙ 1 ГэВ НА ЯДРАХ

Диссертация на соискание учёной степени
доктора физико-математических наук

(01.04.16 - физика атомного ядра и космических лучей)

Ленинград
1976

О Г Л А В Л Е Н И Е

стр.

ВВЕДЕНИЕ	5
Глава I. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПРОТОНОВ И НЕЙТРОНОВ В ЯДРАХ	
§ 1. Некоторые определения	10
§ 2. Теория ядерной материи и пространственное распределение нуклонов в ядрах	12
А. Бесконечная ядерная материя	12
Б. Ядра конечных размеров	17
§ 3. Распределение заряда. Точность эксперимен- тальных методов	28
§ 4. Методы исследования пространственного рас- пределения нейтронов в ядрах	43
А. Разность энергий изобар-аналоговых состояний	43
Б. Упругое рассеяние частиц средних энергий. Оптическая модель	47
В. Упругое рассеяние α -частиц	53
Г. Рентгеновские спектры K^- -мезоатомов	55
Д. Методы, чувствительные к разности распре- делений нейтронов и протонов	57
Е. Упругое рассеяние протонов высокой энер- гии на ядрах	63

Глава II. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ПРОТОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 1 ГЭВ НА ЯДРАХ

- § 1. Метод монохроматизации протонного пучка 67
- § 2. Магнитный спектрометр на импульс 1,7 Гэв/с 71
- § 3. Экспериментальная установка и метод измерений 85
- § 4. Дифференциальные сечения упругого рассеяния протонов с энергией 1,00 Гэв на ядрах ^{28}Si , ^{32}S , ^{34}S , ^{39}K , ^{40}Ca , ^{48}Ca , ^{90}Zr , ^{208}Pb 92
- § 5. Теоретический анализ экспериментальных данных 103
- § 6. Распределение нейтронов в ^{40}Ca , ^{32}S , ^{28}Si , ^{39}K . Экспериментальное обоснование метода исследования нейтронов в ядрах 122
- § 7. Относительное изменение плотности протонов и нейтронов при переходе от ^{40}Ca к ^{48}Ca . Избыток нейтронов в поверхностном слое ядра ^{48}Ca 130
- § 8. Распределение нейтронов в тяжёлых магических ядрах 139
- § 9. Пространственное распределение ядерной материи 148

Глава III. НУКЛОН-НУКЛОННОЕ РАССЕЯНИЕ В ОБЛАСТИ МАЛЫХ
ПЕРЕДАННЫХ ИМПУЛЬСОВ.

- § 1. Экспериментальные данные по действию в области энергий около 1 Мэв
- § 2. Метод измерения реальной части χ зависящей от сдвига амплитуды протон-протонного рассеяния вперед
- § 3. Исследование упругого рассеяния в области кулоновской интерференции в диапазоне энергий 500-1000 Мэв
- § 4. Дальнейшее развитие метода для ядер отдачи

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

ЛИТЕРАТУРА

В В Е Д Е Н И Е

Опыты по рассеянию электронов, а также исследование рентгеновского излучения μ -атомов стали надёжными методами изучения распределения заряда в ядрах. Правда, если говорить о деталях распределения, то здесь возникает ряд проблем, связанных с возможной неоднозначностью в интерпретации экспериментальных данных. Тем не менее, можно утверждать, что, по крайней мере, два параметра зарядового распределения определяются достаточно надёжно, хотя эти параметры и являются модельными. Развиваемые в последние годы методы безмодельного анализа данных по электрон-ядерному рассеянию, очевидно, приведут уже в ближайшее время к дальнейшему уточнению, а также к увеличению числа определяемых из эксперимента моментов зарядового распределения.

Значительно менее определённой является ситуация с измерением распределения нейтронов в ядрах, несмотря на то, что были предприняты многочисленные попытки использовать для этой цели различные экспериментальные методы. В частности, детально исследовалось упругое рассеяние протонов низкой энергии ($d\sigma/d\Omega$, поляризация, $E_p < 60$ Мэв), рассеяние нейтронов (σ_{tot} , $E_n = 14$ Мэв), упругое рассеяние α -частиц, ^{16}O и других ядер ($d\sigma/d\Omega$). Анализировались энергетические сдвиги изобар-аналоговых состояний, рентгеновские спектры K^- -атомов, а также продукты реакции поглощения ядрами K^- -мезонов и антипротонов. Измерялось отношение сечений реакций с рождением π^+ и π^- -мезонов, исследовались сечения ядерных реакций π^+ и π^- -мезонов. Заметим, что в этих экспериментах речь шла об определении всего лишь одного параметра

распределения $\langle r^2 \rangle_n^{1/2}$, а иногда разности $\Delta = \langle r^2 \rangle_n^{1/2} - \langle r^2 \rangle_p^{1/2}$. Полученные результаты довольно противоречивы (таблица I). Некоторые данные согласуются с предположением о равенстве протонных и нейтронных радиусов всех стабильных ядер. Авторы других работ приходят к выводу, что в таких ядрах, как ^{48}Ca и ^{208}Pb нейтронный радиус больше протонного. Существуют и прямо противоположные заключения. Такая неопределённость связана, в основном, с неопределённостями в теоретическом анализе экспериментальных данных. В этом отношении кажутся более перспективными опыты по упругому рассеянию адронов высокой энергии на ядрах, поскольку для анализа экспериментальных данных здесь можно воспользоваться теорией многократного рассеяния Глаубера, в которой амплитуда рассеяния на ядре выражается через амплитуду рассеяния на нуклонах и распределение плотности нуклонов в ядре. Как мы увидим дальше, анализ имеющихся в настоящее время данных по рассеянию протонов с энергией 1 Гэв на ядрах свидетельствует в пользу применимости теории Глаубера. Существенно также, что в данном случае оказывается возможным определить не только среднеквадратичный радиус, но и получить более детальную информацию о распределении нуклонов.

Пространственные распределения протонов и нейтронов, будучи фундаментальными характеристиками ядер, служат предметом не только экспериментальных, но и теоретических исследований. В этой связи наибольший интерес представляет развиваемая в последние годы теория ядерной материи, в которой делается попытка "построить" ядро, взяв за основу нуклон-нуклонный потенциал. При этом одним из главных критериев правильности теоретических расчётов считается правильное описание пространственного распределения заряда.

Таблица I

Разность среднеквадратичных радиусов распределений нейтронов и протонов в ядрах ^{48}Ca и ^{208}Pb , определённая различными экспериментальными методами

Метод	$\Delta = \langle r^2 \rangle_n^{1/2} - \langle r^2 \rangle_p^{1/2}$, Ферми	
	^{48}Ca	^{208}Pb
Разность энергий изобар-аналоговых состояний	+0,06 /1/	+0,15 /1/
Упругое рассеяние низко-энергетических протонов	+0,39±0,1 /2/ +0,17 /3/	+(0,46±0,13)*)
Упругое рассеяние α -частиц	+0,20 /4/	+0,26±0,13 /6/
Фоторождение π^\pm -мезонов		-0,5±0,3 /7/ -0,25±0,1 /8/
Сечения реакций π^\pm -мезонов с ядрами		0±0,1 /9/
Фоторождение ρ^0 -мезона		+0,26±0,25 /10/

ж) Разные значения соответствуют различным способам обработки экспериментальных данных ($d\sigma/d\Omega$, $E_p = 30,3$ МэВ) /5/. Обсуждение этих и других результатов, приведённых в таблице I, смотри в тексте.

Получение экспериментальных данных о распределении нейтронов может служить дополнительной проверкой теории.

Диссертация посвящена экспериментальному исследованию пространственного распределения ядерных нуклонов методом упругого рассеяния протонов с энергией 1 Гэв на ядрах. Изучались магические и слабодиформированные ядра в области средних и больших масс — именно эти ядра в настоящее время представляют наибольший интерес для развивающейся теории ядра. Значительное внимание уделено экспериментальному и теоретическому обоснованию данного метода исследования, а также измерению необходимой для анализа экспериментальных данных нуклон-нуклонной амплитуды в области малых переданных импульсов.

В главе I, являющейся обзорной, анализируются результаты теоретических и экспериментальных исследований пространственного распределения протонов и нейтронов в ядрах.

В главе II описан метод монохроматизации протонного пучка синхротрона, существенно упрощающий задачу получения необходимого для данных исследований высокого импульсного разрешения спектрометра. Приведено описание магнитного спектрометра на импульс 1,7 Гэв/с с разрешением 1,5 Мэв (полная ширина линии на полувысоте), а также метода измерения дифференциальных сечений упругого рассеяния протонов на ядрах. Приведены результаты исследования рассеяния протонов на ядрах ^{28}Si , ^{32}S , ^{34}S , ^{39}K , ^{40}Ca , ^{48}Ca , ^{90}Zr , ^{208}Pb и, кроме того, результаты аналогичных исследований ядер ^{40}Ca и ^{48}Ca на спектрометре в Сакле в совместном (Гатчина-Сакле) эксперименте. Изложены основы теории Глаубера и проанализированы

основные приближения, сделанные в данном теоретическом подходе. Применимость теории Глаубера для описания процесса упругого рассеяния протонов на ядрах при энергии I Гэв продемонстрирована на примере анализа дифференциальных сечений рассеяния протонов на ядрах с $Z = N$ (^{28}Si , ^{32}S , ^{40}Ca), а также на ядре ^{39}K , имеющем отличный от нуля спин. Далее обсуждаются результаты исследования пространственного распределения нуклонов в ядрах с $Z \neq N$ (^{34}S , ^{48}Ca , ^{90}Zr , ^{208}Pb).

Глава III посвящена экспериментальному исследованию нуклон-нуклонного взаимодействия в области малых переданных импульсов. Дано описание нового метода исследования рассеяния адронов высокой энергии на водороде, дейтерии и гелии. Приведена относящаяся к теме диссертации часть результатов, полученных с помощью данного метода - измерение реальной части не зависящей от спина pp -амплитуды и определение вклада спин-спиновых членов в pp -амплитуду в области энергий до I Гэв.

ГЛАВА I. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПРОТОНОВ И НЕЙТРОНОВ В ЯДРАХ

В этой главе даётся обзор теоретических и экспериментальных исследований пространственного распределения протонов и нейтронов в ядрах.

§ I. Некоторые определения

Под плотностью распределения протонов (нейтронов) в ядре обычно понимают усреднённую по всем протонам (нейтронам) вероятность обнаружить протон (нейтрон) в данной точке \vec{r} . Если основное состояние ядра с Z протонами и $N = A - Z$ нейтронами обозначить символом $|0\rangle$, то

$$\rho_p(\vec{r}) = \frac{1}{Z} \langle 0 | \sum_{i=1}^Z \delta(\vec{r} - \vec{r}_i) | 0 \rangle, \quad (I.1)$$

$$\rho_n(\vec{r}) = \frac{1}{N} \langle 0 | \sum_{i=1}^N \delta(\vec{r} - \vec{r}_i) | 0 \rangle, \quad (I.2)$$

где суммирование ведётся только по протонам (нейтронам).

Функции $\rho_{p,n}(\vec{r})$ отвечают условию нормировки

$$\int \rho_p(\vec{r}) d^3r = \int \rho_n(\vec{r}) d^3r = 1. \quad (I.3)$$

Распределение нуклонов, часто называемое распределением материи, определяется следующим выражением

$$\rho_m(\vec{r}) = \frac{Z\rho_p(\vec{r}) + N\rho_n(\vec{r})}{A} \quad (I.4)$$

Следует отметить, что введённые таким образом и обычно используемые в теории ядра функции $\rho_{p,n}(\vec{r})$, описывают распределения центров нуклонов. Часто используется также эффективная плотность, учитывающая конечные размеры нуклонов. Так в опытах по рассеянию электронов на ядрах определяется распределение плотности заряда $\rho_{зар.}(r)$, которое связано с $\rho_p(\vec{r})$ соотношением

$$\rho_{зар.}(\vec{r}) = \int \rho_p(\vec{r}') \rho'_p(\vec{r} - \vec{r}') d\vec{r}', \quad (I.5)$$

где $\rho'_p(\vec{r} - \vec{r}')$ - распределение заряда в протоне.

Из (I.5), в частности, следует, что

$$\langle r^2 \rangle_{зар.} = \langle r^2 \rangle_p + \langle r^2 \rangle'_p, \quad \langle r^2 \rangle'_p = 0,64 \text{ ферми}^2. \quad (I.6)$$

Кроме $\rho(r)$ аналогичным образом вводятся двухчастичная, трёхчастичная и т.д. плотности $\rho(\vec{r}, \vec{r}')$, $\rho(\vec{r}, \vec{r}', \vec{r}'')$:

$$\rho_m(\vec{r}, \vec{r}') = \frac{1}{A(A-1)} \langle 0 | \sum_{i \neq j}^A \delta(\vec{r} - \vec{r}_i) \delta(\vec{r}' - \vec{r}_j) | 0 \rangle. \quad (I.7)$$

Очевидно, что

$$\int \rho_m(\vec{r}, \vec{r}') d\vec{r}' = \rho_m(r). \quad (I.8)$$

Если в системе нет корреляций между нуклонами, то

$$\rho_m(\vec{r}, \vec{r}') = \rho_m(\vec{r}) \cdot \rho_m(\vec{r}'). \quad (I.9)$$

В общем же случае можно записать

$$\rho_m(\vec{r}, \vec{r}') = \rho_m(\vec{r}) \rho_m(\vec{r}') + C(\vec{r}, \vec{r}'), \quad (I.10)$$

где $C(\vec{r}, \vec{r}')$ называют парной корреляционной функцией.

Обычно $\rho(r)$ представляют в какой-либо функциональной

форме, определяемой несколькими параметрами, и из сравнения с экспериментальными данными определяют величину этих параметров. Часто используется двухпараметрическое сферически симметричное ферми-распределение

$$\rho(r) = \rho_0 \left[1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right) \right]^{-1}. \quad (I.11)$$

Здесь R - радиус половинной плотности, a - параметр диффузности. ρ_0 определяется из условия нормировки и характеризует плотность в центре ядра. Используя эти параметры, можно определить $\langle r^2 \rangle$, а также толщину поверхностного слоя t - расстояние, на котором плотность вещества падает от $0,9\rho_0$ до $0,1\rho_0$:

$$\langle r^2 \rangle = \frac{3}{5} R^2 + \frac{7}{5} \pi^2 a^2, \quad t = 4,39a. \quad (I.12)$$

При анализе данных по электрон-ядерному рассеянию иногда используются также трёхпараметрические распределения в форме:

$$\rho(r) = \rho_0 \frac{1 + W \left(\frac{r}{c}\right)^m}{1 + \exp\left(\frac{r^n - c^n}{Z}\right)}, \quad (I.13)$$

где $m = 1, 2, 3, 4$ и $n = 1, 2, 3$.

Параметр W определяет изменение плотности в центральной части ядра.

§2. Теория ядерной материи и пространственное распределение нуклонов в ядрах

А. Бесконечная ядерная материя

Начиная с 1954 года, после работ Бракнера /II/, Голдстоуна /I2/ и др., интенсивно развивается теория ядерной материи, зада-

чей которой, по мысли авторов, является описание ядерных систем на основе знания нуклон-нуклонного взаимодействия. При этом в качестве промежуточного этапа рассматриваются свойства бесконечной ядерной материи. Именно в этом направлении достигнут наибольший прогресс. Вместе с тем продемонстрированы трудности, с которыми сталкивается теория и с которыми необходимо считаться при построении теории конечных ядер. Были выполнены расчёты с различными типами потенциалов, в частности, со статическим потенциалом Рэйда /13/ с мягким кором. Этот потенциал удовлетворительно описывает экспериментальные данные по NN рассеянию и находит качественное обоснование в мезонной теории ядерных сил, учитывающей обмен одним и двумя π -мезонами, а также обмен ρ и ω мезонами /14/, хотя для лучшего описания потенциала при $r < 1$ фм приходится перенормировать константы связи ρ и ω мезонов /15/. В конечном итоге, в теории бесконечной ядерной материи определяются следующие величины: плотность материи ρ_0 , энергия связи на нуклон $E_{св.}$. На рис. I представлены результаты расчёта с использованием потенциала с мягким кором Рэйда /16,17/. Существенно, что в расчётах учитывались только двухчастичные взаимодействия. На этом же рисунке приведены экспериментальные значения центральной плотности и энергии связи в тяжёлых ядрах *).

ж) Величину ядерной центральной плотности обычно определяют по данным электрон-ядерного рассеяния. При этом, поскольку данные о распределении нейтронов отсутствуют, под плотностью нуклонов понимают $A \cdot \rho_{зар.}(0)$. Получаемое таким образом значение плотности есть $\rho_0 = 0,170$ нуклон/ферми³ /18/. В качестве энергии связи в ядре принимается коэффициент пропорциональности в члене, определяющем объёмную энергию в массовой формуле /19/: $E_{св.} = -15,68$ Мэв/нуклон.

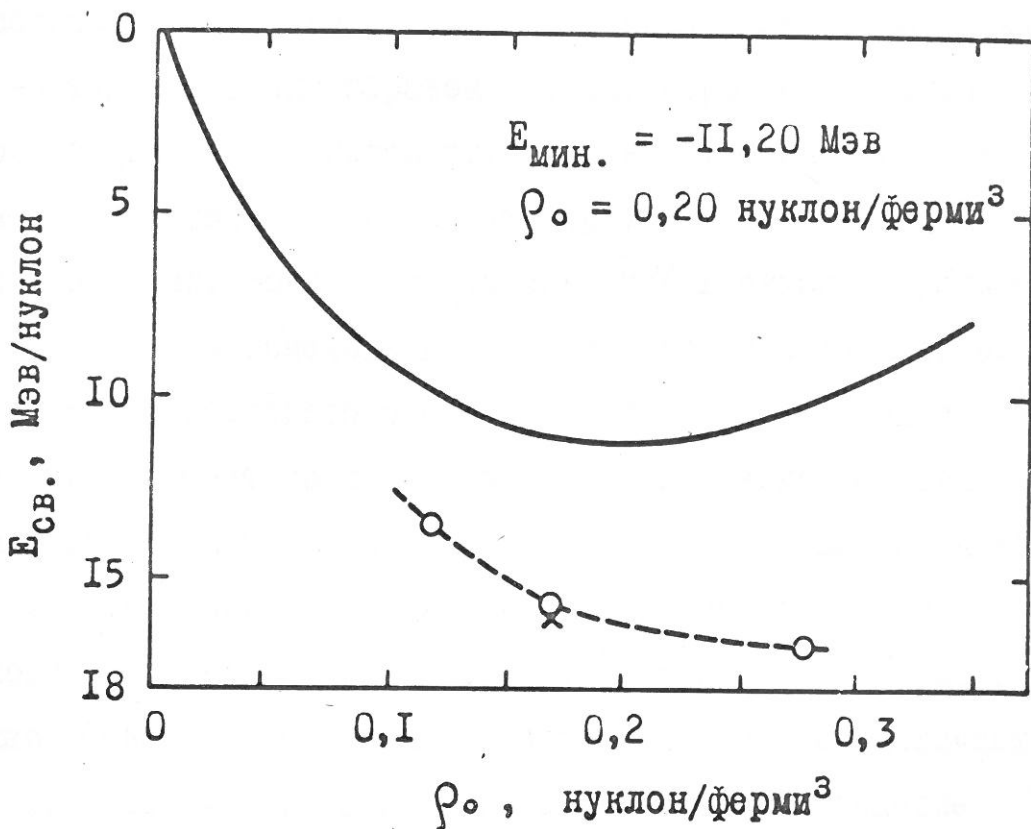


Рис.1. Зависимость энергии связи от плотности ядерной материи.

Сплошная линия — расчёт с учётом только двухчастичных взаимодействий, X — экспериментальные значения плотности и энергии связи в тяжёлых ядрах, 0 — результат расчёта с учётом поправок, приведённых в таблице 2.

Как видно из рис.1, теория предсказывает существование устойчивой ядерной материи, однако расхождение между расчётными и экспериментальными величинами значительно. Различие получается ещё большим, если использовать потенциалы с жёстким кором. Для улучшения согласия с экспериментальными данными следовало бы изменить NN-потенциал таким образом, чтобы возросло притяжение между нуклонами (или уменьшилось отталкивание). Однако произвольное изменение потенциала означает переход к феноменологическому описанию материи. Бракнер и Гаммель /20/ высказали предположение, что плотность конечных ядер может быть меньше плотности материи из-за кулоновского расталкивания. Однако Брэндау /21/ показал, что этот эффект должен быть полностью скомпенсирован поверхностным натяжением. Объяснение, по-видимому, было найдено после того, как было показано, что учёт различных поправок к двухчастичному приближению приводит к существенному увеличению энергии связи. Основная поправка связана с учётом трёхчастичных корреляций, т.е. взаимодействий, в которых принимают участие три нуклона (дырки), но которые сводятся к многократным двухчастичным взаимодействиям (рис.2). Суммирование вкладов различных диаграмм /22/ даёт следующую величину поправки к энергии связи: $E_{св.}^{(3)} = -1,75$ Мэв/нуклон при плотности $\rho_0 = 0,170$ нуклон/ферми³. Дэю /23/ удалось оценить вклад четырёхчастичных корреляций (более 100 диаграмм), и этот вклад оказался вовсе не малым ($E_{св.}^{(4)} \approx -1,1$ Мэв/нуклон). Существуют аргументы, позволяющие считать вклад корреляций больших кратностей пренебрежимо малым, но и без того картина оказывается очень сложной. К тому же

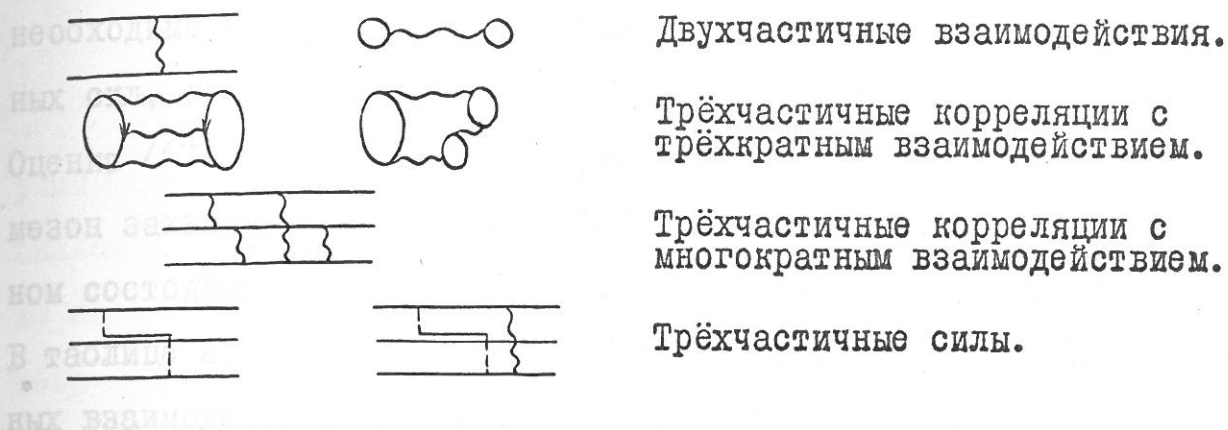


Рис.2. Типы взаимодействий, учитываемые в теории ядерной материи. Пунктир - π -мезоны, волнистая линия - полное двухчастичное взаимодействие, двойная линия - $(3,3)$ изобара.

Таблица 2.

Вклад различных взаимодействий в энергию связи (Мэв/нуклон)

Тип взаимодействия	$\rho_0=0,117 \text{ фм}^{-3}$	$\rho_0=0,170 \text{ фм}^{-3}$	$\rho_0=0,276 \text{ фм}^{-3}$
Двухчастичные корреляции	-9,79	-11,05	-10,20
Трёхчастичные корреляции	(-1,6) ^{ж)}	-1,75	(-2,6)
Четырёхчастичные корреляции	(-0,9)	-1,09	(-1,5)
Трёхчастичные силы	(-0,8)	-1	(-1,0)
Релятивистская поправка	(-0,35)	-0,5	(-0,7)
Полная энергия связи	-13,4	-15,4	-16,0

ж) В скобках указаны грубые оценки.

необходимо ещё учитывать возможность существования трёхчастичных сил, которые не сводятся к двухчастичным взаимодействиям. Оценка /24/ вклада диаграмм (рис.2), в которых испущенный π -мезон захватывается нуклоном, образуя (3,3) изобару в виртуальном состоянии, приводит к значению $E_{\text{св.}}^{(3)} = -1,0$ Мэв/нуклон.

В таблице 2, взятой из обзора Бёте /24/, приведён вклад различных взаимодействий в энергию связи. Как следует из изложенного, учёт поправок увеличивает энергию связи до уровня, близкого к экспериментальному значению (рис.1), хотя невысокая точность расчёта не даёт возможности надёжно определить значение плотности, при которой энергия связи минимальна. Во всяком случае, сейчас нет оснований считать параметры бесконечной материи ($E_{\text{св.}}$ и ρ_0) существенно отличающимися от ядерных параметров.

До сих пор речь шла о материи с $Z = N$. В случае $Z \neq N$, как показано в работах Сименса /16/, Вэйса и Камерона /25/, энергия связи и плотность материи должны уменьшаться. В частности,

$$\frac{K_F(\alpha)}{K_{F0}} = 1 - 0,48 \alpha^2, \quad \alpha = \frac{N - Z}{N + Z}. \quad (I.I4)$$

Здесь K_F - граничный импульс ферми, связанный с плотностью следующим соотношением:

$$\rho = \frac{2}{3} \pi^2 K_F^3. \quad (I.I5)$$

В случае, например, ядра ^{48}Ca ($\alpha = 1/6$) плотность в центре ядра должна уменьшиться примерно на 5%. Это предсказание теории, в принципе, можно проверить экспериментально.

Б. Ядра конечных размеров

Коль скоро при описании бесконечной материи приходится учитывать вклад взаимодействий высших порядков, то ясно, что аналогичные поправки должны быть и в теории конечных ядер. Однако пока нет надежд на корректный учёт этих поправок, поскольку теория конечных ядер намного сложнее теории бесконечных систем. Выходом из положения, по необходимости, является эффективный учёт поправок путём "исправления" NN потенциала. Из проведённого выше рассмотрения ясно, каким образом должен быть исправлен NN потенциал - например, можно несколько уменьшить отталкивание на малых расстояниях. Именно эта идея лежит в расчётах Негелле /26/, являющихся в настоящее время наиболее последовательными. За основу в этих расчётах взят потенциал Рэйда с мягким кором. В теории бесконечной материи вслед за Мошковским /27/ обычно делают упрощающий расчёты формальный переход от реального (некоррелированного) потенциала $V(r)$ и реальных (коррелированных) волновых функций $\Psi(r)$ к "коррелированному" потенциалу $U(r)$ и "некоррелированным" волновым функциям $\Phi(r)$, r - расстояние между парой нуклонов. Коррелированная функция $\Psi(r)$ стремится к нулю при $r \rightarrow 0$ (вследствие наличия отталкивающего кора). Функция же $\Phi(r)$ на малых r совпадает со свободной волновой функцией. При этом, однако, $U(r) \rightarrow 0$ при $r \rightarrow 0$, так что матричные элементы остаются неизменными. На рис.3 приведён полученный таким образом эффективный потенциал с мягким кором Рэйда. Используемые в расчётах волновые функции $\Psi(r)$ для бесконечной материи при разных значениях плотности ρ_0 были

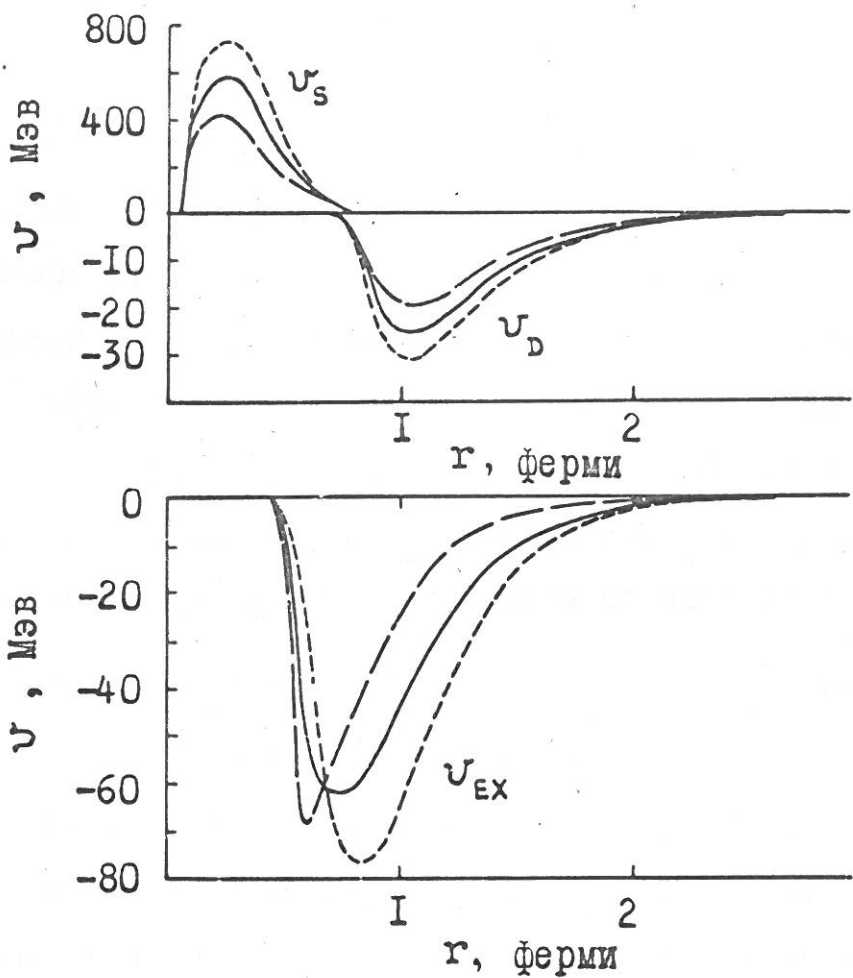


Рис.3. Эффективный нуклон-нуклонный потенциал при $\rho_0 = 0,170 \text{ фм}^{-3}$, усреднённый по различным значениям полного и орбитального момента.

- — — — — потенциал взаимодействия одинаковых частиц,
- - - - - потенциал взаимодействия нейтрон-протон,
- — — — — усреднённый нуклон-нуклонный потенциал,
- U_S — короткодействующий потенциал,
- U_D — прямое взаимодействие,
- U_{EX} — обменное взаимодействие.

получены Сименсом /I6/. Следует отметить, что, поскольку $\Psi(r)$ зависит от плотности, то и эффективный потенциал оказывается зависящим от плотности. В расчётах Негеле используются три потенциала, остающиеся после усреднения по различным значениям J и L (одинаковой чётности): $U_S(r)$ - короткодействующий ($\bar{r} < r_1 = 0,7$ ферми), $U_D(r)$ - прямой ($r > r_1$), $U_{EX}(r)$ - обменный. Вкладом обменного потенциала на малых расстояниях пренебрегается. Была принята следующая зависимость потенциала от плотности:

$$U(r) = U_0(r) - K_F^\alpha U_1(r), \quad (I.I6)$$

где $\alpha = 3$ для $r < r_1$ и $\alpha = 1$ для $r > r_1$.

Такая зависимость лучше всего согласуется с результатами Сименса. Расчёт параметров бесконечной материи с таким потенциалом приводит к результатам, близким к указанным в таблице 2 для случая учёта только двухчастичных корреляций. Далее методом Хартри-Фока решалась задача в случае конечных ядер. Схема решения такова. Выбирался осцилляторный базис $|n_k\rangle$. Одночастичная волновая функция $|\chi_j\rangle$ представлялась конечным рядом

$$|\chi_j\rangle = \sum_k b_k |n_k\rangle, \quad (I.I7)$$

где b_k - фитируемые параметры.

Полная волновая функция ядра записывалась в виде произведения

$$|\Phi\rangle = \left(\prod_{j=1}^A |\chi_j\rangle \right)_a. \quad (I.I8)$$

Затем находился минимум среднего значения W гамильтониана системы:

найдем

таже рас

Как види

личает

ство

та являетс

ки высе

кодейств

ности: В

вводятся

$$W = \langle \Phi | H | \Phi \rangle = - \frac{\hbar^2}{2M} \sum_j^A \int \chi_j^* \nabla^2 \chi_j d\tau +$$

$$+ \frac{A^2}{2} \int d\tau_1 d\tau_2 \rho(\vec{r}_1) \rho(\vec{r}_2) \cdot [U_S(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) + U_D(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)] +$$

$$+ A^2 \int d\tau_1 d\tau_2 \rho^2(\vec{r}_1, \vec{r}_2) U_{EX}(\vec{r}_1 - \vec{r}_2). \quad (I.19)$$

$$\rho(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \frac{1}{A} \sum_j^A \chi_j^*(\vec{r}_1) \chi_j(\vec{r}_2),$$

$$\rho(\vec{r}_1) = \frac{1}{A} \sum_j^A \chi_j^*(\vec{r}_1) \chi_j(\vec{r}_1).$$

Здесь рассмотрен случай $Z = N$ и использован средний нуклон-нуклонный потенциал. Реально в это уравнение входит ещё член, учитывающий кулоновское взаимодействие протонов, а также член, описывающий спин-орбитальное взаимодействие. Соответствующий потенциал имеет вид:

$$U_{SO} = 4\pi F \frac{1}{r} \frac{d\rho}{dr} \vec{l} \vec{\sigma}, \quad F = \text{const}. \quad (I.20)$$

При усреднении эффективного потенциала по J вклад от спин-орбитального взаимодействия оказывается потерянным. Вычисления же с неусреднённым по J потенциалом слишком громоздки. В случае ядра ^{40}Ca Негеле учёл спин-орбитальное взаимодействие, рассматривая его как возмущение. Полученное им расщепление уровней $f_{7/2}$ и $f_{5/2}$ (6,1 Мэв) близко к экспериментальному (6,5 Мэв). При расчёте других ядер Негеле просто добавляет к эффективному потенциалу спин-орбитальный потенциал (I.20) с константой $F = 6$,

найденной на основании расчётов ядра ^{40}Ca . Полученное в результате расчёта распределение заряда в ядре ^{40}Ca приведено на рис.4. Как видно из рис.4, расчётное распределение не так уж сильно отличается от экспериментального. Следующим шагом является "насильственное" исправление NN потенциала. Оправданием для такого шага является надежда на то, что таким образом учитываются поправки высших порядков. Исправление заключается в уменьшении короткодействующего потенциала $U_S(r)$ на фактор, зависящий от плотности: $\tilde{U}_S(r) \rightarrow U_S(r) \cdot P_S(K_F)$. Фактически, в уравнение (I.16) вводятся два свободных параметра:

$$\tilde{U}_S(r) = C_0 \cdot U_{0S}(r) + C_1 \cdot K_F^3 \cdot U_{1S}(r). \quad (\text{I.21})$$

Величина параметров определяется из следующих условий:

1. Энергия связи бесконечной материи должна быть равна 15,68 Мэв.
2. Должен получиться правильным с.к.р. распределения протонов в ^{40}Ca . Оказывается, что эти условия можно одновременно удовлетворить, если положить $P_S(K_F = 1,0 \text{ ферми}^{-1}) = 0,669$ и $P_S(K_F = 1,4 \text{ ферми}^{-1}) = 0,837$. Правда, при этом плотность бесконечной материи оказалась несколько заниженной ($\rho_0 = 0,15 \text{ ферми}^{-3}$).

Соответствующее зарядовое распределение показано на рис.4. Видно, что в согласии с экспериментом находится не только величина с.к. радиуса, но и сама форма распределения. (Строго говоря, утверждение состоит в том, что, используя расчётное распределение заряда, удаётся удовлетворительно описать дифференциальное сечение упругого рассеяния электронов на ядре ^{40}Ca (рис.5). Воспроизводится и проявляющаяся при рассеянии с большой передачей импульса /28, 29/ осцилляция зарядовой плотности с периодом ~ 2 ферми, что

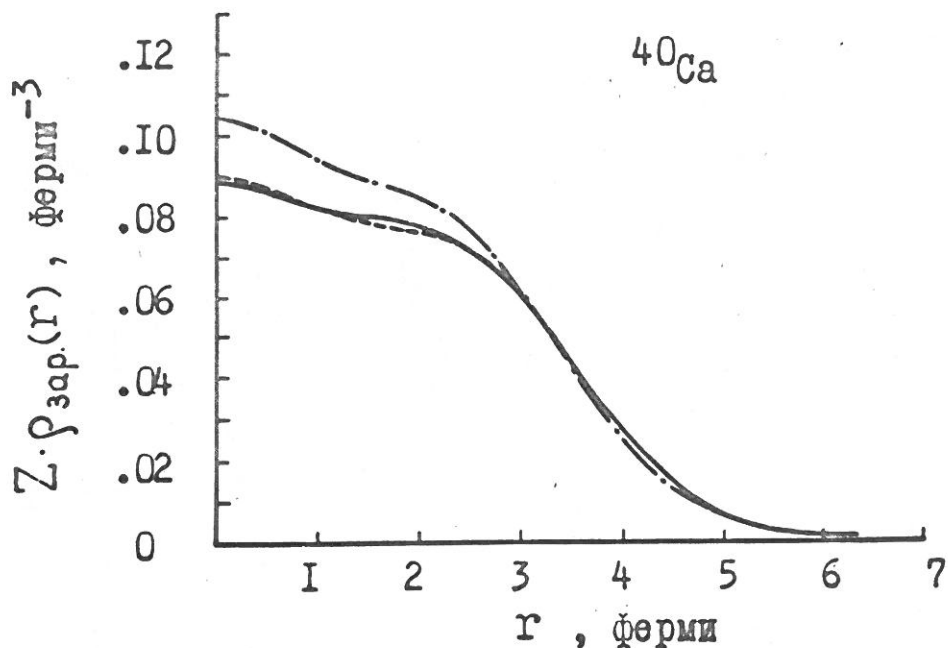


Рис.4. Распределение плотности заряда в ядре ^{40}Ca согласно расчётам Негеле /26/.

- · — · — расчёт с использованием NN потенциала, использованного в теории бесконечной материи,
- расчёт с исправленным NN потенциалом,
- распределение зарядовой плотности, найденное в опытах с рассеянием электронов на ядрах /28/.

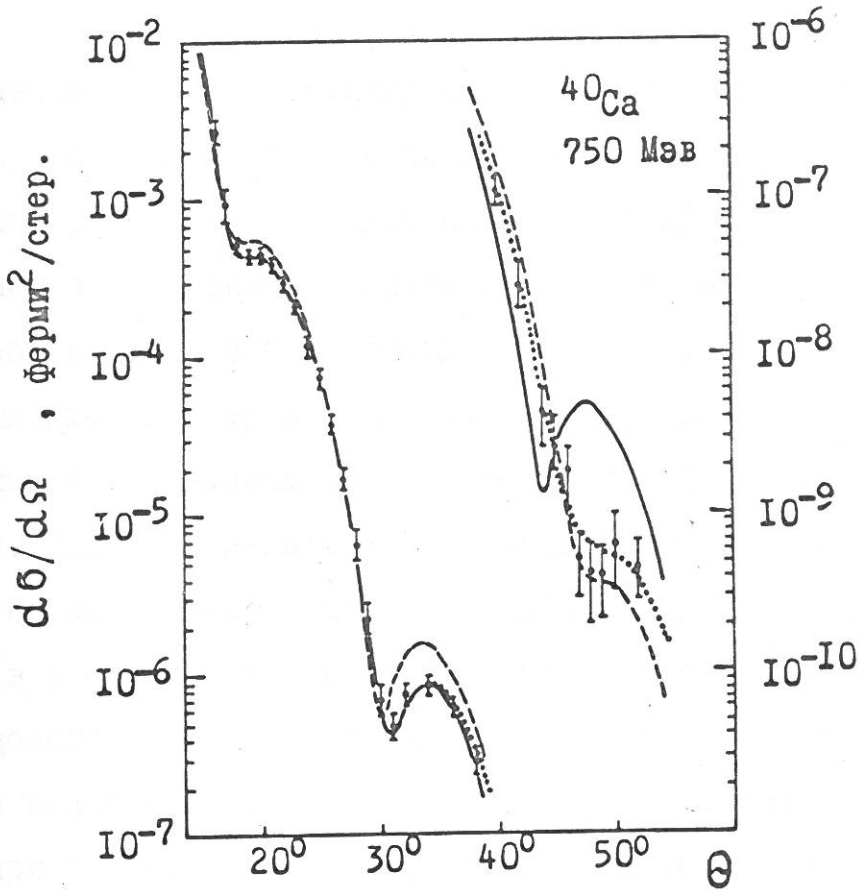


Рис.5. Дифференциальное сечение упругого рассеяния электронов на ^{40}Ca при энергии $E_e = 750$ МэВ.

- — — результат фитирования экспериментальных данных с использованием трёхпараметрического ферми-распределения плотности заряда /28/,
- результат фитирования экспериментальных данных в случае, когда к трёхпараметрическому распределению плотности добавлена осциллирующая с периодом ~ 2 ферми добавка /28/,
- расчёт с использованием распределения плотности заряда, найденной Негеле /26/.

связано с оболочечной структурой волновой функции: 1S оболочка имеет максимальную плотность при $r = 0$, 1P - при 1,5 ферми и 2S + 1d - при 3 ферми.

В недавних работах А.Б.Мигдала и др. /30/ было указано на возможность существования π -конденсата в ядрах и на возможность подтверждения этого предположения наблюдением связанной с этим явлением осцилляции нуклонной плотности. Согласно расчётам, период колебаний должен быть около 2 ферми, т.е. как раз тот, что и наблюдается экспериментально. Однако, как мы видим, такие же осцилляции естественным образом возникают и в расчёте по Хартри-Фоку. Поэтому сделать однозначный вывод о наличии π -конденсата на основании только этих наблюдений трудно.

Итак, в расчётах Негеле достигнуто удовлетворительное описание зарядового распределения в ^{40}Ca и энергии связи бесконечной материи ценой введения двух свободных параметров. Фиксировав параметры при расчёте ядра ^{40}Ca , удаётся также хорошо описать распределение протонов в других ядрах с заполненными оболочками (рис.6,7, таблица 3). Близкими к экспериментальным значениям получаются энергия связи на нуклон и энергия отрыва нуклонов из различных оболочек. Правильным получается и порядок заполнения одночастичных уровней. В расчётах Негеле было получено также распределение нейтронов в ядрах (рис.8). Согласно этим расчётам величина $\Delta = \langle r^2 \rangle_n^{1/2} - \langle r^2 \rangle_p^{1/2}$ мала в ядрах с $Z = N$. Так $\Delta = -0,04$ ферми в ^{40}Ca . В то же время в ядрах ^{48}Ca и ^{208}Pb $\Delta = 0,23$ ферми.

В других расчётах, использующих метод Хартри-Фока, авторы

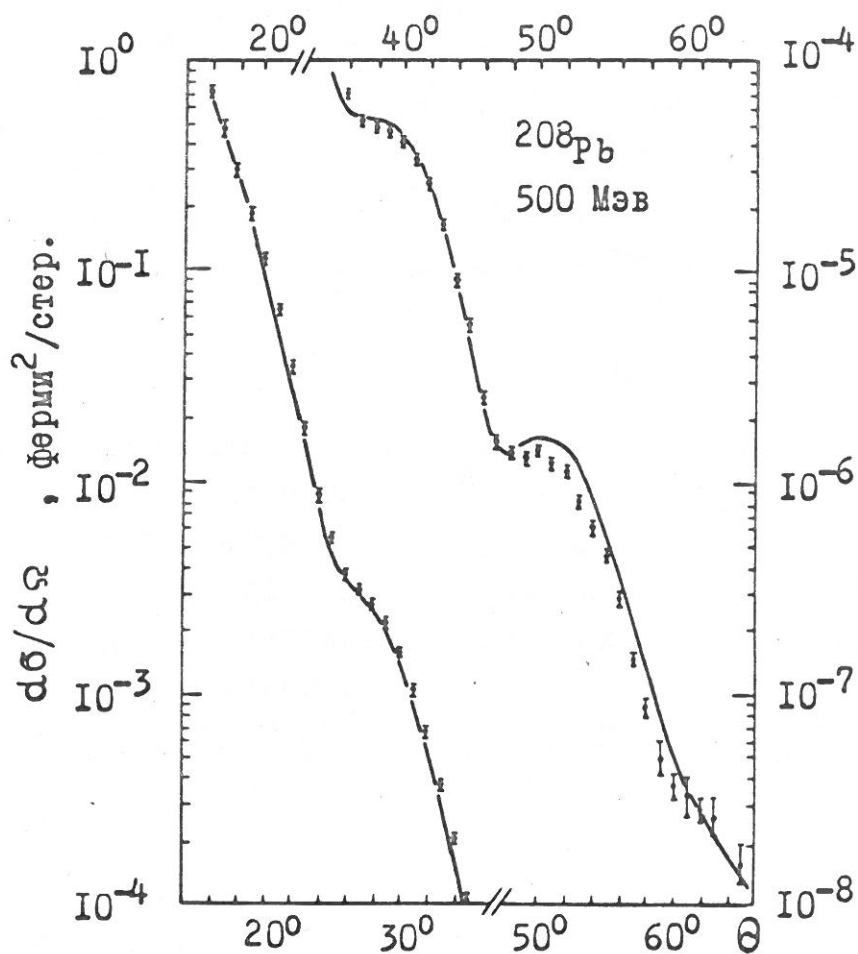


Рис.6. Дифференциальное сечение упругого рассеяния электронов на ^{208}Pb .

Сплошная линия - расчёт с использованием распределения плотности заряда, найденной Негеле /26/.

Экспериментальные данные взяты из работы /39/.

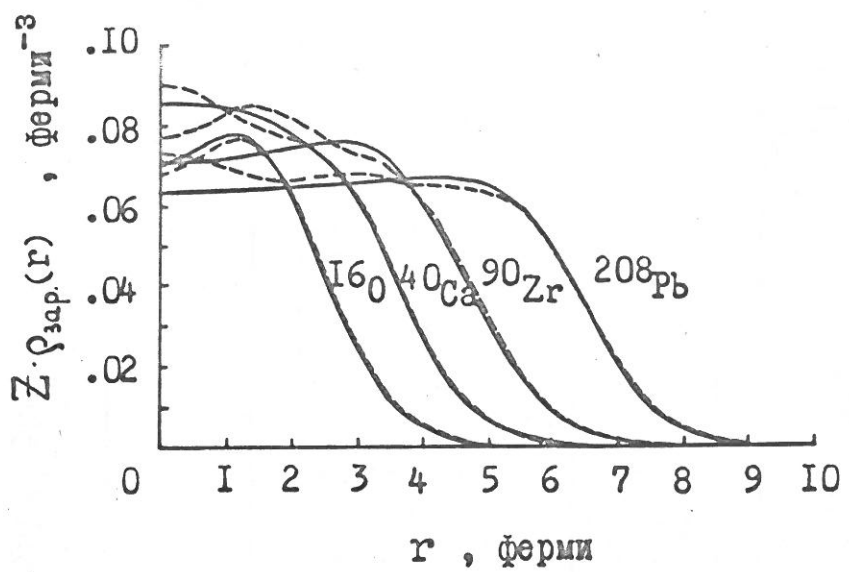


Рис.7. Сравнение расчётных зарядовых распределений, найденных Негеле /26/ методом Хартри-Фока, с распределениями, полученными в результате анализа данных по рассеянию электронов на ядрах с использованием трёхпараметрических ферми-функций. Сплошные линии - результаты анализа, взятые из работ /28,37-39/, пунктирные линии - расчёт Негеле.

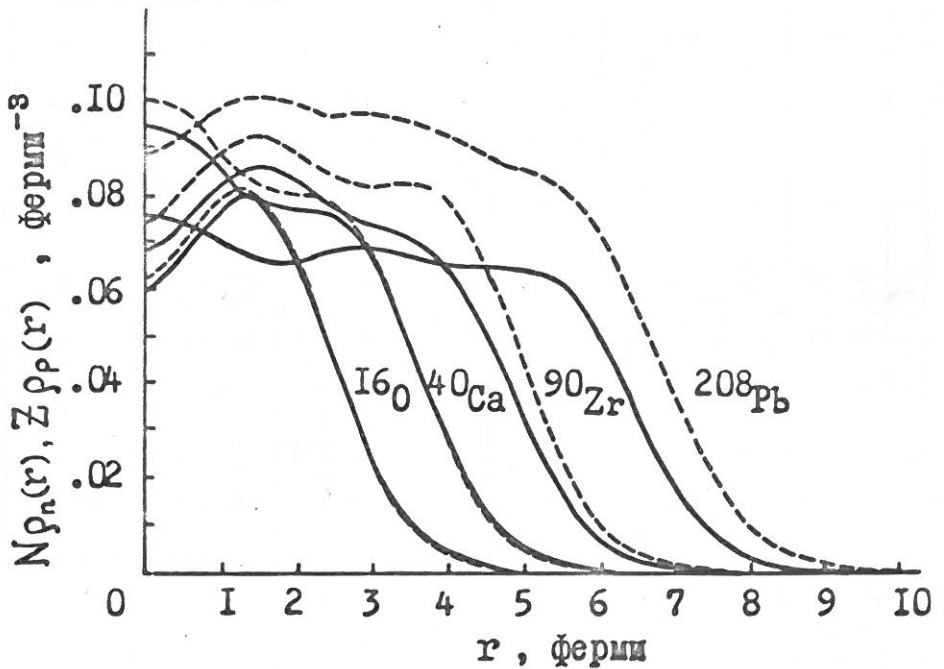


Рис.8. Пространственное распределение протонов и нейтронов в ядрах с заполненными оболочками, полученное в расчётах Негеле /26/.

Сплошные линии - распределения протонов, пунктирные линии - распределения нейтронов.

Таблица 3

Среднеквадратичные радиусы распределения протонов и нейтронов в ядрах и
 разность $\Delta = \langle r^2 \rangle_p^{1/2} - \langle r^2 \rangle_n^{1/2}$, ферми

	Метод Хартри-Фока		Одночастичная модель		Метод Ферми	Томаса-Ломбард	Гидродинамич. модель	Эксперимент
	Негеле /26/	Вотерин, Бринк /31/	Элтон /32/	Батти-Гринлис /33/				
I60	$\langle r^2 \rangle_p^{1/2}$	2,71	2,56					2,64 /37/
	$\langle r^2 \rangle_n^{1/2}$	2,69	2,53					
	Δ	-0,02	-0,03					
40Ca	$\langle r^2 \rangle_p^{1/2}$	3,41	3,31	3,32	3,41	3,77	3,38	3,43 /28/
	$\langle r^2 \rangle_n^{1/2}$	3,37	3,27	3,25	3,44	3,78	3,33	
	Δ	-0,04	-0,04	-0,07	+0,03	+0,01	-0,05	
48Ca	$\langle r^2 \rangle_p^{1/2}$	3,45	3,36	3,29	3,39	3,79	3,44	3,42 /28/
	$\langle r^2 \rangle_n^{1/2}$	3,68	3,48	3,58	3,85	3,86	3,56	
	Δ	+0,23	+0,12	+0,29	+0,46	+0,07	+0,12	
90Zr	$\langle r^2 \rangle_p^{1/2}$	4,18	4,14			4,38	4,20	4,22 /38/
	$\langle r^2 \rangle_n^{1/2}$	4,30	4,19			4,45	4,28	
	Δ	+0,12	+0,05			+0,07	+0,08	
208Pb	$\langle r^2 \rangle_p^{1/2}$	5,45	5,38		5,44	5,53	5,44	5,44 /59/
	$\langle r^2 \rangle_n^{1/2}$	5,68	5,49		6,06	5,64	5,60	
	Δ	+0,23	+0,11		+0,62	+0,11	+0,16	

ж) В данном столбце приведены с.к. радиусы эффективной плотности протонов и нейтронов.

вводят NN потенциал феноменологически. Так Вотерин и Бринк /31/ использовали эффективный потенциал, зависящий от скорости нуклонов (потенциал Скирма). Часть потенциала, описывающая двухчастичное взаимодействие, включала 5 свободных параметров. Кроме того, вводился трёхчастичный потенциал типа

$$U_{123} = t_3 \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_3), \quad (I.22)$$

t_3 - свободный параметр.

Если усреднить U_{123} по координате третьей частицы, то результирующий потенциал будет зависеть от плотности. В этом смысле данный подход аналогичен расчётам Негеле. Итак, в расчёт входят 6 свободных параметров. Как и в расчётах Негеле значения параметров выбираются из двух условий: энергия связи бесконечной материи должна быть равна 16 Мэв и с.к. радиусы зарядового распределения в ядрах должны соответствовать экспериментальным значениям. Плотность бесконечной материи, полученная в этих расчётах, оказалась, как и у Негеле, несколько заниженной ($\rho_0 = 0,155 \text{ фм}^{-3}$), а коэффициент несжимаемости слишком большим ($K = 370 \text{ Мэв}$ вместо 100+200 Мэв, принятых в теории ядерной материи). По сравнению с результатами расчётов Негеле, распределения плотности нуклонов в ядрах оказываются медленнее спадающими от центра ядра и с меньшими амплитудами осцилляций (это, по-видимому, есть следствие большой величины K). Кроме того, разница между распределениями нейтронов и протонов в ядрах ^{48}Ca и ^{208}Pb оказывается существенно меньшей. Это, видимо, означает, что в расчётах Вотерина-Бринка взято более сильное взаимодействие между неодинаковыми

частицами. Другие характеристики ядер - энергия связи на нуклон, последовательность одночастичных уровней, энергии отделения нуклонов - получаются в данных расчётах удовлетворительными.

Успех, достигнутый при описании основных свойств ядра с помощью метода Хартри-Фока, имеет принципиальное значение. Действительно, это означает, что, несмотря на то, что взаимодействие между нуклонами не мало, тем не менее при обсуждении многих характеристик ядра можно считать, что нуклоны движутся в некоем самосогласованном поле. Тем самым получает обоснование традиционная оболочечная модель. Негеле сравнил одночастичные волновые функции, полученные при расчёте ядра ^{40}Ca методом Хартри-Фока, с осцилляторными волновыми функциями. Оказалось, что варьируя осцилляторный параметр, можно обеспечить почти полное перекрытие волновых функций (97%). Ещё большее перекрытие получается, если использовать одночастичный потенциал типа Вудса-Саксона. Важно, однако, отметить, что потенциал оказывается разным для нуклонов, находящихся в различных состояниях, что является следствием не-локальности самосогласованного поля. Это обстоятельство, видимо, должно учитываться в расчётах по оболочечной модели. Необходимость введения в расчёт нескольких потенциалов приводит к большому числу свободных параметров. Можно пытаться ввести феноменологически зависимость потенциала от параметров состояния нуклонов. Именно такой подход был осуществлён в расчётах Элтона и Свифта /32/, рассматривавших пространственное распределение нуклонов в изотопах ^{40}Ca и ^{48}Ca . Эти авторы использовали потенциал вида:

$$V(r) = -V_0 \cdot \phi(r) + V_{so} \left(\frac{\hbar}{m_{\pi} c} \right)^2 \cdot \frac{1}{r} \cdot \frac{d\phi(r)}{dr} \vec{l} \vec{s} + V_c, \quad (I.23)$$

$$\phi(r) = \left[1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right) \right]^{-1}.$$

Здесь V_0 , V_{so} , V_c - центральный, спин-орбитальный и кулоновский потенциалы. В ранних работах параметры V_0 и V_{so} принимались одинаковыми для всех уровней. Позднее, однако, была введена зависимость центрального потенциала от энергии E состояния:

$$V_0 = 39 - 0,64E + 0,89 \frac{Z}{A^{1/3}} + 25 \frac{N-Z}{A}, \quad \text{МэВ.} \quad (I.24)$$

Здесь введена также зависимость от $N-Z$ и A , причём считается, что радиальная зависимость члена симметрии та же, что и центрального потенциала - предположение довольно произвольное. Далее параметры потенциала варьировались с тем, чтобы описать наилучшим образом данные по рассеянию электронов и одновременно получить правильные значения энергий отделения протонов (результаты p_2p эксперимента) и энергию связи последнего нейтрона. Результаты расчёта приведены в таблице 3. Эти расчёты предсказывают значительное увеличение с.к. радиуса нейтронного распределения (на 0,36 ферми) при переходе от ^{40}Ca к ^{48}Ca .

Ещё большее различие между нейтронными и протонными распределениями следует из расчётов Батти и Гринлиса /33/. В этих расчётах потенциал также задавался в форме (I.23), однако параметры протонного и нейтронного потенциалов были независимы. Кроме того, независимыми были радиальные параметры центрального и спин-орби-

тального потенциалов. Нелокальность потенциала в этих расчётах во внимание не принималась. Таким образом, в расчёт входили 12 свободных параметров, для определения которых использовались экспериментальные значения энергии возбуждённых состояний ядер. Как видно из таблицы 3, значения с.к.р. распределения протонов в этом случае хорошо согласуются с экспериментальными.

Сравнивая расчёты по одночастичной модели с расчётами по методу Хартри-Фока, можно отметить следующее. По духу эти два подхода близки. Расчёт в рамках одночастичной модели проще, но в нём используется больше свободных параметров, к тому же меняющихся от ядра к ядру, либо делаются довольно произвольные предположения о зависимости потенциала от ядерных характеристик.

Кроме рассмотренных выше методов для расчёта пространственного распределения нуклонов используют ещё "макроскопические" методы, в которых волновая функция индивидуальных нуклонов вообще не фигурирует. Одним из таких методов является метод Томаса-Ферми. В этом случае, как и в методе Хартри-Фока, минимизируется энергия системы с помощью уравнения типа (I.19). Однако при вычислении первого члена, описывающего кинетическую энергию, используется приближение плоских волн. Это даёт:

$$\int \hat{T} \rho(r) dr \approx \rho^{5/3}. \quad (I.25)$$

Теперь энергия системы зависит только от плотностей $\rho(r)$, $\rho(r_1, r_2)$ и NN потенциала. В результате процесса минимизации энергии находятся параметры плотности распределения протонов и нейтронов. Несмотря на приближённый характер этих расчётов, ме-

тод Томаса-Ферми может быть использован для оценки относительно-го изменения плотностей нуклонов, например, при переходе от од-ного изотопа к другому. В таблице 3 приведены результаты двух расчётов /34,35/, отличающиеся различным типом использованных NN потенциалов. Расчёты по методу Томаса-Ферми приводят к от-носительно небольшой величине разности с.к.р.распределений ней-тронов и протонов в ядрах ^{48}Ca и ^{208}Pb .

Наконец, можно упомянуть ещё один "макроскопический" метод - гидродинамическую модель. В этой модели определяется минимум суммы кулоновской энергии и энергии симметрии, поскольку именно отношение этих двух величин определяет разницу в распределении протонов и нейтронов:

$$E = \frac{Z}{2} \int \tilde{\rho}_p(r) V_c(r) dr + \frac{1}{2} b_{\text{sym}} \int \frac{(Z \tilde{\rho}_p(r) - N \tilde{\rho}_n(r))^2}{A \tilde{\rho}_m(r)} dr. \quad (\text{I.26})$$

Здесь $\tilde{\rho}_{p,n}$ - эффективные плотности, учитывающие конечные разме-ры нуклонов:

$$\tilde{\rho}_{p,n}(r) = \int \rho_{p,n}(r) \rho'_p(r-r') dr', \quad (\text{I.27})$$

где $\rho'_p(r)$ - распределение заряда в протоне.

$$A \tilde{\rho}_m(r) = Z \tilde{\rho}_p(r) + N \tilde{\rho}_n(r), \quad (\text{I.28})$$

$b_{\text{sym}} = 50$ Мэв - коэффициент, взятый из полуэмпирической формулы масс, V_c - кулоновский потенциал.

Минимизация выражения (I.26) при условии постоянства объёма, за-нимаемого нуклонами, приводит к следующему результату /36/:

$$Z \tilde{\rho}_p(r) - N \tilde{\rho}_n(r) = \tilde{\rho}_m(r) \left[(Z - N) + \frac{A}{2 b_{\text{sym}}} (\bar{V}_c - V_c(r)) \right], \quad (\text{I.29})$$

$$\bar{V}_c = \int \tilde{\rho}_m(r) V_c(r) dr .$$

Поскольку $\tilde{\rho}_p(r) = \rho_{зар.}(r)$ известна из эксперимента, то итерацией можно определить $\tilde{\rho}_n(r)$. Результаты такого расчёта приведены в таблице 3. Гидродинамическая модель предсказывает несколько меньший радиус распределения нейтронов по сравнению с протонным.

§ 3. Распределение заряда в ядрах.

Точность экспериментальных методов

Основная информация о распределении заряда в ядрах получена при исследовании упругого рассеяния электронов, а также рентгеновского излучения μ^- -атомов. Результаты этих исследований изложены в многочисленных обзорах /18,40-55/. Здесь мы остановимся лишь на вопросах, связанных с точностью извлекаемой из эксперимента информации о распределении протонов, причём, как и в предыдущем разделе, ограничимся рассмотрением устойчивых сферических ядер типа ^{40}Ca , ^{48}Ca , ^{208}Pb . Заметим, что погрешности в параметрах зарядового распределения существенны не только при обсуждении пространственного распределения протонов, они влияют также на точность измерения распределения нейтронов. Действительно, информация о распределении нейтронов получается в опытах с сильно взаимодействующими частицами. Фактически, из этих опытов извлекаются параметры распределения материи $\rho_m(r)$. Параметры же нейтронного распределения находятся в результате вычитания (иногда завуалированного): $N\rho_n(r) = A\rho_m(r) - Z\rho_p(r)$. Таким образом, ошибки в зарядовом распределении автоматически переносятся в

ошибки в распределении нейтронов. Более того, при нахождении разности протонного и нейтронного распределений ошибка удваивается: $\rho_n(r) - \rho_p(r) \approx \rho_m(r) - 2\rho_p(r)$.

Если, к примеру, ошибка с.к.р. протонного распределения составляет всего лишь 1% (0,054 ферми для Pb), то ошибка в разности $\Delta = \langle r^2 \rangle_n^{1/2} - \langle r^2 \rangle_p^{1/2}$ будет 0,11 ферми, что уже сравнимо с ожидаемым эффектом (таблица 3). А ведь ещё нужно добавить ошибку адронного эксперимента! Как правило, статистические ошибки в опытах по рассеянию частиц на ядрах малы, и погрешность определяется систематическими ошибками, связанными с неопределённостями в теоретической интерпретации экспериментальных данных.

В опытах с лептонами имеются два обстоятельства, благодаря которым неопределённости в теоретической интерпретации экспериментальных результатов могут быть сведены к минимуму. Во-первых, относительная слабость взаимодействия лептона с ядрами позволяет представить процесс взаимодействия как движение лептона в электростатическом потенциале, создаваемом зарядом ядра. Во-вторых, существует точное уравнение, описывающее это движение. К тому же разработанный Элтоном /18/ релятивистский метод парциальных волн позволяет с помощью ЭВМ получить решение этого уравнения с любой заданной точностью.

Итак, решается уравнение Дирака для статического поля:

$$[-i\hbar c \hat{\alpha} \nabla + \beta mc^2 + V(\vec{r}) - E] \Psi(\vec{r}) = 0, \quad (I.30)$$

где β и $\hat{\alpha}$ - компоненты четырёхмерной матрицы, а $V(\vec{r})$ - электростатический потенциал, создаваемый распределённым в ядре зарядом:

$$V(\vec{r}) = \langle 0 | \sum_{i=1}^A \nu |\vec{r}_i - \vec{r}| | 0 \rangle = Z e^2 \int \frac{\rho_{\text{зар.}}(\vec{r}') d^3 r'}{|\vec{r} - \vec{r}'|}, \quad (\text{I.31})$$

где $\nu |\vec{r}_i - \vec{r}|$ - потенциал взаимодействия между лептоном и i -ым нуклоном. Обычная схема решения состоит в том, что задаётся форма $\rho_{\text{зар.}}(r)$, например, трёхпараметрическим ферми-распределением, и из сравнения с экспериментальными данными определяются параметры этого распределения. При обсуждении точности извлекаемой таким образом информации о распределении протонов в ядре необходимо ответить на следующие два вопроса:

1. В какой мере правомерно сведение процесса взаимодействия лептона с ядром к движению в электростатическом потенциале?
2. Сколь велика зависимость получаемых параметров зарядового распределения (в частности $\langle r^2 \rangle_{\text{зар.}}^{1/2}$) от выбора формы этого распределения?

В задаче рассеяния электронов на ядрах возможными поправками к расчётным сечениям, получаемым в результате решения уравнения Дирака, являются радиационные и дисперсионные поправки.

Радиационные поправки не малы, однако они могут быть точно учтены /56,57/ с помощью следующих соотношений, описывающих суммарный вклад диаграмм, представленных на рис.9:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{экср.}} \cdot e^{-\delta_1} (1 - \delta_2), \quad (\text{I.32})$$

$$\delta_1 = \frac{2\alpha}{\pi} \left(\ln \frac{q^2}{m^2 c^2} - 1 \right) \ln \frac{\Delta E}{E}, \quad (\text{I.33})$$

$$\delta_2 = -\frac{2\alpha}{\pi} \cdot \frac{13}{12} \left(\ln \frac{q^2}{m^2 c^2} - 1 \right) + \frac{17}{36} + \frac{\pi^2}{12} - \frac{\alpha_2(\cos \frac{1}{2} \theta)}{2}, \quad (I.34)$$

$$\alpha_2(x) = -\int_0^x \frac{\ln(1-\varepsilon)}{\varepsilon} d\varepsilon, \quad (I.35)$$

где $\frac{\Delta E}{E}$ - разрешение спектрометра, q - переданный импульс, m - масса электрона.

Если $\frac{\Delta E}{E} = 10^{-2}$, то в обычно измеряемом диапазоне $q = (150 \div 500)$ Мэв/с величина δ_1 меняется от $\delta_1 = -0,22$ до $\delta_1 = -0,27$. Таким образом, радиационная поправка сводится, в основном, к перенормировке сечений, что мало сказывается на радиальных параметрах зарядового распределения.

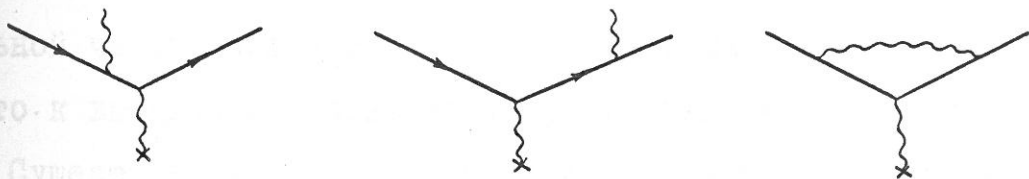


Рис.9. Радиационные процессы, учитываемые в задаче рассеяния электронов на ядрах.

Дисперсионные поправки связаны с виртуальным возбуждением ядра (рис.10). Вклад от возбуждения некоторых ядерных состояний может быть оценён по известным сечениям неупругого рассеяния электронов /42/. Полная же величина поправки может быть вычислена лишь приближённо, причём в таких расчётах ядро описывается какой-либо простой моделью. Исследованию этого вопроса посвя-

щено большое число работ /58-62/. Общее заключение авторов сводится к тому, что, по крайней мере, в случае рассеяния электронов на ядрах с заполненными оболочками дисперсионные поправки к дифференциальным сечениям несущественно влияют на параметры зарядового распределения. Как показано в работе /59/, при рассеянии на ^{40}Ca электронов с энергией 750 Мэв дисперсионные поправки могут быть эффективно учтены добавлением к кулоновскому потенциалу небольшой мнимой части: $U(r) = V(r) + iW(r)$, $W \approx 20$ кэв, тогда как $V \approx 10$ Мэв. Появление мнимой части увеличивает непрозрачность ядра, и, следовательно, приводит к углублению дифракционных минимумов (рис. II). Однако изменение сечений в минимумах слабо влияет на параметры зарядового распределения - они более чувствительны к угловому положению минимумов. На другом языке, параметры зарядового распределения определяются, в основном, реальной частью оптического потенциала, мнимая же часть приводит просто к выбыванию частиц из упругого канала.

Существует и экспериментальное доказательство отсутствия серьёзного влияния дисперсионных поправок на параметры зарядового распределения, определяемые в опытах по рассеянию электронов. Здесь имеется в виду сопоставление данных, полученных при различной энергии электронов, а также данных из анализа μ -атомных спектров. Вклад дисперсионных поправок в этих случаях должен быть различным. Оценка показывает, что сдвиг $K\alpha_1$ линии в μ -атоме ^{40}Ca из-за дисперсионной поправки не превышает 0,2 кэв ($E(K\alpha_1) = 784$ кэв). В таблице 4 приведена энергия $2P_{3/2} - 1S_{1/2}$ - атомного перехода в ^{40}Ca и ^{48}Ca , измеренная экспери-

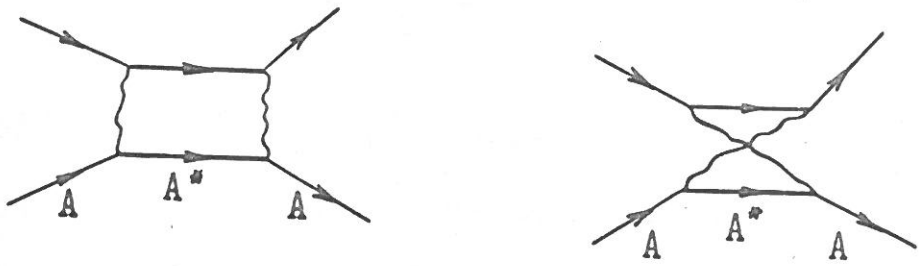


Рис. IО. Рассеяние электронов с виртуальным возбуждением ядра в промежуточном состоянии (дисперсионные поправки).

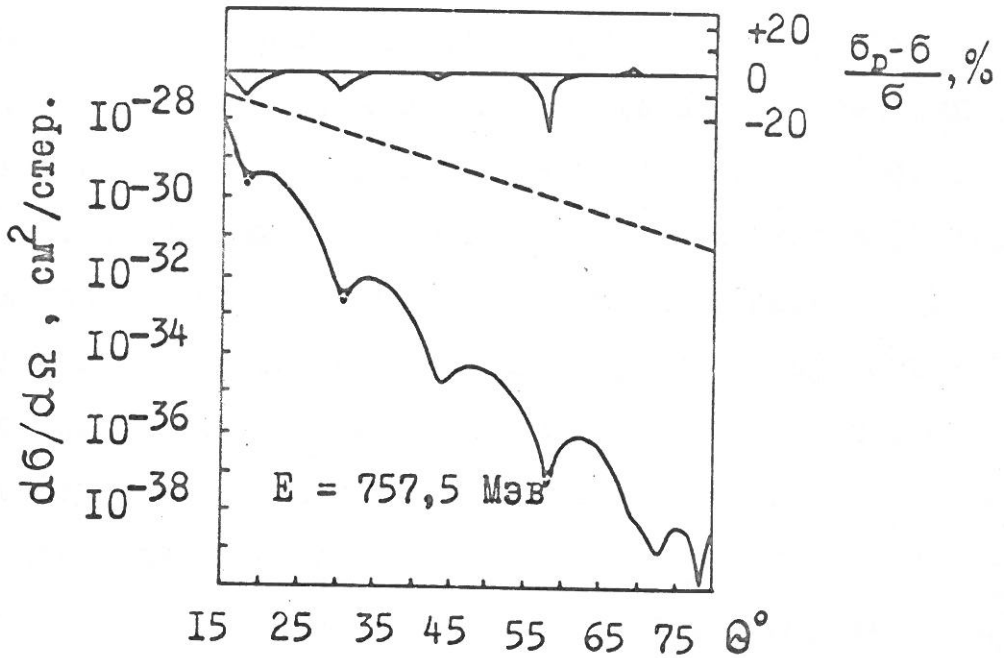


Рис. II. Влияние дисперсионных поправок на дифференциальное сечение упругого рассеяния электронов на ядре ^{40}Ca , $E_e = 750$ Мэв.

- - расчёт с использованием трёхпараметрического ферми-распределения заряда без учёта дисперсионных поправок σ_{159} , $\sigma(\theta)$,
- - расчёт с учётом дисперсионных поправок, $\sigma_D(\theta)$.

В верхней части рисунка показана относительная разность рассчитанных таким образом сечений.

ментально /63/ и рассчитанная с использованием распределения заряда, полученного в опытах по рассеянию электронов /29/. Как видим, наблюдается хорошее согласие между электронными и мюонными данными. Этот же вывод следует и из сравнения с мюонными данными работы /64/ (таблица 5). В таблице 6 приведён результат анализа экспериментов при $E_e = 250$ и 500 Мэв. Наблюдаемый разброс в значениях с.к.р. ($\pm 0,03$ ферми), по-видимому, и характеризует точность метода. Важно отметить, что погрешность в относительных измерениях параметров зарядового распределения намного меньше. Так разность с.к.р. зарядовых распределений в ^{40}Ca и ^{48}Ca в обеих сериях оказалась одинаковой. Как видно из таблицы 5, мюонные данные, хотя и согласуются с электронными, но не улучшают существенно точности определения с.к.р. — единственного параметра, который может быть определён из анализа рентгеновского спектра μ -атома ^{40}Ca . Однако такая ситуация характерна лишь для лёгких и средних ядер ($Z < 40$). С ростом Z чувствительность энергий рентгеновских переходов к размерам ядра резко возрастает. В результате, например, в случае ^{208}Pb , мюонный метод обеспечивает значительно большую точность в определении с.к.р. и других моментов зарядового распределения, чем рассеяние электронов, причём меньшими оказываются не только статистические ошибки, но и теоретические неопределённости. Действительно, современная техника позволяет измерить энергию рентгеновских линий с точностью $10^{-4} \div 10^{-5}$, что в принципе, позволяет определить с.к.р. с точностью $0,01\%$! (таблица 7). Что касается теоретического анализа, то и здесь оказался возможным более корректный, чем в случае

Таблица 4

Сравнение энергии $K\alpha_1$ μ -атомного перехода, рассчитанной по данным электрон-ядерного рассеяния и измеренной экспериментально /63/

Изотоп	E, $\Delta E(K\alpha_1)$, кэВ	
	рассеяние электронов	μ -атом
^{40}Ca	$783,8 \pm 2$	$784,05 \pm 0,16$
$^{40}\text{Ca} - ^{42}\text{Ca}$	$0,82 \pm 0,40$	$0,69 \pm 0,06$
$^{40}\text{Ca} - ^{44}\text{Ca}$	$0,61 \pm 0,37$	$0,89 \pm 0,05$
$^{40}\text{Ca} - ^{48}\text{Ca}$	$-0,54 \pm 0,35$	$-0,47 \pm 0,12$

Таблица 5

Радиусы половинной плотности и с.к.р. зарядового распределения в ^{40}Ca , полученные из мюонных данных /64/ при различных предположениях о величине диффузного слоя, ферми

	R	$\langle r^2 \rangle_{\text{зар.}}^{1/2}$	Рассеяние электронов /29/
$t = 1$	$4,319 \pm 0,074$	$3,451 \pm 0,056$	$R = 3,60 \pm 0,03$
$t = 2$	$3,900 \pm 0,082$	$3,458 \pm 0,056$	$t = 2,50 \pm 0,15$
$t = 3$	$3,125 \pm 0,096$	$3,479 \pm 0,053$	$\langle r^2 \rangle_{\text{зар.}}^{1/2} = 3,49 \pm 0,03$

Таблица 6
 Параметры зарядового распределения в ядрах ^{40}Ca и ^{48}Ca

Ядро	R	α	W	t	$\langle r^2 \rangle_{\text{зар.}}^{1/2}$	$\Delta R/R$	$\Delta \alpha/\alpha$	ΔW	$\Delta t/t$	$\frac{\langle r^2 \rangle_{\text{зар.}}^{1/2}}{\langle r^2 \rangle_{40}^{1/2}}$	$\frac{\Delta A^{1/3}}{40^{1/3}}$
	ферми	ферми	-	ферми	ферми	%	%	-	%	%	%
1 ^{40}Ca	3,725	0,591	-0,169	2,77	3,452	-	-	-	-	-	-
2 ^{48}Ca	3,818	0,521	-0,124	2,48	3,444	2,5	-11,9	0,045	-10,4	-0,3	6,27
3 ^{40}Ca	3,697	0,587	-0,083	2,67	3,526	-	-	-	-	-	-
4 ^{48}Ca	3,797	0,534	-0,048	2,42	3,517	2,7	-9,0	0,035	-9,5	-0,3	6,27
5 ^{40}Ca	3,6758	0,5851	-0,1017	2,681	3,4869	-	-	-	-	-	-
6 ^{48}Ca	3,7444	0,5255	-0,03	2,351	3,4762	1,87	-10,19	0,0717	-12,28	-0,31	6,27

В строках 1,2 и 3,4 приведены параметры, полученные, соответственно, при $E_e = 250$ Мэв и $E_e = 500$ Мэв. В строках 5,6 приведены результаты совместной обработки этих сечений.

Таблица 7

Энергия рентгеновских линий μ -атома ^{208}Pb

	Энергия перехода, кэВ эксперимент /65/	Энергия перехода, кэВ эксперимент /66/	Изменение энергии переходов при изменении с.к.р. на 1%, кэВ расчёт
2P $1/2$ - IS $1/2$	5777,91 \pm 0,40	5778,50 \pm 0,50	47
2P $3/2$ - IS $1/2$	5962,77 \pm 0,42	5963,30 \pm 0,50	50
2S $1/2$ - 2P $3/2$	1030,44 \pm 0,17	1031,18 \pm 0,46	6
2S $1/2$ - 2P $1/2$	1215,43 \pm 0,26	1216,15 \pm 0,78	3
3d $5/2$ - 2P $1/2$	2500,33 \pm 0,04	2500,34 \pm 0,19	7,6
3d $3/2$ - 2P $1/2$	2642,11 \pm 0,04	2641,94 \pm 0,20	7,5
2P $3/2$		4630,31 \pm 0,24	5,3
2P $1/2$		4815,11 \pm 0,28	7,6

рассеяния электронов, учёт, практически, всех поправок к решению уравнения Дирака (таблица 8). Основная поправка связана с поляризацией вакуума (в опытах с рассеянием электронов эта поправка до сих пор во внимание не принималась). Однако основная неопределённость связана с дисперсионной поправкой, хотя в данном случае удаётся оценить эту поправку и указать возможные ошибки. (При анализе электронных данных ситуация значительно более неопределённая). Наконец, важным обстоятельством является возможность получения из анализа мюонных данных ряда моментов распределения заряда без привлечения модели для описания $\rho_{зар}(r)$. Такой анализ недавно был выполнен Фордом и Ринкером /68/. Их результаты приведены на рис.12. В данном случае определялись так называемые обобщённые моменты:

$$R_k = \left[\frac{3}{k+3} \int r^k \cdot e^{-\alpha r} \rho(r) d^3 r \right]^{1/k}. \quad (I.36)$$

Как видно из рис.12, точность определения моментов R_k оказывается очень высокой ($\sim 0,1\%$). Что касается определения функции $\rho_{зар}(r)$, то ясно, что по конечному числу моментов распределения нельзя восстановить однозначно само распределение. Это было продемонстрировано самими авторами /68/, показавшими, что совершенно различные функции $\rho_{зар}(r)$ могут одинаково хорошо описывать мюонные данные (рис.13). Проблема неоднозначности извлекаемого из эксперимента распределения заряда существует и при интерпретации электронных данных. Обычно при фитировании этих данных задают $\rho_{зар}(r)$ в виде параметризованной ферми-функции. Ясно, что этот класс функций не единственно возможный. Ещё в ранних работах, посвящённых анализу данных по рассеянию электронов на

Таблица 8
 Вклад различных поправок в энергию мюонных уровней в ^{208}Pb , кэВ /67/

	$1S_{1/2}$	$2S_{1/2}$	$2P_{1/2}$	$2P_{3/2}$
Поляризация вакуума I-ый порядок ($\alpha Z\alpha$)	67,146	19,353	32,355	29,814
Поляризация вакуума ($\alpha^2 Z\alpha$)	0,65		0,29	0,26
Поляризация вакуума $\alpha(Z\alpha)^3$	-0,45		0,28	-0,26
Поляризация вакуума ($\pi^+ \pi^-$)	0,02			
Суммарная поправка на поляризацию вакуума	$67,36 \pm 0,5$	$19,35 \pm 0,3$	$32,37 \pm 0,3$	$29,81 \pm 0,3$
Лэмбовский сдвиг (с учётом поляризации вакуума с образованием $\mu^+ \mu^-$ и поправки на аномальный магнитный момент мюона)	$-2,99 \pm 0,41$	$-0,72 \pm 0,7$	$-0,35 \pm 0,27$	$-0,69 \pm 0,23$
Поляризация ядра (дисперсионная поправка)	$6,0 \pm 1,0$	$1,2 \pm 0,7$	$1,9 \pm 0,3$	$1,9 \pm 0,3$

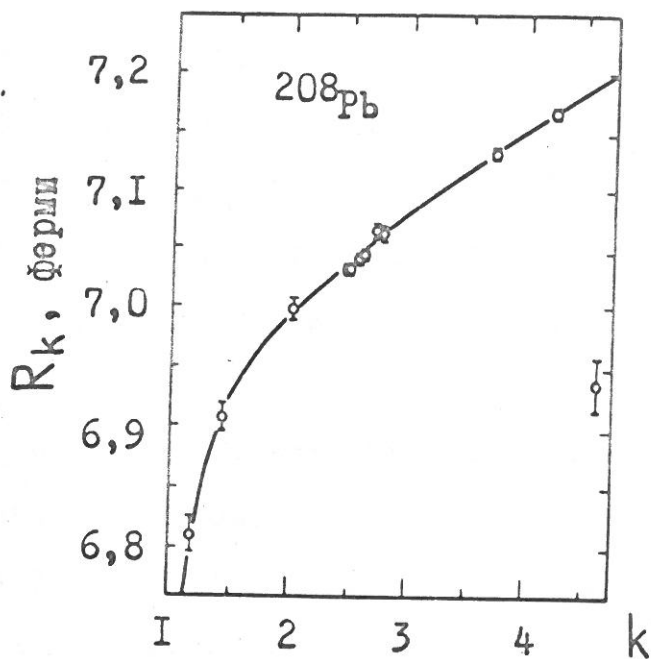


Рис.12. Обобщённые моменты $R_k = \langle r^k \cdot e^{-ar} \rangle^{1/k} \cdot \frac{3}{k+3}$, $a = 0,17$ фм, определённые из анализа μ -атомных спектров ^{208}Pb /68/.

Сплошная кривая соответствует феноменологической плотности $\rho_{\text{зар}}(r)$, полученной из анализа данных по рассеянию электронов.

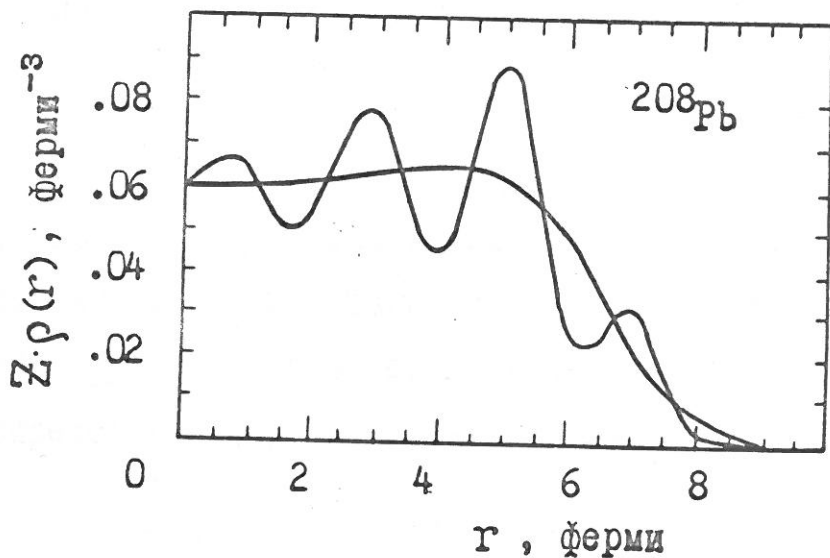


Рис.13. Зарядовые плотности, совместимые с мюонными данными.

Результаты анализа Форда и Ринкера /68/.

ядрах /18/, было опробовано несколько "не противоречащих здравому смыслу" функциональных форм и показано, что, по крайней мере, один момент зарядового распределения - $\langle r^2 \rangle_{зар}^{4/2}$ - довольно устойчив ($\pm 1\%$). Устойчивость других моментов распределения при этом не исследовалась. Параметры же R , a , W целиком зависят от выбора модели распределения. С другой стороны, совершенно очевидно, что дифференциальные сечения, измеренные в большом диапазоне переданных импульсов, содержат информацию больше, чем об одном параметре зарядового распределения. В связи с этим в последние годы начали интенсивно развиваться так называемые безмодельные методы анализа электронных данных. На самом деле, полностью отказаться от каких-либо предположений о характере $\rho_{зар}(r)$ не удаётся, тем не менее эти методы являются намного более общим подходом, чем использованные ранее. Так Фридрих и Ленц /69/ при анализе полученных ими дифференциальных сечений рассеяния электронов с энергией 124 и 167 Мэв на ^{208}Pb использовали разложение $\rho_{зар}(r)$ по сферическим оболочкам:

$$\rho_{зар}(r) = \sum_{i=1}^N p_i \delta(r - R_i) : R_i^2, \quad (I.37)$$

где $N \approx 10$.

Произвольно фиксируя p_i , они находили R_i , обеспечивающие наилучшее описание $d\sigma/d\Omega$. Таким образом они нашли около 600 распределений $\rho_{зар}(r)$, удовлетворительно описывающих $d\sigma/d\Omega$.

В каждом распределении определялись моменты:

$$M_k = \left[\int \rho(r) r^k d^3r \right]^{1/k}. \quad (I.38)$$

Затем определялись средние по распределениям значения \overline{M}_K и $\overline{\Delta M}_K$.

Оказалось, что проанализированные данные обеспечивают минимальную ошибку при $K = 0,5$ ($\frac{\Delta M_{0.5}}{M_{0.5}} = 0,9\%$). С увеличением ошибки возрастает ($\frac{\Delta M_2}{M_2} = 1,8\%$). В результате получено $\langle r^2 \rangle_{зар.}^{1/2} = (5,49 \pm 0,09)$ ферми. Заметим, что приведённая здесь ошибка в

значительной мере отражает низкую точность использованных в данном анализе экспериментальных данных. В других работах сечение измерено с ошибками в 3-5 раз меньшими. Самый полный и, по-видимому, точный анализ зарядового распределения в ^{208}Pb был недавно выполнен Фрайером и Негеле /67/. Эти авторы предложили искать

$\rho_{зар.}(r)$ в виде разложения:

$$\rho_{зар.}(r) = \rho_0(r) + \delta\rho(r), \quad (\text{I.39})$$

$$\delta\rho(r) = \frac{1}{r} \sum_{N=1}^L C_N \sin\left(\frac{N\pi}{R} r\right), \quad R \leq 11 \text{ ферми}, \quad (\text{I.40})$$

$$\rho_{зар.}(r) = 0 \text{ при } R > 11 \text{ ферми.}$$

Здесь $L = 11$ - максимальное значение N - установлено на основании следующих соображений: во-первых, при достигнутых в эксперименте значениях $q \leq 3$ ферми⁻¹ нельзя получить информацию о более высоких гармониках, во-вторых, теория квантовых флуктуаций ядерной плотности не допускает осцилляций с длиной волны, меньшей $\lambda = \frac{\pi}{K_F} \approx 2,2$ ферми. В качестве "затравочной" функции $\rho_0(r)$ принималось ферми-распределение. Затем в результате фитирования экспериментальных данных определялись коэффициенты C_N . Эта процедура допускает итерацию, на каждом этапе которой изменяется $\rho_0(r)$: $\rho_0^{(i)}(r) + \delta\rho^{(i)}(r) = \rho_0^{(i+1)}(r)$. В данном анализе

использовались, практически, все известные электронные и мюонные данные, дифференциальные сечения, измеренные при энергии электронов 52,9 Мэв /70/, 124,0 Мэв /69/, 167,0 Мэв /69/, 248,2 Мэв /71/, 502,0 Мэв /71/, а также приведённые в таблице 7 данные по атомным спектрам /66/ ($2P_{3/2} - 1S_{1/2}$, $2P_{1/2} - 1S_{1/2}$, $2S_{1/2} - 2P_{3/2}$, $2S_{1/2} - 2P_{1/2}$ и энергия уровней $P_{3/2}$ и $P_{1/2}$).

Полученное в результате анализа распределение $\rho_{зар.}(r)$ приведено на рис.14. Видно, что включение мюонных данных существенно уменьшает ошибки. Кроме того, заметно некоторое систематическое расхождение между электронными и мюонными данными. Фрайер и другие указывают, что расхождение полностью снимается, если перенормировать дифференциальные сечения при 248 Мэв (на 2,5%) и 502 Мэв (на 5%). Они считают, что этот эффект может быть результатом пренебрежения поляризацией вакуума при рассеянии электронов. Полученное зарядовое распределение находится в хорошем соответствии с результатами расчётов по Хартри-Фоку. Что касается средне-квадратичного радиуса, то его величина оказалась равной

$$\langle r^2 \rangle_{зар.}^{1/2} = (5,5024 \pm 0,0011) \text{ ферми.}$$

Здесь приведена только статистическая ошибка. (Заметим, что при использовании одних электронных данных ошибка составляет $\pm 0,012$ ферми). С учётом возможных ошибок в теоретическом анализе

$$\langle r^2 \rangle_{зар.}^{1/2} = (5,502 \pm 0,006) \text{ ферми.}$$

Фантастическая точность! Пока что она реализована только в случае ядра ^{208}Pb , но, тем не менее, это является яркой демонстрацией возможностей современных экспериментальных и теоретических методов исследования распределения заряда в ядрах.

