

ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ
ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ
СВОЙСТВА НЕЙТРОНА

Ю. А. Александров

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ, ДУБНА

АННОТАЦИЯ

Дается обзор преимущественно экспериментальных работ, посвященных фундаментальным электромагнитным свойствам нейтрона: электрическому заряду, электрическому дипольному моменту, электромагнитным форм-факторам, поляризуемости, $(n - e)$ -взаимодействию.

ABSTRACT

Experimental papers devoted to fundamental electromagnetic properties of a neutron, such as: electrical charge, electrical dipole moment, electromagnetic form factors, polarizability, and $(n - e)$ -interaction are reviewed.

ВВЕДЕНИЕ

Нейтрон был открыт в 1932 г. и, пожалуй, оказал большее влияние на развитие физики, чем какая-либо другая элементарная частица. С открытием нейтрона началась эра ядерной физики, быстрое развитие которой привело в середине XX в. к рождению ядерной техники и физики элементарных частиц.

О нейтроне мы знаем довольно много: достаточно хорошо изучено его взаимодействие с ядрами — без этих знаний не могли бы работать ядерные реакторы; мы знаем его массу, спин, магнитный момент, электрический заряд — знание этих характеристик позволяет использовать нейтрон в качестве удобнейшего инструмента для многих исследований, например для изучения структуры конденсированных сред. В последние годы благодаря усилиям многих физиков удалось составить по крайней мере качественное представление о структуре нейтрона. Оказалось, что нейтрон — это частица, имеющая довольно сложное строение, во всяком случае поведение его при взаимодействии с веществом обнаруживает свойства, присущие неточечной частице. Нейтрон не действует непосредственно на наши органы чувств, и поэтому все, что о нем известно, мы познали через взаимодействия его с другими частицами и полями. Как известно, имеется четыре типа взаимодействий: гравитационное, слабое, электромагнитное, сильное. Самое слабое из них — гравитационное. Нейтрон является единственной частицей, имеющей массу покоя, падение которой в гравитационном поле Земли было зафиксировано экспериментально. Пока не обнаружено никаких неожиданностей, нейтрон ведет себя в гравитационном поле так же, как обычное макроскопическое тело.

Слабое взаимодействие ответственно за распад нейтрона на протон, электрон и антинейтрино. Распад нейтрона изучается довольно давно, и тем не менее эта область остается безусловно привлекательной для экспериментаторов: ведь даже такая характеристика, как период полураспада нейтрона, требует уточнения — расхождение между различными измерениями превышает втрое ошибку измерений.

Посредством сильных взаимодействий осуществляются реакции нейтронов с ядрами, да и само существование ядер обязано сильным взаимодействиям. Здесь имеется богатейший экспериментальный материал и, по-видимому, еще больше неясностей, осмыслить которые вряд ли удастся без понимания сильных взаимодействий между элементарными частицами.

Наконец, электромагнитное взаимодействие, с помощью которого узнают о таких рассмотренных ниже фундаментальных свойствах нейтрона, как электрический заряд, дипольный электрический момент и электромагнитная структура нейтрона, относится к области, о которой мы думаем, что понимаем ее. По крайней мере до сих пор не обнаружено ни одного явления, противоречащего квантовой электродинамике. Возможно, что обнаружение такого явления стало бы отправным пунктом новой теории, развитие которой привело бы к пониманию сильных взаимодействий.

1. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЗАРЯД НЕЙТРОНА

Вопрос о существовании у нейтрона электрического заряда тесно связан с более общим вопросом: почему заряды всех элементарных частиц равны либо $\pm Q_e$, либо нулю? Нейтрон обычно считают электрически нейтральной частицей, однако не существует никаких теоретических запретов на существование у нейтрона небольшого заряда, и экспериментальное обнаружение этого заряда было бы чрезвычайно ценным для теории.

В современной теории элементарных частиц очень важную роль играют законы сохранения электрического, барионного и лептонного зарядов. Они являются абсолютными, т. е. справедливыми для всех трех типов взаимодействий элементарных частиц (сильных, электромагнитных и слабых). Экспериментально они подтверждены с очень высокой точностью и наряду с законами сохранения энергии, импульса и момента количества движения управляют процессами среди элементарных частиц. Сущность трех перечисленных законов сохранения заключается в том, что у частиц имеются три независимых набора чисел Q_i , B_i , L_i (электрический, барионный и лептонный заряды), которые удовлетворяют следующим соотношениям:

$$\left. \begin{aligned} \sum_i Q_i &= \text{const во времени,} \\ \sum_i B_i &= \text{const во времени,} \\ \sum_i L_i &= \text{const во времени.} \end{aligned} \right\} (1)$$

Можно показать [1, 2], что применение закона сохранения электрического заряда вместе с законами сохранения барионного и лептонного зарядов к известным реакциям с элементарными частицами не позволяет определить соотношение между электрическими зарядами всех элементарных частиц. Например, отсутствие из-за сохранения барионного заряда реакции $p \rightarrow e^+ + \pi^0$ и других аналогичных реакций приводит к тому, что заряд Q_p протона остается неопределенным относительно заряда Q_e позитрона. Из закона

сохранения электрического заряда в сочетании с законами сохранения барионного и лептонного зарядов не следует обязательно, что электрические заряды протона и электрона равны по абсолютной величине, а заряд нейтрона равен нулю.

В табл. 1 приведены четыре набора частиц, электрические заряды которых равны вследствие существования соответствующих реакций.

Т а б л и ц а 1

$Q=0$	$Q=Q_p$	$Q=Q_n$	$Q=Q_e$
$\gamma (p + p \rightarrow p + p + \gamma)$ $\pi^0 (p + p \rightarrow p + p + \pi^0)$	p $\Sigma^+ (\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0)$	n $\Lambda^0 (\Lambda^0 \rightarrow n + \pi^0)$	e^- $\mu^- (\mu^- \rightarrow e^- + \nu + \bar{\nu})$
$K_1^0 (K_1^0 \rightarrow 2\pi^0)$	—	$\Sigma^0 (\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \gamma)$	—
$K_2^0 (K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0)$	—	$\Xi^0 (\Xi^0 \rightarrow \Lambda^0 + \pi^0)$	—

Ясно, что даже если фиксировать шкалу электрического заряда измерением Q_e , значения Q_p и Q_n остаются неопределенными. Таким образом, вопрос об электрическом заряде нейтрона должен быть решен экспериментально.

Все эксперименты по поискам заряда нейтрона можно разделить на прямые и косвенные. К прямым экспериментам относятся опыты по ионизации газов нейтронами и электростатическому отклонению нейтронного пучка очень медленных нейтронов. Наиболее ранние эксперименты Ди [3] по поискам ионизации газов нейтронами привели к оценке $Q_n < \frac{1}{700} |Q_e|$. Шапиро и Эстулин [4], пытаясь наблюдать отклонение нейтронного пучка тепловых нейтронов в однородном электростатическом поле, дали оценку $Q_n < 6 \cdot 10^{-12} |Q_e|$. К косвенным экспериментам относятся опыты по поискам зарядов неионизованных атомов и молекул [5—7]. В наиболее точной работе Кинга [5] были найдены верхние пределы зарядов молекул H_2 , D_2 и SF_6 . Автор применял методику измерения заряда макроскопического объема газа после чистки его от ионов и электронов.

Считая, что $Q_{\text{атома}} = Z \Delta Q + N Q_n$, где $\Delta Q = |Q_e| - |Q_p|$, из оценок $Q(H_2)$ и $Q(D_2)$ можно получить оценку Q_n независимо от ΔQ . Такая процедура дает $Q_n < 3 \cdot 10^{-20} |Q_e|$. Предполагая же, что $\Delta Q = Q_n$, из оценки $Q(SF_6)$ можно получить $Q_n < 2 \cdot 10^{-22} |Q_e|$.

Косвенные оценки значительно превосходят по своей точности прямые. Тем не менее последние следует считать более надежными, так как не исключено, что при объединении в атом частицы могут каким-либо образом изменить свой заряд. Прецизионным прямым экспериментом в настоящее время следует считать опыт Шалла,

Биллмана и Ведгвуда [8]. Авторам удалось достигнуть чрезвычайно высокой угловой чувствительности прибора, используя два последовательных брэгговских отражения от двух совершенных кристаллов кремния. Принципиальная схема прибора приведена

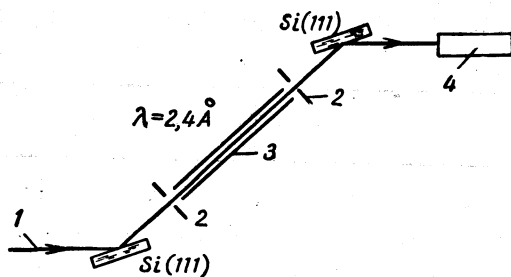


Рис. 1. Схема двухкристального спектрометра и отклоняющей электростатической системы:

1 — пучок нейтронов; 2 — щель 1,5 мм; 3 — отклоняющие электростатические пластины; 4 — детектор.

на рис. 1, а кривая, характеризующая его угловую чувствительность, на рис. 2. Результаты измерения представлены на рис. 3, обработка их по методу наименьших квадратов дала значение $Q_n = (-1,9 \pm 3,7) \cdot 10^{-18} |Q_e|$.

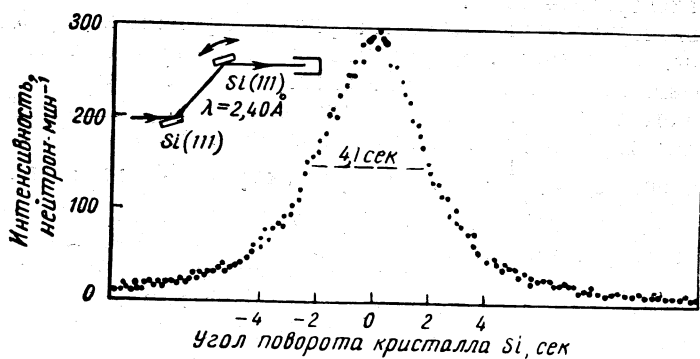


Рис. 2. Кривая интенсивности в зависимости от угловой ориентации второго кристалла.

Оценки $Q_n = \Delta Q$ можно получить также из космологических соображений. Такие оценки были проделаны, в частности, в работе [9]. Простое рассмотрение равновесия гравитационных сил притяжения и сил электростатического отталкивания, обеспечивающего существование макровещества, приводит к $Q_n < 10^{-18} |Q_e|$, а заряда $2 \cdot 10^{-18} Q_e$ оказывается достаточно, чтобы объяснить наблюдаемое расширение Вселенной в рамках механики Ньютона.

В работах [10] приводились высказывания о том, что, возможно, магнитные поля звезд и планет обусловлены вращением слабо заряженных атомов вокруг полярной оси. Из этих соображений следует, что Q_n должен быть порядка $2 \cdot 10^{-19} Q_e$.