Имея функцию распределения зарядовой плотности, можно, используя (I.5), перейти к распределению протонов в ядре. Однако, дело обстоит несколько сложнее. Недавно Берточчи и др. /72/ в связи с обсуждением экспериментальных данных по рассеянию электронов на ^{40}Ca и ^{48}Ca показали, что определённый вклад в дифференциальное сечение даёт рассеяние на нейтронах. Во-первых, должен быть учтён нейтронный форм-фактор. Это приводит к изменению формулы (I.5), определяющей зарядовую плотность:

$$Z\rho_{\text{зар}}(\vec{r}) = Z \int \rho_p(\vec{r}) \rho'_p(\vec{r}-\vec{r}') d\vec{r}' + N \int \rho_n(\vec{r}) \rho'_n(\vec{r}-\vec{r}') d\vec{r}'. \quad (\text{I.41})$$

Отсюда, в частности, следует, что

$$\langle r^2 \rangle_{\text{зар}} = \langle r^2 \rangle_p + \langle r^2 \rangle'_p + \frac{N}{Z} \langle r^2 \rangle'_n. \quad (\text{I.42})$$

$\rho'_n(r)$ может быть представлена в виде разности двух экспонент

$$\rho'_+(r) = e^{-a+r} \quad \text{и} \quad \rho'_-(r) = e^{-a-r}, \quad (\text{I.43})$$

причём плотность отрицательного заряда спадает несколько медленнее, так что

$$\langle r^2 \rangle'_n = \langle r^2 \rangle_+ - \langle r^2 \rangle_- = -0,12 \text{ ферми}^2. \quad (\text{I.44})$$

Учёт поправки на нейтронный форм-фактор приводит к уменьшению с.к.р. распределения заряда $\langle r^2 \rangle_{\text{зар}}^{1/2}$, определённого в опытах с электронами и мюонами на 0,015 ферми в ^{40}Ca и на 0,021 ферми в ^{48}Ca . Ещё одна поправка возникает в том случае, когда нейтроны не полностью заполняют оболочку. Например, в ^{48}Ca заполнена оболочка $f_{7/2}$, но не заполнена оболочка $f_{5/2}$. Поэтому возникает спин-орбитальное взаимодействие между электроном и нейтронами, приводящее к уменьшению с.к.р. эффективного зарядового

Рис.14. Распределение заряда в ^{208}Pb , полученное из модельного независимого анализа Фрайера и Негеле /67/.

Пунктирная кривая - результат анализа только электронных данных, сплошная кривая - результат совместного анализа электронных и мюонных данных. Указан коридор ошибок (статистических).

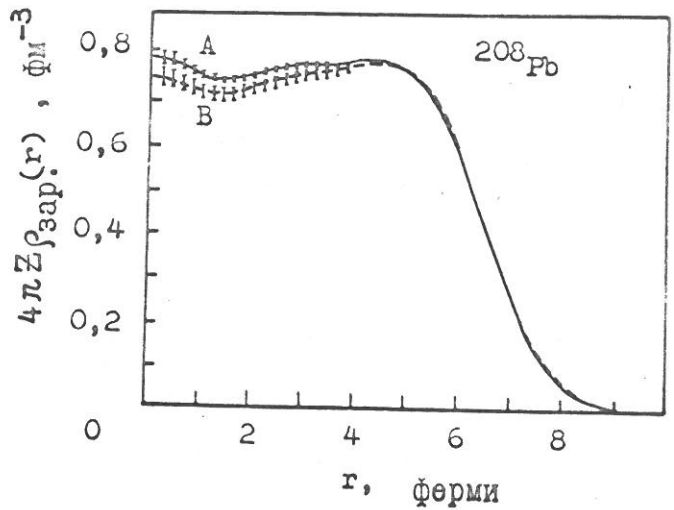
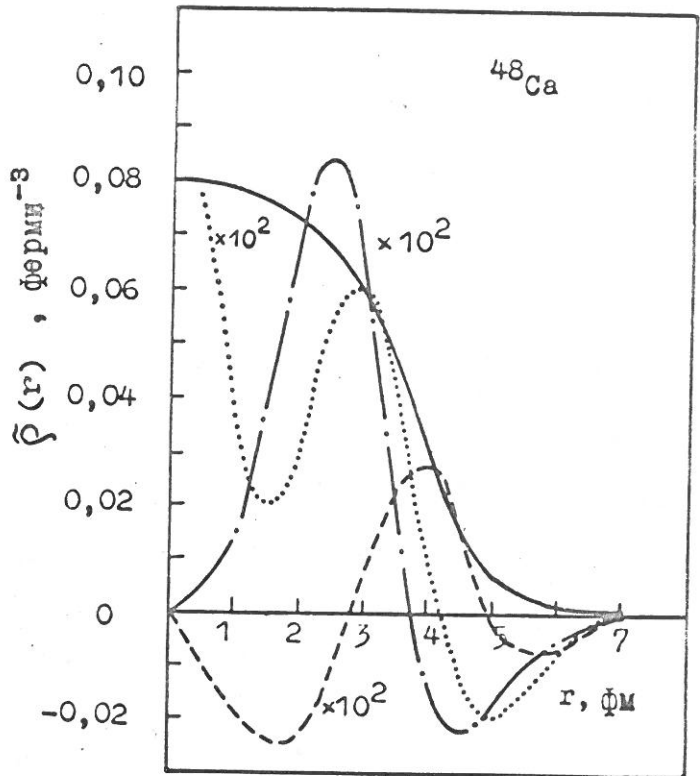


Рис.15. Вклад в измеряемую зарядовую плотность, обусловленный взаимодействием электронов с нейтронами.

— зарядовая плотность, определяемая в опытах по рассеянию электронов на ядрах,
 вклад в $Z\rho_{зар}(r)$, обусловленный фактором нейтронов ядра,

- - - вклад в $Z\rho_{зар}(r)$, обусловленный фактором нейтронов $f_{7/2}$ оболочки,

---- вклад в $Z\rho_{зар}(r)$, обусловленный спин-орбитальным взаимодействием с нейтронами $f_{7/2}$ оболочки.



распределения ещё на $0,014$ ферми. Таким образом, общая поправка к величине с.к.р. зарядового распределения в ^{48}Ca составляет $0,035$ ферми. Как мы уже отмечали, поправка такой величины оказывается существенной при обсуждении вопроса о различии протонных и нейтронных распределений. На рис.15 показаны распределения плотности протонов в ^{48}Ca , а также вклад в эту плотность, обусловленный взаимодействием электронов с нейтронами. Вклад рассеяния на нейтронах в дифференциальные сечения особенно существен при больших Q . Так при $Q = 3$ ферми $^{-1}$ он составляет 60% от измеряемого сечения.

§ 4. Методы исследования пространственного распределения нейтронов в ядрах

Как уже отмечали, ситуация с измерением распределения нейтронов в ядрах далеко не так благополучна, как в случае измерения зарядовых распределений, причём основные проблемы здесь связаны с трудностью проведения корректного теоретического анализа экспериментальных данных. Здесь мы несколько подробнее остановимся на некоторых, наиболее широко используемых методах исследования распределения нейтронов.

А. Разность энергий изобар-аналоговых состояний

Бете ещё в 1938 году /73/ использовал разность масс зеркальных ядер ^{13}C - ^{13}N для определения зарядового радиуса этих ядер.

Впоследствии этот метод был вытеснен более точными методами,

обсуждавшимися в предыдущем разделе. Однако в последние годы интерес к исследованию изобар-аналоговых состояний резко возрос. Во-первых, это связано с тем, что, как оказалось, такие состояния существуют не только в лёгких ядрах, но и в средних и тяжёлых (T - хорошее квантовое число). Во-вторых, появились предложения использовать этот метод для определения с.к.р. распределения нейтронов. Разность энергий изобар-аналоговых состояний определяется, в основном, разностью кулоновских энергий этих состояний:

$$M_{Z>} = M_{Z<} + \Delta_c - \Delta_{pn} \quad (I.45)$$

Здесь $M_{Z>}$ и $M_{Z<}$ - массы ядер изобарической пары, соответственно, с большим и меньшим зарядом. Δ_c - разность кулоновских энергий изобар-аналоговых состояний. $\Delta_{pn} = 0,782$ Мэв - разность масс протона и нейтрона.

Основная информация о разностях энергий изобар-аналоговых состояний получена в реакциях перезарядки (p, n), (${}^3\text{He}, t$), в реакциях подхвата (p, d), (${}^3\text{He}, \alpha$) и стриппинга (${}^3\text{He}, d$), (α, t), а также при исследовании резонансов в упругом (p, p)-рассеянии.

В настоящее время исследованы десятки изотопов. Погрешность в определении Δ_c обычно не превышает 1%. На рис.16, взятом из обзора Нолена и Шиффера /1/, приведена сводка экспериментальных данных. Дальнейший анализ экспериментальных данных основан на следующем предположении: плотность распределения избыточного протона в аналоговом состоянии ядра $Z >$ совпадает с плотностью $\rho_{n_{ex}}(r)$ распределения внешних $N-Z <$ нейтронов в ядре $Z <$.

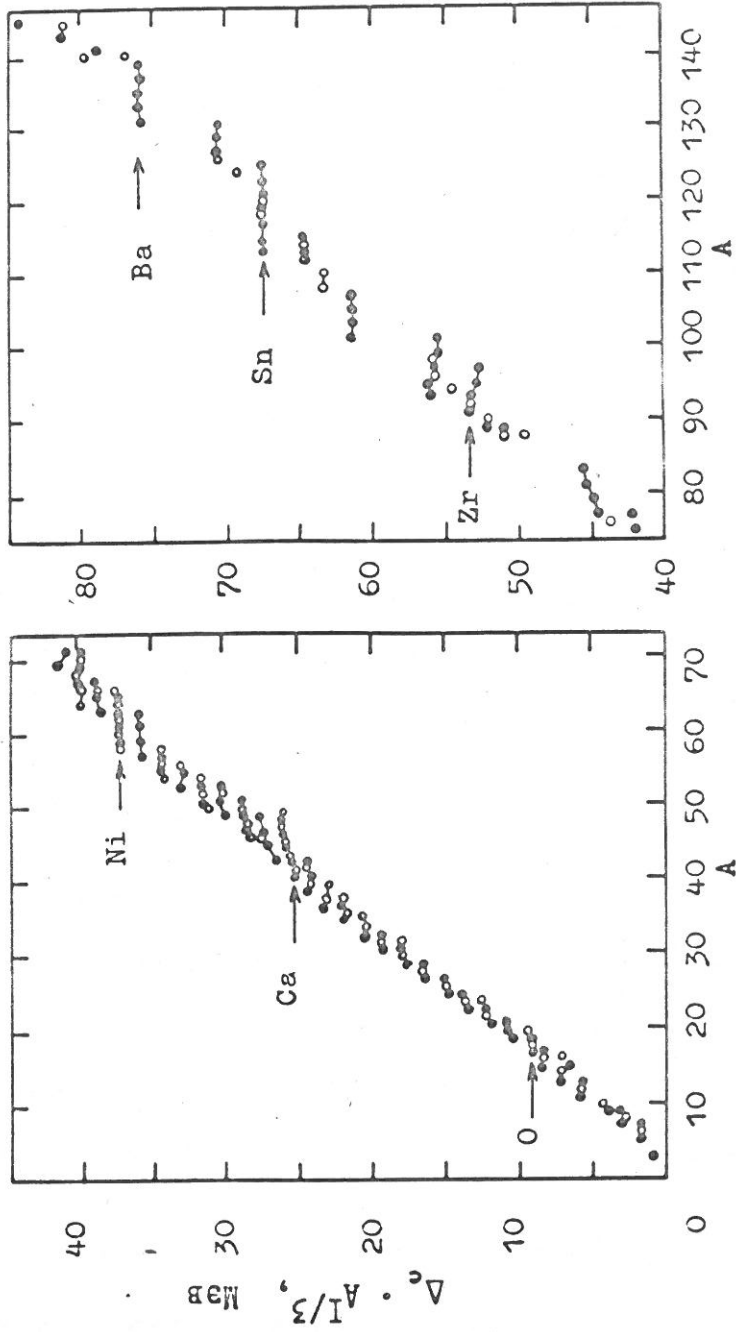


Рис.16. Разность энергий изобар-аналоговых состояний в различных ядрах. Линии соединяют точки, относящиеся к одному $Z <$. Открытые кружки соответствуют изотопам с целым T . В случае изотопов с нечетным $Z <$ введена поправка на спаривание ($120/2T$ кэВ).

$$\rho_{n_{ex}}(r) = \frac{1}{N - Z_{<}} [N\rho_n(r) - Z_{<}\rho_{n_c}(r)] . \quad (I.46)$$

Здесь $\rho_{n_c}(r)$ - плотность распределения нейтронов в коре ядра $Z_{<}$. Имеется в виду, что кор состоит из $Z_{<}$ протонов и $Z_{<}$ нейтронов. Тогда энергия взаимодействия внешнего протона с кулоновским потенциалом $V_c(r)$, создаваемым $Z_{<}$ протонами кора, опишется формулой:

$$\Delta_{cd} = \int V_c(r) \tilde{\rho}_{n_{ex}}(r) d^3r , \quad (I.47)$$

где $\tilde{\rho}_{n_{ex}}$ - плотность, учитывающая конечный размер нуклонов (см. I.27).

Потенциал $V_c(r)$ вычисляют, используя плотность $\rho_{зар}(r)$, полученную в опытах с электронами. Величину Δ_{cd} находят вычитанием из Δ_c ряда поправок:

$$\Delta_{cd} = \Delta_c - \Delta_{exch} - \Delta_{so} . \quad (I.48)$$

Здесь Δ_{exch} - поправка, учитывающая обменное взаимодействие избыточного протона с протонами кора, а Δ_{so} учитывает разницу в спин-орбитальном взаимодействии протона и нейтрона. Обе поправки вычисляются приближённо, в рамках какой-либо ядерной модели.

Величины поправок, например, в случае ${}^4I_{Ca} - {}^4I_{Sc}$ составляют

$$\frac{\Delta_{exch}}{\Delta_c} = -3,7\% , \quad \frac{\Delta_{so}}{\Delta_c} = -1,3\% .$$

Как показали Нолен и Шиффер, энергия Δ_{cd} , вычисляемая по формуле (I.47), в основном, чувствительна к $\langle \tilde{r}^2 \rangle_{n_{ex}}^{1/2}$ распределения $\tilde{\rho}_{n_{ex}}(r)$. Поэтому, задаваясь какой-либо "реалистической"

формой распределения $\tilde{\rho}_{nex}(r)$, куда $\langle \tilde{r}^2 \rangle_{nex}^{1/2}$ входит как параметр, можно из (I.47) определить этот параметр, что и является основным итогом такого анализа. Если далее предположить, что в коре распределения нейтронов и протонов совпадают, то, складывая величины $\langle \tilde{r}^2 \rangle_{nc}^{1/2}$ и $\langle \tilde{r}^2 \rangle_{nex}^{1/2}$ с соответствующим стат.весом, можно получить $\langle \tilde{r}^2 \rangle_n^{1/2}$. Некоторые из полученных в работе /I/ результатов приведены в таблице 9 и на рис. I7.

Таблица 9

Значения с.к.р. избыточных нейтронов $\langle \tilde{r}^2 \rangle_{nex}^{1/2}$ и с.к.р. распределения всех нейтронов, определённые из анализа /I/ разности энергий изобар-аналоговых состояний

Ядро	Δ_c	$\langle r^2 \rangle_{зар.}^{1/2}$	$\langle \tilde{r}^2 \rangle_{nex}^{1/2}$	$\langle \tilde{r}^2 \rangle_n^{1/2}$	$\langle \tilde{r}^2 \rangle_n^{1/2} - \langle \tilde{r}^2 \rangle_p^{1/2}$
	Мэв	ферми	ферми	ферми	ферми
^{48}Ca	7,18	3,48	3,69	3,54	0,06
^{62}Ni	9,38	3,87	4,07	3,90	0,03
^{120}Sn	13,70	4,64	4,87	4,71	0,07
^{208}Pb	18,87	5,51	5,95	5,66	0,15

Основным результатом является утверждение, что распределения протонов и нейтронов очень мало отличаются даже в таких ядрах, как ^{48}Ca и ^{208}Pb . Однако малая величина $\langle r^2 \rangle_{nex}^{1/2}$ трудно объяснима в рамках одночастичной модели или в расчётах Хартри-Фока: потенциальная яма для внешних нейтронов оказывается более узкой,

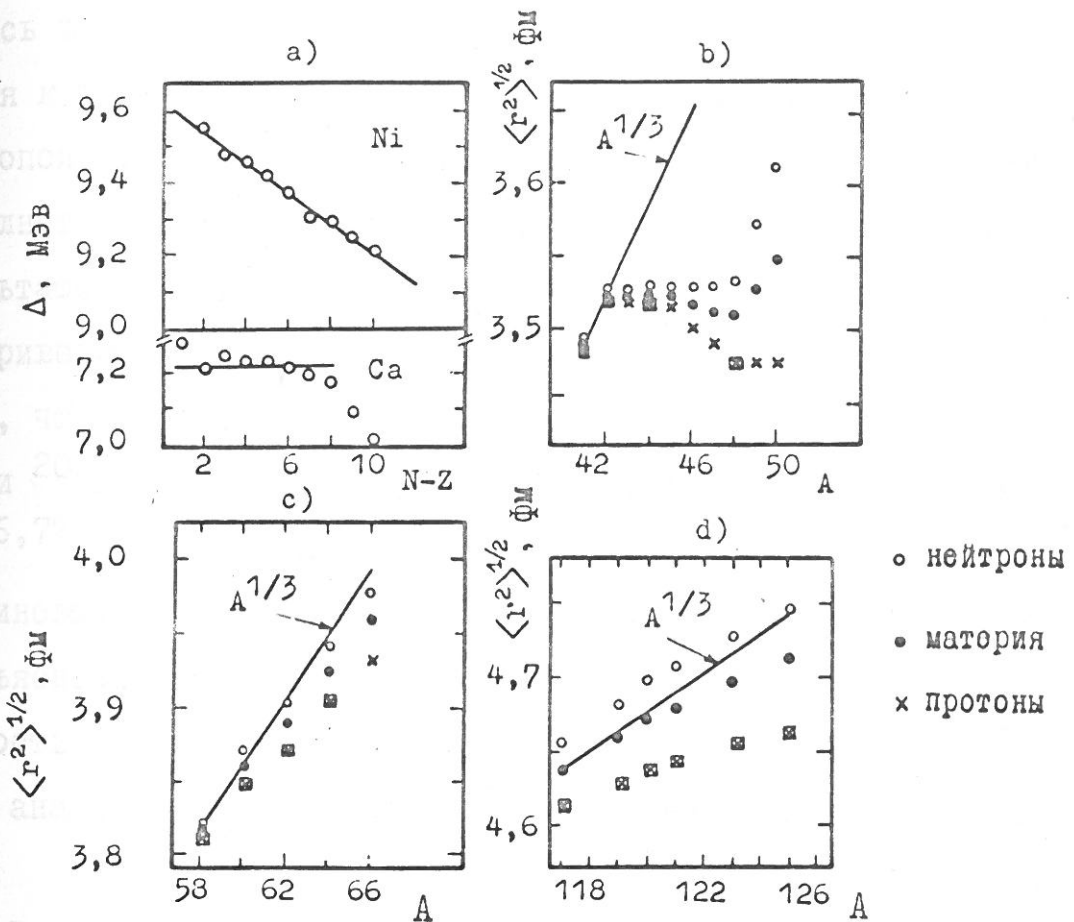


Рис.17. а) Разность энергий изобар-аналоговых состояний в изотопах Ca и Ni ($Z <$), б), с), d) - среднеквадратичные радиусы распределения протонов, нейтронов и материи в изотопах Ca, Ni и Sn, соответственно,

- ⊠ - с.к.р. распределения протонов, найденные из экспериментов,
- × - с.к.р. распределения протонов, найденные экстраполяцией имеющихся данных.

чем для нейтронов кора. Описанная выше процедура анализа подвергалась в ряде работ серьёзной критике. Основное возражение сводится к тому, что кор нельзя рассматривать совершенно чистым по изотопспину состоянием (след. $\rho_{nc} \neq \rho_p$). Но тогда возникает дополнительное взаимодействие избыточного протона с кором. В результате Δ_{cd} может существенно измениться (изменение Δ_{cd} на 1% приводит к изменению $\langle r^2 \rangle_{n_{ex}}^{1/2}$ на 2%). Так Фридман /74,75/ показал, что учёт изоспиновых примесей может изменить $\langle r^2 \rangle_{n_{ex}}^{1/2}$ в ^{48}Ca и ^{208}Pb на 0,3 фёрми. Однако расчёты методом Хартри-Фока /76,77/ не подтвердили важности учёта поляризуемости ядра и изоспиновых примесей. Поэтому отмеченный выше парадокс остаётся необъяснённым. Итак, в настоящее время трудно сказать, какова точность определения величины $\langle r^2 \rangle_{n_{ex}}^{1/2}$ и, тем более, $\langle r^2 \rangle_n^{1/2}$ методом анализа разности энергий изобар-аналоговых состояний.

Радиальная

Функция Б. Упругое рассеяние частиц средних энергий.

Оптическая модель

Исследование упругого рассеяния различных частиц на ядрах в диапазоне энергий до нескольких десятков Мэв ведётся уже в течение 20 лет. Накоплен большой экспериментальный материал ($d\sigma/d\Omega$, $P(\theta)$, зависимость от E и A). Систематизировать этот материал оказалось удобным, используя оптическую модель, в которой процесс рассеяния на ядре заменяется рассеянием на некотором локальном потенциале $U_{\text{опт.}}(r)$. В общем виде этот потенциал может быть записан следующим образом:

$$U_{\text{опт.}}(r) = U_c(r) + U_R(r) + iU_I(r) + U_{so}(r), \quad (\text{I.49})$$

где U_c - кулоновский потенциал, U_R, U_I - реальная и мнимая части центрального потенциала, U_{so} - спин-орбитальный потенциал. Кулоновский потенциал можно вычислить [78], используя данные из опытов по рассеянию электронов:

$$U_c(r) = \begin{cases} \frac{Ze^2}{2R_c} \left[3 - \left(\frac{r}{R_c} \right)^2 \right] & \text{для } r < R_c, \\ \frac{Ze^2}{r} & \text{для } r > R_c, \end{cases} \quad (\text{I.50})$$

$$R_c = \sqrt{\frac{5}{3}} \langle r^2 \rangle_{\text{зап.}}^{1/2}.$$

Радиальная зависимость остальных потенциалов задаётся ферми-функциями:

$$U_R = -V_R \phi_R(x), \quad (\text{I.51})$$

$$U_I = -W_V \phi_V(x) - 4W_D \frac{d}{dx} \phi_D(x), \quad (\text{I.52})$$

$$U_{so} = \left(\frac{\hbar}{m\pi c} \right)^2 \cdot (V_{so} + iW_{so}) \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \phi_S(x) \vec{\sigma} \vec{l}, \quad (\text{I.53})$$

где если $\phi_j(x) = (1 + \exp x_j)^{-1} = (1 + \exp \frac{r - R_j}{a_j})^{-1}$, $j = R, V, D, S$.

Здесь W_V и W_D определяют объёмное и поверхностное поглощение.

В такой записи в задачу входят 13 свободных параметров, к тому же они оказываются зависящими от ядра (от A и $N-Z$) и от энергии частиц E . Обычно делают некоторые упрощения. Например, в "глобальном" анализе данных по рассеянию протонов с энергией $10 \div 40$ Мэв, выполненном Бечетти /79/, делались следующие допущения: $\phi_V(x) = \phi_D(x) \equiv \phi_I(x)$, $a_R = a_S$, $W_{S0} = 0$. В этом анализе получены следующие значения параметров:

$$\begin{aligned}
 R_R &= 1,17 \cdot A^{1/3} \text{ ферми,} & R_I &= 1,32 \cdot A^{1/3} \text{ ферми,} \\
 R_S &= 1,01 \cdot A^{1/3} \text{ ферми,} & a_R &= 0,75 \text{ ферми,} \\
 a_I &= (0,51 + 0,7 \frac{N-Z}{A}) \text{ ферми,} & a_S &= 0,75 \text{ ферми,} \\
 V_{S0} &= 6,2 \text{ Мэв,} & W_V &= (0,22E - 2,7) \text{ Мэв,} & (I.54) \\
 W_D &= (11,8 + 12 \frac{N-Z}{A} - 0,25E) \text{ Мэв,} \\
 V_R &= (54,0 + 24,0 \frac{N-Z}{A} + 0,4 \frac{Z}{A^{1/3}} - 0,32E) \text{ Мэв.}
 \end{aligned}$$

Потенциал с такими параметрами передаёт лишь общую картину рассеяния. В частности, он не описывает флуктуации параметров, которые могут быть даже при исследовании соседних изотопов. Дело в том, что $U_{\text{опт.}}(r)$ включает в себя рассеяние с виртуальным возбуждением уровней ядра, но только тех уровней, энергия которых значительно отличается от энергии системы ядро-частица. В случае же, если эти энергии окажутся близкими, то возникающие при этом резонансные эффекты могут резко изменить параметры $U_{\text{опт.}}(r)$. Как мы увидим дальше, это обстоятельство является серьёзным ограничением данного метода. Важно отметить, что приведённые выше

параметры не восстанавливаются из эксперимента однозначным образом - это лишь один из возможных наборов параметров. Хорошо, например, известна неоднозначность типа $V_R R_R^2 = \text{const}$, означающая, что для процесса рассеяния существенна лишь "мощность" потенциальной ямы, но не её размеры. Но в таком случае, эксперимент вообще не даёт информации о размерах ядра. Так оно и было до работ Гринлиса /80/, который, основываясь на довольно общих выводах теории рассеяния, установил связь между V_R и R_R и тем самым устранил указанную неоднозначность. Гринлис показал, что реальная часть центрального потенциала может быть выражена через эффективный нуклон-нуклонный потенциал и плотность нуклонов

$\rho_{p,n}(r)$:

$$U_R(r) = U_{RS}(r) = U'_R(r) + U'_S(r), \quad (I.55)$$

где

$$U'_R(r) = \int A \rho_p(\vec{r}') U_d(|\vec{r} - \vec{r}'|) d^3 r', \quad (I.56)$$

$$U'_S(r) = \int (Z \rho_p(\vec{r}') - N \rho_n(\vec{r}')) U_\tau(|\vec{r} - \vec{r}'|) d^3 r'. \quad (I.57)$$

Здесь U_d и U_τ , соответственно, изоскалярная и изовекторная части эффективного NN потенциала. Если задать теперь $\rho_{n,p}(r)$ в виде ферми-распределений

$$\rho_{p,n}(r) \propto \left(1 + \exp \frac{r - R_{p,n}}{a_{p,n}}\right)^{-1}, \quad (I.58)$$

а $U_d(r)$ и $U_\tau(r)$, например, потенциалом Юкава:

$$U_d(r) \propto \frac{e^{-\mu r}}{\mu r}, \quad (I.59)$$

то $U_{RS}(r)$ определяется параметрами $R_{p,n}$, $a_{p,n}$, μ и V_{RS} (коэффициент пропорциональности в (I.55)), причём параметры R_p и a_p берутся из опытов по рассеянию электронов. Дальнейшая процедура сводится к подстановке в (I.49) вместо $U_R(r)$ выражений (I.55÷I.57) и определению параметров из фитирования экспериментальных данных. При этом остальные потенциалы в (I.49) определяются, как и ранее, феноменологически формулами (I.52) и (I.53). Такая процедура также не приводит к однозначному определению $U_{RS}(r)$. Однако, как показал Гринлис, с.к.р. распределения $U_{RS}(r)$ определяется довольно устойчиво. Это очень важный вывод, т.к. именно $\langle r^2 \rangle_{RS}^{1/2}$ определяет с.к.р. распределения нуклонов в ядре:

$$\langle r^2 \rangle_{RS} = \langle r^2 \rangle_m + \langle r^2 \rangle_{NN} . \quad (I.60)$$

Тем не менее, некоторая зависимость конечного результата от вида функции $U_d(r)$ всё же остаётся. Это видно из проведённого Гринлисом /5/ анализа данных по рассеянию протонов на ^{208}Pb . В зависимости от выбора $U_d(r)$ величина $\Delta = \langle r^2 \rangle_n^{1/2} - \langle r^2 \rangle_p^{1/2}$ получается разной (таблица IO).

Таблица IO

Разность с.к.р. распределений нейтронов и протонов в ^{208}Pb , определённая Гринлисом при различных предположениях о потенциале /5/

Тип потенциала	Юкава	Юкава	Гауссиан
$\langle r^2 \rangle_d$	2,25 фм ²	4,27 фм ²	4,27 фм ²
$\langle r^2 \rangle_n^{1/2} - \langle r^2 \rangle_p^{1/2}$	0,46 фм	0,19 фм	0,13 фм

Поскольку U_d - эффективный потенциал, то нет априорных аргументов в пользу того или иного вида и величины с.к.р. потенциала, к тому же в разных ядрах он может оказаться разным. Это пока что слабое место в данном подходе. Но ещё хуже другое возражение. Дело в том, что $U_R(r)$ в (I.49) можно заменить на $U_{RS}(r)$ только в том случае, если нет обменного взаимодействия. Однако оно существует и при небольших энергиях не должно быть малым.

В таком случае

$$U_R(r) = U_{R_{exch}}(r) + U_{RS}(r) . \quad (I.6I)$$

Здесь $U_{R_{exch}}(r)$ - та часть обменного взаимодействия, которая может быть представлена локальным потенциалом. Оуэн и Сэтчлер^{/81/} утверждают, что учёт обменного взаимодействия может понизить величину $\langle r^2 \rangle_{RS}$ в случае ^{40}Ca на 9-15%, что изменило бы величину Δ_{40} , по крайней мере, на 0,26 ферми. Итак, основными проблемами в обсуждаемом методе являются:

- 1) неопределённость в учёте обменного взаимодействия,
- 2) неопределённость в выборе эффективного нуклон-нуклонного потенциала,
- 3) возможность флуктуаций параметров от ядра к ядру из-за резонансных эффектов.

Последнее обстоятельство препятствует даже измерению относительных изменений пространственного распределения нуклонов в ядрах. Сказанное можно проиллюстрировать результатами работы ^{/2/}, в которой были выполнены прецизионные измерения $d\sigma/d\Omega$ и $A(\theta)$ в рассеянии протонов с энергией 10-16 Мэв на изотопах ^{40}Ca , ^{44}Ca и ^{48}Ca . Часть результатов приведена на рис.18. Анализ был выпол-

Рис.18. Дифференциальные сечения и анализирующая способность в упругом рассеянии протонов с энергией 15,6 МэВ на изотопах ^{40}Ca , ^{44}Ca и ^{48}Ca /2/.

Сплошные линии - результат фитирования экспериментальных данных расчётными распределениями, найденными в рамках оптической модели с 9 свободными параметрами.

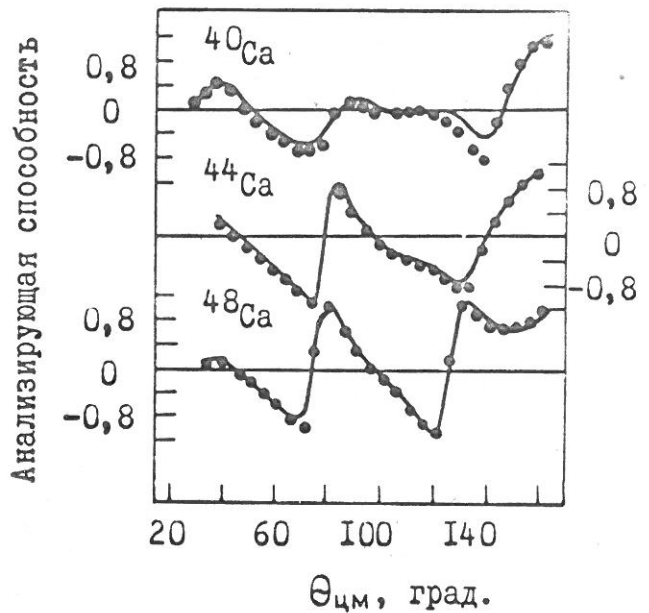
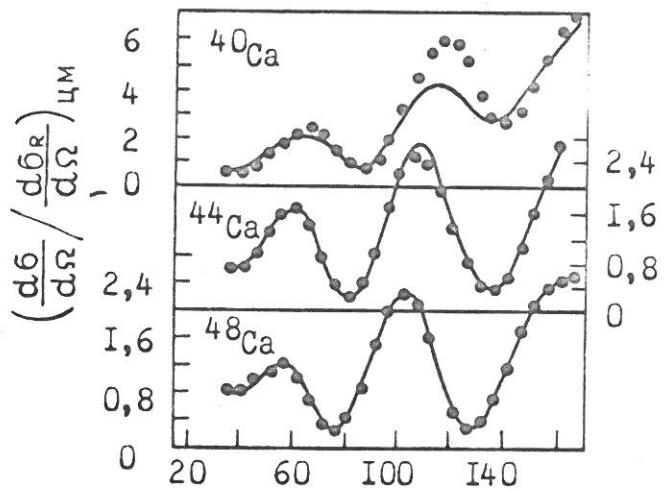


Рис.19. Среднеквадратичные радиусы распределений нейтронов, протонов и материи в изотопах ^{40}Ca , ^{44}Ca , ^{48}Ca , найденные в экспериментах по рассеянию протонов с энергией 10-16 МэВ /2/.



нен в рамках оптической модели с 9 свободными параметрами. Оказалось, что в то время, как данные рассеяния на ^{44}Ca и ^{48}Ca относительно хорошо фитируются ($\chi^2/N = 3\div 5$), результаты по ^{40}Ca вообще не описываются такой моделью ($\chi^2/N = 90$). Тем не менее, авторы определили методом Гринлиса с.к.р. распределений нейтронов. Результаты приведены на рис.19. Как видно из рисунка, из этого анализа следует довольно большое отличие в величине с.к.р. нейтронного и протонного распределений в ^{48}Ca : $\Delta = 0,39$ ферми.

В. Упругое рассеяние α -частиц

Рассеяние α -частиц на ядрах имеет то преимущество, что здесь оптический потенциал проще, т.к. отсутствуют спин-орбитальные члены. Но зато здесь нет и теоретически установленной связи между $U_R(r)$ и $\rho_m(r)$ типа (I.55, I.56). Однако авторы работ /6,82/ предложили по аналогии с рассеянием протонов считать, что такая связь существует:

$$U_R(r) = V_R A \int U_d(\vec{r} - \vec{r}_\alpha) \tilde{\rho}_m(\vec{r}) d^3r. \quad (\text{I.62})$$

Что касается $U_d(\vec{r} - \vec{r}_\alpha)$, то этот потенциал следует рассматривать чисто феноменологически, подобрав параметры потенциала, анализируя данные по рассеянию на ядрах с известным распределением $\rho_m(r)$, например, на ^{40}Ca . В обсуждаемых работах анализировалось рассеяние α -частиц с энергией 104 Мэв /6/ и 166 Мэв /82/. Использовался оптический потенциал вида

$$U_{\text{опт.}}(r_\alpha) = V_R A \int U_d(\vec{r} - \vec{r}_\alpha) \tilde{\rho}_m(\vec{r}) d^3r + iU_I(r_\alpha). \quad (\text{I.63})$$

В качестве $U_d(\vec{r}-\vec{r}_\alpha)$ принимался потенциал, удовлетворительно описывающий $N\alpha$ -рассеяние:

$$U_d(r, r_\alpha) = V_0 \exp\left\{-\left(\frac{\vec{r}-\vec{r}_\alpha}{\mu}\right)\right\}, \quad (I.64)$$

$$V_0 = -37 \text{ Мэв}, \quad \mu = 2 \text{ ферми.}$$

Радиальная зависимость $U_I(r_\alpha)$ принималась такой же, как и $U_R(r_\alpha)$:

$$U_I(r_\alpha) = \frac{V_I}{V_R} \cdot U_R(r_\alpha). \quad (I.65)$$

Т.о. остаются два свободных параметра - V_R и V_I , которые определялись из анализа рассеяния на ^{40}Ca , ^{160}O , ^{28}Si . Плотность

$\tilde{\rho}_m(r)$ в этих ядрах предполагалась совпадающей с $\rho_{\text{зар}}(r)$.

Найденные параметры V_R и V_I оказались зависящими от энергии α -частиц:

$$V_R = 0,815, \quad V_I = 0,46 \quad (E_\alpha = 104 \text{ Мэв}),$$

$$V_R = 0,70, \quad V_I = 0,35 \quad (E_\alpha = 166 \text{ Мэв}).$$

При фиксированной энергии величина V_R , найденная из анализа рассеяния на ядрах ^{40}Ca , ^{160}O , ^{28}Si оказалась одинаковой с разбросом $\pm 5\%$. Именно это обстоятельство лежит в основе утверждения авторов о применимости такого метода анализа. Зафиксировав таким образом параметры V_R и V_I , авторы проанализировали данные по рассеянию α -частиц на ядрах ^{90}Zr , ^{208}Pb /6/ и ^{120}Sn , ^{208}Pb /82/. В частности, для ^{208}Pb получено:

$$\Delta = 0,26 \pm 0,13 \quad /6/$$

$$\Delta = 0,25 \pm 0,1 \quad /82/.$$

Однако, эти результаты, фактически, основаны на вере в то, что параметры V_R и V_I , найденные из анализа рассеяния лёгких ядер, остаются неизменными при переходе к тяжёлым ядрам, да и весь

подход нуждается в более основательной теоретической аргументации.

Г. Рентгеновские спектры K^- -мезоатомов /83-86/

Отличительные особенности рентгеновских спектров K^- -мезоатомов связаны с конечной вероятностью захвата K^- -мезона уже на стадии спуска на нижние орбиты. С этим обстоятельством связаны два наблюдаемых эффекта: уменьшение интенсивности γ -переходов, резко нарастающее с уменьшением главного квантового числа n уровня, с которого идёт переход, а также дополнительный сдвиг энергий мезоатомных уровней. Оказалось, что при $n \leq 4$ вероятность захвата намного больше вероятности радиационного перехода. Поэтому наблюдаются только γ -переходы между орбиталями с большим n ($5 \rightarrow 4$, $6 \rightarrow 5$, $7 \rightarrow 6$), сравнительно далеко удалёнными от центра ядра. В связи с этим метод K^- -мезоатомов оказывается чувствительным к периферийной части распределения плотности ядерной материи ($\rho_m(r) \leq 0,1 \rho_0$). Экспериментально измеряется отношение:

$$Y_{abs}^{(n,l)} = \frac{\text{число } \gamma\text{-переходов на данный уровень}}{\text{число } \gamma\text{-переходов с данного уровня}},$$

которое даёт возможность определить связанную с абсорбцией ширину уровня $\Gamma_{abs}^{(n,l)}$:

$$Y_{abs}^{(n,l)} = \frac{\Gamma_{rad}^{(n,l)}}{\Gamma_{rad}^{(n,l)} + \Gamma_{abs}^{(n,l)}} \quad (I.66)$$

Здесь $\Gamma_{rad}^{(n,\ell)}$ - радиационная ширина, хорошо известная из теории. Что касается энергетических сдвигов γ -линий, обусловленных сильным взаимодействием, то эти сдвиги оказываются очень малыми, и только исключительно высокая точность в измерении E_γ и в расчёте величины энергии уровней, связанной с электромагнитным взаимодействием (с учётом поляризации вакуума и дисперсионных поправок), позволяет определить величину сдвигов, хотя и с большой погрешностью. Для примера в таблице II приведены результаты измерения спектра Ni. Анализ экспериментальных результатов пока что проводится чисто феноменологически. Принимается, что K^- -мезон движется в некотором эффективном потенциале

$$V(r) = V_c(r) + V_{strong}(r),$$

где V_c - кулоновский потенциал, а

$$V_{strong}(r) = - \frac{4\pi\hbar^2}{2\mu} \left(1 + \frac{M_K}{M_N}\right) \bar{A} \rho_m(r). \quad (I.67)$$

M_K, M_N - массы K -мезона и нуклона, μ - приведённая масса K -атома, \bar{A} - фитируемая константа (комплексная), $\rho_m(r)$ - плотность распределения ядерной материи.

Таблица II

Результаты измерения γ -спектра K^- -мезоатома /86/

Γ_{abs} , эВ		Γ_{rad} , эВ	E_γ , кэВ	E_γ теор., кэВ	ΔE , эВ
$n=5$	$n=4$	$n=5$	$n=5, \ell=4 \rightarrow$ $\rightarrow n=4, \ell=3$	$5,4 \rightarrow 4,3$	
$6,0 \pm 2,3$	590 ± 210	2,56	$231,49 \pm 0,07$	231,67	-180 ± 70

В работе /86/ величина A была определена в результате фитирования экспериментальных значений Γ_{abs} и ΔE , найденных из анализа рентгеновских спектров K^- -атомов Al , Si , Ca и Ni :

$$\bar{A} = 0,22 \pm 0,15 + i(1,01 \pm 0,15 - 0,13), \text{ ферми.}$$

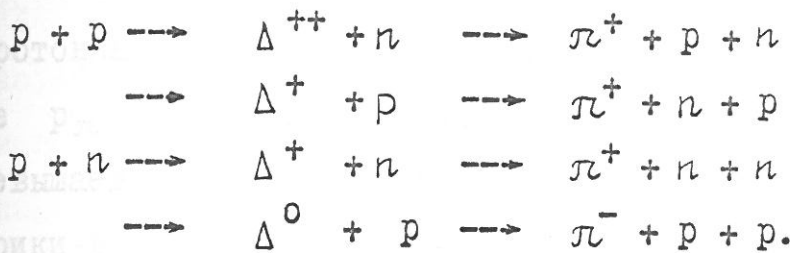
При этом принималось, что распределение протонов и нейтронов в ядрах совпадают: $\rho_m(r) = \rho_n(r) = \rho_p(r)$. Попытки получить значение параметра \bar{A} теоретическим путём, исходя из амплитуды K^-N рассеяния пока не привели к успеху. Более того, оценки, сделанные для переходов с большим n , приводят к отрицательным значениям $Re \bar{A}$, что противоречит эксперименту. По-видимому, в данном случае существенное значение имеет то, что нуклоны в ядре связаны. Отмечалась также возможная роль резонанса Y_0' (1405) в механизме взаимодействия K^- -мезонов с нуклонами ядра. Общий вывод, с которым сейчас согласны все исследователи, таков: пока не будет достигнуто более детальное понимание механизма взаимодействия K^- -мезона с ядром, невозможно получить какую-либо информацию о распределении нуклонов в ядре, исследуя γ -спектры K^- -атомов.

Д. Методы, чувствительные к разности распределений нейтронов и протонов

Предложен целый ряд таких методов, однако ни один из них пока что нельзя считать достаточно надёжным.

Исследование рождения π^+ -мезонов в столкновениях с ядрами протонов с энергией ~ 600 Мэв было одной из первых попыток

такого рода /83,84/. Метод анализа результатов был предложен Марголисом /85/, считавшим, что процесс идёт на поверхности ядра и только через (3,3)-изобару:



Если на поверхности $\rho_p = \rho_n$, то отношение N_{π^+}/N_{π^-} должно быть равно II. Хирт /86/, проделавший такой анализ, пришёл к выводу, что в ^{208}Pb $\Delta = \langle r^2 \rangle_n^{1/2} - \langle r^2 \rangle_p^{1/2} = 0,6$ ферми. Однако подобный же расчёт (Ломбард /87/), но с несколько отличными функциями распределения плотности, привёл к существенно меньшей величине $\Delta \approx 0,20$ ферми. Кроме того, Таннер /88/ показал экспериментально, что отношение N_{π^+}/N_{π^-} меняется в широких пределах в зависимости от импульса π -мезонов. По мнению Таннера, этот метод не имеет перспектив в исследовании распределения нуклонов в ядрах.

Измерение сечений реакций π^\pm -мезонов с ядрами. Исследование взаимодействия π^\pm -мезонов с ядрами при энергиях π -мезонов в несколько сотен Мэв - одна из самых привлекательных возможностей изучения распределения нуклонов в ядрах. В первую очередь, это относится к измерению дифференциальных сечений упругого рассеяния. Для анализа данных можно было бы воспользоваться оптической моделью либо теорией Глаубера, и здесь некоторым облегчением является отсутствие спина у π -мезонов. Но самой интересной является возможность сравнения сечений на π^+ и π^- -мезонах, что устранило бы многие неопределённости (экспериментальные и

расчётные). Кроме того, поскольку сечения взаимодействия π -мезонов с протонами и нейтронами существенно различны, то это означает, что такие эксперименты будут чувствительны к разнице между протонными и нейтронными распределениями. Например, при импульсе $p_\pi = 0,8$ Гэв/с сечение π^+n (π^-p) больше, чем в два раза превышает сечение π^+p (π^-n). С вводом в действие мезонной фабрики в Лос-Аламосе возможность постановки таких экспериментов становится реальной, и они там действительно запланированы. До настоящего времени, в основном, измерялись полные сечения σ_{tot} и сечения реакций σ_R :

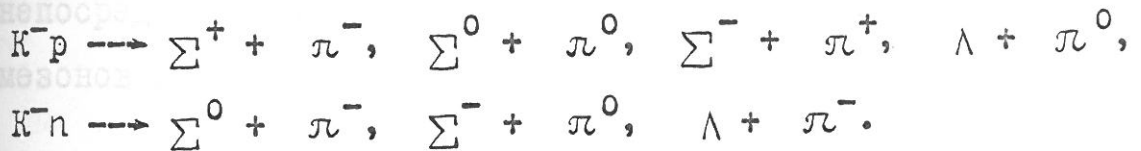
$$\sigma_R = \sigma_{tot} - \sigma_{el},$$

где σ_{el} - сечение упругого рассеяния.

Первые эксперименты были выполнены Абашьяном и др. /89/. Измерялось отношение сечений σ_R^+ / σ_R^- на ^{208}Pb при импульсах 0,84 Гэв/с и 1,24 Гэв/с. Эксперимент при $p_\pi = 1,24$ Гэв/с был контрольным, т.к. при этой энергии $\sigma_{\pi^\pm n} \approx \sigma_{\pi^\pm p}$, и, следовательно, отношение σ_R^+ / σ_R^- здесь должно быть близким к 1. Экспериментальное отношение оказалось близким к единице при обоих значениях импульса. Однако, как показали расчёты, чувствительность данного метода к различным предположениям о различии в $\rho_p(r)$ и $\rho_n(r)$ мала. Так, если взять плотность $\rho_n(r)$ из расчётов Негеле ($\langle r^2 \rangle_n^{1/2} - \langle r^2 \rangle_p^{1/2} = 0,23$ ферми) и сравнить с вариантом $\rho_p(r) = \rho_n(r)$, то отличие в отношении σ_R^+ / σ_R^- при $p_\pi = 0,84$ Гэв/с составляет всего лишь $\sim 3\%$. Экспериментальные погрешности в работе /89/ составляли $\pm 10\%$. Недавно Аллардис и др. /91/ повторили этот эксперимент со значительно лучшей точностью

($\pm 1\%$) при 5 значениях ρ_π от 0,71 Гэв/с до 1,58 Гэв/с. Исследовались ядра C, Al, Ca, Ni, Sn, ^{120}Sn , Ho, Pb, ^{208}Pb . Вывод, который делается авторами из анализа их данных, таков: результаты согласуются с предположением, что во всех исследованных ядрах, в том числе и в ^{208}Pb , с.к.р. распределений нейтронов и протонов совпадают ($\Delta = 0 \pm 0,1$ ферми). Не ясно, однако, достаточно ли для таких выводов точность теоретического анализа, поскольку, как уже говорилось, чувствительность метода к величине Δ низка.

Захват K^- -мезонов и антипротонов ядрами. Можно думать, что K^- -мезон захватывается ядром в результате следующих реакций с нуклонами ядра:



Если этим исчерпываются все каналы реакций, то видно, что Σ^+ мезон может образоваться только при взаимодействии K^- -мезона с протонами, тогда как Σ^- -мезон, не сопровождаемый заряженными частицами, образуется только в столкновениях с нейтронами. Поэтому, измеряя отношение $N_{\Sigma^+}/N_{\Sigma^-}$ и зная сечения $K^- p$ и $K^- n$ взаимодействий, можно было бы ^{найти} отношение числа протонов к числу нейтронов в зоне поглощения K^- -мезонов. Поскольку, однако, эти сечения не известны (нуклоны связаны), то ничего не остаётся другого, как нормировать данные на отношение $N_{\Sigma^+}/N_{\Sigma^-}$ для лёгких ядер типа ^{12}C , считая, что $\rho_p(r) = \rho_n(r)$ в таком ядре, а $\sigma(K^- N_{св})$ остаются неизменными для всех ядер. Впервые такой эксперимент осуществили Дэвис и др. /94/, наблюдавшие Σ^\pm мезо-

ны в эмульсиях. Они смогли различить реакции, идущие на лёгких (C, N, O) и тяжёлых (Ag, Br) ядрах и определить отношение

$$R = \frac{(K^-n/K^-p)_{\text{тяж.}}}{(K^-n/K^-p)_{\text{лёгк.}}} = 5 \begin{matrix} +1,2 \\ -0,8 \end{matrix} .$$

Этот результат интерпретировался как указание на то, что периферия ядер (Ag, Br) значительно обогащена нейтронами. Недавно Багг и др. /95/ повторили эксперимент, используя жидководородную камеру, в чувствительный объём которой помещалась исследуемая мишень. В данном случае Σ^{\pm} -мезоны не могли быть идентифицированы непосредственно. Измеряемой величиной было отношение числа π^+ -мезонов к числу поглощений K^- -мезонов мишенью:

$$\frac{N \pi^+}{N_{abs}} = \frac{N(\Sigma^- \pi^+) + N(\Sigma^+ \pi^-)}{N_{abs}}$$

Оказалось, что это отношение быстро падает с ростом A мишени (таблица I2).

Таблица I2

Результаты анализа продуктов захвата K^- -мезонов и антипротонов

		Поглощение K^- -мезона /95/			Аннигиляция антипротона /96/
Мишень	N/Z	$\frac{N(\Sigma^{\pm} \pi^{\pm})}{N_{abs}}, \%$	K^-n/K^-p	Фактор гало	Фактор гало
C	1,20	$0,23 \pm 0,018$	1,00	1,00	1,00
Ti	1,18	$0,181 \pm 0,019$	$1,7 \pm 0,2$	1,40	$1,29 \pm 0,21$
Ta	1,48	$0,063 \pm 0,012$	$7,9 \pm 1,6$	5,3	$1,46 \pm 0,24$
Pb	1,54	$0,075 \pm 0,011$	$6,4 \pm 1,2$	4,24	$2,34 \pm 0,50$

Принимая отношение K^-_p/K^-_n в ^{12}C равным единице, авторы вычислили аналогичные отношения для других ядер. Поделив далее это отношение на число N/Z , характеризующее нуклонный состав мишени, авторы получили так называемый фактор гало, который, фактически, должен быть отношением плотности нейтронов к плотности протонов в области поглощения K^- -мезона. В работе /96/ аналогичная методика была использована для наблюдения продуктов аннигиляции остановившихся в мишени антипротонов. Регистрировалось число π^- и π^+ -мезонов и определялась их разность $N_{\pi^-} - N_{\pi^+}$. Таким образом было получено число взаимодействий типа $\bar{p}n$. (В реакции $(\bar{p}n)$ суммарный заряд равен -1 , тогда как в реакции $(\bar{p}p)$ суммарный заряд равен нулю). Остальные взаимодействия относились к каналу $\bar{p}p$. В результате был найден фактор гало, приведённый в таблице I2. Авторы считают, что эти результаты указывают на наличие избыточного нейтронного гало на периферии ядер с $N > Z$. Однако, как видно из таблицы I2, фактор гало, полученный в опытах с антипротонами, существенно меньше фактора гало, определённого из анализа продуктов захвата K^- -мезонов. Различие особенно велико в случае Ta. Требуется более основательное понимание механизма взаимодействия K^- -мезонов и антипротонов с ядром для того, чтобы можно было количественно анализировать результаты эксперимента.

Е. Упругое рассеяние протонов высокой энергии на ядрах

Теоретический анализ упругого рассеяния протонов высокой энергии уже в рамках обычной оптической модели оказывается надёжнее анализа данных по рассеянию протонов низких энергий в силу следующих обстоятельств.

- 1) При высокой энергии вклад обменного взаимодействия налетающего протона с нуклонами ядра мал. Поэтому исчезает одна из проблем теоретического анализа, отмечавшаяся в §4, Б.
- 2) При высокой энергии оказывается несущественным также вклад спин-орбитального взаимодействия. В результате, в оптическом потенциале остаётся только центральный потенциал.
- 3) При высокой энергии упругое рассеяние происходит, в основном, в области малых углов. Поэтому можно воспользоваться теорией многократного рассеяния Глаубера и выразить оптический потенциал через плотность нуклонов $\rho_{p,n}(r)$ и амплитуду нуклон-нуклонного рассеяния $f_{pN}(q)$.
- 4) В отличие от эффективного нуклон-нуклонного потенциала, используемого в низкоэнергетическом анализе, амплитуды $f_{pN}(q)$ имеют реальный физический смысл. Существенно также, что в области малых углов амплитуды $f_{pN}(q)$ имеют простую структуру, благодаря чему оказывается возможным найти параметры, определяющие амплитуды, из опытов по упругому pp и pd рассеянию. В результате при вычислении дифференциальных сечений упругого рассеяния протонов на ядрах не вводится ни одного свободного параметра, кроме искомым параметров, определяющих $\rho_n(r)$ (плотность $\rho_p(r)$ можно взять из электронных данных).

5) При высокой энергии вклад в сечение упругого рассеяния, обусловленный виртуальным возбуждением отдельных резонансов, значительно сглаживается. Поэтому можно надеяться, по крайней мере, на удовлетворительное описание относительных дифференциальных сечений в соседних ядрах.

Следует отметить ещё одно важное преимущество экспериментов с частицами высоких энергий. В этих экспериментах можно исследовать рассеяние с большой передачей импульса, которое чувствительно не только к величине среднеквадратичного радиуса нуклонного распределения, но и к другим моментам этого распределения. Поэтому, в принципе, становится возможным получение информации о распределении нейтронов почти столь же детальной, как информация о распределении протонов, получаемая в опытах с быстрыми электронами.

Сколько велика должна быть энергия протонов, чтобы отмеченные выше преимущества реализовались полнее? С точки зрения теоретической, чем выше энергия, тем лучше, однако она не должна превышать ~ 3 Гэв. При дальнейшем увеличении энергии, как было отмечено Грибовым /97/, при перерассеянии налетающего протона на нуклонах ядра могут стать существенными неупругие процессы, что затруднит теоретический анализ. С точки же зрения экспериментатора, увеличение энергии связано с усложнением задачи получения энергетического разрешения, достаточного для отделения упругого рассеяния от рассеяния с возбуждением ядра. Реальной на сегодня оказалась постановка экспериментов при энергии протонов 1 Гэв, т.е. в области энергий, по-видимому, близкой к оптимальной. Но

даже в этой области ситуация, к сожалению, не такова, чтобы, основываясь только на теоретических рассуждениях, можно было гарантировать надёжность получаемой информации о распределении нейтронов. Уверенность в результатах анализа экспериментальных данных может быть получена лишь после проведения детальных экспериментальных исследований.

Первыми экспериментами такого рода были опыты, выполненные группой Палевского в Брукхэвене (США) в 1967 году /98,99,100/. В этих экспериментах использовался магнитный спектрометр с разрешением $FWHM = 3$ Мэв (полная ширина линии на полувысоте). Исследовалось упругое рассеяние протонов с энергией 1 Гэв на ядрах D , 4He , ${}^{12}C$ и ${}^{16}O$. Эта работа, выполненная буквально накануне закрытия ускорителя в Брукхэвене, вызвала большой интерес. Появился ряд теоретических исследований /101-104/, в которых было показано, что модель Глаубера в её простейшем варианте (в "оптическом" пределе, в котором пренебрегается эффектами, связанными с нуклонными корреляциями в ядре) хорошо описывает дифференциальные сечения. Поскольку влияние нуклонных корреляций, можно думать, будет уменьшаться с ростом массы ядра, то результаты анализа данных группы Палевского можно ^{было} считать оптимистическими, если рассматривать возможность исследования таким методом распределения нуклонов в средних и тяжёлых ядрах. Исследование именно этих ядер представляет интерес, т.к. распределение нейтронов в таких ядрах может отличаться от распределения протонов. Однако исследование упругого рассеяния на средних и тяжёлых ядрах требует создания спектрометров более высокого раз-

решения. В ЛИЯФ в 1972 году был создан спектрометр с разрешением $FWHM = 1,5$ Мэв. С помощью этого прибора к настоящему времени измерены $^{105}_{246} \div ^{114}_{246}$ дифференциальные сечения упругого рассеяния протонов с энергией 1 Гэв на лёгких ядрах $^6, ^7\text{Li}$, ^9Be , ^{11}B , ^{12}C , ^{13}C , на средних ядрах ^{28}Si , $^{32, 34}\text{S}$, ^{39}K , $^{40, 48}\text{Ca}$, а также на ядрах ^{90}Zr и ^{208}Pb . Начиная с 1973 года в Сакле (Франция), работает спектрометр, позволяющий исследовать упругое рассеяние протонов с энергией 1,0 Гэв с разрешением 100÷300 кэв. Французская группа получила данные по рассеянию протонов на ядрах ^4He , ^{12}C , ^{58}Ni и ^{208}Pb $^{115} \div ^{117}$. Затем в 1974-75 гг в Сакле группа проф.Тирьона и наша группа выполнили совместные эксперименты 118 по изучению упругого рассеяния на изотопах кальция $^{40, 42, 44, 48}\text{Ca}$, ^{48}Ti и изотопах никеля $^{58, 60, 62, 64}\text{Ni}$. Подобные эксперименты будут продолжены как в Гатчине и Сакле, так и в Лос-Аламосе, где в 1976 году должно начаться исследование рассеяния протонов с энергией 800 Мэв. Но уже и сейчас получен богатый экспериментальный материал, позволяющий сделать определённые выводы как о надёжности теоретического анализа экспериментальных данных, так и о распределении нейтронов в ряде изотопов. Разумеется, возникает вопрос и о надёжности самих экспериментальных данных. Одной из задач совместного эксперимента в Сакле было убедиться в воспроизводимости получаемых результатов. Сравнение результатов, полученных в Гатчине и Сакле на ядрах ^{40}Ca и ^{48}Ca , продемонстрировало исключительно хорошее согласие.

Результаты выполненных в Гатчине экспериментов по исследованию упругого рассеяния протонов на средних и тяжёлых ядрах приведены в диссертации.

ГЛАВА II. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ПРОТОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 1 ГЭВ НА ЯДРАХ

§ I. Метод монохроматизации протонного пучка

Создание спектрометра высокого разрешения подразумевает также решение проблемы монохроматизации протонного пучка. В Брукхэвене эта проблема не возникала, поскольку энергетический разброс выведенного протонного пучка (1 Мэв) был существенно меньше разрешения спектрометра (3 Мэв). Ситуация в Сакле и Лос-Аламосе иная. Там энергетический разброс пучков составляет 2÷3 Мэв при расчётном разрешении спектрометров 0,1 Мэв. В этих лабораториях монохроматизация пучка осуществляется специальными магнитными анализаторами, которые вместе со спектрометром составляют ахроматическую систему. В результате, вклад энергетического разброса пучка в общее разрешение резко уменьшается. Это решение приводит, однако, к существенному увеличению стоимости спектрометра (стоимость спектрометров в Сакле и Лос-Аламосе достигает нескольких млн долларов).

Энергетический разброс протонного пучка синхроциклотрона ЛИАФ составляет примерно 10 Мэв — величина, типичная для этого класса ускорителей. На первый взгляд, такой пучок мало пригоден для проведения экспериментов с высоким разрешением. Однако, как оказалось, существует простой способ уменьшения неопределённости в величине энергии протонов в выведенном пучке. Рассмотрим несколько подробнее механизм вывода протонов из синхроциклотрона.

В синхроциклотроне ЛИЯФ используется система регенеративного вывода. При таком выводе первыми попадают в зону регенератора и выводятся протоны, имеющие большую амплитуду радиальных бетатронных колебаний. Остальные протоны продолжают ускоряться и попадают в зону регенератора лишь после приобретения ими дополнительной энергии. В результате, энергия протонов во внешнем пучке должна нарастать от начала к концу вывода. Этот прирост энергии можно определить, зная частоту ускоряющего ВЧ-поля, соответствующую началу и концу вывода:

$$\frac{\Delta E}{E} = -\frac{1}{K} \cdot \frac{\Delta f}{f} \quad (\text{П. I})$$

Здесь E - полная энергия протонов, $K = 1 + \frac{n}{\beta^2 (1-n)}$,

n - показатель спада магнитного поля, β - скорость протонов, f - резонансная частота.

В нашем случае $E = 1000$ Мэв, $f = 13,3$ МГц, $K \approx 1$.

Измеренная величина Δf составила 0,10 МГц (на уровне ~5% от максимальной интенсивности пучка), что соответствует приращению энергии $\Delta E = 14$ Мэв. Однако эффект, связанный с ростом энергии протонов в процессе вывода, можно исключить, осуществив временную привязку актов рассеяния относительно начала вывода. В этом, собственно, и заключается использованный нами /119,120/ метод "монохроматизации" пучка *). В таком случае остаётся существенным лишь мгновенный энергетический разброс (одинаковый для

*) Ещё лучше, если каждому событию будет сопоставлена частота f , что, однако, технически выполнить несколько труднее.

внешнего и внутреннего пучков), связанный с синхротронными колебаниями протонов относительно равновесной фазы. Вопрос теперь заключается в величине этого разброса. Имеющиеся сейчас данные о микроструктуре пучка и об амплитуде ВЧ напряжения на дуантах позволяют сделать некоторые оценки. Можно вычислить параметры сепаратрисы, определяющей максимально допустимые отклонения от равновесной энергии E_s и равновесной фазы φ_s (рис.20):

$$\Delta E_{\max} = 2\sqrt{\frac{2eV_m E_s}{\pi K} (\sin \varphi_s - \varphi_s \cos \varphi_s)}. \quad (\text{П.2})$$

Здесь V_m - амплитуда напряжения на дуантах. Параметр K тот же, что и в (П.1). Длительность пучка без растяжки составляет $\text{FWHM} = 170$ мксек. За это время протоны делают ~ 2300 оборотов (1 оборот = 75 нсек) и приобретают энергию 7 Мэв. Отсюда средняя энергия, приобретаемая протоном за 1 оборот, есть $eV_s = eV_m \cos \varphi_s = 3,0$ кэв. Амплитуда V_m была измерена, правда, довольно приближённо, радиотехническими методами: $3,0 < V_m < 4$ кВ, причём наиболее вероятной считается величина $V_m = 3,3$ кВ. Используя это значение, по формуле (П.2) находим $\Delta E_{\max} = 700$ кэв. При этом максимальный разброс фаз $\Delta \varphi_{\max} = 75^\circ$, или 16 нсек. Измерения микроструктуры пучка дают следующее значение ширины распределения на полувысоте $\text{FWHM} = 7,5$ нсек ($\Delta \varphi = 36^\circ$), чему соответствует энергетический разброс ΔE (FWHM) = 350 кэв. Это рассмотрение показывает, что в конце основной программы ускорения протоны заполняют весь фазовый объём. Иначе говоря, энергетический разброс критическим образом зависит от параметров V_m и $a\dot{\varphi}/at$ в конце основной ВЧ программы. Варьируя эти параметры, можно,

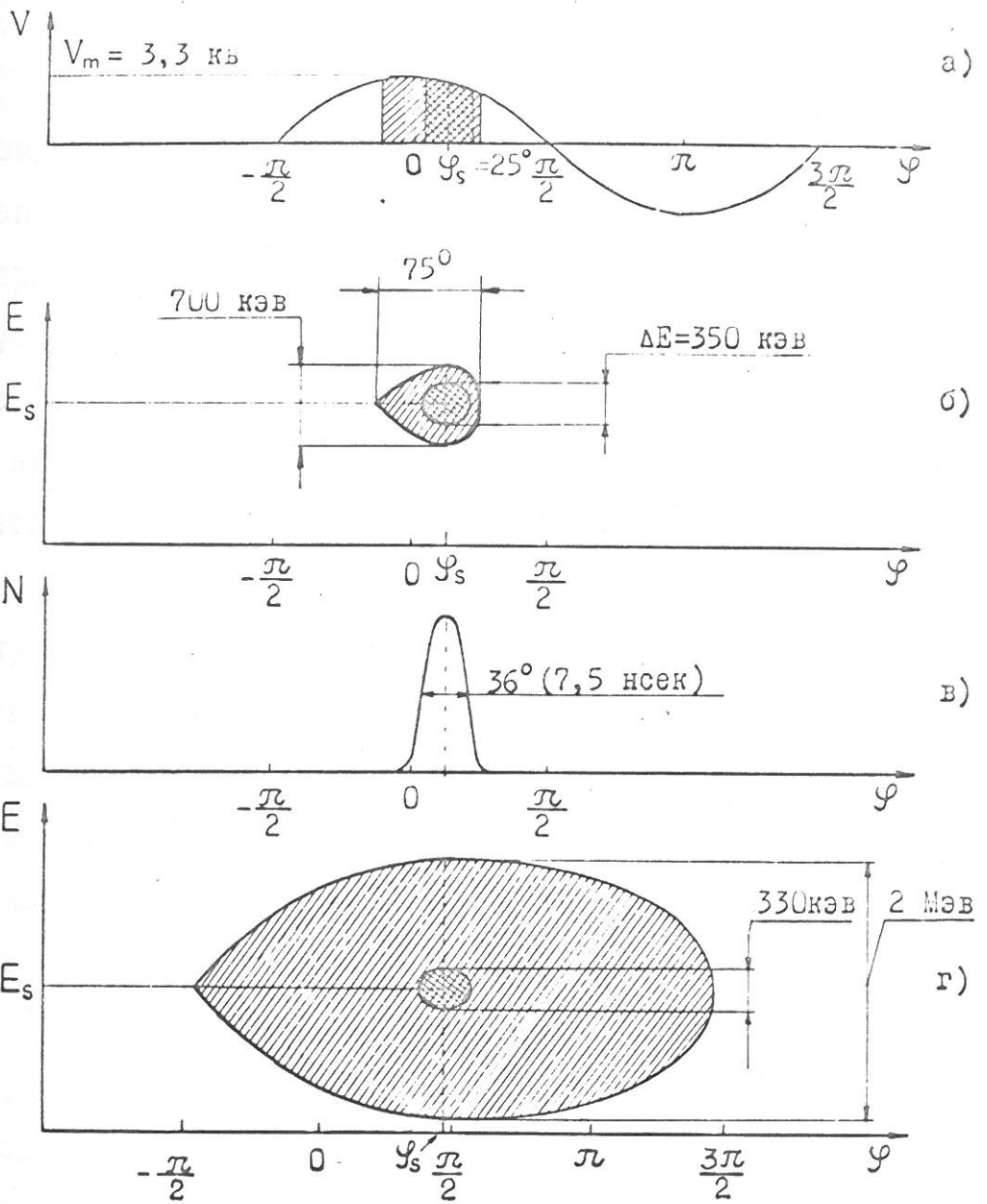




Рис.20. Область фазовых колебаний протонов в конце цикла ускорения.

- а) Напряжение на дуантах V и равновесная фаза φ_s в конце основной ВЧ программы.
- б) Сепаратриса в конце основной ВЧ программы.
- в) Микроструктура протонного пучка.
- г) Сепаратриса во время ускорения и вывода с помощью СИ-электрода.

 - область допустимых фазовых колебаний,
 - область фазового объёма, соответствующая ширине распределения на половине высоты.

по-видимому, ещё уменьшить энергетический разброс за счёт потери в интенсивности пучка. Выполненная здесь оценка соответствует стандартному режиму. Было, однако, замечено, что в других режимах ускорения длительность микроструктуры сокращалась иногда до ~ 3 нсек. Хотя этот эффект пока детально не исследован, тем не менее он указывает на заложенные в ускорителе возможности дальнейшего улучшения степени монохроматичности пучка.

В экспериментах обычно используется растянутый во времени (~ 8 мсек) пучок. В этом случае в конце цикла ускорения протоны ускоряются ВЧ полем на СИ-электроде. При этом фазовый объём, определяемый сепаратрисой ($\Delta E_{\max} = 2$ МэВ, $\cos \psi_s \approx 0,1$, $\Delta \psi_{\max} \approx 300^\circ$), намного больше фазового объёма, занимаемого пучком. Однако энергетический разброс пучка остаётся тем же, каким он был в конце основной программы ускорения. Длительность микроструктуры в растянутом и нерастянутом пучке также примерно одинакова, что было проверено экспериментально. Напряжение на СИ-электроде измеряется надёжно ($V_m = 1$ кв), и этим можно воспользоваться, чтобы сделать ещё одну, независимую оценку энергетического разброса пучка. Расчёт по формуле (П.2) приводит к следующему результату: ΔE (FWHM) = (330 ± 30) кэВ.

Итак, при использовании метода временной привязки можно уменьшить энергетический разброс внешнего пучка синхроциклотрона до $300 \div 400$ кэВ, сохранив при этом полную интенсивность пучка. Если пойти на некоторое уменьшение интенсивности пучка, что в опытах по упругому рассеянию протонов на ядрах вполне допустимо, то можно попытаться ещё больше сократить энергетический

разброс, например, до величины ΔE (FWHM) = 200 кэв. Это рассмотрение позволило нам при проектировании спектрометра с высоким энергетическим разрешением отказаться от применения монохроматора пучка, что резко упростило задачу создания такого спектрометра.

§ 2. Магнитный спектрометр на импульс 1,7 Гэв/с

Измерения дифференциальных сечений упругого рассеяния протонов на ядрах были выполнены с помощью магнитного спектрометра (рис. 21). Основными элементами спектрометра являются отклоняющий магнит СП-97М^ж) и две квадрупольные линзы МЛ-2А. Расстояние от мишени до фокусирующей плоскости составляет 10 м. Двойная фокусировка обеспечивается, главным образом, дублетом квадрупольных линз и, лишь в небольшой степени, за счёт краевой и секторной фокусировок отклоняющего магнита. Такое разделение функций фокусировки и отклонения частиц имеет определённые преимущества. В частности, при этом уменьшаются aberrации второго порядка, связанные с магнитом. Система же квадруполей даёт aberrации лишь третьего порядка. В результате, значительно снижаются требования к топографии поля отклоняющего магнита и, соответственно, упрощается настройка спектрометра. Кроме того,

ж) При изготовлении магнита СП-97М в стандартный магнит СП-97 в соответствии с нашим заданием были внесены следующие изменения. Полусные наконечники были изготовлены из стали СТ-10 и отожжены после изготовления. Кроме того, радиус дорожки был увеличен до 4,0 м. Величина зазора составляет 120 мм. Вес магнита 25 тонн.

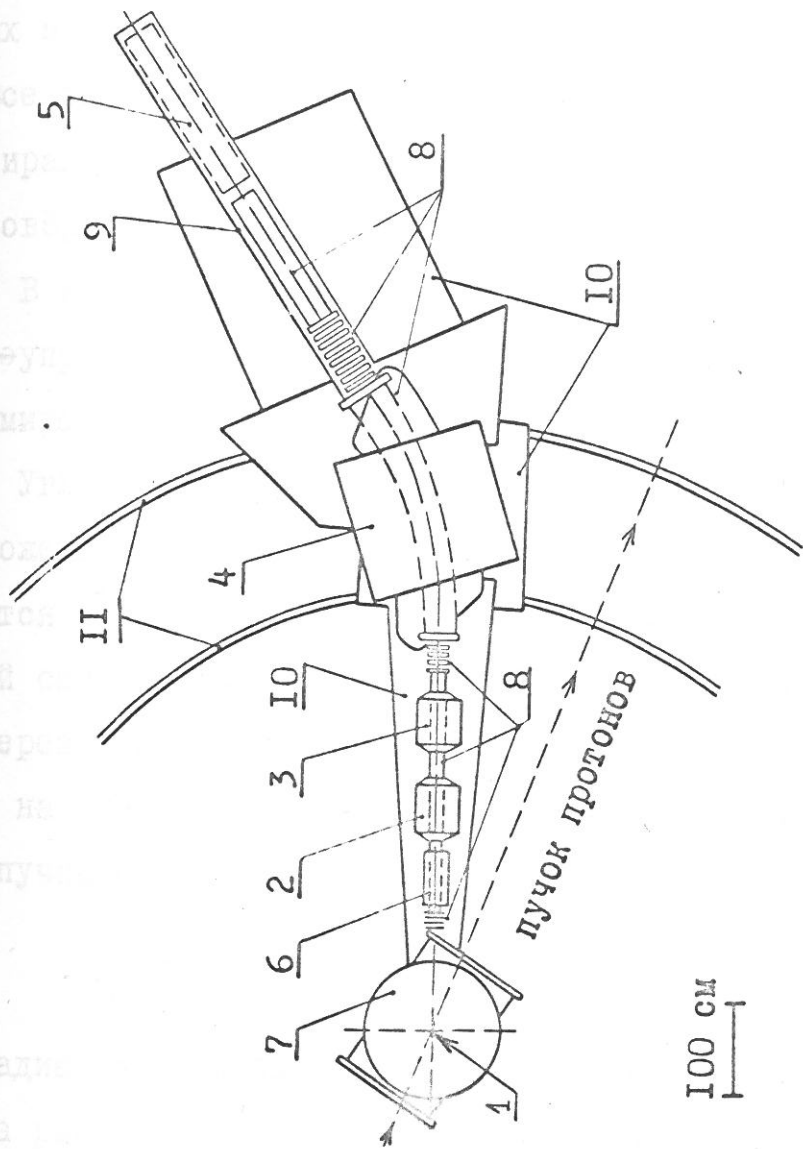


Рис.21. Принципиальная схема спектрометра.

- 1 - мишень, 2-3 - квадратные линзы МЛ-2А, 4 - магнит СП-97(М),
 5 - место расположения регистрирующей системы, 6 - коллиматор,
 7 - вакуумная камера мишени, 8 - вакуумная система спектрометра,
 9 - подвижная ферма, 10 - платформа, II - рельсы.

появляется возможность изменения режима фокусировки. Это позволяет, например, производить оптимальную по энергетическому решению настройку спектрометра с учётом кинематики реакций. Наконец, существенно, что спектрометр может быть собран из стандартных магнитных элементов.

Все элементы спектрометра размещены на поворотной платформе, опирающейся на рельсы и центр вращения. Спектрометр может быть повернут в диапазоне углов от -1° до $+32^{\circ}$ относительно пучка. В центре вращения помещается мишень. Специальное дистанционноуправляемое мишенное устройство позволяет осуществлять смену мишеней в ходе эксперимента. Всего имеется 6 сменных мишеней. Угловой захват спектрометра определяется коллиматором, расположенным перед квадрупольными линзами. Мишенное устройство находится в вакуумной камере, непосредственно соединённой с вакуумной системой спектрометра. Первичный пучок попадает на мишень через тонкую лавсановую плёнку, закреплённую в 1 метре от мишени на входном окне вакуумной камеры. Аналогично организован выход пучка из камеры мишени.

Магнитные характеристики фокусирующих элементов

Радиальное распределение поля в зазоре магнита СП-97М показано на рис.22. Подбором шимм, установленных на краях полюсов, достигалась минимальная радиальная неоднородность поля во всём диапазоне изменения величины индукции от 1 кГс до 10,2 кГс. Высокая степень однородности обеспечена в области ± 7 см от среднего радиуса дорожки магнита; в области ± 10 см неоднородность

поля не бо
те из-пре
нии спек
Для
мерное рас
кости (Z
траектори

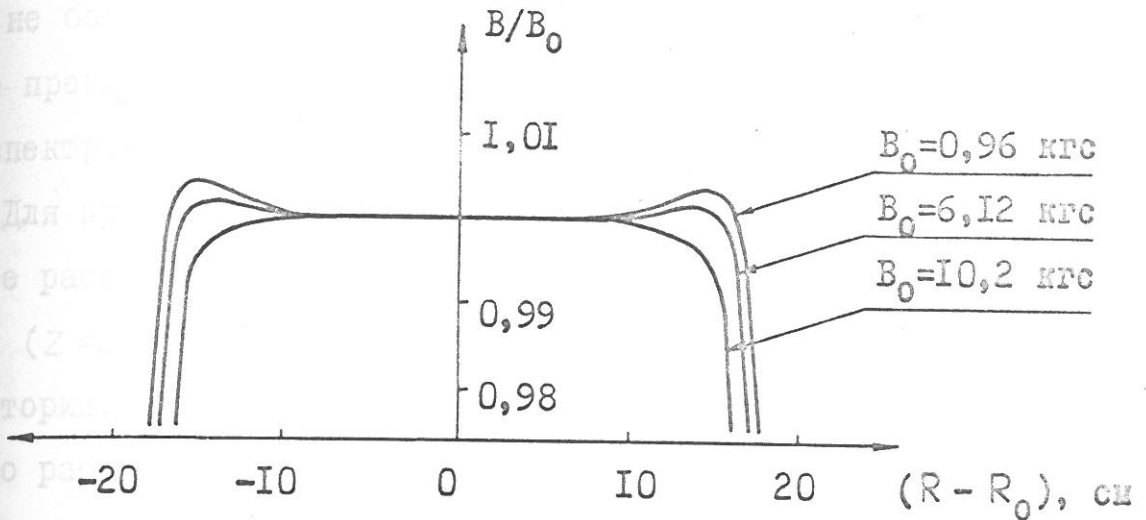


Рис.22. Радиальное распределение поля в зазоре магнита СП-97 (М) при различных значениях индукции в центре дорожки. $R_0 = 400 \text{ см}$ - средний радиус дорожки магнита.

Распреде
Удобно вв
ного одно
вать отрез
(рис.24
можним о
пользовав
 $\frac{1}{r} B_z(x, \xi)$

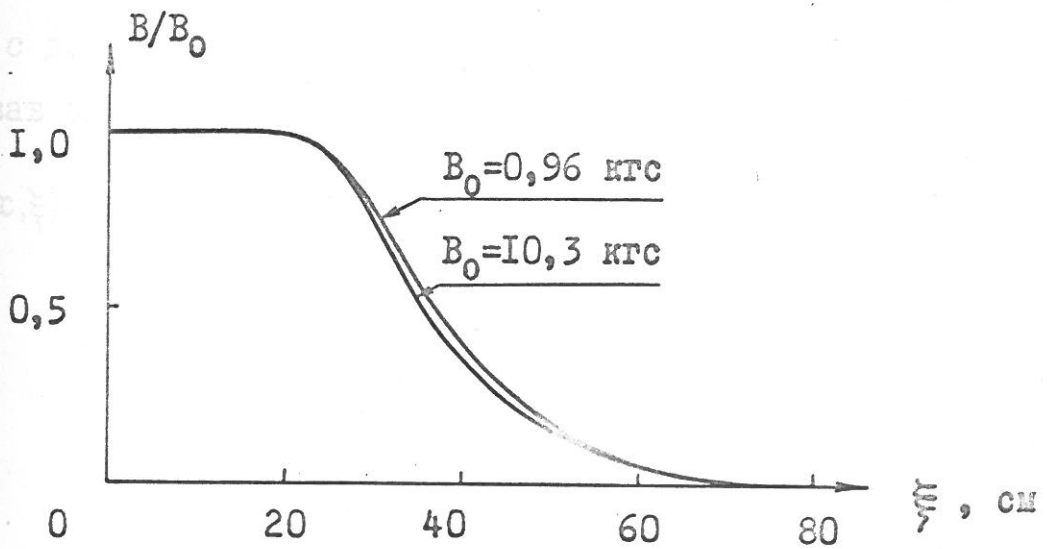


Рис.23. Нормированные распределения поля $B_z(\xi)$ у выходной границы магнита СП-97 (М). Край полюса соответствует $\xi = 29 \text{ см}$.

поля не более $\pm 0,1\%$. Поскольку радиальные размеры пучка в магните не превышают ± 7 см, вклад радиальной неоднородности в aberrации спектрометра оказываются пренебрежимо малым.

Для проведения траекторных расчётов необходимо знать двумерное распределение компоненты поля $B_z(x, \xi)$ в средней плоскости ($Z=0$). Здесь ξ — координата, отсчитываемая вдоль осевой траектории, x — отклонение от осевой траектории. На рис.23 показано распределение $B_z(0, \xi)$, измеренное на выходе магнита. Распределения при других значениях x имеют аналогичный вид. Удобно ввести эффективные границы $\xi_{\text{эфф.}}(x)$ и $\xi_{\text{эфф.}}^*(x)$ эквивалентного однородного поля. Эффективную границу можно аппроксимировать отрезком окружности и характеризовать параметрами R, ε, δ (рис.24, таблица I3). Распределение $B_z(x, \xi)$ оказалось возможным с достаточно высокой точностью описать аналитически, используя следующие формулы:

$$\frac{1}{B\rho} B_z(x, \xi) = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{1}{1 + \exp\left(-\frac{\xi - \xi_{\text{эфф.}}(x)}{\lambda}\right)} \left[1 - \frac{1}{1 + \exp\left(-\frac{\xi - \xi_{\text{эфф.}}^*(x)}{\lambda^*}\right)} \right], \quad (\text{П.3})$$

$$\left. \begin{aligned} \xi_{\text{эфф.}}(x) &= \xi_0 + \xi'x + \xi''x^2 \\ \xi_{\text{эфф.}}^*(x) &= \xi_0^* + \xi^{*'}x + \xi^{*''}x^2 \end{aligned} \right\}, \quad (\text{П.4})$$

$$\left. \begin{aligned} \xi' &= \text{tg } \varepsilon \\ \xi'' &= \frac{1}{R \cos^3 \varepsilon} + \frac{(\text{tg } \varepsilon)^3 + 2 \text{tg } \varepsilon}{2\rho} \\ \xi^{*'} &= -\text{tg } \varepsilon^* \\ \xi^{*''} &= -\frac{1}{R^* \cos^3 \varepsilon^*} + \frac{(\text{tg } \varepsilon^*)^3 + 2 \text{tg } \varepsilon^*}{2\rho} \end{aligned} \right\}. \quad (\text{П.5})$$

Значения $R, \varepsilon, \varphi, R^*, \varepsilon^*, \varphi^*$ для магнита СП-97 (М), рассчитанные по данным магнитных измерений.

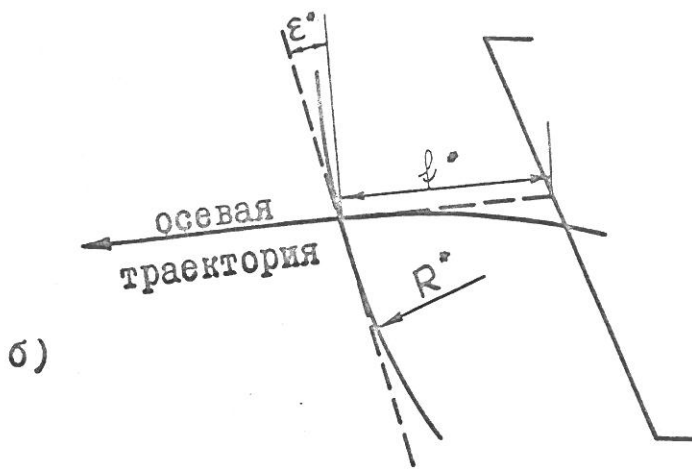
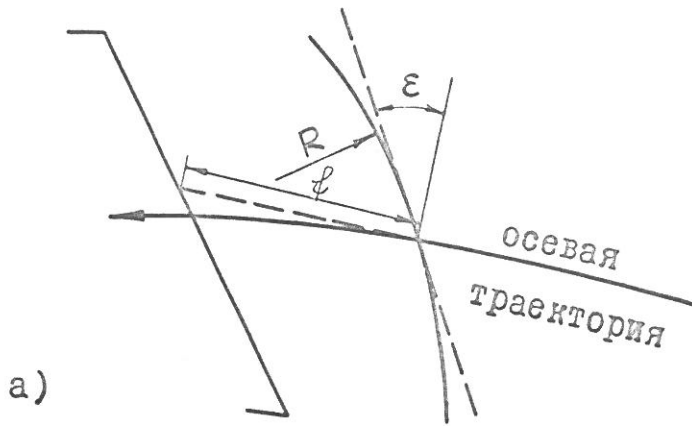


Рис.24. а) Параметры R, ε, φ для входной границы магнита.
 б) Параметры $R^*, \varepsilon^*, \varphi^*$ для выходной границы магнита.

Таблица 13

Значения $R, \varepsilon, \phi, R^*, \varepsilon^*, \phi^*$ для магнита СП-97 (М),
 рассчитанные по данным магнитных измерений

В, кгс	Входная граница			Выходная граница		
	R, м	ε	$\phi, м$	$R^*, м$	ε^*	$\phi^*, м$
I ÷ 6	2	37°30	0,100	10	-46°40	0,097
10	I	36°40	0,094	5	-45°30	0,092

Здесь $B\rho$ - магнитная жёсткость частицы, $\lambda^* = \lambda = 0,02$ М.

Были измерены также распределения градиента поля $g(\xi)$ в квадрупольных линзах, которые можно было описать аналитической зависимостью типа (П.3):

$$\frac{1}{B\rho} g(\xi) = Q \cdot \frac{1}{1 + \exp\left(-\frac{\xi - \xi_{эфф.}}{\lambda}\right)} \cdot \left[1 - \frac{1}{1 + \exp\left(-\frac{\xi^* - \xi_{эфф.}^*}{\lambda^*}\right)} \right], \quad (\text{П.6})$$

где $Q = \frac{1}{B\rho} g(\xi)$ в центральной части линзы, а величина $\lambda = \lambda^* = 0,06$ М. $\xi_{эфф.}$ и $\xi_{эфф.}^*$ определяют положение границ эквивалентного однородного распределения.

Представление распределения полей в аналитической форме позволило вычислить как параксиальные характеристики спектрометра, так и значения абберационных коэффициентов.

Параксиальные характеристики спектрометра

В линейном приближении траектория частицы описывается уравнениями $|I2I|$:

$$\frac{d^2 x}{d\xi^2} - (K(\xi) - h^2(\xi))x = 0, \quad (\text{П.7})$$

$$\frac{d^2 z}{d\xi^2} + Kz = 0.$$

Функции $K(\xi)$ и $h(\xi)$ определяются распределением магнитных полей. В отклоняющем магните

$$h(\xi) = \frac{1}{B\rho} B_z(\xi),$$

$$K(\xi) = \frac{1}{B\rho} \cdot \frac{\partial B_z}{\partial x} \Big|_{x=z=0}. \quad (\text{П.8})$$

В области квадруполей

$$h(\xi) = 0, \quad (П.9)$$

$$K(\xi) = \frac{g(\xi)}{B\rho}.$$

В свободном пространстве $h(\xi) = K(\xi) = 0$. Используя аналитические зависимости (П.3÷П.6), можно было определить функции $h(\xi)$ и $K(\xi)$ во всём пространстве от мишени до детектора и найти решения уравнений (П.7) методом численного интегрирования с помощью ЭВМ. Решения представлялись в матричной форме:

$$\begin{vmatrix} x(\xi) \\ x'(\xi) \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} C_x(\xi) & S_x(\xi) \\ C'_x(\xi) & S'_x(\xi) \end{vmatrix} \begin{vmatrix} x_0 \\ x'_0 \end{vmatrix}, \quad (П.10)$$

$$\begin{vmatrix} z(\xi) \\ z'(\xi) \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} C_z(\xi) & S_z(\xi) \\ C'_z(\xi) & S'_z(\xi) \end{vmatrix} \begin{vmatrix} z_0 \\ z'_0 \end{vmatrix},$$

где x_0, x'_0, z_0, z'_0 - начальные координаты траектории частицы, а $C_x(\xi), S_x(\xi)$ и $C_z(\xi), S_z(\xi)$ - главные траектории. Все параксиальные характеристики системы определяются главными траекториями. В нашем случае должны выполняться условия двойной фокусировки на базе L :

$$S_x(\xi=L) = 0, \quad (П.11)$$

$$S_z(\xi=L) = 0.$$

Коэффициенты горизонтального и вертикального увеличения определяются через C_x и C_z :

$$\begin{aligned} M_x &= C_x(\xi=L), \\ M_z &= C_z(\xi=L). \end{aligned} \quad (\text{П.12})$$

Дисперсия определяется формулой:

$$D = M_x \int_0^L h(\xi) S_x(\xi) d\xi. \quad (\text{П.13})$$

Определённые расчётом главные траектории показаны на рис.25.

Расчёт сделан для варианта включения линз $x\mathcal{D}\Phi$. Этот вариант предпочтителен, поскольку он обеспечивает меньший коэффициент увеличения в горизонтальной плоскости.

Аберрации

Аберрации спектрометра определяют предельную разрешающую способность, соответствующую бесконечно тонкому источнику. Полагая $x_0 = 0$, для отклонения x в плоскости фокусировки ($\xi = L$) имеем:

$$\begin{aligned} x &= q_1 x_0'^2 + q_2 z_0^2 + q_3 z_0 z_0' + q_4 z_0'^2 + q_5 x_0'^3 + \\ &+ q_6 x_0' z_0^2 + q_7 x_0' z_0 z_0' + q_8 x_0' z_0'^2. \end{aligned} \quad (\text{П.14})$$

Здесь аберрации второго порядка определяются магнитом, аберрации третьего порядка — линзами. Вклад магнита в аберрации третьего порядка не учитывался. В соответствии с методом, изложенным в работе /121/, аберрационные коэффициенты находились по формуле:

$$q_j = M_x \int_0^L S_x(\xi) \phi_j(\xi) d\xi. \quad (\text{П.15})$$

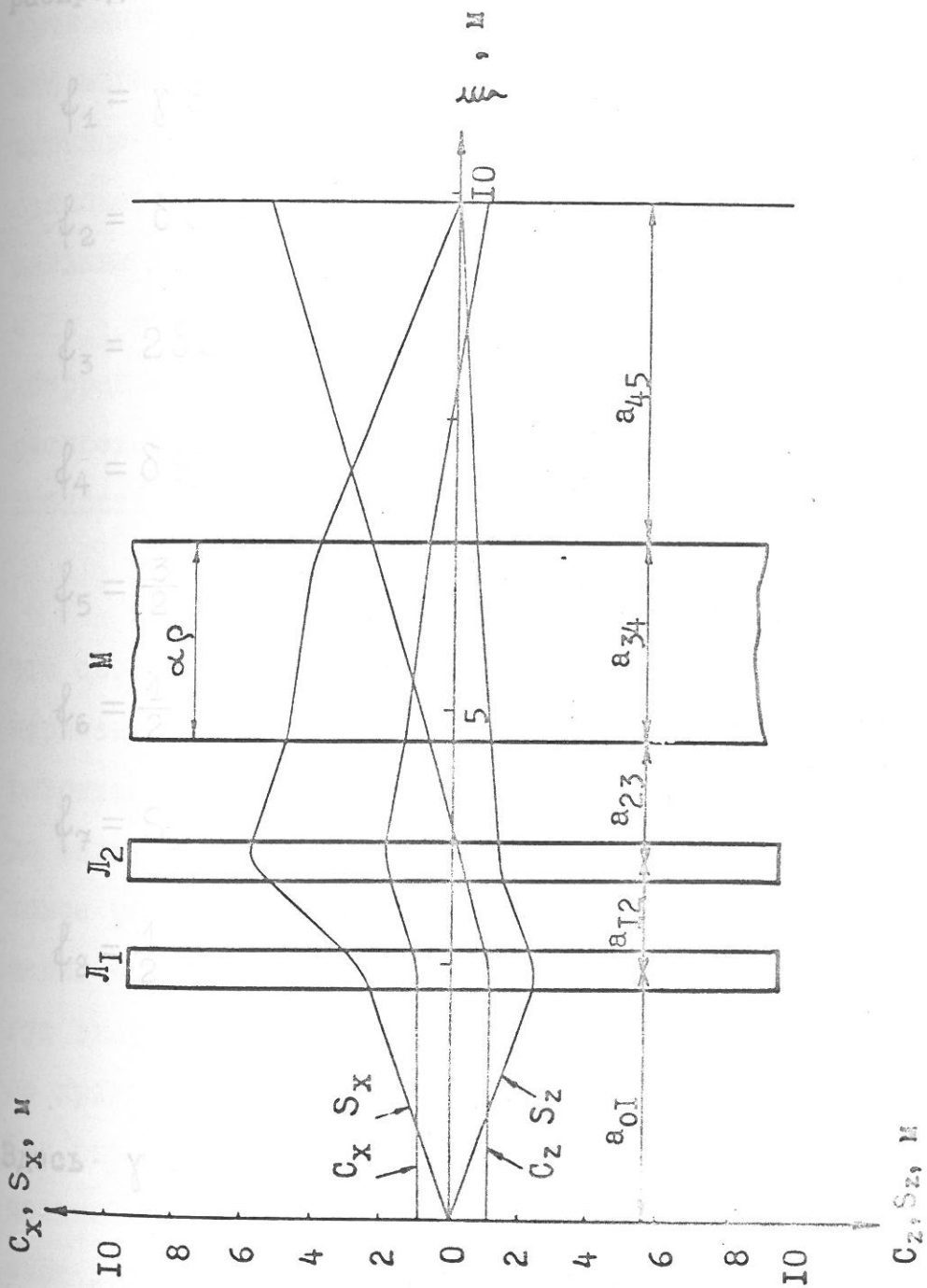


Рис. 25. Главные траектории $S(\xi)$ и $C(\xi)$ в случае двойной фокусировки на базе $L = 9,96 \text{ м}$.

$a_{01} = 2,49 \text{ м}$, $a_{12} = 0,99 \text{ м}$, $a_{23} = 1,19 \text{ м}$, $a_{34} = 2,29 \text{ м}$, $a_{45} = 3,0 \text{ м}$.

Функции $\phi_j(\xi)$ определяются главными траекториями системы и распределением магнитных полей:

$$\phi_1 = \gamma S_x^2 - h' S_x S'_x - \frac{1}{2} h S_x'^2,$$

$$\phi_2 = \delta C_z^2 - h' C_z C'_z + \frac{1}{2} h C_z'^2,$$

$$\phi_3 = 2\delta C_z S_z - h'(C_z S'_z + C'_z S_z) + h C'_z S'_z,$$

$$\phi_4 = \delta S_z^2 - h' S_z S'_z + \frac{1}{2} h S_z'^2,$$

(II.16)

$$\phi_5 = \frac{3}{2} S_x (K S_x'^2 - \frac{1}{18} K'' S_x^2),$$

$$\phi_6 = \frac{1}{2} S_x (K C_z'^2 - \frac{1}{2} K'' C_z^2) - C_z C'_z (K S_x' + K' S_x),$$

$$\phi_7 = S_x (K C_z' S_z' - \frac{1}{2} K'' C_z S_z) - (C_z S_z' + C'_z S_z) (K S_x' + K' S_x),$$

$$\phi_8 = \frac{1}{2} S_x (K S_z'^2 - \frac{1}{2} K'' S_z^2) - S_z S_z' (K S_x' + K' S_x).$$

Здесь $\gamma = h^3 - 2hk - \frac{1}{2}r$, $\delta = -\frac{1}{2}(h'' - hk + r)$,

$$r(\xi) = \frac{1}{B\rho} \cdot \frac{\partial^2 B_z(x, \xi)}{\partial x^2} \Big|_{x=0}$$

Входящие в (П.16) функции $h, h', h'', K, K', K'', r$ можно было вычислить, используя формулы (П.3÷П.6), описывающие распределения магнитных полей. Найденные в результате вычислений абберационные коэффициенты приведены в таблице I4. Там же приведены отклонения δx_j в плоскости фокусировки, соответствующие максимальным значениям $x'_{o\max} = 0,7 \cdot 10^{-2}$ рад., $Z'_{o\max} = 1,67 \cdot 10^{-2}$ рад. и $Z_{o\max} = 5$ мм. Как видно из таблицы I4, наибольший вклад дают абберации $x_o'^2, Z_o'^2, x_o'^3$ и $x_o'Z_o'^2$. Задаваясь равномерным по углу распределением частиц, можно оценить предельную разрешающую способность спектрометра:

$$\frac{\sqrt{\sum (\delta x_o)^2}}{D} \approx 0,012\% \left(\frac{\Delta p}{p} \right),$$

что соответствует величине ΔE (FWHM) $\approx 0,4$ Мэв. В наших экспериментах эта величина должна быть ещё меньшей, поскольку горизонтальный угловой захват был уменьшен входным коллиматором до величины $\pm 0,2^\circ$ - мера, вызванная необходимостью улучшить угловое разрешение спектрометра. С другой стороны, эффекты насыщения магнита, мало влияя на параксиальные характеристики, могут значительно увеличить абберационные коэффициенты (в таблице приведены Q_j , соответствующие малым полям, т.е. $B \approx 6$ кгс). Так оценки показывают, что при увеличении поля от 6 кгс до 10 кгс величина Q_1 возрастает от 8,08 м до 18,34 м, в основном, за счёт уменьшения радиусов R и R^* эффективной границы поля (таблица I3).

Экспериментальное определение уровня аббераций, зависящих от x_o' было выполнено с помощью нити с током. Чувствительность

Таблица 14

Аберрационные коэффициенты Q_j и соответствующие им отклонения δx_j траекторий от центральной в плоскости фокусировки в случае точечного источника. Расчёт выполнен для максимальных значений x'_0 , Z'_0 и Z_0 : $x'_{0\max} = 0,7 \cdot 10^{-2}$ рад., $Z'_{0\max} = 1,67 \cdot 10^{-2}$ рад., $Z_{0\max} = 5$ мм

Корреляция	$x_0^{1/2}$	Z_0^2	$Z_0 Z'_0$	$Z_0^{1/2}$	$x_0^{1/3}$	$x_0' Z_0^2$	$x_0' Z_0 Z'_0$	$x_0' Z_0^{1/2}$
Q_j	8,08 м	0,32 $\frac{1}{\text{м}}$	0,67	-0,44 м	-430 м	-21,6 $\frac{1}{\text{м}}$	-86,2	-148 м
δx_j , мм	0,396	0,008	0,056	0,123	0,148	0,004	0,050	0,290

метода была доведена до 0,01% за счёт использования подшипника на воздушной подушке. Моделировался пучок траекторий на входе магнита, причём связь между x и x' определялась расчётным путём по программе параксиальной оптики. Результат трассировки траекторий в интервале импульсов (500-1500) Мэв/с показан на рис.26а. Ширина пятна при $p = 840$ Мэв/с не превышала 0,7 мм ($\Delta p/p \leq 0,05\%$). При переходе к импульсу 1,7 Гэв/с разброс траекторий в плоскости фокусировки возрос до 1,7 мм. Этот эффект, однако, оказалось возможным устранить шиммированием входных границ полюсов магнита. Форма и расположение шимм, обеспечивающих уровень aberrаций $\Delta p/p < 0,05\%$ во всём диапазоне V_p , показаны на рис.26б.

Импульсный захват

Угол между линией фокусов и осевой траекторией составляет $6,5^\circ$. Если счётчики располагать не вдоль линии фокусов, а в плоскости, перпендикулярной осевой траектории, то это приведёт к появлению дополнительных хроматических aberrаций. Расчёт показывает, что при захвате $\Delta p/p = 1\%$, разрешение на краях диапазона ухудшится лишь на величину 0,02% ($\Delta p/p$). Иначе говоря, спектрометр позволяет исследовать одновременно спектр на участке ~ 15 Мэв без существенного ухудшения разрешения.

"Фокусировка с наклоном"

При исследовании рассеяния протонов на лёгких ядрах становится существенной зависимость энергии упруго рассеянной части-

от угла
спектрометра
лога X_0' :

Уравнение
вид:
 $x = C_x x$

где D_E
Условия

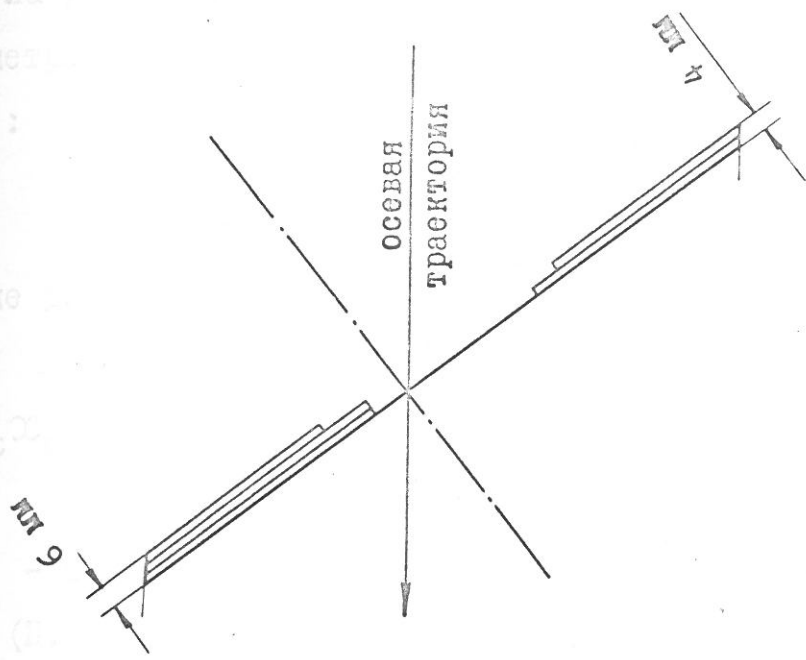


Рис.26б. Расположение шимм на входе магнита, обеспечивающее минимальные абберации. ($\Delta p/p < 0,05\%$) в диапазоне $p = (500 \pm 1500)$ Мэв/с.

Как показало
увеличение

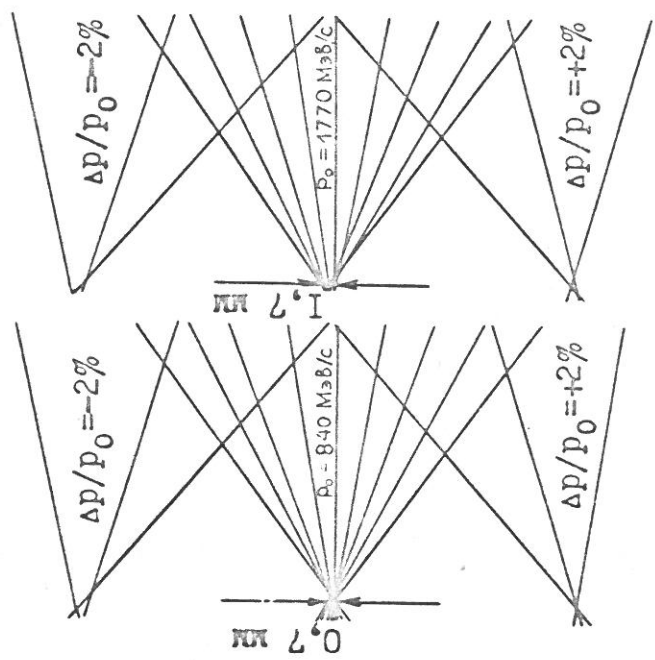


Рис.26а. Результат трассировки траекторий методом иити с током:
а) импульс 840 Мэв/с,
б) ухудшение фокусировки при переходе к импульсам $\approx 1,7$ Гэв/с.

цы от угла рассеяния. В пределах небольшого углового захвата спектрометра приращение энергии ΔE линейно связано с углом вылета x'_0 :

$$\Delta E = \frac{\partial E}{\partial \theta} \cdot x'_0. \quad (\text{П.17})$$

Уравнение для координаты в фокальной плоскости теперь имеет вид:

$$x = C_x x_0 + S_x x'_0 + D_E \Delta E = C_x x_0 + (S_x - D_E \frac{\partial E}{\partial \theta}) x'_0, \quad (\text{П.18})$$

где D_E - энергетическая дисперсия.

Условия (П.11) двойной фокусировки в этом случае изменятся следующим образом:

$$\begin{aligned} S_x - D_E \frac{\partial E}{\partial \theta} &= 0, \\ S_z &= 0. \end{aligned} \quad (\text{П.19})$$

Как показал расчёт, чтобы выполнить эти условия, нужно несколько увеличить фокусирующие силы линз:

$$\begin{aligned} \frac{\alpha_1^* - \alpha_1}{\alpha_1} &= -0,016 D_E \frac{\partial E}{\partial \theta}, \\ \frac{\alpha_2^* - \alpha_2}{\alpha_2} &= -0,059 D_E \frac{\partial E}{\partial \theta}. \end{aligned} \quad (\text{П.20})$$

Здесь α и α^* - фокусирующие силы линз в обычном режиме и в режиме фокусировки с наклоном ($\alpha = Q \ell_{\text{эфф}}$). Величина $D_E \frac{\partial E}{\partial \theta}$ в нашем случае отрицательна. Как видим, спектрометр позволяет легко изменить условия фокусировки с учётом кинематики реакций.

Основные расчётные параметры спектрометра приведены в таблице 15. Анализируя потенциальные возможности спектрометра, следует отметить, что спектрометр, в принципе, может обеспечить довольно высокое энергетическое разрешение $FWHM = 300 \div 500$ кэв. Однако в этом случае размеры мишени и детектора по горизонтали не должны превышать 0,5 мм. Это требование связано с относительно малой величиной дисперсии, что является основным недостатком спектрометра, если сравнивать его со спектрометром в Сакле. Увеличить дисперсию можно, лишь заменив магнит СП-97М на более мощный и увеличив таким образом угол отклонения (в спектрометре в Сакле угол отклонения превышает 90°). Изготовление такого магнита - сложная техническая задача. Но и с нашим магнитом значительного улучшения параметров спектрометра можно достичь путём создания детектора с высоким пространственным разрешением. В выполненных к настоящему времени экспериментах использовался простой двухканальный детектор, состоящий из сцинтилляционных счётчиков с размером по горизонтали 1,2 мм. Ширина мишени была $1 \div 2$ мм. В результате, разрешение спектрометра составляло $1,5 \div 2,0$ Мэв (FWHM). Такое разрешение было достаточным для выполнения намеченной программы (исследование распределения нейтронов в магических ядрах) В дальнейшем в качестве детектора предполагается использовать специально разрабатываемую для этих целей многоканальную систему из пропорциональных камер с разрешением $\pm 0,1$ мм. Переход к многоканальной системе повысит светосилу прибора \sim в 50 раз, что, в свою очередь, позволит сократить горизонтальный размер мишени до $\leq 0,5$ мм, сохранив разумную скорость

Таблица 15

Основные расчётные параметры спектрометра

Наименование	Обозначение	Значение параметра
Первая линза: эффективная длина оптическая сила	$l_1, \text{ м}$ $d_1 = Q_1 l_1, \text{ 1/м}$	0,36 0,93
Вторая линза: эффективная длина оптическая сила	$l_2, \text{ м}$ $d_2 = Q_2 l_2, \text{ 1/м}$	0,36 0,78
Магнит: радиус осевой траектории угол отклонения угол скоса входной границы угол скоса выходной границы горизонтальный коэффициент увеличения вертикальный коэффициент увеличения дисперсия в плоскости фокусировки горизонтальный угловой захват вертикальный угловой захват телесный угол	$\rho, \text{ м}$ $\alpha, \text{ град.}$ $\varepsilon, \text{ град.}$ $\varepsilon^*, \text{ град.}$ M_x M_z $D, \text{ мм/\%}$ $2\alpha', \text{ град.}$ $2\alpha'_z, \text{ град.}$ $\Omega, \text{ стеррад.}$	5,5 23°52' 37°30' -46°40' -0,774 -5,67 14,2 0,8 1,92 4·10 ⁻⁴
Разрешающая способность для точечного источника	$\Delta E \text{ (FWHM), МэВ}$	0,4

счёта. Кроме того, будут измеряться угол и вертикальная координата выходящих из спектрометра частиц, что даст возможность корректировать абберационные эффекты. Мы думаем, что в таком варианте разрешение всей установки (спектрометр + пучок) может быть доведено до $400 \div 500$ кэв (FWHM).

§ 3. Экспериментальная установка и метод измерений

Экспериментальная установка

Схема расположения экспериментального оборудования изображена на рис.27. Выведенный пучок протонов синхроциклотрона формировался, фокусировался и отклонялся на мишень с помощью коллиматора K_I , системы квадрупольных линз L_I-L_7 и поворотного магнита M_0 . Проводка пучка вдоль всего магнитного тракта осуществлялась в вакууме, что позволило уменьшить энергетический разброс пучка, связанный с флуктуациями Ландау, а также уменьшить размеры и расходимость пучка в районе мишени. Контроль за направлением пучка и его полной интенсивностью производился с помощью системы дифференциальных ионизационных камер (DK_I-DK_3) и одной интегральной камеры (ИК). Рабочая интенсивность пучка протонов в месте расположения мишени составляла $10^{10} \div 10^{11}$ протонов/сек при размерах пучка $\sim 8 \times 10$ мм². Направление пучка определялось дифференциальными ионизационными камерами с точностью $\pm 0,05$ град. Мониторирование пучка осуществлялось с помощью телескопа счётчиков (M_I-M_3), регистрировавших частицы, вылетающие из мишени под углом $\Theta_{\text{лаб.}} \approx 20$ град. Регистрирующая система спектрометра состояла из синциллиационных счётчиков $S_I \div S_4$. Пластические сцинтилляторы имели

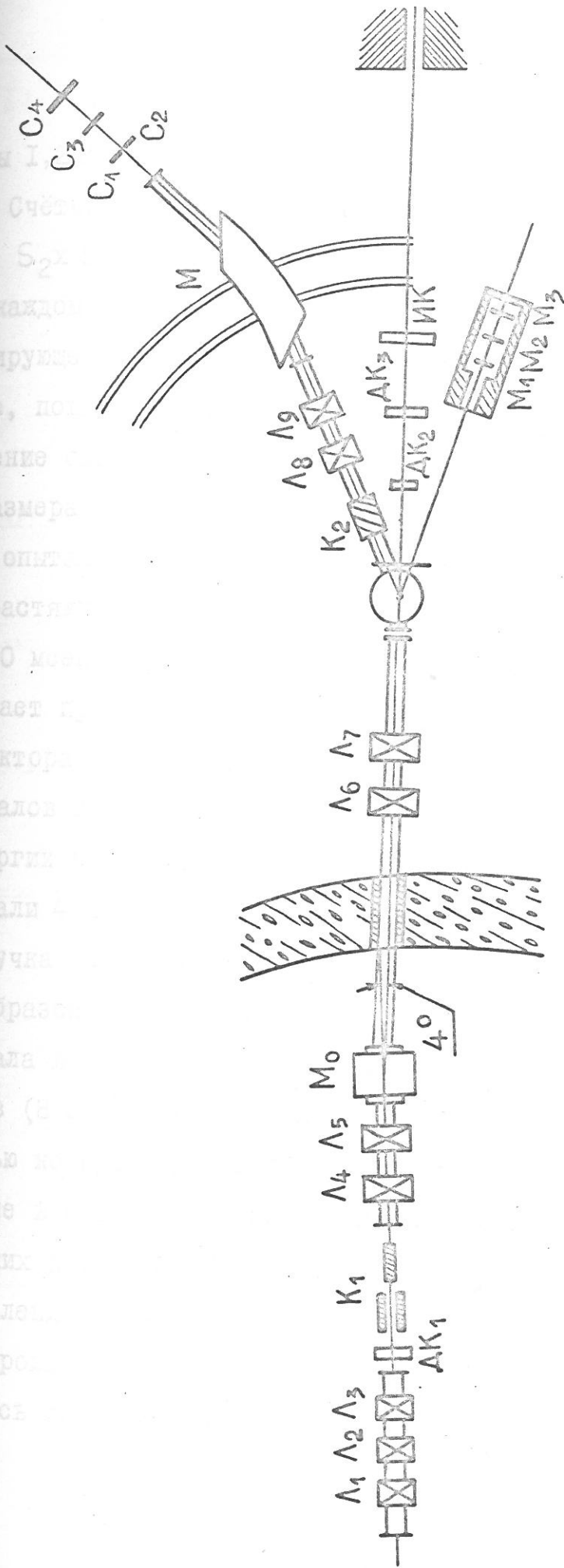


Рис.27. Схема расположения экспериментального оборудования.

L_1-L_7 - система магнитных квадрупольных линз тракта проводки пучка;
 M_0 - отклоняющий магнит; K_1 - коллиматор с регулируемым зазором;
 K_2 - коллиматор спектрометра; L_8, L_9 - линзы спектрометра; $Ж_1-Ж_3$ - дифференциальные ионизационные камеры; $ИК$ - интегральная ионизационная камера; M_1-M_3 - счётчики монитора; C_1-C_4 - счётчики спектрометра.

размеры $1,2 \times 5 \times 50 \text{ мм}^3$ (S_1 и S_2); $2,5 \times 5 \times 50 \text{ мм}^3$ (S_3) и $5 \times 5 \times 50 \text{ мм}^3$ (S_4). Счётчики были включены в совпадения $S_1 \times S_3 \times S_4$ (I-ый канал) и $S_2 \times S_3 \times S_4$ (II-ой канал). Эффективность регистрации протонов в каждом канале составляла $\sim 99\%$. Использование двухканальной детектирующей системы увеличивало скорость набора статистики, а, главное, повышало надёжность измерений. Вклад в энергетическое разрешение спектрометра, связанный с конечной величиной поперечного размера сцинтилляторов S_1, S_2 , составлял $\langle \delta E^2 \rangle^{1/2} \approx 0,3 \text{ МэВ}$.

В опытах использовался растянутый во времени пучок. Длительность растяжки составляла $7 \div 9$ мсек при длительности цикла ускорения 20 мсек. За время вывода пучка энергия протонов монотонно возрастает примерно на 7 МэВ . С помощью многоканального временного селектора полная длительность пучка разбивалась на ряд временных каналов такой ширины, что в пределах каждого канала нарастание энергии протонов в пучке не превышало $0,5 \text{ МэВ}$. Обычно мы использовали 4 временных окна. Накопление информации и мониторинг пучка осуществлялось во всех временных окнах одновременно. Таким образом, одновременно измерялось 8 энергетических спектров — два канала в четырёх временных окнах (рис.28). Информация с 12 скаляров (8 спектрометрических и 4 мониторинговых) поступала на ЭВМ с помощью которой проводилась математическая обработка спектров. Выделение в спектре упругого пика делалось методом наименьших квадратов, причём форма линии задавалась гауссовым распределением. Положение пиков фиксировалось в соответствии со схемой уровней ядра. Из фитирования экспериментальных данных определялись ширина и высота пиков. Такая процедура повторялась для

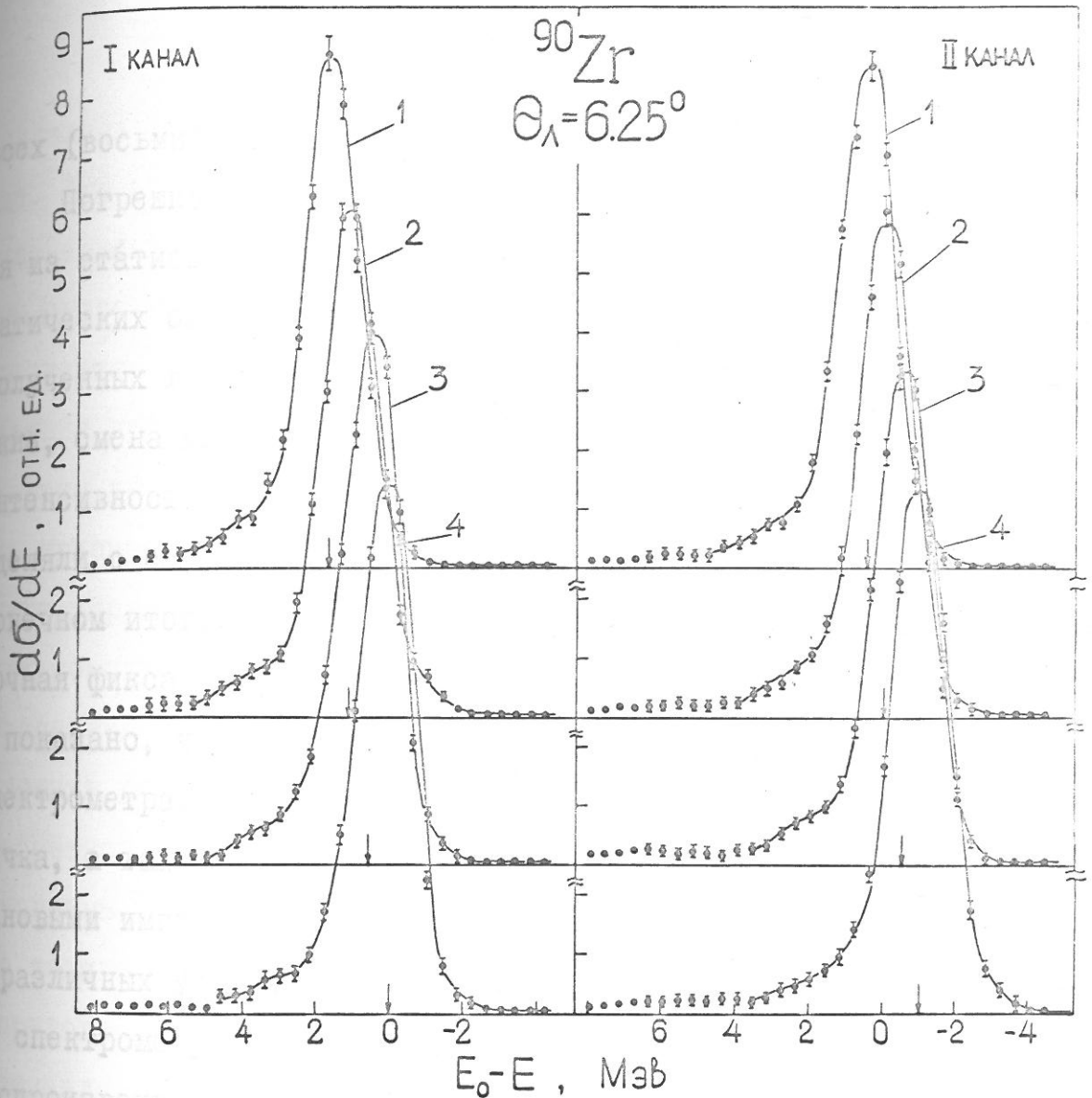


Рис.28. Импульсные спектры протонов, рассеянных на мишени ^{90}Zr под углом $\theta_{\text{лаб.}} = 6,25^\circ$. Измерения велись одновременно в 2-х спектрометрических каналах - $S_1 \times S_3 \times S_4$ (I-ый канал) и $S_2 \times S_3 \times S_4$ (II-ой канал), при этом длительность пучка была разбита на 4 временных канала (1, 2, 3 и 4) шириной $\sim 0,7$ мсек каждый. Шкала импульсов приведена в энергетических единицах, причём за ноль отсчёта принято положение максимума в спектре "II-ой канал - 4-ое временное окно".

всех (восьми) спектров, и результат усреднялся.

Погрешность в измерении дифференциальных сечений складывается из статистической и систематических ошибок. О величине систематических ошибок можно судить по воспроизводимости результатов, полученных в различных условиях (разные каналы, разные временные окна, смена мишеней, наконец, повторение эксперимента при разной интенсивности пучка и т.д.). Воспроизводимости результатов мы уделяли с самого начала большое внимание, поскольку от этого, в конечном итоге, зависел результат эксперимента. Была обеспечена точная фиксация мишеней в центре вращения спектрометра ($\pm 0,1$ мм) и показано, что положение мишени не изменяется при повороте спектрометра. Тщательно контролировалась стабильность направления пучка, а также стабильность и отсутствие перегрузки аппаратуры фоновыми импульсами. В результате разброс в сечениях, измеренных в различных условиях не превышал $\pm 3\%$. Позднее, работая в Сакле со спектрометром SPES I, мы убедились, что получить аналогичную воспроизводимость результатов на этом спектрометре очень трудно. Это связано с нестабильностью и исключительно плохой временной структурой пучка ускорителя Сатурн, что приводит к трудно контролируемым перегрузкам детектирующей аппаратуры. Напротив, качество протонного пучка синхроциклотрона ЛИЯФ оказалось очень хорошим, и это обстоятельство существенно облегчило проведение эксперимента.

Нормировка сечений

Абсолютная нормировка дифференциальных сечений проводилась в области второго дифракционного максимума ($\Theta_{\text{лаб}} \approx 6 \div 8^\circ$). Срав-

нивались пики упругого рассеяния на исследуемом ядре и на водороде. Для этих целей использовалась составная мишень, содержащая исследуемый изотоп и полиэтилен (CH_2). На рис.29 приведены спектры протонов, рассеянных составной мишенью ($81\%^{40}\text{Ca} + 19\%\text{CH}_2$), и результат их обработки по м.н.к. При обработке пики упругого рассеяния протонов аппроксимировались гауссовыми распределениями с учётом уровня фона, вклада неупругих каналов и рассеяния протонов на присутствовавших в мишени ядрах ^{12}C . Энергетическое положение пика упругого рассеяния на ядрах ^{12}C задавалось из кинематических соотношений, а ширина полагалась равной ширине пика упругого рассеяния на ядрах ^{40}Ca . Найденная в процессе обработки по м.н.к. площадь под пиком упругого рассеяния протонов на ^{12}C совпадала с расчётной величиной, полученной на основании данных по дифференциальным сечениям рассеяния протонов на ^{12}C /98,105/ и известного количества ядер ^{12}C в составной мишени. Поправка в сечение упругого рассеяния на ядрах ^{40}Ca , обусловленная примесью ^{12}C , составляла $\sim 2,5\%$. Полученное таким способом значение дифференциального сечения рассеяния протонов на угол $\Theta_{\text{лаб.}} = 8$ град. ядрами ^{40}Ca равно $d\sigma/d\Omega = (212 \pm 20)$ мбарн/стерад. Аналогичным образом была выполнена нормировка дифференциальных сечений рассеяния протонов на изотопах ^{28}Si , ^{32}S , ^{90}Zr и ^{208}Pb . Погрешность абсолютной нормировки оценивается в $\pm 10\%$, причём основной вклад в эту величину даёт погрешность выполненных к настоящему времени измерений сечения упругого р-р рассеяния. В соответствии с результатами работы /124/ мы использовали сечение упругого р-р рассеяния, параметризованное в следующем виде:

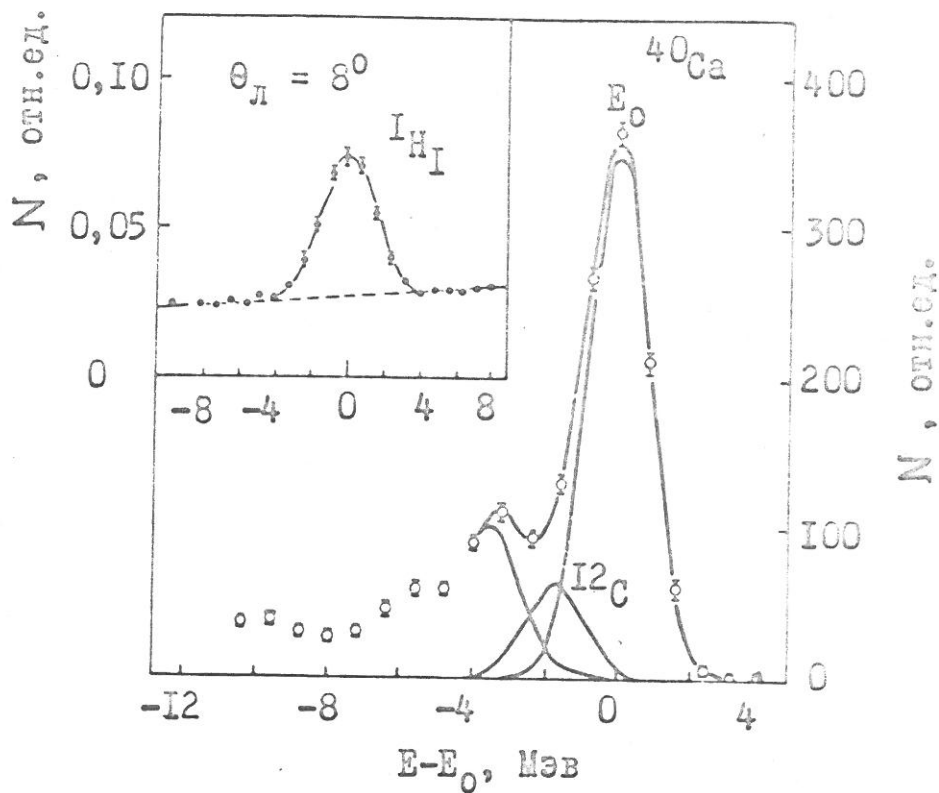


Рис.29. Энергетические спектры протонов, рассеянных на составной мишени ($81\% \text{ } ^{40}\text{Ca} + 19\% \text{ CH}_2$). Сплошные кривые - результат обработки методом наименьших квадратов.

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{c.m.} = \sum_{i=0}^3 a_{2i} P_{2i}(\cos \Theta). \quad (\text{П.21})$$

Коэффициенты a_{2i} были подобраны таким образом, чтобы хорошо передавался относительный ход сечения $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\Theta)$, приведённого в работе /124/. Нормировка же сечения выполнена с использованием результатов абсолютного измерения сечений в работах /122,123/. В результате, были получены следующие значения коэффициентов a_{2i} :

$$a_0 = 4,106 \text{ мбарн/стер.}, \quad a_2 = 9,691 \text{ мбарн/стер.}, \quad a_4 = 5,096 \text{ мбарн/стер.}, \quad a_6 = 1,303 \text{ мбарн/стер.}$$

При исследовании изотопических эффектов в рассеянии на парах изотопов ^{32}S - ^{34}S , ^{40}Ca - ^{48}Ca и ^{39}K - ^{40}Ca сечения рассеяния на ^{34}S , ^{48}Ca и ^{39}K нормировались, соответственно, на сечения рассеяния на ядрах ^{32}S и ^{40}Ca . Нормировка проводилась с учётом изотопических примесей и изменения скорости счёта в мониторинном канале при переходе от одного изотопа к другому. Погрешность относительной нормировки не превышает $\pm 3\%$. Полученное в наших работах абсолютное сечение рассеяния протонов на ^{40}Ca было использовано также в качестве эталонного при нормировке сечений упругого рассеяния протонов на ядрах $^{40,42,44,48}\text{Ca}$ и ^{48}Ti , измеренных в совместном (Сакле-Гатчина) эксперименте.

Поправки на угловое разрешение спектрометра

Во все измеренные дифференциальные сечения вводились поправки на конечный угловой захват спектрометра ($\pm 0,2^\circ$)^{ж)} и угловую

ж) При исследовании ядра ^{208}Pb угловой захват спектрометра был уменьшен до $\pm 0,1^\circ$.

расходимость пучка. Угловая расходимость пучка определялась экспериментально по уширению пика упругого рассеяния на водороде ($\theta_{\text{Л}} = 17^\circ$) по сравнению с пиком упругого рассеяния на ^{12}C ($\theta_{\text{Л}} = 6^\circ$) (мишень CH_2). Это уширение связано с кинематическим наклоном, который в случае рассеяния на водороде при $\theta_{\text{Л}} = 17^\circ$ составляет $\frac{dE}{d\theta_{\text{Л}}} = 14$ Мэв/град., в то время как при рассеянии на ^{12}C им можно пренебречь. При этом уширение водородного пика, связанное с конечным угловым захватом, можно устранить, изменив фокусирующие силы линз (см. главу II, § 2), и остаётся только эффект, обусловленный угловой расходимостью пучка. Экспериментально были получены следующие значения:

$$\text{FWHM (H, } \theta_{\text{Л}}=17^\circ) = 3 \text{ Мэв,}$$

$$\text{FWHM } (^{12}\text{C, } \theta_{\text{Л}}=6^\circ) = 1,6 \text{ Мэв.}$$

Отсюда можно было определить угловую дисперсию пучка:

$$(\Delta\theta^2)^{1/2} \approx 0,1 \text{ град.}$$

Если предположить, что угловое распределение протонов в пучке описывается нормальным распределением, а угловая неопределённость, связанная с конечной величиной углового захвата спектрометра, есть равномерное распределение, то полная угловая дисперсия составляет $\mathcal{D}_\theta^2 = 0,024 \text{ град.}^2$ *). Эта величина была использована при введении соответствующих поправок в измеренные дифференциальные сечения. При этом предполагалось, что измеряемое сечение $\frac{d\bar{\sigma}}{d\Omega}(\theta)$ есть свёртка истинного (без угловых искажений) сечения $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)$

*) В эксперименте по изучению рассеяния протонов на ^{208}Pb угловая дисперсия составляла $\mathcal{D}_\theta^2 = 0,013 \text{ град.}^2$

и некоторой симметричной функции $\phi(\theta - \theta')$, характеризующей угловой захват спектрометра и угловую расходимость пучка:

$$\frac{d\bar{\delta}}{d\Omega}(\theta) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d\delta}{d\Omega}(\theta') \cdot \phi(\theta - \theta') d\theta', \quad (\text{П.22})$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \phi(\theta - \theta') d\theta' = 1.$$

Если $\frac{d\delta}{d\Omega}(\theta)$ представить в виде разложения в ряд по степеням $(\theta - \theta')$ до четвёртого порядка, то можно получить следующую приближённую формулу [109]:

$$\frac{d\delta}{d\Omega}(\theta) = \frac{d\bar{\delta}}{d\Omega}(\theta) - \frac{1}{2} \left[\frac{d\bar{\delta}}{d\Omega}(\theta) \right]^{II} M_2 + \frac{1}{8} \left[\frac{d\bar{\delta}}{d\Omega}(\theta) \right]^{IV} M_2^2. \quad (\text{П.23})$$

Здесь $M_2 = D_\theta$ - центральный момент второго порядка распределения $\phi(\theta)$.

При выводе формулы (П.23) использованы следующие допущения:

$\frac{d\delta^{IV}}{d\Omega}(\theta) \approx \frac{d\bar{\delta}^{IV}}{d\Omega}(\theta)$ и $M_4 = 3M_2^2$, где M_4 - центральный момент четвёртого порядка распределения $\phi(\theta)$. Последнее равенство выполняется строго для распределения Гаусса. Для определения второй и четвёртой производной от $\frac{d\bar{\delta}}{d\Omega}(\theta)$ проводилась предварительная обработка экспериментальных данных по методу м.н.к., находилась теоретическая кривая и вычислялись соответствующие производные. После этого по формуле (П.23) находились сечения с учётом углового разрешения спектрометра. На рис.30 приведено одно из измеренных дифференциальных сечений, а также сечение с учётом поправки на угловую дисперсию. Как видно, эта поправка существенна, в основном, в области дифракционных минимумов.

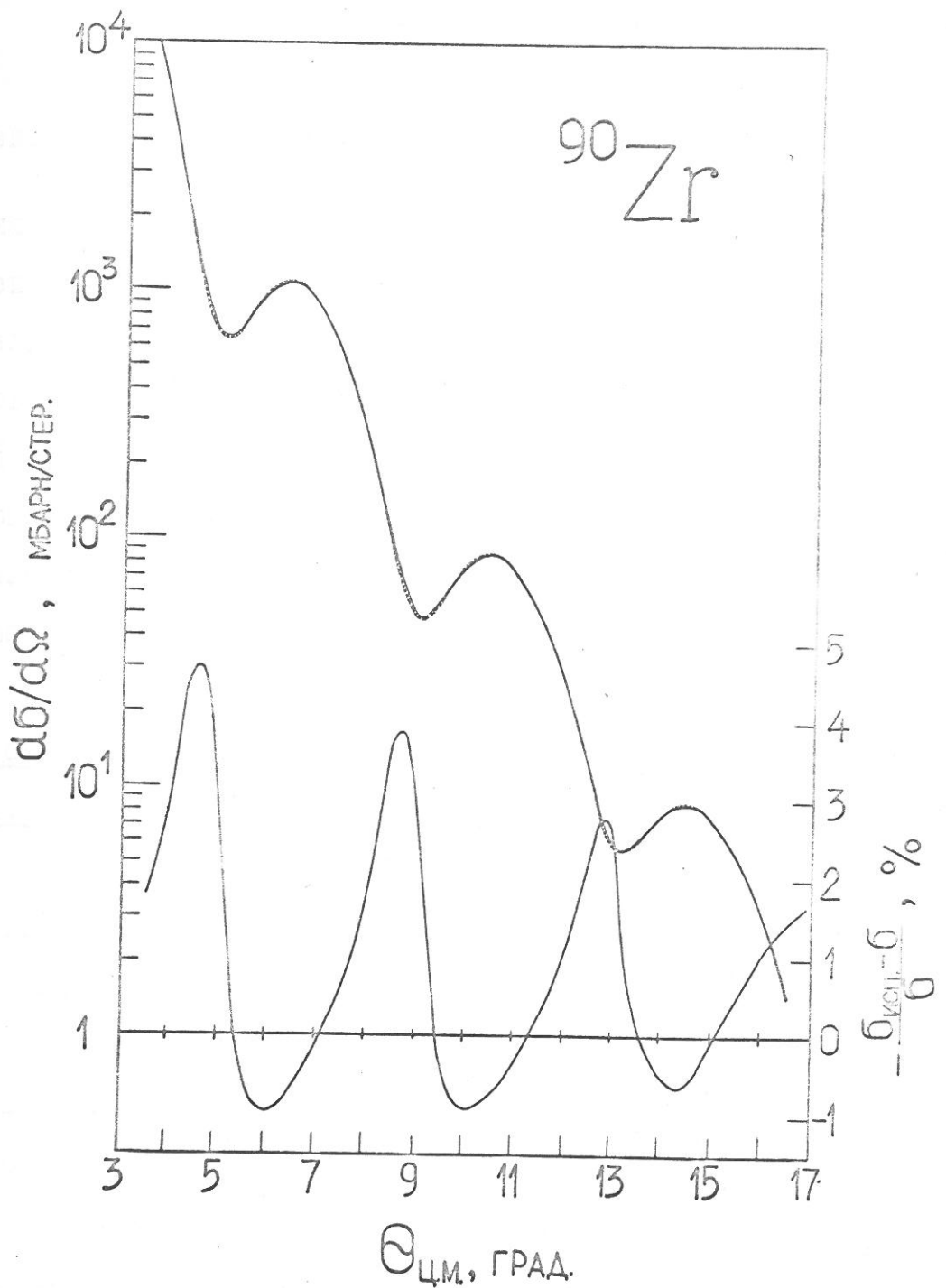


Рис.30. Влияние углового захвата спектрометра и расходимости пучка на измеренные дифференциальные сечения.

— — экспериментальное дифференциальное сечение,

..... — дифференциальное сечение с поправкой на угловую дисперсию $D_{\Theta}^2 = 0,024 \text{ град}^2$

Приведена также относительная разность измеренного и исправленного дифференциальных сечений.

Средняя энергия протонов в выведенном пучке синхроциклотрона

Для анализа экспериментальных данных необходимо знать импульс рассеиваемых протонов с достаточно высокой точностью. Допустимая величина погрешности составляет $\Delta p/p \leq 1\%$. Средняя энергия протонов в выведенном пучке была определена методом измерения времени пролёта фиксированной базы. Таким образом была получена следующая величина: $T_p = (997 \pm 5)$ Мэв. При анализе всех наших экспериментальных данных мы полагали $T_p = 1,00$ Гэв и не учитывали погрешность в определении этой величины.

§ 4. Дифференциальные сечения упругого рассеяния протонов с энергией 1,00 Гэв на ядрах ^{28}Si , ^{32}S , ^{34}S , ^{39}K , ^{40}Ca , ^{48}Ca , ^{90}Zr , ^{208}Pb

Выбор ядер-мишеней диктовался, главным образом, желанием изучить распределение нейтронов в магических ядрах ^{40}Ca , ^{48}Ca , ^{90}Zr и ^{208}Pb , поскольку именно эти ядра исследовались наиболее интенсивно в развиваемых сейчас различных вариантах теории ядерной материи. Важно также, что магические ядра, в силу относительно большой их устойчивости, являются наиболее благоприятными объектами исследования с точки зрения надёжности анализа экспериментальных данных.

В используемом для анализа методе Глаубера делается ряд допущений, из которых наиболее существенным является игнорирование эффекта корреляций нуклонов в ядре. Хотя теоретические рассуждения показывают, что роль нуклонных корреляций в процессе упругого рассеяния протонов на достаточно тяжёлых ядрах не должна быть

большой, тем не менее хотелось бы иметь экспериментальное доказательство надёжности данного метода исследования распределения нуклонов в ядрах. Одной из возможных проверок является изучение средних ядер с $Z = N$, в которых, как полагают, распределения протонов и нейтронов должны быть очень близкими (см. главу I). Такими "эталонными" ядрами в наших исследованиях были выбраны ^{28}Si , ^{32}S и ^{40}Ca . Эти изотопы имеют различную ядерную структуру, поэтому сравнительное изучение рассеяния протонов на этих ядрах должно было бы выявить роль виртуального возбуждения ядра (т.е. нуклонных корреляций) в процессе рассеяния. Ядро ^{39}K - единственный изотоп с ненулевым спином - должно было помочь оценить возможное влияние спиновых эффектов на процесс рассеяния.

Изотопическая пара ^{40}Ca - ^{48}Ca представляла особый интерес в связи с аномальным поведением распределения заряда в этих ядрах. Наряду с этим мы исследовали "нормальную" пару ^{32}S - ^{34}S , в которой зарядовый радиус возрастает в соответствии с законом $r \propto A^{1/3}$. При исследовании изотопических эффектов особое внимание уделялось точности относительных измерений сечений и воспроизводимости результатов. Так в опыте с изотопами кальция одновременно исследовались 3 мишени из ^{48}Ca и 3 мишени из ^{40}Ca , поочерёдно устанавливаемые на пучке при каждом угле рассеяния. Поэтому возможные систематические ошибки в этих опытах сведены к минимуму.

Вес мишеней обычно составлял 50-80 мгр. Размер кальциевых мишеней - $\sim 2 \times 4 \times 5$ мм³. Размер мишеней с бóльшим A , соответственно, уменьшался. Так в качестве мишени из ^{208}Pb использовалась проволока диаметром 1 мм и высотой 5 мм. При исследовании изотопов кальция и калия были приняты меры, предотвращающие возможность

окисления мишеней. В этом случае все подготовительные работы велись в атмосфере аргона. В таблице I6 приведён изотопический состав использованных в экспериментах мишеней. Процентное содержание основного изотопа во всех мишенях, кроме мишеней из ^{48}Ca , превышало 90%. Поскольку, к тому же, дифференциальные сечения на соседних изотопах отличаются мало, то в этих случаях при вычислении сечений можно было считать, что исследуемые мишени целиком состоят из основного изотопа. При исследовании рассеяния протонов на ^{48}Ca необходимо было учесть содержание в мишени изотопа ^{40}Ca . Зная сечение рассеяния протонов на ядре ^{40}Ca , можно было вычислить соответствующую поправку. В этом случае сечение определялось с помощью следующей формулы [109]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{48}} / \frac{d\sigma}{d\Omega_{40}} = \frac{S_{48}}{S_{40}} \cdot \frac{M_{48}}{M_{40}} \left(\frac{A_{48}}{A_{40}} + \gamma \right) - \gamma. \quad (\text{П.24})$$

Здесь S_{48} и S_{40} - площади под пиками упругого рассеяния протонов, нормированные на счёт в мониторинном канале, соответственно для мишеней из ^{48}Ca (с примесью ^{40}Ca) и ^{40}Ca ; M_{48} и M_{40} - скорости счёта в мониторинном канале, отнесённые к 1 г вещества мишени и нормированные на интенсивность пучка; A_{48} и A_{40} - атомные веса изотопов; $\gamma = 0,423$ - есть отношение числа ядер ^{40}Ca к числу ядер ^{48}Ca в мишени. В специальном эксперименте было найдено отношение $M_{48}/M_{40} = 0,91 \pm 0,02$.

На рис.31 и 32 приведено несколько энергетических спектров протонов, рассеянных на фиксированный угол. Там же приведены схемы уровней исследуемых ядер. Выделение в спектре упругого пика делалось методом н.к., причём при фитировании спектр зада-

Таблица 16

Процентное содержание изотопов в мишенях
(отношение числа ядер данного изотопа к полному числу ядер)

Мишень	Изотоп	Содержание, %	Мишень	Изотоп	Содержание, %
^{28}Si	^{28}Si	92,2	^{48}Ca	^{40}Ca	29,8
	^{29}Si	4,7		^{42}Ca	0,5
	^{30}Si	3,1		^{44}Ca	2,2
^{32}S	^{32}S	98,7		^{46}Ca	0,1
	^{33}S	0,2		^{48}Ca	67,1
	^{34}S	1,1	^{90}Zr	^{90}Zr	95,8
^{34}S	^{32}S	0,1		^{91}Zr	1,3
	^{33}S	1,8		^{92}Zr	1,5
	^{34}S	98,0		^{94}Zr	1,2
	^{36}S	0,1	^{96}Zr	0,2	
^{39}K	^{39}K	93,08	^{208}Pb	^{204}Pb	0,1
	^{40}K	0,01		^{206}Pb	0,1
	^{41}K	6,91		^{207}Pb	2,2
^{40}Ca	^{40}Ca	96,97		^{208}Pb	97,5
	^{42}Ca	0,64			
	^{43}Ca	0,15			
	^{44}Ca	2,06			
	^{48}Ca	0,18			

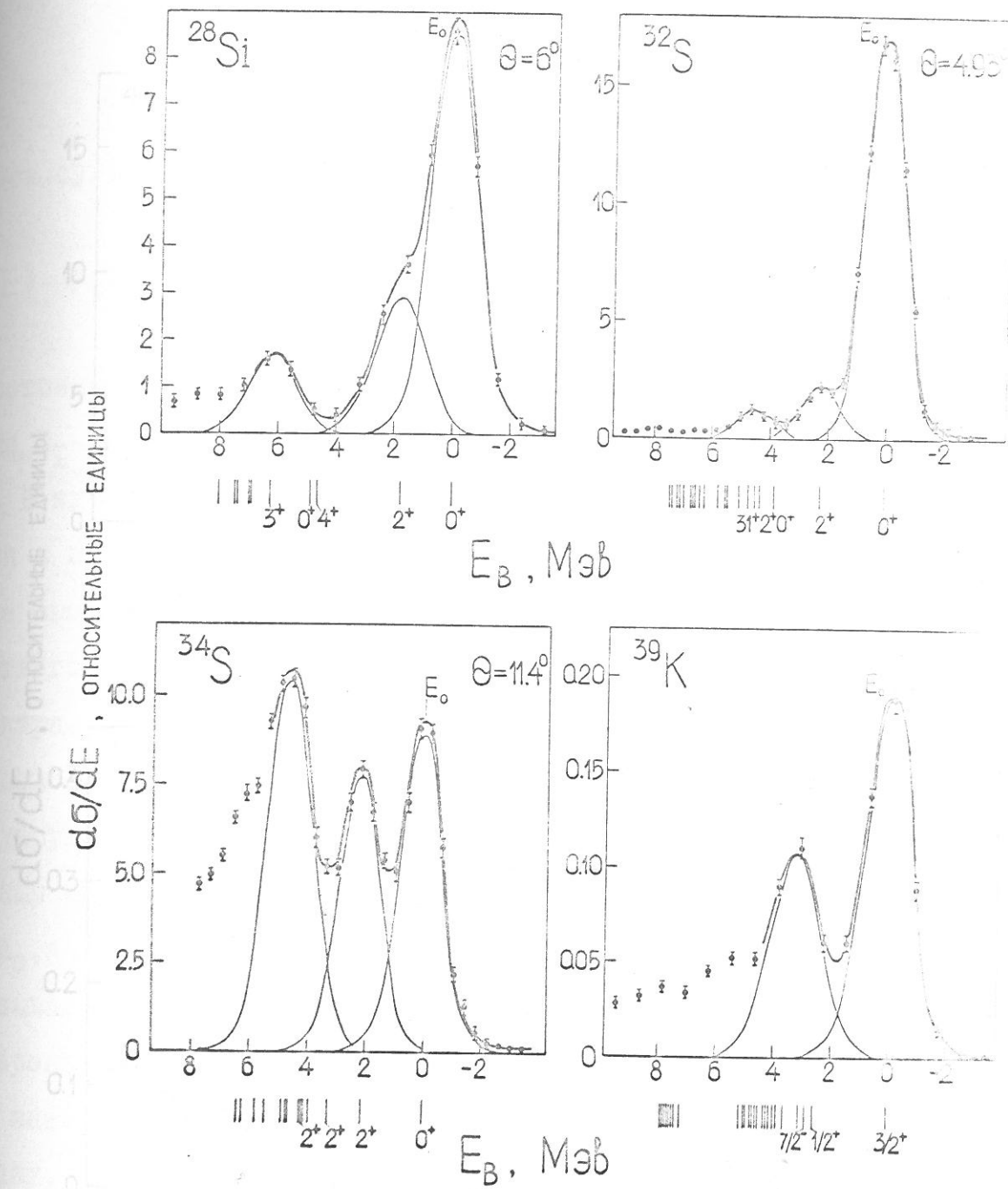


Рис. 31. Импульсные спектры протонов, рассеянных на фиксированный угол. Мишени ^{28}Si , ^{32}S , ^{34}S , ^{39}K .

Тонкими линиями показан результат разложения спектров методом н.к. Сплошные линии — суммарный спектр.

Рис.

Внизу приведены схемы энергетических уровней ядер мишеней. E_B — энергия возбуждения ядра.

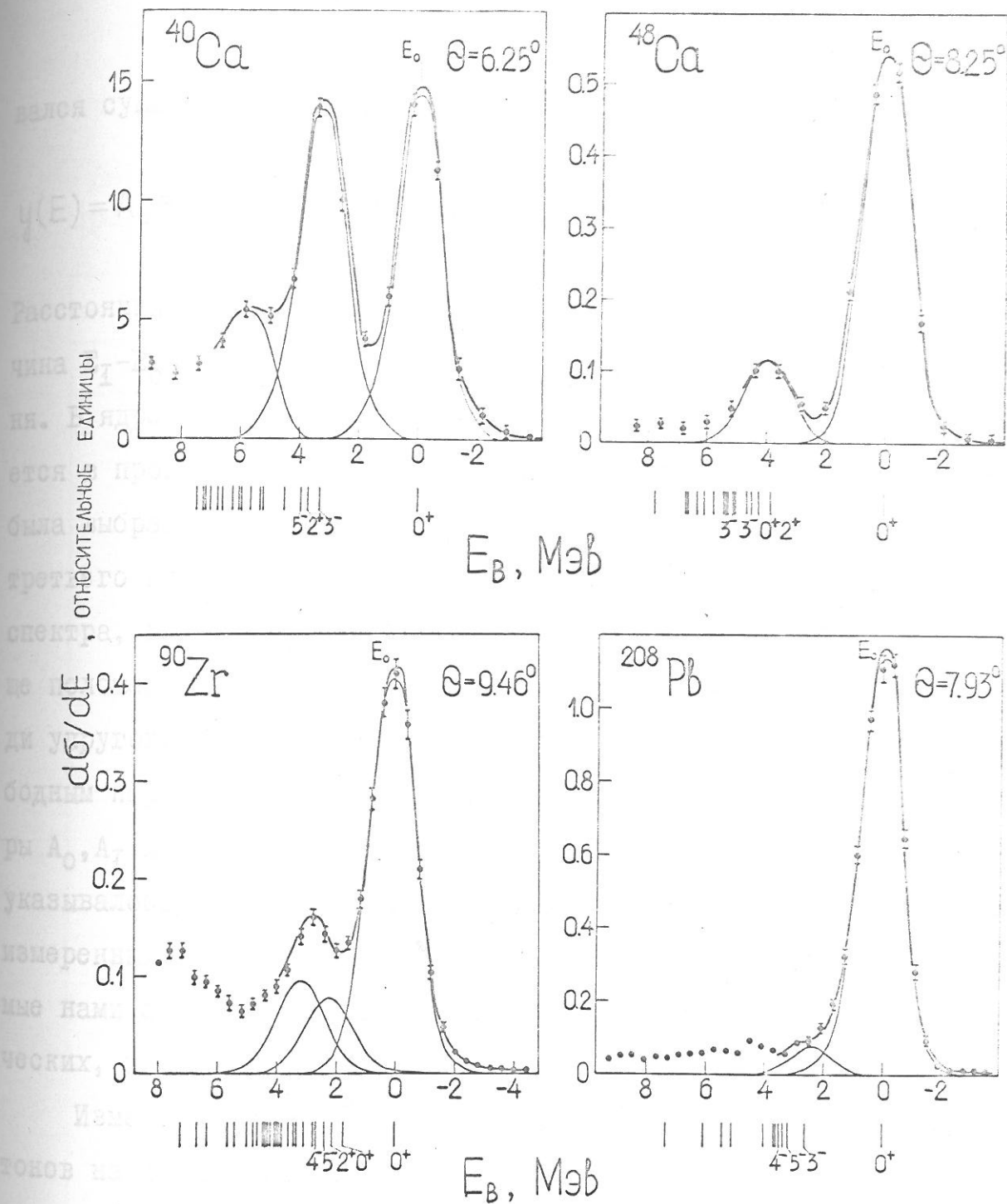


Рис. 32. Импульсные спектры протонов, рассеянных на фиксированный угол. Мишени ^{40}Ca , ^{48}Ca , ^{90}Zr и ^{208}Pb .

Тонкими линиями показан результат разложения спектров методом н.к. Сплошные линии – суммарный спектр.

Внизу приведены схемы уровней ядер мишеней. E_B – энергия возбуждения ядра.

вался суммой трёх пиков-гауссианов и фоновой "подложки":

$$\gamma(E) = A_0 e^{-\left(\frac{E-E_0}{\sqrt{2}\sigma}\right)^2} + A_1 e^{-\left(\frac{E-E_1}{\sqrt{2}\sigma}\right)^2} + A_i e^{-\left(\frac{E-E_i}{\sqrt{2}\sigma}\right)^2} + C + BE. \quad (\text{П.25})$$

Расстояния между пиками E_1-E_0 и E_i-E_0 фиксировались, причём величина E_1-E_0 выбиралась равной энергии первого возбуждённого уровня. В ядре ^{90}Zr первый уровень (0^+), как оказалось, не возбуждается в процессе рассеяния протонов. В этом случае величина E_1-E_0 была выбрана равной энергии второго уровня ядра ^{90}Zr . Положение третьего пика (т.е. величина E_i-E_0) фиксировалось в тех участках спектра, где было заметно проявление какого-либо максимума. Вообще положение третьего пика слабо сказывалось на выделяемой площади упругого пика. В некоторых случаях величина E_i оставалась свободным параметром. В результате фитирования определялись параметры $A_0, A_1, A_i, E_0, \sigma, C, B$ и находилась площадь упругого пика. Как уже указывалось, таким образом анализировались восемь одновременно измеренных спектров. Полученные результаты усреднялись. Приводимые нами ошибки в измеренных сечениях включают, помимо статистических, и ошибки усреднения.

Измеренные дифференциальные сечения упругого рассеяния протонов на ядрах приведены в таблицах I7, I8 и на рисунках 33, 34, 35. Во все экспериментальные данные внесены поправки на угловую расходимость пучка. В сечении рассеяния на изотопе ^{48}Ca учтена также поправка на изотопический состав мишени. В случае изотопов ^{32}S и ^{40}Ca приведены результаты двух, выполненных в различное время, экспериментов.

Таблица 17 а

Дифференциальные сечения упругого рассеяния протонов с энергией 1 Гэв на ядрах ^{32}S и ^{34}S

$\theta_{\text{ц.м.}}$	$d\sigma/d\Omega, ^{32}\text{S}$	$d\sigma/d\Omega, ^{34}\text{S}$
град.	мбарн / стер.	мбарн / стер.
5,32	1334 ± 25	1225 ± 32
5,59	863 ± 27	788 ± 35
5,86	549 ± 16	489 ± 25
6,13	338 ± 13	293 ± 16
6,40	199 ± 8	177 ± 15
6,67	115 ± 5	93,2 ± 2,8
6,94	64,8 ± 2,8	55,4 ± 3,8
7,21	39,5 ± 2,9	45,7 ± 3,6
7,48	39,6 ± 2,8	55,4 ± 2,8
7,75	48,3 ± 2,7	70,8 ± 2,9
8,02	63,2 ± 1,8	87,3 ± 2,3
8,10	66,7 ± 1,4	92,0 ± 1,8
8,37	80,1 ± 1,5	105,2 ± 2,5
8,56	87,8 ± 1,0	110,3 ± 2,5
8,80	96,0 ± 5,4	114,1 ± 2,8
9,07	99,8 ± 2,8	112,7 ± 3,3
9,34	94,5 ± 2,2	107,5 ± 2,5
9,61	90,0 ± 2,0	98,6 ± 2,6
9,88	79,8 ± 1,8	83,3 ± 2,5
10,15	71,2 ± 1,6	71,6 ± 2,0
10,42	58,8 ± 1,5	58,3 ± 1,8
10,69	49,2 ± 1,2	46,5 ± 1,2
10,96	39,2 ± 0,8	36,3 ± 0,8
11,23	30,0 ± 0,5	26,2 ± 0,6
11,50	21,9 ± 0,6	18,8 ± 0,5
11,77	16,0 ± 0,6	12,8 ± 0,4
12,04	11,1 ± 0,7	8,78 ± 0,35
12,31	7,35 ± 0,45	5,56 ± 0,21
12,58	4,88 ± 0,25	3,71 ± 0,16
12,85	3,35 ± 0,28	2,48 ± 0,15
13,12	2,19 ± 0,18	1,89 ± 0,18
13,39	1,62 ± 0,14	1,96 ± 0,18
13,58	1,58 ± 0,15	2,19 ± 0,18
13,66	1,67 ± 0,16	2,29 ± 0,20
13,93	1,96 ± 0,12	2,61 ± 0,15
14,02	2,15 ± 0,10	2,88 ± 0,09
14,47	2,44 ± 0,08	3,23 ± 0,06
14,94	2,63 ± 0,12	3,32 ± 0,06
15,01	2,69 ± 0,16	3,35 ± 0,07
15,21	2,68 ± 0,15	3,16 ± 0,06
15,75	2,47 ± 0,13	2,60 ± 0,02
16,27	2,02 ± 0,08	2,08 ± 0,12
17,10	1,18 ± 0,10	1,06 ± 0,10
18,18	0,34 ± 0,06	0,28 ± 0,05

Таблица I7 б

Дифференциальные сечения упругого рассеяния протонов с энергией I Гэв на ядрах ^{39}K и ^{40}Ca

$\theta_{\text{ц.м.}}$	$d\sigma / d\Omega, ^{39}\text{K}$	$\theta_{\text{ц.м.}}$	$d\sigma / d\Omega, ^{40}\text{Ca}$
град.	мбарн / стер.	град.	мбарн / стер.
5,04	I529 ± 52	5,25	I209 ± 73
5,29	II27 ± 46	5,55	733 ± 48
5,59	706 ± 28	5,80	43I ± 38
5,84	456 ± 32	6,05	258 ± I2
6,10	259 ± 26	6,32	I22 ± IO
6,30	I76 ± I3	6,57	77,2 ± 4,8
6,60	99, I ± II	6,85	47,2 ± 6, I
6,80	67, I ± 4,8	7,10	69, I ± 4,6
7,16	67,8 ± 4,0	7,37	93,2 ± 5,4
7,44	I03,8 ± 3,4	7,55	I20,4 ± 6,5
7,69	I28,9 ± 3,7	7,90	I56,5 ± 2, I
7,95	I49,0 ± 4,7	8,42	I90,0 ± 9,0
8,2I	I6I,3 ± I2,6	8,95	I70,2 ± 7,2
8,48	I73,8 ± IO,5	9,50	I28,3 ± 7,8
8,74	I64,2 ± 7,4	I0,00	82,9 ± 5,0
9,29	I40,3 ± 7,8	I0,50	46,5 ± 3,2
9,79	III,3 ± 6,3	II,05	20,0 ± I,3
I0,29	66,8 ± 4,2	II,60	8,7I ± 0,70
I0,84	3I,4 ± 2,6	I2,10	3,44 ± 0,45
II,39	II,9 ± I,3	I2,65	3,53 ± 0,55
II,89	5,85 ± 0,58	I3,20	5,58 ± 0,58
I2,44	2,78 ± 0,42	I3,70	6,77 ± 0,42
I2,99	4, I7 ± 0,3I	I4,20	6,56 ± 0,38
I3,49	5,59 ± 0,34	I4,75	5,45 ± 0,43
I3,99	6,57 ± 0,35	I5,25	3,78 ± 0,3I
8,95		I5,80	2,57 ± 0,25
9,2I		I6,10	I,75 ± 0,25
9,46		I6,30	I,33 ± 0, I8
		I6,85	0,69 ± 0,08
		I7,40	0,37 ± 0,06
		I7,90	0,20 ± 0,06

Таблица 17 в

Дифференциальное сечение упругого рассеяния
протонов с энергией 1 Гэв на ядре ^{90}Zr

$\theta_{\text{Ц.М.}}$ град.	$d\sigma / d\Omega$ мбарн / стер.	$\theta_{\text{Ц.М.}}$ град.	$d\sigma / d\Omega$ мбарн / стер.
3,58	974I ± 250	9,72	68,6 ± 1,5
4,09	334I ± 70	9,97	77,2 ± 1,5
4,35	1843 ± 70	10,23	83,2 ± 1,5
4,86	696 ± 30	10,48	84,7 ± 3,1
5,11	671 ± 25	10,74	82,2 ± 1,5
5,37	788 ± 50	11,00	70,7 ± 1,5
5,63	958 ± 75	11,25	55,6 ± 1,1
5,88	1060 ± 75	11,51	49,2 ± 2,5
6,14	1187 ± 51	11,76	33,4 ± 1,1
6,39	1137 ± 30	12,02	24,2 ± 0,9
6,65	1006 ± 25	12,27	15,7 ± 1,0
6,90	914 ± 35	12,53	11,0 ± 0,3
7,16	701 ± 25	13,04	6,82 ± 0,25
7,42	532 ± 20	13,30	5,41 ± 0,25
7,67	377 ± 10	13,55	6,22 ± 0,30
7,93	239,5 ± 3,5	13,81	6,92 ± 0,30
8,18	155,3 ± 5,1	14,32	7,87 ± 0,35
8,44	95,2 ± 5,1	14,83	6,57 ± 0,45
8,69	60,2 ± 2,0	15,34	5,37 ± 0,30
8,95	45,6 ± 1,7	15,85	3,56 ± 0,35
9,21	47,1 ± 1,5	16,36	1,76 ± 0,20
9,46	56,1 ± 1,5	16,87	0,97 ± 0,15

7,47
7,73
7,98
8,23

Таблица 17 г

Дифференциальное сечение упругого рассеяния
протонов с энергией 1 Гэв на ядре ^{208}Pb

$\theta_{\text{ц.м.}}$	$d\sigma / d\Omega$	$\theta_{\text{ц.м.}}$	$d\sigma / d\Omega$
град.	мбарн / стер.	град.	мбарн / стер.
1,92	211000 ± 4700	8,48	486 ± 12
2,17	128000 ± 2450	8,74	333 ± 8
2,43	76500 ± 1500	8,99	221 ± 8
2,68	45200 ± 950	9,24	136 ± 8
2,93	25100 ± 510	9,49	90,3 ± 5,3
3,18	13500 ± 265	9,75	75,0 ± 3,2
3,43	7160 ± 150	10,00	81,4 ± 2,2
3,69	4970 ± 284	10,25	95,8 ± 1,3
3,94	4640 ± 95	10,50	110,6 ± 2,1
4,19	5210 ± 133	10,76	117,0 ± 4,5
4,44	5870 ± 114	11,01	101,1 ± 5,9
4,70	5960 ± 119	11,26	85,2 ± 5,5
4,95	5480 ± 110	11,51	77,8 ± 4,2
5,20	4670 ± 59	11,77	55,5 ± 4,7
5,45	3850 ± 245	12,02	39,2 ± 1,3
5,71	2800 ± 114	12,27	27,5 ± 2,1
5,96	1840 ± 68	12,52	17,9 ± 1,2
6,21	1073 ± 64	12,77	14,2 ± 1,2
6,46	647 ± 17	13,03	16,4 ± 1,0
6,72	488 ± 24	13,28	16,7 ± 1,0
6,97	471 ± 19	13,53	17,9 ± 0,6
7,22	573 ± 23	13,78	17,9 ± 1,2
7,47	672 ± 38	14,29	16,3 ± 0,6
7,73	703 ± 32	14,54	12,7 ± 1,0
7,98	658 ± 11	15,05	7,25 ± 0,60
8,23	606 ± 17		

Таблица 18 а

Дифференциальные сечения упругого рассеяния протонов с энергией 1 Гэв на ядрах ^{28}Si и ^{32}S

$\theta_{\text{ц.м.}}$	$d\sigma/d\Omega, \text{ } ^{28}\text{Si}$	$\theta_{\text{ц.м.}}$	$d\sigma/d\Omega, \text{ } ^{32}\text{S}$
град.	мбарн / стер.	град.	мбарн / стер.
5,70	1106 ± 48	5,70	762 ± 28
5,97	837 ± 36	5,97	483 ± 21
6,24	517 ± 18	6,24	303 ± 15
6,51	348 ± 18	6,51	186 ± 12
6,78	208 ± 12	6,78	106 ± 7
7,05	106 ± 7	7,05	61,5 ± 3,8
7,32	56,2 ± 3,8	7,32	40,7 ± 4,5
7,59	32,6 ± 1,2	7,59	46,8 ± 2,6
7,86	22,5 ± 1,1	7,86	59,3 ± 3,6
8,40	35,3 ± 2,1	8,13	68,6 ± 3,5
8,67	48,4 ± 2,2	8,40	84,3 ± 2,8
8,94	64,0 ± 3,8	8,67	94,2 ± 2,5
9,21	72,3 ± 2,5	8,94	98,0 ± 2,4
9,48	75,5 ± 2,9	9,21	99,3 ± 2,2
9,75	77,1 ± 4,2	9,48	95,5 ± 2,8
10,02	75,8 ± 3,7	9,75	86,4 ± 2,7
10,30	73,2 ± 2,8	10,02	77,3 ± 2,1
10,56	67,3 ± 2,5	10,30	66,8 ± 2,9
10,83	60,2 ± 4,6	10,56	55,3 ± 2,2
11,37	43,7 ± 2,5	11,37	28,5 ± 1,6
11,64	36,0 ± 2,3	11,64	20,7 ± 1,3
11,91	25,3 ± 1,7	11,91	14,6 ± 1,2
12,45	12,7 ± 1,8	12,18	9,42 ± 0,65
12,72	9,42 ± 0,65	12,45	6,05 ± 0,60
13,26	3,73 ± 0,32	12,72	3,55 ± 0,48
13,53	2,28 ± 0,18	13,26	1,69 ± 0,25
13,80	1,40 ± 0,15	13,53	1,51 ± 0,18
14,07	1,02 ± 0,08	13,80	1,68 ± 0,21
14,34	0,94 ± 0,08	14,07	2,06 ± 0,18
14,61	1,05 ± 0,08	14,61	2,46 ± 0,23
15,15	1,38 ± 0,09	15,15	2,61 ± 0,28
15,96	1,78 ± 0,13	15,96	2,28 ± 0,25

Таблица 18 б

Дифференциальные сечения упругого рассеяния протонов с энергией 1 Гэв на ядрах ^{40}Ca и ^{48}Ca

$\theta_{\text{ц.м.}}$	$d\sigma/d\Omega, ^{40}\text{Ca}$	$d\sigma/d\Omega, ^{48}\text{Ca}$
град.	мбарн / стер.	мбарн / стер.
4,99	1848 ± 41	1638 ± 57
5,25	1263 ± 32	1066 ± 49
5,51	770 ± 25	563 ± 30
5,77	473 ± 19	295 ± 16
6,04	252 ± 14	135 ± 15
6,30	127 ± 10	102,6 ± 11
6,56	87,1 ± 5,2	113,6 ± 6,2
6,82	59,8 ± 4,5	152,1 ± 4,4
7,09	78,1 ± 2,6	204,1 ± 6,0
7,35	101,2 ± 2,8	256,5 ± 6,0
7,61	136,5 ± 3,6	283,9 ± 1,1
7,87	158,1 ± 2,9	299,8 ± 4,0
8,14	176,2 ± 3,3	297,7 ± 2,9
8,40	190,0 ± 3,2	285,5 ± 3,2
8,66	183,1 ± 2,2	256,8 ± 2,3
8,92	168,8 ± 1,9	222,9 ± 1,3
9,19	145,9 ± 1,5	188,6 ± 1,4
9,45	126,6 ± 1,8	149,3 ± 2,6
9,71	100,1 ± 2,2	108,7 ± 2,0
9,97	79,6 ± 1,9	76,1 ± 1,9
10,24	61,0 ± 1,3	49,9 ± 1,6
10,50	46,1 ± 0,8	36,6 ± 1,5
10,76	29,9 ± 0,7	18,1 ± 1,2
11,02	18,8 ± 0,8	9,44 ± 1,2
11,29	12,4 ± 0,7	6,31 ± 0,7
11,55	8,68 ± 0,52	6,83 ± 0,45
11,81	5,40 ± 0,46	8,63 ± 0,41
12,08	3,46 ± 0,42	10,21 ± 0,37
12,34	3,05 ± 0,28	12,02 ± 0,58
12,60	3,48 ± 0,25	14,33 ± 0,45
12,86	4,18 ± 0,21	15,73 ± 0,45
13,12	5,15 ± 0,20	16,24 ± 0,37
13,39	6,13 ± 0,28	15,93 ± 0,40
13,91	6,75 ± 0,43	13,36 ± 0,35
14,70	5,47 ± 0,25	8,14 ± 0,44
15,49	3,43 ± 0,24	3,15 ± 0,45
15,75	-	1,94 ± 0,34
16,28	-	0,73 ± 0,14

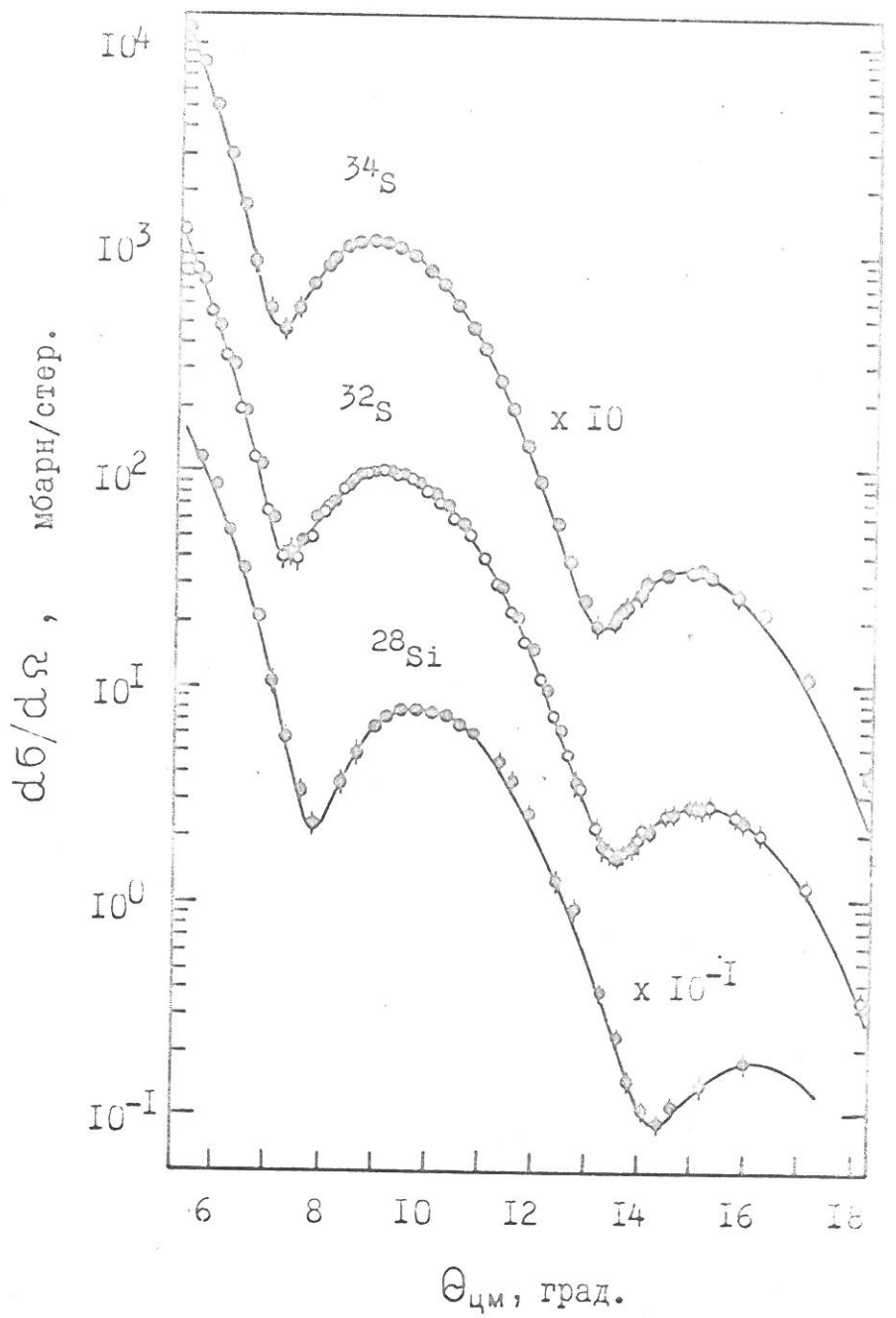


Рис.33. Дифференциальные сечения упругого рассеяния протонов с энергией 1 Гэв на ядрах ^{28}Si , ^{32}S , ^{34}S .

Сплошные кривые — сечения, вычисленные с параметрами, приведёнными в таблице 27. В случае ^{32}S приведены результаты двух экспериментов (экспериментальные данные приведены в таблицах I7a и I8a).

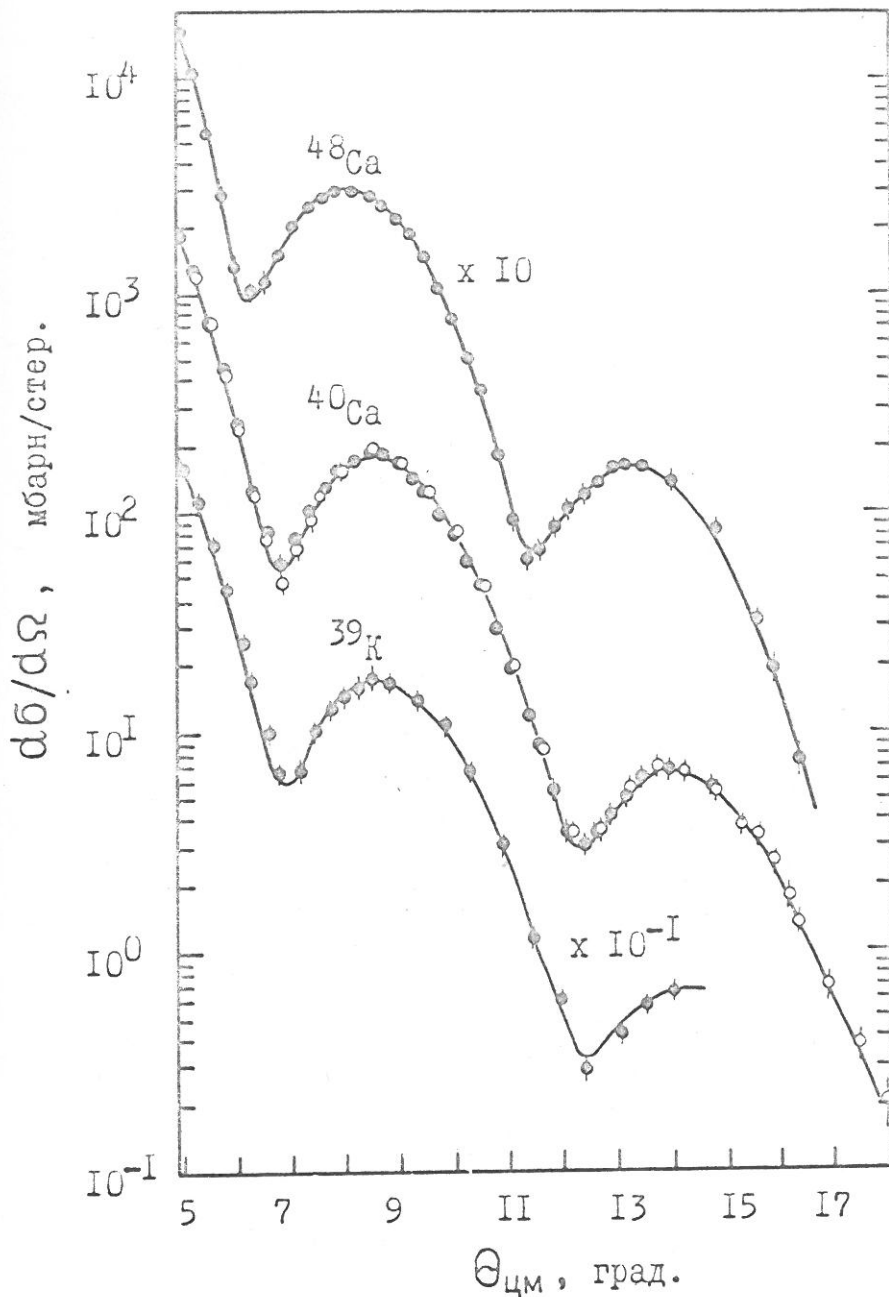


Рис.34. Дифференциальные сечения упругого рассеяния протонов с энергией 1 Гэв на ядрах ^{39}K , ^{40}Ca , ^{48}Ca . В случае ядра ^{40}Ca приведены результаты двух экспериментов (таблицы 176 и 186). Сплошные линии - сечения, вычисленные с параметрами, приведёнными в таблице 27.

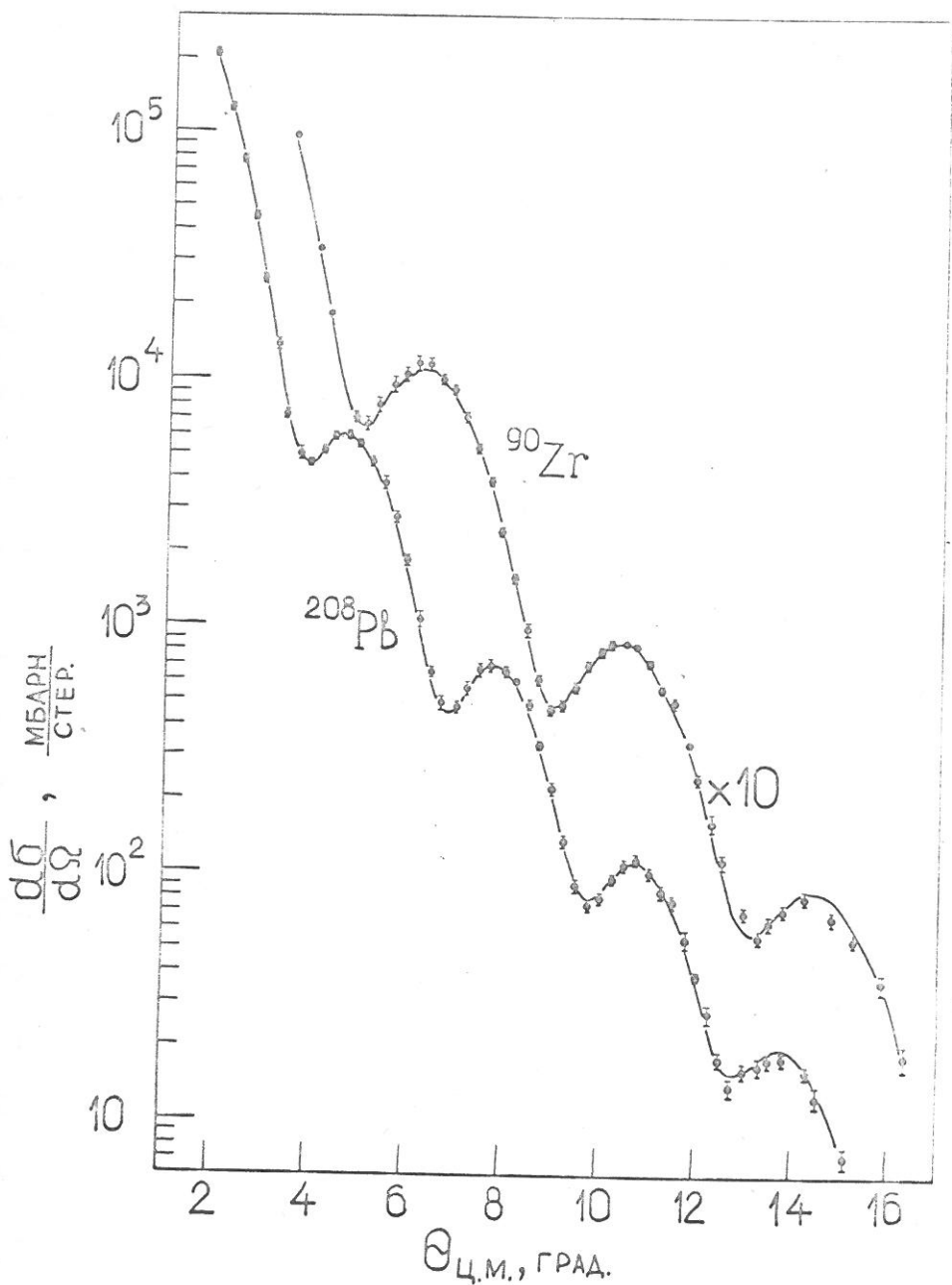


Рис.35. Дифференциальные сечения упругого рассеяния протонов с энергией 1 Гэв на ядрах ^{90}Zr и ^{208}Pb .