В последнее время развивается космологический подход к теории элементарных частиц [11]. В принципе можно рассматривать элементарные частицы как почти замкнутые Вселенные. Известно, что замкнутый мир должен быть электрически нейтрален, а полная масса его должна быть равна нулю [12]. Если в такой мир внести электрический заряд ϵ , то этот мир уже не должен быть замкнутым. Масса его теперь оказывается отличной от нуля, минимальное ее значение равно $m = \epsilon/\sqrt{\kappa}$, где κ —гравитационная постоянная*. Если рассматривать нейтрон с такой точки зрения, то воз-

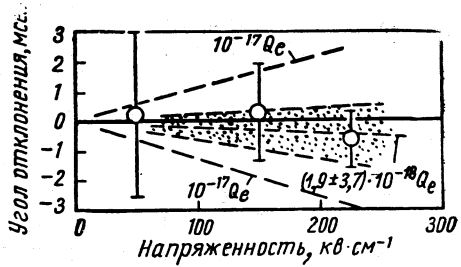


Рис. 3. Угловое отклонение нейтронного пучка электростатическим полем.

можный электрический заряд его должен быть $Q_n \leq m\sqrt{\kappa} \sim 10^{-18} |Q_e|$, что очень близко к приведенным выше оценкам. Таким образом, весьма желательными были бы прямые опыты по поиску электрического заряда нейтрона на уровне $10^{-19} |Q_e|$.

Заметим также, что обнаружение небольшого отклонения заряда нейтрона от нуля привело бы к тому, что сохранение барионов следовало бы из сохранения электрического заряда [2].

2. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ДИПОЛЬНЫЙ МОМЕНТ (ЭДМ) НЕЙТРОНА**

В связи с обнаружением нарушения CP -инвариантности*** в распадах K^0 -мезонов был снят теоретический запрет с невозможности существования ЭДМ элементарных частиц, в частности нейтрона. По своим трансформационным свойствам ЭДМ частицы является полярным вектором, направленным вдоль спина (аксиальный вектор) частицы, поэтому в результате операции обращения времени (изменение направления всех скоростей на обратные и замена начального состояния конечным) относительные направления ЭДМ и спина изменятся (если спин и ЭДМ были параллельны,

* Аналогичная формула для любого тела массы m следует из пятимерной теории поля [13].

** В данном разделе рассматривается вопрос о врожденном электрическом дипольном моменте нейтрона. О наведенном ЭДМ см. ниже.

*** Или T -инвариантности в силу известной CPT -теоремы.

то теперь они станут антипараллельными). Если существует T -инвариантность, то прямое и обращенное во времени состояния равновправны, и следовательно, наблюдаемое значение ЭДМ должно быть равно нулю [14].

Поскольку многочисленные поиски нарушения T -инвариантности в других процессах, кроме распада K^0 -мезонов, не привели к успеху, обнаружение ЭДМ у нейтрона или у какой-либо другой элементарной частицы явилось бы прямым доказательством неуниверсальности принципа T -инвариантности.

К настоящему времени для поисков ЭДМ нейтрона было использовано два экспериментальных метода. Один из этих методов — магниторезонансный метод Раби — был применен в 1957 г. Перселлом, Рамзаем и Смитом [15]. Они нашли, что ЭДМ нейтрона, деленный на заряд электрона, $(d_n/e) < 5 \cdot 10^{-20}$ см. В 1965—1967 гг. в связи с обнаружением распада K_2^0 -мезона на два заряженных пиона поиски ЭДМ нейтрона были возобновлены [16, 17]. В этом новом эксперименте использовался пучок очень медленных нейтронов (средняя скорость составляла 60 м/сек), отобранных с помощью изогнутой нейтропроводящей трубки. Пучок нейтронов подвергался действию постоянного магнитного поля H_0 и сильного электростатического поля E , которое может быть либо параллельным $E_{\uparrow\uparrow}$, либо антипараллельным $E_{\uparrow\downarrow}$ полю H_0 . Перпендикулярно полю H_0 приложено слабое переменное поле H_1 с частотой ω . Резонансная частота равна

$$\omega_0 = \frac{1}{\hbar I} (\mu_n H_0 \pm d_n E), \quad (2)$$

где I — спин нейтрона, а μ_n — его магнитный момент. Изменение резонансной частоты при обращении направления электростатического поля

$$\Delta\omega_0 = \frac{2d_n E}{\hbar I}. \quad (3)$$

При приближении частоты ω к ω_0 происходит резонансное изменение ориентации спина, сопровождающееся резким изменением интенсивности регистрируемого пучка частиц. ЭДМ нейтрона можно определить из следующего соотношения:

$$d_n = \frac{\hbar}{2} \cdot \frac{\Delta N}{(E_{\uparrow\uparrow} + E_{\uparrow\downarrow}) \frac{dN}{dv_{\text{рез}}}}, \quad (4)$$

где ΔN — изменение скорости счета, вызванное изменением электрического поля с $E_{\uparrow\uparrow}$ на $E_{\uparrow\downarrow}$; $dN/dv_{\text{рез}}$ — производная от числа отсчетов по частоте переменного поля.

Чувствительность прибора можно повысить, увеличивая электрическое поле, а также за счет большей крутизны резонансной кривой. Поскольку крутизна связана с шириной резонансной линии,

а последняя, в свою очередь, ограничена соотношением неопределенности, то выгодно увеличивать время прохождения нейтрона через прибор.

На рис. 4 приведена принципиальная схема прибора Ок-Риджской национальной лаборатории. При $E = 120$ кв/см и времени прохождения нейтрона $\tau = 8 \cdot 10^{-3}$ сек для ЭДМ нейтрона было получено значение [17]

$$(d_n/e) = (0,02 \pm 0,85) \cdot 10^{-22} \text{ см.}$$

На Венской конференции в сентябре 1968 г. было сообщено о том, что получено новое значение [18] ЭДМ:

$$(d_n/e) = (0,2 \pm 0,2) \cdot 10^{-22} \text{ см.} \quad (5)$$

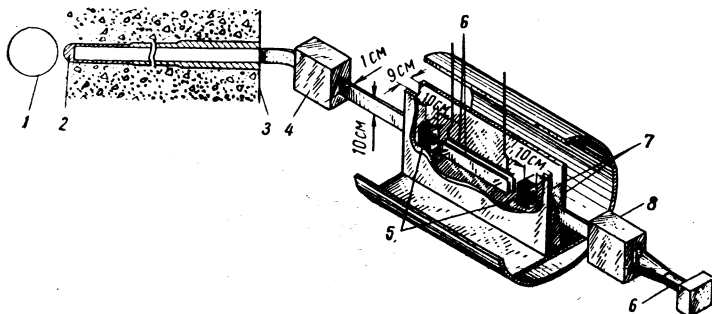


Рис. 4. Принципиальная схема прибора Ок-Риджской национальной лаборатории:

1 — активная зона реактора; 2 — тяжеловодный замедлитель; 3 — защита реактора; 4 — поляризатор (зеркало Co—Fe); 5 — катушка переменного магнитного поля; 6 — пластины электростатического поля; 7 — полюса постоянного магнита; 8 — анализатор (зеркало Co—Fe).

Второй метод был использован в Брукхейвенской лаборатории [19]. При наличии ЭДМ нейтрон испытывает дополнительное взаимодействие с внутриатомным кулоновским полем. Соответствующая амплитуда в борновском приближении имеет вид

$$b'' = i d_n \frac{Ze(1-f)}{\hbar} \cdot \frac{\text{cosec } \theta}{v} (\mathbf{p}\mathbf{n}), \quad (6)$$

где Ze — заряд ядра; $1-f$ — электронный экранирующий фактор; f — форм-фактор, характеризующий распределение электронов в атоме; v — скорость нейтрона; 2θ — угол рассеяния; \mathbf{p} — единичный вектор поляризации нейтрона; \mathbf{n} — единичный вектор, характеризующий рассеяние,

$$\mathbf{n} = \frac{1}{2k \sin \theta} (\mathbf{k} - \mathbf{k}_0), \quad (7)$$

где \mathbf{k} и \mathbf{k}_0 — волновые векторы до и после столкновения. Амплитуда (6) мнимая, максимальная, когда вектор \mathbf{p} параллелен \mathbf{n} , и меняет

свой знак при изменении знака поляризации нейтрона. Интенсивность рассеяния нейтронов

$$\mathcal{I} \sim b^2 + (b' + b'')^2, \quad (8)$$

где $b + ib'$ — амплитуда ядерного рассеяния.

В своем эксперименте Шалл и Натанс искали изменение интенсивности при изменении знака поляризации нейтрона. Поскольку относительное изменение интенсивности

$$\frac{\Delta \mathcal{I}}{\mathcal{I}} = \frac{4b'b''}{b^2 + b'^2}, \quad (9)$$

выгодно вести измерения на ядрах с малой b . В опыте был применен монокристалл CdS, интенсивность отражения нейтронов от плоскости (004) которого определяется разностью амплитуд когерентного рассеяния Cd и S:

$$\mathcal{I} \sim |a_{\text{Cd}} - a_{\text{S}}|^2, \quad (10)$$

$a_{\text{Cd}} = (3,8 + i 1, 2)$ ферми и $a_{\text{S}} = 3,1$ ферми. В эксперименте было зарегистрировано за три месяца около $4 \cdot 10^8$ нейтронов. Принимались специальные меры для компенсации эффектов швингеровского рассеяния, т. е. рассеяния, вызванного взаимодействием магнитного момента движущегося нейтрона с кулоновским полем ядра. Амплитуда этого рассеяния также мнима, но она обращается в нуль, если вектор поляризации в точности параллелен вектору рассеяния. Окончательный результат эксперимента

$$\left(\frac{d_n}{e} \right) = (+2,4 \pm 3,9) \cdot 10^{-22} \text{ см.}$$

Теоретические оценки ЭДМ нейтрона чрезвычайно разнообразны и согласно им ЭДМ нейтрона может быть заключен в пределах $10^{-19} > \frac{d_n}{e} > 10^{-31}$ см. Оценки, лежащие в области около 10^{-22} см, основаны на предположении о нарушении T -инвариантности в слабых взаимодействиях. С этой точки зрения особенно желательно увеличить чувствительность измерений ЭДМ на один-два порядка. В этом направлении ведутся работы как в Ок-Ридже, так и в Брукхейвене. Весьма перспективным для увеличения чувствительности первого метода может быть применение ультрахолодных нейтронов, позволяющих увеличить время пребывания частиц в приборе [21], а в случае второго — использование монокристаллов с очень малой амплитудой когерентного рассеяния, в частности возможно применение смеси изотопов вольфрама, обогащенной изотопом вольфрама-186. При соответствующей концентрации W^{186} амплитуда когерентного рассеяния такой смеси может быть даже равна нулю [20].

3. ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ СТРУКТУРА НЕЙТРОНА

Электромагнитные форм-факторы нейтрона. Свойства и структура какой-либо элементарной частицы тесно связаны со свойствами других частиц. Это обстоятельство обусловлено существованием, например, вокруг реального нейтрона облака виртуальных частиц, с помощью которых осуществляется взаимодействие между нейтроном и другими частицами. Хотя сами виртуальные частицы в принципе ненаблюдаемы, все эффекты, вызываемые ими, вполне реальны, так же как реальны ядерные силы, которые осуществляются путем обмена виртуальными мезонами.