Сплошные линии - сечения, вычисленные с параметрами, приведёнными в таблице 27.

§ 5. Теоретический анализ экспериментальных данных

Для анализа экспериментальных данных мы использовали теорию многократного рассеяния /I25, I26/. В этом методе амплитуда $F(q)$ рассеяния частицы на ядре с массой A представляется суммой амплитуд рассеяния различной кратности:

$$F(q) = \frac{\bar{k}_i}{\bar{k}_i - \bar{q}} + \frac{\bar{k}_i}{\bar{k}_i - \bar{q}'} \frac{\bar{k}_i - \bar{q}'}{\bar{k}_i - \bar{q}} + \dots \text{всего } A \text{ членов} \quad (\text{П.26})$$

Если бы взаимодействие налетающей частицы с нуклонами ядра было мало, то в этом ряду доминировал бы только первый член (борновское приближение). В случае же рассеяния протонов на ядре учёт многократных столкновений совершенно необходим. Это утверждение наглядно иллюстрируется рис.36, где приведены результаты расчёта дифференциального сечения рассеяния протонов с энергией 1 Гэв на ядре ^{40}Ca . В этих расчётах последовательно включались члены, описывающие рассеяние всё большей кратности. Как видно, уже для описания рассеяния под самыми малыми углами необходим учёт, как минимум, 4-х кратного рассеяния. К тому же, амплитуды с большой кратностью рассеяния медленнее убывают с увеличением q^2 ($F^{(n)}(q) \approx e^{-\frac{c q^2}{n}}$, где n - кратность рассеяния, а $c \approx 2,5 \text{ фм}^2$). В результате, например, в области второго дифракционного максимума существенный вклад дают 5- и 6-кратные столкновения. В такой картине возникновение минимумов в сечении объясняется следующим образом. Если считать амплитуду p -N рассеяния чисто мнимой, то мнимыми оказываются и все члены ряда (П.26), а сам ряд становится знакопеременным. Поскольку при этом амплитуды $F^{(n+1)}(q)$ убывают

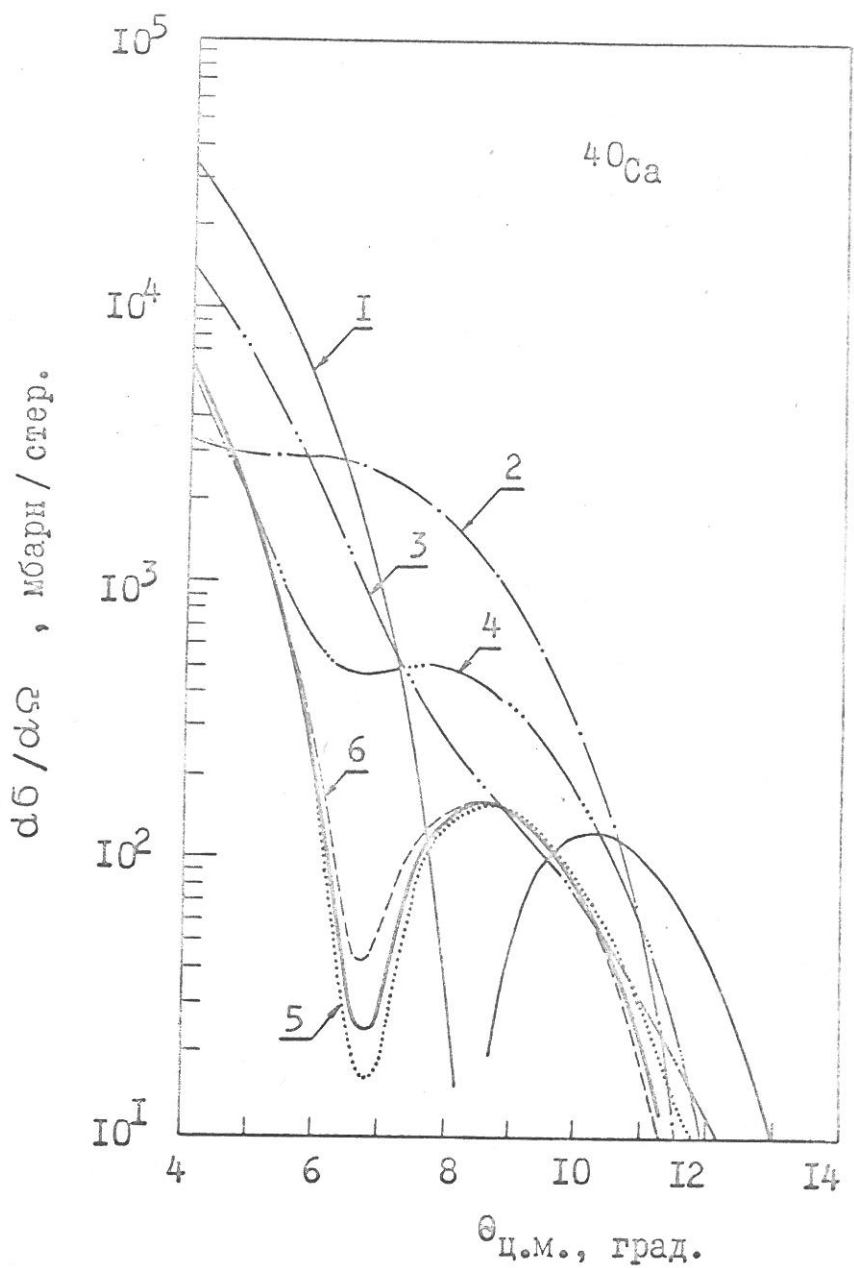


Рис. 36. Дифференциальные сечения упругого рассеяния протонов с энергией 1 Гэв на ^{40}Ca , вычисленные методом Глаубера с учётом столкновений различной кратности. Кривые, отмеченные цифрами 1, 2, 3, 4, 5, 6, — сечения, полученные, соответственно, с учётом одно-, двух- и т.д. кратных столкновений. Сплошная жирная кривая — сечение с учётом столкновений всех возможных кратностей.

с ростом q^2 медленнее, чем $F^{(n)}(q)$, то при определённых углах суммарная амплитуда обращается в ноль. Заполнение минимумов связано с наличием реальной части в pN -амплитуде.

В теории Глаубера рассеяние протона на ядре определяется, в конечном счёте, амплитудами рассеяния протона на свободных нуклонах $f_{pp}(q)$ и $f_{pn}(q)$, которые, в принципе, могут быть получены из опытов по нуклон-нуклонному рассеянию. Проблема, однако, заключается в том, что имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные не достаточны для восстановления амплитуды $f_{pp}(q)$ и, тем более, $f_{pn}(q)$. В общем виде, амплитуда $f_{pn}(q)$ может быть записана следующим образом:

$$f_{pn}(q) = A(q) + B(q) \vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2 + C(q) (\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2) \cdot \vec{n} + D(q) (\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{Q}) (\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{Q}) + E(q) (\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{q}) (\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{q}). \quad (\text{П.27})$$

Здесь индексы 1 и 2 относятся к падающему нуклону и нуклону-мишени, соответственно, $\vec{q} = \vec{K}_i - \vec{K}_f$ - переданный импульс, \vec{K}_i и \vec{K}_f - импульс протона в с.ц.м. в начальном и конечном состоянии, $\vec{Q} = \frac{\vec{K}_i + \vec{K}_f}{2}$, $\vec{n} = \vec{q} \times \vec{Q}$. Входящие в (П.27) пять параметров $A \dots E$ являются операторами в изоспиновом пространстве.

$$A(q) = A_+(q) + A_-(q) \vec{\tau}_1 \vec{\tau}_2. \quad (\text{П.28})$$

Наконец, $A_+(q)$ и $A_-(q)$ - комплексные функции. Таким образом, для полного определения амплитуды $f_{pn}(q)$ необходимо знать двадцать функций от переданного импульса. В Гатчине и Сакле проводятся эксперименты с целью определения различных параметров NN -амплитуды при энергии 1 Гэв, но эта программа исследований далека до

завершения. Тем временем делаются попытки оценить эти параметры, исходя из "физических" соображений и экстраполируя данные фазового анализа, полученные при энергиях до 600 Мэв /127/. Ясно, что надёжность подобных экстраполяций невысока. К счастью, однако, оказывается, что для вычисления дифференциальных сечений рассеяния протонов на ядрах не нужно иметь полную информацию о NN амплитуде. Существенные упрощения возникают благодаря следующим обстоятельствам:

1. Рассеяние протонов с энергией I Гэв на средних и тяжёлых ядрах ограничено областью углов $\theta_{\text{лаб.}} \approx 15^\circ$, что соответствует переданным импульсам $q \approx 400$ Мэв/с. Более того, как уже отмечалось, важную роль в процессе рассеяния играют многократные столкновения. В этом случае рассеяние частицы на угол θ является результатом нескольких рассеяний на меньший угол, причём в каждом из этих столкновений вероятность передать ядерным нуклонам импульс $q_A = \sqrt{\frac{6}{\langle r_A^2 \rangle}}$ оказывается подавленной ядерным фактором. (Здесь $\langle r_A^2 \rangle^{1/2}$ - среднеквадратичный радиус ядра). В тяжёлых ядрах $q_A \approx 100$ Мэв/с. Таким образом, для решения задачи протон-ядерного рассеяния требуется знать NN амплитуду лишь в области рассеяния на малые углы.
2. Как показали наши эксперименты /128/ (см. главу III), вклад в амплитуду $f_{pp}(0)$, обусловленный процессами с двойным переворотом спина (коэффициенты B, D, E в (П.27)), быстро убывает с увеличением энергии протонов от 500 Мэв до 1 Гэв, и при энергии 1 Гэв этот вклад становится малым. Важно также отметить, что в амплитуду рассеяния протонов на ядрах с нулевым спином спин-спиновые члены могут давать вклад лишь в том случае, когда

учитываются нуклонные корреляции в ядре, т.е. при вычислении поправок к основному приближению, в котором корреляция нуклонов в ядре игнорируется. Нуклонные корреляции, когда речь идёт о достаточно тяжёлых недеформированных ядрах, не играют большой роли в процессе упругого рассеяния протонов на этих ядрах. Такая "двойная малость" позволяет положить коэффициенты В, D, E в (П.27) равными нулю. Далее, используя аналогичные аргументы, можно опустить в (П.27) и (П.28) члены с $\vec{b}_2 \vec{n}$ и $\vec{c}_1 \vec{c}_2$, описывающие реакции с переворотом спина ядерного нуклона (спин ядра равен нулю) и двойной перезарядкой — оба эти процесса могут реализоваться лишь через нуклонные корреляции. В результате, в амплитудах $f_{pN}(q_f)$ остаются лишь два члена — скалярный и спин-орбитальный:

$$\begin{aligned} f_{pp}(q_f) &= A_{pp}(q_f) + C_{pp}(q_f) \vec{b}_1 \vec{n}, \\ f_{pn}(q_f) &= A_{pn}(q_f) + C_{pn}(q_f) \vec{b}_1 \vec{n}. \end{aligned} \quad (\text{П.29})$$

3. В области небольших углов рассеяния вклад спин-орбитального члена мал (при малых переданных импульсах $C(q) \approx C'(0) \cdot q$). Конкретные расчёты /129,130/ в модели Глаубера с использованием различных предположений о величине коэффициента $C(q)$ показали, что учёт спин-орбитального взаимодействия мало сказывается на дифференциальном сечении рассеяния протонов на ядрах. К тому же вклад спин-орбитального члена может быть эффективно учтён небольшим изменением параметров скалярной амплитуды. "Неучтёнными" таким образом остаются лишь небольшие изменения, вносимые спин-орбитальным членом, в области дифракционных минимумов, что, практически, не отражается на точности извлекаемых

из эксперимента параметров распределения ядерной материи. Поэтому в наших расчётах мы пренебрегали спин-орбитальным взаимодействием и учитывали только скалярные амплитуды:

$$\mathcal{F}_{pp}(q) = \text{Re } A_{pp}(q) + i \text{Im } A_{pp}(q), \quad (\text{П.30})$$

$$\mathcal{F}_{pn}(q) = \text{Re } A_{pn}(q) + i \text{Im } A_{pn}(q).$$

4. При достаточно высокой энергии протонов в области малых углов рассеяния NN амплитуды обычно параметризуются экспоненциальными зависимостями:

$$\text{Re } A_{pp}(q) = \text{Re } A_{pp}(0) \cdot e^{-\frac{B_{rp} q^2}{2}},$$

$$\text{Im } A_{pp}(q) = \text{Im } A_{pp}(0) \cdot e^{-\frac{B_{ip} q^2}{2}},$$

$$\text{Re } A_{pn}(q) = \text{Re } A_{pn}(0) \cdot e^{-\frac{B_{rn} q^2}{2}}, \quad (\text{П.31})$$

$$\text{Im } A_{pn}(q) = \text{Im } A_{pn}(0) \cdot e^{-\frac{B_{in} q^2}{2}}.$$

Мнимые части амплитуд рассеяния вперёд связаны оптической теоремой с полными сечениями:

$$\text{Im } A_{pp}(0) = \frac{\kappa}{4\pi} \sigma_{pp}, \quad (\text{П.32})$$

$$\text{Im } A_{pn}(0) = \frac{\kappa}{4\pi} \sigma_{pn}.$$

Реальные части амплитуд рассеяния вперёд могут быть найдены из опытов по рассеянию протонов на протонах и дейтронах в области кулоновской интерференции (см. главу III). Что касается параметров наклона B_{ij} , то пока измерены лишь параметры наклона дифференциальных сечений, да и то не очень надёжно. Поэтому

мы использовали довольно произвольное предположение о равенстве наклонов реальных и мнимых частей амплитуды. Иначе говоря, мы считаем отношение реальной к мнимой частям амплитуд не зависящим от q в области малых углов рассеяния:

$$\frac{\operatorname{Re} A_{pp}(q)}{\operatorname{Im} A_{pp}(q)} = \frac{\operatorname{Re} A_{pp}(0)}{\operatorname{Im} A_{pp}(0)} = \varepsilon_{pp} ,$$

$$\frac{\operatorname{Re} A_{pn}(q)}{\operatorname{Im} A_{pn}(q)} = \frac{\operatorname{Re} A_{pn}(0)}{\operatorname{Im} A_{pn}(0)} = \varepsilon_{pn} .$$

(П.33)

В результате, pN амплитуда полностью определена:

$$f_{p,n}(q) = \frac{iK}{4\pi} b_{p,n} (1 - i\varepsilon_{p,n}) e^{-\frac{B_{pn} q^2}{2}} .$$

(П.34)

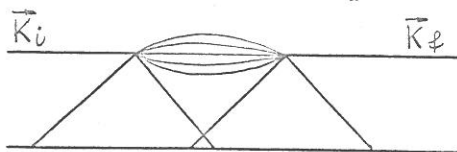
Если, на самом деле, существует некоторая зависимость ε от q , то это будет означать, что мы недостаточно точно описываем сечение в дифракционных минимумах, что не имеет большого значения. Кроме того, изменением величины $\varepsilon(0)$ можно добиться практически полной компенсации влияния зависимости $\varepsilon(q)$ на дифференциальное сечение. Поэтому в наших расчётах, фиксируя величину ε_{pp} , мы в то же время оставляли свободными параметр ε_{pn} , что давало возможность фитировать сечения во всём измеренном угловом интервале, включая область дифракционных минимумов.

Теория Глаубера не является абсолютно строгой теорией. В ней делается ряд допущений, и поэтому следует говорить об области применимости метода. При этом можно указать два основных критерия:

1°. Кинетическая энергия T налетающей частицы должна быть много больше кинетической энергии нуклонов внутри ядра: $T \gg 50$ Мэв.

2°. Угол рассеяния должен быть достаточно малым: $\theta_{\text{лаб.}} \ll 1$.

Однако при очень высокой энергии ($T \approx 3$ Гэв) может стать существенным образование ливней /97/ - процессы типа описываемых диаграммой



Учёт таких диаграмм значительно усложнил бы процедуру расчёта, и в настоящее время его нельзя выполнить достаточно корректно. Отсюда видно, что энергия 1 Гэв является оптимальной с точки зрения применимости теории Глаубера. Что касается условия малости угла θ , то в нашем случае ($\theta_{\text{л}} \leq 15^\circ$) оно, по-видимому, также выполняется, тем более, что мы использовали вариант метода Глаубера, применимый для больших углов рассеяния. В то же время попытка описать дифференциальные сечения рассеяния протонов на изотопах кальция на углы $\theta_{\text{см}} > 17^\circ$ (данные Сакле-Гатчина /118/) обнаружила расхождения между расчётными и экспериментальными сечениями.

Если даже условия 1° и 2° выполнены, тем не менее расчёты по методу Глаубера остаются приближёнными, причём основным допущением является игнорирование виртуального возбуждения ядра в процессе рассеяния. На другом языке, это допущение эквивалентно утверждению, что корреляции нуклонов в ядре не влияют на сечения упругого рассеяния. Как мы видели (глава I), в случае рассеяния электронов на магических ядрах нуклонные корреляции действительно не играют заметной роли. Этот вывод был сделан на основании многочисленных теоретических исследований виртуальных возбуждений различных ядерных уровней, а также на основании сравнения резуль-

татов измерения с.к.р. зарядового распределения в опытах с быстрыми электронами, μ -мезонами и обыкновенными атомами. В случае рассеяния адронов на ядрах можно в рамках теории Глаубера^{ж)} учитывать определённые корреляции нуклонов или виртуальное возбуждение отдельных уровней. К настоящему времени выполнен ряд исследований, в которых изучалось влияние различного типа корреляций на дифференциальное сечение упругого рассеяния протонов с энергией 1 Гэв на ядрах. В частности, были рассмотрены короткодействующие корреляции /125, 130, 132-136/, корреляции Паули /101, 102, 130/, длиннодействующие корреляции (деформация ядра) /103, 130, 135, 137-139/, корреляции, связанные с выделением центра масс /140-142/, виртуальное возбуждение первого 2^+ уровня /143/, корреляции в случае α -кластеризации ядра /130/. На рис.37, взятом из работы /130/, приведены результаты расчёта дифференциального сечения рассеяния протонов на ^{58}Ni с учётом деформации ядра, короткодействующих корреляций и выделения центра масс. На основании этих исследований можно сделать следующий вывод: в случае средних ядер ($A \approx 50$) учёт нуклонных корреляций приводит к небольшим (5-10%) изменениям дифференциальных сечений упругого рассеяния; с ростом A роль нуклонных корреляций должна уменьшаться. Проблема, однако, заключается в

^{ж)} В работе Ламберта и Фешбаха /131/ использован подход формально отличный от метода Глаубера, но приводящий практически к тем же результатам. В этой работе детально анализировалось рассеяние протонов с энергией 1 Гэв на ядрах ^4He и исследовалась роль различного типа корреляций.

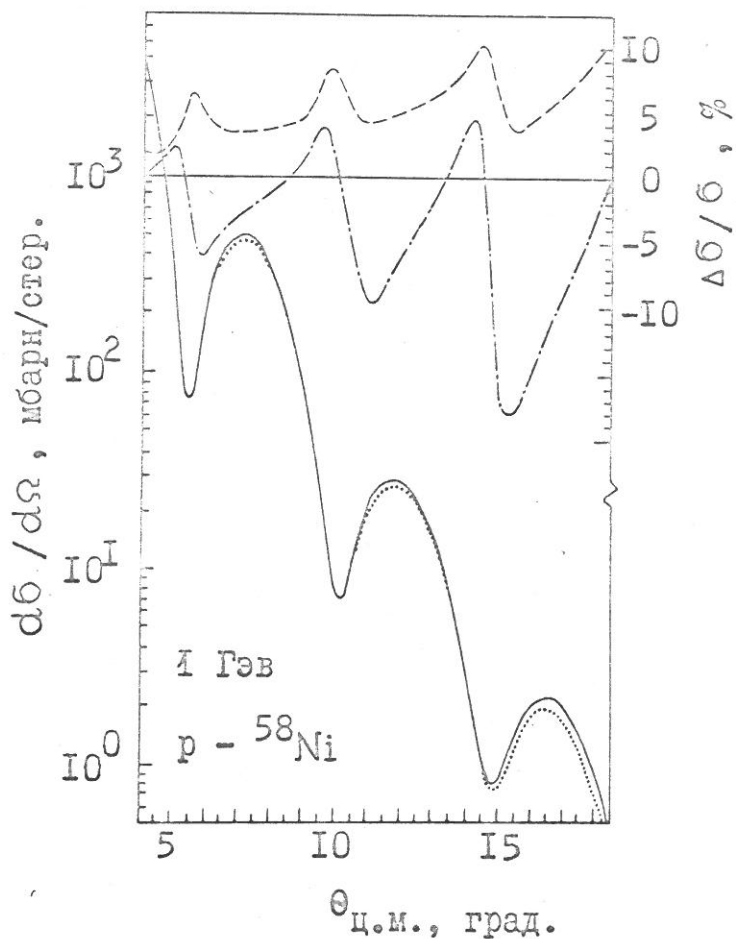


Рис.37. Сечение упругого рассеяния протонов на ^{58}Ni ($E_p = 1,04$ ГэВ).

- — расчёт с учётом поправки на корреляцию, связанную с выделением центра масс,
- — расчёт без выделения центра масс,
- — изменение сечения при учёте короткодействующих корреляций,
- · - · - · — изменение сечения при учёте длиннодействующих корреляций (деформация).

том, что необходимо просуммировать все возможные виртуальные возбуждения. Аналогичная проблема возникала и в случае рассеяния электронов, но там удалось провести суммирование по всем возбуждениям, причём суммарный эффект оказался меньше эффекта от отдельных уровней. Возможно, что такая же взаимная компенсация воздействия отдельных типов нуклонных корреляций на дифференциальное сечение упругого рассеяния имеется и в случае рассеяния адронов. Пока что этот вопрос остаётся открытым. В анализе наших экспериментальных данных мы решили не учитывать нуклонные корреляции, проверив правильность такого подхода на "эталонных" ядрах ^{40}Ca , ^{32}S , ^{28}Si . В этом приближении теория Глаубера сводит процесс рассеяния протона на ядре к рассеянию на потенциальной яме. Однако существенная разница между обычной оптической моделью и методом Глаубера состоит в том, что в последнем случае параметры потенциальной ямы однозначно определяются нуклон-нуклонной амплитудой и распределением плотности нуклонов в ядре, а не вводятся феноменологически.

Амплитуда упругого рассеяния быстрой частицы на ядре в методе Глаубера даётся следующей формулой:

$$F(\vec{q}) = \frac{iK}{2\pi} \int d^2\vec{b} e^{i\vec{q}\vec{b}} \langle 0 | \Gamma(\vec{b}, \vec{s}_1 \dots \vec{s}_A) | 0 \rangle, \quad (\text{П.35})$$

где $\Gamma(\vec{b}, \vec{s}_1 \dots \vec{s}_A)$ - так называемая профиль-функция ядра, зависящая от поперечных координат нуклонов в ядре S_j и прицельного параметра \vec{b} (рис.38).

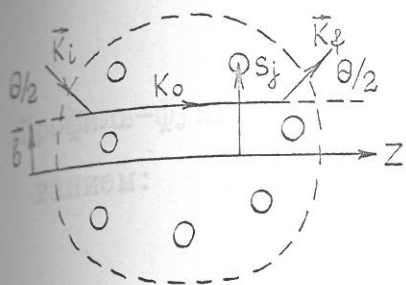


Рис.38. Пояснения к обозначениям в формуле (П.35).

$$\vec{s}_j = \vec{r}_j - \vec{K}_0 Z_j ; \quad Z_j = \vec{r}_j \vec{K}_0 ; \quad \vec{K}_0 = \frac{\vec{K}_i + \vec{K}_f}{|\vec{K}_i + \vec{K}_f|} ;$$

$$\vec{q} = \vec{K}_f - \vec{K}_i ; \quad \vec{q} \perp \vec{K}_0 ; \quad \vec{b} \perp \vec{K}_0 ; \quad k = |K_i| = |K_f| .$$

Здесь \vec{r}_j (\vec{s}_j Z_j) координаты центров нуклонов, \vec{K}_i и \vec{K}_f - начальный и конечный импульс рассеиваемой частицы в с.ц.м. Такой выбор системы координат, когда ось Z направлена по биссектрисе угла между импульсами падающей и рассеянной частицы обеспечивают выполнение условия компланарности \vec{b} и \vec{q} (заметим, что интеграл по \vec{b} в (П.35) - двумерный). Вместо профиль-функции ядра иногда вводят сдвиг фазы $\chi(\vec{b}, \vec{s}_1 \dots \vec{s}_A)$:

$$\Gamma(\vec{b}, \vec{s}_1 \dots \vec{s}_A) = 1 - e^{i\chi(\vec{b}, \vec{s}_1 \dots \vec{s}_A)} . \quad (\text{П.36})$$

Амплитуда рассеяния на свободных нуклонах записывается аналогичным образом:

$$f_j(\vec{q}) = \frac{iK}{2\pi} \int d^2\vec{b} e^{i\vec{q}\vec{b}} \chi_j(\vec{b}) = \frac{iK}{2\pi} \int d^2\vec{b} e^{i\vec{q}\vec{b}} (1 - e^{i\chi_j(\vec{b})}) , \quad (\text{П.37})$$

$$j = p, n .$$

Основным предположением теории является аддитивность сдвигов фаз:

$$\chi(\vec{b}, \vec{s}_1 \dots \vec{s}_A) = \sum_{j=1}^A \chi_j(\vec{b} - \vec{s}_j) , \quad (\text{П.38})$$

$$\Gamma(\vec{b}, \vec{s}_1 \dots \vec{s}_A) = 1 - \prod_{j=1}^A (1 - \gamma_j(\vec{b} - \vec{s}_j)) . \quad (\text{П.39})$$

Профиль-функцию нуклона $\chi_j(\vec{b})$ можно получить обратным преобразованием:

$$\chi_i(\vec{b}) = \frac{1}{2\pi i k} \int d^2 \vec{q} e^{-i\vec{q}\vec{b}} \cdot \phi_j(\vec{q}). \quad (\text{П.40})$$

Амплитуды $\phi_j(\vec{q})$ считаются известными. В нашем анализе амплитуды $\phi_j(\vec{q})$ определялись формулой (П.34). Дальнейшая задача состоит в вычислении среднего значения профиль-функции ядра: $\langle 0 | \Gamma(\vec{b}, \vec{s}_1 \dots \vec{s}_A) | 0 \rangle$.

Пусть $\Psi(\vec{r}_{1p} \dots \vec{r}_{zp}, \vec{r}_{1n} \dots \vec{r}_{Nn})$ - истинная волновая функция основного состояния ядра, имеющего Z протонов и N нейтронов. Тогда одночастичная плотность распределения центров протонов в ядре есть

$$\rho_p(\vec{r}_{1p}) = \int |\Psi|^2 \prod_{j \neq 1p}^A d\vec{r}_j, \quad (\text{П.41})$$

где интегрирование ведётся по всем координатам, кроме \vec{r}_{1p} .

Поскольку тождественность частиц учтена в Ψ , то

$$\rho_p(\vec{r}_{1p}) = \rho_p(\vec{r}_{2p}) = \dots = \rho_p(\vec{r}).$$

Аналогично для одночастичной плотности распределения центров нейтронов имеем:

$$\rho_n(\vec{r}) = \rho_n(\vec{r}_{1n}) = \int |\Psi|^2 \prod_{j \neq 1n}^A d\vec{r}_j. \quad (\text{П.42})$$

Составим факторизованную плотность

$$|\Phi(\vec{r}_{1p} \dots \vec{r}_{zp}, \vec{r}_{1n} \dots \vec{r}_{Nn})|^2 = \prod_{i=1}^Z \rho_p(\vec{r}_{ip}) \prod_{j=1}^N \rho_n(\vec{r}_{jn}). \quad (\text{П.43})$$

Волновая функция Φ описывает систему, в которой нет корреляций между нуклонами, но которая имеет те же одночастичные плотности, что и в исходной системе, описываемой Ψ . Введём разность плот-

$$\Delta\rho = |\Psi|^2 - |\Phi|^2, \quad \int \Delta\rho \prod_{j=1}^A d\vec{r}_j = 0. \quad (\text{П.44})$$

$$\langle 0 | \Gamma | 0 \rangle = \int |\Phi|^2 \Gamma \prod_{j=1}^A d\vec{r}_j + \int \Delta\rho \Gamma \prod_{j=1}^A d\vec{r}_j. \quad (\text{П.45})$$

Последний интеграл в (П.45) учитывает вклад нуклонных корреляций в сечение упругого рассеяния.

Преобразуем теперь (П.39) к виду:

$$\begin{aligned} \Gamma(\vec{b}, \vec{s}_1 \dots \vec{s}_A) &= \sum_{j=1}^A \chi_j(\vec{b} - \vec{s}_j) - \sum_{i < j=1}^A \chi_i(\vec{b} - \vec{s}_i) \cdot \chi_j(\vec{b} - \vec{s}_j) + \dots \\ &+ (-)^{A+1} \prod_{j=1}^A \chi_j(\vec{b} - \vec{s}_j). \end{aligned} \quad (\text{П.46})$$

Первый член в этом выражении соответствует однократным столкновениям, второй — двухкратным и т.д. Можно показать, что однократные столкновения не дают вклада в корреляционный интеграл. Действительно

$$\int |\Psi|^2 \chi_j \prod_{j=1}^A d\vec{r}_j = \int |\Phi|^2 \chi_j \prod_{j=1}^A d\vec{r}_j = \int \chi_j(\vec{b} - \vec{s}_j) \rho(\vec{r}_j). \quad (\text{П.47})$$

Рассеяние электронов на ядрах определяется, в основном, однократными столкновениями (χ_j мала). Поэтому вклад нуклонных корреляций в сечение упругого рассеяния электронов на ядрах подавлен.

Картина рассеяния протонов на ядре иная. Здесь, как мы видели, многократные столкновения играют существенную роль. Тем не менее, структура корреляционного интеграла в (П.45) такова, что его вклад, как показали конкретные расчёты (мы о них говорили выше), оказывается небольшим. К тому же, возможно, происходит взаимная

компенсация вкладов, обусловленных различными типами корреляций. Если пренебречь корреляциями, то

$$\begin{aligned} \langle 0 | \Gamma(\vec{b}, \vec{s}_1 \dots \vec{s}_A) | 0 \rangle &= \langle 0 | 1 - \prod_{i=1}^A (1 - \gamma_i(\vec{b} - \vec{s}_i)) | 0 \rangle = \\ &= 1 - [1 - G_p(\vec{b})]^Z [1 - G_n(\vec{b})]^N, \end{aligned} \quad (\text{П.48})$$

где

$$G_{p,n}(\vec{b}) = \int \rho_{p,n}(\vec{r}) \gamma_{p,n}(\vec{b} - \vec{s}) d^3 \vec{r}. \quad (\text{П.49})$$

Из (П.40) и (П.34) следует

$$\gamma_j(\vec{b} - \vec{s}) = \frac{\sigma_j (1 - i\varepsilon_j)}{4\pi B_j} \cdot e^{-\frac{(\vec{b} - \vec{s})^2}{2B_j}}. \quad (\text{П.50})$$

Таким образом, профиль-функция нуклона - довольно узкий гауссиан со среднеквадратичным отклонением $\sqrt{B_j} \approx 0,45$ ферми. Для оценки величины $G_{p,n}(\vec{b})$ в (П.49) можно заменить $\gamma_{p,n}(\vec{b} - \vec{s})$ δ -функцией.

Тогда

$$G_j(\vec{b}) = \frac{\sigma_j (1 - i\varepsilon_j)}{2} \int \rho_j(\vec{b}, z) dz. \quad (\text{П.51})$$

Максимальное значение $G_j(\vec{b})$ достигает при $\vec{b} = 0$. Полагая

плотность в ядре постоянной и равной $\rho_j = \frac{1}{\frac{4}{3}\pi R_A^3}$, а $\sigma_j \approx 2\pi r_j^2$

и $\varepsilon_j = 0$, имеем

$$G_j(0) \approx \frac{2\pi r_j^2}{2} \cdot \frac{1}{\frac{4}{3}\pi R_A^3} \cdot 2R_A \approx \frac{\langle r_j^2 \rangle}{\langle r_A^2 \rangle} \approx \frac{1}{25}. \quad (\text{П.52})$$

Отношение размера нуклона к размеру ядра и есть параметр малости в теории Глаубера. В частности, используя это обстоятельство,

можно в (П.48) сделать замену

$$[1 - G_p(\vec{b})]^Z [1 - G_n(\vec{b})]^N \approx e^{-(ZG_p(\vec{b}) + NG_n(\vec{b}))} \quad (\text{П.53})$$

Тогда переходим к "оптическому пределу":

$$F(\vec{q}) = \frac{i\kappa}{2\pi} \int d^2\vec{b} e^{i\vec{q}\vec{b}} [1 - e^{i\chi_{\text{опт.}}(\vec{b})}] , \quad (\text{П.54})$$

где

$$\chi_{\text{опт.}}(\vec{b}) = i[ZG_p(\vec{b}) + NG_n(\vec{b})] . \quad (\text{П.55})$$

формула (П.54) описывает рассеяние частицы на оптическом потенциале, параметры которого определяются соотношениями (П.55) и (П.49).

В наших расчётах мы не пользовались оптическим пределом, а, избегая дополнительного приближения (П.53), использовали непосредственно формулы (П.48) и (П.35). В рассматриваемом нами случае аксиальной симметрии (неориентированные ядра) интеграл в (П.35)

сводится к одномерному:

$$F(q) = i\kappa \int_0^\infty J_0(qb) \left\{ 1 - [1 - G_p(b)]^Z [1 - G_n(b)]^N \right\} b db , \quad (\text{П.56})$$

где $J_0(qb)$ - функция Бесселя, а

$$G_{p,n}(\vec{b}) = \int d^2s \gamma_{p,n}(\vec{b} - \vec{s}) \int_{-\infty}^{+\infty} \rho_{p,n}(\vec{s}, z) dz = \\ = \bar{\sigma}_{p,n} (1 - i\varepsilon_{p,n}) \int_0^\infty \tilde{\rho}_{p,n}(\vec{b}, z) dz . \quad (\text{П.57})$$

Здесь мы ввели эффективную плотность распределения нуклонов $\tilde{\rho}_{p,n}(\vec{r})$, в которой эффективно учтены конечные размеры нуклонов, или, более строго, учтена угловая зависимость pN амплитуды:

$$\tilde{\rho}_{p,n}(\vec{r}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int d\vec{q} e^{-i\vec{q}\vec{r}} S_{p,n}(\vec{q}) \frac{\phi_{p,n}(\vec{q})}{\phi_{p,n}(0)}, \quad (\text{П.58})$$

где

$$S_{p,n}(\vec{q}) = \int e^{i\vec{q}\vec{r}} \rho_{p,n}(\vec{r}) d\vec{r}. \quad (\text{П.59})$$

При рассеянии протонов на средних и тяжёлых ядрах необходимо также учитывать кулоновское взаимодействие налетающего протона с ядром. Для этого мы использовали метод /125,130,144,145/, в котором сдвиг фазы волны, рассеянной на кулоновском потенциале ядра, добавляется к сдвигу фазы за счёт сильного взаимодействия (П.38). В результате амплитуда упругого рассеяния протона на ядре принимает вид:

$$F(q) = \phi_{т.з.}(q) - i\kappa \int_0^{\infty} J_0(qb) b db \left\{ [\exp(i\chi_c(b))] \times \right. \\ \left. \times [1 - G_p(b)]^Z [1 - G_n(b)]^N - \exp(i\chi_{т.з.}(b)) \right\}, \quad (\text{П.60})$$

где $\phi_{т.з.}(q)$ и $\chi_{т.з.}(b)$ - амплитуда и сдвиг фазы при рассеянии протона на точечном заряде Z , $\chi_c(b)$ - сдвиг фазы при кулоновском рассеянии протона на ядре с реальным распределением заряда:

$$\phi_{т.з.}(q) = -\frac{2\alpha K}{q^2} \exp\left[-2i\alpha \ln \frac{q}{2} + 2i \arg \Gamma(1+i\alpha)\right], \quad (\text{П.61})$$

$$\chi_c(b) = 4\pi\alpha \left[\ln b \int_0^b T_c(b') b' db' + \int_b^{\infty} T_c(b') \ln b' b' db' \right], \quad (\text{П.62})$$

$$\chi_{т.з.} = 2\alpha \ln b, \quad \alpha = \frac{Ze^2}{\hbar v}, \quad (\text{П.63})$$

$$T_c(b) = \int \rho_{зар.}(\vec{b} + \vec{K}_0 z) dz, \quad (\text{П.64})$$

где v - скорость рассеиваемого протона, Γ - гамма-функция, $T_c(b)$ - "функция толщины" распределения ядерного заряда, $\rho_{зар.}(r)$ - плотность распределения заряда, взятая из опытов по электрон-ядерному рассеянию. Заметим, что $\rho_{зар.}(r)$ в нашем случае в точности совпадает с введённой ранее (П.58) эффективной плотностью $\tilde{\rho}_p(r)$. Это, в общем-то, случайное обстоятельство связано с тем, что при энергии 1 Гэв параметр наклона амплитуды рассеяния $f_{pp}(q)$ (см. (П.34)), оказался равным $B_{pp} = 0,213$ ферми², что соответствует $\langle r^2 \rangle_p^{1/2} = \sqrt{3 \cdot B_{pp}} = 0,8$ ферми, т.е. экспериментальному значению с.к.р. протона.

Итак, амплитуду протон-ядерного рассеяния мы вычисляли по формуле (П.60), а необходимые для вычисления функции $G_{p,n}(b)$ находили по формуле (П.57). При этом, в соответствии с имеющимися экспериментальными данными /128,146/, мы полагали параметры нуклон-нуклонной амплитуды равными: $B_{pp} = 4,75$ фм²; $B_{pn} = 4,04$ фм²; $\epsilon_{pp} = -0,1$; $B_{pp} = 0,213$ фм². Параметр ϵ_{pn} оставался свободным. (Согласно вычислениям /147/ с использованием дисперсионных соотношений $\epsilon_{pn} = -0,5 \pm 0,2$). Эффективные плотности распределения протонов и нейтронов параметризовались следующим образом:

$$\tilde{\rho}_{p,n}(r) = \rho_0 \frac{1 + W_{p,n} \left(\frac{r}{R_{p,n}} \right)^2}{1 + \exp \frac{r^n - R_{p,n}^n}{\alpha_{p,n}^n}}, \quad (\text{П.65})$$

где $n = 1, 2$.

В качестве эффективной плотности распределения протонов $\tilde{\rho}_p(r)$ использовалась плотность распределения заряда, найденная в опытах по рассеянию электронов.

Для определения параметров нейтронного распределения проводилась процедура фитирования экспериментальных данных по методу наименьших квадратов. Варьированием свободных параметров находился минимум величины χ^2 :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{[\Gamma \cdot \sigma(\theta_i)_{\text{эксп.}} - \sigma(\theta_i)_{\text{расч.}}]^2}{[\Delta \sigma(\theta_i)_{\text{эксп.}}]^2} + \frac{(\Gamma - 1)^2}{\Delta \Gamma^2} . \quad (\text{П.66})$$

Здесь N - число экспериментальных точек, $\sigma(\theta_i)_{\text{эксп.}}$ и $\Delta \sigma(\theta_i)_{\text{эксп.}}$ - экспериментальное дифференциальное сечение и ошибка в сечении,

$\sigma(\theta_i)_{\text{расч.}} = |F(\theta)|^2$. Γ - нормировочный коэффициент, введённый как свободный параметр с тем, чтобы учесть возможные ошибки в нормировке экспериментальных дифференциальных сечений, $\Delta \Gamma = 0, \Gamma$.

Как оказалось, параметр W_n слабо влияет на дифференциальные сечения. Поэтому он не фитировался, а полагался равным W_p . Таким образом, в результате фитирования можно было определить следующие параметры: R_n , a_n , Γ и ε_{pn} . Среднеквадратичный радиус распределения эффективной плотности нейтронов рассчитывался по формуле:

$$\langle \tilde{r}^2 \rangle_n^{1/2} = \left[4\pi \int_0^\infty r^4 \tilde{\rho}_n(r) dr \right]^{1/2} . \quad (\text{П.67})$$

Чтобы перейти к распределениям центров нейтронов, нужно выполнить операцию обратную свёртке (см. (П.58)). Для этого необходимо знать параметр наклона V_{pn} . С достаточной точностью можно положить

$V_{pn} = V_{pp} = 0,213$ ферми². Тогда, в частности,

$$\langle r^2 \rangle_n = \langle \tilde{r}^2 \rangle_n - 0,64 \text{ фм}^2 . \quad (\text{П.68})$$

В диссертации, однако, мы ограничились рассмотрением эффективных плотностей нуклонов.

После того, как найдена плотность $\tilde{\rho}_n(r)$, можно определить также эффективную плотность распределения ядерной материи:

$$\tilde{\rho}_m(r) = \frac{Z}{A} \tilde{\rho}_p(r) + \frac{N}{A} \tilde{\rho}_n(r). \quad (\text{П.69})$$

Для нахождения плотности ядерной материи $\tilde{\rho}_m(r)$ можно также воспользоваться другим методом [109], не требующим привлечения данных по рассеянию электронов. Для этого в формуле (П.57) нужно положить $\tilde{\rho}_p(r) = \tilde{\rho}_n(r) = \tilde{\rho}_m(r)$, сохранив, в остальном, весь формализм расчёта. Мы, как правило, использовали этот метод.

Рисунок 39 иллюстрирует чувствительность дифференциальных сечений к заложенным в расчёт параметрам R_n , a_n , W_n и ε_n . Расчёты выполнены для ядра ^{40}Ca , причём кулоновское взаимодействие не учитывалось. В качестве номинальных значений параметров приняты следующие значения: $R_p = R_n = 3,725$ фм, $a_p = a_n = 0,591$ фм, $W_p = W_n = -0,169$, $\sigma_p = 4,75$ фм², $\sigma_n = 4,04$ фм², $\varepsilon_p = -0,1$, $\varepsilon_n = -0,5$. Как видно из рис.39а,б, параметры R_n и a_n по-разному влияют на дифференциальные сечения. Иначе говоря, они не сильно скоррелированы, что позволяет из сравнения с экспериментальными данными извлечь оба этих параметра. Более детальное рассмотрение, однако, показывает, что некоторая корреляция между R_n и a_n существует. Этим объясняется тот факт, что величина $\langle r^2 \rangle_n^{1/2}$ (куда входит некоторая комбинация R_n и a_n) определяется из анализа более устойчиво, чем каждый из этих параметров в отдельности. Что касается третьего параметра нейтронного распределения - W_n , от которого зависит характер распределения плотности в центре

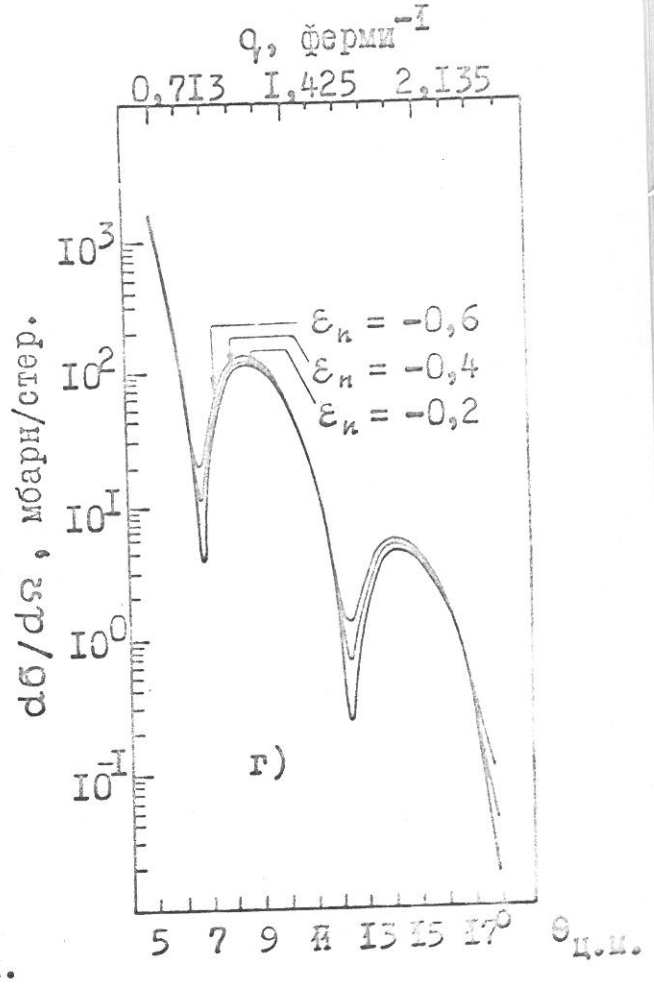
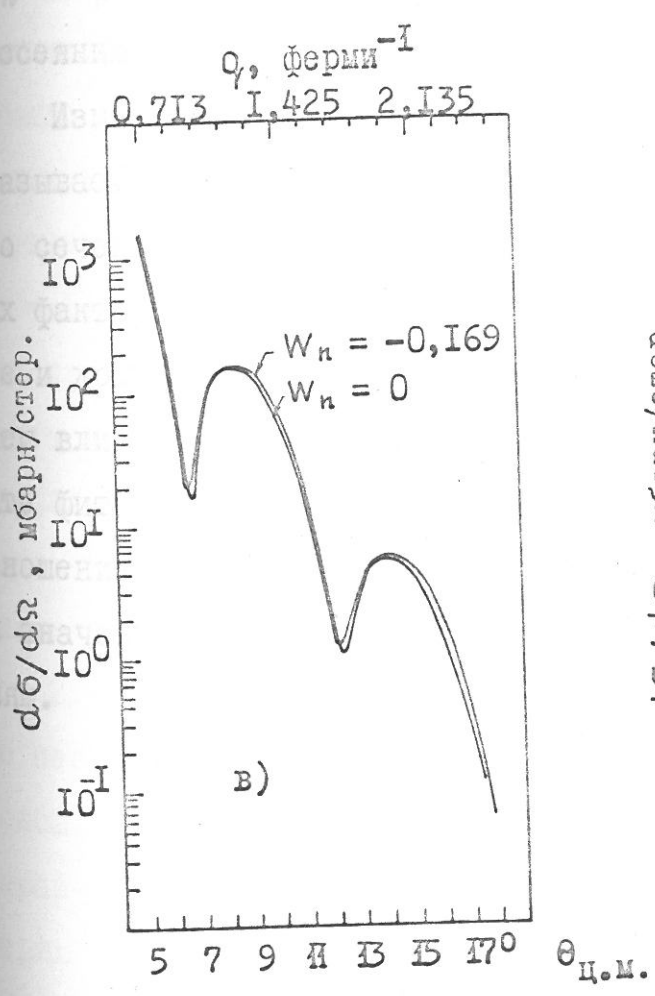
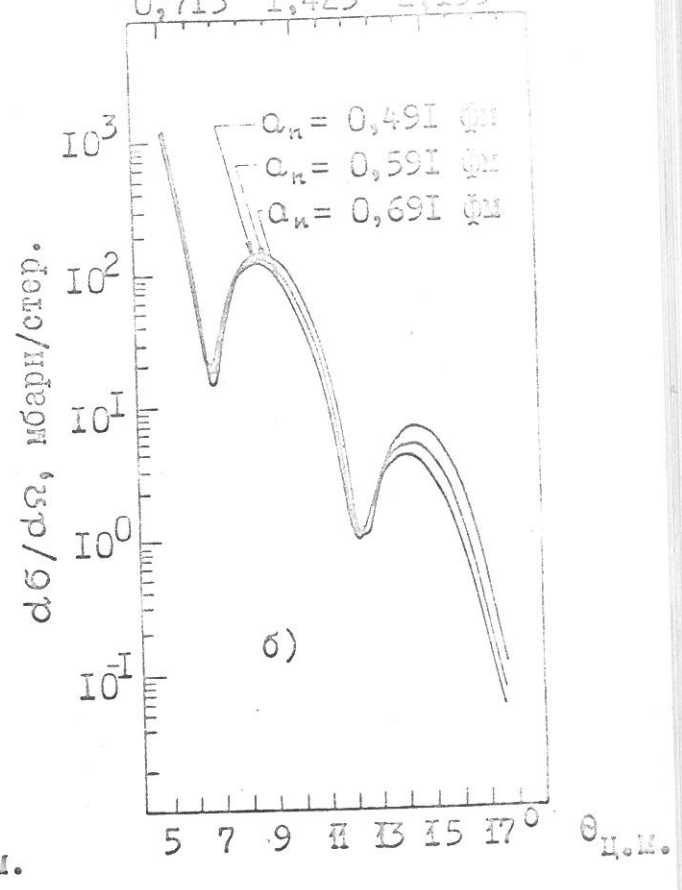
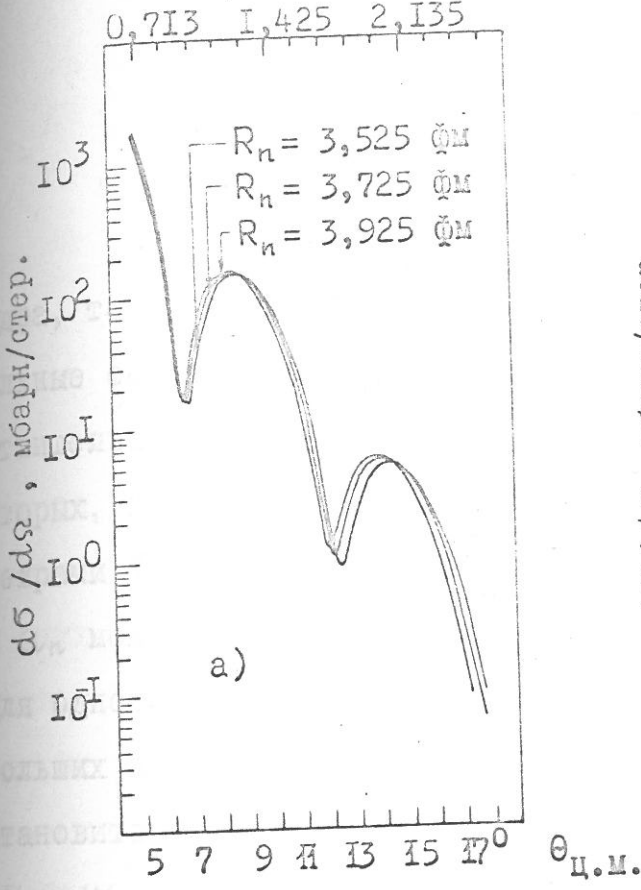


Рис. 39. Зависимость дифференциального сечения упругого рассеяния протонов на ядре ^{40}Ca от параметров:

ядра, то здесь можно отметить следующее. Во-первых, дифференциальные сечения рассеяния протонов на ядрах относительно мало чувствительны (рис.39в) к изменениям плотности в центре ядра. Во-вторых, параметр W_n оказывается сильно скоррелированным с параметрами R_n и a_n , так что небольшими изменениями в величине R_n и a_n можно скомпенсировать значительные изменения в величине W_n . Для однозначного определения W_n необходимо привлекать данные при больших переданных импульсах, но там применимость теории Глаубера становится сомнительной. Поэтому в наших расчётах мы принимали $W_n = W_p$. Значения W_p брались из опытов по электрон-ядерному рассеянию.

Тогда изменение параметра ε_n в пределах $0 \leq |\varepsilon_n| \leq 0,5$, в основном, сказывается на заполнении минимумов (рис.39г). Мы уже отмечали, что сечения в минимумах подвержены влиянию ряда трудно учитываемых факторов - расходимость пучка, спин-орбитальное взаимодействие и др. Оставляя ε_n свободным параметром, мы эффективно учитываем влияние этих факторов. Отсюда ясно, что получаемое в результате фитирования значения ε_n не обязательно должно совпадать с отношением $\frac{\text{Re } A_{pn}(0)}{\text{Im } A_{pn}(0)}$, хотя, как мы увидим дальше, найденные нами значения ε_n близки к вычисленному по дисперсионным соотношениям.

по несв
тонов.
парамет
перимет

Во

§ 6. Распределение нейтронов в ^{40}Ca , ^{32}S , ^{28}Si , ^{39}K .

Экспериментальное обоснование метода исследования распределения нейтронов в ядрах

Рассмотрим сначала результаты анализа экспериментальных данных по рассеянию протонов на ядрах с $Z = N$, которые мы называем "эталоными": ^{40}Ca , ^{32}S и ^{28}Si . Довольно естественно ожидать, что в этих ядрах распределения нейтронов и протонов должны быть близкими, т.к. изоспин равен нулю, а кулоновская энергия ещё не велика. Этот вывод следует также из всех расчётов ядра ^{40}Ca . Разность $\Delta = \langle r^2 \rangle_n^{1/2} - \langle r^2 \rangle_p^{1/2}$ оказывается равной $\Delta = -0,04$ фм в расчётах методом Хартри-Фока /26,31/, $\Delta = -0,07$ фм и $\Delta = +0,03$ фм в одночастичной модели /32,33/, $\Delta = -0,05$ фм и $\Delta = +0,01$ фм в методе Томаса-Ферми /34,35/ (см. таблицу 3). При фитировании экспериментальных данных, относящихся ко всем средним ядрам, эффективные плотности нуклонов параметризовались формулой (П.65) с $m = 1$, поскольку именно такая параметризация использовалась при анализе электрон-ядерных данных. Зарядовые распределения были взяты из экспериментов по упругому рассеянию электронов на ядрах (таблица 19). Изотопы ^{40}Ca и ^{48}Ca исследовались группой Хофштадтера /28,29/ при нескольких энергиях электронов. Как видно из таблицы 19, между результатами экспериментов, выполненных при энергии 250 и 500 Мэв, имеются заметные различия, и это обстоятельство несколько затрудняет сравнение распределений нейтронов и протонов. В нашем анализе мы вынуждены были использовать оба набора параметров зарядового распределения. Результаты фитирования экспериментальных данных приведены в таблице 20.

Воспроизводимость наших экспериментальных данных была доста-

Таблица 19

Результаты фитирования дифференциальных средних рассеяния протонов

Параметры пространственного распределения заряда в средних ядрах

Ядро	Rp	Op	Wp	$\langle r^2 \rangle_p^{4/2}$	$Z\rho_{op}$	Ссылка	Примечание
	ферми	ферми	-	ферми	ферми ⁻³		
²⁸ Si	3,212±0,026	0,570±0,06	-0,122±0,016	3,137±0,031	0,088	/148/	
³² S	3,441±0,024	0,624±0,06	-0,213±0,014	3,239±0,036	0,091	/148	
³⁹ K	3,741	0,585	-0,204	3,41 ±0,02	0,086	/149/	
⁴⁰ Ca	3,697	0,587	-0,083	3,523	0,082		E ₀ = 500 МэВ
	3,725	0,591	-0,169	3,452	0,088	/29/	E _e = 250 МэВ
				3,49			Среднее по 2-м экспериментам
⁴⁸ Ca	3,798	0,534	-0,048	3,514	0,076		E _e = 500 МэВ
	3,818	0,521	-0,124	3,444	0,081	/29/	E _e = 250 МэВ
				3,48			Среднее по 2-м экспериментам

Таблица 20

Результаты фитирования дифференциальных сечений рассеяния протонов на средних ядрах. Параметры эффективной плотности нейтронов

Ядро	R _n ферми	O _n ферми	W _p =W _n	ε _n	$\langle \tilde{r}^2 \rangle_n^{1/2}$ ферми	$\langle \tilde{r}^2 \rangle_n^{1/2} - \langle \tilde{r}^2 \rangle_p^{1/2}$ ферми	I	R ² /N	Примечание
²⁸ Si	3,265±0,018	0,562±0,012	-0,122	-0,46	3,155±0,02	0,018	0,89	28/26	
³² S	3,485±0,013	0,604±0,006	-0,213	-0,67	3,245±0,012	0,008	1,16	106/54	c
³⁹ K	3,759±0,026	0,552±0,014	-0,204	-0,64	3,374±0,018	-0,035	1,16	46/21	
⁴⁰ Ca	3,736±0,015	0,556±0,007	-0,053	-0,45	3,489±0,017	-0,034	0,95	96/32	E _c =500 МэВ
	3,827±0,015	0,578±0,008	-0,169	-0,44	3,50 ±0,016	0,048	0,96	88/32	E _c =250 МэВ
					3,495	0,007			среднее
⁴⁸ Ca	4,07 ±0,01	0,501±0,004	-0,048	-0,48	3,633±0,01	0,12	0,97	65/34	E _c =500 МэВ
	4,158±0,011	0,514±0,005	-0,124	-0,45	3,661±0,011	0,22	0,97	55/34	E _c =250 МэВ
					3,647	0,17			среднее

точно хорошей. Это видно из рис.33, 34 и таблиц I7, I8, где приведены результаты двух, выполненных в разное время, серий экспериментов с мишенями ^{32}S и ^{40}Ca . Обработка результатов обеих серий приводит к близким значениям параметров распределений нейтронов /I08/. Однако в анализе, результаты которого представлены в таблице 20, использовались данные только одной серии (чёрные точки на рисунках 33, 34) - в этих измерениях, имевших целью исследование разностных эффектов в пространственном распределении нуклонов в ядрах ^{32}S - ^{34}S и ^{40}Ca - ^{48}Ca , особое внимание уделялось тождественности экспериментальных условий при смене мишеней. Для того, чтобы убедиться в отсутствии систематических ошибок в измерениях дифференциальных сечений, мы повторили измерения на изотопах ^{40}Ca и ^{48}Ca на спектрометре в Сакле (совместный Гатчина-Сакле эксперимент по исследованию рассеяния протонов с энергией 1,040 Мэв на ядрах $^{40,42,44,48}\text{Ca}$ и ^{48}Ti /II8/). Сравнение результатов, полученных в опытах в Гатчине и в Сакле (таблица 21), показало, что отличие в величине извлекаемых из анализа с.к.р. распределения нейтронов составляет всего лишь 0,02 ферми. Практически совпадающими оказались и параметры \bar{I} и ε_n . Из анализа данных Сакле $\bar{I} = 0,95$, $\varepsilon_n = -0,45$ (ср.табл.20).

На рис.40 приведены распределения нейтронов и протонов в ^{40}Ca . Как видим, плотности $\tilde{\rho}_n(r)$ и $\tilde{\rho}_p(r)$ одинаковы в пределах имеющихся погрешностей. Если усреднить наши данные по результатам двух анализов ($E_e = 250$ Мэв и $E_e = 500$ Мэв), то получим для ^{40}Ca

$$\Delta_{40} = \langle \tilde{r}^2 \rangle_n^{1/2} - \langle \tilde{r}^2 \rangle_p^{1/2} = +0,007 \text{ ферми.}$$

По данным Сакле аналогичное усреднение приводит к величине $\Delta_{40} = -0,013$ ферми. Следует заме-

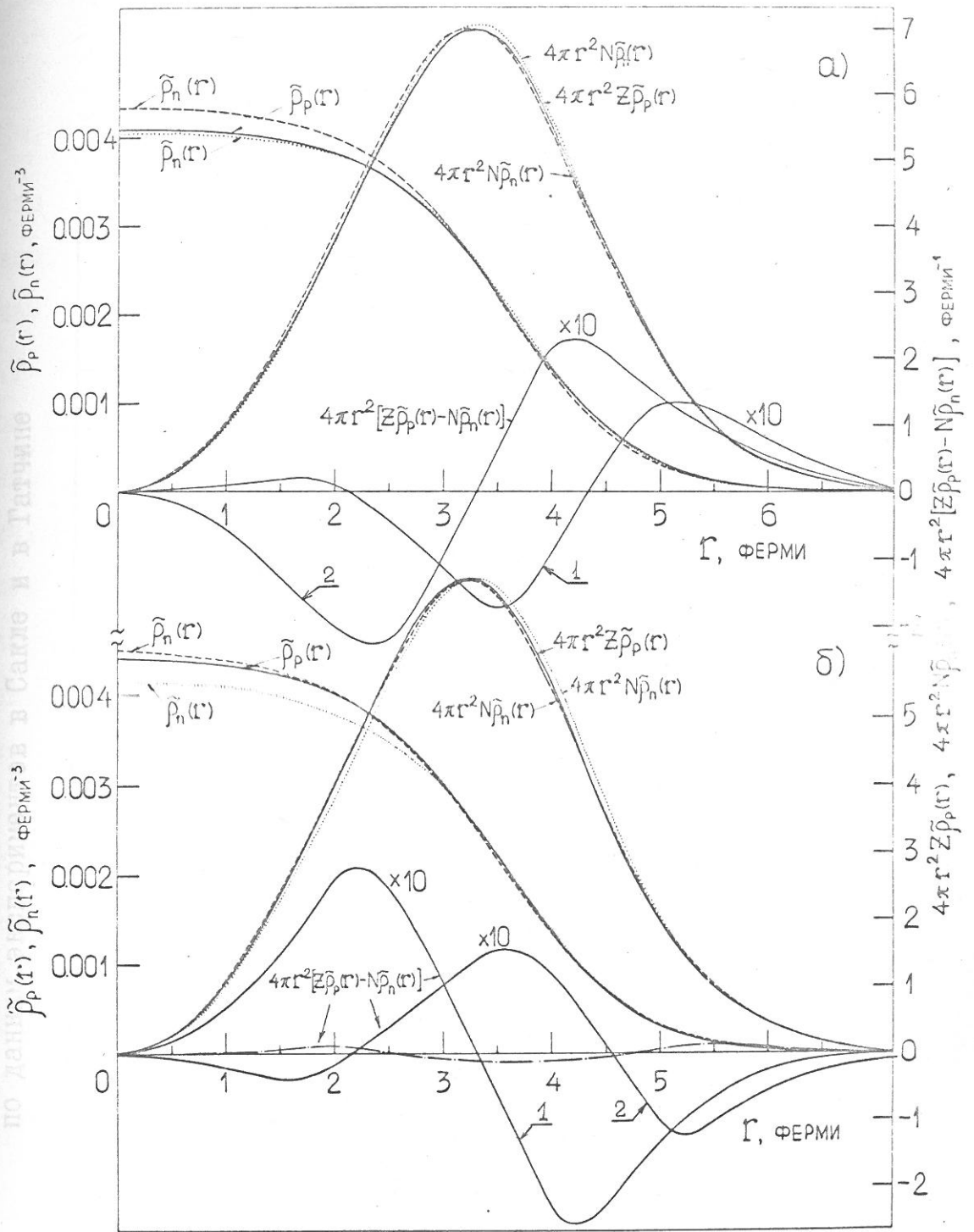


Рис.40. Сравнение распределений протонов и нейтронов в ^{40}Ca , найденных в различных экспериментах.

а) В качестве зарядовых распределений взяты данные группы Хофштадтера, полученные при $E_e = 500$ Мэв [29/].

б) Зарядовые распределения получены при $E_e = 250$ Мэв [29/].

- — — — — распределения заряда,
- — распределения нейтронов по данным эксперимента в Гатчине,
- - - - - распределения нейтронов по данным эксперимента в Сакле,
- 1, 2 — разность распределений протонов и нейтронов по данным Гатчины и Сакле, соответственно,
- - - - - разность распределений протонов и нейтронов, усреднённая по 4-м анализам.

Таблица 21

Сравнение параметров эффективной плотности нейтронов в ^{40}Ca и ^{48}Ca по данным экспериментов в Сакле и в Гатчине

Ядро	R_n		O_n		W_n		$\langle \hat{r}^2 \rangle_n^{1/2}$		$\langle \hat{r}^2 \rangle_n^{1/2} - \langle \hat{r}^2 \rangle_p^{1/2}$		Эксперимент	Примечание
	ферми	ферми	ферми	ферми	-	ферми	ферми	ферми	ферми			
^{40}Ca	3,827	0,578	-0,169	3,500		+0,048	Гатчина	$E_e = 250$ МэВ				
	3,672	0,628	-0,169	3,478		+0,025	Сакле					
	3,736	0,556	-0,083	3,489		-0,034	Гатчина	$E_e = 500$ МэВ				
	3,609	0,589	-0,083	3,471		-0,052	Сакле					
			3,484		-0,01	Среднее по 4-м анализам						
^{48}Ca	4,158	0,514	-0,124	3,661		+0,217	Гатчина	$E_e = 250$ МэВ				
	3,942	0,590	-0,124	3,645		+0,201	Сакле					
	4,070	0,501	-0,048	3,633		+0,119	Гатчина	$E_e = 500$ МэВ				
	3,874	0,564	-0,048	3,621		+0,107	Сакле					
			3,64		+0,155	Среднее по 4-м анализам						

тить, что в использованные нами зарядовые распределения нужно было бы внести поправку, учитывающую взаимодействие электронов с нейтронами ядра. Как показано в работе /72/ (см. § 3, глава I), эта поправка увеличит с.к.р. зарядового распределения на $\sim 0,015$ фм. Примерно на такую же величину должен уменьшиться с.к.р. распределения нейтронов. В результате, получим $\Delta_{40} = -0,02$ ферми по данным Гатчины и $\Delta_{40} = -0,04$ ферми по данным Сакле, что находится в хорошем согласии с приведёнными выше теоретическими значениями. Аналогичная ситуация наблюдается и в ядрах ^{28}Si и ^{32}S . Нейтронные и протонные распределения здесь оказались практически совпадающими (рис.41). Если, как и выше, учесть поправку на нейтронный форм-фактор, то получим $\Delta_{28} = -0,01$ ферми и $\Delta_{32} = -0,02$ ферми.

Более полное сравнение с результатами расчётов по Хартри-Фоку можно провести, если вычислить дифференциальные сечения упругого рассеяния протонов, используя непосредственно хартри-фоковские плотности $\rho_p(r)$ и $\rho_n(r)$. Такое сравнение было сделано Бориди и Фешбахом /150/. Авторы использовали в своих расчётах распределения протонов и нейтронов в ядре ^{40}Ca , найденные Негеле методом Хартри-Фока (см.гл.I, §2). Дифференциальные сечения вычислялись в варианте теории многократного рассеяния, только формально отличающегося от метода Глаубера. Параметры, определяющие нуклон-нуклонную амплитуду были те же, что и в наших работах. Вычисленные сечения сравнивались с нашими экспериментальными данными. Как видно из рис.42, взятого из работы /150/, экспериментальные данные совпадают с расчётными во всём измеренном диапазоне углов.

Как уже отмечалось в предыдущем параграфе, в нуклон-нуклонной

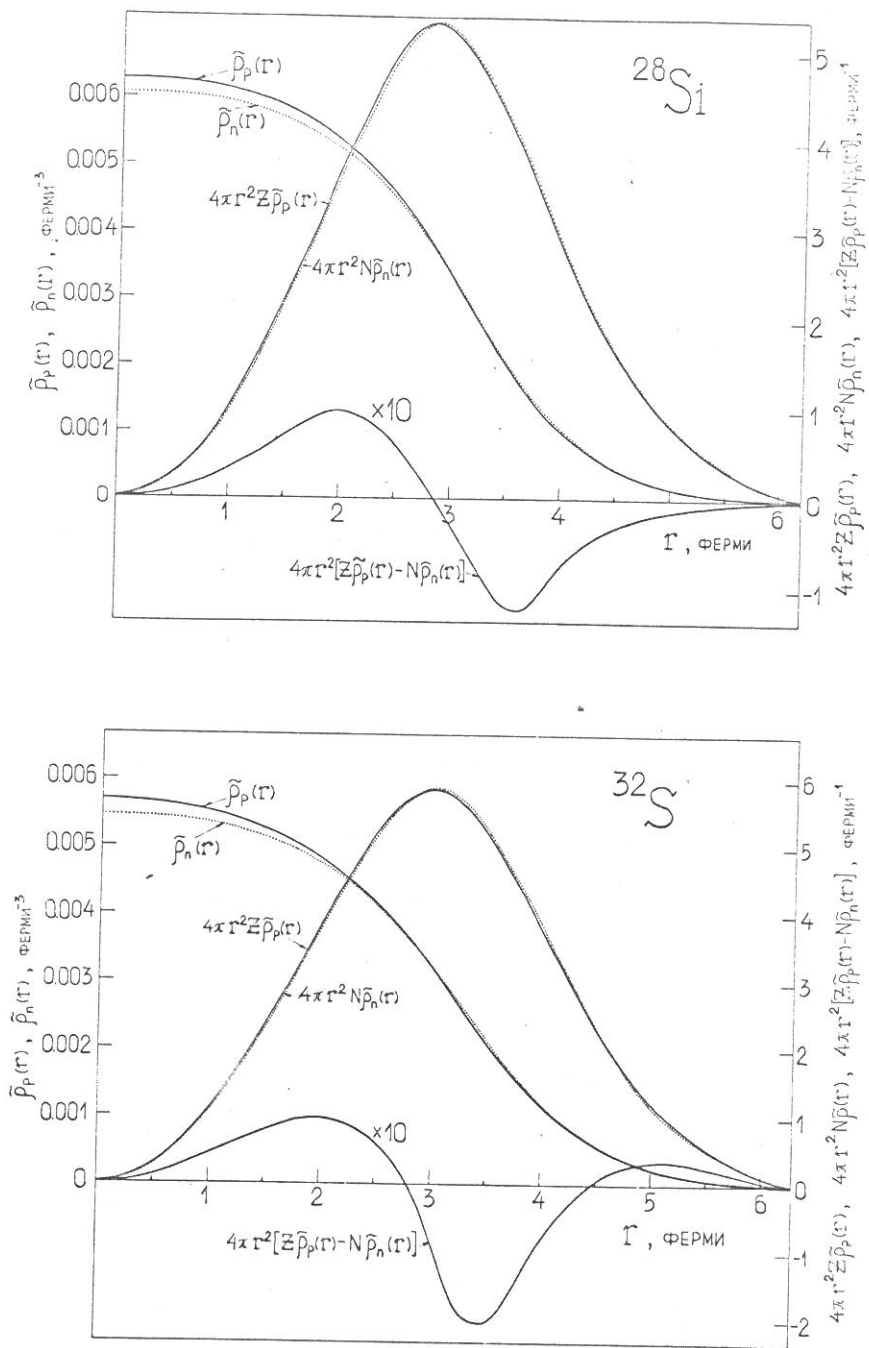


Рис.4I. Пространственное распределение эффективной плотности протонов и нейтронов в ядрах ^{28}Si и ^{32}S .

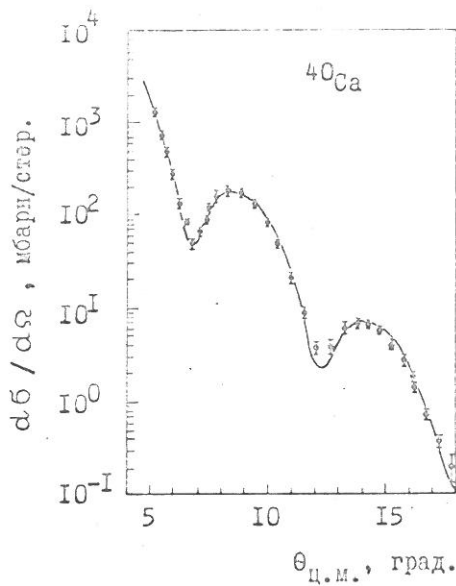


Рис. 42. Сравнение экспериментального дифференциального сечения упругого рассеяния протонов на ^{40}Ca с расчётным /150/, полученным с использованием хартри-фоковских плотностей $\rho_p(r)$ и $\rho_n(r)$.

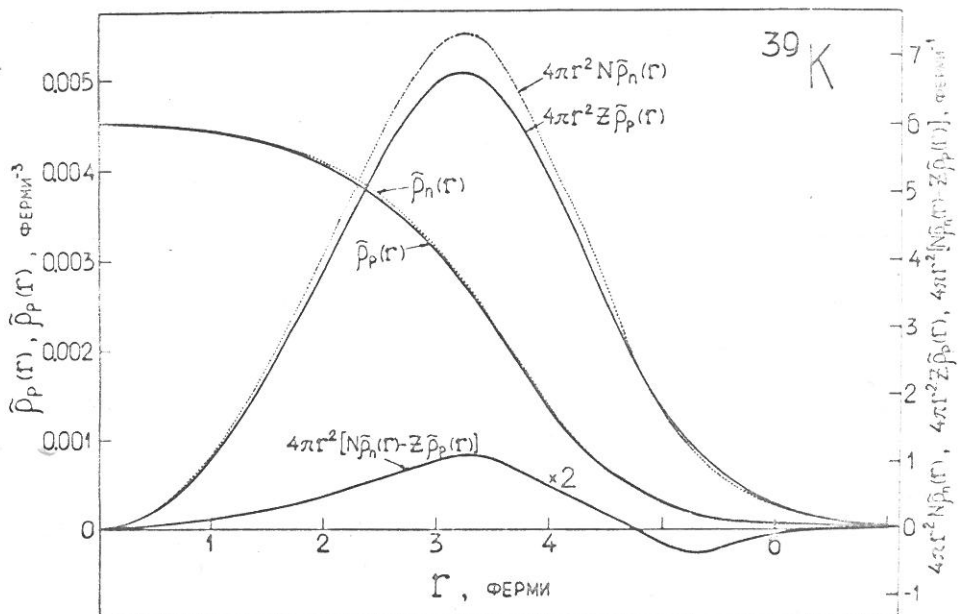


Рис. 43. Пространственное распределение эффективной плотности протонов и нейтронов в ^{39}K .

амплитуде (П.27) мы опускали члены, описывающие спин-спиновые корреляции, используя при этом два аргумента. Во-первых, из исследования p - p рассеяния на малые углы (глава III) следует, что эти члены в p - p амплитуде малы. (Данные о p - n амплитуде пока отсутствуют). Во-вторых, при рассеянии на ядрах с нулевым спином спиновые корреляции могут дать вклад в сечение упругого рассеяния только через корреляции нуклонов в ядре, которые, как мы видим, не играют существенной роли в процессе рассеяния. Ядро ^{39}K имеет спин, отличный от нуля ($I = 3/2$). Поэтому в данном случае второй аргумент отсутствует, и спин-спиновые члены в NN амплитуде могут давать вклад в сечение упругого рассеяния уже в основном приближении метода Глаубера (без учёта нуклонных корреляций). Тем не менее, и в данном случае, как видно из рис.34, рис.43 и таблиц 19 и 20 экспериментальные данные хорошо совпадают с расчётными, и плотности нейтронов и протонов $\tilde{\rho}_n(r)$ и $\tilde{\rho}_p(r)$ оказываются очень близкими. Отсюда мы заключаем, что, коль скоро пренебрежение спин-спиновыми членами в случае ядра ^{39}K не приводит к каким-либо существенным эффектам, тем более это пренебрежение законно, когда исследуются ядра с нулевым спином.

Итак, результаты исследования упругого рассеяния протонов на ядрах ^{40}Ca , ^{32}S , ^{28}Si и ^{39}K убеждают нас в применимости метода Глаубера для анализа экспериментальных данных и в допустимости сделанных приближений. Замечательно, что хорошее описание дифференциальных сечений достигается, фактически, без единого подгоночного параметра. Из приближений, сделанных в анализе, наиболее существенным, на наш взгляд, является игнорирование корреляций нуклонов в ядре. Нуклонные корреляции не играют большой роли в про-

цессе упругого рассеяния на достаточно тяжёлых ядрах — это показано теоретически (глава II, § 5). Несколько неожиданным, пожалуй, является то, что они вообще не дают заметного вклада^{ж)} в дифференциальные сечения. Поскольку это заключение делается из исследования целого ряда ядер, обладающих различной ядерной структурой, то исключается вариант случайного совпадения расчётных и экспериментальных данных вследствие случайной компенсации вкладов различного типа корреляций. Возможно, тем не менее, что такая компенсация существует, но она должна носить общий для всех ядер характер. Поэтому можно быть уверенным в применимости данного метода анализа для исследования не сильно деформированных ядер с нулевым спином, по крайней мере, в области A , близкой к $A = 40$ — к таким ядрам, в частности, относятся обсуждаемые нами ^{32}S и ^{48}Ca . Чем тяжелее ядро, тем меньше должен быть относительный вклад нуклонных корреляций. Отсюда мы делаем важный для дальнейшего вывод о применимости выбранного нами метода анализа для исследования ядер ^{90}Zr и ^{208}Pb .

ж) Здесь следует сделать одно замечание. Как видно из таблицы 20, в случае ядер ^{39}K и ^{32}S нормировочный параметр \bar{I} оказался несколько большим единицы. Это превышение не выходит далеко за пределы погрешностей в нормировке сечений ($\pm 10\%$), однако наблюдается корреляция: одновременно оказывается большим и коэффициент ε_n . Такая ситуация может возникнуть вследствие того, что минимум в экспериментальных дифференциальных сечениях оказывается менее глубоким (примерно на 20%), чем в расчётных сечениях, соответствующих $\bar{I} = 1$ и $\varepsilon_n = -0,45$. Возможно, что не учитываемые в расчётах корреляции нуклонов как раз и проявляются здесь в заполнении минимумов. Однако не исключено, что минимумы заполняются вследствие некоторых дефектов в эксперименте — окисление мишени ^{39}K или неточный учёт расходимости пучка. В любом случае эти эффекты мало отражаются на извлекаемых параметрах пространственного распределения нуклонов.

§ 7. Относительное изменение плотности протонов и нейтронов при переходе от ^{40}Ca к ^{48}Ca . Избыток нейтронов в поверхностном слое ядра ^{48}Ca

Как уже отмечалось, параметры распределения заряда в изотопах кальция, найденные в результате анализа экспериментальных данных по рассеянию электронов с различной энергией, несколько отличаются друг от друга как в случае ядра ^{40}Ca , так и в случае ядра ^{48}Ca . Однако изменения параметров при переходе от ^{40}Ca к ^{48}Ca определяются устойчиво (таблица 22).

Таблица 22

Изменения параметров зарядового распределения при переходе от ^{40}Ca к ^{48}Ca , найденные в опытах с электронами при энергии $E_e = 250$ Мэв и $E_e = 500$ Мэв. Обозначения в таблице:

$$\Delta R_p = R_{p48\text{Ca}} - R_{p40\text{Ca}} ; \quad \Delta a_p = a_{p48\text{Ca}} - a_{p40\text{Ca}} ;$$

$$\Delta W_p = W_{p48\text{Ca}} - W_{p40\text{Ca}} ; \quad \Delta p = \langle r^2 \rangle_{\text{зар.}^{48}\text{Ca}}^{1/2} - \langle r^2 \rangle_{^{40}\text{Ca}}^{1/2}$$

Эксперимент	ΔR_p , ферми	Δa_p , ферми	ΔW_p	Δp , ферми
$E_e = 250$ Мэв /29/	0,093	-0,07	0,045	-0,008
$E_e = 500$ Мэв /29/	0,100	-0,053	0,035	-0,009

В относительных величинах систематические погрешности отдельных измерений в значительной мере компенсируются, что существенно повышает надёжность получаемых данных. Кроме того, в этом случае в меньшей степени проявляются и теоретические неопределённости, поскольку различные поправки примерно одинаковы для обоих ядер.

В частности, поправки на нейтронный форм-фактор ядра ^{40}Ca и кора ядра ^{48}Ca (т.е. для $N = 20$) совпадают, и остаётся неучтённой только поправка на спин-орбитальное взаимодействие электронов с нейтронами $f_{7/2}$ оболочки и форм-фактор нейтронов в этой оболочке. То же самое, разумеется, можно сказать и об анализе протон-ядерных данных: относительные изменения параметров распределения нейтронов при переходе от ^{40}Ca к ^{48}Ca должны определяться намного более надёжно, чем абсолютные величины этих параметров.

В главе I, обсуждая различные методы изучения распределения протонов и нейтронов в ядрах, мы особенно подробно останавливались на результатах, относящихся к ядрам ^{40}Ca и ^{48}Ca - эти два магические ядра вызывали наибольший интерес у экспериментаторов и теоретиков. Здесь мы кратко отметим основные моменты в истории вопроса. Опыты группы Хофштадтера /28,29/ показали, что при переходе от ^{40}Ca к ^{48}Ca зарядовый с.к.радиус не увеличивается на 0,2 ферми, как это следовало бы ожидать, исходя из правила $\langle r^2 \rangle_{\text{зар.}}^{1/2} = r_0 A^{1/3}$, а даже уменьшается на 0,01 ферми. Этот эффект получил название "зарядовой аномалии". Результаты затем были подтверждены мюонными данными /63,64/ (таблицы 4 и 5). Учёт взаимодействия электронов с нейтронами /72/ лишь незначительно изменил этот результат: с учётом этой поправки зарядовый с.к.р. ^{48}Ca на 0,012 ферми больше, чем в ^{40}Ca . Таким образом, был сделан вывод о том, что заполнение восемью нейтронами оболочки $f_{7/2}$ практически не меняет с.к.р. зарядового распределения. Естественно возник вопрос: как ведут себя распределения нейтронов при переходе от ^{40}Ca к ^{48}Ca ? Чтобы сохранить предположение о постоянной плотности ядерного вещества в центре ядра (при неизменной форме $\rho_m(r)$), следует допустить,

что с.к.р. ядерной материи должен меняться как $\langle r \rangle_n^{1/2} = r_0 A^{1/3}$.

Такое предположение приводит к выводу, что нейтронный радиус в ^{48}Ca должен быть существенно бóльшим, чем в ^{40}Ca :

$\Delta_n = \langle r^2 \rangle_{n48}^{1/2} - \langle r^2 \rangle_{n40}^{1/2} \approx 0,4$ ферми. Различные теоретические подходы (таблица 3) приводят к различной величине Δ_n : от $\Delta_n = 0$ (гидродинамическая модель /36/) до $\Delta_n = 0,41$ фм (одночастичная модель /33/). Согласно расчётам методом Хартри-Фока $\Delta_n = 0,31$ фм (Негеле /26/), $\Delta_n = 0,21$ фм (Вотерин, Бринк /31/), $\Delta_n = 0,23$ фм (Миллер, Грин /151/), $\Delta_n = 0,32$ фм (Элер, Москоовски /152/).

Имеющиеся экспериментальные данные о распределении нейтронов в ядре ^{48}Ca весьма противоречивы. Анализ в рамках оптической модели дифференциальных сечений рассеяния протонов с энергией 10:40 Мэв /2,13/, α -частиц с энергией 30:40 Мэв /14,15/, приводит к величине $\Delta_n = 0,2 \div 0,4$ ферми (см., например, рис. 19).

С другой стороны, в методе изобар-аналоговых состояний нейтронный радиус различных изотопов кальция оказывается практически не зависящим от A (рис.17): $\Delta_n = 0,05$ ферми. В недавних экспериментах с α -частицами /153/ ($E_\alpha = 79$ Мэв) получено $\Delta_n = 0,08$ ферми.

В главе I § 4 мы уже обсуждали недостатки этих методов исследования распределения нейтронов в ядрах - они связаны, в основном, с неоднозначной теоретической интерпретацией экспериментальных данных. Подчеркнём ещё, что во всех экспериментах речь шла об измерении всего лишь одного параметра распределения нейтронов - с.к.радиуса, а этого явно недостаточно, чтобы делать какие-либо выводы об изменениях в размерах ядра, поскольку при переходе от ^{40}Ca к ^{48}Ca может изменяться форма распределений нейтронов. Ниже

будет показано, что именно такая ситуация и имеет место в данном случае.

В таблице 20 приведены результаты анализа измеренных нами дифференциальных сечений рассеяния протонов на ^{48}Ca . Приведены два набора параметров, соответствующих зарядовым распределениям, взятым из электронных опытов при энергии 250 и 500 Мэв. Как и в случае ядра ^{40}Ca , качество описания дифференциальных сечений оказывается хорошим. Параметры эффективной плотности нейтронов, полученные по данным совместного эксперимента в Сакле, находятся в удовлетворительном согласии с результатами гатчинского эксперимента (таблица 21). Тем не менее, как видно из таблицы 21, между четырьмя наборами параметров имеются небольшие различия. Эти различия оказываются несущественными при определении разности величин параметров нейтронной плотности, относящихся к ядрам ^{40}Ca и ^{48}Ca (таблица 23). В частности, разность среднеквадратичных радиусов распределения нейтронов определяется с разбросом всего лишь $\pm 0,01$ ферми.

Характер изменения плотности нейтронов и протонов при переходе от ^{40}Ca к ^{48}Ca иллюстрируется рисунком 44. Добавление 8 нейтронов к ядру ^{40}Ca приводит к значительному увеличению радиуса половинной плотности нейтронов ($\Delta R_n = 0,30 \pm 0,03$ ферми) и, одновременно, к уменьшению толщины поверхностного слоя ($\Delta a_n = -0,45 \pm 0,14$ ферми). В результате, увеличение с.к. радиуса оказывается относительно небольшим ($\Delta r_n = 0,155 \pm 0,010$ ферми), хотя, на самом деле, происходит значительное обогащение нейтронами поверхностного слоя ядра ^{48}Ca . Если внести поправку в зарядовые распределения,

Таблица 23

Изменения параметров нейтронного распределения при переходе от ^{40}Ca к ^{48}Ca , найденные из анализа данных Гатчины и Сакле с использованием различных зарядовых распределений

Обозначения в таблице:

$$\Delta_n = \langle \tilde{r}^2 \rangle_{n, 48\text{Ca}}^{1/2} - \langle \tilde{r}^2 \rangle_{n, 40\text{Ca}}^{1/2}; \quad \Delta R_n = R_{n, 48\text{Ca}} - R_{n, 40\text{Ca}};$$

$$\Delta a_n = a_{n, 48\text{Ca}} - a_{n, 40\text{Ca}}$$

Эксперимент	Электронные данные	Δ_n , ферми	ΔR_n , ферми	Δa_n , ферми
Гатчина	250 МэВ	0,16	0,331	-0,64
	500 МэВ	0,14	0,334	-0,55
Сакле	250 МэВ	0,17	0,270	-0,38
	500 МэВ	0,15	0,265	-0,25
Среднее		$0,155 \pm 0,010$	$0,30 \pm 0,03$	$-0,45 \pm 0,14$

Таблица 23

Изменения параметров нейтронного распределения при переходе от ^{40}Ca к ^{48}Ca , найденные из анализа данных Гатчины и Сакле с использованием различных зарядовых распределений

Обозначения в таблице:

$$\Delta n = \langle \hat{r}^2 \rangle_{n48\text{Ca}}^{1/2} - \langle \hat{r}^2 \rangle_{n40\text{Ca}}^{1/2}; \quad \Delta R_n = R_{n48\text{Ca}} - R_{n40\text{Ca}};$$

$$\Delta a_n = a_{n48\text{Ca}} - a_{n40\text{Ca}}$$

Эксперимент	Электронные данные	Δn , ферми	ΔR_n , ферми	Δa_n , ферми
Гатчина	250 МэВ	0,16	0,331	-0,64
	500 МэВ	0,14	0,334	-0,55
Сакле	250 МэВ	0,17	0,270	-0,38
	500 МэВ	0,15	0,265	-0,25
Среднее		$0,155 \pm 0,010$	$0,30 \pm 0,03$	$-0,45 \pm 0,14$

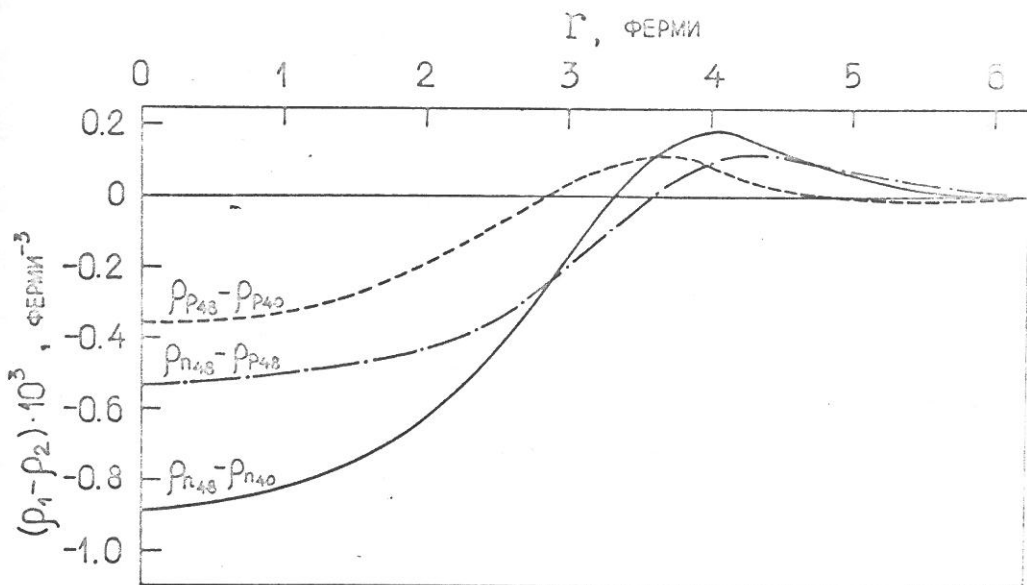
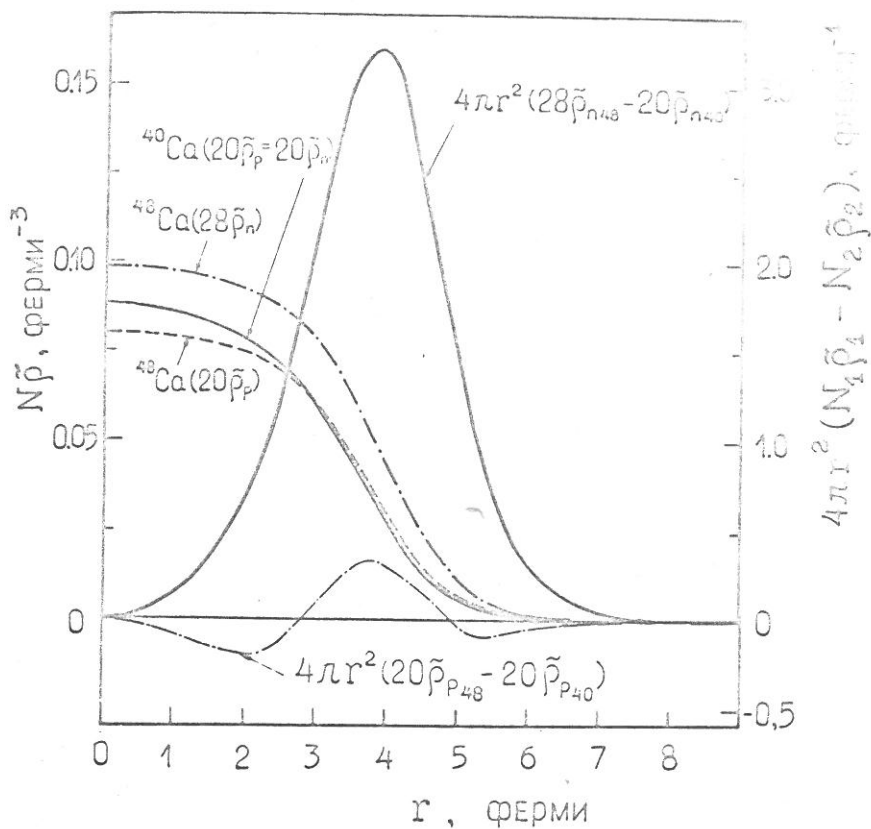


Рис.44. Изменение распределений эффективной плотности протонов и нейтронов при переходе от ^{40}Ca к ^{48}Ca .