Характерные размеры облака виртуальных частиц определяются их массой. Так, по порядку величины радиус π -мезонного облака $r_\pi \sim \frac{\hbar}{m_\pi c}$, где m_π — масса

π -мезона; K -мезонного облака $r_k \sim \frac{\hbar}{m_k c}$, где m_k — масса K -мезона, и т. д. В настоящее время наши знания о K -мезонной и других, более глубоких оболочках нейтрона совершенно ничтожны, кое-что мы знаем только о пионной оболочке.

Электромагнитная структура нейтрона (или вообще нуклона) может проявиться при взаимодействии с ним любой заряженной частицы (например, при рассеянии электронов или мюонов на нуклоне и т. п.). Наиболее полно этот вопрос рассмотрен для случая рассеяния электронов на нуклонах [22]. Законы электромагнитного взаимодействия достаточно хорошо известны, поэтому из данных по рассеянию можно сделать выводы о структуре нуклона. Прежде всего рассчитывают сечение рассеяния на точечном нуклоне, учитывая не только электростатическое взаимодействие, но и взаимодействие с нормальным и аномальным магнитными моментами частицы. Зная это сечение, можно вычислить рассеяние на протяженном нуклоне, состоящем из многих частиц, суммируя волны, рассеянные каждой частицей. Прием, применяемый здесь, хорошо известен из теории рассеяния рентгеновских лучей, однако при рассеянии рентгеновских лучей приходится иметь дело с упорядоченными центрами рассеяния в кристаллической решетке, в случае же нуклона распределение плотности считают имеющим непрерывный характер. Поэтому сумма по отдельным парциальным амплитудам рассеяния заменяется интегралом, который принято называть форм-фактором.

Строгое теоретическое рассмотрение данного вопроса, удовлетворяющее требованиям лоренцевой и градиентной инвариантности в приближении, соответствующем фейнмановской диаграмме (рис. 5), приводит к выводу, что для описания электромагнитной

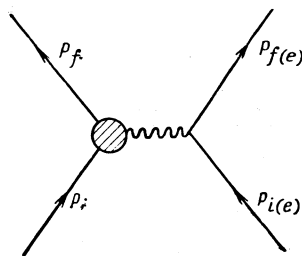


Рис. 5. Фейнмановская диаграмма рассеяния электрона на протоне в приближении до e^2 .

структуры нуклона достаточно двух форм-факторов — F_1 и F_2 , являющихся функциями квадрата передаваемого четырехмерного импульса q^* :

$$q^2 = (p_f - p_i)^2 = (p_{f(e)} - p_{i(e)})^2, \quad (11)$$

где $p_i, p_f, p_{i(e)}, p_{f(e)}$ — начальные и конечные четырехмерные импульсы протона и электрона.

Можно показать [23], что при $E \gg m^{**}$, где E — энергия электрона, а m — его масса,

$$q^2 = - \frac{(2E \sin \theta/2)^2}{1 + 2 \frac{E}{M} \sin^2 \frac{\theta}{2}}. \quad (12)$$

Здесь M — масса нуклона, θ — угол рассеяния электрона. Для случая, описываемого фейнмановской диаграммой (см. рис. 5), $q^2 < 0$ (пространственноподобные значения q).

Дираковский форм-фактор $F_1(q^2)$ описывает пространственное распределение заряда нуклона и связанного с ним магнитного момента Дирака, форм-фактор Паули $F_2(q^2)$ связан с пространственным распределением аномального магнитного момента. Форм-факторы включают в себя суммарный результат всех эффектов, вызванных любым числом виртуальных частиц. На языке диаграммы рис. 5 это означает, что не детализируются взаимодействия, имеющие место в нуклон-фотонной вершине, под заштрихованной областью подразумевается лишь суммарный результат. В предельном случае низких энергий (малых переданных импульсов), когда справедливо нерелятивистское приближение, форм-факторы являются фурье-образом от пространственного распределения электрического заряда $\rho(r)$ и магнитного момента $m(r)$. Например, в случае сферически симметричной заряженной частицы $F_1(q)$ определяется так:

$$F_1(q) = \frac{4\pi}{qe} \int_0^\infty \rho(r) \sin(qr) r dr, \quad (13)$$

где $\rho(r)$ — плотность распределения электрического заряда. Из формулы (13) находим, что

$$\rho(r) = \frac{e}{2\pi^2 r} \int_0^\infty F(q) \sin(qr) q dq. \quad (14)$$

Из (13) следует, что $F_1(0) = 1$. Аналогично $F_2(0) = 1$. Точечной частицей с зарядом e и полным магнитным моментом $\frac{e\hbar}{2Mc} + \mu_0$, где

* Напомним, что пространственные компоненты четырехвектора импульса совпадают с импульсом частицы p , а временная равна $i \frac{E}{c}$, где E — энергия частицы.

** Здесь используется система единиц, в которой $\hbar = c = 1$.

$\mu_0 = \kappa \frac{e\hbar}{2Mc}$, следует назвать частицу, для которой F_1 и F_2 не зависят от q и равны 1. Частица имеет электромагнитную структуру только в случае, если $F_1(q^2)$ и $F_2(q^2)$ не постоянны. Это утверждение является точным определением электромагнитной структуры частицы при всех q^2 [17].

Зная $\rho(r)$ и $m(r)$, можно определить среднеквадратичные электрический и магнитный радиусы частицы:

$$\langle r_e^2 \rangle = \frac{\int r^2 \rho(r) d^3 r}{\int \rho(r) d^3 r} = \frac{6F'_1(q^2)_{q^2=0}}{F_1(0)}; \quad (15)$$

$$\langle r_m^2 \rangle = \frac{\int r^2 m(r) d^3 r}{\int \rho(r) d^3 r} = \frac{6F'_2(q^2)_{q^2=0}}{F_2(0)}. \quad (16)$$

В случае нейтрона $F_{1,n} = 0$ и среднеквадратичный радиус определяют как

$$\langle r_e^2 \rangle_n = \frac{6F'_{1,n}(q^2)_{q^2=0}}{F_{1,p}(0)} = 6F'_{1,n}(q^2)_{q^2=0}. \quad (17)$$

При малых q^2 функции F можно разложить в ряд:

$$\begin{aligned} F_{1,2}(q^2) &\approx F_{1,2}(0) + q^2 F'_{1,2}(q^2)_{q^2=0} + \dots = \\ &= F_{1,2}(0) \left(1 + \frac{1}{6} q^2 \langle r^2 \rangle_{1,2} + \dots \right). \end{aligned} \quad (18)$$

Из (18) видно, что при $q^2 \rightarrow 0$ среднеквадратичный радиус определяет наклон форм-фактора и может служить в этом смысле характеристикой форм-фактора, если последний не является быстро меняющейся функцией q^2 . В противном случае значение $\langle r^2 \rangle$ не будет связано с общим поведением форм-фактора. Из (17) и (18) и для случая нейтрона получим:

$$F_{1,n}(q^2) \approx q^2 \frac{1}{6} \langle r_e^2 \rangle_n + \dots; \quad (19)$$

$$F_{2,n}(q^2) \approx F_{2,n}(0) \left(1 + \frac{q^2}{6} \langle r_m^2 \rangle_n + \dots \right) = 1 + \frac{q^2}{6} \langle r_m^2 \rangle_n. \quad (20)$$

Как уже отмечалось выше, каждый из форм-факторов F_1 и F_2 не описывает только распределение заряда или магнитного момента. Однако существует система координат, в которой комбинации форм-факторов F_1 и F_2 очень точно соответствуют распределению электрического заряда и магнитного момента. Новые форм-факторы выражаются через F_1 и F_2 следующим образом [24]:

зарядовый форм-фактор

$$G_E(q^2) = F_1(q^2) + \frac{q^2}{4M^2} \kappa F_2(q^2), \quad (21)$$

магнитный форм-фактор

$$G_M(q^2) = F_1(q^2) + \kappa F_2(q^2). \quad (22)$$

Соответствующая система координат задается требованием равенства нулю пространственных компонент вектора $\mathbf{p}_i + \mathbf{p}_f$, в такой системе трехмерные импульсы начального и конечного протонов равны и противоположны по направлению, а соответствующие этому случаю энергии одинаковы. Введение G_E и G_M , кроме того, позволяет удобнее обрабатывать экспериментальные данные.

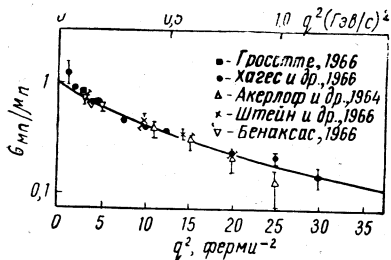


Рис. 6. Экспериментальная зависимость магнитного форм-фактора G_{Mn}/μ_n от q^2 . Кривая рассчитана по формуле (23).

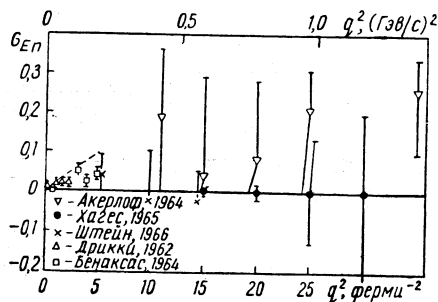


Рис. 7. Экспериментальная зависимость G_{Ep} от q^2 .

В настоящее время основная информация о G_E и G_M получается из данных по рассеянию электронов на протонах и дейтонах. На рис. 6 и 7 приведены экспериментальные значения $\frac{G_{Mn}}{\mu_n}$ и G_{Ep} , сообщение о которых было сделано на Станфордской конференции 1967 г. [25]. Экспериментально установлено, что между G_{Ep} , G_{Mp} и G_{Mn} существует следующее соотношение:

$$G_{Ep}(q^2) = \frac{G_{Mp}(q^2)}{\mu_p} = \frac{G_{Mn}(q^2)}{\mu_n} \approx \frac{1}{(1 + q^2/0,71)^2}. \quad (23)$$

Однако в результате последних, очень точных измерений, проведенных в Боннском университете [26], были обнаружены небольшие отклонения от этого соотношения.

На рис. 8 приведены экспериментальные данные по G_{En} при $q^2 \leq 0,4$ ($\text{Гэв}/c$)². Пунктирная прямая — наклон при $q^2 = 0$ — получена из данных по (ne) -взаимодействию. Сплошная кривая — результат дисперсионных вычислений [27]. Поскольку значения форм-факторов нейтрона получают из анализа экспериментов по рассеянию электронов на дейтонах, а строгая релятивистская теория дейтона отсутствует, то эти значения не являются достаточно на-

дежными. Особенно это относится к G_{En} при малых q^2 . Более достоверной следует считать информацию о $\left(\frac{\partial G_{En}}{\partial q^2}\right)_{q^2=0}$, получаемую из экспериментов по (ne) -взаимодействию (см. раздел «Взаимодействие нейтрона с электроном»).

Поляризуемость нейтрона. Понятие поляризуемости нуклонов было введено при рассмотрении вопросов о рассеянии фотонов и фоторождении пионов на нуклонах [28, 29], а также рассеянии нейтронов на тяжелых ядрах [30, 31]. Наряду с зарядом, магнитным и другими моментами поляризуемость (электрическая и маг-

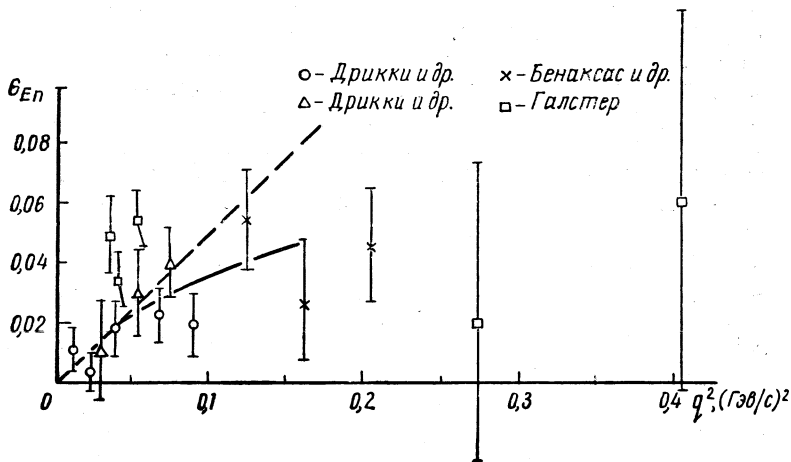


Рис. 8. Экспериментальная зависимость зарядового форм-фактора нейтрона G_{En} от q^2 для $q^2 \leq 0,4$ $(\text{ГэВ}/\text{с})^2$.

нитная) является характеристикой частицы, введение которой необходимо для полноты описания взаимодействия элементарных частиц. Поляризуемость характеризует деформацию мезонного облака частицы под действием электрического и магнитного полей. Она равна нулю, если частица обладает жесткой недеформируемой структурой или является точечной. Экспериментально определить величину поляризуемости нуклона довольно сложно. Для протона эти измерения частично выполнены. Определена его электрическая поляризуемость [32]. Что же касается нейтрона, то в настоящее время можно говорить лишь об экспериментальных оценках интересующих нас величин. Эти оценки можно получить из опытов с фотонами и нейтронами.

Рассеяние фотонов. Рассеяние фотонов частицами со спином $1/2$ и аномальным магнитным моментом было рассмотрено в работах [28, 29, 33—38]. В области малых частот, т. е. при $\omega \ll m$, где ω — частота фотона, а m — масса пиона, естественно воспользоваться разложением амплитуды рассеяния по частоте фотона. В работах

[28, 33, 34] в амплитуде рассеяния рассматривались члены, линейные по частоте фотона. Было показано, что в этом случае для описания рассеяния достаточно знать лишь заряд, массу и аномальный магнитный момент. Однако такое описание не является исчерпывающим. В работе [28] было обращено внимание на возможное участие в процессах в области низких энергий промежуточных состояний, отвечающих высоким возбуждениям нуклона. Поглощение фотона нуклоном приводит к индуцированию в нуклоне электрического и магнитного моментов и последующему их излучению. Аналогичное явление известно в оптике под названием рэлеевского рассеяния. Амплитуда рэлеевского рассеяния пропорциональна квадрату частоты γ -квантов. Было показано, что при энергиях ниже порога рождения пионов подобное рассмотрение приводит к необходимости введения двух новых параметров — α - и β -коэффициентов электрической и магнитной поляризуемости нуклона.

Определению понятия поляризуемости при рассеянии фотонов и теории комптон-эффекта на нуклоне посвящено много теоретических работ. Было показано, что при рассмотрении рассеяния фотонов малых энергий на системе со спином $1/2$ с точностью до членов, кубичных по частоте фотона, в формулу для амплитуды рассеяния помимо заряда, массы и аномального магнитного момента входят еще три параметра: α , β и $\langle r_e^2 \rangle$ — среднеквадратичный радиус распределения заряда. Более подробный обзор этих работ можно найти в работе [39].

Значения α_p и β_p можно получить из опытов по упругому рассеянию фотонов на протонах при энергиях ниже порога рождения пионов. Анализ этих опытов выполнен в работе [40]. Результаты анализа дают для протона (рис. 9): $\alpha_p = (0,9 \pm 0,2) \cdot 10^{-42} \text{ см}^3$, $\beta_p = (0,2 \pm 0,2) \cdot 10^{-42} \text{ см}^3$.

Следует заметить, что учет в формуле разложения по частоте амплитуды рассеяния членов более высокого порядка, чем третьего, может несколько изменить значение α_p . Чтобы исключить их влияние, следует вести измерения при энергиях γ -квантов порядка 10—20 Мэв. Однако это связано с большими трудностями вследствие сильного уменьшения измеряемого эффекта с уменьшением энергии.

Оценить поляризуемость нейтрона значительно сложнее, поскольку невозможно получить прямые экспериментальные данные по рассеянию фотонов нейтронами. В будущем, возможно, удастся поставить прямой опыт по столкновению нейтронов с пучком мощного лазера, но пока для оценок поляризуемости нейтрона приходится пользоваться информацией, полученной из экспериментов по комптон-эффекту, например на дейтоне. Затруднения при анализе этих экспериментов, так же как и при обработке экспериментов по рассеянию электронов на дейтонах, связаны, в первую очередь, с отсутствием строгой релятивистской теории дейтона. Необходимо учитывать то обстоятельство, что в дейтоне нейтрон находится в движении. На современной стадии релятивистской теории дейтона задачу об эффекте движения можно решить лишь приближенно.

Приходится делать целый ряд допущений, что в конечном счете в какой-то степени обесценивает полученные результаты.

Анализ экспериментальных данных по комптон-эффекту на дейтоне обычно проводят в рамках импульсного приближения [41]. Оно состоит в том, что амплитуда рассеяния на дейтоне считается равной сумме амплитуд рассеяния на свободных протоне и нейтроне, причем учитывается распределение этих частиц по импульсам, такое, как в дейтоне. Однако, как показано в работах [29, 42, 43], экспериментальные данные о рассеянии фотонов на дейтонах [44, 45] не

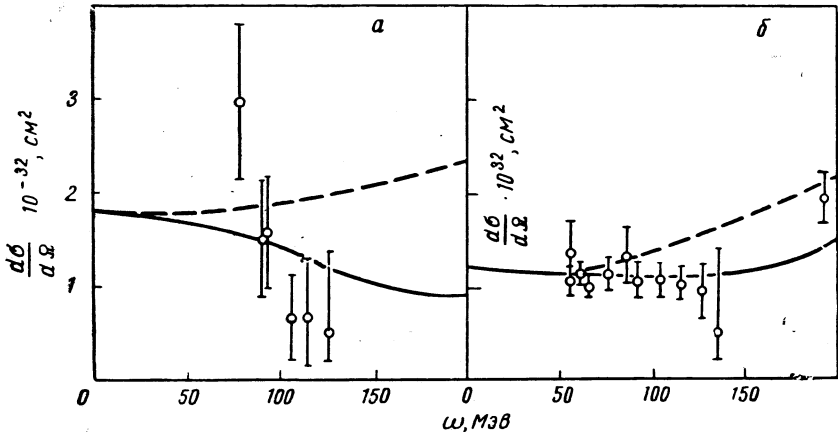


Рис. 9. Энергетическая зависимость сечения упругого рассеяния фотонов на протонах при углах 45° (а) и 90° (б). Сплошная кривая — результаты расчета при $\alpha_p = 0,9 \cdot 10^{-42} \text{ см}^3$, $\beta_p = 0,2 \cdot 10^{-42} \text{ см}^3$. Пунктирная кривая — результаты расчета при $\alpha_p = \beta_p = 0$.

укладываются в рамки импульсного приближения. На амплитуду рассеяния рассматриваемого процесса в области энергий 50—100 Мэв оказывает сильное влияние фоторасщепление дейтона. Этот неупругий процесс наряду с фоторождением пионов при больших энергиях делает невозможным применение импульсного приближения к рассмотрению комптон-эффекта на дейтоне в широкой области энергий. Все это приводит в конечном счете к тому, что делать надежные заключения о поляризуемости нейтрона из экспериментов по рассеянию фотонов на дейтонах невозможно.

В одной из последних работ [42] авторы, рассматривая экспериментальные данные по комптон-эффекту на дейтоне, приходят к выводу, что электрическая поляризуемость нейтрона не может превышать соответствующую величину для протона более чем на 40%. Однако этот вывод делается на основе импульсного приближения, и, как утверждают сами авторы, учет некоторых обменных эффектов может привести к значительно большей величине α_n .

В работе [29] было обращено внимание на то, что изучение процессов $\gamma + d \rightarrow d + \gamma$ и $\gamma + \text{He}^4 \rightarrow \text{He}^4 + \gamma$ может упростить интерпретацию экспериментальных данных. Что касается первого процесса, то, видимо, при энергиях порядка нескольких десятков мегаэлектронвольт его трудно отделить от процесса $\gamma + d \rightarrow p + n + \gamma$, а эффект поляризуемости пропорционален квадрату частоты фотона и при очень низких энергиях фотонов эффект мал. Возможность оценки α_n при изучении реакции $\gamma + \text{He}^4 \rightarrow \text{He}^4 + \gamma$ рассмотрена в работе [37]. В этом случае вклад неупругих процессов в амплитуду рассеяния значительно меньше, чем в случае дейтона, так как порог фоторасщепления гелия достаточно высок ($E \sim 20 \text{ МэВ}$). Как показано в работе [37], измеряя рассеяние фотонов на гелии под углом 90° , можно получить значение $\bar{\alpha}$:

$$\bar{\alpha} = \alpha + \frac{1}{3} \left(\frac{e^2}{M} \right) \langle r_e^2 \rangle, \quad (24)$$

где $\langle r_e^2 \rangle$ — среднеквадратичный радиус гелия, известный из опытов по $e - \text{He}^4$ -рассеянию, а поляризуемость гелия $\alpha = \alpha_n + 2\alpha_p + 2\alpha_n$. Значение α_n можно определить из опытов по фоторасщеплению гелия, если воспользоваться известным из дисперсионных соотношений выражением:

$$\alpha_n = \frac{1}{2\pi^2} \int \frac{\sigma_{E1} d\omega}{\omega^2}, \quad (25)$$

где σ_{E1} — полное сечение дипольного поглощения (не принимая во внимание фоторождение мезонов). Интеграл (25) можно оценить, заменив σ_{E1} на σ_{tot} . Это дает $\alpha_n = (70 \pm 4) \cdot 10^{-42} \text{ см}^3$. Точность этой оценки определяет верхнюю границу α_n . Данным методом возможно определить величину α_n , если она более или порядка $5 \cdot 10^{-42} \text{ см}^3$. Опытов по рассеянию фотонов на гелии пока нет.