- а) - полные плотности,
 б) - одночастичные плотности.

учитывающую взаимодействие электронов с нейтронами $\frac{7}{2}$ оболочки /72/, то величина Δ_n уменьшается ещё на $0,03 \pm 0,04$ ферми. Таким образом, окончательно имеем:

$$\Delta_n = \langle r^2 \rangle_{n48Ca}^{1/2} - \langle r^2 \rangle_{n40Ca}^{1/2} = 0,12 \pm 0,02 \text{ ферми.}$$

Это значение Δ_n меньше значений, следующих из расчётов по Хартри-Фоку. Наиболее близкий результат ($\Delta_n = 0,12 \pm 0,18$ ферми) получен в работе Вотерина и Бринка, использовавших потенциал Скирма. Расчётное значение Δ_n зависит от величины изовекторной части эффективного нуклон-нуклонного потенциала. Поэтому, на наш взгляд, полученный здесь результат указывает на необходимость в расчётах по Хартри-Фоку увеличить эту часть потенциала. (Иначе говоря, увеличить эффективное взаимодействие между протоном и нейтроном). Заметим ещё, что из того, что нейтронный с.к. радиус (как и зарядовый) возрос на величину, меньшую, чем этого требует закон $r = r_0 A^{1/3}$, отнюдь не следует увеличение плотности ядерного вещества в центре ядра. Это происходит вследствие уменьшения толщины поверхностного слоя как в зарядовом, так и в нейтронном распределениях. (^{48}Ca оказывается "более магическим" ядром, чем ^{40}Ca). Увеличение же плотности нейтронов $N\rho_n(r)$ в центре ядра оказывается небольшим ($\sim 15\%$). Одновременно, несколько понижается зарядовая плотность, так что плотность материи в центре ядра ^{48}Ca остаётся неизменной.

Итак, анализ экспериментальных данных по упругому рассеянию электронов и протонов на ядрах ^{40}Ca и ^{48}Ca позволяет вполне надёжно определить относительные изменения плотностей

$$\Delta \tilde{\rho}_p(r) = \tilde{\rho}_p(r)_{48} - \tilde{\rho}_p(r)_{40} \quad \text{и} \quad \Delta \tilde{\rho}_n(r) = \tilde{\rho}_n(r)_{48} - \tilde{\rho}_n(r)_{40}$$

при переходе от ^{40}Ca к ^{48}Ca .

Характер изменения протонной и нейтронной плотностей оказывается одинаковым: увеличиваются радиальные параметры R_p и R_n и уменьшается толщина поверхностного слоя a_p и a_n . Однако в нейтронной плотности эти изменения значительно больше, чем в протонной.

В результате, должно происходить обогащение нейтронами поверхностного слоя ядра ^{48}Ca . Разность зарядовой и нейтронной плотностей в ^{48}Ca есть

$$\Delta \tilde{\rho}_{np}(r)_{48} \equiv \tilde{\rho}_n(r)_{48} - \tilde{\rho}_p(r)_{48} \equiv \Delta \tilde{\rho}_n(r) - \Delta \tilde{\rho}_p(r) + \Delta \tilde{\rho}_{np}(r)_{40}.$$

Усреднение по четырём анализам экспериментальных данных (рис. 40) приводит к равенству $\tilde{\rho}_n(r)_{40} \approx \tilde{\rho}_p(r)_{40}$ в ядре ^{40}Ca . Поэтому

$$\Delta \tilde{\rho}_{np}(r)_{48} \approx \Delta \tilde{\rho}_n(r) - \Delta \tilde{\rho}_p(r).$$

Полученная таким образом разность $\Delta \tilde{\rho}_{np}(r)$ приведена на рис. 44б. Как видно из рис. 44б, на расстоянии $r = 3,5$ фм одночастичные плотности нейтронов и протонов в ^{48}Ca совпадают. (Интересно, что шаровой слой с максимальным числом нуклонов находится как раз при $r = 3,5$ фм). В центральной части происходит относительное обеднение нейтронами, в то же время в поверхностном слое одночастичная плотность нейтронов выше плотности протонов.

Разность $\Delta \tilde{\rho}_{np}(r)_{48}$ может быть получена и непосредственно из анализа данных по рассеянию электронов и протонов на ^{48}Ca . Результаты анализа показаны на рис. 45. На рис. 46 приведено получаем-

щееся в результате такого анализа отношение плотности нейтронов к плотности протонов в ядре ^{48}Ca как функция расстояния от центра ядра. Показан также коридор ошибок, определяемый разбросом результатов, полученных в четырёх различных анализах данных Гатчины и Сакле. Как видно из рис.46, несмотря на некоторое расхождение между результатами различных анализов (в большой мере эти расхождения связаны с разбросом зарядовых параметров), тем не менее можно определённо говорить о наличии обогащённого нейтронами поверхностного слоя в ядре ^{48}Ca ("нейтронная шуба"). Введение поправки в зарядовую плотность за счёт взаимодействия электронов с нейтронами не изменяет заметным образом $\Delta \tilde{\rho}_{np}(r)_{48}$, хотя она и приводит к некоторому увеличению зарядовой плотности при $r > 4,5$ фм (рис.15). Эту поправку, однако, следует учитывать при вычислении среднеквадратичных радиусов распределений протонов и нейтронов. Как следует из таблицы 2I, среднее значение

$$\Delta_{48} = \langle \tilde{r}^2 \rangle_{n48}^{1/2} - \langle \tilde{r}^2 \rangle_{p48}^{1/2} = 0,155 \pm 0,03 \text{ ферми.}$$

С учётом поправки на взаимодействие электронов с нейтронами

$$\Delta_{48} = 0,09 \pm 0,03 \text{ ферми.}$$

Естественно ожидать, что наблюдаемое на поверхности ядра ^{48}Ca превышение нейтронной плотности над плотностью протонов сохранится и на дальней периферии ядра, вне зоны действия ядерных сил ("нейтронное гало"). Вывод о существовании "нейтронного гало" в ^{48}Ca подтверждается качественной оценкой асимптотического поведения волновой функции "последнего" протона (нейтрона) в ядре:

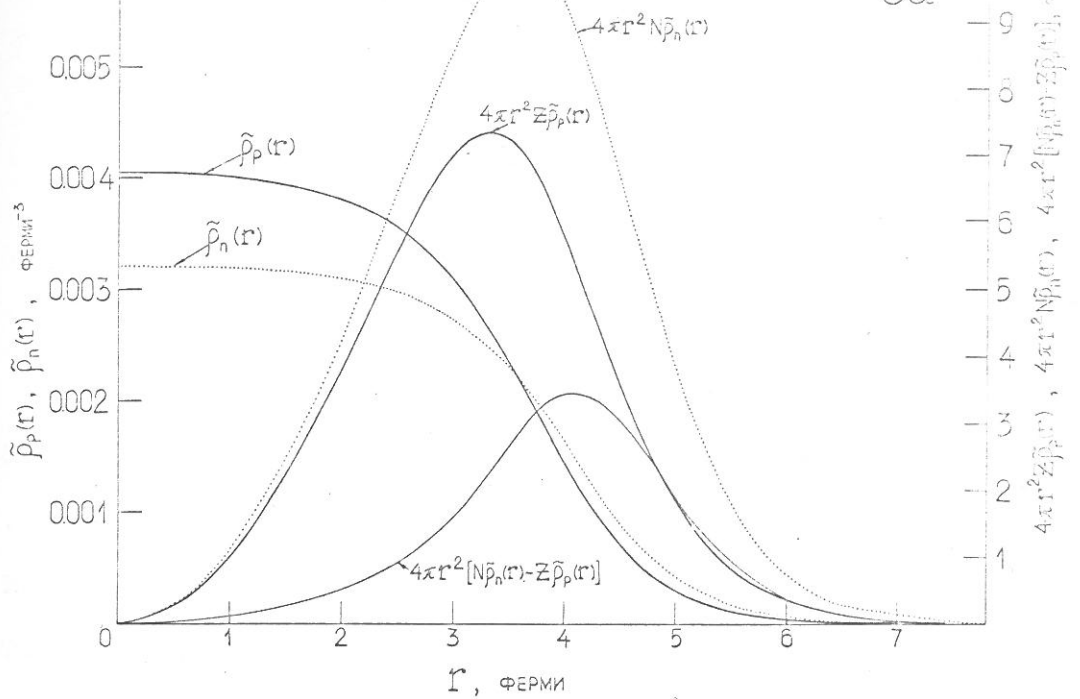


Рис.45. Пространственное распределение эффективной плотности протонов и нейтронов в ядре ^{48}Ca .

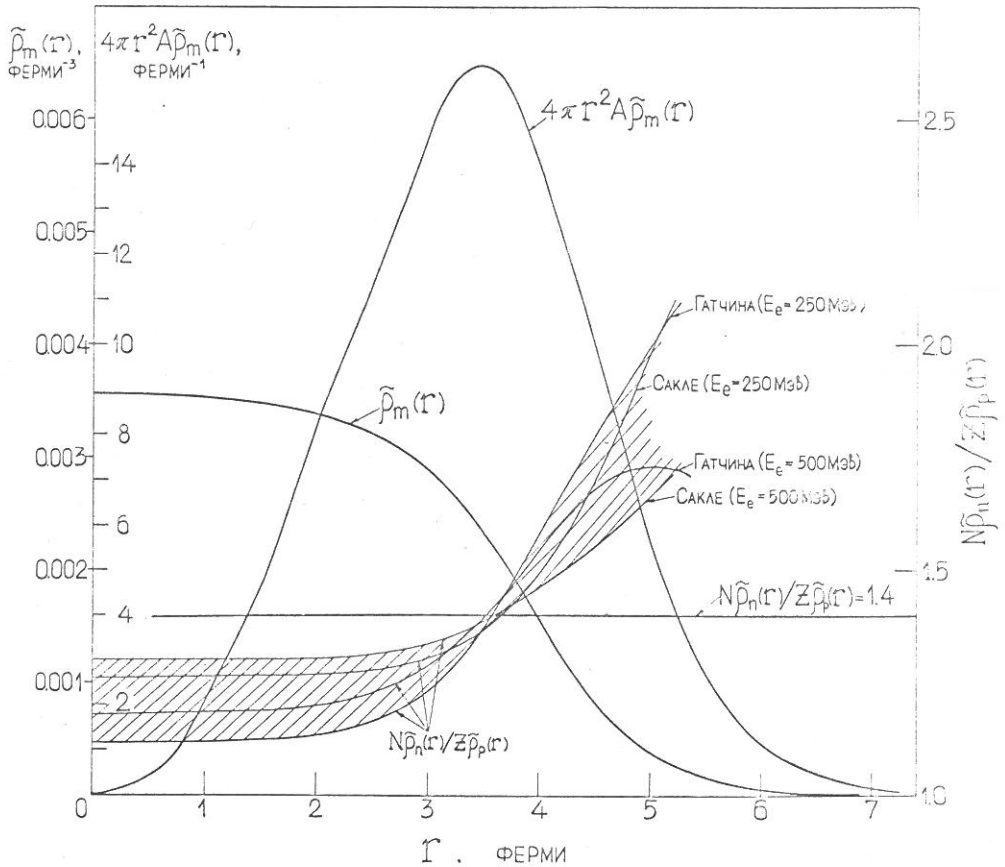


Рис.46. Отношение плотности нейтронов к плотности протонов в ядре ^{48}Ca как функция расстояния от центра ядра. Прямой линией показано "нормальное" отношение, т.е. $N/Z = 28/20 = 1,4$.

$$\Psi_{p,n}(r) \propto \exp\left(-\sqrt{\frac{M \cdot E_{p,n}}{\hbar^2}}\right) / r, \quad (\text{П.70})$$

где M - масса нуклона, $E_{p,n}$ - энергия отрыва последнего протона (нейтрона).

Как видно из таблицы 24, среди исследованных нами средних ядер ^{48}Ca является единственным ядром, в котором энергия связи нейтрона меньше энергии связи протона. В этом случае при достаточно больших r ($r \geq 6$ ферми) должно выполняться неравенство

$$|\Psi_n(r)|^2 > |\Psi_p(r)|^2.$$

Таблица 24

Энергия отрыва протона (E_p) и нейтрона (E_n)
в средних ядрах

	^{28}Si	^{32}S	^{34}S	^{39}K	^{40}Ca	^{48}Ca
E_n , МэВ	17,1	15,08	11,4	13,08	15,6	9,95
E_p , МэВ	11,5	8,86	10,8	6,37	8,3	15,8

§ 8. Распределение нейтронов в тяжёлых магических ядрах
 ^{90}Zr и ^{208}Pb

Успешное применение метода Глаубера для описания дифференциальных сечений упругого рассеяния адронов на средних ядрах позволяет надеяться, что с помощью этого метода может быть получена достаточно надёжная информация о распределении нейтронов и в тяжёлых ядрах. Мы уже отмечали, что ряд приближений в теории Глаубера, такие, как приближение малых углов и игнорирование нуклонных корреляций, в случае тяжёлых ядер даже более обоснованы.

В ядрах $^{90}_{40}\text{Zr}_{50}$ и $^{208}_{82}\text{Pb}_{126}$ число нейтронов значительно превышает число протонов. Кулоновская энергия в этих ядрах не мала, и кулоновское рассталкивание протонов должно играть заметную роль. Поэтому вопрос о пространственном распределении протонов и нейтронов в этих ядрах не является тривиальным. Согласно расчётам методом Хартри-Фока на поверхности ядер ^{90}Zr и ^{208}Pb должен быть некоторый избыток нейтронов. Если характеризовать этот избыток разностью $\Delta = \langle r^2 \rangle_n^{1/2} - \langle r^2 \rangle_p^{1/2}$ среднеквадратичных радиусов распределённых нейтронов и протонов, то

- $\Delta = 0,12$ ферми (^{90}Zr), $\Delta = 0,23$ ферми (^{208}Pb) (Негеле /26/);
- $\Delta = 0,05$ ферми (^{90}Zr), $\Delta = 0,11$ ферми (^{208}Pb) (Вотерин, Бринк /31/);
- $\Delta = 0,09$ ферми (^{90}Zr), $\Delta = 0,19$ ферми (^{208}Pb) (Элер, Мосzkовски /152/).

Ближние к этим значениям результаты получаются в методе Томаса-Ферми: $\Delta = 0,07$ ферми (^{90}Zr), $\Delta = 0,11$ ферми (^{208}Pb) (Немец /34/),
 $\Delta = 0,12$ ферми (^{90}Zr), $\Delta = 0,16$ ферми (^{208}Pb) (Ломбард /35/).

Расчёты в рамках одночастичной модели приводят к большему избытку

нейтронов: $\Delta = 0,62$ ферми (^{208}Pb) (Батти, Гринлис /33/). С другой стороны, согласно расчётам с использованием гидродинамической модели (Фридман /36/) на поверхности ядра ^{208}Pb должен быть некоторый избыток протонов: $\Delta = -0,05$ ферми.

Пространственное распределение заряда в ^{90}Zr и ^{208}Pb исследовалось многократно как в опытах по упругому рассеянию электронов, так и в μ -атомных экспериментах /38,39,66,69,70,154-161/. Наиболее надёжные результаты получены из анализов, в которых значение зарядового с.к. радиуса фиксировалось в соответствии с мюонными данными, а параметры R_p , a_p и W_p находились из электронных данных. При этом зарядовая плотность параметризовалась функцией

$$\tilde{\rho}_p(r) = \tilde{\rho}_{op}(0) \frac{1 + \left(\frac{r}{R_p}\right)^2}{1 + \exp \frac{r^m - R_p^m}{a_p}}, \quad (\text{П.71})$$

где $m = 1$ или 2 . Найденные таким способом параметры зарядового распределения приведены в таблице 25.

Таблица 25

Параметры пространственного распределения заряда в ядрах ^{90}Zr и ^{208}Pb

Ядро	R_p ферми	a_p ферми	W_p -	$\langle r^2 \rangle_p^{1/2}$ ферми	m -	Ссылка
^{90}Zr	4,86	0,57	-0,086	4,265	1	/156/
	4,45	2,54	+0,28	4,265	2	/156/
^{208}Pb	6,720	0,504	-0,061	5,500	1	/66/
	6,303	2,888	+0,338	5,501	2	/39/

Насколько нам известно, с.к.радиус распределения нейтронов в ядре ^{90}Zr измерялся только в работе /163/: $\Delta = (0,20 \pm 0,13)$ фм. В то же время ядро ^{208}Pb исследовалось интенсивно. Фактически, каждый новый метод, чувствительный к распределению нейтронов в ядре, был испробован на ядре ^{208}Pb . Результаты экспериментов приведены в таблице I и подробно обсуждались в главе I. Как и в случае ядра ^{48}Ca , во всех экспериментах измерялся лишь один параметр распределения нейтронов - с.к.радиус. Полученные результаты противоречивы. Так анализ данных по упругому рассеянию низкоэнергетичных протонов приводит к значениям $\Delta = (0,13 \pm 0,46)$ ферми /5/. Из опытов по рассеянию α -частиц, а также по фоторождению ρ_0 -мезона следует $\Delta = 0,26$ ферми /6,10/. Метод изобар-аналоговых состояний даёт $\Delta = 0,15$ ферми. Из анализа сечений реакций π^\pm мезонов следует $\Delta = 0$ /9/. Наконец, в опытах по фоторождению π^\pm мезонов получены отрицательные значения $\Delta = -0,5$ ферми /7/ и $\Delta = -0,25$ ферми /8/. Такая неопределённость связана, в основном, с неоднозначностью теоретического анализа экспериментальных данных. Рассеяние протонов с энергией 1,044 Гэв на ядре ^{208}Pb исследовалось в Сакле группой Тирьона в одном из их первых экспериментов /116/. К сожалению, в этом эксперименте была допущена серьёзная ошибка в оценке эффективности регистрирующей аппаратуры. В результате, значения сечений в области углов вплоть до второго дифракционного максимума были занижены на фактор $1,4 \pm 1,6^{\text{ж}}$). Результаты Сакле в дальнейшем были использованы в ряде теоретических

*) С этим заключением авторы работы согласны (частное сообщение).

анализов /117, 150, 162/, в которых был получен вывод о превышении нейтронного радиуса над протонным ($\Delta \approx 0,3$ ферми). Однако, ввиду сказанного выше, этим результатам не следует придавать серьёзного значения.

Полученные в наших экспериментах дифференциальные сечения рассеяния протонов на ^{90}Zr и ^{208}Pb приведены на рис.35 и в таблице 17. В анализе экспериментальных данных использовались параметры зарядовой плотности, приведённые в таблице 25. При этом нейтронная плотность параметризовалась той же формой, что и зарядовая. Найденные в процессе фитирования параметры нейтронной плотности, а также параметры \bar{I} и ε_n представлены в таблице 26. На рис.47 показаны протонные и нейтронные плотности, соответствующие двум типам параметризации ($m = 1$ и $m = 2$). На рис.48 приведены одночастичные плотности $\tilde{\rho}_p(r)$ и $\tilde{\rho}_n(r)$ для случая $m = 2$. Как видно из рис.47, изменение вида параметризации мало сказывается на извлекаемой из анализа плотности нуклонов на поверхности ядра, но приводит к заметным изменениям плотности в центральной части ядра. Несколько изменяется и величина среднеквадратичного радиуса распределения нейтронов (таблица 26). Неопределённости, возникающие из-за модельного описания распределения нуклонов ($\pm 0,03$ ферми в с.к.р.), больше статистических ошибок. Если усреднить значения Δ , соответствующие двум видам функционального задания плотности, то получаются следующие результаты:

$$\Delta_{90} = \langle \tilde{r}^2 \rangle_n^{1/2} - \langle \tilde{r}^2 \rangle_p^{1/2} = +0,06 \pm 0,03 \text{ ферми,}$$

$$\Delta_{208} = \langle \tilde{r}^2 \rangle_n^{1/2} - \langle \tilde{r}^2 \rangle_p^{1/2} = -0,03 \pm 0,02 \text{ ферми,}$$

ошибка, в основном, определяется погрешностью усреднения.

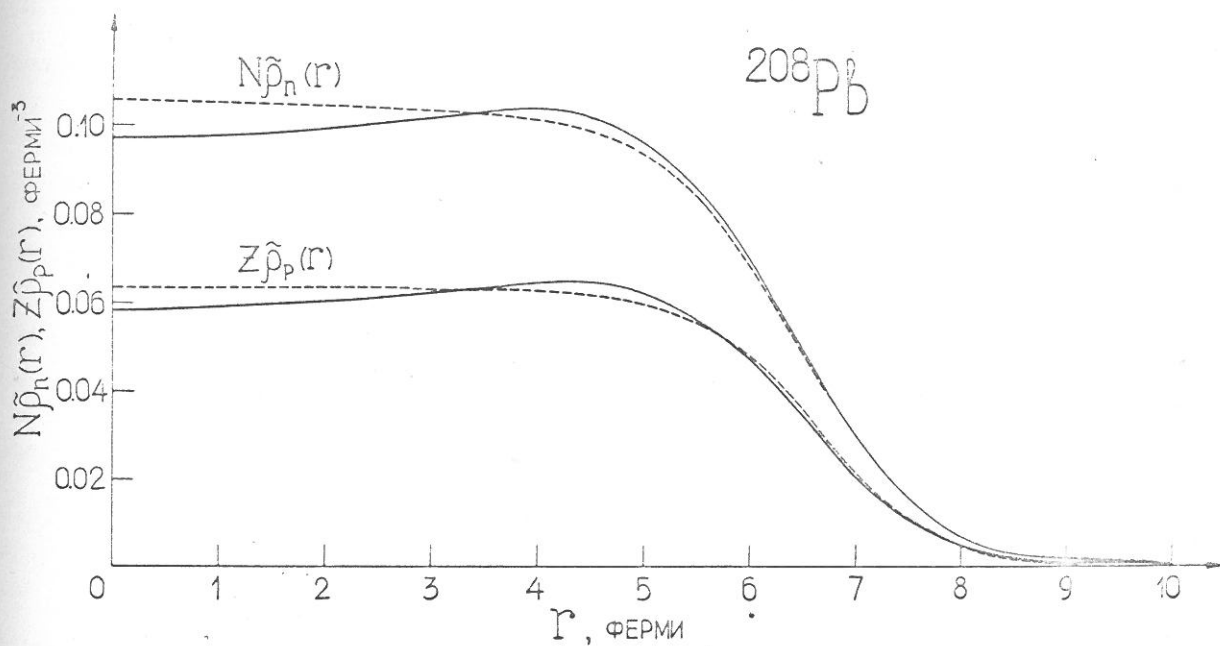
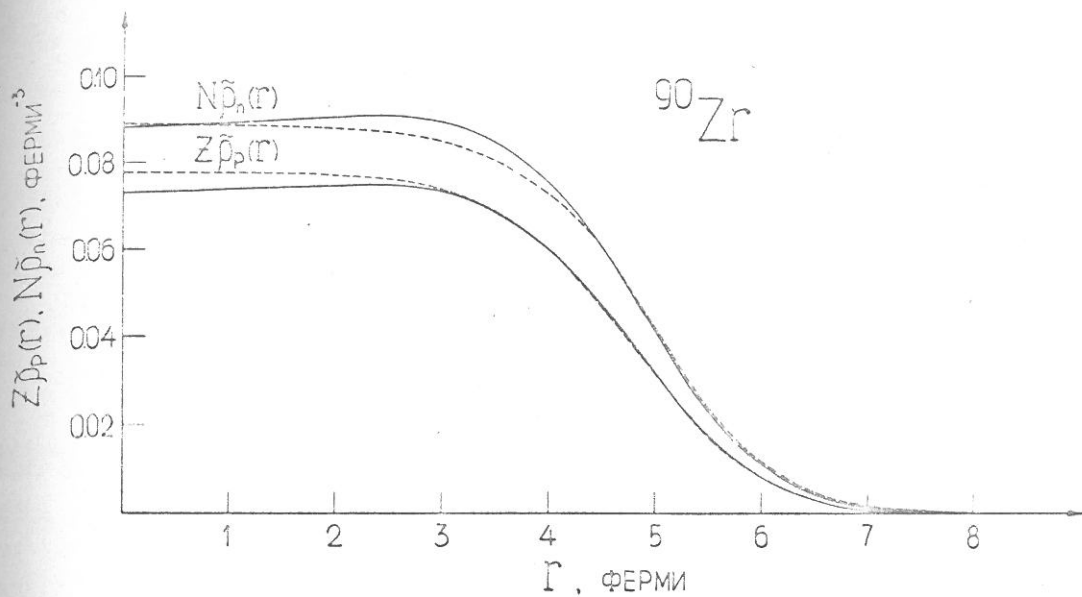


Рис. 47. Эффективные плотности распределений протонов и нейтронов в ядрах ^{90}Zr и ^{208}Pb .

————— - параболическое распределение Гаусса,

----- - параболическое распределение Ферми.

Значения параметров $\tilde{\rho}_p(r)$ и $\tilde{\rho}_n(r)$ приведены в таблицах 25 и 26.

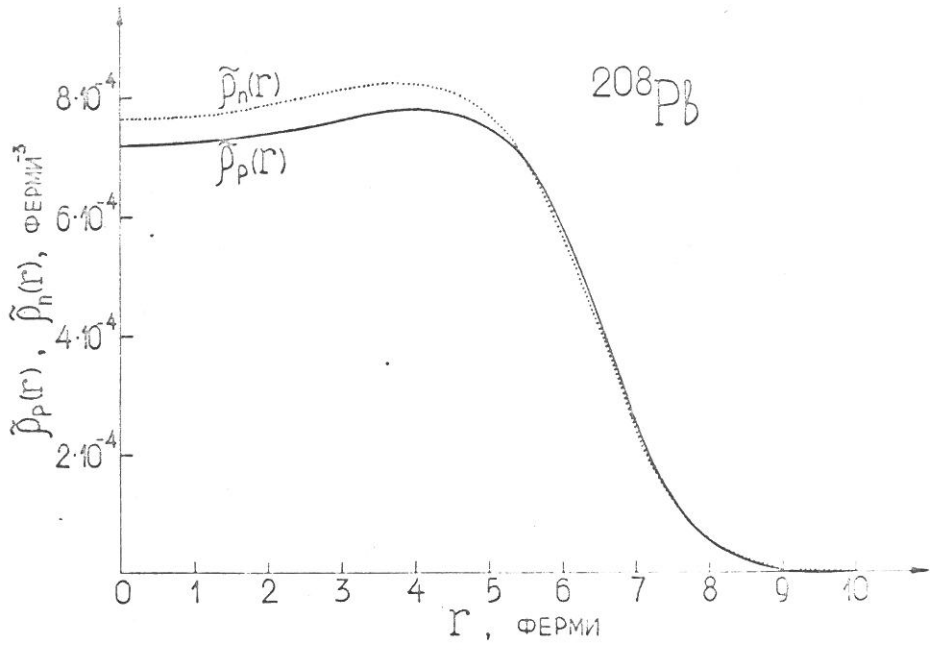
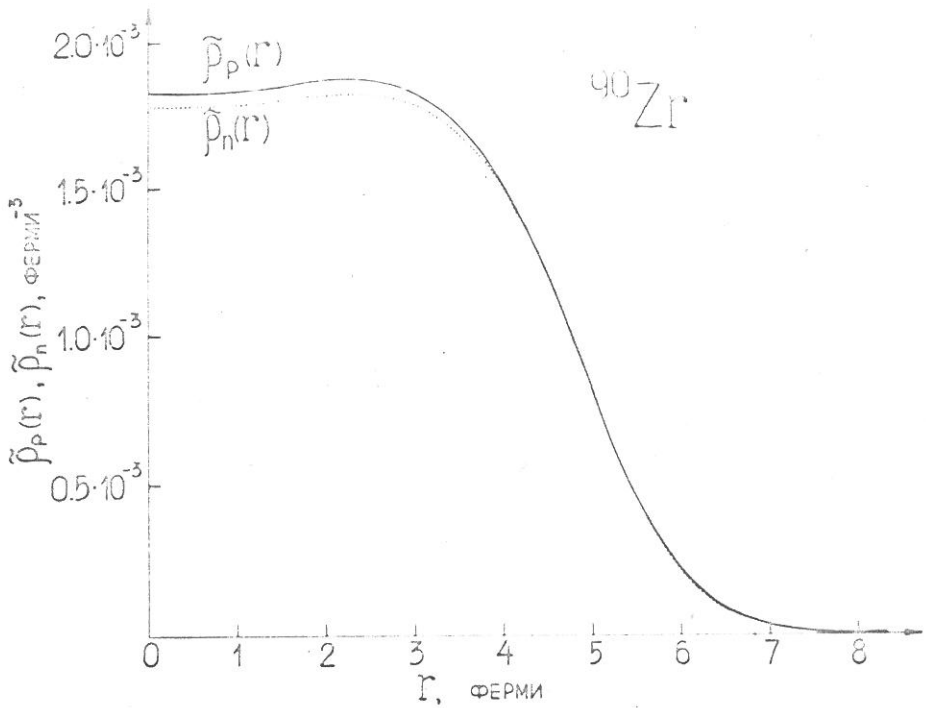


Рис.48. Одночастичные эффективные плотности протонов и нейтронов в ядрах ^{90}Zr и ^{208}Pb , соответствующие параболическому распределению Гаусса.

Таблица 26

Параметры пространственного распределения нейтронов в ядрах ^{90}Zr и ^{208}Pb

Ядро	m	R_n ферми	Q_n ферми	$W_n = W_p$	$\langle r^2 \rangle_n^{1/2}$ ферми	$\langle r^2 \rangle_n^{1/2} - \langle r^2 \rangle_p^{1/2}$ ферми	I	ϵ_n	S^2/N
^{90}Zr	I	$5,043 \pm 0,012^{\text{ж}}$	$0,560 \pm 0,005$	$-0,086$	$4,369 \pm 0,007$	$+0,104$	I, 16	$-0,64$	$127/110$
	2	$4,529 \pm 0,022$	$2,522 \pm 0,011$	$+0,28$	$4,284 \pm 0,007$	$+0,019$	I, 19	$-0,68$	$180/110$
^{208}Pb	I	$6,498 \pm 0,018$	$0,619 \pm 0,006$	$-0,061$	$5,493 \pm 0,019$	$-0,007$	I, 12	$-0,68$	$172/116$
	2	$6,122 \pm 0,026$	$2,957 \pm 0,013$	$+0,338$	$5,448 \pm 0,010$	$-0,053$	I, 12	$-0,67$	$121/116$

ж) Приведённые в таблице ошибки — чисто статистические. Ошибки не учитывают погрешности параметров зарядового распределения.

Поправки на взаимодействие электронов с нейтронами в случае ядра ^{208}Pb оказываются меньшими, чем для ^{48}Ca . Согласно оценке, выполненной в работе /72/, из величины Δ_{208} нужно вычесть ещё примерно 0,02 ферми. Аналогичных оценок для ^{90}Zr сделано не было. Возможно, что в этом случае поправка будет несколько большей. Итак, мы видим, что в ядрах ^{90}Zr и ^{208}Pb , несмотря на значительную разницу в числе протонов и нейтронов, с.к. радиусы распределений протонов и нейтронов практически одинаковы. Более детальное сравнение одночастичных плотностей $\tilde{\rho}_p(r)$ и $\tilde{\rho}_n(r)$ показывает (рис.48), что в ^{90}Zr эти плотности совпадают в пределах погрешностей измерений. В ядре ^{208}Pb радиальный параметр нейтронного распределения R_n оказывается на $0,22 \pm 0,04$ ферми меньше радиального параметра распределения протонов R_p . В этом смысле можно говорить об избытке протонов на поверхности ядра ^{208}Pb , что, по-видимому, является следствием кулоновского расталкивания протонов. Вместе с тем, диффузность распределения нейтронов α_n больше диффузности α_p распределения протонов. Это приводит к тому, что на периферии ядра ^{208}Pb ($r \geq 8$ ферми) плотность нейтронов значительно превышает плотность протонов в согласии с выводами, сделанными из исследования захвата K^- мезонов и антипротонов ядрами /95,96/ (см. главу I, § 4). Полученные результаты несколько отличаются от предсказаний, сделанных в расчётах методом Хартри-Фока: как и в случае ядра ^{48}Ca , экспериментальные радиальные размеры распределений нейтронов в нейтронно-избыточных ядрах оказываются меньше расчётных. Соответственно, оказывается меньшей и разница между распределениями нейтронов и протонов.

Анализируя полученные результаты, следует сделать замечание, аналогичное замечанию в § 6 главы II, относящемуся к результатам по ^{32}S и ^{39}K . Как видно из таблицы 26, нормировочный параметр оказывается систематически большим единицы. Одновременно, ε_n несколько превышает величину $\varepsilon_n = -0,45$, полученную при анализе изотопов кальция. Сами по себе эти отклонения не выходят далеко за пределы экспериментальных погрешностей. Однако такое коррелированное отклонение двух параметров, по-видимому, не является случайным. На наш взгляд, наиболее вероятным объяснением этого эффекта является следующее. По каким-то причинам экспериментальное сечение в дифракционных минимумах оказалось выше расчётного на ~20%. Из фитируемых параметров ε_n "ответствен" за заполнение минимумов, поэтому его величина растёт. Однако увеличение приводит к некоторому увеличению расчётных сечений и при других углах (это видно из рис.39г), в результате чего несколько возрастает нормировочный параметр. Если зафиксировать $\varepsilon_n = -0,45$, а $\tilde{\rho}_n(r)$ положить равным $\tilde{\rho}_p(r)$, то расчётные сечения отличаются от экспериментальных только в области минимумов (примерно на 20%), причём нормировочный параметр оказывается близким к единице. Нам пока не известны причины заполнения минимумов в экспериментальных сечениях. Во всяком случае, этот эффект не удаётся объяснить только неточной оценкой экспериментальных условий, например, большей, чем принято в расчёте, расходимостью пучка. К тому же, отношение пик/провал в сечениях, измеренных у нас и в Сакле (^{208}Pb) одинаково. Возможно, здесь проявляются дефекты теоретического анализа (мы уже отмечали, что сделанные в теории

Глаубера приближения должны сказаться прежде всего на заполнении минимумов). Вопрос теперь заключается в том, насколько корректна принятая нами схема анализа экспериментальных данных, в которой заполнение минимумов достигается изменением параметра ε_n . Как мы видели, при изменении ε_n меняется и параметр \bar{I} . Не исключено, что какие-то изменения могут быть и в параметрах R_n и a_n , хотя, как следует из рис.39, эти параметры мало коррелированы с ε_n . Для оценки пределов возможных изменений параметров R_n и a_n был выполнен расчёт с фиксированными $\varepsilon_n = -0,44$ и $\varepsilon_n = -0,67$ и свободными параметрами \bar{I} , R_n и a_n . Результаты фитирования приведены в таблице 27 и на рис.49. Как видно из рис.49, вариацией только параметров \bar{I} , R_n и a_n не удастся добиться заполнения минимумов - свидетельство малой степени корреляции параметров R_n , a_n и ε_n . Отметим также, что в случае $\varepsilon_n = -0,44$ нормировочный параметр близок к единице. Приведённые в таблице 27 значения R_n , a_n и $\langle r^2 \rangle_n^{1/2}$ при $\varepsilon_n = -0,45$, по-видимому, следует рассматривать как максимально возможные отклонения этих параметров.

Таблица 27

Сравнение параметров ядерных распределений для ^{90}Zr и ^{208}Pb , найденных из анализа данных с $\varepsilon_{\text{pH}} = -0,67$ и $\varepsilon_{\text{pH}} = -0,44$

Ядро	m	\tilde{R}_p	$\tilde{\alpha}_p$	\tilde{W}_{pH}	$\langle \tilde{r}^2 \rangle_p^{1/2}$	ε_{pH}	I	\tilde{R}_n	$\tilde{\alpha}_n$	$\langle \tilde{r}^2 \rangle_n^{1/2}$	$\langle \tilde{r}^2 \rangle_m^{1/2}$
		ферми	ферми	-	ферми	-	-	ферми	ферми	ферми	ферми
^{90}Zr	1	4,891	0,581	-0,1	4,289	-0,67	1,18	5,002	0,556	4,339	4,317
						-0,44	1,00	5,113	0,546	4,386	4,343
^{208}Pb	2	6,303	2,888	0,338	5,501	-0,67	1,15	6,172	2,957	5,448	5,469
						-0,44	1,06	6,406	2,848	5,541	5,525

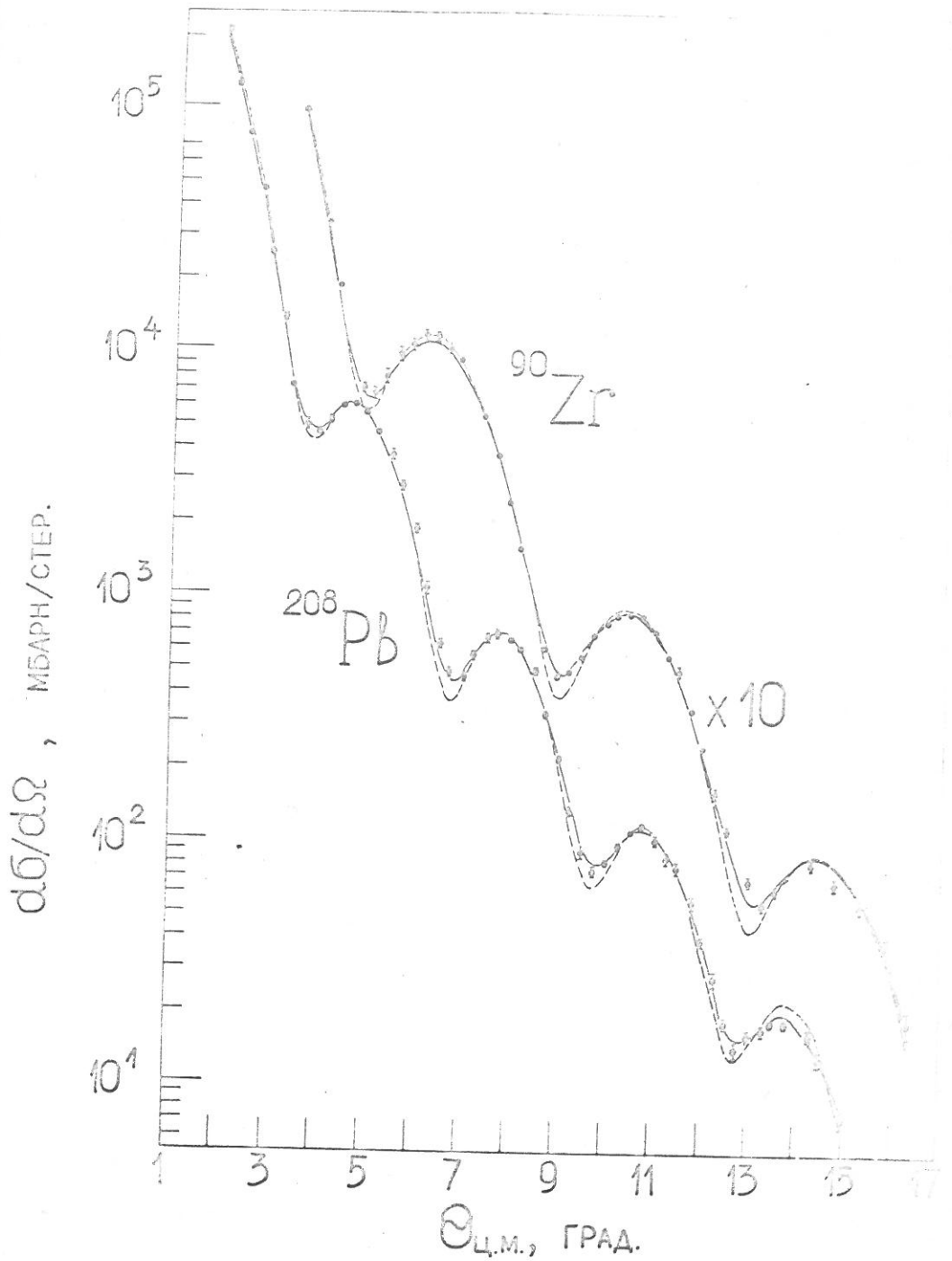


Рис.49. Сравнение дифференциальных сечений упругого рассеяния протонов с энергией 1 Гэв на ядрах ^{90}Zr и ^{208}Pb , рассчитанных со значениями $\epsilon_{pn} = -0,67$ (сплошные кривые) и $\epsilon_{pn} = -0,44$ (пунктирные кривые). Соответствующие параметры плотности приведены в таблице 27.

$$(d\sigma/d\Omega)_{\text{расч.}} = \frac{1}{I} |F(q)|^2.$$

§ 9. Пространственное распределение ядерной материи

Имея плотности $\tilde{\rho}_p(r)$ и $\tilde{\rho}_n(r)$, можно определить распределение плотности ядерного вещества:

$$\tilde{\rho}_m(r) = \frac{Z}{A} \tilde{\rho}_p(r) + \frac{N}{A} \tilde{\rho}_n(r). \quad (\text{П.72})$$

С другой стороны, плотность $\tilde{\rho}_m(r)$ можно получить и без привлечения данных по рассеянию электронов (такие данные в ряде случаев отсутствуют), анализируя только сечения рассеяния протонов на ядрах. Эта возможность является отражением того обстоятельства, что налетающий протон взаимодействует примерно одинаковым образом с протонами и нейтронами ядра. Поскольку $\tilde{\rho}_p(r)$ и $\tilde{\rho}_n(r)$ в ядрах оказываются близкими, то, как мы сейчас увидим, для определения $\tilde{\rho}_m(r)$ точного равенства амплитуд $f_{pp}(q)$ и $f_{pn}(q)$ не требуется. Действительно, амплитуда (П.35) протон-ядерного рассеяния может быть представлена в виде:

$$F(q) = i k \int_0^\infty J_0(qb) [1 - \exp i\chi(b)] b db, \quad (\text{П.73})$$

где

$$\chi(b) = \frac{2\pi}{k} \left\{ Z f_{pp}(0) \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{\rho}_p(b, z) dz + N f_{pn}(0) \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{\rho}_n(b, z) dz \right\}. \quad (\text{П.74})$$

Введём усреднённую протон-нуклонную амплитуду

$$f_{pN}(\bar{q}) = \frac{Z f_{pp}(\bar{q}) + N f_{pn}(\bar{q})}{A}. \quad (\text{П.75})$$

Тогда (П.74) преобразуется к виду:

$$\chi(\beta) = \frac{2\pi}{k} \left\{ A \phi_{pN}(0) \int_{-\infty}^{+\infty} [\tilde{\rho}_m(\beta, z) + \frac{NZ}{A^2} \frac{\Delta\phi(0)}{\phi_{pN}(0)} \Delta\tilde{\rho}(\beta, z)] dz, \quad (\text{П.76}) \right.$$

где $\Delta\phi(0) = \phi_{pN}(0) - \phi_{pp}(0)$ и $\Delta\rho(r) = \tilde{\rho}_n(r) - \tilde{\rho}_p(r)$.

Поскольку $\Delta\rho$ и $\Delta\phi$ малы, то вторым членом в (П.76) можно пренебречь ($\frac{NZ}{A^2} \cdot \frac{\Delta\phi(0)}{\phi_{pN}(0)} \approx \frac{1}{25}$), и оптическая фаза рассеяния оказывается выраженной через плотность распределения ядерной материи и усреднённую протон-нуклонную амплитуду:

$$\chi(\beta) = \frac{2\pi A}{k} \phi_{pN}(0) \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{\rho}_m(\beta, z) dz. \quad (\text{П.77})$$

Этот же результат получается, если в формулу (П.56) или (П.60) вместо $\tilde{\rho}_p(r)$ и $\tilde{\rho}_n(r)$ подставить $\tilde{\rho}_m(r)$. Именно такую процедуру мы использовали в нашем анализе. Найденные в результате анализа параметры распределения эффективной плотности ядерной материи в ^{28}Si , ^{32}S , ^{34}S , ^{39}K , ^{40}Ca , ^{48}Ca , ^{90}Zr и ^{208}Pb приведены в таблице 28. На рис.33-35 расчётные дифференциальные сечения сравниваются с экспериментальными. При вычислении приведённых на рисунках сечений использованы параметры из таблицы 28, обеспечивающие наилучшее по χ^2/N согласие с экспериментальными данными. Как видно из рис.33-35, наблюдается хорошее согласие расчётных и экспериментальных сечений во всём исследованном диапазоне углов. Чтобы оценить чувствительность определяемой из анализа ядерной плотности к выбору вида функциональной зависимости $\tilde{\rho}_m(r)$, мы выполнили расчёт в случае ^{90}Zr и ^{208}Pb с четырьмя различными параметризациями $\tilde{\rho}_m(r)$:

$$\tilde{\rho}_m(r) = \tilde{\rho}_{0m} \frac{1}{1 + \exp \frac{r - R_m}{a_m}} \quad \text{распределение Ферми,} \quad (\text{П.78})$$

$$\tilde{\rho}_m(r) = \tilde{\rho}_{0m} \frac{1 + W \left(\frac{r}{R_m} \right)^2}{1 + \exp \frac{r - R_m}{a_m}} \quad \text{параболическое распределение Ферми,} \quad (\text{П.79})$$

$$\tilde{\rho}_m(r) = \tilde{\rho}_{0m} \frac{1}{1 + \exp \frac{r^2 - R_m^2}{a_m^2}} \quad \text{распределение Гаусса,} \quad (\text{П.80})$$

$$\tilde{\rho}_m(r) = \tilde{\rho}_{0m} \frac{1 + W_m \left(\frac{r}{R_m} \right)^2}{1 + \exp \frac{r^2 - R_m^2}{a_m^2}} \quad \text{параболическое распределение Гаусса.} \quad (\text{П.81})$$

Все эти распределения при соответствующей оптимизации параметров R_m и a_m (таблица 27) дают удовлетворительное описание дифференциальных сечений упругого рассеяния. Полученные из такого анализа плотности $\tilde{\rho}_m(r)$ приведены на рис.50. Как видно из рис.50, плотность нуклонов на поверхности ядра определяется устойчиво и, практически, не зависит от вида параметризации $\tilde{\rho}_m(r)$. В то же время, плотность материи в центральной части ядра оказывается более чувствительной к выбору функции $\tilde{\rho}_m(r)$. Здесь, как и в случае рассеяния электронов, полезным был бы "безмодельный анализ экспериментальных данных. Такой подход развивается в последнее время в нашем институте Стародубским и Шагиняном /164/. Использованный ими метод аналогичен методу Фрайера и Негеле /67/, разработанному для анализа данных по рассеянию электронов (см. § 3, глава I). В этом методе оптическая фаза $\chi(b)$ представляется разложением

Параметры распределения эффективной плотности ядерной материи

Ядро	m	$R_m, \text{фм}$	$Q_m, \text{фм}$	W_m^{**}	$\langle \hat{x}^2 \rangle_m^{1/2}, \text{фм}$	$A\tilde{\rho}_{0m}, \text{фм}^{-3}$	I	ε_n	S^2/N
28Si	I	$3,24 \pm 0,02$ (жж)	$0,565 \pm 0,013$	-0,122	$3,144 \pm 0,02$	$0,174 \pm 0,006$	0,91	-0,47	29/26
	I	$3,485 \pm 0,013$	$0,604 \pm 0,006$	-0,213	$3,243 \pm 0,012$	$0,177 \pm 0,006$	1,16	-0,68	106/54
34S	I	$3,52 \pm 0,01$	$0,624 \pm 0,004$	-0,213	$3,296 \pm 0,008$	$0,182 \pm 0,006$	1,13	-0,68	106/38
39K	I	$3,752 \pm 0,026$	$0,568 \pm 0,015$	-0,204	$3,392 \pm 0,02$	$0,177 \pm 0,007$	1,16	-0,63	46/20
40Ca	I	$3,774 \pm 0,015$	$0,584 \pm 0,008$	-0,169	$3,475 \pm 0,016$	$0,170 \pm 0,005$	0,97	-0,46	89/30
48Ca	I	$3,999 \pm 0,011$	$0,523 \pm 0,005$	-0,124	$3,569 \pm 0,008$	$0,171 \pm 0,005$	1,0	-0,53	64/34
90Zr	I	$4,911 \pm 0,012$	$0,563 \pm 0,005$	0	$4,341 \pm 0,007$		1,17	-0,68	112/40
	I	$4,960 \pm 0,012$	$0,565 \pm 0,005$	-0,086	$4,321 \pm 0,007$	$0,168 \pm 0,002$	1,19	-0,70	120/40
	2	$4,694 \pm 0,020$	$2,547 \pm 0,012$	0	$4,244 \pm 0,007$		1,25	-0,70	212/40
	2	$4,497 \pm 0,023$	$2,529 \pm 0,012$	0,28	$4,275 \pm 0,007$		1,23	-0,69	180/40
b	I	$6,546 \pm 0,017$	$0,575 \pm 0,005$	0	$5,502 \pm 0,009$		1,13	-0,67	170/46
	I	$6,578 \pm 0,016$	$0,576 \pm 0,005$	-0,061	$5,489 \pm 0,008$	$0,170 \pm 0,002$	1,13	-0,67	165/46
	2	$6,373 \pm 0,022$	$2,947 \pm 0,014$	0	$5,421 \pm 0,008$		1,14	-0,67	119/46
	2	$6,195 \pm 0,025$	$2,931 \pm 0,013$	0,338	$5,469 \pm 0,008$		1,13	-0,65	110/46

жж) $W_m = W_p$ если $W_m \neq 0$. В случае ядра $34-S$, где данные о зарядовом распределении отсутствуют, принята $W_m(34-S) = W_p(32-S)$.

*) Указанные в таблице ошибки - статистические.

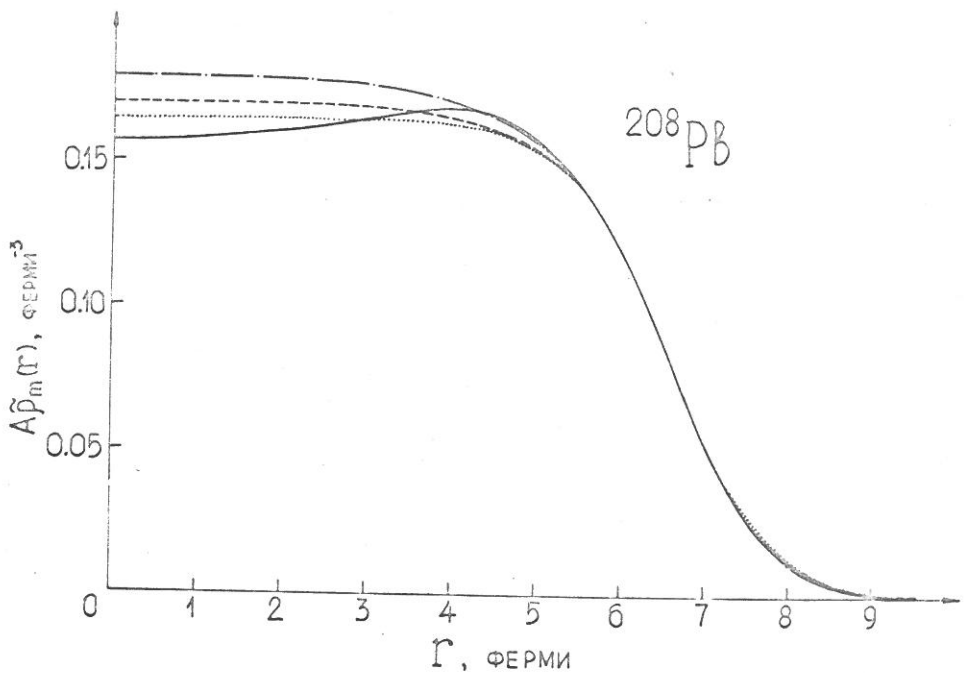
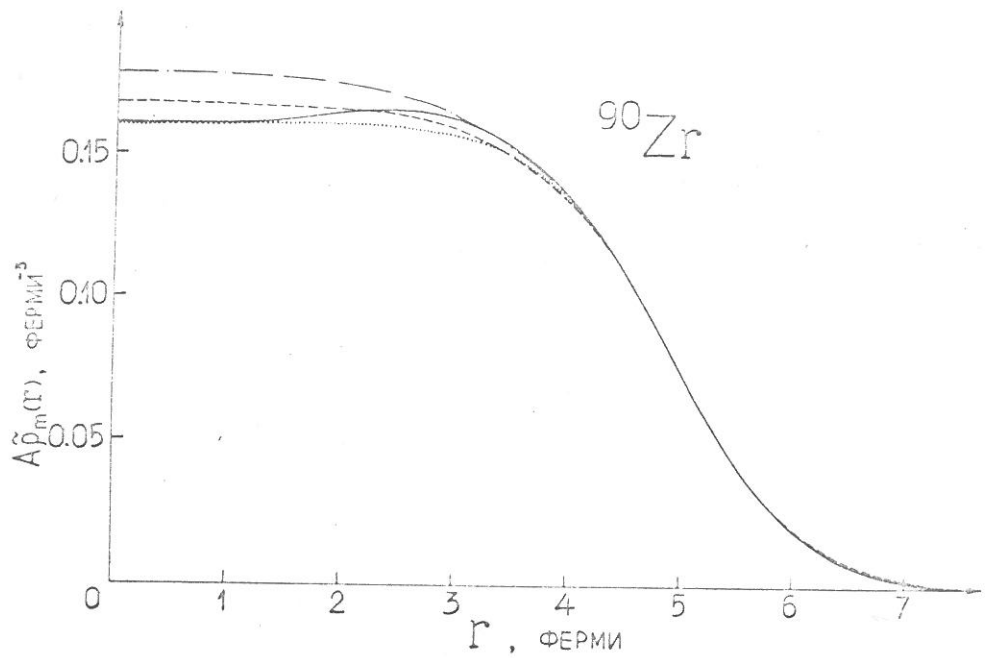


Рис. 50. Распределение плотности ядерного вещества в ^{90}Zr и ^{208}Pb , полученное при различной параметризации $\tilde{\rho}_m(r)$.

— $\tilde{\rho}_m(r) = \tilde{\rho}_{0m} \left(1 + W \frac{r^2}{R_m^2}\right) \left[1 + \exp \frac{r^2 - R_m^2}{a_m^2}\right]^{-1}$,

..... $\tilde{\rho}_m(r) = \tilde{\rho}_{0m} \left[1 + \exp \frac{r - R_m}{a_m}\right]^{-1}$,

--- $\tilde{\rho}_m(r) = \tilde{\rho}_{0m} \left(1 + W \frac{r^2}{R_m^2}\right) \left[1 + \exp \frac{r - R_m}{a_m}\right]^{-1}$,

— · — $\tilde{\rho}_m(r) = \tilde{\rho}_{0m} \left[1 + \exp \frac{r^2 - R_m^2}{a_m^2}\right]^{-1}$.

$$\begin{aligned} \chi(\beta) &= \chi_0(\beta) + \sum_{n=1}^L C_N J_0\left(X_n \frac{\beta}{R_0}\right) \quad \text{при} \quad \beta \leq R_0 \approx 8 \text{ фм}, & (П.82) \\ \chi(\beta) &= 0 \quad \text{при} \quad \beta > R_0. \end{aligned}$$

Здесь $\chi_0(\beta)$ - фаза нулевого приближения, соответствующая, например, параболическому ферми-распределению $\tilde{\rho}_m(r)$. X_n - корни функции Бесселя нулевого порядка ($J_0(X_n) = 0$). Число осциллирующих членов L выбирается в зависимости от исследованного диапазона переданных импульсов. Обычно $L = 4 \div 8$. Коэффициенты C_N находятся в результате фитирования экспериментальных данных. Таким способом были проанализированы наши данные по рассеянию протонов на средних ядрах. На рис.5I приводятся результаты безмодельного анализа для ядра ^{48}Ca . Как и следовало ожидать, плотности на поверхности ядра, полученные в модельном и безмодельном анализе, близки по величине. Разница в величине с.к. радиусов также невелика

($\sim 0,02$ ферми). Основные различия относятся к центральной области ядра. Плотность $\tilde{\rho}_m(r)$, получаемая в безмодельном анализе, оказывается осциллирующей, причём характер осцилляций находится в соответствии с расчётами по Хартри-Фоку (сравн. рис.8, глава I) - увеличение плотности наблюдается в районе $1s$ и $2s + 1d$ оболочек.

Одним из преимуществ безмодельного анализа является возможность указать коридор ошибок в определяемой плотности $\tilde{\rho}_m(r)$. Здесь, однако, нужно проявлять некоторую осторожность. Дело в том, что рассеяние сильно-взаимодействующих частиц определяется поверхностью ядра в значительно большей мере, чем рассеяние электронов. Иначе говоря, рассеяние адронов менее чувствительно к центральной плотности ядра, чем рассеяние электронов. Информация о центральной

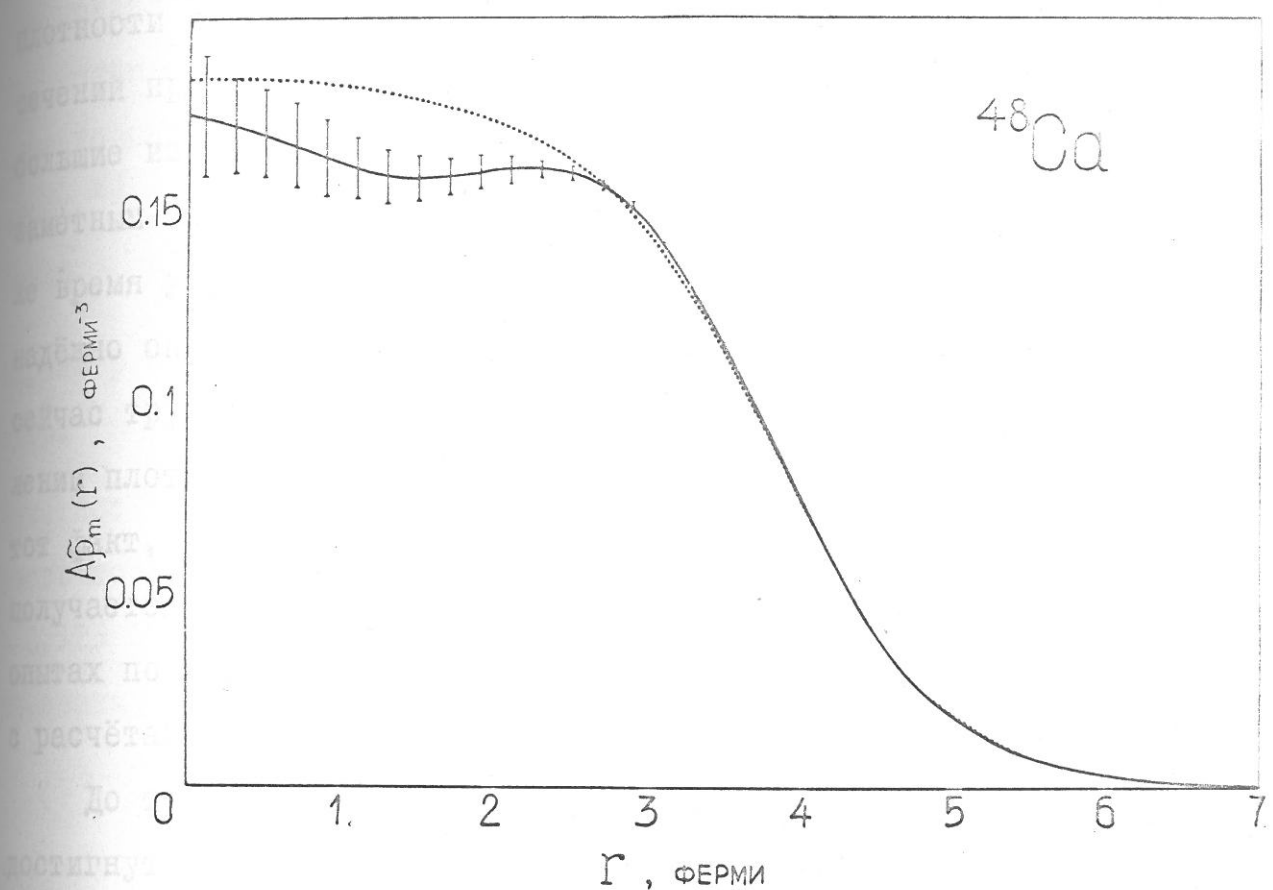


Рис.5I. Распределение ядерной материи в ^{48}Ca , найденное в результате безмодельного анализа.

Указан коридор ошибок, определяемый систематическими погрешностями в экспериментальном сечении. В данном анализе использованы все экспериментальные данные, полученные в Гатчине и Сакле.

..... - ядерная плотность, найденная из модельного анализа с параметризацией $\tilde{\rho}_m(r)$ параболическим ферми-распределением.

плотности ядра содержится, в основном, в области дифференциальных сечений при больших переданных импульсах, причём относительно небольшие изменения сечений в области больших Q^2 могут привести к заметным изменениям ядерной плотности в центре ядра /130/. В то же время у нас нет полной уверенности в том, что теория Глаубера надёжно описывает область больших переданных импульсов. Поэтому сейчас трудно указать уровень систематических ошибок при определении плотности нуклонов в центре ядра. Обнадёживающим является тот факт, что характер извлекаемой из анализа плотности $\tilde{\rho}_m(r)$ получается таким же, как и в зарядовой плотности, найденной в опытах по электрон-ядерному рассеянию, и находится в соответствии с расчётами методом Хартри-Фока.

До тех пор, пока в методе безмодельного анализа не будет достигнута полная ясность, при систематизации данных о ядерной плотности следует, очевидно, пользоваться результатами модельного анализа. Такая систематизация представляет интерес, в частности, при обсуждении характера насыщения ядерной материи. Строго говоря, в экспериментах по рассеянию электронов не показано, что плотность ядерного вещества в центральной части ядра остаётся постоянной с ростом A . Напротив, экспериментально наблюдаемая величина $Z\rho_{зар}(0)$ убывает с ростом A . Однако произведение $A\rho_{зар}(0)$ оказывается слабо зависящим от A . Если сделать предположение о равенстве нейтронной и протонной плотностей, то тогда

$$A\tilde{\rho}_m(0) \equiv Z\tilde{\rho}_p(0) + N\tilde{\rho}_n(0) = A\tilde{\rho}_p(0),$$

и можно действительно делать утверждение о насыщении ядерной материи. В наших измерениях это утверждение получает эксперименталь-

ное доказательство. Как видно из рисунков 52 и 53 и таблицы 28, плотности ядерной материи в центральной части ядра оказываются одинаковыми в пределах ошибок эксперимента во всех исследованных ядрах *). Среднее по всем ядрам значение центральной плотности равно

$$\bar{\rho}_m(0) = (0,173 \pm 0,004) \text{ нуклон/ферми}^3.$$

Параметр диффузности a_m также практически одинаков для всех ядер:

$$\bar{a}_m = 0,58 \text{ ферми.}$$

Заметное отклонение наблюдается лишь в случае ^{48}Ca , где диффузность поверхностного слоя оказывается минимальной: $a_m = 0,523$ ферми. Зависимость с.к. радиуса от A может быть аппроксимирована функцией

$$\langle \bar{r}^2 \rangle_m^{4/2} = (0,908 \pm 0,002) \cdot A^{1/3} + (1,27 \pm 0,03) \cdot A^{-1/3}.$$

Близкая по характеру зависимость должна была бы наблюдаться в случае, если ядерная плотность, обладающая свойством насыщения, описывается ферми-функцией $/18/$. Наблюдаемая нами зависимость соответствует радиусу сферы, занимаемой одним нуклоном в насыщенной материи, равному $1,15$ ферми.

В заключение остановимся на вопросе, сколько же параметров пространственного распределения ядерной материи может быть найдено в опытах по рассеянию протонов высокой энергии на ядрах. В нашем анализе $\bar{\rho}_m(r)$ задавалась тремя параметрами: R_m , a_m и W_m . Однако, как оказалось, экспериментальные данные мало чувствитель-

*) В данном случае $\bar{\rho}_m(r)$ задавалась параболическими ферми-распределениями.

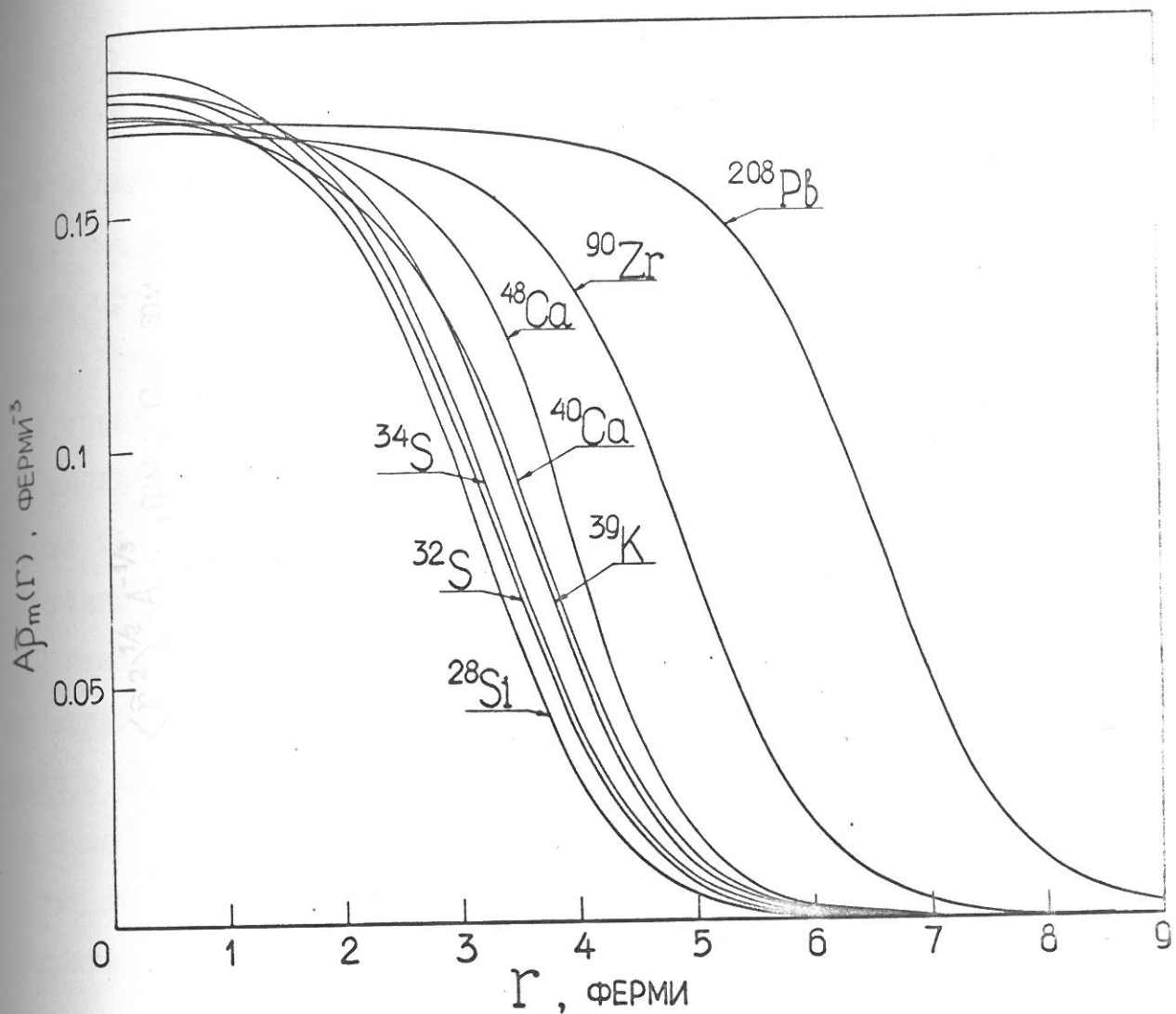


Рис.52. Распределение ядерной материи в средних и тяжёлых сферических ядрах, найденное из опытов по упругому рассеянию протонов с энергией 1 Гэв на ядрах. $\tilde{\rho}_m(r)$ параметризовано параболическим ферми-распределением, параметры соответствующих распределений приведены в таблице 28.

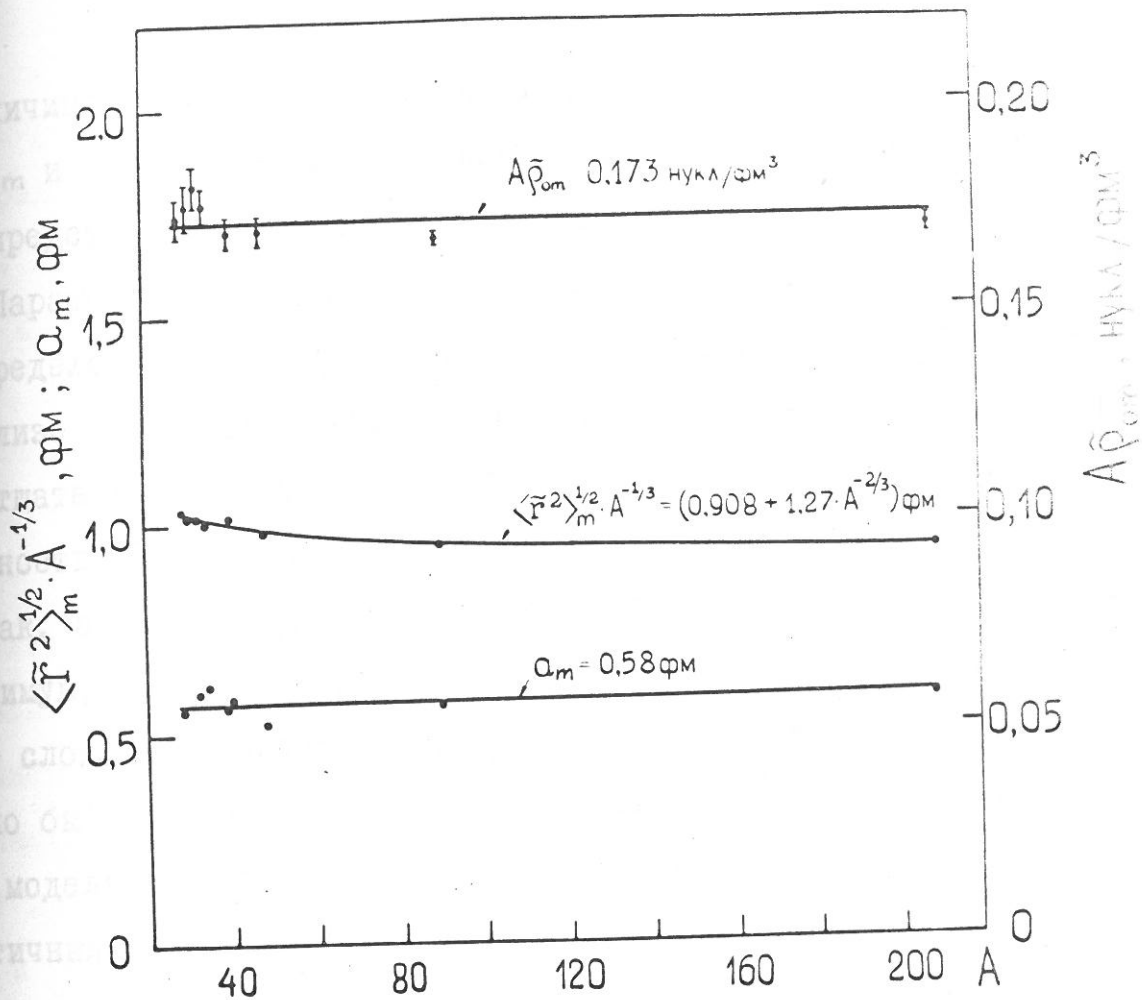


Рис.53. Зависимость от атомного номера ядра A средне-квadraticного радиуса $\langle \tilde{r}^2 \rangle_m^{1/2}$, параметра диффузности a_m и плотности ядерной материи в центральной части ядра.

В анализе использовалась параметризация $\tilde{\rho}_m(r)$ параболическими ферми-распределениями.

ны к величине W_m , к тому же этот параметр сильно скоррелирован с R_m и a_m . Поэтому надёжное определение W_m из наших данных не представлялось возможным, в связи с чем мы принимали $W_m = W_p$. Параметры же R_m и a_m скоррелированы не сильно и могут быть определены из анализа экспериментальных данных. В безмодельном анализе фигурирует большее число параметров, однако необходимо ещё тщательно исследовать степень корреляции этих параметров и надёжность их определения.

Итак, анализируя рассеяние протонов на ядрах, можно получить, как минимум, два параметра - радиальный размер ядра и толщину диффузного слоя. К сожалению, параметры R_m и a_m - модельные. Удобнее было бы перейти к параметрам, имеющим одинаковый смысл в различных моделях. Таким параметром, в частности, является среднеквадратичный радиус. Но возможно, что не этот параметр распределения материи определяется в наших экспериментах с наибольшей надёжностью. В самом деле, с.к.радиус очень чувствителен к хвосту распределения $\tilde{\rho}_m(r)$, тогда как ясно, что рассеяние протонов происходит, в основном, на поверхности ядра, оно не может быть чувствительным к периферии, где число нуклонов невелико. Поэтому можно сказать, что, хотя традиционно из анализа всех экспериментов по определению ядерных размеров находится среднеквадратичный радиус, - этот параметр отнюдь не всегда является оптимальным. К тому же это всего лишь один параметр, который существенным образом зависит и от радиального размера ядра и от толщины диффузного слоя.

Довольно привлекательным выглядит предложение *) характеризовать радиальные размеры и толщину диффузного слоя двумя параметрами, которые мы обозначим R_m^* и a_m^* . Эти параметры имеют простой физический смысл. R_m^* - это радиус, при котором функция $r^2 \cdot \tilde{\rho}_m(r)$ принимает максимальное значение (рис.54). Иначе говоря, в шаровом слое заданной толщины dr при $r = R_m^*$ содержится максимальное число нуклонов. Параметр a_m^* определяется из условия: $(R_m^* + a_m^*)^2 \tilde{\rho}_m(R_m^* + a_m^*) = \frac{1}{2} (R_m^*)^2 \tilde{\rho}_m(R_m^*)$, т.е. число нуклонов в шаровом слое dr при $r = R_m^* + a_m^*$ в два раза меньше максимального значения. Введённые таким образом параметры R_m^* и a_m^* являются обобщением использованных ранее параметров R_m и a_m . Преимуществом является то, что эти параметры имеют одинаковый смысл независимо от принятой модели для описания $\tilde{\rho}_m(r)$. Кроме того, поскольку R_m^* и a_m^* определяются плотностью $\tilde{\rho}_m(r)$ на поверхности ядра, то следует ожидать, что эти параметры не будут находиться в сильной зависимости от способа параметризации $\tilde{\rho}_m(r)$. На рис.54 приведены значения параметров R_m^* и a_m^* для ^{90}Zr , полученные при четырёх различных параметризациях $\tilde{\rho}_m(r)$. Максимальный разброс значений R_m^* составляет 0,06 ферми, тогда как разброс значений с.к. радиусов (таблица 28) составлял 0,1 ферми. Относительно небольшим оказывается и разброс в значениях параметра a_m^* . Аналогичная ситуация наблюдается и в случае ядра ^{208}Pb . В таблице 29 приведены значения параметров R_m^* и a_m^* для исследованных нами ядер. На рис.55 показана зависимость радиального параметра R_m^*

*) В.Ю.Гончар (частное сообщение).

от А. Эта зависимость лишь немного отклоняется от закона $R_m^* \propto A^{1/3}$. Интересно, что при переходе от ядра ^{40}Ca к ^{48}Ca в характере изменения R_m^* не наблюдается аномалии. Аномально малой оказывается величина диффузного слоя в ^{48}Ca .

Таблица 29

Обобщённые параметры R_m^* и a_m^* распределения плотности ядерной материи

Ядро	R_m^*	a_m^*	$R_m^*/A^{1/3}$
	Ферми	Ферми	Ферми
^{28}Si	$2,887 \pm 0,023$	$1,248 \pm 0,047$	$0,951 \pm 0,007$
^{32}S	$3,034 \pm 0,013$	$1,273 \pm 0,023$	$0,956 \pm 0,004$
^{34}S	$3,071 \pm 0,010$	$1,300 \pm 0,016$	$0,948 \pm 0,003$
^{39}K	$3,216 \pm 0,027$	$1,272 \pm 0,053$	$0,948 \pm 0,008$
^{40}Ca	$3,288 \pm 0,015$	$1,288 \pm 0,030$	$0,961 \pm 0,004$
^{48}Ca	$3,478 \pm 0,010$	$1,197 \pm 0,020$	$0,957 \pm 0,003$
^{90}Zr	$4,319 \pm 0,011$	$1,332 \pm 0,021$	$0,964 \pm 0,003$
$^{90}\text{Zr} \text{ *)}$	$4,267 \pm 0,022$	$1,278 \pm 0,028$	$0,952 \pm 0,005$
^{208}Pb	$5,745 \pm 0,014$	$1,435 \pm 0,024$	$0,969 \pm 0,003$
$^{208}\text{Pb} \text{ *)}$	$5,670 \pm 0,023$	$1,496 \pm 0,030$	$0,957 \pm 0,004$

*) $\tilde{\rho}_m(r)$ параметризована параболическим распределением Гаусса, в остальных случаях использовано параболическое распределение Ферми.

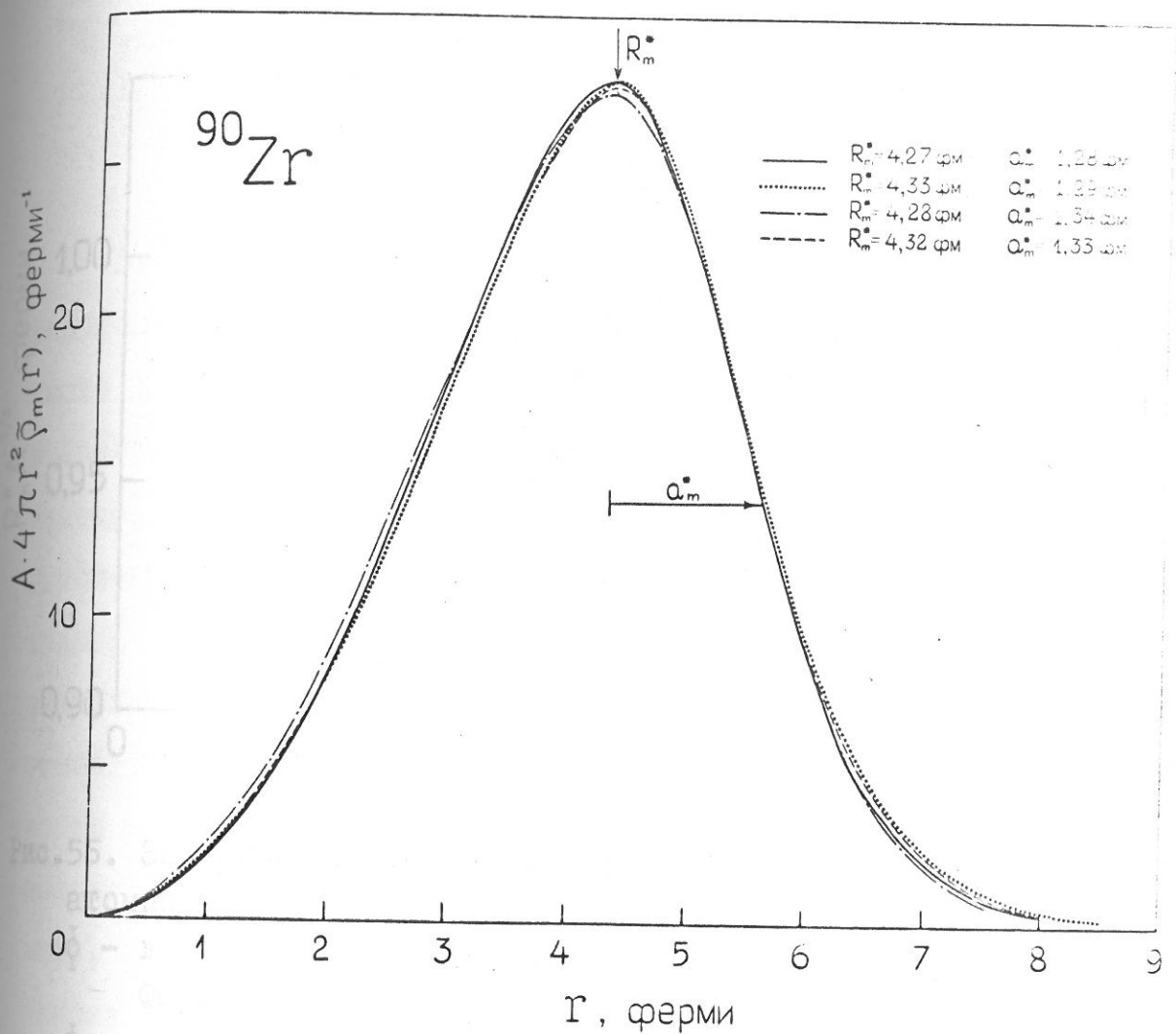


Рис.54. Зависимость числа нуклонов в шаровом слое единичной толщины от расстояния от центра ядра. В анализе использовалась различная параметризация $\tilde{\rho}_m(r)$.

- — — — — параболическое распределение Гаусса,
- — — — — распределение Гаусса,
- — распределение Ферми,
- - - - - параболическое распределение Ферми.

R_m^* и a_m^* — обобщённые параметры распределения ядерной материи.

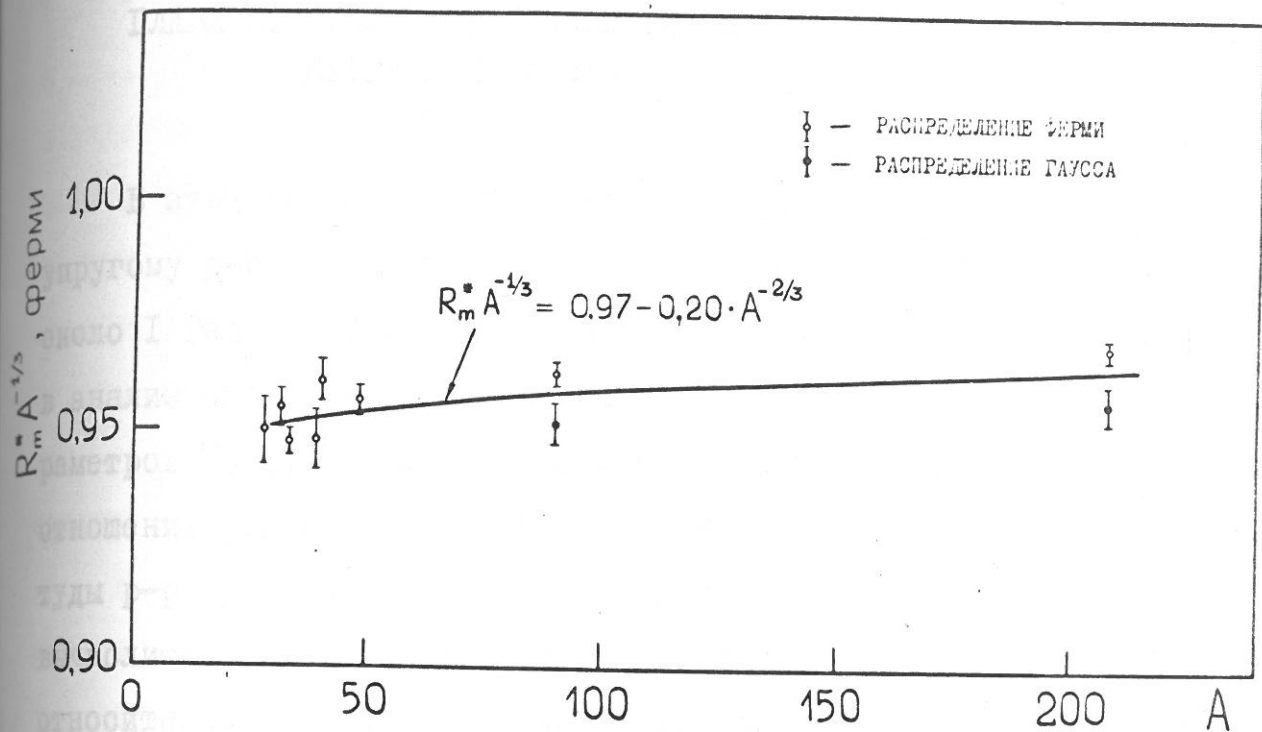


Рис.55. Зависимость обобщённого радиального параметра R_m^* от атомного номера ядра A.

ϕ — в анализе использовалось параболическое распределение Ферми,

ψ — в анализе использовалось параболическое распределение Гаусса.

ГЛАВА III. НУКЛОН-НУКЛОННОЕ РАССЕЙНИЕ В ОБЛАСТИ МАЛЫХ ПЕРЕДАННЫХ ИМПУЛЬСОВ

В этой главе анализируются экспериментальные данные по упругому p - p и p - n рассеянию на малые углы в области энергий около 1 Гэв, поскольку эти данные входят существенным образом в анализ протон-ядерного рассеяния методом Глаубера. Среди параметров NN амплитуды особое место занимает параметр ε_{pp} - отношение реальной к мнимой части не зависящей от спина амплитуды p - p рассеяния. Теория дисперсионных соотношений позволяет вычислить этот параметр, исходя из самых общих предположений относительно амплитуды взаимодействия - аналитичности, унитарности и кроссинг-симметрии /165-170/. В свою очередь, эти предположения связаны с утверждением принципа причинности в микромире, поэтому экспериментальная проверка этого фундаментального закона природы имеет большое значение. Особый интерес, с этой точки зрения, представляет исследование π - p рассеяния в области высоких энергий (~ 100 Гэв), т.к. строгий вывод дисперсионных соотношений сделан именно для π - p рассеяния; при высокой энергии становится возможной проверка причинности на малых расстояниях (гипотеза о кванте длины). Понятно, что экспериментальное наблюдение любого отклонения от предсказаний теории дисперсионных соотношений немедленно вызывает живую реакцию среди теоретиков и экспериментаторов. К 1969 году (начало наших исследований) ситуация сложилась таким образом, что именно в p - p рассеянии при энергии 500-800 Мэв наблюдалось разительное отклонение от предсказаний теории дисперсионных соотношений (Даттон

и др. /171, 172/. Ещё одним результатом экспериментов Даттона и др., впрочем, как и ряда других работ /122, 173/, явилось утверждение, что при энергии ~ 1 Гэв спин-спиновое взаимодействие даёт значительный вклад в $\frac{d\sigma}{d\Omega}(0)$ ($\sim 30\%$). Если это действительно так, то тогда в анализе протон-ядерного рассеяния методом Глаубера следовало, по-видимому, учитывать также амплитуды с переворотом спинов, что привело бы к серьёзному усложнению анализа. Требовалась проверка экспериментальных данных по p - p рассеянию на малые углы.

В 1970-71 гг. нами был разработан новый метод исследования p - p рассеяния в области малых переданных импульсов (ионизационный детектор ядер отдачи). С помощью этого метода было выполнено исследование p - p рассеяния в области кулоновской интерференции при энергии протонов $500 \div 1000$ Мэв. Параметр ϵ_{pp} , найденный в этих экспериментах, оказался в согласии с предсказаниями теории дисперсионных соотношений. Кроме того, было показано, что вклад спин-спиновых корреляций в $\frac{d\sigma}{d\Omega}(0)$ быстро убывает с ростом энергии, и при энергии 1 Гэв становится несущественным. Эти результаты подтверждены недавними исследованиями, выполненными в ЦЕРНе в области энергий $285 \div 575$ Мэв /174/.