Косвенную оценку поляризуемости нейтрона можно получить из данных по фоторождению мезонов [29, 38]: $\gamma + p \rightarrow \pi^+ + n$, $\gamma + n \rightarrow \pi^- + p$. Из дисперсионных соотношений имеем [38]:

$$\alpha = \frac{1}{2\pi^2} \int_{\omega_i}^{\infty} \frac{d\omega}{\omega^2} \left\{ |E_1|^2 + 2|E_3|^2 + \frac{1}{3}|E_2|^2 - \frac{1}{6}|M_2|^2 \right\}; \quad (26)$$

$$\beta = \frac{1}{2\pi^2} \int_{\omega_i}^{\infty} \frac{d\omega}{\omega^2} \left\{ |M_1|^2 + 2|M_3|^2 + \frac{1}{3}|M_2|^2 - \frac{1}{6}|E_2|^2 \right\}, \quad (27)$$

где E_i и M_i — парциальные амплитуды рождения пионов на нуклоне (электрического и магнитного типов). Из опытов по фоторождению пионов на протонах и дейтонах известно, что отношение се-

чений вблизи порога $\frac{\sigma_{\pi^-}}{\sigma_{\pi^+}} \sim 1,3$ [45]. Поскольку электрическое дипольное рождение пионов доминирует при этих энергиях, можно считать, что $|E_1^{\pi^-}|^2 \sim 1,3 |E_1^{\pi^+}|^2$. Отсюда, принимая во внимание значение α_p , можно получить для нейтрона $\alpha_n \sim 1,2 \cdot 10^{-42} \text{ см}^3$. Аналогичная величина определена также в работе [46]. Видимо, истинная величина α_n находится вблизи полученных значений. Каких-либо экспериментальных оценок величины β_n сделано не было.

Рассеяние нейтронов тяжелыми ядрами. Верхнюю оценку электрической поляризуемости нейтрона можно получить, изучая рассеяние нейтронов на тяжелых ядрах. Понятие электрической поляризуемости нейтрона в связи с вопросом о рассеянии нейтронов было введено в работах [30, 31]. В выражении гамильтониана взаимодействия нейтрона с ядром появляется дополнительный член вида $\frac{1}{2} \alpha_n E^2$, где E — электрическое поле ядра. В работе [31] в борновском приближении была вычислена амплитуда поляризационного рассеяния нейтрона в кулоновском поле ядра:

$$f(\theta) = \frac{M\alpha_n}{2R} \left(\frac{Ze}{\hbar}\right)^2 KR \left(\frac{\sin KR}{K^2 R^2} + \frac{\cos KR}{KR} + \sin KR\right), \quad (28)$$

где $K = \frac{2}{\lambda} \sin \frac{\theta}{2}$; R — радиус ядра; M — приведенная масса нейтрона.

В предположении, что энергия ядерного взаимодействия не зависит от спина, получается следующее выражение для дифференциального сечения упругого рассеяния неполяризованных нейтронов:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f_0(\theta)|^2 + \frac{1}{4} \kappa_n^2 \left(\frac{\hbar}{Mc}\right)^2 \left(\frac{Ze^2}{\hbar c}\right)^2 \text{ctg}^2 \frac{\theta}{2} + 2 \text{Re} f_0(\theta) f(\theta) + f^2(\theta), \quad (29)$$

где $f_0(\theta)$ — амплитуда ядерного рассеяния. Второй член выражения (29) описывает швингеровское рассеяние, возникающее благодаря взаимодействию магнитного момента нейтрона $\mu_n = \kappa_n \frac{e\hbar}{2Mc}$ с кулоновским полем ядра. Поскольку поляризационное рассеяние обусловлено дальнедействующими силами, то поиски эффектов, вызванных ими при энергиях нейтронов порядка нескольких мегаэлектронвольт, следует вести в интервале малых углов ($< 10^\circ$). Помимо эффекта, связанного с поляризуемостью нейтрона, в области малых углов будет проявляться также швингеровское рассеяние, однако эффект последнего можно достаточно точно учесть расчетным путем.

Основная трудность при интерпретации экспериментальных данных заключается в учете ядерного взаимодействия. Поскольку не существует соответствующей строгой теории, то при учете эффекта ядерного взаимодействия приходится прибегать к различного рода модельным представлениям. В первом приближении ядерное

рассеяние в области углов $< 10^\circ$ при энергиях выше 1 Мэв можно считать изотропным. Действительно, нейтрон, испытавший взаимодействие в области размером R (радиус ядра), имеет неопределенность в импульсе $\Delta p \sim \frac{\hbar}{R}$, что приводит к неопределенности в угле рассеяния θ : $\text{tg } \theta = \frac{\Delta p}{p} \sim \frac{\hbar}{pR} = \frac{1}{kR}$. Если $R \sim 10^{-12}$ см, кинетическая энергия нейтрона $E_n \sim 2$ Мэв, то $\text{tg } \theta \sim \frac{1}{3}$ и $\theta \sim 18^\circ$, т. е.

вплоть до углов 20° (и меньше) рассеяние равновероятно. В первых работах, посвященных рассеянию нейтронов с энергией порядка нескольких мегаэлектронвольт на малые углы [47—49], результаты эксперимента после учета швингеровского рассеяния сравнивались либо с зависимостью для ядерного рассеяния вида $\sigma(\theta) = A + B \cos \theta$ [47, 48], либо с дифракционной формулой [49]. И в том и в другом случае в поведении дифференциального сечения в области малых углов были найдены отклонения от указанных зависимостей для урана, тория и плутония. Отклонений не наблюдалось для более легких ядер. Если эти отклонения приписать влиянию эффекта электрической поляризуемости нейтрона, то для значения α_n получается слишком большая величина $\alpha_n \sim 10^{-40}$ см³, что противоречит не только экспериментальной величине электрической поляризуемости протона, от значения которой α_n не должна отличаться, казалось бы, слишком сильно, но и целому ряду теоретических расчетов, выполненных для нуклонов [50—54].

В более поздних экспериментальных работах по рассеянию на малые углы [55—60], перекрывающих интервал энергий нейтронов от 0,5 до 14 Мэв, результаты измерений сравнивались с расчетами, проведенными на основе оптической модели ядра. Говорить о каких-либо определенных закономерностях в расхождении расчетных и экспериментальных данных пока трудно. Тем не менее, по-видимому, чисто классическая оптическая модель недостаточно хорошо описывает малые углы — включение дальнедействующего потенциала улучшает согласие между расчетами и экспериментом. К такому выводу пришел Г. В. Аникин после тщательного анализа экспериментальных данных работ [47—49, 55—60], применив для расчетов на ЭВМ программу, включающую дальнедействующий потенциал вида $1/r^4$ и позволяющую непосредственно в процессе расчета подбирать параметры оптической модели, исходя из наилучшего удовлетворения экспериментальным данным по угловым распределениям рассеяния и полным сечениям.

В работах [61—64] были предприняты попытки учесть эффекты, способные вызвать различного рода аномалии в области малых углов, однако они не были успешными. Наличие неопределенности в расчетах хода ядерного сечения рассеяния сильно уменьшает точность верхней оценки электрической поляризуемости нейтрона, сделанной на основании рассмотренных опытов. Можно лишь утверждать, что $|\alpha_n| < (2-3) \cdot 10^{-40}$ см³.

Другой серией опытов, позволяющих сделать верхнюю оценку α_n , являются эксперименты по рассеянию нейтронов на тяжелых ядрах в области низких энергий (меньше 100 кэв) [65, 66]. Если представить дифференциальное сечение рассеяния в виде

$$\sigma(\theta) = \frac{\sigma_0}{4\pi} \left[1 + \sum_{l=0}^{\infty} \omega_l P_l(\cos \theta) \right], \quad (30)$$

где σ_0 — полное сечение потенциального рассеяния, и воспользоваться известным приближенным соотношением для фаз рассеяния на короткодействующем потенциале ядра $\delta_l \sim (kR)^{2l+1}$, то можно легко убедиться, что в случае чисто ядерного взаимодействия коэффициент ω_1 оказывается линейной функцией энергии нейтрона E . При учете интерференции ядерного рассеяния с поляризационным в ω_1 появляется член, пропорциональный k , так что

$$\omega_1 = aE + bE^{1/2}, \quad (31)$$

где

$$b = -2,5 \times 10^{-4} \frac{M^{3/2} e^2}{\hbar^3} \cdot \frac{\alpha_n Z^2}{\sigma_0^{1/2}}, \quad (32)$$

если энергию E в формуле (31) выражать в килоэлектронвольтах. Такой анализ был проведен в работе [65] для рассеяния нейтронов с энергиями в диапазоне 50—300 кэв на ядрах урана и привел к оценке $|\alpha_n| < 20 \cdot 10^{-42} \text{ см}^3$. Более удобной для исследований является область энергий ниже 50 кэв, поскольку в этой области энергий нелинейная зависимость ω_1 от E сказывается намного заметнее. В работе [66] были проведены опыты по изучению рассеяния нейтронов в области энергий от 0,6 до 26 кэв (метод времени пролета, импульсный реактор). В качестве рассеивателя был выбран свинец, который в изучаемой области энергий не имеет сильных нейтронных резонансов, и это предохраняет от неопределенности анализа, связанной с пренебрежением ролью резонансов. Полученные данные были обработаны по методу наименьших квадратов совместно с данными Лангсдорфа и др., опубликованными в работе [67]. Эта обработка привела к выводу, что с вероятностью, равной 70%, величина α_n лежит в следующих пределах (рис. 10): $-4,7 \cdot 10^{-42} \text{ см}^3 \leq$

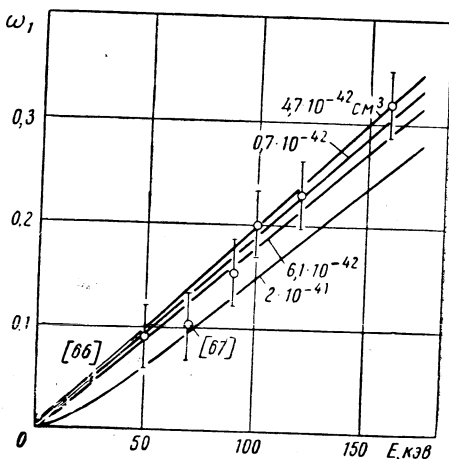


Рис. 10. Зависимость ω_1 от энергии нейтронов. Кривые рассчитаны по формулам (31) и (32) при фиксированном $a = 1,91 \cdot 10^{-3}$ и указанных значениях α_n .

$\leq \alpha_n \leq 6,1 \cdot 10^{-42} \text{ см}^3$. Этот результат остается до настоящего времени лучшей прямой экспериментальной оценкой α_n .

Поляризуемость нуклонов вследствие нелинейных эффектов электродинамики. До сих пор шла речь о поляризуемости нуклона, связанной с облаком виртуальных пионов, окружающих нуклон. Однако вокруг нуклона всегда имеется облако виртуальных электронно-позитронных пар размером $\frac{\hbar}{2m_e c} \sim 10^{-11} \text{ см}$. На это обстоятельство было обращено внимание в работе [68]. Как было отмечено в этой работе, возможно, что заметную роль при рассеянии нуклонов на ядрах играют диаграммы шестого порядка по e , содержащие блок рассеяния фотонов кулоновским полем ядра. Соответствующая диаграмма приведена на рис. 11. Полный коэффициент при квадратичных по частоте членах в этом случае можно записать в виде [68]

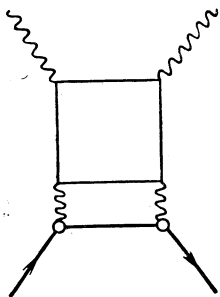


Рис. 11. Рассеяние, вызванное поляризуемостью электронно-позитронного облака заряженной частицы в кулоновском поле.

$$\left. \begin{aligned} \alpha_t &\sim \int_{\omega_t}^{\infty} \frac{\sigma_t(\omega) d\omega}{\omega^2}, \\ \alpha_t &= \alpha_m + \alpha_e, \end{aligned} \right\} \quad (33)$$

где α_m и α_e — вклады от мезонных и электродинамических процессов.