Использованный в наших экспериментах метод ядер отдачи весьма перспективен в исследованиях рассеяния адронов (p^\pm , π^\pm , K^\pm) на малые углы в области высоких энергий (сотни и тысячи Гэв), причём его преимущества по сравнению с другими методами становятся тем ощутимее, чем выше энергия. Эти эксперименты ставят своей задачей проверку дисперсионных соотношений, либо (если дисперсионные соотношения верны) исследование асимптотического

поведения сильного взаимодействия. В любом случае обязательным требованием к экспериментальному методу является обеспечение высокой точности в измерении отношения ε ($\Delta\varepsilon \leq 0,01$) и параметра наклона дифракционного конуса ($\Delta\beta \leq 0,2$ (Гэв/с) $^{-2}$).

Это означает, что экспериментальный метод должен обеспечить измерение $\frac{d\sigma}{dt}(t)$ в интервале $0,002 \leq t \leq 0,04$ с точностью $\sim 1\%$. В противном случае, ценность эксперимента становится сомнительной. Имея это в виду, мы продолжали совершенствовать метод.

Последний вариант установки, подготовленный для исследований в ЦЕРНе π^\pm -р (K^\pm -р) рассеяния при энергии частиц до 400 Гэв, существенно отличается от первого варианта, использованного в измерениях, о которых мы говорили выше: эффективность регистрации частиц увеличена в ~ 600 раз; расширен измеряемый диапазон переданных импульсов; наряду с параметрами протона отдачи регистрируются параметры рассеянной частицы. В такой установке можно также изучать рассеяние высокоэнергичных адронов на дейтерии и гелии. С помощью этой усовершенствованной установки, в порядке подготовки к экспериментам в ЦЕРНе, была проведена серия измерений в Гатчине, в которых исследовалось p - p , p - d и p -He рассеяние при энергии протонов 600 и 1000 Мэв. Эти эксперименты имеют намного большую статистическую обеспеченность ($\sim 10^5$ событий на эксперимент), чем наши первые измерения. Согласно предварительному анализу, новые результаты находятся в хорошем согласии с данными, полученными ранее. Однако, поскольку к моменту написания диссертации окончательная обработка данных закончена не была, эти данные в диссертацию не включены.

§ I. Экспериментальные данные по p-p и p-n взаимодействию
в области энергий около 1 Гэв

В главе II §5 были приведены аргументы, позволяющие в анализе протон-ядерного рассеяния использовать упрощённую форму NN амплитуды:

$$\begin{aligned} f_{pp}(q) &= \frac{iK}{4\pi} \sigma_{pp} (1 - i\varepsilon_{pp}) \cdot e^{-\frac{V_{pp} q^2}{2}}, \\ f_{pn}(q) &= \frac{iK}{4\pi} \sigma_{pn} (1 - i\varepsilon_{pn}) \cdot e^{-\frac{V_{pn} q^2}{2}}. \end{aligned} \quad (\text{Ш.1})$$

Параметры σ_{pp} , σ_{pn} , V_{pp} и ε_{pp} берутся из опытов по p-p и p-n рассеянию. Поскольку мы имеем дело с эффективными плотностями $\tilde{\rho}_n(r)$, то параметр наклона V_{pn} в расчёты не входит (он понадобится, если от $\tilde{\rho}_n(r)$ нужно перейти к распределениям центров нейтронов). Параметр ε_{pn} был оставлен свободным с тем, чтобы компенсировать дефекты эксперимента и теории в области дифракционных минимумов. Сравнение величины этого параметра, получаемой из анализа, с экспериментальным значением (или с полученным из дисперсионных соотношений) представляет определённый интерес, однако для самого анализа знание величины ε_{pn} не является необходимым. Таким образом, о pn амплитуде необходимо иметь лишь минимальные сведения, а именно, необходимо знать величину полного сечения σ_{pn} . В то же время для описания pp амплитуды используются три параметра: σ_{pp} , ε_{pp} и V_{pp} .

Полные сечения σ_{pp} и σ_{pn}

Полные сечения p - p взаимодействия в области энергий до 2 Гэв исследовались рядом авторов. В области энергий 200÷600 Мэв выполнены прецизионные измерения σ_{pp} группой Мисдея /175/, а при $T_p \geq 500$ Мэв - группой Багга /146/. Эти результаты неплохо согласуются с ранними измерениями /176,177/. Однако, как видно из рис.56, результаты Багга и Мисдея, относящиеся к энергии 500 Мэв, различаются на ~ 2 мбн, что выходит далеко за пределы статистических ошибок. Частично различие объясняется тем, что при вычислении σ_{pp} в работе группы Мисдея использовалась величина ϵ_{pp} , полученная Даттоном и др. /172/ (которая, как мы теперь знаем, ошибочна), в то время как в работе Багга и др. использовалась ϵ_{pp} , найденная из дисперсионных соотношений. Если исправить эту ошибку, то три последние точки из данных Мисдея нужно поднять на $\sim 0,75$ мбн. Оставшееся различие ~ 1 мбн, видимо, результат систематической ошибки последних двух точек Багга и др., допущенной, возможно, в результате неточного измерения импульса налетающих частиц. При больших энергиях результаты Багга и др. хорошо согласуются с точными измерениями Брукхэвенской группы /178/. При $T_p = 1,0$ Гэв $\sigma_{pp} = 47,5$ мбн - значение, использованное в наших расчётах.

Сечение σ_{pn} было определено Баггом и др. /146/ из анализа методом Глаубера результатов измерения сечения σ_{pd} . Кроме того, Мишке и др. /179/ провели прямые измерения сечения σ_{np} . Между результатами этих работ имеется систематическое расхождение в ~ 2 мбн (рис.56). Авторы работы /179/ считают, что сече-

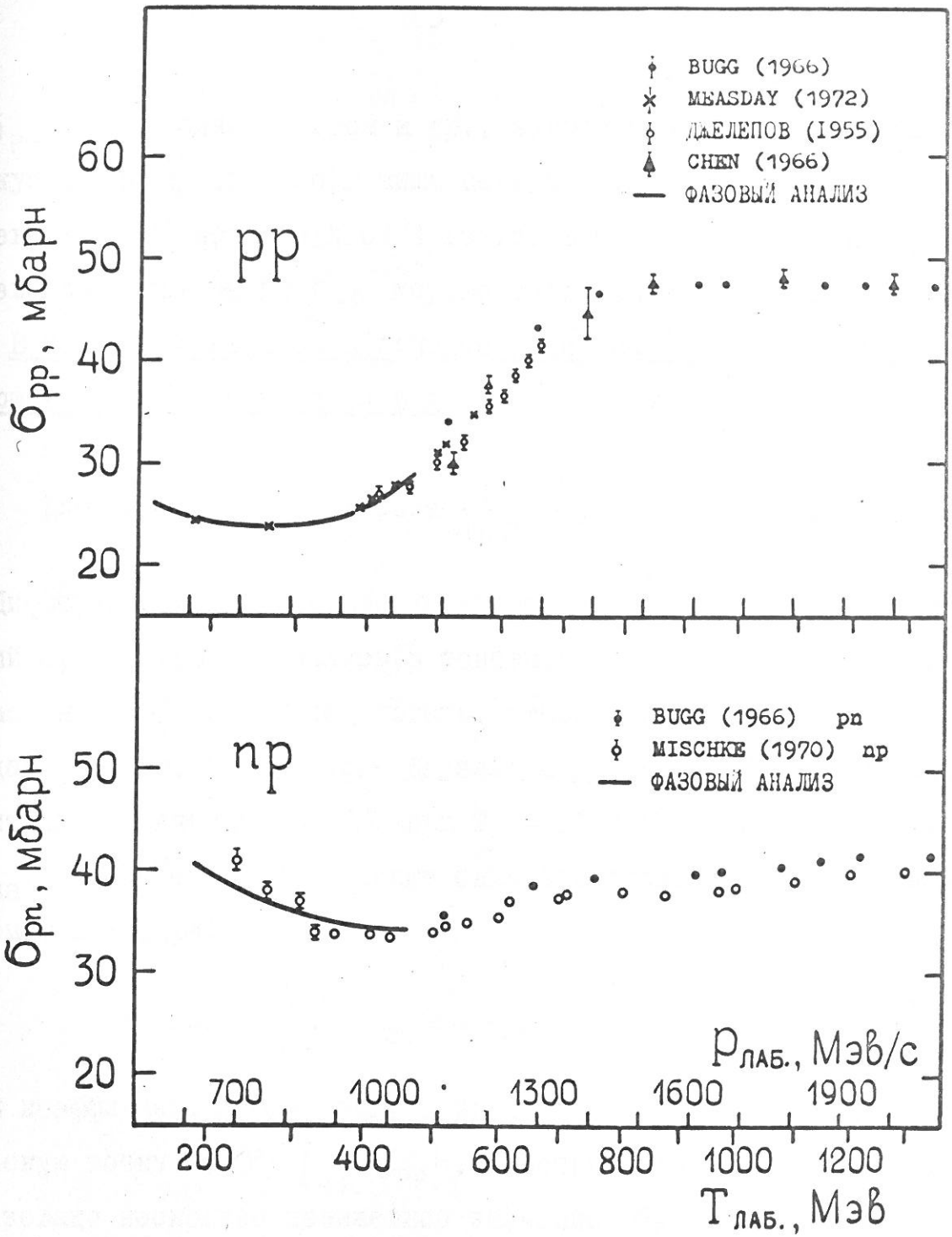


Рис.56. Полные сечения pp и np взаимодействия.

ния σ_{pd} , полученные Баггом и др., завышены на 1,2 мбн. Именно на такую величину оказалось ниже сечение σ_{pd} , полученное в Брукхэвене /178/ при импульсе 3 Гэв/с. В то же время данные Брукхэвенской группы по σ_{pp} хорошо согласуются с данными Багга и др. В наших расчётах была принята величина $\sigma_{pp} = 40,4$ мбн, следующая из измерений Багга и др.

Дифференциальное сечение $\frac{d\sigma}{d\Omega_{pp}}(\theta)$ при $T_p = 1,0$ Гэв

Дифференциальные сечения упругого p-p рассеяния в области энергий 0,5÷1,0 Гэв измерялись, в основном, в области больших углов рассеяния. Основные результаты, относящиеся к энергии 1 Гэв, приведены на рис.57. В работе Дауэлла и др. /124/ были измерены относительные сечения $\sigma_{pp}(\theta)$ при $T_p = 1010$ Мэв в интервале углов $\theta_{\text{лаб.}} = 7,5^\circ \div 90^\circ$. Эти данные были аппроксимированы суммой полиномов Лежандра

$$\sigma(\theta) = \sum_{i=0}^3 \alpha_{2i} P_{2i}(\cos \theta_{\text{ц.м.}}), \quad (\text{Ш.2})$$

причём коэффициенты α_{2i} были найдены с учётом нормировки на оптическую точку: $\sigma(0^\circ) = \left[\frac{\kappa}{4\pi} \sigma_{pp} \right]$. Заметим, что в этих расчётах использовано несколько заниженное значение $\sigma_{pp} = 46,1$ мбн (вместо 47,5 мбн), т.е., следуя процедуре Дауэлла и др., следовало бы увеличить коэффициенты α_{2i} на 6%. Макфарлейн и др. /122/ выполнили абсолютные измерения сечений при $\theta_{\text{лаб.}} = 20^\circ, 25^\circ, 30^\circ$ и 35° ($T_p = 970$ Мэв). Эти сечения превышают данные Дауэлла и др. на фактор 1,278. Используя параметризацию Дауэлла и др. с пере-

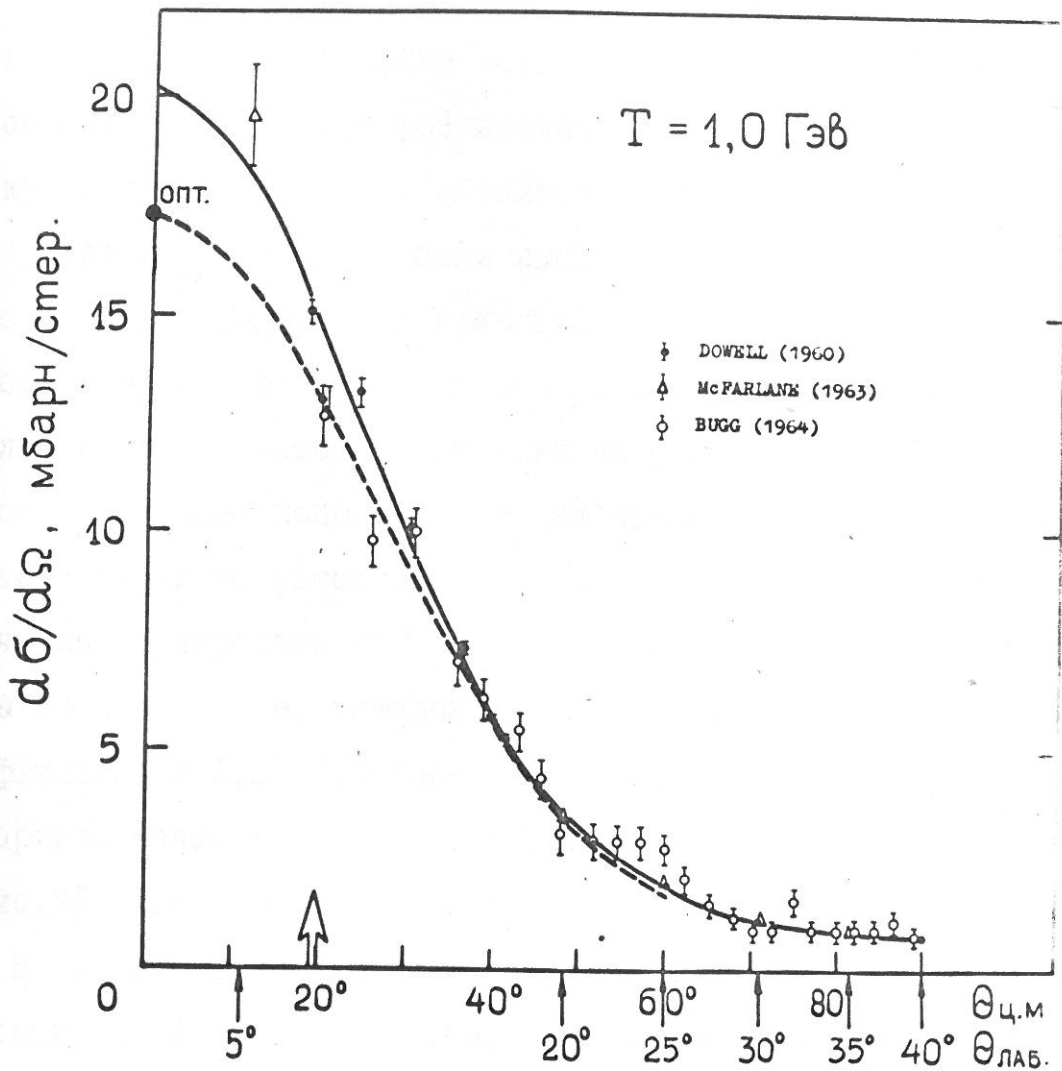


Рис. 57. Дифференциальное сечение упругого p-p рассеяния при энергии 1 ГэВ.

Данные Дауэлла и др. /124/ нормированы на результаты работы /122/. Сплошная линия - сечение, использованное в наших нормировочных измерениях:

$$\sigma(\theta_{\text{ц.м.}}) = \sum_{l=0}^3 a_{2l} P_{2l}(\cos \theta_{\text{ц.м.}}),$$

где $a_0 = 4,106$; $a_2 = 9,691$; $a_4 = 5,096$; $a_6 = 1,303$.

Пунктирная линия - сечение, параметризованное в форме $\sigma(\theta) = \sigma_{\text{опт.}} \cdot e^{V_{pp} \theta}$, где $V_{pp} = 5 \text{ (ГэВ/с)}^{-2}$.

Стрелкой показан угол, при котором мы обычно проводили нормировку протон-ядерных сечений.

нормированными на фактор 1,278 коэффициентами α_{2i} , авторы получили сечение $\sigma(\theta)$, которое значительно (на 30%) превышает оптическую точку при $\theta = 0^\circ$. Абсолютные измерения сечений в интервале углов $\theta_{\text{лаб.}} = 8^\circ 20'$ были выполнены также Баггом и др. /123/ с помощью водородной пузырьковой камеры ($T_p = 970$ Мэв). Эти авторы нашли, что их результаты хорошо согласуются с данными Дауэлла и др., перенормированными на фактор 1,19. В нашей работе сечение $\sigma_{pp}(\theta)$ используется для нормировки дифференциальных сечений упругого рассеяния протонов на ядрах. Все измеренные нами сечения нормированы на $\sigma_{pp}(\theta)$ при $\theta_{\text{лаб.}} = 8^\circ$. Для описания $\sigma(\theta)$ мы приняли параметризацию Дауэлла и др. /124/ с нормировочным коэффициентом 1,24 (среднее между 1,278 и 1,19). Полученное таким образом сечение $\sigma_{pp}(\theta)$, а также параметры α_{2i} приведены на рис.57. Это сечение при $\theta = 0^\circ$ превышает оптическую точку на 16%. На самом деле, как мы теперь знаем, $\sigma(0)$ должно совпадать с оптической точкой. Поэтому правильнее было бы провести новое фитирование данных с учётом этого условия. Для примера, на рис.57 приведена кривая $\sigma(\theta) = \sigma_{\text{опт.}} e^{-8|\theta|}$ с $V = 5$ (Гэв/с) $^{-2}$. Как видно, она хорошо описывает данные Багга и др., а также данные Дауэлла и др. с несколько изменённой нормировкой. Что касается точки при $\theta_{\text{лаб.}} = 5^\circ$ (Макфарлейн и др. /123/), то она, по-видимому, ошибочна. Измерения в этой точке были выполнены с использованием техники, отличной от той, которая использовалась в измерениях на больших углах, и сами авторы не придают результатам измерений при $\theta_{\text{лаб.}} = 5^\circ$ серьёзного значения. В результате нового фитирования сечение $\sigma(8^\circ)$, по-видимому, уменьшится на ~7% по сравнению с использованным нами значением. Мы, однако,

не стали этого делать, считая, что надёжные результаты могут быть получены лишь в результате проведения прецизионных абсолютных измерений сечения непосредственно в интересующей нас области углов. Отмеченные выше неопределённости дают основной вклад в ошибку нормировки сечений протон-ядерного рассеяния, которую мы оцениваем в $\pm 10\%$.

Спин-спиновое NN взаимодействие

В использованной нами для глауберовского анализа NN амплитуде рассеяния на малые углы опущены члены, зависящие от спина (спин-спиновые корреляции, см. §5, гл. II). Это было сделано на основании следующих рассуждений. Во-первых, в N-N рассеянии на малые углы при энергии 1 Гэв спин-спиновые амплитуды проявляются очень слабо, хотя с уменьшением энергии их вклад резко возрастает. Во-вторых, амплитуды, связанные с переворотом спина ядерных нуклонов участвуют в упругом рассеянии протонов на ядрах (со спином равным нулю) только через нуклонные корреляции, и это должно обеспечить дополнительное подавление вклада этих амплитуд.

Экспериментально вклад зависящих от спина амплитуд может быть определён из сравнения дифференциального сечения, экстраполированного к $\theta = 0^\circ$, с оптической точкой $/180/$. Если воспользоваться обычной формой параметризации амплитуды N-N рассеяния (без учёта кулоновского взаимодействия), то

$$\frac{d\delta}{dt} = \left(\frac{d\delta}{dt} \right)_{\text{опт.}} (1 + \varepsilon^2 + \beta^2) \cdot e^{Bt} \quad (\text{Ш.3})$$

Здесь $\left(\frac{d\delta}{dt} \right)_{\text{опт.}} = \frac{\sigma_{\text{tot}}^2}{16\pi}$, $\varepsilon = \frac{\text{Re} A_{ns}(0)}{\text{Im} A_{ns}(0)}$ - отношение реальной к мнимой части не зависящей от спина амплитуды, β^2 - коэффициент, учитывающий вклад амплитуд, зависящих от спина, B - параметр наклона дифракционного конуса, t - переданный 4-х импульс. В такой параметризации предполагается, что параметры ε^2 и β^2 не зависят от угла рассеяния. Для небольшого диапазона переданных импульсов $t \leq 0,04$ (Гэв/с)⁻², как показало рассмотрение результатов фазового анализа /174/ (p-p рассеяние до энергий 450 Мэв), такое предположение приемлемо. Из (Ш.3) следует

$$\frac{\frac{d\delta}{dt}(0) - \left(\frac{d\delta}{dt} \right)_{\text{опт.}}}{\left(\frac{d\delta}{dt} \right)_{\text{опт.}}} - \varepsilon^2 = \beta^2. \quad (\text{Ш.4})$$

При энергии $T_p = 1$ Гэв $\varepsilon_{pp}^2 \approx 0$. Поэтому

$$\beta_{pp}^2 = \frac{\frac{d\delta}{dt}(0) - \left(\frac{d\delta}{dt} \right)_{\text{опт.}}}{\left(\frac{d\delta}{dt} \right)_{\text{опт.}}} \quad (\text{Ш.5})$$

Как следует из фазового анализа /174/, при энергиях 100÷200 Мэв спин-спиновое pp взаимодействие доминирует при $t \approx 0$. С ростом энергии вклад спиновых амплитуд уменьшается, но даже при $T = 450$ Мэв этот вклад остаётся определяющим. При больших энергиях информация о величине спиновых корреляций получена по определяемой из эксперимента величине β_{pp}^2 . В ранних работах

/122, 172, 173, 181, 182/ авторы пришли к выводу, что с увеличением энергии до $T = 1$ Гэв величина β_{pp}^2 уменьшается до $\sim 0,3$, а затем вклад спиновых амплитуд остаётся на этом уровне практически независимо от энергии (рис.58). Однако в этих работах измерения, как правило, делались при больших углах рассеяния, после чего сечения экстраполировались к $\theta \rightarrow 0$ довольно произвольным образом - мы это видели на примере анализа работы Макфарлейна и др. /122/. Кроме того, в результатах могли быть значительные ошибки из-за неправильной абсолютной нормировки сечений. Действительно, последующие эксперименты группы ОИЯИ /183, 184/, в которых исследовалось р-р рассеяние на малые углы методом регистрации протонов отдачи, показали, что при энергиях $T = 2$ Гэв и выше величина $\beta_{pp}^2 = 0$ в пределах ошибок эксперимента. Эти ошибки определяются погрешностями в абсолютной нормировке сечений и оцениваются авторами в $\pm 7\%$. Недавно Буррели и др. /204/ провели новый анализ экспериментальных данных в диапазоне $P_{\text{лаб.}} = 8-500$ Гэв/с. Они утверждают, что во всём этом диапазоне величины $\beta_{pp}^2 \leq 0,01$. В наших экспериментах /185/ был исследован диапазон энергий от 500 Мэв до 1,0 Гэв. Поскольку использованный нами метод позволял проводить абсолютные измерения ($\pm 3\%$) сечения р-р рассеяния на малые углы, то это дало возможность вполне надёжно определить величину β_{pp}^2 . При этом заметный вклад спиновых амплитуд в $\frac{d\sigma}{dt}(0)$ наблюдался лишь при $T = 510$ Мэв. Начиная с $T = 650$ Мэв величина β_{pp}^2 оказалась, практически, равной нулю. Наконец, в недавно выполненных измерениях в ЦЕРНе /174/ был определён характер убывания β_{pp}^2 в диапазоне энергий от

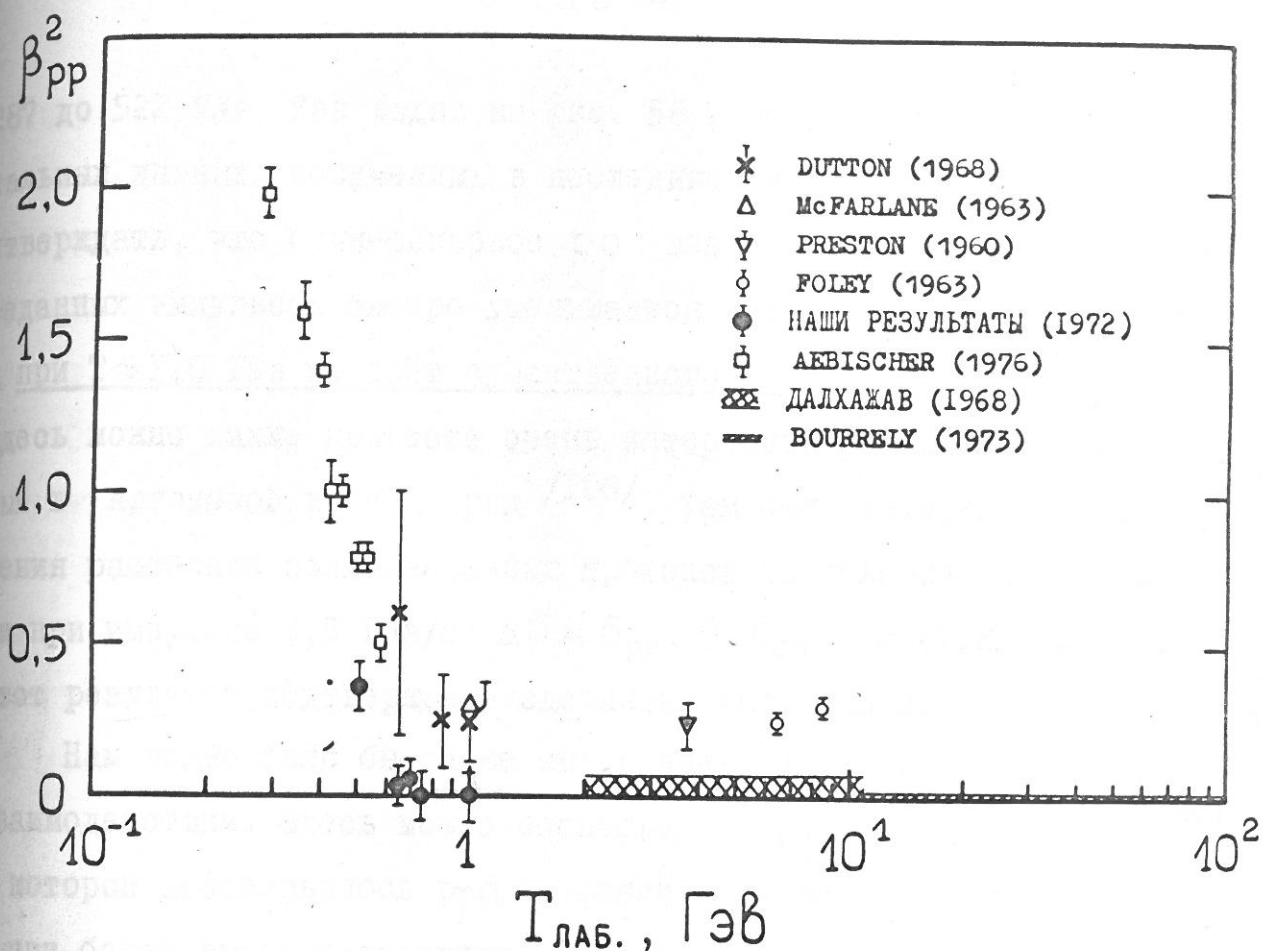


Рис.58. Вклад амплитуд, зависящих от спина, в сечение p-p рассеяния на малые углы.

287 до 522 Мэв. Как видно из рис. 58, совокупность экспериментальных данных, полученных в последних экспериментах, позволяет утверждать, что спин-спиновое pp взаимодействие при малых переданных импульсах быстро уменьшается с ростом энергии протонов и при $T \approx 1,0$ Гэв не даёт существенного вклада в сечение $\frac{d\sigma}{dt}$ (0). Здесь можно также привести очень интересный результат, полученный в Аргонской лаборатории /186/. Там были измерены полные сечения рассеяния поляризованных протонов на поляризованной мишени при импульсе 3,5 Гэв/с: $\Delta\sigma = \sigma_{pp}(\uparrow\uparrow) - \sigma_{pp}(\uparrow\downarrow) = +1,8 \pm 0,9$ мбн. Этот результат подтверждает сделанный выше вывод.

Нам важно было бы также иметь аналогичную информацию о p - n взаимодействии. Здесь можно сослаться на работу группы ОИЯИ /184/, в которой исследовалось p - d рассеяние при энергии $T_p = 1,0$ Гэв и при более высоких энергиях. Во всех этих измерениях величина β_{pd}^2 оказалась равной нулю с точностью $\pm 0,1$. Надёжность полученного результата зависит, в основном, от точности абсолютной нормировки. Поскольку в нашем методе вопросы нормировки сечений решаются относительно просто, мы повторили измерение дифференциальных сечений p - d рассеяния /187/ при энергии 1 Гэв. Полученные результаты очень хорошо согласуются с результатами работы /184/, подтверждая тем самым правильность вывода о том, что и в p - d рассеянии на малые углы при $T = 1,0$ Гэв спин-спиновое взаимодействие не даёт существенного вклада в сечение. Кроме того мы знаем, что $\beta_{pp}^2 \approx 0$. Отсюда можно сделать вывод, что и β_{pn}^2 при $T = 1,0$ Гэв.

Итак, опыт показал, что уже при энергии ~ 1 Гэв дифференциальное сечение упругого p - p рассеяния "вперёд" совпадает с оп-

тической точкой: $\frac{d\sigma}{dt} \Big|_{t \rightarrow 0} = \frac{\sigma_{pp}^2}{16\pi}$. Согласно существующим теоретическим моделям вклад спиновых амплитуд при $t \rightarrow 0$ не может возрастать с ростом энергии. Кроме того, при высокой энергии $\varepsilon_{pp}^2 \approx 0$. Отсюда следует, что измерение дифференциальных сечений упругого p - p рассеяния при $t \rightarrow 0$ может служить методом измерения величины σ_{pp} в тех случаях, когда использование других методов затруднено. Так Амальди и др. [210], основываясь на изложенных выше аргументах, использовали метод измерения σ_{pp} по оптической точке в экспериментах на встречных пучках при сверхвысоких энергиях. В этих экспериментах было показано, что при максимально достигнутых в настоящее время энергиях продолжается рост σ_{pp} .

Наклон дифракционного конуса. Параметр V_{pp}

Прецизионные измерения параметра V_{pp} выполнены группой ОИЯИ [183, 188] в диапазоне $p_{\text{лаб.}} = 2,8 \div 70$ Гэв/с (рис. 59). Позднее эти измерения были продолжены в области более высоких энергий [193, 194]. Важно, что в этих экспериментах исследовалась область малых переданных импульсов $|t| < 0,1$ (Гэв/с)². Как видно из рис. 59, величина V_{pp} монотонно возрастает от $V_{pp} = 7,2$ (Гэв/с)⁻² при $p_{\text{лаб.}} = 2,8$ Гэв/с до $V_{pp} = 11,5$ (Гэв/с)⁻² при $p_{\text{лаб.}} = 70$ Гэв/с. Этот рост продолжается и в области более высоких энергий. К сожалению, точность экспериментов, выполненных при энергиях $T < 2$ Гэв, была невысокой. К тому же, практически, во всех экспериментах исследовалась лишь область $t \geq 0,1$ (Гэв/с)². Рассмотренный выше (рис. 57) эксперимент Дауэлла и др. является типичным. Сводка экспериментальных данных приведена в работе

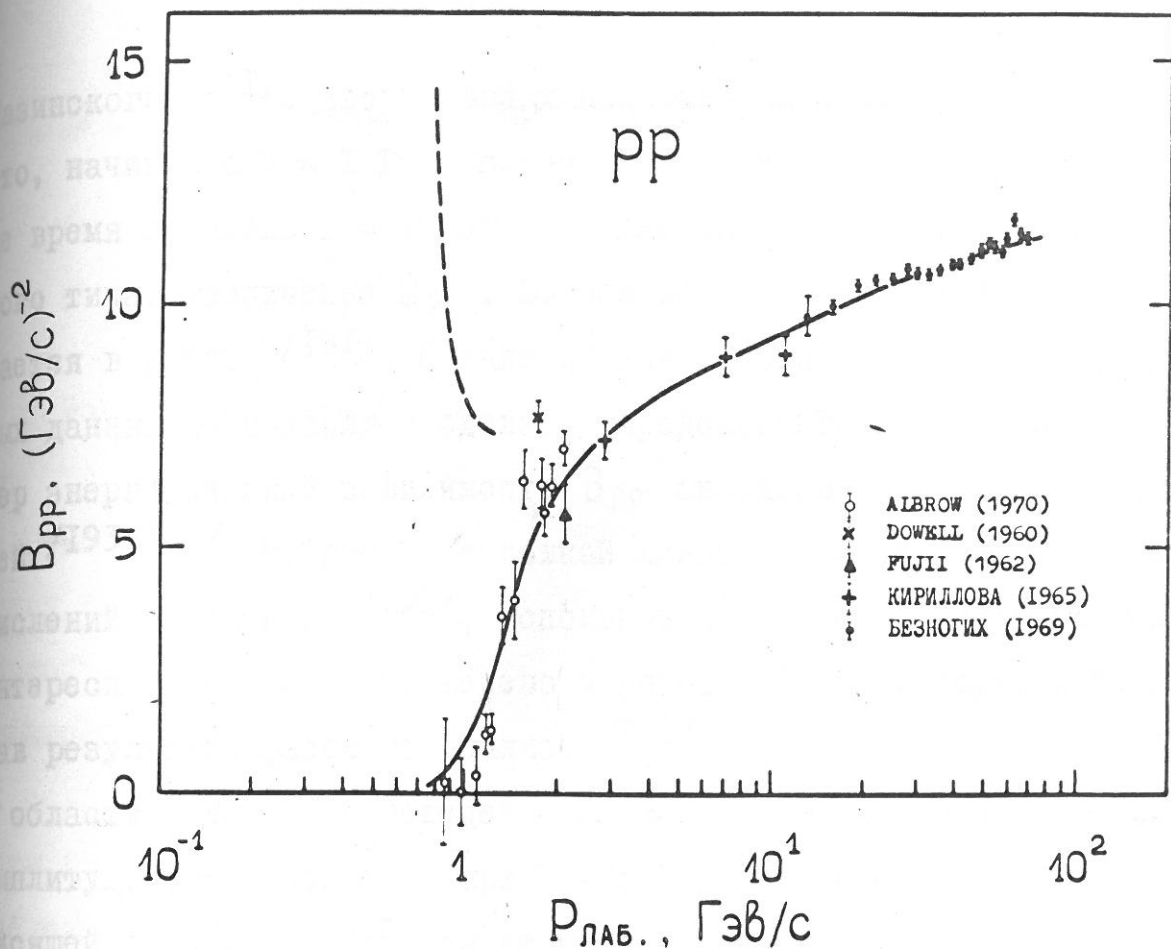


Рис.59. Параметр наклона дифракционного конуса в p-p рассеянии. Сплошная линия - результат расчёта Лазинского /191/ в модели полюсов Редже. Пунктирная линия - параметры наклона не зависящей от спина амплитуды, вычисленные по результатам фазового анализа /174/.

Лазинского /191/. Часть данных показана на рис.59. Интересно, что, начиная с $T = 1$ Гэв, параметр V_{pp} резко уменьшается. В то же время в районе $T = 1$ Гэв наблюдается даже некоторое, резонансного типа, увеличение V_{pp} . Возможность такого резонанса обсуждается в работе /191/. Однако низкая надёжность экспериментальных данных не позволяет сделать определённого заключения. Характер энергетической зависимости V_{pp} анализируется в ряде моделей /193-198/. На рис.59 сплошной линией показан результат вычислений Лазинского /191/, использовавшего модель полюсов Редже. Интересное замечание приведено в работе /174/. Авторы, используя результаты фазового анализа /192/ ($T \leq 450$ Мэв), исследовали в области малых $|t|$ поведение зависящих и не зависящих от спина амплитуд. Оказалось, что при $T < 500$ Мэв параметр наклона не зависящей от спина амплитуды не только не падает, но даже довольно резко возрастает (пунктирная кривая на рис.59). В то же время вклад в сечение, обусловленный спиновыми амплитудами, оказывается очень слабо зависящим от угла рассеяния ($V_{pp} \approx 0$). Если сопоставить это замечание с тем, что вклад спиновых амплитуд резко возрастает при $T < 0,7$ Гэв, то, тогда становится понятным резкое уменьшение экспериментально наблюдаемого параметра V_{pp} в этой области энергий.

Для анализа протон-ядерного рассеяния мы использовали значение $V_{pp} = 5,47$ (Гэв/с) $^{-2}$, следующее из расчётов Лазинского. Фактически, это значение соответствует некоторой сглаженной интерполяции, игнорирующей возможность резонанса при $T = 1,0$ Гэв. Если в дальнейшем наличие такого резонанса будет всё-таки под-

тверждено, то величина V_{pp} (1,0 Гэв) должна быть увеличена.

Реальная часть не зависящей от спина амплитуды.

Параметры ϵ_{pp} и ϵ_{pn}

На рис.60 приведены результаты Барашенкова /200/ и Думбрайса /201/, вычисливших отношение $\epsilon_{pp} = \frac{\text{Re } A_{pp}(0)}{\text{Im } A_{pp}(0)}$ с использованием дисперсионных соотношений. Результаты обоих расчётов, отличающихся способом учёта вклада в дисперсионный интеграл "нефизической" области, довольно близки. Значения параметра ϵ_{pp} , следующие из фазового анализа /205,206/ ($T < 450$ Мэв) хорошо

совпадают с расчётными значениями при $P_{\text{лаб.}} = 0,4 \pm 0,8$ Гэв/с, хотя при дальнейшем увеличении энергии наблюдается некоторое расхождение результатов. Это расхождение вполне может быть объяснено неточностью фазового анализа, поскольку в него не были заложены данные о р-р рассеянии на малые углы. Однако при импульсе

$P_{\text{лаб.}} = 1,3 \pm 1,4$ Гэв/с Даттон и др. /171,172/ обнаружили серьёзные отклонения от предсказаний теории дисперсионных соотношений,

причём с увеличением энергии расхождение с расчётными значениями ϵ_{pp} уменьшалось, и при энергии 1 Гэв значение совпало с расчётным, а также с полученными ранее Дауэллом и др. результатом /173/.

(Во всех этих экспериментах исследовалось р-р рассеяние в области кулон-ядерной интерференции). При ещё больших энергиях вплоть до энергии 400 Гэв /183,202/ также наблюдается хорошее согласие с расчётом. Обнаруженная Даттоном и др. аномалия была трудно объяснимой.

В 1972 году мы измерили упругое р-р рассеяние в области ку-

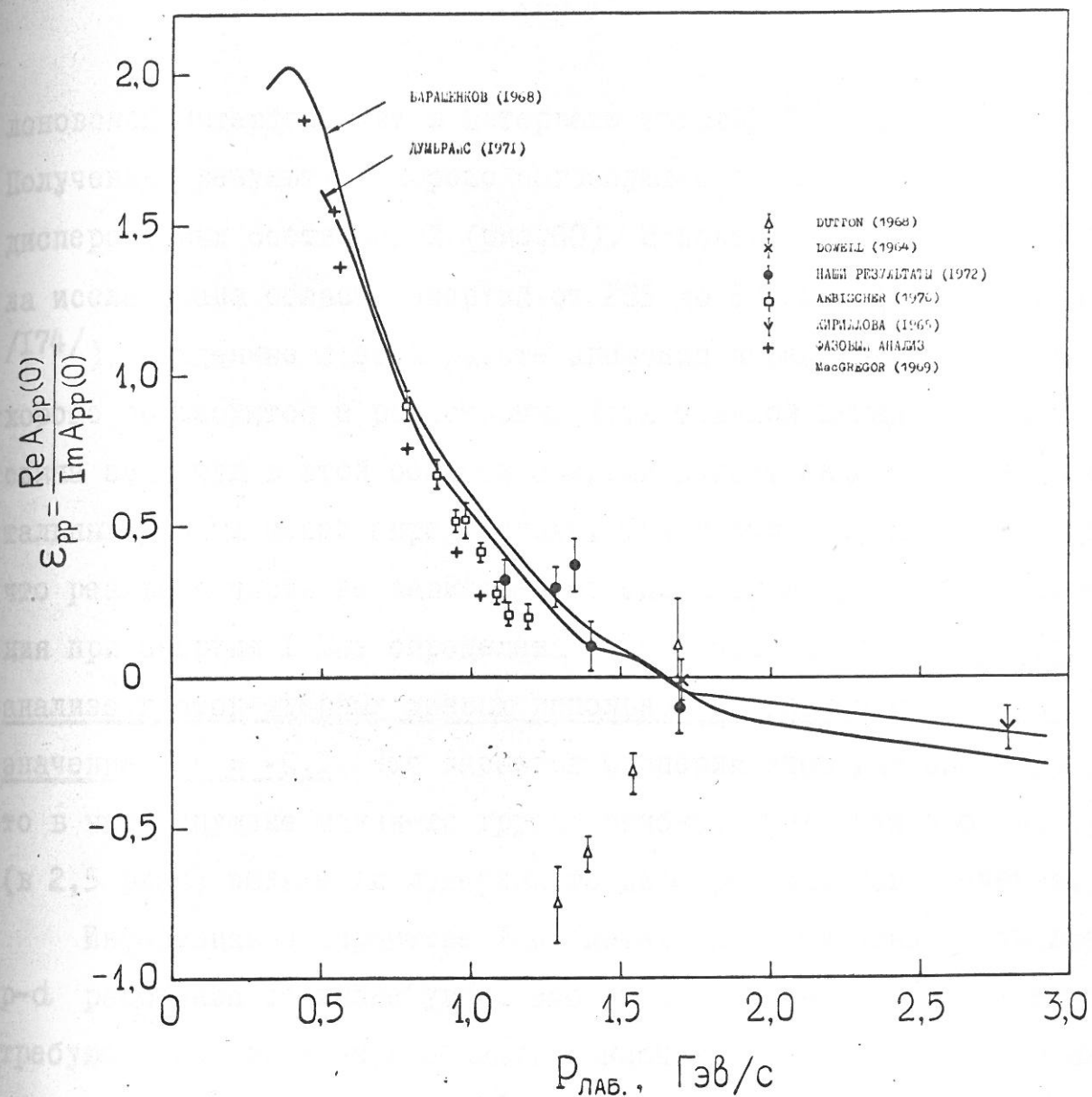


Рис.60. Зависимость отношения реальной части не зависящей от спина амплитуды р-р рассеяния к мнимой части от энергии протонов. Сплошными линиями показаны результаты расчётов /200,201/ с использованием дисперсионных соотношений.

доновской интерференции в интервале энергий $T = 500 \div 1000$ Мэв /185/.
Полученные результаты хорошо согласуются с предсказаниями теории дисперсионных соотношений (рис.60). Наконец, недавно в ЦЕРНе была исследована область энергий от 285 до 572 Мэв (Лебишер и др. /174/). Найденные в этой работе значения параметра ϵ_{pp} также хорошо согласуются с расчётными, хотя большой вклад зависящих от спина амплитуд в этой области энергий делает анализ экспериментальных данных менее определённым. Таким образом, можно считать, что реальная часть не зависящей от спина амплитуды p - p рассеяния при энергии 1 Гэв определена достаточно надёжно. В нашем анализе протон-ядерных данных использовано экспериментальное значение $\epsilon_{pp} = -0,1$. Что касается экспериментов Даттона и др., то в них допущена какая-то грубая ошибка, приведшая к большому (в 2,5 раза) завышению измеренного дифференциального сечения.

Рис. Информация о параметре ϵ_{pn} может быть получена из анализа p - d рассеяния на малые углы. Это очень сложные эксперименты, требующие продвижения в область исключительно малых переданных импульсов $|t| \leq 0,001$ (Гэв/с)². К тому же, здесь добавляются неопределённости в теоретическом анализе экспериментальных данных. На рис.61 приведены результаты дубненской группы /184,209/, результаты Даттона и др. /171,207/ по p - d рассеянию, результаты Даттона и др. /208/ по d - p рассеянию, результат Белеттини и др. /204/, а также результаты фазового анализа /205,206/. Здесь же приведены расчётные значения ϵ_{pn} , полученные Баггом и Картером /203/ на основе теории дисперсионных соотношений. В этих расчётах вклад нефизической области оценивался с учётом данных по фазовому анализу при энергии от 25 Мэв до 630 Мэв /205,206/.

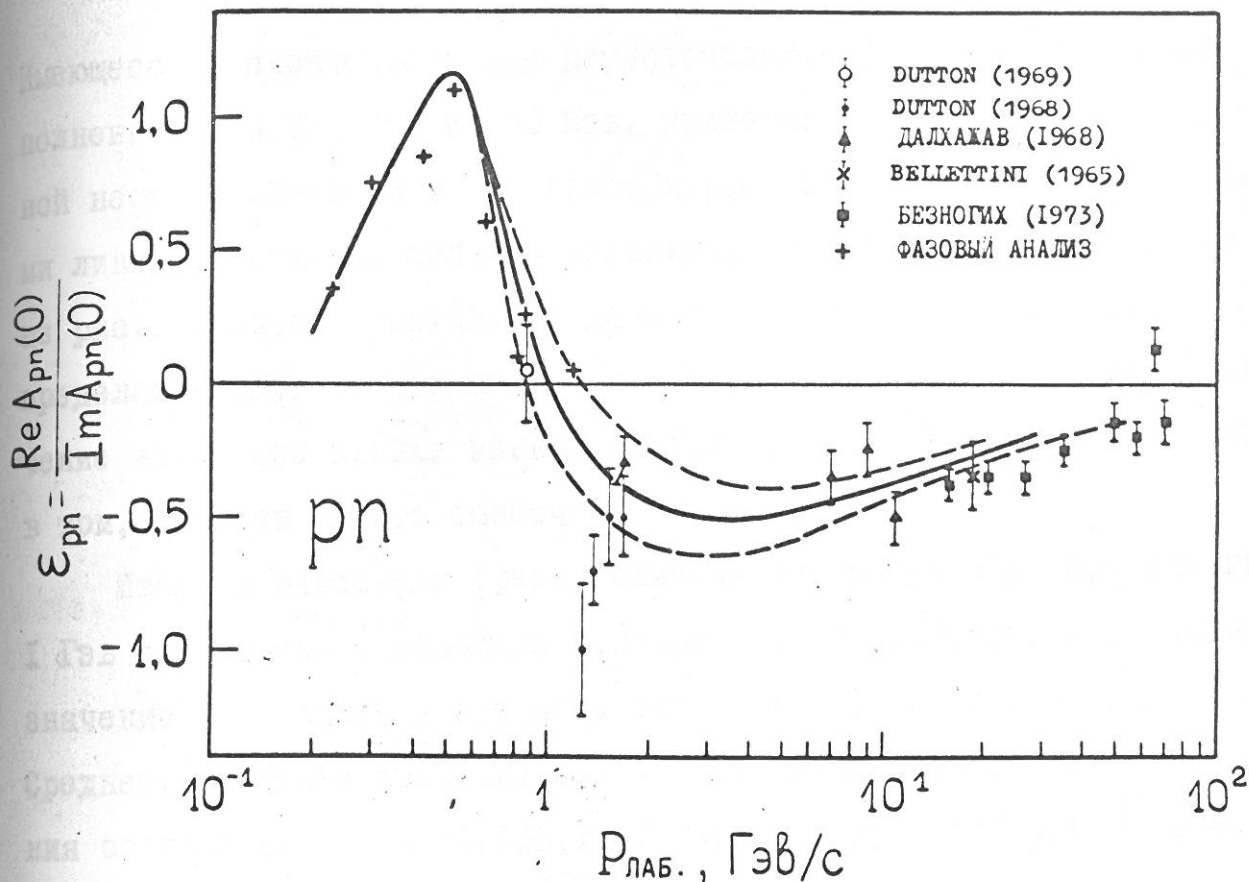


Рис.61. Отношение реальной к мнимой части не зависящей от спина амплитуды упругого р-п рассеяния.

Сплошная линия - расчёт Багга и Картера /203/ с использованием дисперсионных соотношений. Пунктирными линиями показаны пределы возможных изменений расчётных значений вследствие неопределённостей в расчёте.

Имеющееся расхождение между результатами фазовых анализов, выполненных при 310 Мэв и 630 Мэв, приводит к довольно значительной неопределённости в результатах расчёта. На рис.61 пунктирными линиями показана область возможных значений ϵ_{pn} . Как видно из рис.61, экспериментальные данные совпадают с расчётными в пределах ошибок эксперимента и неопределённостей расчёта. Исключение вновь составляют данные Даттона и др. /207/. Нет сомнений в том, что эти данные ошибочны.

Итак, в настоящее время величина параметра ϵ_{pn} при энергии 1 Гэв определена с довольно большой неопределённостью. Расчётное значение ϵ_{pn} лежит в пределах от $\epsilon_{pn} = -0,6$ до $\epsilon_{pn} = -0,2$. Среднее расчётное значение $\epsilon_{pn} = -0,4$. Экспериментальные значения составляют $\epsilon_{pn} = -0,3 \pm 0,1$ (Далхажав и др. /184/) и $\epsilon_{pn} = -0,5 \pm 0,15$ (Даттон и др. /171/).

§ 2. Метод измерения реальной части не зависящей от спина амплитуды протон-протонного рассеяния вперёд

Параметризация сечения рассеяния протонов на малые углы

Обычный метод измерения $\text{Re} A_{pp}(0)$ состоит в исследовании упругого рассеяния протонов на малые углы в области интерференции ядерной и кулоновской амплитуд. Выделение $\text{Re} A_{pp}(0)$ становится возможным благодаря следующим свойствам этих амплитуд:

I. С кулоновской амплитудой интерферирует, практически, только реальная часть не зависящей от спина амплитуды p-p рассеяния

$\text{Re} A_{pp}$.

2. Ядерные и кулоновская амплитуды имеют существенно разную зависимость от переданного импульса: $A_c^2(t) \propto \frac{1}{t^2}$; $A_{pp}^2(t) \approx a - \beta|t| \approx \text{const}$ в малом интервале $|t|$. Следовательно, интерференционный член $A_c \cdot \text{Re} A_{pp} \propto \frac{1}{t}$. Поэтому, анализируя t -зависимость дифференциального сечения в области кулон-ядерной интерференции, можно выделить интерференционный член и, поскольку амплитуда A_c известна, определить $\text{Re} A_{pp}(0)$. Существенно, что при этом определяется не только величина, но и знак $\text{Re} A_{pp}(0)$.

Сечение рассеяния протонов на малые углы может быть представлено в следующем виде:

$$\frac{d\sigma}{dt} = |\psi_c + \psi_{pp}|^2 = |\psi_c|^2 + |\psi_{pp}|^2 + 2\text{Re}(\psi_c^* \cdot \psi_{pp}). \quad (\text{Ш.6})$$

Кулоновская амплитуда считается известной $/2\text{II}/$:

$$\psi_c = -Q \frac{2\alpha\sqrt{\pi'}}{\beta|t|} G^2(t) \cdot e^{iQ\delta}. \quad (\text{Ш.7})$$

Здесь $Q = \pm 1$ - знак заряда падающей на протон частицы,

$\alpha = 1/137$ - постоянная тонкой структуры, β - скорость падающей частицы, $G(t)$ - зарядовый форм-фактор протона. Обычно принимают

$$G(t) = \left(1 + \frac{|t|}{0,71}\right)^{-2}. \quad (\text{Ш.8})$$

Существуют и другие формы представления $G(t)$. Однако в исследуемой области переданных импульсов $|t| \leq 0,02$ (Гэв/с)² изменения $G(t)$ очень малы. Поэтому уточнение формулы (Ш.8) не отразится на результатах анализа.

В формулу (Ш.7) входит ещё величина δ - сдвиг фаз между кулоновской и ядерной амплитудами (бетевская фаза). Знание величины δ необходимо, поскольку измеряемой величиной оказывается

сумма $\frac{\text{Re } A_{pp}(0)}{\text{Im } A_{pp}(0)} + \delta$. Определение фазы δ явилось предметом ряда теоретических исследований, но до сих пор эта проблема окончательно не решена. Первый расчёт был выполнен Бете /211/ в потенциальной (нерелятивистской) теории. Его результат:

$$\delta = 2\alpha \ln \left(\frac{1,06}{b\sqrt{t'}} \right), \quad (\text{Ш.9})$$

где $b \approx 3 \text{ Гэв}^{-1}$ - характерная длина ядерного взаимодействия. Расчёт по формуле (Ш.9) даёт

$$\delta = +0,035 \text{ при } |t| = 10^{-3} (\text{Гэв/с})^2 \text{ и}$$

$$\delta = +0,018 \text{ при } |t| = 10^{-2} (\text{Гэв/с})^2.$$

Таким образом, сдвиг фаз оказывается относительно небольшим и слабо зависящим от $|t|$.

Соловьёв /212/ впервые рассмотрел проблему в рамках квантовой электродинамики. Правда, в этом рассмотрении сделаны существенные упрощения. В частности, пренебрегается вкладом неупругих промежуточных состояний в амплитуду рассеяния. Результат Соловьёва значительно отличается от результатов Бете:

$$\delta = 2\alpha \ln \frac{2}{\theta} = 2\alpha \ln \frac{2p}{\sqrt{|t|}}, \quad (\text{Ш.10})$$

где p - импульс налетающей частицы в с.ц.м. Как видно из (Ш.10), при фиксированной величине $|t|$ фаза δ оказалась зависящей от импульса налетающей частицы. Так

$$\delta = 0,09 \text{ при } |t| = 10^{-3} (\text{Гэв/с})^2 \text{ и } p = 10 \text{ Гэв/с}$$

$$\text{и } \delta = 0,12 \text{ при } |t| = 10^{-3} (\text{Гэв/с})^2 \text{ и } p = 100 \text{ Гэв/с.}$$

В последующих работах /213-215/ вклад неупругих состояний был частично учтён. Полученные результаты оказались довольно близки-

ми к результатам Бете. В частности, формула Веста и Йенни /215/ имеет вид:

$$\delta = 2\alpha \ln \sqrt{\frac{t_0}{|t|}} - C, \quad (\text{Ш.11})$$

где $t_0 = 0,08 \text{ (Гэв/с)}^2$. В отличие от формулы Бете здесь имеется константа $C = 0,577\alpha = 0,004$. Авторы работы /215/ считают, что неопределённость теоретических расчётов величины δ составляет $\pm 0,015$ (т.е. порядка α). Тем не менее, теория остаётся внутренне не согласованной, поскольку часть графиков из рассмотрения опущена. В работах /216-218/ сделаны попытки провести более полный расчёт в рамках определённой модели сильного взаимодействия (обмен реджеонами). Показано, что поправка к формуле Бете слабо убывает с энергией налетающих частиц (как $\ln^{-1}S$). Верхняя оценка величины $|C|$ в (Ш.11) даёт $|C| \leq 2\alpha$ /217/, что не расходится с выводом авторов работы /215/ о величине неопределённости формулы (Ш.11). Формула Веста и Йенни (Ш.11) используется практически во всех современных анализах упругого рассеяния частиц на малые углы.

Амплитуда сильного взаимодействия ϕ_{pp} обычно параметризуется в виде:

$$\phi_{pp} = A_{pp} = \frac{\sigma_{pp}}{\sqrt{16\pi}} (\epsilon_{pp} + i) \cdot e^{-\frac{B_{pp}|t|}{2}}. \quad (\text{Ш.12})$$

Используя (Ш.7), (Ш.8) и (Ш.12), из формулы (Ш.6) получаем:

$$\frac{1}{\pi} \cdot \frac{d\sigma}{dt} = \left(\frac{2\alpha}{t}\right)^2 G^4(t) - (\epsilon_{pp} + \delta) \frac{\alpha}{\pi} \sigma_{pp} \frac{G^2(t)}{|t|} \times \\ \times e^{\frac{B_{pp}t}{2}} + \left(\frac{\sigma_{pp}}{4\pi}\right)^2 (1 + \epsilon_{pp}^2) \cdot e^{B_{pp}t}. \quad (\text{Ш.13})$$

Первый член в этой формуле описывает чисто кулоновское рассеяние,

третий член - ядерное и второй член - интерференцию ядерного и кулоновского взаимодействия. При выводе (Ш.12) сделан ряд допущений: 1) Опущена спин-флипсовая амплитуда; 2) Опущены спиновые амплитуды; 3) Принята экспоненциальная зависимость $\text{Re } A_{pp}$ и $\text{Im } A_{pp}$ от t ; 4) Предполагается, что отношение $\epsilon_{pp} = \frac{\text{Re } A_{pp}}{\text{Im } A_{pp}}$ не зависит от t .

Предположение 1) в области малых $t \approx 10^{-2}$ (Гэв/с)² вполне оправдано. Пренебрежение спиновыми амплитудами 2) возможно только при энергиях ≥ 1 Гэв. При меньших энергиях вклад спиновых амплитуд можно учесть, введя в (Ш.13) коэффициент β_{pp}^2 :

$$\frac{1}{\pi} \cdot \frac{d\delta}{dt} = \left(\frac{2\alpha}{t}\right)^2 G^4(t) - (\epsilon_{pp} + \delta) \frac{\alpha}{\pi} \sigma_{pp} \frac{G^2(t)}{|t|} \cdot e^{\frac{V_{pp}t}{2}} + \left(\frac{\sigma_{pp}}{4\pi}\right)^2 (1 + \epsilon_{pp}^2 + \beta_{pp}^2) \cdot e^{V_{pp}t} \quad (\text{Ш.14})$$

При этом t -зависимость спиновых амплитуд предполагается такой же, как и $A_{pp}(t)$. Однако в работе /174/ показано, что спиновые амплитуды имеют более плавную t -зависимость, чем амплитуды, не зависящие от спина. Поэтому в области малых энергий, где спиновые амплитуды дают определяющий вклад в сечение, следует учитывать отдельно t -зависимость этих амплитуд.

Справедливость предположения 4) о независимости ϵ_{pp} от t заранее ниоткуда не следует. Однако эксперимент (p-p рассеяние при $T \leq 600$ Мэв /174/, π -p и K-p рассеяние при $T \leq 3$ Гэв /219/) показывает, что это предположение, по-видимому, выполняется. Во всяком случае, попытка вместо ϵ_{pp} ввести в (Ш.14) величину $\epsilon_{pp} = \epsilon_{pp}^0 + \epsilon_{pp}^{(4)} \cdot t$ показала, что величина ϵ_{pp}^0 не меняется в пределах ошибок экспе-

римента, если $\varepsilon_{pp}^{(1)}$ положить равной нулю.

Что касается 5), то здесь существенным является не столько предположение об экспоненциальном характере t -зависимости амплитуды $A_{pp}(t)$, сколько предположение, что в интервале $t \leq 10^{-2}$ (Гэв/с)² амплитуда $A_{pp}(t)$ изменяется мало, и это изменение носит монотонный характер. Действительно, в этом случае экспонента, как и любая другая плавная функция, превращается в прямую $\exp^{B_{pp}t} \approx 1 + B_{pp}t$. В этом смысле предложенная недавно /239, 240/ параметризация амплитуды полиномами Чебышева не может дать каких-либо преимуществ. Вопрос, однако, заключается в том, как определить параметр наклона B_{pp} при $t \leq 10^{-2}$ (Гэв/с)². Фактически, это делается экстраполяцией сечений из области $t \geq 10^{-2}$ (Гэв/с)², и здесь уже не безразлично, какая функция используется при экстраполяции. В выполненных недавно в ЦЕРНе /226/ очень детальных исследованиях π -р и К-р рассеяния при $T \leq 3$ Гэв было показано, что, если в (Ш.13) заменить $B_{pp} = const$ на $B_{pp} = B_{pp}^0 + B_{pp}^{(1)} t$, то найденная в результате фитирования экспериментальных данных величина ε_{pp} может изменяться на $\Delta\varepsilon_{pp} \approx 0,03$. В этих экспериментах использовался диапазон по t до $t \approx 0,1$ (Гэв/с)². Особенно большие изменения возникают в области резонансов. Думбрайс и др. /240/ проанализировали результаты дубненской группы по р-р рассеянию /241/, использовав параметризацию ядерной амплитуды полиномами Чебышева, и получили результаты, отличающиеся от данных, полученных при обычной параметризации на $\Delta\varepsilon_{pp} \approx 0,05$. Объяснение различия заключается в том, что полиномы Чебышева, хорошо описывая сечения при больших t , при экстраполяции к $t \rightarrow 0$ приводят к быстро возрастающему параметру наклона $B_{pp}(t)$

(по данным работы /240/ V_{pp} возрастает от ~ 8 (Гэв/с) $^{-2}$ при $|t| \approx 10^{-2}$ (Гэв/с) 2 до ~ 12 (Гэв/с) $^{-2}$ при $t \rightarrow 0$), т.е. к нарушению предположения о плавно меняющейся амплитуде в диапазоне $t \leq 10^{-2}$ (Гэв/с) 2 . Исключить такое поведение $A_{pp}(t)$ при малых t пока нельзя. По-видимому, решающим здесь могло бы быть измерение дифференциального сечения рассеяния нейтронов на протоне в области малых переданных импульсов. В этом случае нет кулоновского рассеяния, поэтому можно проследить поведение ядерной амплитуды вплоть до очень малых t . Этот эксперимент может быть осуществлён с помощью ионизационного детектора ядер отдачи. В настоящее время в нашей лаборатории ведётся подготовка к такому эксперименту.

Детектор протонов отдачи. Принцип действия /225,226/

Область переданных импульсов, в которой существенна интерференция, определяется равенством кулоновской и ядерной амплитуд. Из сравнения (Ш.7) и (Ш.12) находим

$$\frac{2d\sqrt{\pi}}{\beta|t|} \approx \frac{\sigma_{tot}}{\sqrt{16\pi}}, \quad (\text{Ш.15})$$

или $|t|$ (Гэв/с) $^2 \approx 0,17 \sigma_{tot}^{-1}$ мбн.

Полное сечение σ_{tot} мало зависит от энергии рассеиваемых частиц и при высоких энергиях составляет 40 ± 20 мбн в случае рассеяния протонов, π^\pm и K^\pm мезонов на протонах. Поэтому слабо зависит от энергии и сорта частиц и область значений $|t|$, в которой должен быть поставлен интерференционный эксперимент:

$$10^{-3} \leq |t| \leq 10^{-2} \text{ (Гэв/с)}^2.$$

Если одновременно ставится задача измерения наклона дифракционного конуса, то диапазон переданных импульсов должен быть расширен, по крайней мере, до $(2\div 3) \cdot 10^{-2}$ (Гэв/с)². Чувствительность дифференциальных сечений к величине параметра ε демонстрируется на рис.62.

Экспериментально величина $|t|$ может быть определена либо из измерения угла рассеяния первичной частицы ($|t| \approx p^2 \Theta^2$), либо из измерения кинетической энергии протона отдачи T_R :
 $|t| = 2MT_R$, где M - масса протона. В настоящее время обе эти возможности реализованы на практике. Различные варианты установок, в которых измеряется угол рассеяния первичной частицы, были созданы в ряде лабораторий /219-223/. Достоинством метода является большая эффективность регистрации частиц, позволяющая работать на пучках малой интенсивности, в том числе на пучках вторичных частиц. В этом методе, однако, трудно обеспечить высокое разрешение по $|t|$. Кроме того, для выделения упругих событий необходимо иметь очень хорошее разрешение по импульсу падающей и рассеянной частицы. С ростом энергии рассеиваемых частиц возрастают трудности измерения малых углов и отделения от неупругих событий.

В последние годы в ОИЯИ был разработан и успешно применён для анализа р-р рассеяния метод ядер отдачи /224/. В этих экспериментах рассеиватель (тонкая водородосодержащая плёнка или газовая струя) служил внутренней мишенью ускорителя, так что через неё обеспечивалось многократное ($\sim 10^5$) прохождение ускоряемых протонов. Энергия протонов отдачи измерялась по пробегу в фотоэмульсионных камерах, а позднее с помощью полупроводниковых

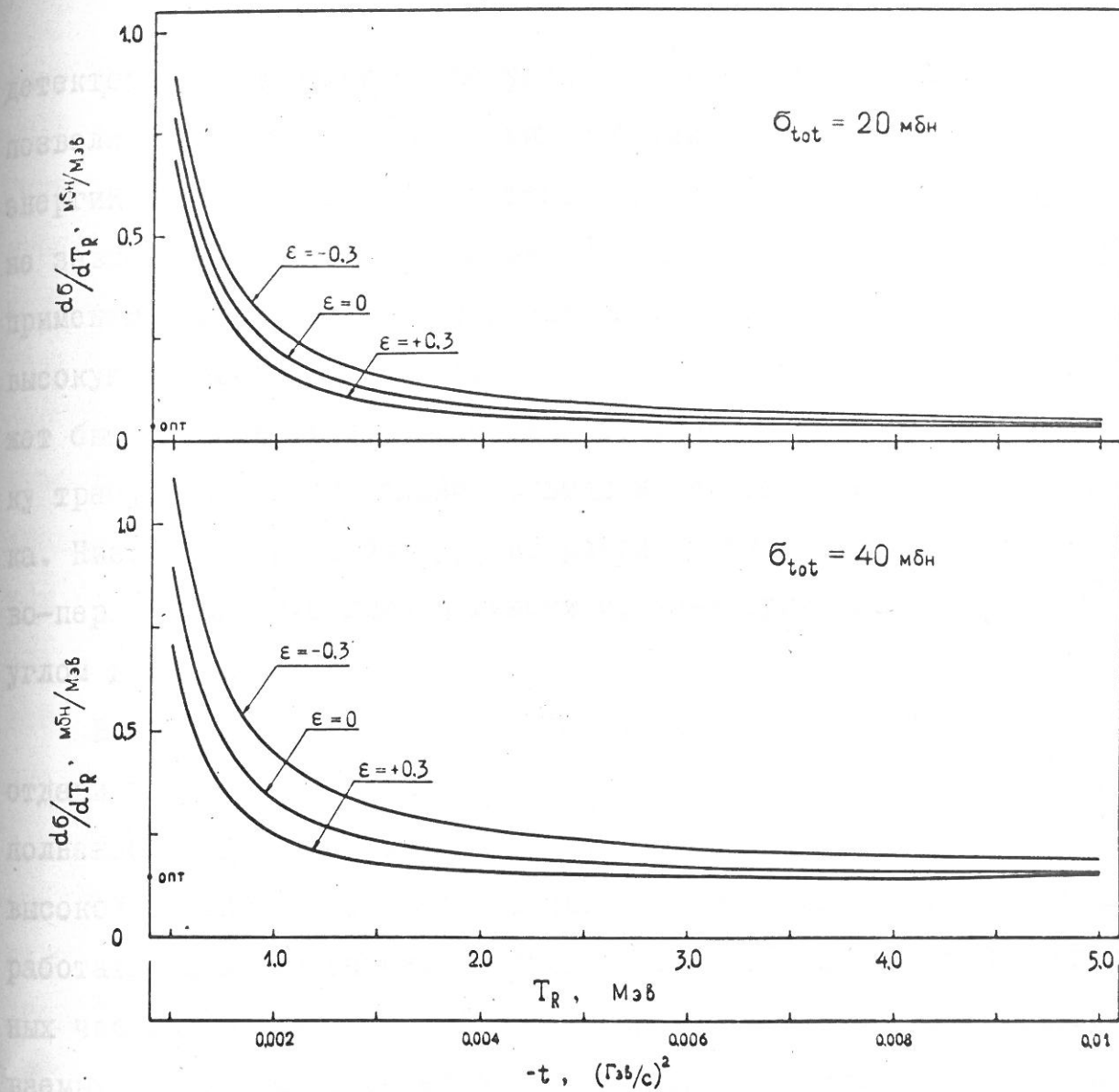


Рис.62. Дифференциальные сечения рассеяния адронов на малые углы при различных значениях полного сечения.

$$\epsilon = \frac{\text{Re } A(0)}{\text{Im } A(0)}$$

Указана "оптическая точка", соответствующая сечению

$$\left(\frac{d\sigma}{dT_R}\right) = \frac{M\sigma_{tot}^2}{8\pi}, \quad \hbar = c = 1.$$

детекторов. Измерялся также угол вылета протона отдачи, что позволяло вычесть фон неупругих событий. Поскольку диапазон энергий протонов отдачи в интерференционной области практически не зависит от энергии рассеиваемых частиц, то метод ядер отдачи применим в широком диапазоне энергий. Метод прост, обеспечивает высокую точность относительных измерений $d\sigma/dt$, однако он может быть использован только для изучения ^{протонов} рассеяний, поскольку требуется исключительно большая интенсивность первичного пучка. Низкая эффективность регистрации таким методом обусловлена, во-первых, малой толщиной мишени и, во-вторых, малым телесным углом детектора.

В диссертации описан способ измерения параметров протонов отдачи в интервале $2 \cdot 10^{-3} \leq |t| \leq 2 \cdot 10^{-2}$ (Гэв/с)² с помощью наполненной водородом импульсной ионизационной камеры, обладающей высокой эффективностью регистрации актов рассеяния и позволяющей работать на малоинтенсивных пучках ($10^4 \div 10^6$ частиц/сек) различных частиц (p^+ , π^+ , K^+ , d , n) в широком диапазоне энергий рассеиваемых частиц. Одновременно с измерением параметров протона отдачи могут быть измерены также параметры рассеиваемой частицы, что позволяет относительно легко отделить фоновые реакции от упругого рассеяния. Данный метод позволяет проводить как относительные, так и абсолютные измерения дифференциальных сечений.

Сущность метода заключена в использовании наполненной водородом импульсной ионизационной камеры, являющейся одновременно газовой мишенью и детектором протонов отдачи. Камера позволяет определить энергию и полярный угол вылета протона отдачи, а также местоположение трека внутри рабочего объема. Используется

плоская камера с сеткой (рис.63). Рассеиваемые частицы пересекают камеру вблизи её оси перпендикулярно поверхности электродов. Регистрируются протоны отдачи, возникшие в объёме между катодом и сеткой. Протоны отдачи, соответствующие упругому рассеянию на малые углы, почти параллельны поверхности электродов. Давление газа в камере и размеры электродов подобраны такими, чтобы пробег протонов отдачи с энергией до $T_R \approx 5,0$ Мэв укладывался в чувствительном объёме камеры, определяемом внешним диаметром анода В. При торможении протон ионизует рабочий газ камеры, причём число пар ионов пропорционально энергии T_R . Под действием электрического поля электроны дрейфуют к сетке, проходят сквозь неё и собираются на аноде. При этом на катоде, на аноде А и на аноде В возникают импульсы, схематически показанные на рис.64.

Измерение амплитуды импульсов на аноде или суммы амплитуд импульсов на аноде А и аноде В, если пробег протона больше радиуса анода А, позволяет определить энергию протона отдачи T_R . Угол вылета протона отдачи θ_R по отношению к оси камеры определяется по величине фронта t_{ϕ} импульса на аноде. Упругим событиям соответствуют импульсы с минимальным значением t_{ϕ} . Измерение временного интервала $t_{\alpha} - t_0$ позволяет определить расстояние от ближайшего к сетке конца трека до сетки. Дополнительную информацию о положении трека внутри объёма камеры несёт также амплитуда импульса с катода V_K . Определение угла θ_R и величины $t_{\alpha} - t_0$ даёт возможность исключить из регистрации частицы, возникшие в электродах (или за электродами) и остановившиеся в рабочем объёме камеры. Однако при этом приходится исключать также полезные события с точкой взаимодействия в непосредственной бли-

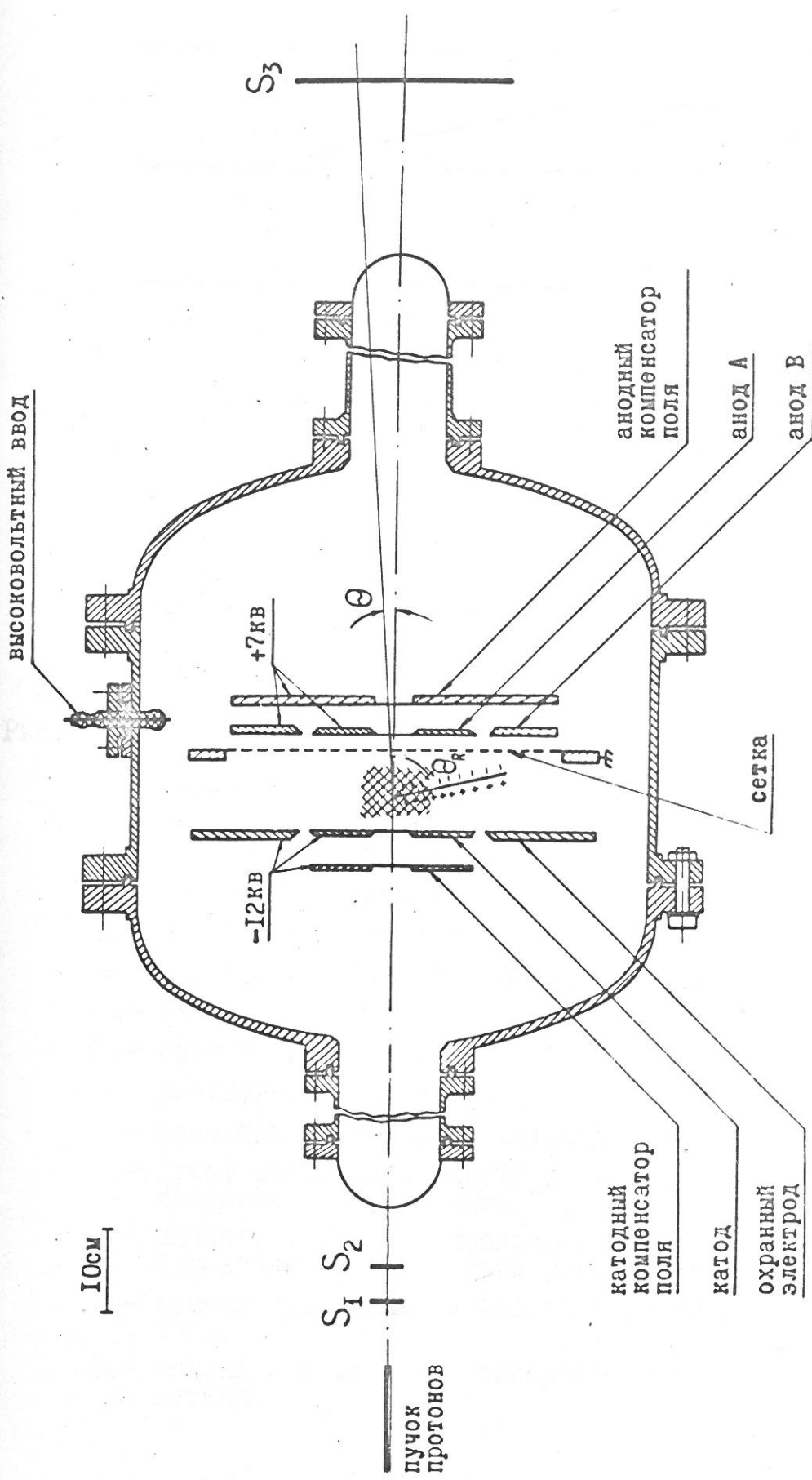


Рис. 63. Импульсная ионизационная камера для регистрации протонов отдачи.

Диаметр центральных электродов - 200 мм, внутренний диаметр анода В - 220 мм, внешний диаметр анода В - 400 мм. Расстояние катод-сетка - 100,0±0,2 мм. Давление водорода в камере 10 атм. S_1 S_2 S_3 - управляющий телескоп сцинтилляционных счётчиков.

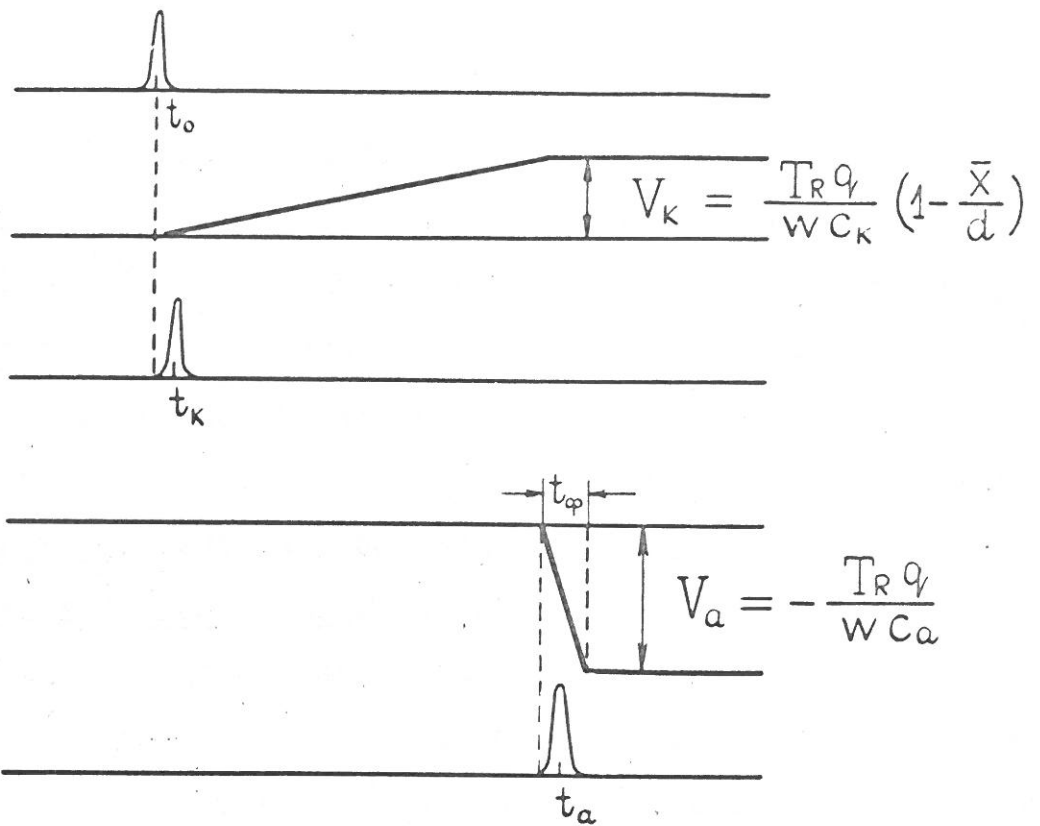


Рис.64. Импульсы, возникающие на электродах камеры.

- V_k - амплитуда импульса на катоде,
 V_a - амплитуда импульса на аноде А (или сумма импульсов на анодах А и В),
 q - заряд электрона,
 T_R - энергия протона отдачи,
 w - средняя энергия образования пары ионов,
 C_k - ёмкость катод-земля,
 C_a - ёмкость анод-земля,
 d - расстояние катод-сетка,
 \bar{X} - расстояние от центра тяжести ионов до катода,
 t_ϕ - фронт импульса на аноде А (или фронт суммарного импульса анод А + анод В),
 t_0 - момент, в который произошёл акт рассеяния. Определяется детектором рассеиваемых частиц,
 t_a - момент срабатывания быстрого анодного формирователя,
 t_k - момент срабатывания быстрого катодного формирователя.

зости (~ 10 мм) от катода и сетки. Иными словами, объём газовой мишени оказывается меньше объёма, ограниченного катодом и сеткой, поэтому ^{возникает} задача определения толщины мишени. Выделение рабочего объёма достигается фиксацией временного интервала $t_{\alpha \text{ макс.}}$ - $t_{\alpha \text{ мин.}}$. Можно показать, что при этом толщина мишени не зависит от величины T_R . Таким образом решается задача прецизионного относительного измерения сечений $d\sigma/dt$. Данный метод позволяет проводить и абсолютные измерения сечений. С этой целью в ходе самого эксперимента измеряется величина скорости дрейфа электронов в объёме катод-сетка с помощью реперного α -источника, помещённого на катоде. Число проходящих через камеру частиц определяется прямым счётом.

Важной задачей является исключение фоновых реакций, идущих в самой газовой мишени. К таким реакциям относится прежде всего рассеяние с большой передачей импульса, когда пробег протонов отдачи не укладывается в рабочем объёме камеры. Эти события исключаются по соотношению импульсов с анодов А и В. Реакции с рождением мезонов отделяются от упругого рассеяния по недостающей массе, определяемой по величине угла θ_R . Рассеяние фоновых нейтронов с энергией до ~ 10 Мэв в чувствительном объёме камеры приводит к появлению протонов отдачи, число которых нарастает с уменьшением энергии T_R . Такие события в значительной мере исключаются схемой, отбирающей совпадения импульсов с катода камеры с импульсами от детектора рассеянных частиц $S_1 \hat{S}_2 \hat{S}_3$. Дополнительный отбор протонов отдачи осуществляется по величине угла θ_R .

Каждая первичная частица оставляет в чувствительном объёме камеры энергию около 40 кэв. (Ионы, образованные в пространстве

катод-охранный электрод и анод-охранный электрод, рекомбинируют). В результате, на катоде и аноде А возникают импульсы, и энергетическое разрешение камеры может ухудшиться. Для уменьшения этого эффекта используется компенсатор, формирующий при прохождении каждой заряженной частицы сцинтилляционные счётчики S_1 и S_2 импульсы такой же формы, какие возникают на катоде и аноде камеры, но обратного знака. Складывая импульсы, удаётся существенно уменьшить влияние проходящего пучка на разрешающую способность камеры. С этой точки зрения, оказывается возможным использование пучков интенсивностью $10^5 \div 10^6$ имп./сек. При этом, однако, необходим предварительный отбор импульсов в системе регистрации рассеиваемой частицы так, чтобы на схему совпадений с импульсами от ионизационной камеры поступало не более $\sim 2 \cdot 10^4$ имп./сек. (эта величина определяется временным разрешением камеры). В схеме, приведённой на рис.63, такой отбор не предусмотрен. В данном случае интенсивность пучка не может превышать $\sim 2 \cdot 10^4$ частиц/сек.

Чистота газа. Прилипание электронов

Использование ионизационных камер высокого давления на практике сталкивается с трудностью обеспечения полного собирания электронов. Основные потери связаны с эффектом прилипания электронов к электроотрицательным молекулам примесей, присутствующих в рабочем газе (O_2, CO, H_2O, Cl_2 и др.). Отсюда возникают высокие требования к чистоте газа, причём оказывается, что чистота водорода должна быть существенно выше, чем чистота обычно-

го наполнителя - аргона. Это можно объяснить следующим образом. Наиболее вероятной электроотрицательной примесью является кислород. На рис.65 показана вероятность прилипания электрона при столкновении с молекулой O_2 в зависимости от энергии электрона /227/. Существенно, что при энергии $E_e \approx 1$ эв наблюдается минимум. Далее, на рис.66 приведена зависимость средней энергии электронов в газе от величины электрического поля /228,229/. Из рис.66 видно, что при использовании аргона или смеси аргона с метаном рабочее напряжение выбирается таким образом, что вероятность прилипания минимальна. В водороде энергия электронов очень медленно растёт с увеличением поля. Это связано с тем, что молекула H_2 имеет низкие уровни возбуждения, и электроны эффективно теряют энергию в неупругих столкновениях. Средняя энергия $E_e \approx 1$ эв достигается в этом случае лишь при $\mathcal{E}/P = 6$ в/см·мм рт.ст., или при $\mathcal{E} = 45$ кв/см, $P = 10$ атм, что во много раз превышает величину реально достижимого ^{поля}. Таким образом, электроны в водороде всегда находятся в области максимума вероятности прилипания. Сечение прилипания в этой области не измерено, однако имеется довольно грубая теоретическая оценка, согласно которой $h = 10^{-3}$ при $\mathcal{E}/P = 0,15$ в/см·мм рт.ст. Используем это значение для оценки требуемой чистоты газа. Число электронов dn , потерянное в результате прилипания во время дрейфа на расстояние x , даёт формулой

$$\frac{dn}{n} = h \cdot u \cdot \frac{x}{\lambda \omega}, \quad (\text{Ш.16})$$

где n - число дрейфовавших электронов, ω - скорость дрейфа, u - средняя скорость электронов, λ - длина пробега между столкновениями с молекулами O_2 .

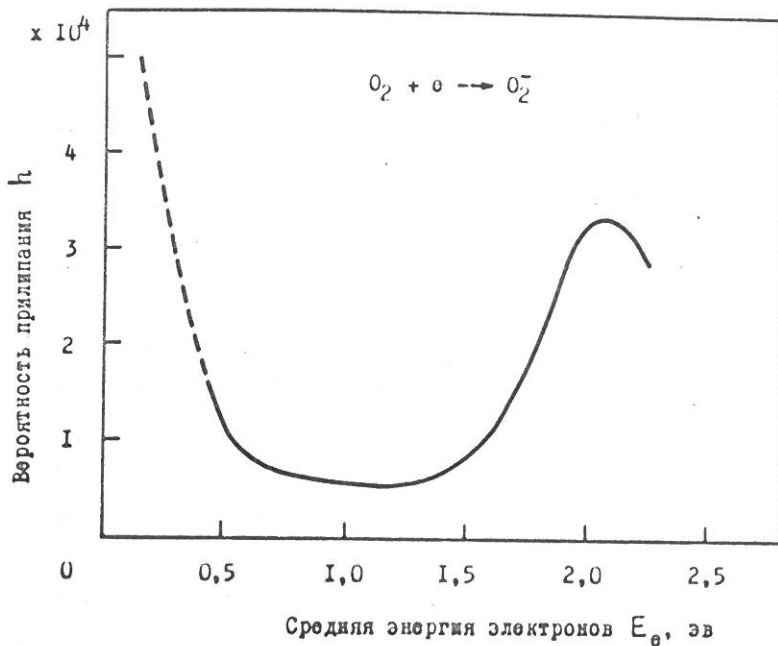


Рис.65. Зависимость вероятности прилипания электрона к молекуле кислорода от энергии электрона /227/.

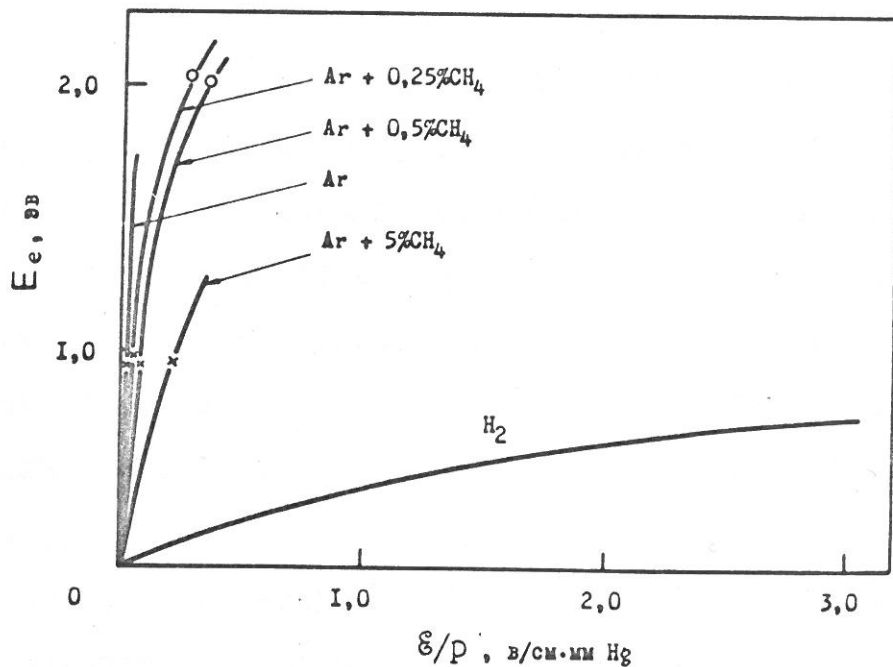


Рис.66. Зависимость средней энергии электронов от величины электрического поля.

E — напряжённость электрического поля,

P — давление газа.

x — минимальные значения поля, обеспечивающего полное собиранье электронов /228/,

o — максимально допустимые значения поля. При больших полях амплитуда импульсов падает.

Зададимся следующими величинами, соответствующими реальному режиму нашей камеры: $P = 10$ атм, $\xi/P = 0,2$ в/см·мм рт.ст.,
 $x = 10$ см, $h = 10^{-3}$, $u = 2 \cdot 10^7$ см/сек /229/, $\omega = 6 \cdot 10^5$ см/
/сек. Тогда из (Ш.16) получаем $\lambda = 30$ см при $dn/n = 10^{-2}$.