Из-за особенностей угловой зависимости $\gamma\gamma$ -рассеяния существенную роль при рассеянии на большие углы при энергиях порядка 50—100 Мэв играет только мезонная часть, т. е. α_m . При рассеянии на малые углы или при очень низких энергиях становится существенным эффект рождения электронно-позитронных пар. Подставляя в соотношение (33) сечение образования пар на протоне, получим, что $\alpha_{ep} = 0,7 \cdot 10^{-39} \text{ см}^3$. Такая большая величина, несомненно, может быть обнаружена, например, при рассеянии протонов на тяжелых ядрах. Для аналогичной оценки для нейтрона необходимо знать сечение рождения e^+e^- пар на нейтроне. В работе [68] было вычислено сечение рождения e^+e^- пар на аномальном магнитном моменте нейтрона. Результаты вычисления по формуле (33) дают при этом величину $\alpha_{en} \sim 10^{-44} \text{ см}^3$. Обнаружить подобную малую величину в нейтронных и фотонных опытах пока не удастся.

В работе [69] было отмечено, что, возможно, главный вклад в α_{en} дает эффект рождения пар, связанный не с аномальным магнитным моментом нейтрона, а с электрически заряженным пионным облаком. Диаграммы, описывающие электромагнитные взаимодействия нуклонов путем их поляризуемости, обусловленной облаком виртуальных электронно-позитронных пар для протона и нейтрона, приведены на рис. 12. Поляризуемость электронно-позит-

ронного облака в протоне и нейтроне [70] имеет следующий порядок:

$$\alpha_{ep} \sim \bar{G}_{Ep} \left(\frac{e^2}{\hbar c} \right) \left(\frac{\hbar}{2m_e c} \right)^3; \quad (34)$$

$$\alpha_{en} \sim \bar{G}_{En} \left(\frac{g^2}{\hbar c} \right) \left(\frac{e^2}{\hbar c} \right) \left(\frac{\hbar}{2m_e c} \right)^3, \quad (35)$$

где \bar{G}_{Ep} и \bar{G}_{En} — средние значения зарядового форм-фактора протона и нейтрона; g — константа сильного взаимодействия. Для протона \bar{G}_{Ep} известно, и подстановка значений констант в соотношение (34) дает $\alpha_{ep} \sim 1,5 \cdot 10^{-39} \text{ см}^3$, что близко к значению, полученному из выражения (33). Зарядовый форм-фактор нейтрона, по данным работ [25, 71, 72], в области $q^2 = (0 \div 2) f^{-2*}$ не превосхо-

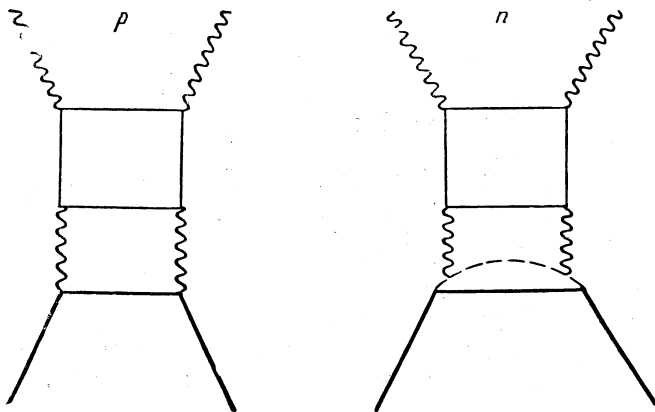


Рис. 12. Рассеяние, вызванное поляризуемостью электрон-позитронного облака протона и нейтрона в кулоновском поле.

дит величины 0,03—0,05. Вследствие этого величина α_{en} должна быть небольшой и вряд ли может существенно влиять на рассеяние нейтронов тяжелыми ядрами при рассматриваемых энергиях, хотя для окончательного заключения необходимы более точные расчеты, так как при взаимодействии нейтрона с кулоновским полем ядра в сечение дают вклад различные значения q^2 . Помимо этого, как отмечено в работе [68], может существовать сильная энергетическая зависимость эффекта в области порога рождения пар при столкновении нейтрона с ядром. Возможно, что такого рода явления могут вызвать аномальное рассеяние нейтронов тяжелыми ядрами на малые углы в области энергий порядка нескольких мегаэлектронвольт и не дают эффекта в области очень низких энергий. Во всяком случае, данный вопрос требует дальнейшего изучения.

* Импульс $1f \approx 10^{13} \text{ см}^{-1} = 197 \text{ Мэв/с}$.

В рамках теории групп SU_3 и SU_6 можно получить соотношения между электрическими и магнитными поляризуемостями барионов и мезонов [73]. При этом оказывается, что электрические поляризуемости барионов связаны соотношениями:

$$\left. \begin{aligned} \alpha_p &= \alpha_{\Sigma^+}; & \alpha_n &= \alpha_{\Xi^0}; & \alpha_{\Sigma^-} &= \alpha_{\Xi^-}; \\ \alpha_{\Sigma^0} - \alpha_{\Lambda^0} &= 1 & (\alpha_{\Lambda^0} - \alpha_n) &= \frac{2\sqrt{3}}{3} \alpha_{\Sigma^0 \Lambda^0}, \end{aligned} \right\} \quad (36)$$

где $\alpha_{\Sigma^0 \Lambda^0}$ — матричный элемент двухфотонного распада

$$\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + 2\gamma.$$

Аналогичным соотношениям удовлетворяет магнитная поляризуемость барионов β .

В работе [74] на основе нерелятивистской кварковой модели элементарных частиц, обладающей SU_6 -симметрией, также получены соотношения между поляризуемостями барионов и мезонов. В частности, в рамках этой модели $\alpha_p = \alpha_n$, $\beta_p = 1,5 \cdot 10^{-43} \text{ см}^3$, $\beta_n = 1,2 \cdot 10^{-43} \text{ см}^3$.

Итак, электроны и фотоны являются взаимно дополняющими средствами для изучения электромагнитной структуры нуклонов. Форм-факторы G_E и G_M , характеризующие распределение заряда и магнитного момента нуклона, определяются при рассеянии электронов. Поляризуемость, способность мезонного облака нуклона деформироваться проявляется при взаимодействии с фотонами. Видимо, существует тесная связь между форм-факторами и поляризуемостью, однако пока этот вопрос не рассмотрен.

4. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МЕЖДУ НЕЙТРОНОМ И ЭЛЕКТРОНОМ — (ne)-ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ

Введение. Поскольку нейтрон обладает магнитным моментом, то существует зависящее от спина взаимодействие дипольных моментов нейтрона и электрона, а также зависящее от скорости взаимодействие магнитного момента нейтрона с электрическим полем движущегося электрона. Эти взаимодействия, приводящие к магнитному рассеянию медленных нейтронов на атомах, исследуются методами нейтронной оптики: рассеянием на малые углы, дифракцией, отражением и т. п. [75, 76]. Не зависящее от спина и скорости взаимодействие нейтрона с электроном может иметь место при наличии у нейтрона пространственной электромагнитной структуры. В этом случае внутри нейтрона могут существовать области с отличной от нуля плотностью заряда. Любая заряженная частица, попадающая «внутри» нейтрона, будет подвержена в этом случае действию электромагнитных сил. В качестве объекта исследования вместо электрона можно взять любую другую заряженную частицу.

Однако в случае, например, протона ядерное взаимодействие между ним и нейтроном недостаточно хорошо известно, чтобы идентифицировать малый электромагнитный вклад. Для других же частиц, например μ -мезонов, осуществление подобных опытов пока невозможно из-за недостаточно совершенной техники эксперимента.

Искомое сечение рассеяния нейтрона электроном оказывается на восемь порядков меньше сечения ядерного взаимодействия. Тем не менее благодаря интерференции между упругим рассеянием медленных нейтронов ядром и электронами атома это явление можно обнаружить. Дифференциальное сечение когерентного рассеяния медленных нейтронов с длиной волны λ порядка размера атома описывается (без учета поглощения) соотношением

$$\sigma(\theta) = \left| a + Zf \left(\frac{\sin \theta}{\lambda} \right) a_{ne} \right|^2, \quad (37)$$

где a — амплитуда когерентного ядерного рассеяния; a_{ne} — амплитуда рассеяния нейтрона на электроне; $f\left(\frac{\sin \theta}{\lambda}\right)$ — атомный форм-фактор для электронов, известный из рассеяния рентгеновских лучей [77]. Оценки показывают, что относительная величина дополнительного вклада в рассеяние

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} \approx 2Z \Delta f \frac{a_{ne}}{a} \quad (38)$$

составляет около 1%, эффект такой величины поддается измерению. В нейтронной физике (ne)-взаимодействие принято описывать постоянным эквивалентным потенциалом V_0 , связанным с амплитудой рассеяния выражением

$$a_{ne} = \frac{2}{3} \cdot \frac{MR^3}{\hbar^2} V_0. \quad (39)$$

За радиус R потенциальной ямы принимают классический радиус электрона $\frac{e^2}{mc^2} = 2,8 \cdot 10^{-13}$ см. Конечно, потенциал V_0 носит чисто условный характер, поскольку в данной проблеме классический радиус электрона не играет фундаментальной роли.

Экспериментальные методы определения (ne)-взаимодействия. Существуют три экспериментальных метода изучения (ne)-взаимодействия, ставшие к настоящему времени уже классическими. Один из них [78] заключается в наблюдении очень небольшой асимметрии рассеяния тепловых нейтронов, обусловленной зависимостью $f\left(\frac{\sin \theta}{\lambda}\right)$ от угла рассеяния. В этом и аналогичных опытах сравнивается рассеяние тепловых нейтронов, имеющих максвелловское распределение по скоростям, под углами 45 и 135°. Чтобы избежать влияния магнитного рассеяния, а также эффектов молекулярной дифракции, в качестве рассеивателей берут благородные газы, имеющие заполненные электронные оболочки, в частности ксенон

($Z = 54$). Значения для тепловых нейтронов $f(45^\circ) = 0,78$ и $f(135^\circ) = 0,52$ обуславливают асимметрию (ne)-рассеяния, проявляющуюся на сильном фоне изотропного ядерного рассеяния. В измеренное значение асимметрии следует внести поправку на неодинаковые геометрические параметры детекторов и учесть асимметрию, вызванную тепловым движением атомов газа, во много раз превышающую искомый эффект. В результате измерений, описанных в работе [75], и последующих более точных опытов [79, 80] было получено значение $V_0 = -(3900 \pm 800)$ эв, знак минус соответствует притяжению между нейтроном и электроном. Основным недостатком опытов подобного типа является большая величина поправки на эффект, вызванный тепловым движением атомов газа. Главный вклад в поправку вносят нейтроны, имеющие очень большую длину волны как раз в той области, где от максвелловского распределения можно ждать отклонений. Это может привести к неправильному вычислению поправки. В наиболее точных экспериментах эта поправка определялась экспериментально из измерений с аргоном или неоном, для которых (ne)-рассеяние незначительно.

Прецизионным экспериментом, выполненным по методу, описанному в работе [75], являются измерения [81], проведенные в Аргоннской национальной лаборатории в 1965—1966 гг. В экспериментах применяли ксенон, криптон и аргон. Неон использовался для проверки правильности расчета поправки на асимметрию, вызванную тепловым движением газа. Величина этой поправки превышала искомый эффект для ксенона в 4 раза, для криптона — в 10 раз и для аргона — в 18 раз. Величина амплитуды (ne)-рассеяния определялась из соотношения

$$R = 1 + 8\pi \frac{aa_{ne}}{\sigma_s} Z \Delta f (1 + \delta), \quad (40)$$

где $R = \frac{\sigma(45^\circ)}{\sigma(135^\circ)}$ — измеренная асимметрия с учетом поправок на «ложную» асимметрию; a — ядерная длина рассеяния; σ_s — сечение рассеяния; $\Delta f = \langle f(45^\circ) - f(135^\circ) \rangle$ — усредненная по спектру нейтронов разность форм-факторов,

$$\delta \approx \frac{aa_{ne}}{2a \Delta f} \langle f^2(45^\circ) - f^2(135^\circ) \rangle - \frac{8\pi a a_{ne}}{\sigma_s} \langle f(135^\circ) \rangle.$$

Величина σ не превышала 0,01. Значения a для Хе и Кг были определены при измерении критических углов полного отражения нейтронов от поверхностей сжиженных газов, кроме этого, значение a для Хе было получено из опытов по дифракции нейтронов на ХеF₄.

Окончательный результат эксперимента следующий:

$$a_{ne} = (-1,34 \pm 0,03) \cdot 10^{-16} \text{ см} \quad \text{или} \quad V_0 = (-3720 \pm 90) \text{ эв}. \quad (41)$$

Второй метод исследования (ne)-взаимодействия был применен Хевенсом, Раби и Рейнуотером [82, 81]. Он заключается в наблю-

дении зависимости полного сечения рассеяния от длины нейтронной волны в районе $\lambda \sim 1$ Å. Амплитуда ядерного рассеяния должна оставаться постоянной, в то время как форм-фактор $f\left(\frac{\sin\theta}{\lambda}\right)$ обуславливает зависимость полного сечения от λ . В работах [82, 83] в качестве рассеивателей авторы использовали жидкий свинец, а затем жидкий висмут. Было измерено полное сечение для жидкого висмута в диапазоне λ от 0,3 до 1,3 Å. В этом диапазоне длин волн изменение форм-фактора вследствие (*ne*)-взаимодействия вызывает изменение полного сечения на 0,1 *барн*. В измерениях следует внести поправки на другие эффекты. Так, поправка на межатомные интерференционные эффекты составляет в указанном диапазоне длин волн 0,2 *барн*. Необходимо внести поправку на эффект относительной скорости, обусловленной тепловым движением атомов мишени, а также учесть влияние захвата нейтронов в висмуте и примесях. Все это приводит к тому, что, несмотря на высокую статистическую точность данного метода, общая точность его невелика. Наиболее точное значение $V_0 = -(4340 \pm 140)$ эв получено этим методом в работе [84], приведенная ошибка является статистической.

Более надежным экспериментальным методом изучения (*ne*)-взаимодействия является метод компенсации амплитуд ядерного рассеяния при отражении от зеркала. Этот метод был применен в работах [85, 86]. Известно, что показатель преломления вещества для нейтронов с длиной волны λ определяется следующим соотношением:

$$n^2 = 1 + \frac{\lambda^2}{\pi} \sum a_i N_i, \quad (42)$$

где N_i — число частиц типа i в 1 см^3 вещества; a_i — длина когерентного рассеяния нейтронов частицами типа i вперед. Для интересующего нас случая (*ne*)-взаимодействия

$$n^2 = 1 + \frac{\lambda^2}{\pi} N (a + Z a_{ne})^*. \quad (43)$$

Для прецизионного определения относительного показателя преломления двух веществ измеряют критический угол θ_C полного отражения на их границе, причем

$$\theta_C^2 = n_A^2 - n_B^2 \quad (\text{для } \theta_C \ll 1), \quad (44)$$

где n_A и n_B — показатели преломления двух веществ. Для жидкого кислорода и висмута из соотношений (43) и (44) получим

$$\frac{\pi}{\lambda^2} \theta_C^2 = N_{\text{Bi}} a_{\text{Bi}} \left(\frac{N_{\text{O}} a_{\text{O}}}{N_{\text{Bi}} a_{\text{Bi}}} - 1 \right) - (N_{\text{Bi}} Z_{\text{Bi}} - N_{\text{O}} Z_{\text{O}}) a_{ne}, \quad (45)$$

* Поскольку речь идет о рассеянии под малыми углами (вперед), форм-фактор $f\left(\frac{\sin\theta}{\lambda}\right) = 1$.

где a_O и a_{Bi} — амплитуды когерентного рассеяния кислорода и висмута. Ядерное рассеяние на кислороде всего лишь на 2% больше, чем на висмуте, в то время как электронное рассеяние на висмуте из-за большого Z во много раз больше, чем на кислороде. Вследствие этого измеренное значение критического угла θ_c примерно в равной степени определяется нескомпенсированным ядерным рассеянием и (ne) -взаимодействием. Этот угол составляет несколько минут.

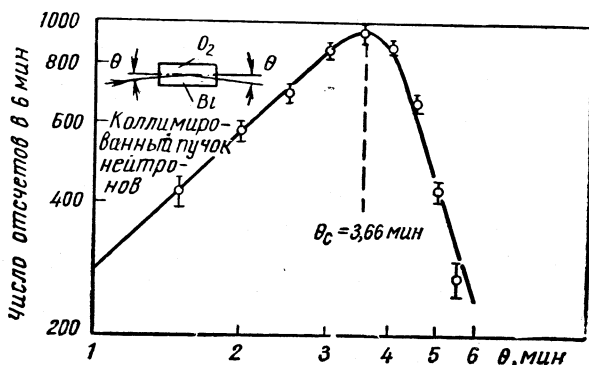


Рис. 13. Схема и результаты опыта Юза и др. [85, 86].

Схема опыта, выполненного Юзом и др. [85, 86], приведена на рис. 13. Амплитуды a_O и a_{Bi} (или, точнее говоря, a_{Bi} и отношение $\frac{a_O}{a_{Bi}}$) были определены из измерения сечений рассеяния для свободных атомов при энергии порядка 10 эв. При этих энергиях (ne) -взаимодействие не проявляется, так как форм-фактор практически равен нулю. Для перехода к когерентным амплитудам a_{Bi} и a_O необходимо было определить зависящее от спина некогерентное рассеяние в висмуте. Это было сделано при помощи дополнительных опытов с нейтронами больших длин волн, для которых, как известно, имеет место лишь некогерентное рассеяние. В результате было получено следующее значение V_0 :

$$V_0 = - (3860 \pm 370) \text{ эв.} \quad (46)$$

Метод отражения от зеркала обладает преимуществом перед остальными, поскольку измеряемый эффект в значительной степени определяется самим (ne) -взаимодействием. Однако, так же как и в работах [82—84], конечный результат опытов [85, 86] опирается на предположение, что в области энергий от 10 эв до тепловой ядерная амплитуда не зависит от энергии нейтронов. Между тем, как отметил Халперн [87], при энергиях порядка 10 эв на висмуте и на кислороде может быть неупругое рассеяние. Если это так, то значения a_O и a_{Bi} будут отличаться от значений, принятых Юзом,

что соответственно изменит и конечные результаты опыта. Нужно также быть уверенным в отсутствии какого-либо влияния резонансов в указанной области энергий. Все же близость результатов, полученных тремя различными экспериментальными методами, свидетельствует о том, что, видимо, они не сильно отличаются от истины.

Недавно в Мюнхене Кёстером и сотр. [88] на гравитационном рефрактометре нейтронов [89] методом отражения от висмутового зеркала проведены очень точные измерения амплитуды когерентного рассеяния висмута $a_{\text{Вi}} = (8,5234 \pm 0,0014) \cdot 10^{-13}$ см. Эта амплитуда была сопоставлена с данными по сечению рассеяния при энергии нейтронов 5,2 эв, в результате чего было получено

$$V_0 = -(4100 \pm 100) \text{ эв.} \quad (47)$$

В табл. 2 приведены результаты измерений (*ne*)-взаимодействия за период с 1947 по 1968 г.

Т а б л и ц а 2

Метод	V_0 , эв	Литература
Рассеяние на Хе	(300 ± 5000)	[78]
Полное сечение Pb	Меньше 5000	[82]
Полное сечение Bi	— (5300 ± 1000)	[83]
Отражение от зеркала O ₂ —Bi	— (3860 ± 370)	[85, 86]
Рассеяние на Хе, Кг, Аг	— (4100 ± 1000)	[79]
Измерение амплитуд Хе, Кг	— (3900 ± 800)	[80]*
Полное сечение Bi	— (4340 ± 140)	[84]
Рассеяние на Хе, Кг, Аг, Ne	— (3720 ± 90)	[81]
Отражение от зеркала Bi	— (4100 ± 100)	[88]

* Авторы использовали данные работы [79].

Теоретический анализ (*ne*)-взаимодействия. Полученная в экспериментах величина V_0 была объяснена в работах Фолди [90—93]. Автор показал, что помимо эффекта, возникающего из-за существования у нейтрона облака заряженных виртуальных частиц, должен существовать магнитный эффект, который следует ожидать просто на том основании, что свободный нейтрон удовлетворяет уравнению Дирака и обладает аномальным магнитным моментом. Свободная дираковская частица не движется вдоль прямой, а «танцует» со скоростью света вокруг точки, которая движется равномерно со скоростью v . «Танец» частицы захватывает область размерами $\frac{\hbar}{mc}$. В случае, например, электрона, имеющего заряд e , это движение эквивалентно маленькой петле с током, и в присутствии магнитного поля электрон ведет себя так, как если бы он имел нормальный магнитный момент $e\hbar/2 mc$. Помимо этого следует ожидать эффектов, связанных с тем, что движение заряда не будет таким, каким оно

ождается для точечной частицы, а будет подобно движению распределенного по конечному объему заряда. Этот эффект вызывает дополнительное смещение уровней S -электрона в атоме водорода и описывается в теории Дирака членом, предложенным Дарвиным [94]. Таким образом, «дрожание» точечного электрона приводит к кажущейся конечной протяженности распределения его заряда и нормальному магнитному моменту.

При существовании у частицы внутренней электромагнитной структуры кажущаяся пространственная протяженность заряда возникает из внутренней протяженности и дополнительного «размывания», связанного с дрожанием. Чтобы получить из экспериментальных данных по (ne) -взаимодействию информацию о внутренней структуре нейтрона, необходимо выделить вклад эффекта, связанного с дрожанием.