Это значение можно сравнить с величиной $\lambda_0 = 13 \cdot 10^{-2}$ см - длиной свободного пробега в кислороде при $P = 1$ мм рт.ст. Отсюда находим парциальное давление кислорода $\sim 5 \cdot 10^{-3}$ мм рт.ст. Таким образом, при давлении водорода $P = 10$ атм относительное содержание кислорода должно быть меньше 10^{-6} . С этим обстоятельством, видимо, связан тот факт, что водород, как наполнитель ионизационной камеры, к настоящему времени не получил широкого распространения. Тем не менее, некоторый опыт работы с этим газом существует. Стаффорд /230/ использовал цилиндрическую камеру диаметром 5 см, наполненную водородом до давления 60 атм, для регистрации нейтронов. При этом на собирающем электроде удалось собрать лишь около 30% электронов, несмотря на принятые меры по очистке газа от примесей (камера была изготовлена из стекла, тщательно обезгажена, наполнялась водородом через палладиевый фильтр). Поскольку автор был уверен в абсолютной чистоте используемого газа, то наблюдаемую им потерю электронов он отнёс за счёт начальной электрон-ионной рекомбинации. Однако такая интерпретация находится в противоречии с выводами Вилкинсона /231/, детально рассмотревшего все возможные типы рекомбинации. Вилкинсон пришёл к заключению, что во всех реальных ситуациях (имеются в виду различные режимы работы ионизационных камер) электрон-ионная рекомбинация вообще не может играть сколько-нибудь существенной роли. Возможна лишь ион-ионная рекомбинация, но для

этого нужно, чтобы электроны были предварительно захвачены электроотрицательными молекулами. Следовательно, в абсолютно чистых газах можно обеспечить полное соби́рание электронов. Здесь следует, однако, заметить, что в своих оценках Вилкинсон использовал в качестве коэффициента электрон-ионной рекомбинации значение $\alpha = 10^{-10}$ см³/сек. Это верно для рекомбинации атомарного водорода, но для молекулы Н₂, как показал Месси^{/232/}, коэффициент рекомбинации $\alpha = 10^{-7} \div 10^{-6}$ см³/сек, т.е. практически такой же, как коэффициент ион-ионной рекомбинации. Поэтому эффективность электрон-ионной рекомбинации по отношению к ион-ионной будет меньше лишь за счёт разницы в скоростях дрейфа, т.е. примерно в 10³ раз. Это отношение не столь велико, чтобы игнорировать электрон-ионную рекомбинацию "во всех реальных ситуациях". Во всяком случае, при слабых полях (напряжение на камере Стаффорда составляло всего лишь 4 кв) такая рекомбинация вполне возможна.

В работе Вилсона и др. ^{/233/} для исследования фоторасщепления дейтерия использовалась небольшая цилиндрическая камера диаметром 2 см, наполняемая водородом либо дейтерием до давления 20 атм. Большое внимание уделялось очистке газа и обезгаживанию камеры. По оценке авторов, удалось собрать примерно 97% электронов (напряжение на электродах составляло 4 кв). Было также показано, что добавление кислорода к дейтерию (Р = 6 атм) в количестве 50₂ на 10⁶Н₂ приводило к потере практически всех электронов.

Инглиш ^{/234/} наполнял водородом до давления 6 атм плоскую ионизационную камеру с сеткой. Конструкция камеры не была рас-

считана на работу с чистым газом (использовалось, например, резиновое уплотнение), но зато проводилась непрерывная циркуляционная очистка водорода. Хорошей чистоты газа таким методом, по-видимому, было трудно добиться, т.к. даже через 14 дней непрерывной очистки импульсы в камере продолжали расти. С помощью этой камеры был измерен α -спектр коллимированного источника ^{239}Pu . Разрешение (FWHM) составляло 260 кэВ. Что касается прилипания, то оно было существенным, однако количественных данных не приводится.

Конструкция нашей камеры создавалась с учётом приведённых выше соображений. Корпус камеры был изготовлен из нержавеющей стали. Внутренняя поверхность подвергалась электрошлифовке и химической чистке. В качестве прокладок использовались медь и индий. Проводилась длительная вакуумная тренировка с прогреванием. В результате, натекание камеры за сутки составляло не более $2 \cdot 10^{-3}$ мм рт.ст. Водород, используемый для наполнения ионизационной камеры, очищался от примесей с помощью криогенного метода очистки. В этом способе электролизный водород проходит последовательно через блок осушки, блок низкотемпературной очистки, охлаждаемый жидким азотом, и палладиевый катализатор. Степень очистки водорода после прохождения всех блоков контролировалась газоанализатором ГЛ5108 по содержанию кислорода. Водород направлялся на ожижение, если содержание кислорода в нём не превышало $10^{-3}\%$. Часть ожиженного водорода из сосуда Дьюара испарялась в промежуточную ёмкость, которая предварительно вакуумировалась и промывалась чистым водородом. После этого испаряющийся водород мембранным компрессором МК 2,5/200 закачи-

вался в стандартные водородные баллоны. Содержание примесей в каждом баллоне оценивалось с помощью хроматографа "Цвет-4" с детектором по теплопроводности. Так как предельная чувствительность детектора была недостаточна, то использовалась обычная методика обогащения при температуре жидкого азота. В результате были получены следующие данные: содержание $N_2 \leq (3 \div 6) \cdot 10^{-3}\%$, $O_2 + Ar \leq 4 \cdot 10^{-4}\%$ по объёму.

На рис.67 приведена зависимость амплитуды импульсов α -частиц ^{234}U (источник помещён на катоде) от напряжения на катоде. Кривая практически достигает насыщения при напряжении 9 кв. Количество электроотрицательных примесей в исходном газе можно оценить сравнением с кривой, полученной через 125 часов после наполнения. К этому времени за счёт натекания к газу добавилось общее количество примесей $\leq 2 \cdot 10^{-6}$. Поскольку при этом кривая насыщения заметно изменилась, то отсюда можно заключить, что в исходном газе количество электроотрицательных примесей не превышало величину $\sim 10^{-7}$. Доказательство отсутствия прилипания и рекомбинации было получено измерением амплитуды импульсов α -частиц при различных давлениях газа в камере - 8 атм, 4 атм и 2 атм при одном и том же отношении ξ/ρ . Эффект прилипания должен уменьшаться линейно с уменьшением давления, а эффект рекомбинации ещё быстрее. Однако никаких изменений амплитуды импульсов не наблюдалось ($\leq 0,5\%$). Отсюда делается вывод, что при давлении водорода 8 атм собирается не менее 99,5% электронов. Позднее мы нашли очень удобный и чувствительный способ контроля чистоты газа.^{ж)} Для этого на сетку ионизационной камеры был нанесён ещё один α -источник. Сравнивая спектры α -частиц, ис-

ж) Впоследствии была разработана система дополнительной очистки газа во время наполнения камеры. При этом получен идеальный по чистоте газ (H_2, D_2, He).

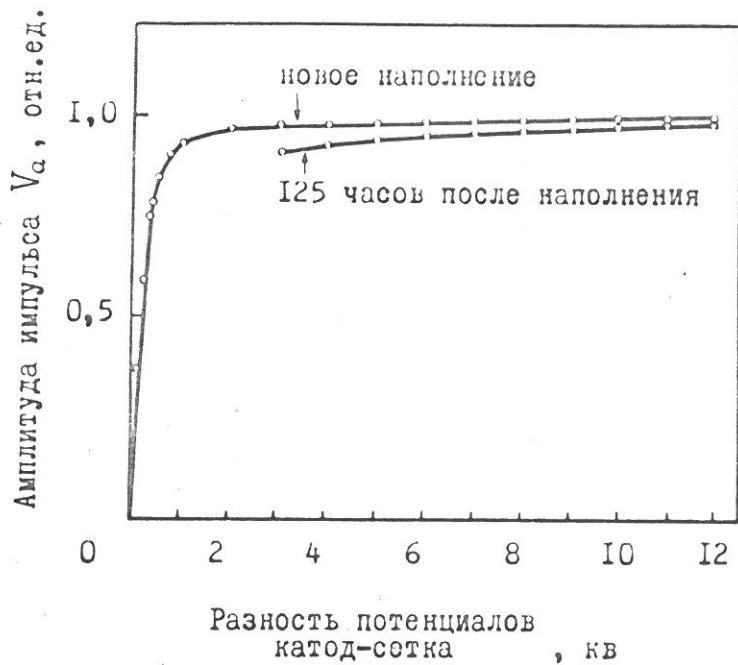


Рис.67. Зависимость амплитуды импульсов на аноде от величины электрического поля.
 Расстояние катод-сетка равно 100 мм.

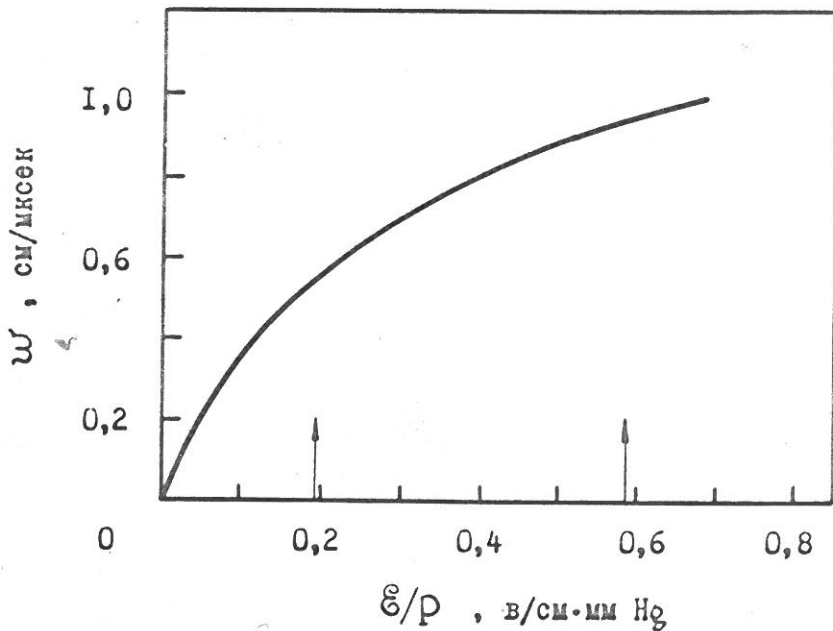


Рис.68. Зависимость скорости дрейфа электронов от величины электрического поля.
 Стрелками показаны значения E/p , соответствующие рабочим напряжениям в области катод-сетка и сетка-анод.

пущенных катодным и сеточным источниками, можно легко измерять количество потерянных во время дрейфа электронов, причём это делается в ходе эксперимента. Точность таких измерений $\pm 0,1\%$.

Итак, при использовании достаточно чистого водорода с содержанием электроотрицательных примесей $\leq 10^{-7}$ эффекты рекомбинации и прилипания удаётся устранить. Данная конструкция камеры позволяет работать в течение нескольких суток без перенаполнения.

Подвижность и диффузия электронов

Скорость дрейфа электронов в водороде в зависимости от ε/p приведена на рис.68 /229/. Скорость дрейфа определяет временные характеристики камеры - разрешающее время, а также точность измерения угла θ_R . Как видно из рис.68, подвижность электронов в водороде невелика. В рабочих условиях время дрейфа электронов от катода до сетки и от сетки до анода составляет 17 мксек и 2 мксек, соответственно. Диффузия электронов за время собирания в камере может привести к искажению переднего фронта импульса на аноде, и, следовательно, к ухудшению точности измерения угла θ_R . Расплывание трека за счёт диффузии можно оценить по формуле

$$\sigma(t_a) = \sqrt{2D(t_a - t_0)},$$
$$D = \frac{1}{3} \cdot \frac{L}{p} u, \quad (\text{ш.17})$$

где $\sigma(t_a)$ - среднеквадратичное отклонение электронов от центра трека в момент времени t_a , D - коэффициент диффузии электронов в водороде, $t_a - t_0$ - время дрейфа электронов в промежутке сетка-катод, L - длина свободного пробега электрона в водороде при

давлении 1 мм рт.ст., P - давление водорода в камере, u - средняя скорость электронов.

Используя значения $u = 2 \cdot 10^7$ см/сек, $L = 3,6 \cdot 10^{-2}$ см /229/, соответствующие рабочему полю в камере $\mathcal{E}/P = 0,2$ в/см·мм рт.ст., получаем $b = 0,3$ мм для максимального времени дрейфа 17 мксек. Таким образом, расплывание треков за время дрейфа электронов в камере невелико.

Энергетическое разрешение

Предельная энергетическая разрешающая способность ионизационного детектора определяется флуктуацией числа пар ионов при фиксированной энергии протона отдачи /235/:

$$\Delta T_R = \sqrt{F W T_R}, \quad (\text{Ш.18})$$

где T_R - энергия протона отдачи, ΔT_R - энергетический эквивалент среднеквадратичного отклонения числа пар ионов, W - средняя энергия образования пары ионов, F - фактор Фано.

В случае водорода $W = 36$ эв, $F = 0,3$. Отсюда $\Delta T_R = 5,7$ кэв ($FWHM = 13$ кэв) при $T_R = 3$ Мэв.

Определённая погрешность в измерении энергии протонов отдачи может возникнуть вследствие того, что амплитуда импульсов на аноде оказывается зависящей от положения трека в камере. Используемая в камере сетка не является идеальным экраном от индукционного влияния положительных ионов, поэтому импульсы на аноде уменьшаются:

$$V_a = - \frac{T_R}{WC_a} \left(1 - \varkappa \frac{\bar{X}}{d} \right). \quad (\text{Ш.19})$$

Здесь \varkappa - коэффициент прозрачности сетки, \bar{X} - расстояние центра тяжести трека от катода, d - расстояние сетка-катод. Коэффициент \varkappa может быть определён экспериментально /236/, либо получен расчётным путём /237/:

$$\varkappa = \frac{l}{q+l}, \quad l = \left(\frac{1}{4} \rho^2 - \ln \rho \right) \frac{h}{2\pi}, \quad \rho = 2\pi \frac{r}{h}, \quad (\text{Ш.20})$$

где q - расстояние сетка-анод, r - радиус проволоки сетки, h - расстояние между проволоками.

В использованной нами конструкции $r = 0,05$ мм, $h = 1,5$ мм, $q = 20$ мм. Соответственно, $\varkappa = 0,018$.

Таким образом, максимальное изменение амплитуды V_a в зависимости от положения трека в камере составляет 1,8%.

Амплитуда V_a может также уменьшаться из-за прилипания электронов. Пусть η - доля электронов, потерянная за время дрейфа от катода к сетке. Тогда

$$V_a = - \frac{T_R}{WC_a} \left(1 - \eta + \eta \frac{\bar{X}}{d} \right). \quad (\text{Ш.21})$$

Если учесть одновременный эффект прозрачности сетки и прилипания электронов, то

$$V_a = - \frac{T_R}{WC_a} \left[1 - \eta - (\varkappa - \eta) \frac{\bar{X}}{d} \right]. \quad (\text{Ш.22})$$

Видно, что происходит взаимная компенсация двух эффектов.

При $\eta = \delta$ амплитуда V_a не зависит от положения трека в камере:

$$V_a = - \frac{T_R}{W C_a} (1 - \eta). \quad (\text{Ш.23})$$

Этот режим полной компенсации весьма привлекателен, но при его реализации следует учесть, что коэффициент η может зависеть от времени. В нашем случае величина η возрастала во времени со скоростью $\Delta\eta = 0,0025$ 1/сутки. Обычно измерения велись в течение 5 суток без перенаполнения газа, так что η за это время изменялась от $\eta \approx 0,015$ до $\eta \approx 0,025$. Следовательно, в течение всего времени измерения выполнялось условие $|\varkappa - \eta| \leq 0,008$. В этих условиях можно было пренебречь зависимостью V_a от \bar{X} . В случае необходимости можно было бы ввести поправки, учитывающие зависимость $V_a(\bar{X})$, поскольку положение трека в камере известно, и коэффициенты \varkappa и η определяются с достаточно высокой точностью.

Итак, предельное энергетическое разрешение, которое может быть достигнуто при использовании водородной ионизационной камеры, составляет $\text{FWHM} \approx 15$ кэв при $T_p = 3$ Мэв. Практически же разрешение определяется уровнем шумов предусилителей, используемых для усиления сигналов. В свою очередь, уровень шума определяется величиной ёмкости входа $C_{\text{вх}}$ и полосой пропускания усилителя. Ёмкость анода А $C_a = 40$ пф, $\tau_o = 10$ мксек ($\tau_o = \tau_{\text{инт.}} = \tau_{\text{диф.}}$), при этом шум составляет $\text{FWHM} \approx 20$ кэв. Ёмкость анода В $C_{\text{ка}} = 100$ пф, $\tau_o = 20$ мксек, $\text{FWHM} \approx 30$ кэв. Ёмкость катода $C_{\text{к}} = 30$ пф, $\tau_o = 35$ мксек, $\text{FWHM} = 25$ кэв. На рис.69 приведён α -спектр и спектр генераторных импульсов (электрод А),

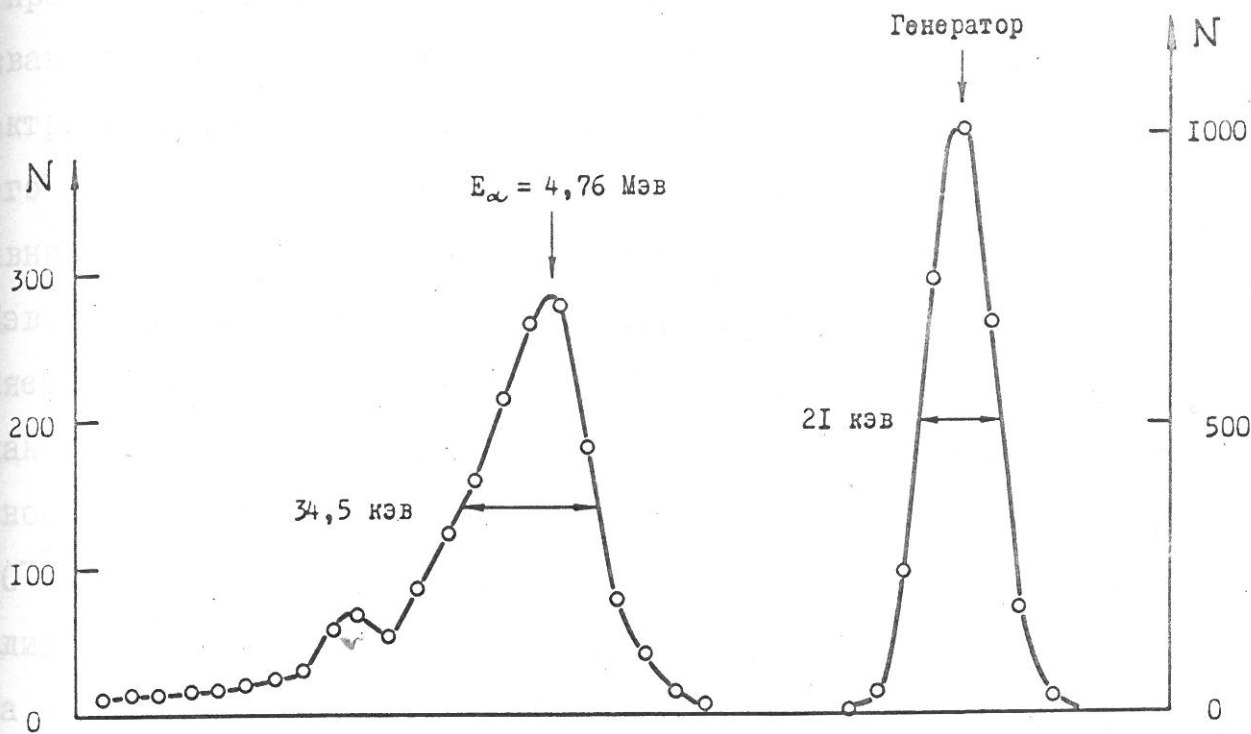


Рис.69. α -спектр ^{234}U , измеренный на аноде А водородной ионизационной камеры.

характеризующие энергетическое разрешение ионизационной камеры.

Серьёзные опасения вызывала возможность появления на входе предусилителей больших по амплитуде колебаний напряжения, вызванных механическими колебаниями электродов. Поскольку электроды находятся под потенциалом ~ 10 кв, то изменение $C_{\text{вх}}$ всего лишь на $\Delta C_{\text{вх}} = 10^{-7} C_{\text{вх}}$ приводит к появлению сигналов, сравнимых по амплитуде с импульсами от α -частиц с энергией 5 Мэв. Положение усложняется ещё тем, что одним из электродов является сетка довольно большого размера (ϕ 50 см). Практика, однако, показала, что, если соблюдены некоторые меры предосторожности, то амплитуда микрофонных колебаний составляет $\Delta C/C \leq 10^{-7}$. Предусилитель рассчитан таким образом, что колебания с амплитудой $\Delta C/C = 10^{-6}$ ещё не приводят к его перегрузке. Частота микрофонных колебаний довольно низка (50÷200 гц). Поэтому, выбирая соответствующим образом полосу пропускания усилителя, можно подавить эти колебания до уровня ниже шумов предусилителя.

Между анодом А и анодом В существует довольно значительная ёмкость. Поэтому при собирании электронов на одном из электродов, вообще говоря, может возникнуть наведённый сигнал и на другом. Однако этот эффект можно полностью устранить, если использовать зарядово-чувствительные предусилители с большой эффективной входной ёмкостью ($C_{\text{эфф.}} \gg C_{\text{вх}}$). В нашем случае $C_{\text{эфф.}} = 15000$ пф.

Ещё одним источником ухудшения разрешающей способности являются импульсы, возникающие на электродах камеры в результате ионизации чувствительного объёма первичными частицами. Амплитуда таких сигналов может составлять 20÷40 кэв в зависимости

от величины τ_0 , к тому же при загрузке 10^4 частиц/сек возможны наложения двух и более импульсов. Для уменьшения влияния пучка на энергетическое разрешение в данной работе использован компенсатор - схема, срабатывающая от импульсов со сцинтилляционных счётчиков $S_1 \wedge S_2$ и выдающая на выходе сигналы, полностью эквивалентные сигналам с ионизационной камеры. Эта же схема может выдавать сигнал запрета при всплесках интенсивности пучка. При использовании компенсатора не было замечено увеличения ширины α -линии и генераторной линии при работе на пучке интенсивностью $2 \cdot 10^4$ протонов/сек (о работе камеры при загрузках до 10^6 частиц/сек см. §4 гл. III).

Итак, энергетическое разрешение камеры (FWHM) составляет примерно 30 кэв в интервале $1 \div 3$ Мэв и около 50 кэв в интервале $3 \div 5$ Мэв, когда для измерения энергии используется сумма импульсов с анода А и с анода В. Соответственно, разрешение (FWHM) по переданному четырёхимпульсу в интервале $2 \cdot 10^{-3} \leq |t| \leq 10^{-2}$ (Гэв/с)² составляет Δt (FWHM) $\approx 10^{-4}$ (Гэв/с)².

Энергетическая градуировка

Калибровка по энергии импульсов V_α и V_k проводилась с помощью реперных α -источников ^{234}U ($E_\alpha = 4,76$ Мэв). При этом принималась линейная зависимость амплитуды импульсов от энергии протонов отдачи. Однако экспериментально эта зависимость ранее не определялась. Более того, в настоящее время в литературе нет точных данных о том, одинакова ли энергия образования пары ионов в водороде для α -частиц и протонов. В такой ситуации использова-

ние ионизационного метода измерения энергии протонов отдачи требовало проведения дополнительных градуировочных измерений.

Первоначально проверка градуировочной шкалы, определённой с помощью α -репера, была осуществлена сравнением с энергией протонов отдачи, найденной по кривой пробег-энергия. Зависимость пробег-энергия известна с точностью $\sim 1\%$ /238/. Процедура проверки была следующей. Из числа упругих событий, зарегистрированных в опыте по изучению р-р-рассеяния, были отобраны события, соответствующие образованию протонов отдачи точно на оси камеры. Таким событиям соответствуют импульсы в максимуме амплитудного распределения импульсов на аноде А при фиксированной амплитуде импульсов на аноде В. Затем полная энергия $T_R = T_A + T_B$ и энергия T_B определялись с использованием линейной шкалы относительно α -репера. Величина энергии T_B оказалась в хорошем согласии с энергией, вычисленной по кривой пробег-энергия. (Полный пробег определялся по T_R). Отсюда можно было сделать вывод, что линейная шкала приемлема, причём $W_\alpha/W_p = 1$. Точность такой проверки $\approx 3\%$ с учётом возможных погрешностей в кривой пробег-энергия и в проведённых измерениях.

В дальнейших экспериментах, в которых, наряду с регистрацией протона отдачи, мы также измеряли угол рассеянной частицы, появилась возможность более детальной проверки калибровочной шкалы. Действительно, энергия T_R определяется углом θ рассеяния первичной частицы, если известен её импульс p : $T_R = T_\theta = \frac{p^2 \theta^2}{2M_p}$. На рис. 70 приведены результаты сравнения измеренной с помощью ионизационной камеры энергии протонов отдачи T_R с вычисленной по углу рассеяния энергией T_θ . Используются эксперименталь-

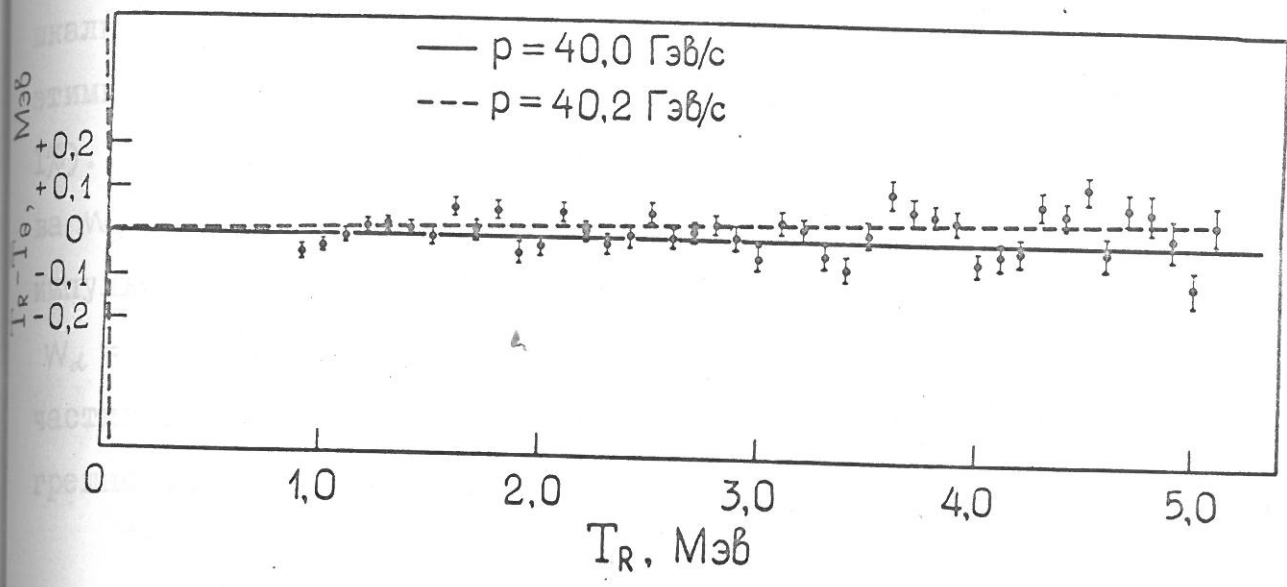


Рис.70. Сравнение энергии протона отдачи T_R , измеренной с помощью ионизационной камеры в предположении линейной энергетической шкалы, калиброванной по α -реперу, с энергией T_0 , определённой по углу рассеяния первичной частицы. Использованы данные, полученные на пучке 40 Гэв/с. Пунктирной линией показан поворот осей при изменении импульса от 40,0 Гэв/с до 40,2 Гэв/с.

ные данные, полученные на пучках π -мезонов с импульсом 40 Гэв/с. Как видно из рис. 70, предположение о линейности энергетической шкалы в диапазоне от $T_R = 1$ Мэв до $T_R = 5$ Мэв подтверждается этими измерениями (погрешность этих измерений не превышает 1%). Что касается абсолютной калибровки, т.е. проверки равенства $W_\alpha = W_p$, то здесь ответ зависит от того, какова величина импульса пучка. Если $p = 40,2$ Гэв/с, то, как видно из рис. 70, $W_\alpha = W_p$. К сожалению, в этом эксперименте импульс пучковых частиц был известен лишь с точностью $\pm 1\%$. В пределах этой погрешности равенство $W_\alpha = W_p$ выполняется.

Точность калибровки можно повысить, если выполнить прецизионное ($\sim 0,1\%$) измерение абсолютной энергии пучка. Укажем на интересную возможность абсолютной калибровки энергии частиц высоких энергий с помощью детектора ядер отдачи. Если наполнить ионизационную камеру гелием, то ядрами отдачи являются α -частицы, и в этом случае калибровка шкалы с помощью α -репера не вызывает сомнения (в области $T_R \approx 4,76$ Мэв). Тогда измерение абсолютной величины импульса пучковых частиц сводится к измерению угла рассеяния θ . Такой метод может обеспечить точность $\sim 0,1\%$.

Угловое разрешение

Измерение угла вылета протона отдачи используется для отделения упругого рассеяния от рассеяния с рождением мезонов. Угол θ_R протона отдачи относительно оси камеры определяется следующей формулой:

$$\sin(90^\circ - \theta_R) = \frac{M_x^2 - \mu^2}{2p_1 p_R} + \frac{E_1 + M_p}{p_1} \cdot \frac{T_R}{p_R}, \quad (\text{Ш.24})$$

где p_1 , E_1 и μ - импульс, энергия и масса налетающей частицы, p_R - импульс протона отдачи, M_x - недостающая масса.

Для упругого рассеяния $M_x = \mu$ и

$$\sin(90^\circ - \theta_R)_{\text{упр.}} = \frac{E_1 + M_p}{p_1} \cdot \frac{T_R}{p_R}. \quad (\text{Ш.25})$$

В рассматриваемой нами области $\sin(90^\circ - \theta_R) \approx 90^\circ - \theta_R$.

Вычитая (Ш.25) из (Ш.24) и учитывая $p_R = \sqrt{2M_p T_R}$, находим

$$(\theta_R)_{\text{упр.}} - \theta_R = \frac{M_x^2 - \mu^2}{2p_1 \sqrt{2M_p T_R}}. \quad (\text{Ш.26})$$

Дифференцируя (Ш.26), получаем формулу, определяющую разрешение по недостающей массе:

$$d\theta_R = \frac{M_x dM_x}{p_1 \sqrt{2M_p T_R}}. \quad (\text{Ш.27})$$

На рис.7I приведена зависимость угла θ_R от T_R для упругого p-p рассеяния и для рассеяния с рождением одного и двух π -мезонов при $p_1 = 20$ Гэв/с. Видно, что в данном случае для разделения упругого и неупругого процессов необходимо иметь угловое разрешение не хуже $\pm 2^\circ$. С ростом энергии требования к угловому разрешению возрастают.

В ионизационной камере угол θ_R определяется по величине фронта импульса на аноде:

$$t_\varphi = \frac{b}{\omega_1} + \frac{z}{\omega_2}, \quad (\text{Ш.28})$$

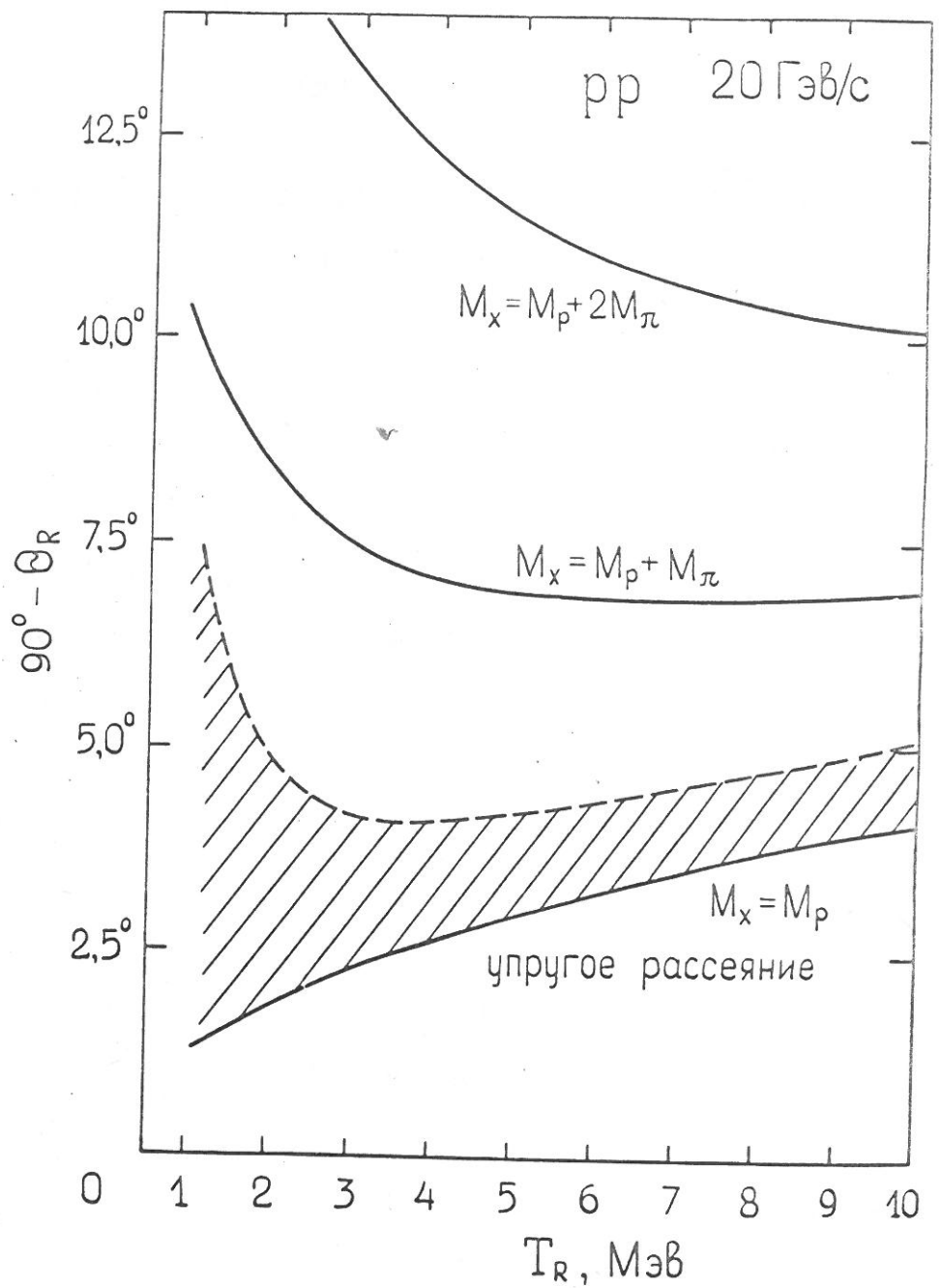


Рис.7I. Зависимость угла Θ_R от энергии протона отдачи в случае p-p рассеяния при импульсе 20 Гэв/с.

M_x , M_p и M_π - соответственно, недостающая масса, масса протона и масса π -мезона.

Заштрихованная область соответствует угловому разрешению (стандартное отклонение) детектора протонов отдачи.

где δ - расстояние между сеткой и анодом, Z - проекция трека на ось камеры, ω_1 и ω_2 - скорости дрейфа электронов в промежуток сетка-анод и сетка-катод, соответственно.

Для измерений t_{φ} импульсы с анода разветвляются на два канала - энергетический и угловой. В энергетическом канале используется фильтр с достаточно большой постоянной времени, так что амплитуда выходного канала A_E не зависит от t_{φ} . В усилителе углового канала формирующие сигнал цепи выбираются таким образом, чтобы получить, с одной стороны, максимальную зависимость амплитуды выходного сигнала A_{θ} от фронта t_{φ} , с другой стороны достаточно хорошее отношение сигнала к шуму. Мерой величины t_{φ} является отношение $\frac{A_{\theta}}{A_E} = \Psi\left(\frac{t_{\varphi}}{\tau_0}\right)$. Угловое разрешение определяется в значительной степени шумом предусилителей (включая "шум", создаваемый пучком). Для вычисления углового разрешения можно воспользоваться следующей формулой:

$$\frac{\sigma^2(t_{\varphi})}{t_{\varphi}} = \frac{\sigma^2(A_E)}{A_E^2} \cdot \frac{\tau_0^2}{t_{\varphi}^2} \left[\frac{1}{\Psi'} \right]^2 \left[\frac{\sigma^2(A_{\theta})}{\sigma^2(A_E)} + \Psi^2\left(\frac{t_{\varphi}}{\tau_0}\right) \right]. \quad (\text{Ш.29})$$

Здесь $\sigma^2(A_E)$ и $\sigma^2(A_{\theta})$ - амплитудное разрешение энергетического и углового каналов, $\Psi' = \frac{\partial \Psi}{\partial (t_{\varphi}/\tau_0)}$, τ_0 - постоянная времени в угловом канале. Оценка с использованием реальных параметров даёт

$$\delta(Z) \approx 6 \frac{\sigma(A_E)}{A_E}, \text{ см.} \quad (\text{Ш.30})$$

Если $\frac{\sigma(A_E)}{A_E} = 0,01$, то $\delta(Z) = 0,6$ мм.

Ещё одним источником ухудшения углового разрешения является кулоновское рассеяние протонов отдачи на водороде. Для оцен-

ки можно воспользоваться формулой Мольера /242/:

$$\frac{d\phi(\Theta_x)}{d\Theta_x} = \frac{1}{\Theta_c B^{1/2}} \left[\frac{2}{\sqrt{\pi}} e^{-\psi^2} + \frac{1}{B} \phi^{(1)}(\psi) + \frac{1}{B^2} \phi^{(2)}(\psi) + \dots \right]; \quad (Ш.31)$$

$$\psi = \frac{\Theta_x}{\Theta_c B^{1/2}}; \quad \Theta_c = \sqrt{\frac{\pi e^4 Z_1^2 Z_2^2}{T_R^2} \rho L};$$

$$B = 1,15 + 2,58 \log_{10} \left(\frac{\Theta_c}{\Theta_a} \right)^2;$$

$$\Theta_a = 4,49 Z_2^{1/3} \left[1 + 3,35 \left(\frac{Z_1 Z_2}{137 \beta_R} \right)^2 \right]^{1/2} \cdot \frac{1}{\sqrt{2M_p T_R}}.$$

Здесь $\phi(\Theta_x)$ - одномерное угловое распределение частиц с зарядом Z_1 и с энергией T_R после прохождения слоя вещества.

L - толщина слоя, ρ - число атомов в 1 см^3 , β_R - скорость ядра отдачи.

В нашем случае (10 атм H_2)

$$\Theta_c = 5,8 \frac{\sqrt{L(\text{см})}}{T_R(\text{Мэв})} \quad (\text{мрад}),$$

$$\Theta_a \approx \frac{0,1}{\sqrt{T_R(\text{Мэв})}} \quad (\text{мрад}), \quad (Ш.32)$$

$$\left(\frac{\Theta_c}{\Theta_a} \right)^2 = 3,3 \cdot 10^3 \frac{L(\text{см})}{T_R(\text{Мэв})}.$$

Среднеквадратичный угол достаточно точно определяется по гауссовому числу в (Ш.31)

$$\sqrt{\Theta_x^2} = \Theta_c \cdot \frac{B^{1/2}}{\sqrt{2}} \quad (\text{Ш.33})$$

Из точного решения можно получить угол, при котором $\phi(\Theta_x)$ уменьшается в e -раз:

$$\Theta_x|_{1/e} = \Theta_c (B - 0,7)^{1/2} \quad (\text{Ш.34})$$

Для нашего случая

$$\Theta_x|_{1/e} \approx 18 \cdot \frac{\sqrt{L(\text{см})}}{T_R(\text{МэВ})} \quad (\text{Ш.35})$$

При $L = 10$ см, $T_R = 10$ МэВ $\Theta_x|_{1/e} = 5,6$ мрад.

Представляет интерес также вероятность рассеяния на углы, много большие среднеквадратичного угла. Вероятность таких событий, возникающих в результате однократных столкновений, даётся формулой:

$$P_{>}(\Theta) = \left(\frac{\Theta_c}{\Theta} \right)^2 \quad (\text{Ш.36})$$

Здесь $P_{>}(\Theta)$ - вероятность рассеяния на угол, больший Θ .

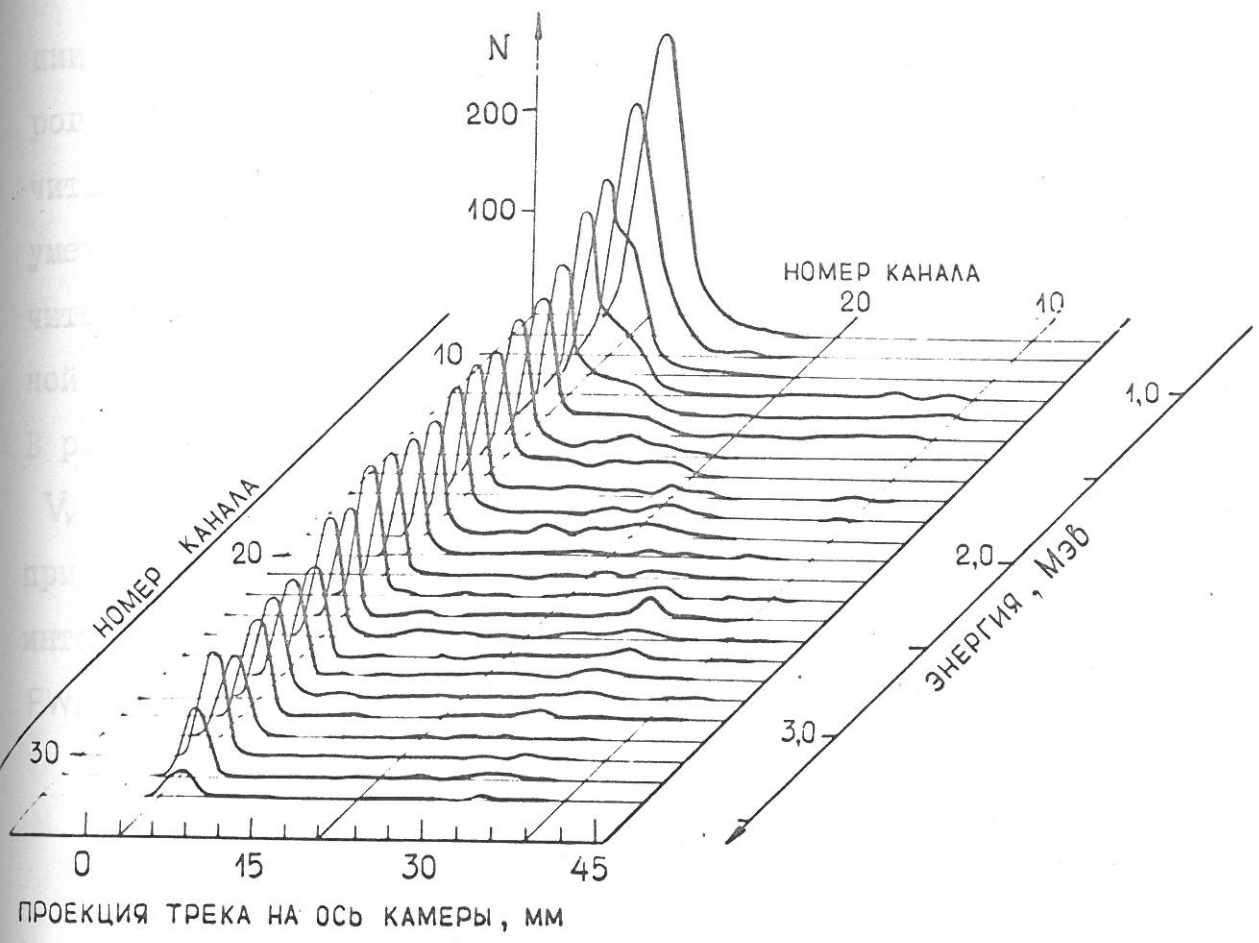
При вычислении с.к.угла и $\Theta_x|_{1/e}$ следует также учесть рассеяние на электронах. С достаточной точностью это можно сделать, умножив правые части равенств (Ш.33) и (Ш.34) на $\sqrt{2}$. В то же время, рассеяние на электронах не даёт вклада в $\phi(\Theta)$ в области больших углов, т.к. предельный угол в однократном рассеянии в данном случае составляет $\approx 0,5$ мрад. Размытие конца трека определится формулой

$$\sigma(z) = \sqrt{\bar{\theta}_x^2} \cdot \frac{L}{\sqrt{3}} \quad (\text{Ш.37})$$

Для рассматриваемого случая $L = 10$ см, $T_R = 10$ Мэв, $\sigma(z) = 0,3$ мм, а вероятность $P_{>}(\theta) = 0,01$ при $\theta = 20$ мрад. При $T_R = 5$ Мэв и $L = 10$ см (расчёт сделан с учётом потерь энергии) $\sigma(z) = 0,66$ мм, а $P_{>}(\theta) = 0,01$ при $\theta = 40$ мрад. На рис.72 приведено двухмерное распределение импульсов в координатах энергия протона отдачи - проекция трека на ось камеры. (Данные эксперимента по р-р рассеянию при энергии 1 Гэв). Этот рисунок характеризует полученное экспериментально угловое разрешение. Как видно из графиков, в диапазоне $T_R = 2 \div 3$ Мэв разрешение по Z составляет $\text{FWHM} = 2 \div 3$ мм. С увеличением интенсивности пучка разрешение несколько ухудшается: $\text{FWHM} \approx 4$ мм (см. §4 гл.П). В пересчёте на угловое разрешение это составляет $\Delta\theta^0$ в диапазоне $3 \text{ Мэв} \leq T_R \leq 10 \text{ Мэв}$. С уменьшением энергии T_R угловое разрешение быстро ухудшается. Тем не менее, как видно из рис.71, угловое разрешение достаточно для выделения упругого р-р рассеяния вплоть до энергий ~ 20 Гэв.

Временное разрешение

Временное разрешение камеры определяется, в основном, шумами предусилителя в канале "катод", крутизной нарастания сигнала и характеристиками формирователя. Амплитуда полезных сигналов на катоде зависит не только от энергии, но и от положения трека в объёме камеры. Так для трека, расположенного на рассея-



72. Двухмерное распределение событий в координатах энергия протона отдачи — проекция трека на ось камеры.
 Приведены результаты эксперимента по р-р рассеянию при энергии 1,0 Гэв. Фон справа от пиков упругого рассеяния обусловлен рассеянием нейтронов в чувствительном объеме камеры.

нии 1 см от сетки $V_k = 100$ кэВ при $T_R = 1,0$ МэВ. Поэтому порог дискриминации должен быть достаточно низким, чтобы обеспечить высокую эффективность регистрации таких событий. Однако с уменьшением порога возрастает число шумовых срабатываний. В значительной мере это число удалось уменьшить с помощью специальной схемы дискриминации шумовых выбросов по их длительности. В результате число просчетов составляло менее 1% при амплитуде $V_k = 200$ кэВ и числе шумовых срабатываний 40 1/сек. На рис.73 приведены распределения импульсов в "катодном окне" для двух интервалов T_R . Как видно из рисунка, временное разрешение $FWHM = 0,3 \div 0,5$ мксек.

Информация о пробеге ядер отдачи

Такая информация получается из измерения отношения энергий T_B/T_A в тех случаях, когда пробег частицы отдачи больше радиуса анода А. На рис.74 показана зависимость оставляемой на анодах А и В энергии от энергии протона отдачи.

На рис.75 приведена матрица событий в координатах $T_A - T_B$. Ширина распределений в данном случае в значительной мере определяется профилем пучка. При использовании пропорциональных камер для регистрации рассеиваемой частицы становится возможным уточнение координаты входящей частицы и фиксация азимутального угла рассеяния. В этом случае точность измерения величины пробега частицы отдачи возрастает. Информация о пробеге полезна для дискриминации фоновых событий, а также упругих событий с очень большой передачей импульса. В варианте работы с дейтериевым

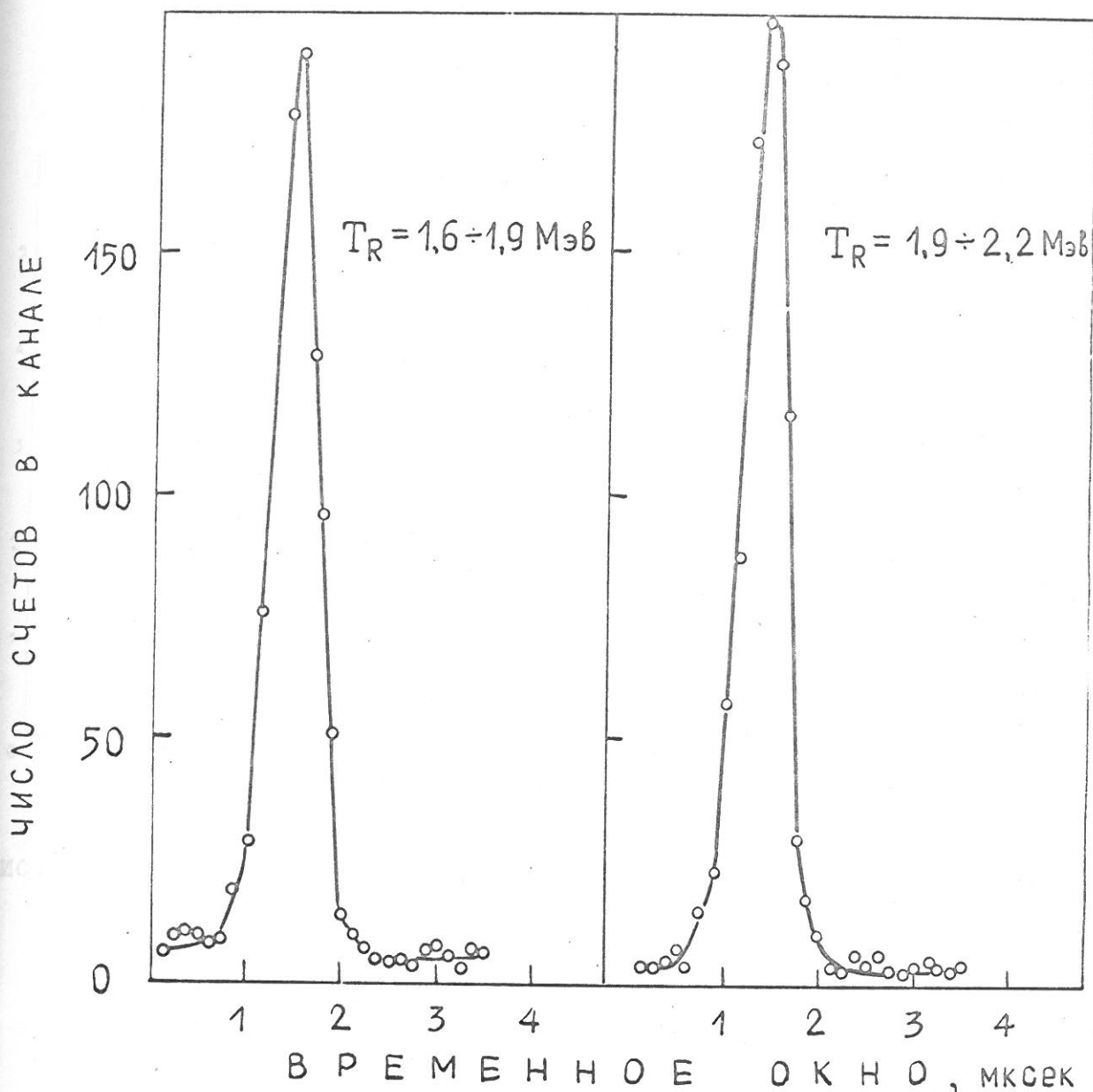


Рис.73. Распределение катодных импульсов t_k во временном окне для двух интервалов энергии протонов отдачи. Подложка обусловлена рассеянием фоновых нейтронов. Приведены данные эксперимента по p-p рассеянию при энергии 1,0 Гэв.

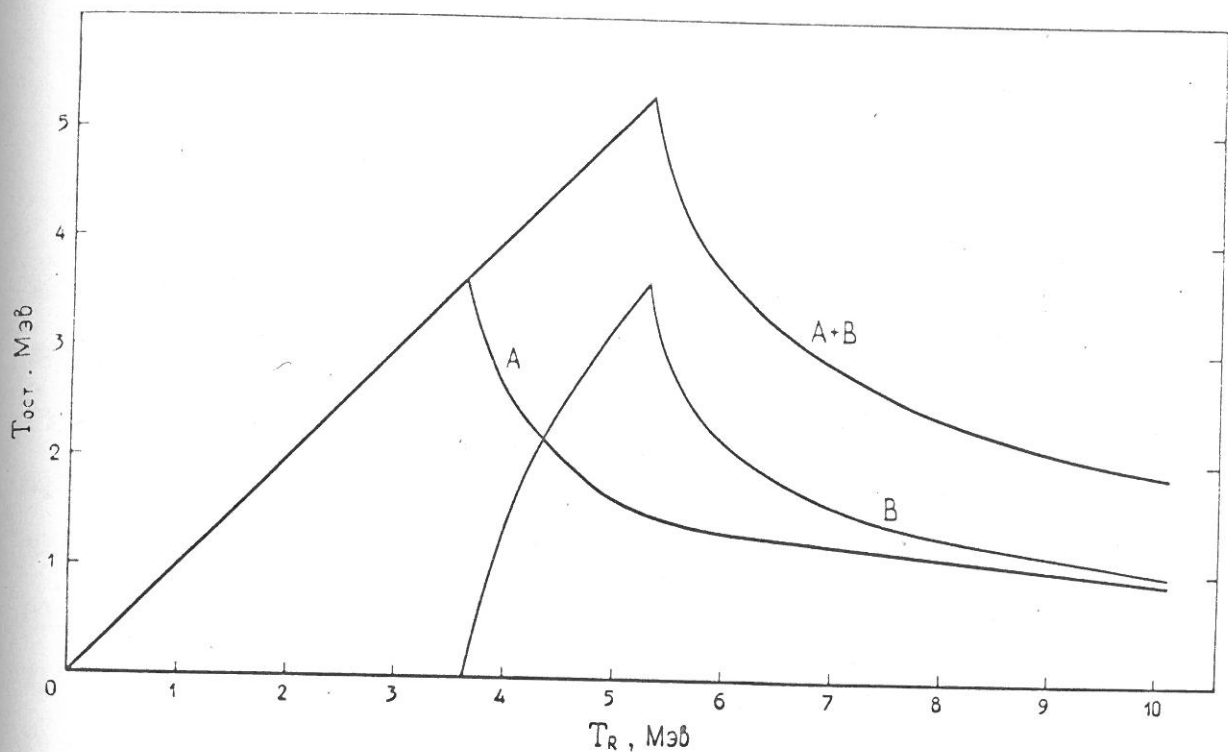


Рис.74. Величина энергии, оставляемой протоном отдачи в объеме, ограниченном анодом А и анодом В в зависимости от T_R . Расчёт выполнен с использованием зависимости пробег-энергия для давления 10 ата. Считается, что протон вылетает из центра камеры параллельно электродам.

$\rho_{\text{лаб.}} = 1,34 \text{ ГэВ/с}$

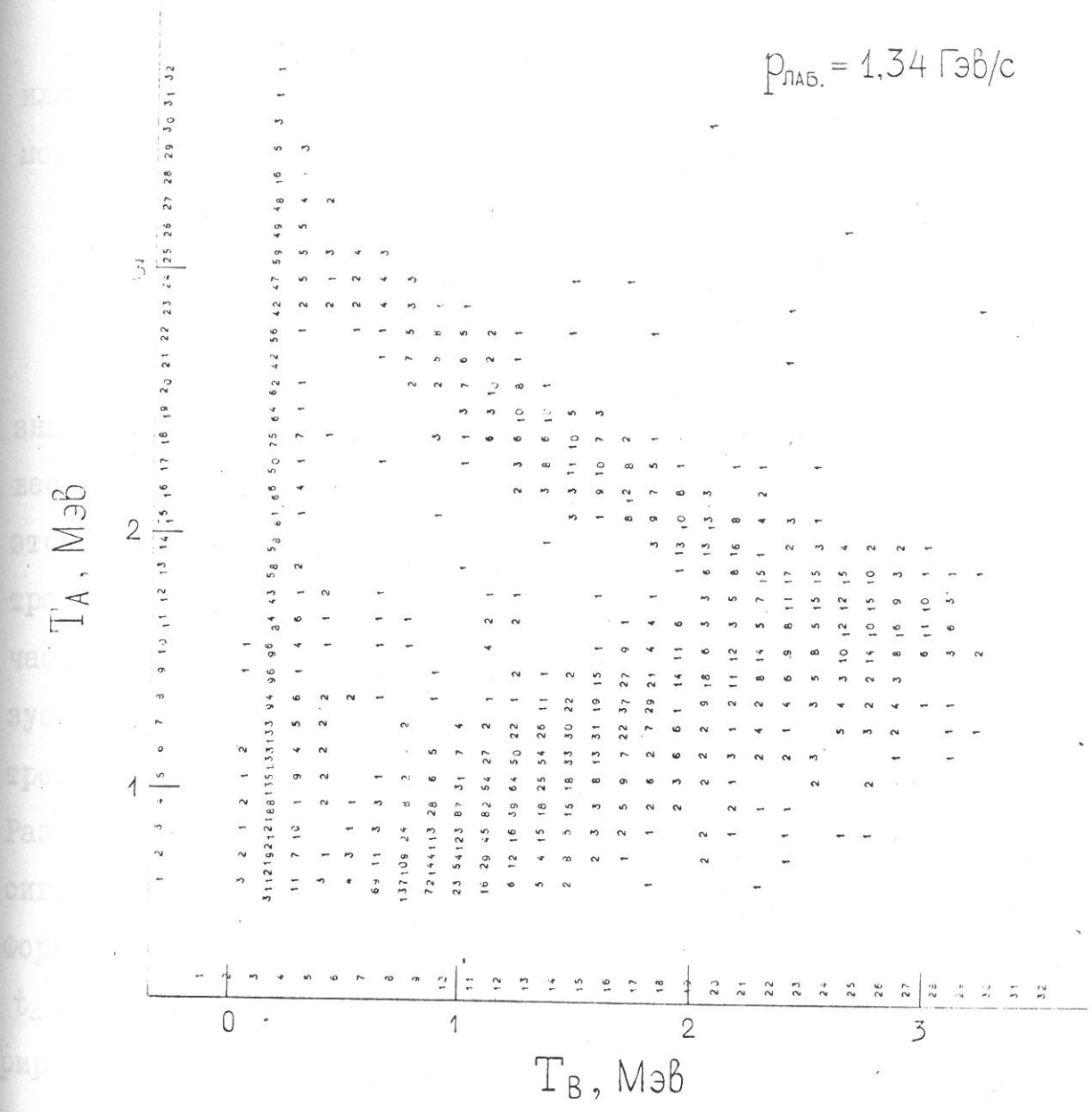


Рис.75. Матрица упругих событий в координатах амплитуда импульсов на аноде А - амплитуда импульсов на аноде В. Измерения выполнены при $\rho_{\text{лаб.}} = 1,34 \text{ ГэВ/с}$.

или гелиевым наполнением измерение пробега частицы отдачи помогает идентифицировать эти частицы (p , d , ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$).

Определение рабочего объёма

При вычислении дифференциального сечения важно точно знать размеры рабочего объёма. Хотя расстояние катод-сетка известно с точностью $\pm 0,2\%$, реально используется только часть этого объёма. Амплитуда импульсов на катоде, соответствующих трекам, расположенным около сетки, близка к нулю. Поэтому часть объёма около сетки (~ 2 см) не используется. Не используется также часть объёма вблизи катода (~ 1 см). Положение трека внутри рабочего объёма определяется по величине $(t_a - t_o)$. Разрешение по $(t_a - t_o)$ определяется, в основном, флуктуациями сигнала t_a , т.к. t_o задаётся сцинтилляционными счётчиками. Формирователь в канале "энергия", определяющий момент времени t_a , имеет дифференцирование на линии ($2\tau_\lambda = 3$ мксек) и интегрирование ($\tau_u = 1,5$ мксек). При этом практически сохраняется крутизна полезного сигнала ($t_\varphi = 2$ мксек) и ослабляется шум до уровня амплитудного канала. Выходной сигнал фильтра поступает на дискриминатор, который выделяет точку максимальной крутизны и одновременно осуществляет амплитудную компенсацию. Временное разрешение иллюстрирует рис.76, где показан временной спектр сигналов $(t_a - t_o)$ для меняющихся по амплитуде генераторных импульсов V_a (от 300 кэв до 5 Мэв). Достигнутое временное разрешение соответствует пространственному разрешению $\text{FWHM} \approx 1$ мм. Выделение объёма достигается фиксацией интер-

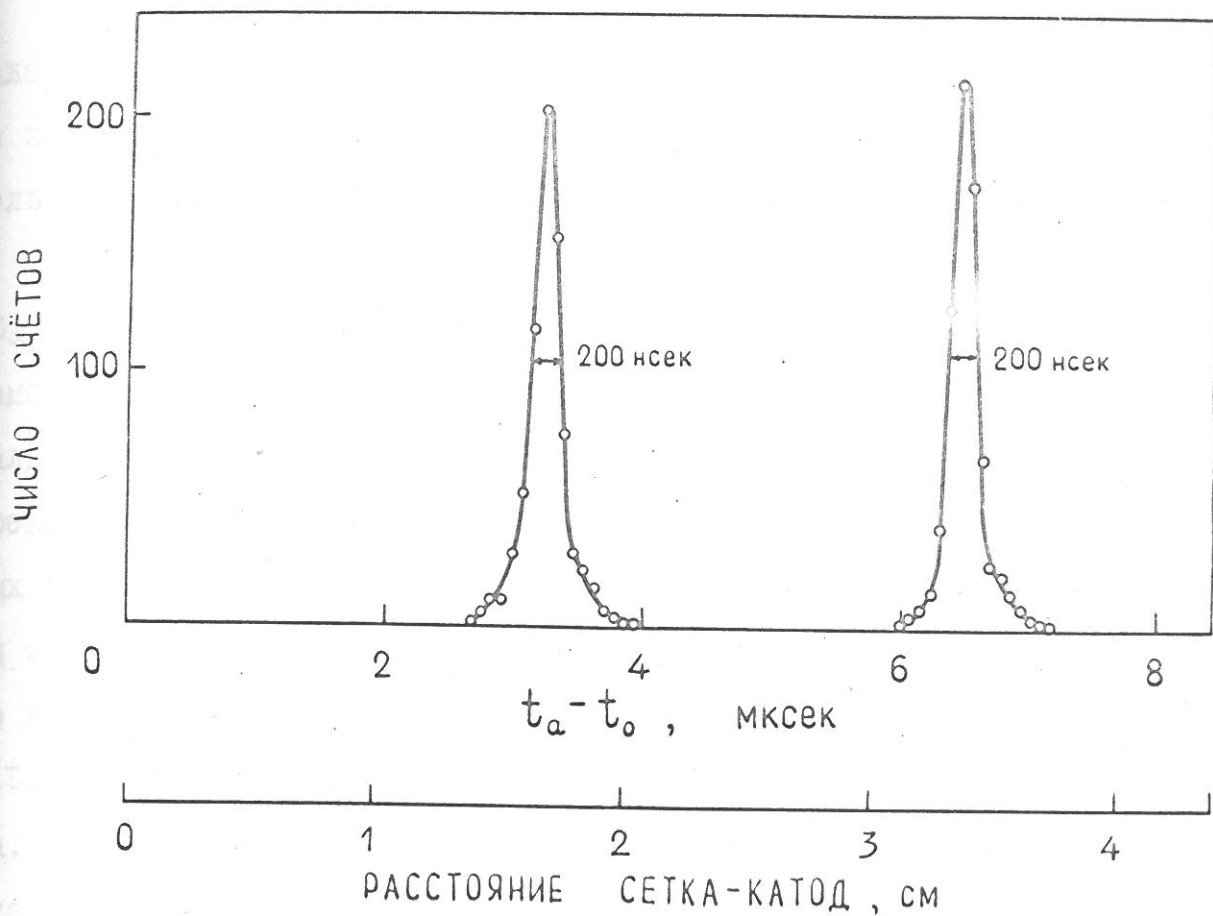


Рис.76. Временной спектр генераторных сигналов с фиксированным интервалом $t_a - t_0$.

При измерениях амплитуда сигналов V_a изменялась от 300 кэВ до 5 МэВ. Внизу приведена шкала, позволяющая определить пространственное разрешение детектора.

вала $\Delta t_\alpha = (t_\alpha - t_0)_{\text{макс.}} - (t_\alpha - t_0)_{\text{мин.}}$. Подчеркнём, что Δt_α не зависит от T_R , поэтому можно гарантировать высокую относительную точность выделения рабочего объёма.

Для абсолютных измерений необходимо прокалибровать шкалу $(t_\alpha - t_0)$, связав её с расстоянием катод-сетка. Это делается с помощью α -репера. Из α -спектра отбираются импульсы с максимальным отношением V_k/V_α . При $V_k/V_\alpha = 1$ импульсы соответствуют трекам α -частиц, лежащим в плоскости катода. Затем для отобранных полезных событий в диапазоне энергий $T_R = 1 \div 2,5$ Мэв строится зависимость V_k/V_α от $(t_\alpha - t_0)$. Экстраполяция этой зависимости до пересечения с линиями $V_k/V_\alpha = 1$ и $V_k/V_\alpha = 0$ *) даёт значение Δt_α , соответствующее хорошо измеренному расстоянию катод-сетка. Погрешность такой калибровки оценивается в $\pm 1\%$, что и составляет основную погрешность в абсолютном измерении дифференциальных сечений.

*) Точнее, экстраполяция должна быть к значению $V_k/V_\alpha = \varkappa$, где $\varkappa = 1,8\%$ - коэффициент прозрачности сетки.

§ 3. Исследование упругого р-р рассеяния в области кулоновской интерференции в диапазоне энергий 500÷1000 МэВ /1857

С помощью описанного в § 2 ионизационного детектора протонов отдачи были измерены дифференциальные сечения упругого р-р рассеяния в диапазоне переданных импульсов $2 \cdot 10^{-3} \leq |t| \leq 8 \cdot 10^{-3} \text{ (ГэВ/с)}^2$. Измерения были выполнены при $P_{\text{лаб.}} = 1,11 \text{ ГэВ/с}$, $1,28 \text{ ГэВ/с}$, $1,34 \text{ ГэВ/с}$, $1,40 \text{ ГэВ/с}$ и $1,69 \text{ ГэВ/с}$. Схема эксперимента показана на рис.77. Выведенный из синхроциклотрона пучок протонов направлялся в протонный тракт, состоящий из системы квадрупольных линз и отклоняющего магнита, фокусировался на вход детектора протонов отдачи и затем уводился за бетонную защиту. Большая часть тракта вакуумировалась. Эти меры обеспечили низкий уровень нейтронного фона во время эксперимента. Пучки протонов с энергией, меньшей 1000 МэВ, получались поглощением части энергии в медном поглотителе. При этом средняя энергия протонов в пучке определялась расчётным способом по кривой пробега энергии в меди. Кроме того, были проведены контрольные измерения по времени пролёта на базе 31,6 м. (S_0 - старт, S_1 - стоп, рис.77). Результаты измерений приведены в таблице 30. Эти же измерения показали, что примесь других частиц, в частности, дейтронов в протонном пучке пренебрежимо мала. Можно было также оценить энергетический спектр пучков, в особенности, определить величину низкоэнергетического хвоста. Было показано, например, что при энергии $T_p = 510 \text{ МэВ}$ число протонов с $T_p \leq 450 \text{ МэВ}$ не превышает 2%. Размеры пучка на входном окне детектора протонов

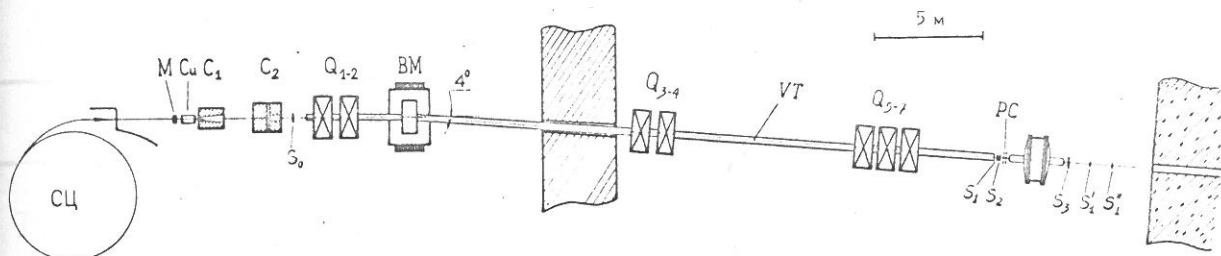


Рис. 77. Схема эксперимента по измерению дифференциального сечения упругого p - p рассеяния при энергии протонов $500 \div 1000$ Мэв.

СЦ - протонный синхроциклотрон,

$Q_{1 \div 7}$ - квадрупольные магнитные линзы,

ВМ - отклоняющий магнит,

VT - вакуумный тракт,

Cu - медный поглотитель,

C_1, C_2 - коллиматоры,

М - монитор,

РС - пропорциональные камеры для измерения профиля пучка,

$S_1 \times S_2 \times S_3$ - сцинтилляционные счётчики триггерной системы,

S_0, S_1', S_1'' - сцинтилляционные счётчики для измерения энергии протонов во времени пролёта.

Таблица 30

Энергия протонов в сформированных пучках

Толщина поглотителя		Расчётная энергия ^{/243/}	Энергия, измеренная по времени пролёта
мм	г/см ² ж)	Мэв	Мэв
176,0	157	750	-
209,6	187	698	714 ± 14
242,4	216	648	650 ± 12
326,0	291	513	-

ж) $\rho = 8,942 \pm 0,018 \text{ г/см}^3$.

отдачи составляли $\text{FWHM}(x) \approx \text{FWHM}(y) \approx 8 \text{ мм}$. Расходимость пучка $\pm 0,3^\circ$. Интенсивность - 10^4 протонов/сек. Коэффициент заполнения (duty -фактор) - 50%. При такой интенсивности скорость набора полезных событий в диапазоне $T_R = 1 \div 4 \text{ Мэв}$ составляла 100 событий/час.

Число проходящих через камеру частиц определялось прямым счётом телескопом сцинтилляционных счётчиков $S_1^{\wedge} S_2^{\wedge} S_3$. Импульс $S_1^{\wedge} S_2^{\wedge} S_3$ использовался в качестве триггерного сигнала для детектора ядер отдачи. Этот сигнал открывал временное окно длительностью 4 мксек. Если в течение этого времени срабатывал катодный формирователь, то открывалось анодное окно (20 мксек). В случае срабатывания анодного формирователя событие принималось ЭВМ. При этом измерялись параметры $V_A; V_B; \theta_{A+B}; V_K; t_a - t_o; \theta_A$.

Во время эксперимента на вход предусилителей непрерывно подавались импульсы с программно-управляемого генератора точной амплитуды. Форма импульсов была близка к форме реальных сигналов. Таким образом имитировались реальные события в исследуемом диапазоне T_R . Контролировались линейность и стабильность спектрометрических и временных трактов, а также измерялась эффективность регистрации. ЭВМ останавливала измерения, если эффективность падала до величины $< 98\%$.

Импульсы, возникающие на электродах камеры из-за ионизации, производимой первичными частицами, компенсировались с помощью специальной схемы, срабатывающей от совпадений $S_1 \wedge S_2$. Особое внимание уделялось эффективности счётчика S_3 (диаметр 250 мм). Специальными измерениями до и после эксперимента было показано, что эффективность S_3 составляла $\geq 99,8\%$ и была однородна по поверхности счётчика с точностью $\pm 0,2\%$.

На рис.78 приведена матрица событий в координатах энергия - угол, являвшаяся в этих измерениях контрольной. Контрольная матрица вместе со всеми одномерными распределениями рабочих и контрольных событий периодически выводилась на печать. При выводе можно было устанавливать "окна" в различных каналах. В данном случае был использован "режим антисовпадения с анодом В" ($T_B \leq 100$ кэв) и введены ограничения "по объёму": $(t_a - t_o)_{\text{мин.}} \leq t_a - t_o \leq (t_a - t_o)_{\text{макс.}}$. В приведённой матрице полезные события ($\theta_R \approx 90^\circ$) должны лежать на диагонали. Как видно из рис.78, при энергии $T_R > 1,6$ Мэв не возникает проблемы отделения полезных событий от фоновых. Однако с уменьшением энергии T_R фон возрастает. Большая часть фона обусловлена рассеянием ней-

$T_A, \text{МэВ}$

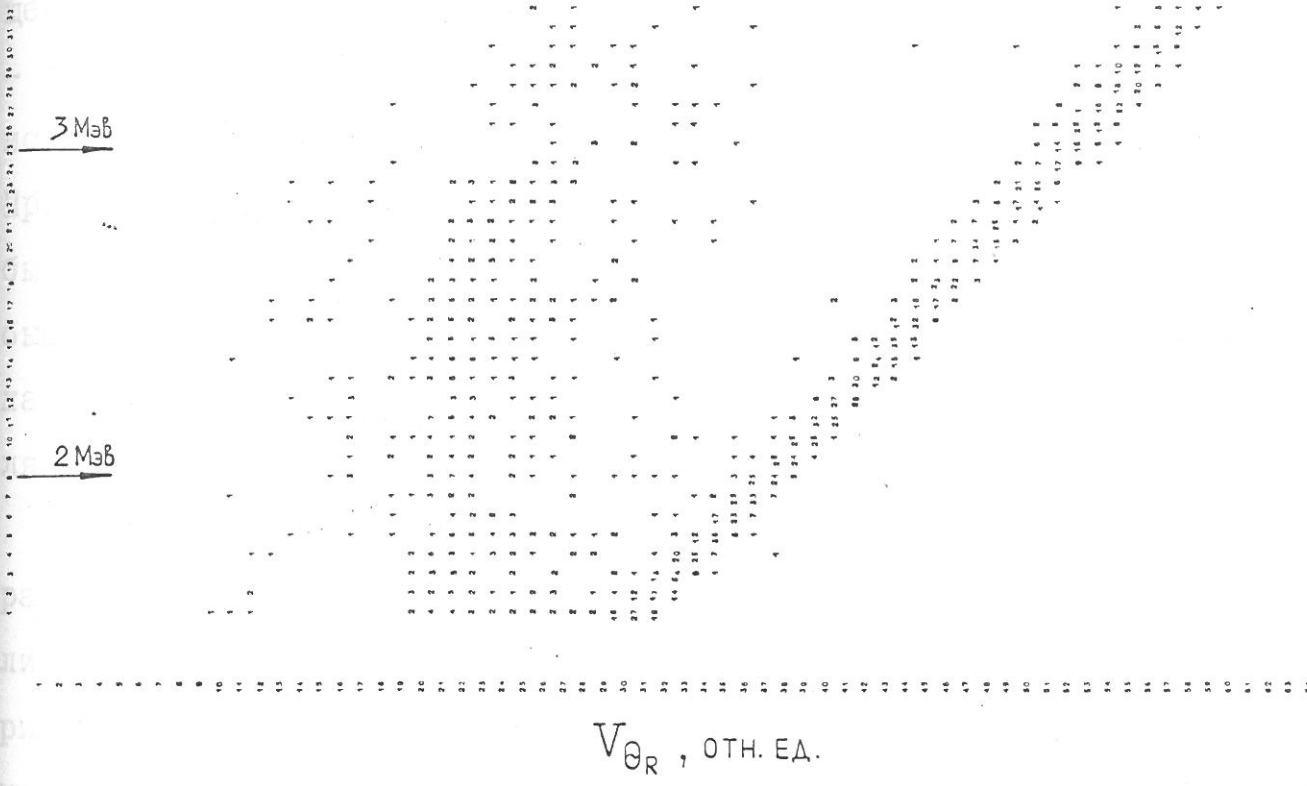


Рис.78. Матрица событий в координатах энергия протона отдачи - амплитуда импульса в угловом канале.

Упругие события группируются около диагонали. Фон слева обусловлен ядерными реакциями и рассеянием нейтронов на водороде. Измерения выполнены при $p_{\text{лаб.}} = 1,7 \text{ ГэВ/с.}$

тронов в рабочем объёме камеры. Такие события равномерно распределены во временном окне и могут быть вычтены соответствующей экстраполяцией. Для этого использовалась матрица "энергия - временное окно" (рис.79). Минимальная энергия протонов отдачи, использованных при обработке результатов, составляла $T_R \sim 1,25$ Мэв. При этом величина вычтенного фона не превышала 20% от числа событий. С ростом T_R отношение числа фоновых событий к полезным быстро падает и при энергии 3 Мэв составляет около 1%. Калибровка энергетической шкалы и определение рабочего объёма осуществлялись методами, изложенными в § 2.

На рис.80 приведены дифференциальные сечения упругого р-р рассеяния при $p_{\text{лаб.}} = 1,1 \div 1,7$ Гэв/с. Сечения аппроксимировались интерференционной формулой (Ш.14), и из фитирования экспериментальных данных находились параметры ε_{pp} и β_{pp}^2 . Параметр наклона фиксировался: $B_{pp} = 5$ (Гэв/с) $^{-2}$ при $T_p = 1$ Гэв и $B_{pp} = 0$ при остальных энергиях. Результаты приведены в таблице 31. Здесь следует сделать одно замечание. В наших расчётах были использованы данные Багга и др. /146/ о полных сечениях σ_{pp} . Однако, как следует из обсуждения в § 1, полученные в работе /146/ значения σ_{pp} при $p_{\text{лаб.}} = 1,11$ Гэв/с и $p_{\text{лаб.}} = 1,28$ Гэв/с, по-видимому, следует уменьшить на $\approx 1,5$ мбн. Эти изменения не отразятся на величине ε_{pp} , но приведут к увеличению β_{pp}^2 на $\approx 0,1$. Поэтому правильными значениями β_{pp}^2 следует считать $\beta_{pp}^2 = 0,37 \pm 0,06$ при $p_{\text{лаб.}} = 1,11$ Гэв/с и $\beta_{pp}^2 = 0,04 \pm 0,04$ при $p_{\text{лаб.}} = 1,28$ Гэв/с. Значение $\sigma_{\text{опт.}}$ на рис.80 вычислено с использованием исправленных значений σ_{pp} .

$T_A, \text{МэВ}$

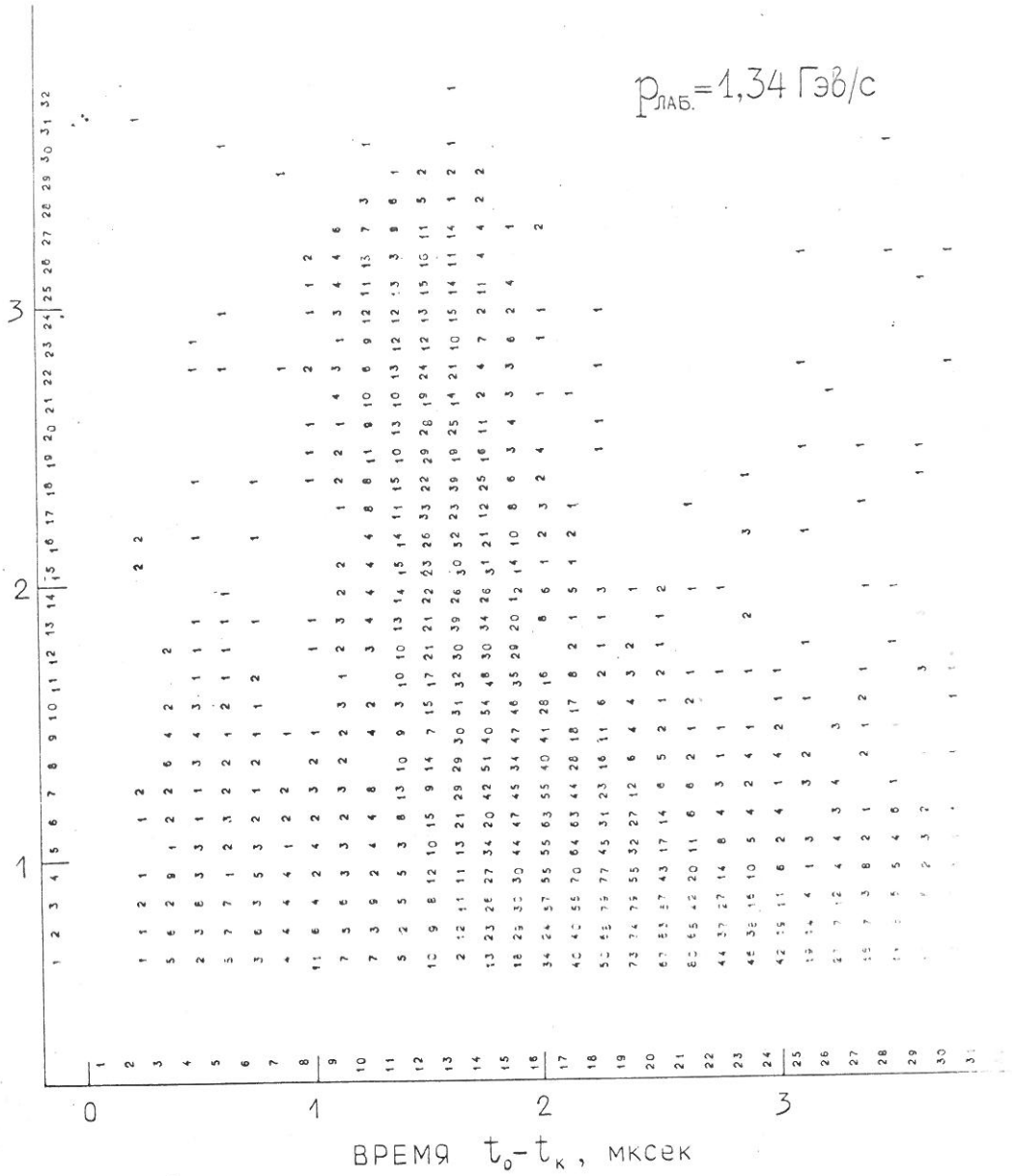


Рис.79. Распределение событий во временном окне.

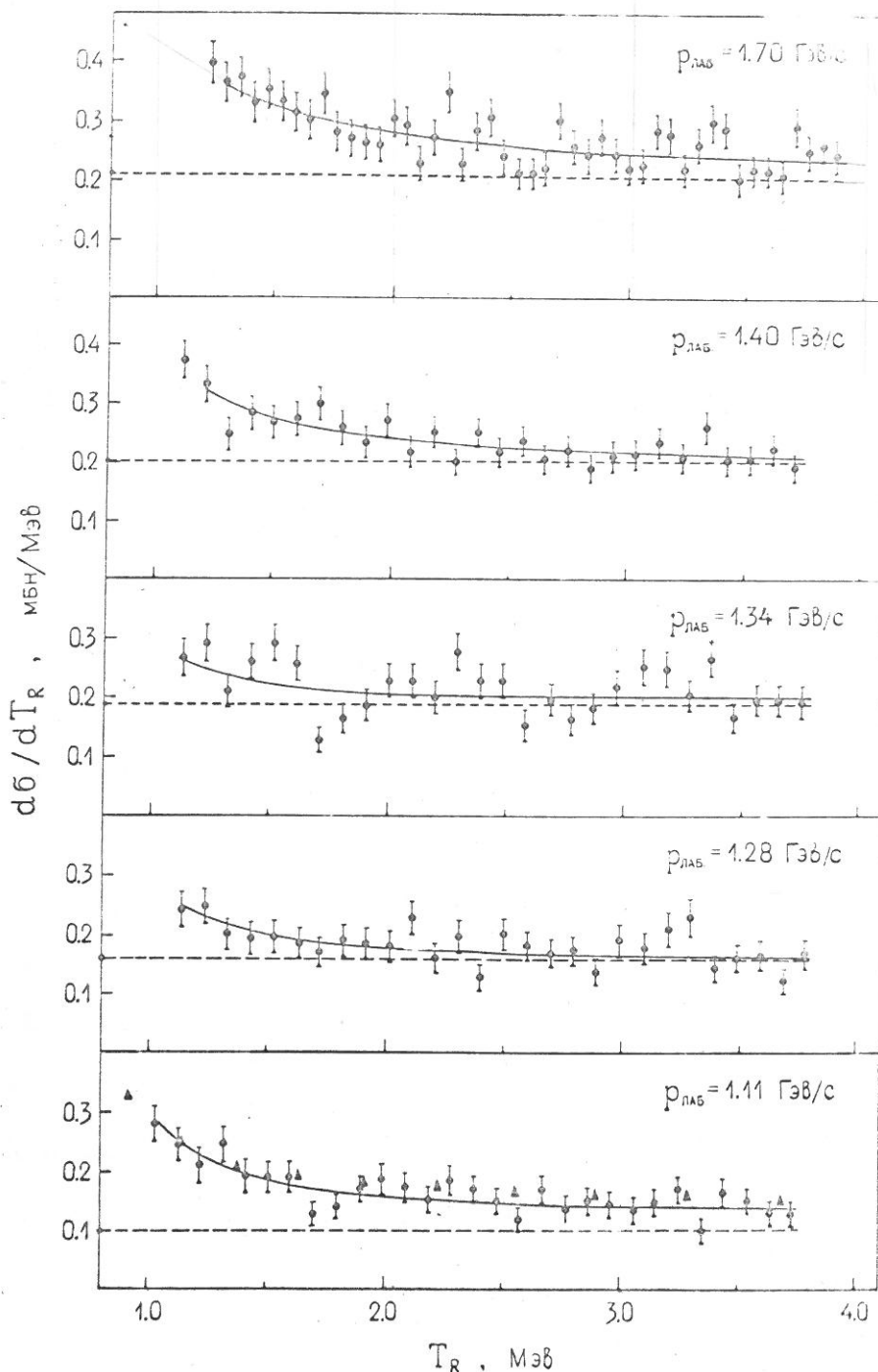


Рис. 80. Дифференциальные сечения упругого p - p рассеяния при $p_{\text{лаб.}} = 1, 1,5, 1,7$ Гэв/с.

Сплошные линии - расчёт по интерференционной формуле (Ш.14) с параметрами, приведёнными в таблице 1.

Пунктирные линии есть $\frac{d\sigma}{dT_R} = \left(\frac{d\sigma}{dT_R}\right)_{\text{опт.}} \cdot e^{-V_{pp}T}$

где $V_{pp} = 5 \text{ (Гэв/с)}^{-2}$ при $p_{\text{лаб.}} = 1,7 \text{ Гэв/с}$

$V_{pp} = 0$ в остальных случаях.

Таблица 3I

Результаты измерений

Импульс протонов, Гэв/с	σ_{pp} , /I46/ мбн	ϵ_{pp}	β_{pp}^2	χ^2	Число степеней свободы
I, II	34,03	$0,321 \pm 0,074$	$0,274 \pm 0,065$	28	27
I, 28	43,23	$0,294 \pm 0,073$	$-0,065 \pm 0,040$	30	26
I, 34	44,86 ^{ж)}	$0,372 \pm 0,088$	$0,059 \pm 0,062$	59	25
I, 40	46,49	$0,099 \pm 0,082$	$0,013 \pm 0,061$	18	25
I, 70	47,55	$-0,105 \pm 0,085$	$0,008 \pm 0,086$	48	43

ж) Экстраполированное значение.

Обсуждение полученных данных было, фактически, приведено в § I. В заключение, укажем на сравнение измеренного нами дифференциального сечения при $p_{\text{лаб.}} = I, II$ Гэв/с с сечением, полученным в недавней работе группы ЦЕРНа /I74/ при $p_{\text{лаб.}} = I,09$ Гэв/с. Как видно из рис.80, результаты эксперимента в ЦЕРНе довольно хорошо совпадают с нашими.

§ 4. Дальнейшее развитие метода детектирования ядер отдачи

Дальнейшее развитие метод получил в ходе подготовки к проведению исследований на строящемся в ЦЕРНе ускорителе протонов на энергию до 400 Гэв. В 1974 году комитет SPS одобрил предложение ЛИАФ совместно с институтом Г.Вернера (Швеция) и университетами в Лионе и Клермон-Ферране (Франция) о постановке эксперимента по изучению рассеяния π^{\pm} и K^{\pm} -мезонов на протонах в области кулоновской интерференции. Первая очередь эксперимента (1976-77 гг) предусматривает проведение исследований при энергиях мезонов до 150 Гэв. Затем с 1978 г., после ввода в строй каналов пучков высоких энергий, исследования будут продолжены вплоть до энергии 400 Гэв. Задачами эксперимента являются:

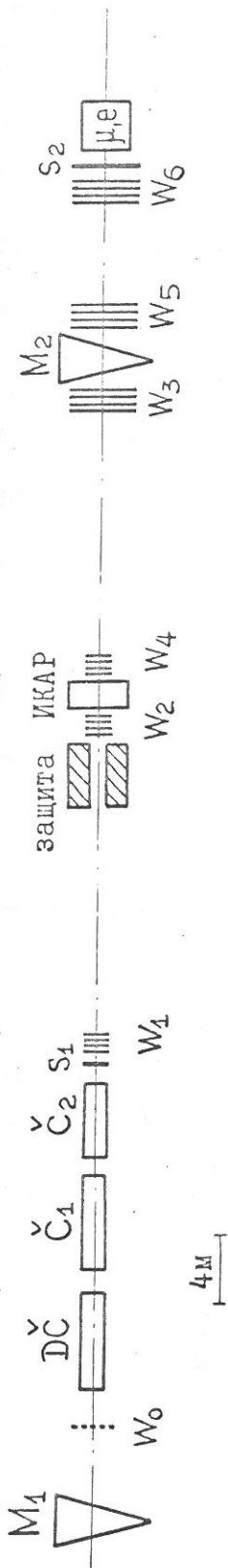
1. Измерение реальной части амплитуды $\pi^{\pm}p$, $K^{\pm}p$, $p^{\pm}p$ рассеяния с целью проверки дисперсионных соотношений и исследования асимптотического поведения сильного взаимодействия.
2. Изучение s -зависимости параметра наклона дифракционного конуса в $\pi^{\pm}p$ рассеянии в области $|t| \leq 0,03$ (Гэв/с)².
3. Исследование s -зависимости параметра наклона дифракционного конуса в $\pi^{\pm}d$ и $\pi^{\pm}He$ рассеянии в области переданных импульсов $|t| \leq 0,08$ (Гэв/с)².

В основе метода лежит использование ионизационного детектора ядер отдачи. При этом метод был значительно усовершенствован, что позволило:

- 1) Существенно увеличить скорость набора статистики.
- 2) Расширить диапазон переданных импульсов в сторону больших $|t|$.
- 3) Измерять одновременно с параметрами ядра отдачи импульс и угол рассеяния первичной частицы.

Работа по созданию установки для эксперимента в ЦЕРНе проводилась в течение 1973-76 гг. Отработка отдельных узлов и вариантов установки была осуществлена в экспериментах, выполненных в Гатчине и Серпухове. В этих опытах исследовалось p - p , p - d и p - He рассеяние при энергии 600 Мэв и 1000 Мэв, а также π^-p , π^-He рассеяние при энергии 40 Гэв. К моменту написания диссертации разработка и испытания аппаратуры закончены. Оборудование монтируется на π -мезонном канале в ЦЕРНе. Эксперимент должен начаться с запуском ускорителя SPS в октябре 1976 г. Здесь мы обсудим некоторые особенности и параметры установки.

Конструкция ионизационной камеры схематически показана на рис.81. В объёме камеры размещены 6 модулей, аналогичных описанному в § 2, что повышает скорость набора статистики в 6 раз. Изменена также конструкция электродов. Добавлен кольцевой анод С. Информация с анода С помогает устранить неоднозначность при измерении энергии протонов отдачи, имеющих пробег, лишь немного превышающий внешний диаметр анода В. Увеличен внешний диаметр охранного катодного кольца. Тем самым обеспечена однородность электрического поля на границе анод В - анод С. Т.о. чувствительный объём камеры ограничен цилиндрической поверхностью с диаметром, равным внешнему диаметру кольца В. Наконец, увеличен диаметр катода до 300 мм. Эти меры позволяют измерять энергию ядер отдачи в тех случаях, когда пробег не укладывается в чувствительном объёме камеры. (Энергия T_R восстанавливается по измеренной энергии $T_{ост.} = T_A + T_B$, рис.74). Таким способом удаётся расширить диапазон измеряемых энергий протонов отдачи до ~ 15 Мэв $[|t| = 0,03 \text{ (Гэв/с)}^2]$, обеспечив возможность измерения параметра наклона дифракционного



ИКАР — детектор ядер отдачи

W_0, W_{1-6} — пропорциональные камеры

$S_{1,2}$ — сцинтилляционные счётчики

$D\check{C}$ — дифференциальный черенковский счётчик

$\check{C}_{1,2}$ — пороговые черенковские счётчики

$\mu.e$ — детектор мюонов и электронов

M_1, M_2 — магниты спектрометров

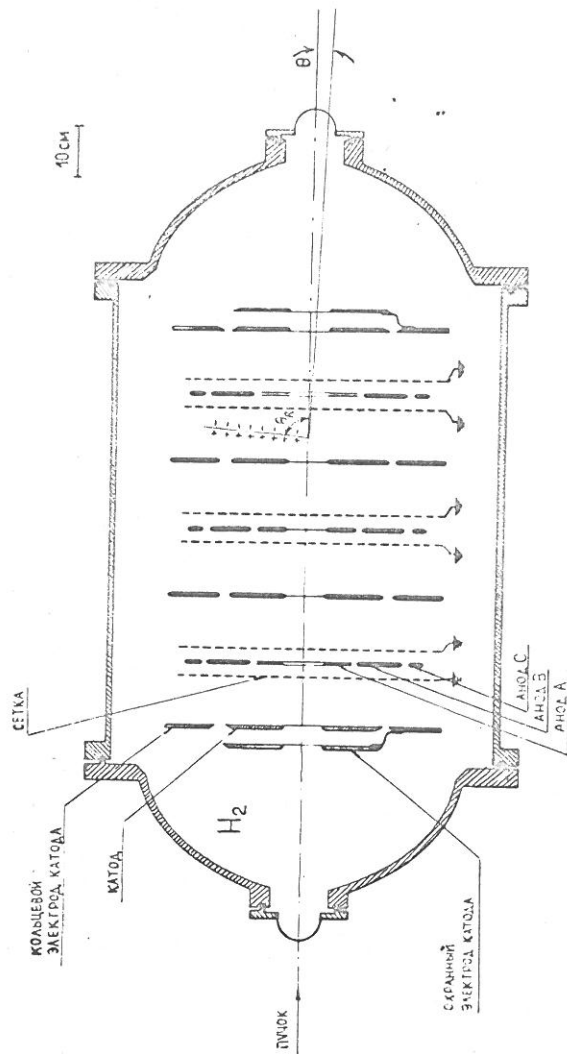


Рис. 81. Схема эксперимента по изучению рассеяния адронов на малые углы на ускорителе SPS в ЦЕРНе.

конуса^ж).

Угол рассеяния первичной частицы измеряется с помощью системы пропорциональных камер (W_{1-3} на рис. 8I). Используются пропорциональные камеры с шагом намотки $S = 1$ мм. В каждой плоскости W_{ix} и W_{iy} имеется по 2 камеры, смещённые на $S/2$. При расстоянии между камерами 20 м угловое разрешение составляет $d\theta = \pm 0,025$ мрад. При энергии 100 Гэв такой же вклад в угловое разрешение даёт кулоновское рассеяние на входных окнах ионизационной камеры (толщина окон $2 \times 0,28$ мм стали). Таким образом, полное угловое разрешение составляет $d\theta \approx \pm 0,04$ мрад при $p = 100$ Гэв/с, что соответствует $dT_R = 0,4$ Мэв при $|t| = 10^{-2}$ (Гэв/с)² и $dT_R = \pm 0,12$ Мэв при $|t| = 10^{-3}$ (Гэв/с)². Хотя это разрешение значительно уступает разрешению детектора отдачи, тем не менее корреляция $\theta - T_R$ оказывается исключительно полезной для дискриминации фоновых реакций.

ж) Здесь можно указать на одну возможность существенного расширения диапазона переданных импульсов. Если к водороду добавить, например, $\sim 10\%$ аргона, то тормозная способность возрастет вдвое, соответственно и диапазон по $|t|$ увеличится до $t_{\text{макс}} \approx 0,06$ (Гэв/с)². Такой вариант работы камеры нам представляется реальным, хотя при этом возникает задача разделения упругих и квазиупругих событий. Как будет видно из дальнейшего, имеется целый ряд критериев для выделения упругого рассеяния. Однако пока не ясно, окажутся ли эти критерии достаточными в обсуждаемом здесь случае.

При повышении энергии до 400 Гэв пространственное разрешение пропорциональных камер $d\theta = \pm 0,025$ мрад может оказаться недостаточным. Однако был найден простой способ улучшения пространственного разрешения без увеличения состава электроники. Для этого нужно повернуть пропорциональные камеры на небольшой угол, такой, чтобы число одиночных срабатываний нитей было равно числу парных срабатываний. При этом, как видно из рис.82, пространственное разрешение камеры с шагом 1 мм улучшается до $\text{FWHM} = 0,6$ мм. Подробности можно найти в работе /244/. В таком варианте угловое разрешение установки является достаточным вплоть до энергий 400 Гэв. (Расстояние между камерами в этом случае будет увеличено до 30 м).

Импульс первичной частицы измеряется с помощью отклоняющих магнитов и пропорциональных камер W_{3+6} . Интересной особенностью совместного использования детектора отдачи и магнитного спектрометра является относительная скромность требований к импульсному разрешению спектрометра. Действительно, для детектора отдачи наиболее трудной задачей является отделение неупругих процессов с малой величиной недостающей массы. Но в таких событиях импульсы в лабораторной системе всех быстрых частиц, включая лидирующую частицу, значительно отличаются от $p_{\text{лаб.}}$ упруго рассеянных частиц. Как видно из рис.83, при $p_{\text{лаб.}} = 100$ Гэв/с и $\Delta p/p = 2\%$ импульсным анализом полностью дискриминируются события с $M_X < 5M_\pi$. События же с $M_X > 5M_\pi$ отделяются от упругого рассеяния по углу протона отдачи θ_R . Расчётное импульсное разрешение установки составляет $\Delta p/p = \pm 0,2\%$, что должно обеспечить выделение упругого рассеяния во всём исследуемом диапазоне энергий.

Итак, в данном методе используются два независимых способа

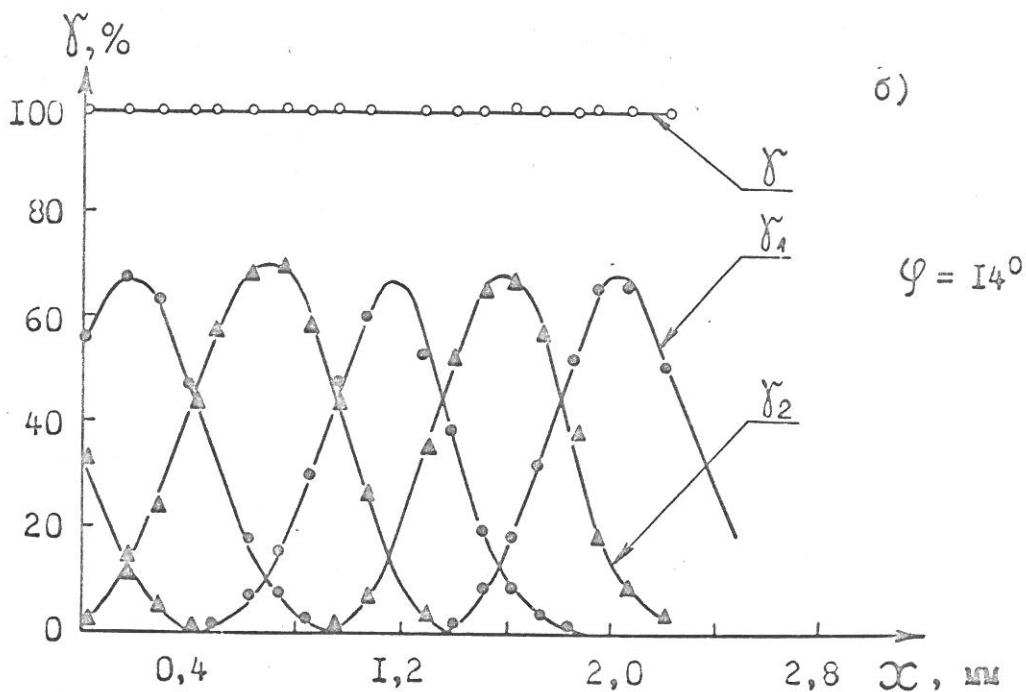
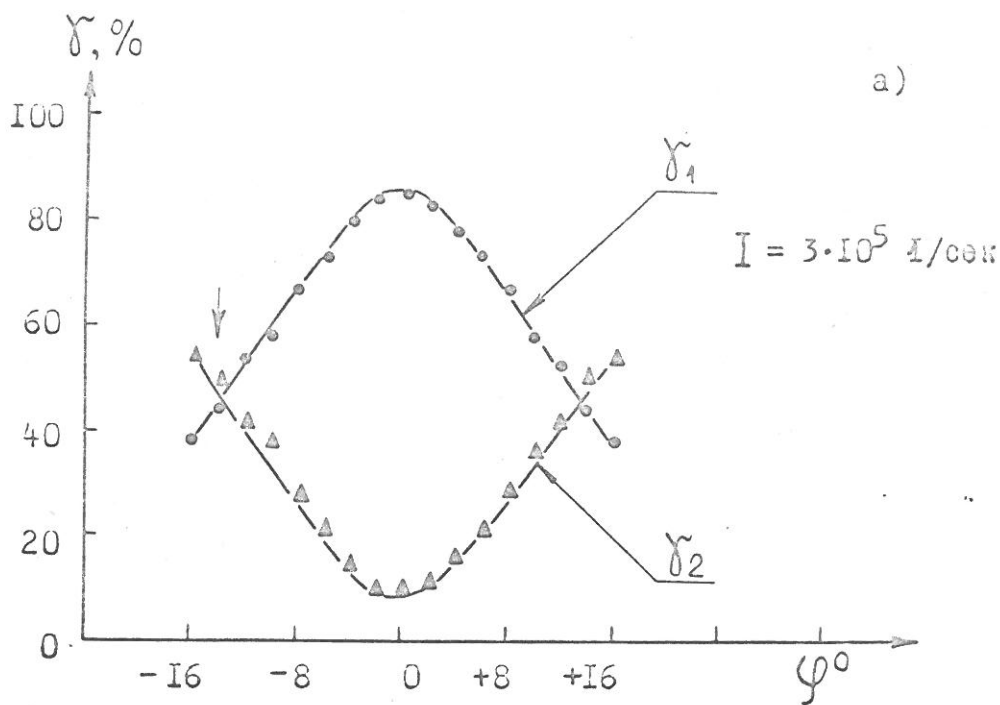


Рис. 82. а) Зависимость числа одиночных (γ_1) и двойных (γ_2) срабатываний нитей в пропорциональной камере от угла поворота камеры относительно пучка.

б) Пространственное разрешение камеры, повернутой относительно пучка на угол 14° .

Шаг намотки камер $S = 1 \text{ мм}$, наполнитель - "магический газ".

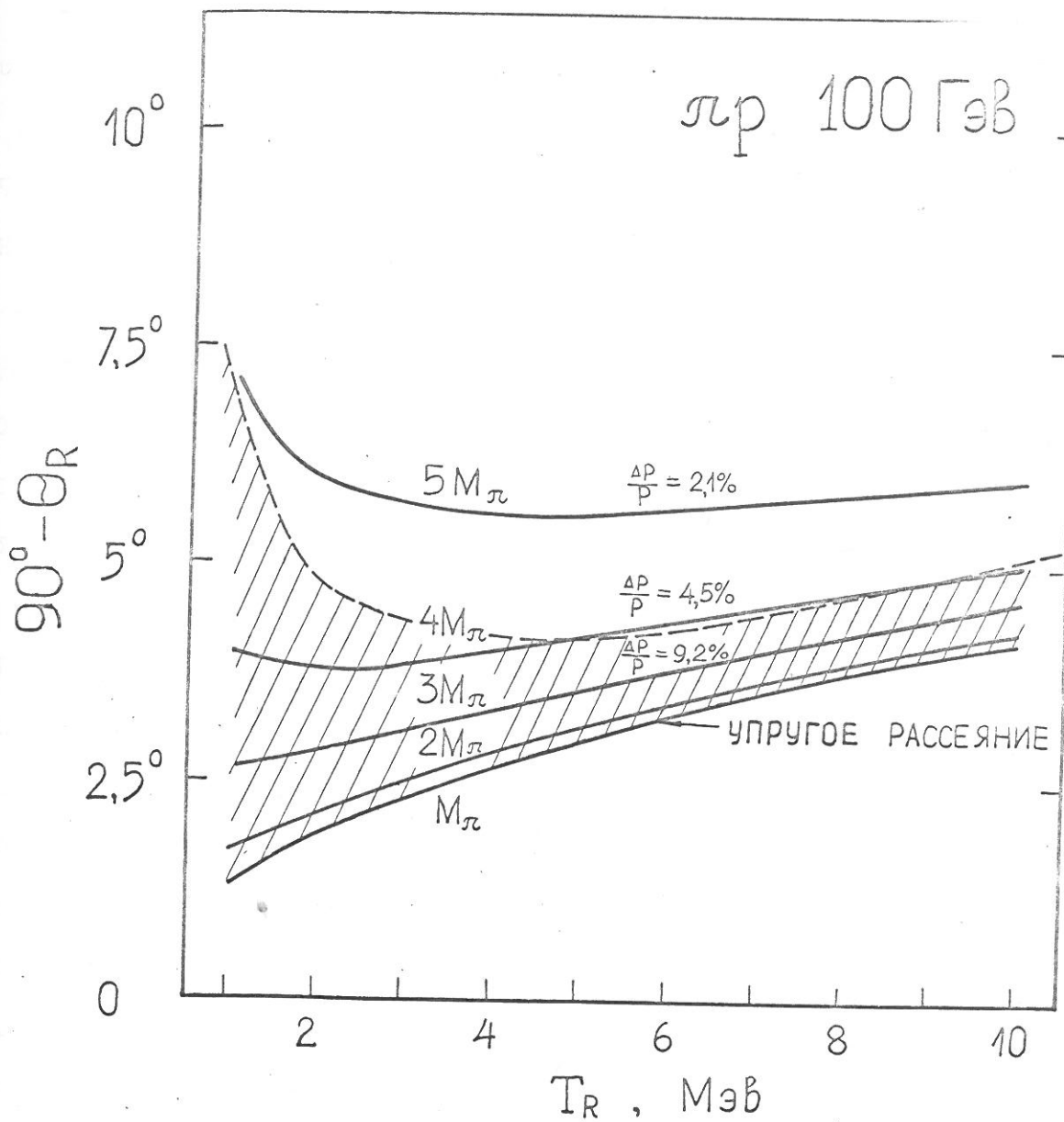


Рис.83. Зависимость угла вылета протона отдачи θ_R от энергии T_R при разной величине недостающей массы.

$\Delta P/p$ - разрешение магнитного спектрометра, достаточное для полной дискриминации событий с данной величиной M_x .
 Заштрихованная область - угловое разрешение детектора отдачи.

отделения упругого рассеяния от неупругих процессов - по корреляции $\Theta - T_R$ и по корреляции $\Theta_R - p_{\text{лаб.}}$, т.е. задача решается со значительным переопределением. Это качество может оказаться особенно полезным в будущих экспериментах при энергиях в тысячи Гэв. Для иллюстрации на рис.84 приведено распределение отобранных по импульсу ($\Delta p/p = 2\%$) событий, относящихся к π^+p рассеянию при энергии 40 Гэв, в координатах $T_R - \Theta_R$. На рис.85 приведено распределение этих же событий в координатах $T_R - \Theta$. Как видим, в обоих распределениях упругие события достаточно надёжно выделяются.

Скорость набора статистики, как уже отмечалось, за счёт изменения конструкции камеры была увеличена в 6 раз. Однако основное увеличение скорости счёта достигнуто за счёт увеличения допустимой интенсивности пучка от 10^4 частиц/сек до 10^6 частиц/сек. Довольно низкое временное разрешение детектора ядер отдачи ограничивает число триггеров на уровне $\sim 10^4$ Г/сек. Если нет предварительного отбора, то число триггеров равно числу прошедших частиц. При использовании пропорциональных камер появляется возможность предварительного отбора за счёт исключения из регистрации частиц, рассеянных на угол, меньший заданного. В нашей установке эта задача решается с помощью специального быстродействующего вычислительного устройства, считывающего информацию с камер W_{1+3} и определяющего угол рассеяния за время 120 нсек. При этом, как показал опыт, коэффициент подавления пучка составляет 100, что и позволяет поднять интенсивность пучка до 10^6 частиц/сек^ж).

^ж Имеется в виду 10^6 частиц за импульс длительностью 1 сек. На ускорителе SPS длительность пучка ≈ 1 сек каждые 3,6 сек или 6сек в зависимости от режима работы ускорителя. Интенсивность пучка $\sim 10^7$ π -мезонов за импульс.

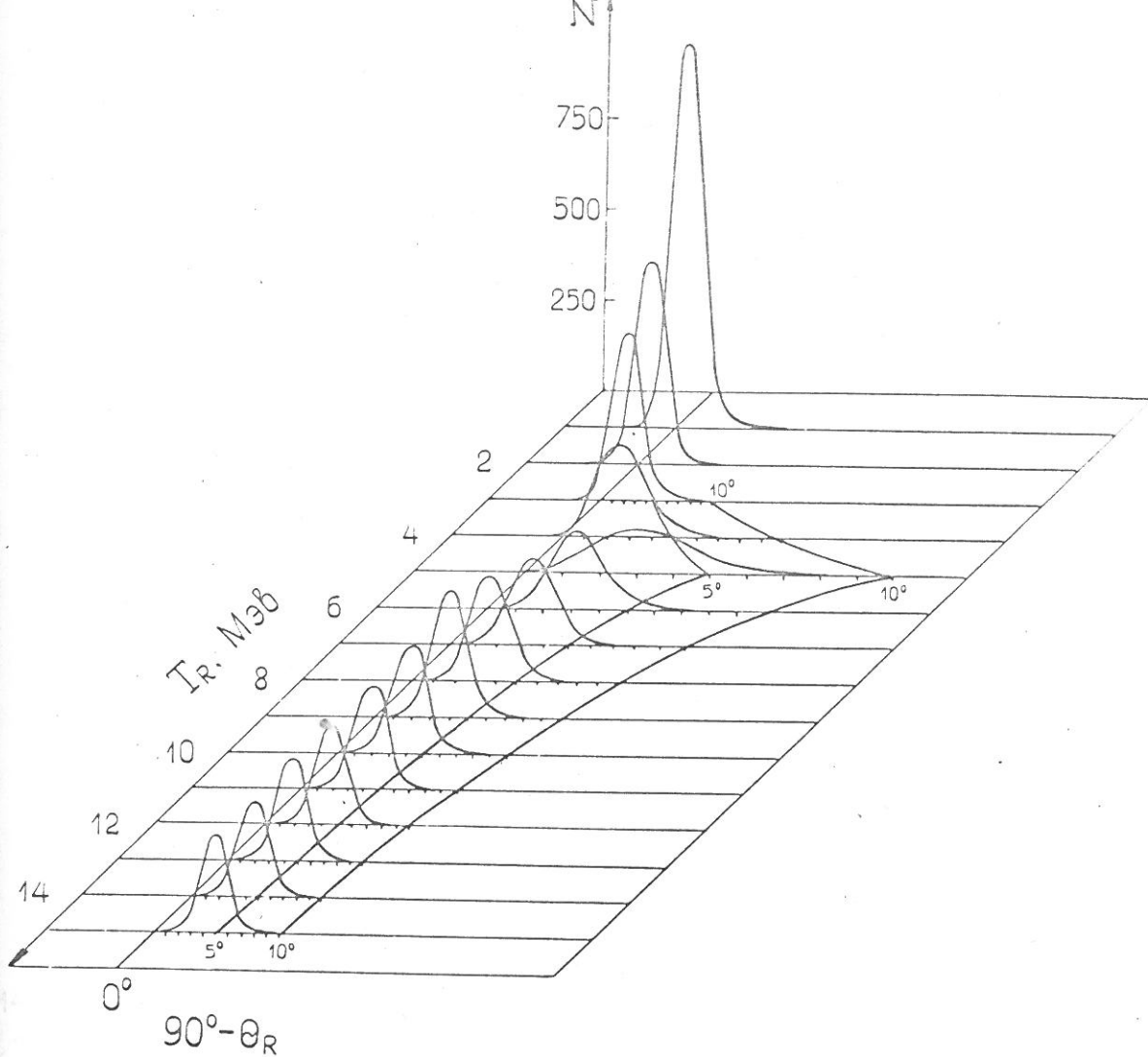


Рис. 84. Матрица событий $T_R - \theta_R$, зарегистрированных при исследовании π р рассеяния при $p_\pi = 40$ ГэВ/с.

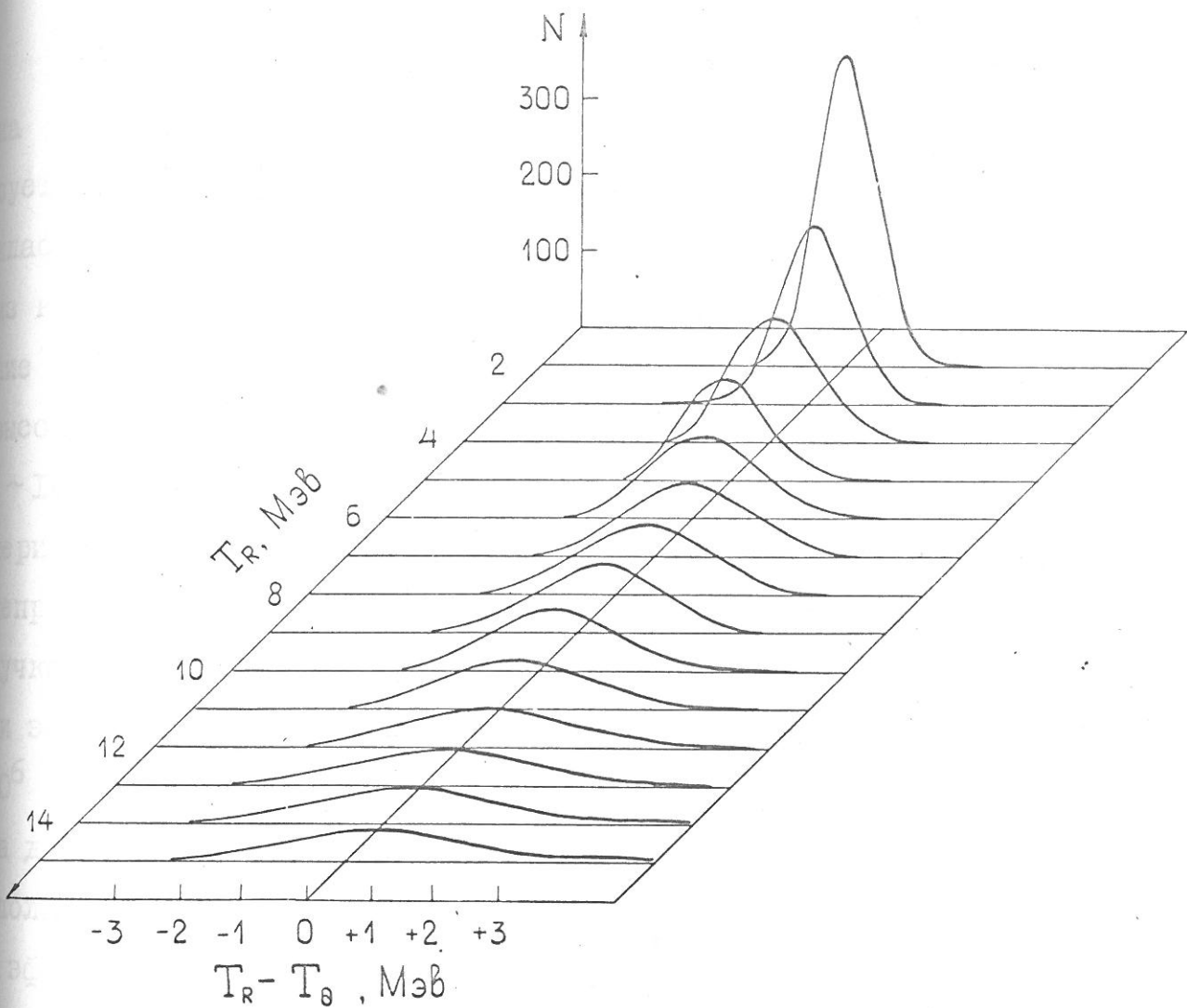


Рис.85. Корреляция между энергией протонов отдачи T_R и углом рассеяния π^- -мезонов θ .

$$T_\theta = \frac{p^2 \theta^2}{2M_p}, \quad p - \text{импульс } \pi\text{-мезонов (} p = 40 \text{ ГэВ/с),}$$

M_p - масса протона.

Каждая из плоскостей W_{ix} (W_{iy}) состоит из двух, смещённых $S/2$ пропорциональных камер. Быстродействующий триггер использует информацию с обеих камер (одиночные срабатывания и двойные пастеры), производя при этом усреднение координаты. Если в одной камере пригодная для обработки информация отсутствует, то решение принимается по второй камере. Дублирование камер обеспечивает высокую эффективность регистрации частиц. При интенсивности пучка $\sim 10^6$ частиц/сек и размере $\phi \approx 10$ мм получение требуемой для эксперимента эффективности $\geq 99\%$ на одну плоскость W_i оказывается простой задачей. Как показали нами исследования на протонном пучке ЦГ Гатчины, при использовании достаточно быстрой электронной эффективности блока из двух камер при интенсивности пучка $\sim 10^6$ частиц/сек и плотности пучка $4 \cdot 10^4$ частиц/мм².сек (центр пучка диаметром ≈ 6 мм) составляет 99% (рис.86). Такая эффективность вполне удовлетворительна в случае входных камер $W_{1,2}$. Требования эффективности третьей плоскости несколько выше. На случай, если эффективность W_3 окажется недостаточной, предусмотрено тройное переопределение плоскостей W_{3x} и W_{3y} . (Быстродействующий триггер может работать вплоть до четвёртого переопределения W_{3x} и W_{3y}). В камерах W_{4+6} после отклоняющего магнита также предусмотрено переопределение. Информация, поступающая с W_{4+6} , используется только в off-line анализе. Итак, система измерения угла и импульса рассеянной частицы может эффективно работать при интенсивности пучка до 10^6 частиц/сек, обеспечивая при этом подавление прямого пучка в ~ 100 раз.

При повышении интенсивности пучка ухудшается энергетическое разрешение ионизационной камеры из-за флуктуаций ионизации, про-

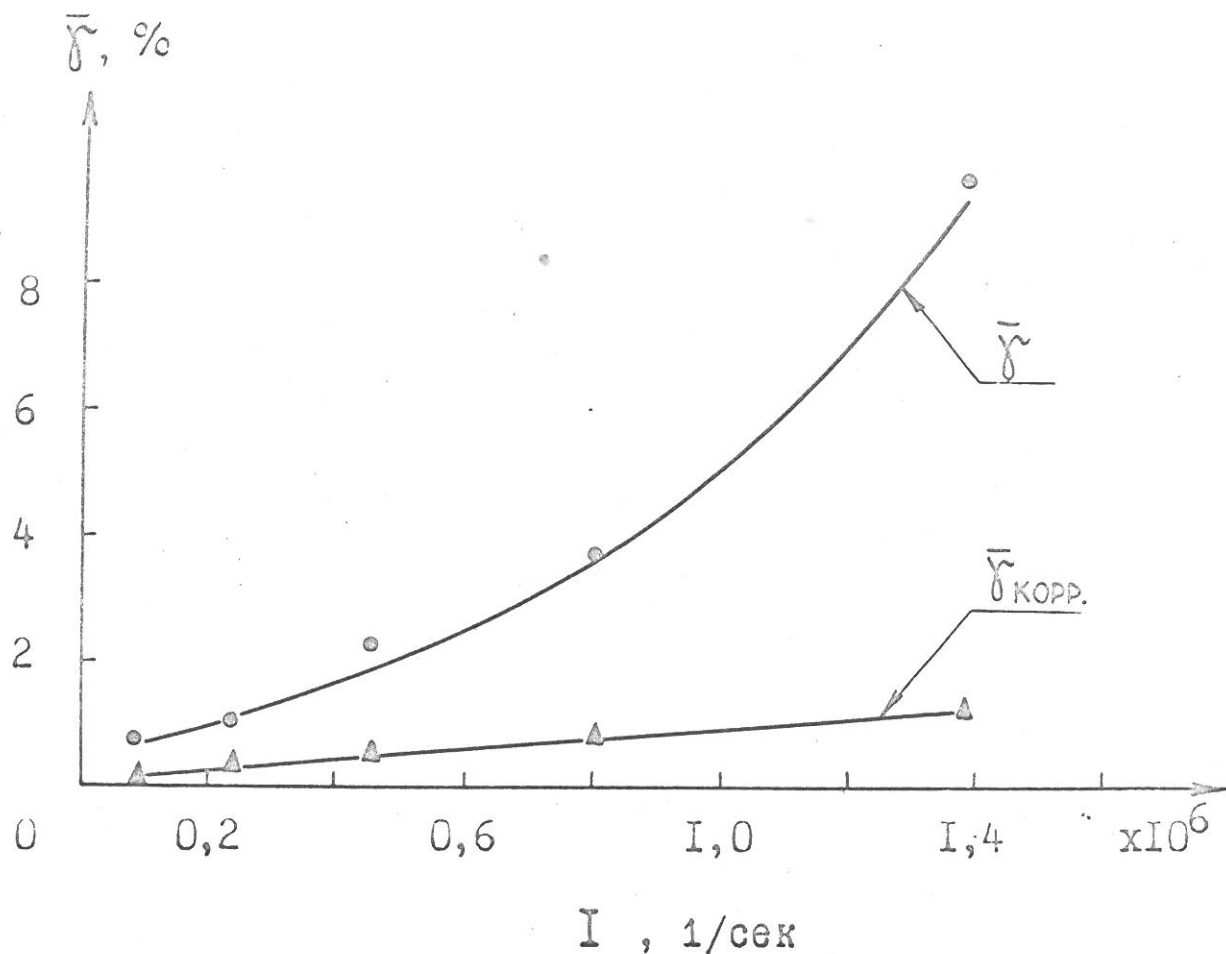


Рис. 86. Зависимость эффективности пропорциональных камер от интенсивности пучка.

Параметры камер: шаг намотки $S = 1$ мм, расстояние между высоковольтным и сигнальным электродами 5 мм, наполнитель — "магический газ".

Размеры пучка : $\text{FWHM}(X) \approx \text{FWHM}(Y) \approx 7$ мм.

$\bar{\delta}$ — неэффективность одной камеры в центре пучка,

$\bar{\delta}_{\text{КОРР.}}$ — коррелированная неэффективность двух камер, сдвинутых на $S/2$, в центре пучка.

Плотность пучка в центре $i \approx 3 \cdot 10^{-2} \cdot I$ частиц/мм².сек.

изводимой первичными частицами в чувствительном объёме камеры. Для уменьшения влияния пучка используется компенсатор (см. §2). И, кроме того, оптимизируется форма сигнала таким образом, чтобы интеграл $\int_{-\infty}^{+\infty} F^2(t) dt$ был минимален, а амплитуда рабочих сигналов передавалась без искажений. (Здесь $F(t)$ - отклик на единичную функцию). На рис.87 приведена полученная в эксперименте зависимость энергетического разрешения от интенсивности пучка. При интенсивности 10^6 импульс/сек разрешение на центральном электроде составляет $FWHM \approx 100$ кэв, что можно считать ещё приемлемым. Разрешение на электроде В практически не зависит от интенсивности пучка.

В современных экспериментах с частицами высоких энергий требуемая точность в измерении отношения $Re A(0) / Im A(0)$ составляет $\pm 0,01$. Чтобы обеспечить погрешность на этом уровне, необходимо в интервале $1 \text{ Мэв} \leq T_R \leq 10 \text{ Мэв}$ зарегистрировать, как минимум, 10^5 событий, причём это число существенным образом зависит от того, являются ли измерения дифференциальных сечений абсолютными или относительными (рис.88). В нашем случае нормировочный коэффициент может быть измерен с погрешностью $\pm 1\%$, что позволяет ограничиться набором 10^5 событий. Для изучения такого числа событий при интенсивности пучка 10^6 частиц в импульсе длительностью 1 сек и частотой повторения $1/36$ сек требуется ~ 20 часов при изучении $n \pm p$ рассеяния и ~ 8 часов при изучении $p-p$ рассеяния.

Ионизационная камера с дейтериевым и гелиевым наполнением.

При исследовании рассеяния адронов на дейтерии и гелии возникает задача отделения упругого рассеяния от рассеяния с развалом ядер мишени. Как показали наши эксперименты при энергии 1 Гэв и 40 Гэв,

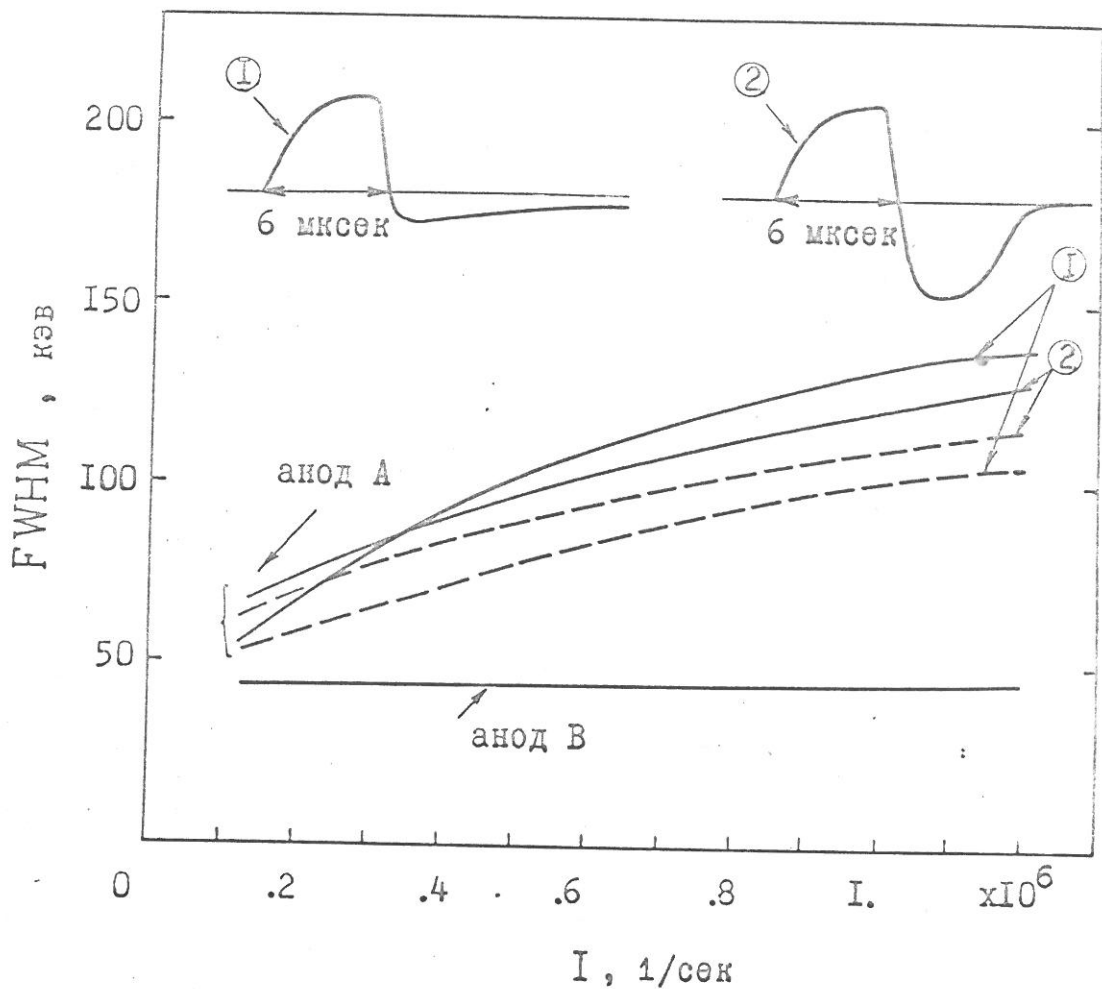


Рис.87. Зависимость энергетического разрешения детектора ядер отдачи от интенсивности пучка.
 ① и ② - различные способы формирования сигнала.
 Сплошные линии - результаты измерений без компенсатора пучка, пунктирные линии - то же с компенсатором.

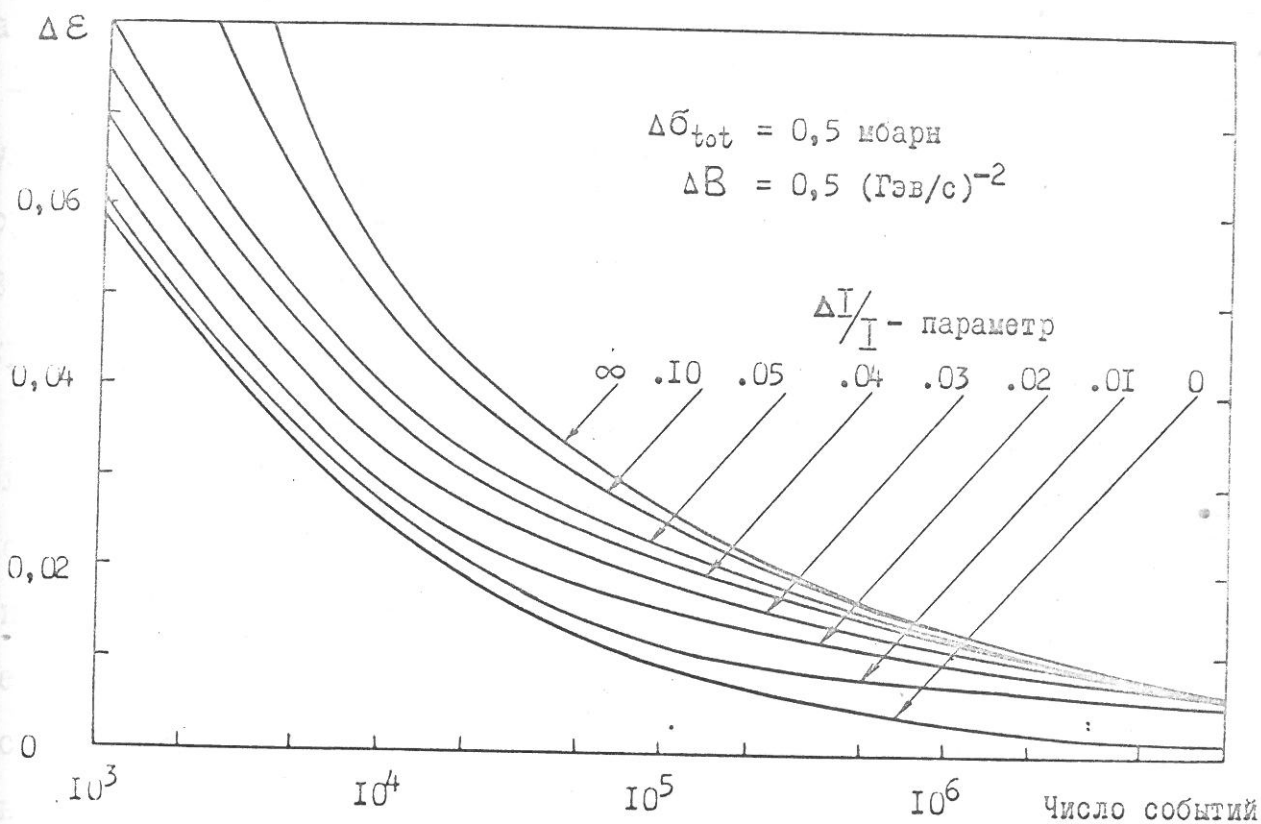


Рис.88. Статистическая погрешность в измерении отношения

$\epsilon_{\text{пр}} = \frac{\text{Re } A_{\text{пр}}(0)}{\text{Im } A_{\text{пр}}(0)}$ как функция числа событий, зарегистрированных в диапазоне $1 \text{ МэВ} \leq T_R \leq 10 \text{ МэВ}$,

Δb_{tot} , ΔB и ΔI - допустимые пределы изменения (стандартные отклонения), соответственно, полного сечения, параметра наклона дифракционного конуса и нормировочного параметра.

эта задача решается довольно просто, если используются корреляции $T_R - \Theta$ и $T_R - \Theta_R$. Имеющаяся информация о пробеге частиц при этом служит контролем за качеством выделения упругих событий. Сечения упругого рассеяния на дейтерии и гелии в области малых $|t|$ в 4-8 раз превышают сечения рассеяния на водороде, соответственно, сокращается требуемое на эксперимент время.

Диапазон переданных импульсов расширяется до $|t| \approx 0,08 (\text{Гэв}/c)^2$ в случае рассеяния на дейтерии и до $|t| \approx 0,4 (\text{Гэв}/c)^2$ в случае рассеяния на гелии. Это даёт возможность определить параметры наклона дифракционного конуса не только при $t \rightarrow 0$, но и в других интервалах по $|t|$. Изучение s -зависимости параметра $B(t)$ в рассеянии протонов и π^- -мезонов на дейтонах представляет значительный интерес в связи с возможностью выделения вклада диаграммы трёх-померенной вершиной /245/. Исследование $\pi^\pm d$ рассеяния в области кулоновской интерференции позволяет экспериментально определить бетевскую фазу и, тем самым, проверить точность различных теоретических подходов при выводе интерференционной формулы.

Укажем на некоторые особенности использования дейтерия и гелия в качестве газов-наполнителей ионизационной камеры. Свойства дейтерия мало отличаются от свойств водорода. Поэтому режим работы остаётся тем же. Единственное различие заключается в том, что подвижность электронов в дейтерии, как оказалось, примерно на 10% больше, чем в водороде. Кроме того, в дейтерии обычно присутствует примесь. Для нормальной работы камеры необходимо, чтобы содержание примеси не превышало 10^{-10} .

При работе с чистым гелием возникают трудности двойного рода. Во-первых, подвижность электронов в гелии мала. Чтобы увеличить

скорость дрейфа, необходимо поднять напряжение, но этого сделать не удаётся, т.к. очень скоро возникают пробой вследствие низкой электрической прочности этого газа. Во-вторых, в гелии проявляется эффект, связанный с разрядкой метастабильных состояний в столкновениях с атомами примесей. При торможении заряженной частицы в гелии образуются, наряду с ионами, атомы в метастабильном состоянии. Энергия этого состояния велика, так что при столкновении с атомом любого другого газа последний может быть ионизован. В результате, измеряемая амплитуда импульсов возрастает. Уже при содержании примесей $\sim 10^{-3} \div 10^{-4}$ происходит полная разрядка возбуждённых состояний, и амплитуда импульсов возрастает на $\sim 30\%$. Отсюда видно, что при работе с гелием возможна своеобразная нестабильность — амплитуда импульсов может возрастать по мере выделения в объём камеры каких-либо примесей. Оба эти эффекта удаётся устранить, если использовать смесь гелия с водородом ($\sim 10\% \text{ H}_2$). В этом случае режим работы камеры и параметры сигналов оказываются почти такими же, как и при наполнении водородом. Что касается метастабильных состояний, то при большом содержании водорода они заведомо разряжены, при этом дополнительным преимуществом является увеличение амплитуды сигналов на $\sim 30\%$. Взаимодействие первичных частиц с водородом приводит к появлению определённого числа фоновых событий, однако отделение протонов отдачи от ядер гелия не представляет труда.

Детектор ядер отдачи с дейтериевым и гелиевым наполнением был использован в экспериментах по изучению $p-d$ и $p-\text{He}$ рассеяния при энергии 0,6 Гэв и 1 Гэв, а также π^-d и $\pi^--\text{He}$ рассеяния при энергии 40 Гэв. На рис.89 приведены предварительные результа-

ны анализа данных по упругому рассеянию протонов с энергией 1 Гэв на ядрах гелия. В дальнейшем эти эксперименты будут продолжены в ЦЕРНе в области энергий до 150-400 Гэв. При энергии 1 Гэв предполагается исследовать p -He рассеяние в области больших переданных импульсов (до второго дифракционного максимума). Особый интерес при этом представляет изучение рассеяния поляризованных протонов на гелии. Этот эксперимент будет следующим экспериментом, выполненным совместно ЛИАФ и Сакле. Эксперимент будет проведён в Гатчине в 1977 году. В заключение, на рис.90 приведён общий вид установки ИКАР (ионизационная камера адронного рассеяния) на пучке π -мезонов в ИФВЭ (Серпухов).

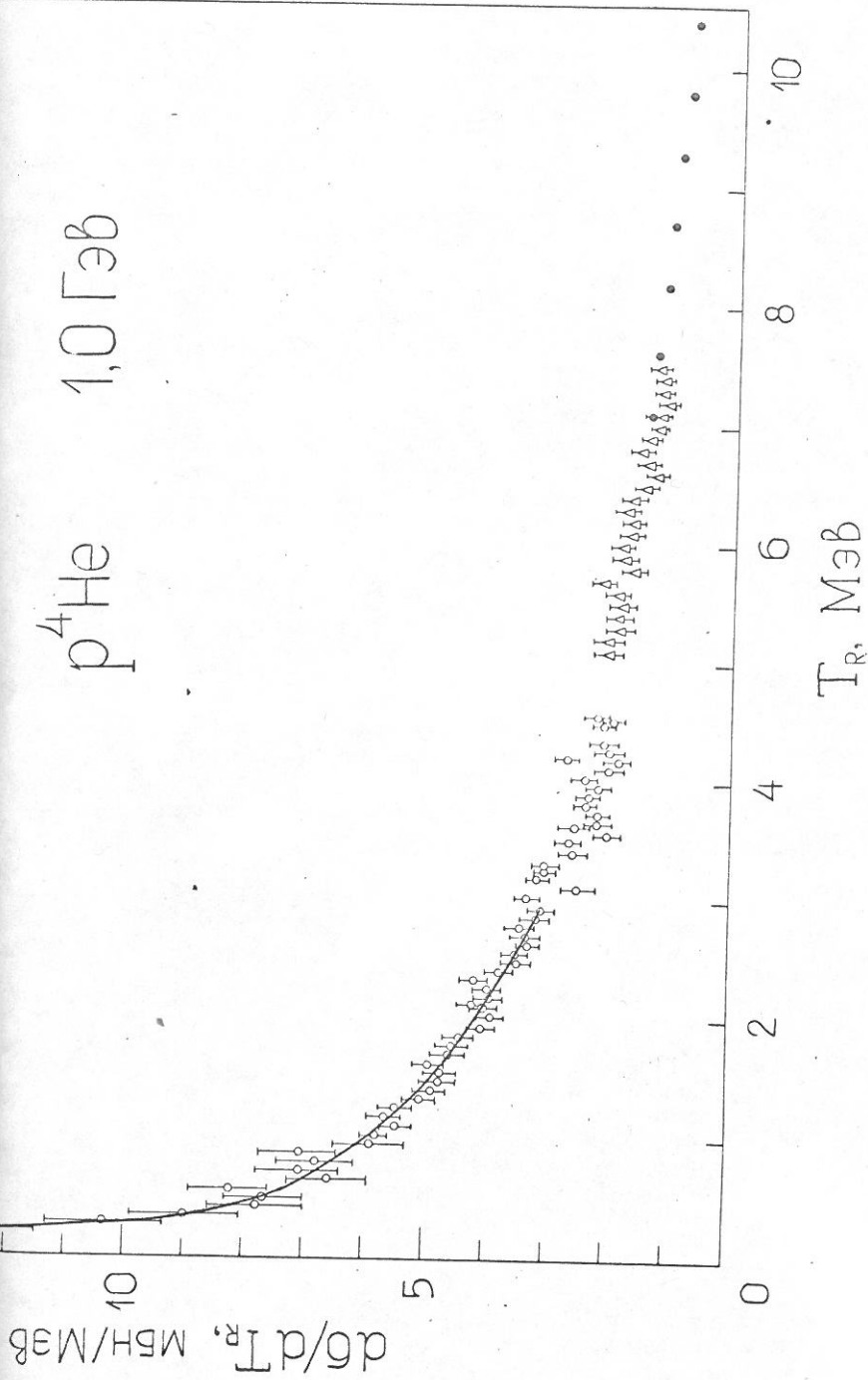


Рис. 89. Дифференциальное сечение рассеяния протонов с энергией 1 ГэВ на 4He (предварительные результаты).

\hat{Q} , \hat{A} , \bullet - результаты измерений при давлении в камере 2,4 и 13 ата, соответственно. Сплошная линия - расчёт по интегральной формуле (ш.13) с параметрами: $B_{pHe} = 134,9318, 015$ мбарн, $\epsilon_{pHe} = -0,22310, 114$, $B_{pHe} = 39,478 \pm 3,537$ (ГэВ/с) $^{-2}$.

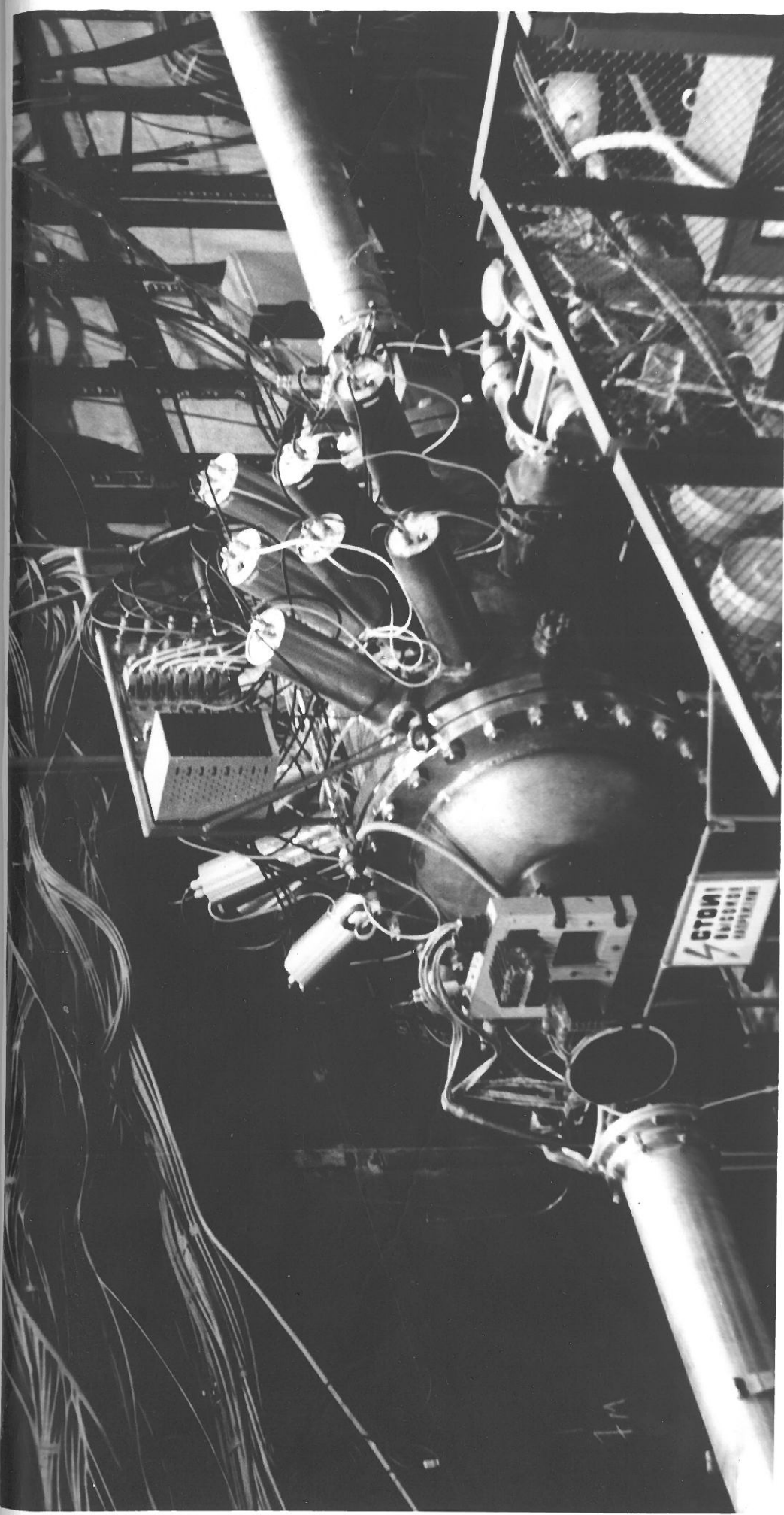


Рис.90. Общий вид установки ИКАР на пучке π -мезонов в ИФВЭ (Серпухов).

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

1. Разработан метод монохроматизации выведенного протонного пучка синхроциклотрона. Создан магнитный спектрометр с разрешением 1,5 Мэв (FWHM), достаточным для исследования упругого рассеяния протонов с энергией 1 Гэв на ядрах.
2. Измерены дифференциальные сечения упругого рассеяния протонов с энергией 1,00 Гэв на магических ядрах и ядрах с малой деформацией: ^{28}Si , ^{32}S , ^{34}S , ^{39}K , ^{40}Ca , ^{48}Ca , ^{90}Zr , ^{208}Pb . Проведён контрольный эксперимент в Сакле по исследованию упругого рассеяния протонов с энергией 1,04 Гэв на изотопах ^{40}Ca и ^{48}Ca . Все эти измерения сделаны впервые.
3. Выполнен анализ экспериментальных данных с использованием теории многократного рассеяния Глаубера. Проанализированы основные приближения данного подхода, а также других методов исследования пространственного распределения нейтронов в ядрах. Утверждается, что упругое рассеяние протонов с энергией 1 Гэв на ядрах в настоящее время является наиболее надёжным источником информации о пространственном распределении ядерной материи. Существенно также, что, в отличие от других методов, в опытах с протонами высокой энергии определяются не только среднеквадратичный радиус распределения нейтронов, но и другие параметры этого распределения.
4. Измеренные распределения нейтронов в ядрах с $Z = N$ (^{28}Si , ^{32}S , ^{40}Ca) оказались, практически, тождественными распределениям протонов в согласии с результатами расчётов по Хартри-Фоксу, что можно рассматривать как экспериментальное обоснование данного

метода измерения распределения плотности ядерного вещества.

Анализ экспериментальных данных по упругому рассеянию протонов на ^{39}K (спин ядра $\bar{I} = 3/2$) показал, что спиновые эффекты не играют заметной роли в процессе упругого рассеяния. Это утверждение тем более справедливо в случае исследования ядер с нулевым спином.

Показано, что при переходе от ядра ^{40}Ca к ^{48}Ca происходит значительное обогащение нейтронами поверхностного слоя ядра - образуется "нейтронная шуба". При этом радиус половинной плотности возрастает на $\Delta R_n = 0,30 \pm 0,03$ ферми, а толщина диффузного слоя уменьшается на $\Delta \alpha_n = 0,45 \pm 0,14$ ферми, так что изменение среднеквадратичного радиуса оказывается относительно небольшим: $\Delta \langle \tilde{r}^2 \rangle_n^{1/2} = 0,12 \pm 0,02$ ферми. Плотность нуклонов в центральной части ядра остаётся неизменной.

В ядрах ^{90}Zr и ^{208}Pb , несмотря на значительный избыток нейтронов, распределения нейтронов и протонов оказываются очень близкими: $\langle \tilde{r}^2 \rangle_n^{1/2} - \langle \tilde{r}^2 \rangle_p^{1/2} = +0,06 \pm 0,03$ ферми (^{90}Zr),

$$\langle \tilde{r}^2 \rangle_n^{1/2} - \langle \tilde{r}^2 \rangle_p^{1/2} = -0,03 \pm 0,02 \text{ ферми } (^{208}\text{Pb}).$$

Плотность ядерной материи в центральной части ядра во всех исследованных ядрах оказалась одинаковой, что является экспериментальным доказательством насыщения ядерной материи. Среднее значение центральной плотности равно

$$\tilde{\rho}_m(0) = 0,173 \pm 0,004 \text{ нуклон/ферми}^3.$$

9. Параметр диффузности, практически, одинаков для всех ядер:
 $\bar{\alpha}_m = 0,58$ ферми. Заметное отклонение наблюдается лишь в случае ^{48}Ca , где диффузность поверхностного слоя оказывается минимальной: $\alpha_m = 0,52$ ферми.
10. Предложен новый метод исследования рассеяния адронов на водороде, дейтерии и гелии, в основе которого лежит детектирование ядер отдачи импульсной ионизационной камерой.
11. Исследовано упругое p - p рассеяние в области кулоновской интерференции в диапазоне энергий 500-1000 Мэв. Измерено отношение $\epsilon_{pp} = \text{Re}A_{pp}(0)/\text{Im}A_{pp}(0)$. Полученные данные, в отличие от результатов предыдущих исследований, хорошо согласуются с предсказаниями теории дисперсионных соотношений. Экспериментальное значение $\epsilon_{pp} = -0,1$ использовано в анализе экспериментальных данных по протон-ядерному рассеянию.
12. Показано, что вклад спин-спинового взаимодействия в сечение упругого p - p рассеяния вперёд быстро убывает с ростом энергии и при $T_p = 1000$ Мэв становится несущественным. Аналогичный вывод сделан и о p - n взаимодействии. Это обстоятельство позволяет существенно упростить структуру нуклон-нуклонной амплитуды, используемой в анализе протон-ядерного рассеяния.
13. Показано, что новый метод детектирования ядер отдачи перспективен для исследований на ускорителях сверхвысоких энергий. Создана установка для изучения упругого рассеяния адронов (p^\pm, π^\pm, K^\pm) на малые углы на пучках ускорителя SPS в ЦЕРНе в области энергий до 400 Гэв.

В заключение, автор считает своим приятным долгом выразить благодарность сотрудникам Лаборатории Физики высоких энергий, ускорительного отдела, Теоретического отдела, Конструкторского бюро, Опытного цеха и других отделов Ленинградского института ядерной физики им.Б.П.Константинова АН СССР, неизменно оказывавших неоценимую помощь и поддержку в подготовке и проведении экспериментов, в обсуждении результатов. Автор глубоко признателен своему первому наставнику академику АН УССР А.П.Комару, вложившему столь много души и труда в воспитание своих учеников. Я особенно благодарен ему за уроки абсолютной нетерпимости ко всякому проявлению равнодушия к Науке.

Л и т е р а т у р а

1. J.A.Nolen, J.P.Schiffer, Ann.Rev.Nucl.Sci., 19, 471 (1969).
2. J.C.Lombardi, R.N.Boyd, R.Arking, A.B.Robbins, Nucl.Phys., A188, 103 (1972).
3. C.J.Maggiore, C.R.Gruhn, T.Y.T.Kuo, B.M.Predom, Phys.Lett., 33B, 571 (1970).
4. B.Fernandez, J.S.Blair, Phys.Rev., C1, 523 (1970);
A.M.Bernstein, M.Duffy, E.P.Lippincott, Phys.Lett., 30B, 20 (1969).
5. G.W.Greenlees et al., Phys.Rev., C1, 1145 (1970).
6. A.M.Bernstein, W.A.Seidler, Phys.Lett., 39B, 583 (1972).
7. A.M.Boyarski et al., Phys.Rev.Lett., 23, 1343 (1969).
8. Л.О.Абрамян и др., ЯФ, 16, 739 (1972).
9. B.W.Allardyce et al., Nucl.Phys., A209, 1 (1973);
B.W.Allardyce et al., Phys.Lett., 41B, 577 (1972).
10. H.Alvensleben et al., Phys.Rev.Lett., 24, 786, 792 (1970).
11. K.A.Brueckner, C.A.Levinson, H.M.Mahmoud, Phys.Rev., 95, 217 (1954);
K.A.Brueckner, Phys.Rev., 97, 1353 (1955).
12. J.Goldstone, Proc.Roy.Soc., A239, 267 (1957).
13. R.V.Reid, Ann.Phys., 50, 411 (1968).
14. H.Partovi, E.L.Lamon, Phys.Rev., D2, 1999 (1970).
15. R.W.Stagat, F.Riewe, A.F.S.Green, Phys.Rev.Lett., 24, 631 (1970).
16. P.J.Siemens, Nucl.Phys., A141, 225 (1970).
17. A.Kallio, B.D.Day, Nucl.Phys., A124, 177 (1969).
18. L.R.V.Elton, Nuclear Sizes, Oxford, 1961.
Русский перевод, Размеры ядер, Изд-во Ин.л., Москва, 1962.

19. W.D.Myers, W.J.Swiatecki, Nucl.Phys., 81, 1 (1966).
20. K.A.Brueckner, J.L.Gammel, Phys.Rev., 109, 1023 (1958).
21. B.H.Brandow, Ph.D.Thesis Cornell.Univ., 1963.
22. T.K.Dahlblom, Acta Acad.Aboensis, B29, 6 (1969).
23. B.E.Day, Phys.Rev., 187, 1269 (1969).
24. H.A.Bethe, Ann.Rev.Nucl.Sci., 21, 93 (1971).
25. R.A.Weiss, A.G.W.Cameron, Can.J.Phys., 47, 2171, 2211 (1969).
26. J.W.Negele, Phys.Rev., C1, 1260 (1970).
27. S.A.Moszkowski, B.L.Scott, Ann.Phys., NY, 14, 107 (1961).
28. J.B.Bellicard et al., Phys.Rev.Lett., 19, 527 (1967).
29. R.F.Frosch, R.Hofstadter et al., Phys.Rev., 174, 1380 (1968).
30. А.Б.Мигдал, О.А.Маркин, Н.Н.Мишустин, ЖЭТФ, 66, вып.2, 443 (1974).
31. D.Vautherin, D.M.Brink, Phys.Lett., B32, 149 (1970); Phys.Rev., C5, 626 (1972).
32. L.R.B.Elton, A.Swift, Nucl.Phys., A94, 52 (1967).
33. C.J.Batty, G.W.Greenlees, Nucl.Phys., A133, 673 (1969).
34. J.Nemeth, Nucl.Phys., A156, 183 (1970).
35. R.J.Lombard, Phys.Lett., 32B, 652 (1970).
36. E.Friedman, Nucl.Phys., A170, 214 (1971).
37. J.Sick, J.S.McCarthy, Nucl.Phys., A150, 631 (1970).
38. L.A.Fajardo et al., Phys.Lett., 37B, 363 (1971).
39. J.Heisenberg, R.Hofstadter et al., Phys.Rev.Lett., 23, 1402 (1969).
40. R.Hofstadter, Rev.Mod.Phys., 28, 214 (1956); Ann.Rev.Nucl.Sci., 7, 231 (1957).
41. T.de Forest, Ann.Phys., 45, 365 (1967).
42. T.de Forest, J.D.Walecke, Advan.Phys., 15, 1 (1966).

43. G.R.Bishop, in Nuclear Structure and Electromagnetic Interactions, New York - Plenum, p.211, 1965.
44. A.Überall, Electron Scattering from Complex Nuclei, New York Academia Press, 1971.
- R.C.Barett, Reports on progress in physics, 37, N 1, 3 (1974).
46. J.Rainwater, Ann.Rev.Nucl.Sci., 7, 1 (1957).
47. M.B.Stearns, Prog.Nucl.Phys., 6, 108 (1957).
48. D.West, Rep.Prog.Phys., 21, 271 (1958).
49. J.C.Sens, High Energy Physics and Nuclear Structure (Amsterdam-North Holland), p.93, 1967.
50. C.S.Wu, Proc.IY Int.Conf. on High Energy Physics and Nuclear Structure, Dubna, 1971.
51. C.S.Wu, L.Wilets, Ann.Rev.Nucl.Sci., 19, 527 (1969).
52. S.Devons, I.Duerdoth, Adv.Nucl.Phys., 2, 295 (1969).
53. E.H.S.Burhop, High Energy Physics (New York Academic Press), v.3, p.109, 1969.
54. Y.N.Kim, Mesic Atoms and Nuclear Structure (Amsterdam-North Holland), 1971.
55. F.Scheck, J.Hüfner, in Muonic Physics, edit.Hughes, Wu (New York Academic Press), 1974.
56. L.C.Maximon, Rev.Mod.Phys., 41, 193 (1969).
57. L.W.Mo, Y.S.Tsai, Rev.Mod.Phys., 41, 205 (1969).
58. W.F.Lin, Phys.Lett., 39B, 447 (1972).
59. C.Toepffer, D.Drechsel, Phys.Rev.Lett., 24, 1131 (1970).
60. H.A.Bethe, A.Molinari, Ann.Phys., 63, 393 (1971).
61. G.H.Rawitscher, Phys.Lett., 33B, 445 (1970).
62. J.L.Friar, M.Rosen, Phys.Lett., 39B, 615 (1972).
63. R.D.Ehrlich et al., Phys.Rev.Lett., 18, 959 (1967).
64. H.L.Acker et al., Nucl.Phys., 87, 1 (1966).

65. D.A.Jenkins et al., Nucl.Phys., A175, 73 (1971).
66. D.Kessler, Proc.Conf. on Muon Physics, Ft.Collins, Colorado, Sept.1971.
67. J.L.Friar, J.W.Negele, Nucl.Phys., A212, 93 (1973).
68. K.W.Ford, G.A.Rinker, Phys.Rev., C7, 1206 (1973).
69. J.Friedrich, F.Lenz, Nucl.Phys., A183, 523 (1972);
B.Dreher, J.Friedrich, K.Merle, H.Rotthaus, G.Lührs,
Nucl.Phys., A235, 219 (1974).
70. V.J.C.Vau Nifrik, Nucl.Phys., A131, 574 (1969).
71. J.B.Bellicard, K.J.van Oostrum, Phys.Rev.Lett., 19,
242 (1967).
72. W.Bertozzi, J.Friar, J.Heisenberg, J.W.Negele, Phys.Lett.,
41B, 408 (1972).
73. H.A.Bethe, Phys.Rev., 54, 436 (1938).
74. E.Friedman, Nucl.Phys., A170, 214 (1971).
75. E.Friedman, Phys.Lett., 35B, 543 (1971).
76. N.Van Giai, Phys.Lett., 35B, 135 (1971).
77. J.W.Negele, Nucl.Phys., A165, 305 (1971).
78. F.D.Bechetti, Jr. and G.W.Greenlees, Phys.Rev., 182, 1190
(1969).
79. F.G.Bechetti, Thesis University of Minnasota, 1968.
CM.TAKME 0030p: D.F.Jackson, Rep.Prog.Phys., 37, 96
(1974).
80. G.W.Greenlees, G.J.Pyle, Y.C.Tang, Phys.Rev., 171, 1115
(1968).
81. L.W.Owen, G.R.Satchler, Phys.Rev.Lett., 25, 1720 (1970).
82. B.Tatischeff, I.Brissand, L.Bimbot, Phys.Rev., C5, 234
(1972).
83. C.E.Wiegund, Phys.Rev.Lett., 22, 1235 (1969).
84. G.Backenstoss et al., Phys.Lett., 32B, 399 (1970).

85. G.Backenstoss et al., Phys.Lett., 38B, 181 (1972).
86. P.D.Barnes et al., Nucl.Phys., A231, 477 (1974).
87. E.Heer, W.Hirt, E.G.Michaelis et al., Proc.Williamsburg Conf. on Intern.Energy Phys., 1, 277 (1966).
88. R.P.Haddock, M.Zeller, K.M.Crowe, UCLA Rep.MPG-64-2 (1964).
89. B.Margolis, Nucl.Phys., B4, 433 (1968).
90. W.Hirt, Nucl.Phys., B9, 447 (1969).
91. R.J.Lombard, J.P.Auger, R.Basile, Phys.Lett., 36B, 480 (1971).
92. N.W.Tanner, Rep. of the Oxford Pion Group., 1965-8, 1968.
93. A.Abashian, R.Cool, J.W.Cronin, Phys.Rev., 104, 855 (1956).
94. D.H.Davis et al., Nucl.Phys., B1, 438 (1967).
95. W.M.Bugg et al., Nucl.Phys., Nucl.Phys., B64, 29 (1973).
96. W.M.Bugg et al., Phys.Rev.Lett., 31, 475 (1973).
97. В.Н.Грибов, ЖЭТФ, 56, 892 (1969).
98. H.Palevsky et al., Phys.Rev.Lett., 18, 1200 (1967).
99. I.L.Friedes et al., Nucl.Phys., A104, 294 (1967).
100. R.I.Sutter, G.Benett et al., Preprint BNL 11350, 1967.
101. R.H.Bassel, C.Wilkin, Phys.Rev., 174, 1179 (1968).
102. L.Lesniak, H.Woleck, Nucl.Phys., 125A, 665 (1969).
103. H.Lesniak, L.Lesniak, Nucl.Phys., B25, 525 (1971).
104. W.Czys, L.C.Maximon, Ann.Phys., 52, 59 (1969).
105. G.D.Alkhazov, G.M.Amal'sky, S.L.Belostotsky, A.A.Vorobyov, O.A.Domchenkov, Yu.V.Dotsenko, V.E.Starodubsky, Phys.Lett., 42B, N 1, 121 (1972).
106. Г.Д.Алхазов, Г.М.Амальский, С.Л.Белостоцкий, А.А.Воробьев, В.Т.Грачев, О.А.Домченков, Ю.В.Доценко, В.Е.Стародубский, М.А.Шуваев, Письма ЖЭТФ, 18, вып.5, 1973 (1973);
Препринт ЛИАФ № 48, Ленинград, 1973.

107. Г.Д.Алхазов, С.Л.Белостоцкий, А.А.Воробьёв, О.А.Домченков, Н.П.Куропаткин, В.Е.Стародубский, М.А.Шуваев, Ю.В.Доценко, Ядерная физика, 22, вып.5, 902 (1975).
108. G.D.Alkhazov, S.L.Belostotsky, O.A.Domchenkov, Yu.V.Dotsenko, N.P.Kuropatkin, M.A.Schuvaev, A.A.Vorobyov, Phys.Lett., 57B, N 1, 47 (1975); Препринт ЛИАФ № 93, Ленинград, 1974.
109. Г.Д.Алхазов, С.Л.Белостоцкий, А.А.Воробьёв, О.А.Домченков, Ю.В.Доценко, Н.П.Куропаткин, М.А.Шуваев, Препринт ЛИАФ № 155, Ленинград, 1975.
110. Г.Д.Алхазов, С.Л.Белостоцкий, А.А.Воробьёв, О.А.Домченков, Ю.В.Доценко, Н.П.Куропаткин, В.Е.Стародубский, М.А.Шуваев, Труды Международного семинара ИТЭФ, вып.1, 30, Москва, 1974.
111. А.А.Воробьёв, Материалы X зимней школы по физике ядра и элементарных частиц, ч.П, стр.5-93, Ленинград, 1975.
112. G.D.Alkhazov, S.L.Belostotsky, A.A.Vorobyov, O.A.Domchenkov, Yu.V.Dotsenko, V.E.Starodubsky, M.A.Schuvaev, V Intern.Conf. on High Energy Phys. and Nucl.Structure, p.176, Uppsala, 1973.
113. Г.Д.Алхазов, С.Л.Белостоцкий, А.А.Воробьёв, О.А.Домченков, Ю.В.Доценко, Н.П.Куропаткин, М.А.Шуваев, Труды Международной конференции по избранным вопросам структуры ядра, Д-9682, т.1, стр.156, Дубна, 1976.
114. Г.Д.Алхазов, С.Л.Белостоцкий, С.С.Волков, А.А.Воробьёв, О.А.Домченков, Ю.В.Доценко, Н.П.Куропаткин, М.А.Шуваев, Труды Международной конференции по избранным вопросам структуры ядра, Д-9682, т.1, стр.158, Дубна, 1976; Препринт ЛИАФ № 244, Ленинград, 1976.
115. S.D.Baker et al., Phys.Rev.Lett., 32, 839 (1974).
116. R.Bertini et al., Phys.Lett., 45B, 119 (1973).
117. R.Beurtey, 1975 Summer School on Nuclear and Particle Physics at Intermediate Energies, Canada (23 June - 2 July 1975).

118. G.D.Alkhasov et al., Preprint LINPhys. N 218, Leningrad, 1976; Труды Международной конференции по избранным вопросам структуры ядра, Д-9682, т.1, стр.157, Дубна, 1976.
119. Г.Д.Алхазов, Г.М.Амальский, С.Л.Белостоцкий, А.А.Воробьёв, Ю.В.Доценко, Препринт ФТИ-323, Ленинград, 1972.
120. С.Л.Белостоцкий, Г.Д.Алхазов, Г.М.Амальский, А.А.Воробьёв, Ю.В.Доценко, Письма ЖЭТФ, 17, вып.2, 101 (1973).
121. K.G.Steffen, "High Energy Beam Optics", Interscience Publishers, New-York-London-Sydney, 1965.
122. W.K.McFarlane et al., Nuovo Cim., 28, 943 (1963).
123. D.V.Bugg et al., Phys.Rev., 133, B1017 (1964).
124. T.D.Dowell et al., Nuovo Cim., 18, 878 (1960).
125. R.J.Glauber, Lectures in Theor.Physics, p.315, v.1, N.-Y., 1959;
R.J.Glauber, High Energy Phys. and Nucl. Str., Amsterdam, p.311, 1967.
126. А.Г.Ситенко, Укр.Физ.Журнал, 4, 152 (1959).
127. VI International Conference on High Energy Physics and Nuclear Structure, Santa-Fé (USA), Juny 1975.
128. A.A.Vorobyov et al., Phys.Lett., 41B, N 5, 639 (1972).
129. С.И.Манаенков, Письма ЖЭТФ, 20, 758 (1974).
130. G.D.Alkhasov, Preprint LINPh N 200, Leningrad, 1975.
131. E.Lambert, H.Feshbach, Ann.Phys., 82, 156 (1974).
132. В.Е.Стародубский, ЯФ, 16, 946 (1972).
133. E.T.Moniz, G.P.Nixon, Ann.Phys., 67, 58 (1971).
134. Y.Alexander, A.S.Rinat, Ann.Phys., 82, 301 (1973);
Phys.Lett., 45B, 190 (1973).
135. J.L.Friar, Particles and Nuclei, 5, 45 (1973).
136. R.D.Viollier, Ann.Phys., 93, 335 (1975).
137. А.Н.Антонов, Е.В.Инопин, ЯФ, 16, 38 (1973).

138. В.Е.Стародубский, Nucl.Phys., A219, 525 (1974).
139. I.Amad, Nucl.Phys., A247, 418 (1975).
140. Г.Д.Алхазов, Препринт ЛЛЯФ № II5, Ленинград, 1974.
141. H.Lipkin, Phys.Rev., 110, 1395 (1958).
142. T.L.Friar, Nucl.Phys., A173, 257 (1971).
143. В.Е.Стародубский, Препринт ЛЛЯФ № 50, Ленинград, 1973.
144. H.Lesniak, L.Lesniak, Nucl.Phys., B38, 221 (1972).
145. W.G.Czys et al., Nucl.Phys., B19, 125 (1970).
146. D.V.Bugg et al., Phys.Rev., 146, 980 (1966).
147. D.V.Bugg, A.A.Carter, Phys.Lett., 20, 203 (1966).
148. G.C.Li, I.Sick, M.E.Yearian, Phys.Lett., 37B, 282 (1971).
149. B.B.Sinha et al., Phys.Lett., 35B, 217 (1971).
150. E.Boridy, H.Feshbach, Phys.Lett., 50B, N 4, 433 (1974).
151. L.D.Miller, A.E.S.Green, Phys.Rev., C5, 241 (1972).
152. J.W.Ehlers, S.A.Moszkowski, Phys.Rev., C6, 217 (1972).
153. G.M.Lerner, J.C.Hiebert, L.L.Rutledge, C.Papanicolas, A.M.Bernstein, Phys.Rev., 120, N 3, 778 (1975).
154. J.B.Bellicard et al., Phys.Rev.Lett., 19, 527 (1967).
155. R.P.Singhal et al., Nucl.Phys., A216, 29 (1973).
156. Phan, Xuan Ho et al., Nucl.Phys., A179, 529 (1972).
157. J.B.Bellicard et al., Nucl.Phys., A143, 213 (1970).
158. B.Dreher et al., Proc.Int.Conf. on Photonuel.React., Asilomar, p.191, 1973.
159. C.W.Jager et al., Atomic data and Nuclear data, 14, 479 (1974).
160. R.D.Ehrlich, Phys.Rev., 173, 1088 (1968).
161. H.L.Andersen et al., Phys.Rev., 187, 1565 (1969).

162. I. Ahmad, Nucl. Phys., A247, 418 (1975).
163. A.M. Bernstein, W.A. Seidler, Phys. Lett., 39B, 583 (1972).
164. В.Е. Стародубский, В.Р. Шагинян, Труды Межд. конф. по радиальной форме ядра, Краков, 1976.
165. M. Gell-Mann, M.L. Goldberger, W. Thirring, Phys. Rev., 95, 1612 (1954).
166. M.L. Goldberger, Phys. Rev., 99, 979 (1955).
167. Н.Н. Боголюбов, Изв. АН СССР, сер. физ., 19, 237 (1955).
168. Н.Н. Боголюбов, Д.В. Ширков, Введение в теорию квантовых полей, М., Гостехиздат, 1957.
169. Н.Н. Боголюбов, Б.В. Медведев, М.К. Поливанов, Вопросы теории дисперсионных соотношений, Физматгиз, 1958.
170. M.L. Goldberger, Y. Nambu, R. Oehme, Ann. Phys., 2, 226 (1957).
171. L.M.C. Dutton et al., Phys. Lett., 25B, N 3, 245 (1967).
172. L.M.C. Dutton, H.B. van der Raay, Phys. Lett., 26B, 679 (1968).
173. J.D. Dowell et al., Phys. Lett., 12, 252 (1964).
174. D. Aebisher, B. Favier, L.G. Greeniaus, R. Hess, A. Junod, C. Lechanoine, J.C. Niklis, D. Rapin, C. Richard-Serre, D.W. Werren, Phys. Rev., D13, 2478 (1976).
D. Aebisher, Ph.D. Thesis, University of Geneva Switzerland, 1975.
175. P. Schwaller, B. Favier, D.F. Measday et al., CERN 72-13, 1972; Phys. Lett., 35B, 243 (1971).
176. В.П. Джелепов и др., ДАН СССР, 104, 380 (1955).
177. F.F. Chen et al., Phys. Rev., 103, 211 (1956).
178. R.J. Abrams et al., Phys. Rev., D1, 2477 (1970).
179. R.E. Mishke et al., Phys. Rev. Lett., 25, 1724 (1970).
180. Д.И. Блохинцев, ЖЭТФ, 39, II53 (1960).
181. W.M. Preston, R. Wilson, J.C. Street, Phys. Rev., 118, 579 (1960).

182. K.J.Foley et al., Phys.Rev.Lett., 9, 425 (1963).
183. Л.Ф.Кириллова и др., ЯФ, 1, 533 (1965).
184. Н.Долхамав и др., ЯФ, 8, 342 (1968).
185. А.А.Vorobyov et al., Письма в ЖЭТФ, 17, вып.3, 154 (1973).
Препринт ФТИ-430, Ленинград, 1972.
186. E.F.Parker et al., Phys.Rev.Lett., 31, 783 (1973);
J.R.O'Fallou et al., Phys.Rev.Lett., 32, 77 (1974);
R.C.Fernow et al., Phys.Lett., 52B, 243 (1974).
187. А.А.Воробьёв и др. Труды III Международного симпозиума по
физике высоких энергий и элементарных частиц, Синая,
Румыния, Изд.Дубны, 278, 1974.
188. Г.Г.Безногих и др., ЯФ, 10, 1212 (1969).
189. M.G.Albrow et al., Nucl.Phys., B23, 445 (1970).
190. T.Fujii et al., Phys.Rev., 128, 2836 (1962).
191. T.Lasinski, R.Levisetti, B.Schwarzschild, P.Ukleja,
Nucl.Phys., B37, 1 (1972).
192. M.H.MacGregor et al., Phys.Rev., 182, 1714 (1969).
193. V.Bartenev et al., Phys.Rev.Lett., 29, 1755 (1972).
194. V.Bartenev et al., Phys.Rev.Lett., 31, 1088 (1973).
195. A.D.Krisch, Phys.Rev.Lett., 19, 1149 (1967).
196. A.D.Krisch, Phys.Lett., 44, 71 (1973).
197. E.Leader, M.R.Pennington, Phys.Rev.Lett., 27, 1325 (1971).
198. S.Barshay, Y.A.Chao, Phys.Lett., 38B, 225 (1972).
199. L.G.Ratner, Symposium on Hadron-Hadron Scattering at High
Energies, Liblice, Czechoslovakia, 1975.
200. В.С.Барашенков, В.Д.Тонеев, Препринт ОИЯИ P2-3850, Дубна, 1968.
201. О.В.Думбрайс, ЯФ, 5, 1096 (1971).
202. V.Bartenev et al., NAL-Pub-73/73-exp; Phys.Rev.Lett., 31,
1367 (1973).

203. D.V.Bugg, A.A.Carter, Phys.Lett., 20, 203 (1966).
204. Bourrely et al., Phys.Lett., 43B, 514 (1973).
205. M.H.MacGregor, R.A.Arndt, Phys.Rev., 139, B362 (1965);
H.P.Noyes, D.S.Bailey, R.A.Arndt, M.H.MacGregor,
Phys.Rev., 139, B380 (1965).
206. Ю.М.Казаринов, В.С.Киселёв, ЖЭТФ, 19, 542 (1964).
207. L.M.C.Dutton and H.B.van der Raay, Phys.Rev.Lett., 21,
1416 (1968).
208. L.M.C.Dutton, R.J.W.Howells, J.D.Jafar, H.B.van der Raay,
Nucl.Phys., B9, 594 (1969).
209. Г.Г.Безногих и др., Препринт PI-6993, Дубна, 1973.
210. U.Amaldi et al., Phys.Lett., 44B, 112 (1973).
211. H.A.Bethe, Ann.Phys., 3, 190 (1958).
212. Л.Д.Соловьёв, ЖЭТФ, 49, 292 (1965).
L.D.Soloviev, A.V.Schelkachev, Nucl.Phys., B40, 596 (1972).
213. J.Rix, R.M.Thaler, Phys.Rev., 152, 1357 (1966).
214. M.P.Locher, Nucl.Phys., B2, 525 (1967).
215. G.B.West, P.R.Yennie, Phys.Rev., 172, 1413 (1968).
216. В.Г.Горшков и др., ЖЭТФ, 60, 1211 (1971).
217. В.Б.Капелиович, Препринт ЛИАФ № 26, Ленинград, 1973;
ЯФ, 18, 406 (1973);
Л.А.Кондратюк, В.Б.Капелиович, ЯФ, 13, 600 (1971);
Письма ЖЭТФ, 13, 176 (1971).
218. B.Trarnberg, J.Hamilton, Nucl.Phys., B76, 483 (1974).
219. P.Baillon, C.Bricman, M.Ferro-Luzzi, P.Jenni, J.M.Perreau,
R.D.Tripp, T.Ypsilantis, Y.Declais, J.Seguinet,
CERN 75-10, lab.1, 1975.
220. G.Bellettini et al., Phys.Lett., 19, 705 (1966).
221. K.J.Foley et al., Phys.Rev.Lett., 19, 857 (1967).

222. Г.Г.Воробьёв и др., Препринт ОИЯИ ЕИ-4445, Дубна, 1969.
223. J.Lach, Fermilab-Conf-76/15-exr.
224. В.А.Никитин, Материалы У зимней школы по теории ядра и физике высоких энергий, ч.П, стр.41, 1970.
225. А.А.Воробьёв, Ю.С.Григорьев, А.С.Денисов, Ю.К.Залите, Г.А.Королёв, В.А.Королёв, Г.Г.Ковшевский, Н.К.Ласточкин, Е.М.Маев, В.И.Медведев, Г.Л.Соколов, Г.Е.Солякин, Э.М.Спириденков, И.И.Трач, В.А.Щегельский, Препринт ФТИ-429, Ленинград, 1972.
226. A.A.Vorobyov, G.A.Korolev, V.A.Schegelsky, G.Ye.Solyakin, G.L.Sokolov, Yu.K.Zalite. Nucl.Instr. and Meth., 119, 509 (1974).
227. Дж.Мик, Дж.Крэгс, Электрический пробой в газах, Изд.ИЛ, Москва, стр.46, 1960.
228. А.А.Воробьёв, В.А.Королёв, ПТЭ, № 4, 42 (1961).
229. J.S.Townsend, V.A.Bailey, Phil.Mag., 42, 873 (1921); Э.Сегре, Экспериментальная ядерная физика, Изд.ИЛ, Москва, стр.13, 1955.
230. G.H.Stafford, Nature, 162, 771 (1948).
231. D.H.Wilkinson, Ionization Chambers and Counters, Cambridge, University Press, London, 1950.
232. Г.Месси, Е.Бархон, Электронные и ионные столкновения, Изд.ИЛ, Москва, 1958.
233. Wilson et al., R.S.I., 21, 699 (1950).
234. W.N.English, R.S.I., 22, 598 (1951).
235. U,Fano, Phys.Rev., 72, 26 (1947).
236. А.А.Воробьёв, В.А.Королёв, ПТЭ, 2, 78 (1961).

237. O. Buneman, T. E. Cranshaw, *Canad J. Res.*, A27, 191 (1949).
238. Э. Сегре, Экспериментальная ядерная физика, Изд. ИЛ, Москва, стр. 166, 1955.
239. R. E. Cutkosky, B. B. Deo, *Phys. Rev.*, 174, 1859 (1968);
B. B. Deo, M. K. Parida, *Phys. Rev. Lett.*, 26, 1609 (1971).
240. O. V. Dumbrajs, Kh. Chernev, Z. Zlatov, *Nucl. Phys.*, B69, 336 (1974).
241. М. Г. Шафранова, Физика элементарных частиц и атомного ядра, 5, 645 (1974).
242. G. Moliere, *Z. Naturforsch.*, 2a, 133 (1947).
243. W. H. Barkas, M. J. Berger, *Studies in penetration of charged particles in matter*, Publication 1133, Washington D. C. p. 103, 1964.
244. Ye. A. Damaskinsky et al., *Nucl. Instr. and Meth.*, 130, 611 (1975).
245. Я. И. Азимов и др., *Письма в ЖЭТФ*, 23, 131 (1976).
246. Г. Д. Алхазов, С. Л. Белостоцкий, А. А. Воробьев, О. А. Домченков, Ю. В. Доценко, Н. П. Куропаткин, М. А. Шуваев, Труды Международной конференции по радиальной форме ядра, Краков, 1976, стр. 47.