Амплитуда рассеяния дираковской частицы на слабом, медленно меняющемся, чисто электростатическом потенциале $\varphi(r)$ была получена Фолди [93] из обобщенного уравнения Дирака [91, 95, 96]:

$$\gamma_{\mu} \frac{\partial \Psi}{\partial x_{\mu}} + \frac{Mc}{\hbar} \Psi - \frac{i}{\hbar c} \sum_{n=0}^{\infty} \left[\varepsilon_n \gamma_{\mu} \square^n A_{\mu} + \frac{1}{2} \mu_n \gamma_{\mu} \gamma_{\nu} \times \right. \\ \left. \times \square^n \left(\frac{\partial A_{\mu}}{\partial x_{\nu}} - \frac{\partial A_{\nu}}{\partial x_{\mu}} \right) \right] \Psi = 0, \quad (48)$$

где ε_0 — полный заряд дираковской частицы; μ_0 — аномальный магнитный дипольный момент дираковской частицы в форме, введенной Паули [97].

Остальные члены в этих рядах представляют собой более высокие радиальные моменты распределения внутреннего заряда и тока, связанного с частицей. В частности, член с коэффициентом ε_1 описывает радиальную протяженность внутреннего распределения заряда, а коэффициент ε_1 связан со среднеквадратичным электрическим радиусом:

$$\varepsilon_1 \sim \frac{1}{6} \int r^2 \rho(\mathbf{r}) d\mathbf{r} = \frac{e}{6} \langle r_e^2 \rangle. \quad (49)$$

Член с μ_1 возникает вследствие радиальной протяженности магнитного момента частицы.

Итак, в первом борновском приближении амплитуда рассеяния будет иметь вид [93]

$$a(\mathbf{k}) = -\frac{M}{2\pi\hbar^2} \int e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}} \sum_{n=0}^{\infty} \left[\varepsilon_n + \frac{\hbar}{2Mc} \mu_{n-1} + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \left(\frac{\hbar}{2Mc} \right)^2 \varepsilon_{n-1} + \dots \right] \Delta^n \varphi(\mathbf{r}) d\mathbf{r}, \quad (50)$$

где $\hbar\mathbf{k}$ — передаваемый импульс при рассеянии.

В случае малых переданных импульсов существен лишь член с $n = 0$, описывающий электростатическое рассеяние на точечном заряде ϵ_0 :

$$a_0(\mathbf{k}) = -\frac{M\epsilon_0}{2\pi\hbar^2} \int e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} \varphi(\mathbf{r}) d\mathbf{r} \quad (51)$$

и $n = 1$;

$$a_1(\mathbf{k}) = -\frac{M}{2\pi\hbar^2} \left[\epsilon_1 + \frac{\hbar}{2Mc} \mu_0 + \frac{1}{2} \left(\frac{\hbar}{2Mc} \right)^2 \epsilon_0 \right] \int e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} \nabla^2 \varphi(\mathbf{r}) d\mathbf{r}. \quad (52)$$

В случае нейтрона $\epsilon_0 = 0$ и $a_1(k)$ целиком ответствен за наблюдаемое (ne)-взаимодействие. Для искомой амплитуды (ne)-рассеяния можно получить ($k \rightarrow 0$)

$$a_{ne} = -\frac{2Me}{\hbar^2} \left(\epsilon_1 + \frac{\hbar}{2Mc} \mu_0 \right). \quad (53)$$

В этом выражении член, содержащий ϵ_1 , возник из-за наличия у нейтрона радиальной протяженности распределения заряда. Член с μ_0 представляет собой магнитный вклад и является следствием дрожания частицы, имеющей аномальный магнитный момент μ_0 .

Как отмечено в работе [98], Вайскопф дал простую полукачественную интерпретацию эффекта. Траекторией движущегося нейтрона является спираль, по которой он движется со скоростью света c так, что переносная скорость равна скорости движения v . Если нейтрон находится на расстоянии $R \leq \frac{\hbar}{Mc}$ от электрона, то имеет место магнитное спин-орбитальное взаимодействие электронного тока с магнитным моментом нейтрона. Подсчет этого взаимодействия показывает, что с точностью до множителя $3/4$ оно совпадает с результатом Фолди.

Воспользовавшись выражением (39), из (53) можно получить

$$V_0 = 3e \left(\frac{mc^2}{e^2} \right)^3 \left(\epsilon_1 + \frac{\hbar}{2Mc} \mu_0 \right) = V_{0\epsilon_1} + V_{0\mu_0}. \quad (54)$$

Подстановка численных значений дает $V_{0\mu_0} = -4080$ эв.

Сравнение этой величины с экспериментальными данными табл. 2 показывает, что большинство измерений, за исключением работ [81, 84], сильно противоречащих друг другу, в пределах ошибок согласуются со значением $V_{0\mu_0}$. Таким образом, чтобы выявить вклад $V_{0\epsilon_1}$ или, иными словами, чтобы измерить $\langle r_e^2 \rangle_n$, нужно увеличить точность измерений, а еще лучше применить какую-либо новую, более чувствительную методику. Все, что можно пока сказать о величине $\langle r_e^2 \rangle_n^{1/2}$, это то, что она мала и, видимо, не превышает

$0,1 \cdot 10^{-13}$ см*. Интересно отметить, что если бы нейтрон имел $\langle r_e^2 \rangle_n$ такой же, как у протона, то, как показывают расчеты [99], для V_{0e_1} получается значение $V_{0e_1} \sim 16\,000$ эв.

Амплитуду a_{ne} (или эквивалентный потенциал V_0) можно выразить через электрический форм-фактор нейтрона G_{En} . Дифференцируя по q^2 выражение (21) и воспользовавшись (19), получаем

$$\left(\frac{\partial G_{En}}{\partial q^2} \right)_{q^2=0} = \frac{\langle r_e^2 \rangle_n}{6} + \kappa \frac{\hbar^2}{4M^2c^2}. \quad (55)$$

Принимая во внимание (49) и сравнивая (55) и (54), получаем

$$\left(\frac{\partial G_{En}}{\partial q^2} \right)_{q^2=0} = \frac{V_0}{3e^2} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^3. \quad (56)$$

Таким образом, изучение (ne) -взаимодействия позволяет получить значение $\left(\frac{\partial G_{En}}{\partial q^2} \right)_{q^2=0}$. При этом основной вклад в

$\left(\frac{\partial G_{En}}{\partial q^2} \right)_{q^2=0}$ дает магнитный член, равный $\kappa \frac{\hbar^2}{4M^2c^2} = 0,0210f^2$.

Вопрос о доле вклада члена, содержащего $\langle r_e^2 \rangle_n$, пока остается неясным.

Изучение (ne) -взаимодействия методом дифракции нейтронов на монокристалле вольфрама. Как уже отмечалось, чтобы делать какие-либо выводы о вкладе в амплитуду (ne) -рассеяния члена, содержащего ϵ_1 , нужно увеличить точность измерений с 10 до 1—2%. Однако уже измерения, выполненные с точностью 3% различными методами [81, 84, 88], приводят к результатам, отличающимся друг от друга более чем на четыре ошибки и дающим при этом значения ϵ_1 , разные даже по знаку.

Основным недостатком этих методов является очень маленькая величина наблюдаемого эффекта по сравнению с сильным нейтронно-ядерным взаимодействием. Поэтому всегда существует опасность влияния на результаты какого-либо неучтенного ядерного эффекта. Так, в случае измерений с висмутом изменение ядерного сечения висмута между 0 и 10 эв всего лишь на 1/1000 долю вызывает изменение измеренной амплитуды (ne) -взаимодействия на 10%. При измерениях полупроцентного эффекта с точностью лучше 3% на благородных газах нужно также иметь абсолютную уверенность в отсутствии влияния каких-либо эффектов (например, p -резонансов, примесей легких газов и т. п.), дающих ложную асимметрию. В связи с этим интересно найти новый метод исследования (ne) -взаимодействия, в котором измеряемый эффект был бы более значительным. Поскольку относительный вклад в сечение рассеяния от (ne) -взаимодействия $\frac{\Delta\sigma}{\sigma} \sim Z\Delta f \frac{a_{ne}}{a_n}$, то измерения выгодно вести на тяжелом ядре, имеющем небольшую a_n .

* Аналогичная величина для протона $\sim 0,8 \cdot 10^{-13}$ см [99].

В работе [100] было отмечено, что вследствие интерференции потенциального и резонансного рассеяния изотоп ^{186}W должен иметь в области тепловых энергий нейтронов аномально малую амплитуду ядерного рассеяния. Предложено применить этот изотоп для определения a_{ne} посредством изучения дифракции нейтронов на смеси, обогащенной этим изотопом. Поскольку металлургический вольфрам — парамагнетик [76], магнитное рассеяние не должно давать вклада в дифракционные пики [75, 76]. В работе [101] методом дифракции нейтронов на монокристаллах была определена зависимость от энергии (в интервале от 0,008 до 0,13 эв) ядерной амплитуды рассеяния смеси, содержащей 90,7% ^{186}W . При обработке результатов уже этих измерений пришлось учесть (ne)-рассеяние, вклад которого в суммарную амплитуду составлял около 20%.

К настоящему времени проведены измерения интенсивностей брэгговских отражений монохроматических нейтронов с длиной волны 1,15 Å от монокристалла, содержащего 90,7% ^{186}W *. Интенсивность каждого отражения:

$$N_{hkl} \left(\frac{\sin \theta}{\lambda} \right) = k \left\{ \left[a_n + Zf \left(\frac{\sin \theta}{\lambda} \right)_{hkl} a_{ne} \right]^2 + \right. \\ \left. + \left[1 - f \left(\frac{\sin \theta}{\lambda} \right)_{hkl} \right]^2 \gamma^2 \text{ctg}^2 \theta \right\} A_{hkl} \frac{e^{-2W_{hkl}}}{\sin 2\theta_{hkl}}, \quad (57)$$

где k — постоянный для всех измеряемых отражений коэффициент; a_n — амплитуда ядерного рассеяния; A_{hkl} — фактор поглощения, учитываемый расчетно; e^{-2W} — фактор Дебая — Валлера, учитывающий тепловые колебания атомов в решетке; $W = B \left(\frac{\sin \theta}{\lambda} \right)^2$, где $B = \text{const}$ для всех измеряемых отражений; θ_{hkl} — угол скольжения; наконец, член, содержащий $\gamma^2 \text{ctg}^2 \theta$, где $\gamma = 1/2 \kappa_n \left(\frac{\hbar}{Mc} \right) \left(\frac{Ze^2}{\hbar c} \right)$, учитывает швингеровское рассеяние.

Экспериментально были определены интенсивности восьми отражений: (110), (200), (220), (310), (400), (330), (420), (510). Значения фактора Дебая — Валлера были определены из расчета на основании работ [102, 103]. В результате обработки фонового спектра вольфрама, приведенного в этих работах, было получено значение $B = 0,147 \text{ \AA}^2$, что соответствует дебаевской температуре $\theta_D = 355^\circ\text{K}$. Поскольку вклад швингеровского рассеяния в (57) не превышает 3%, в первом приближении им можно пренебречь. Тогда величина

$$\left(\frac{N_{hkl} \sin 2\theta_{hkl}}{A_{hkl}} \right)^{1/2} e^{W_{hkl}} = k^{1/2} (a_n + Zf_{hkl} a_{ne})$$

* Работа была выполнена Ю. А. Александровым, А. М. Балагуровым, Т. А. Мачехиной, Г. С. Самосватом, Л. Н. Седлаковой (ОИЯИ) и Н. В. Раневым, Л. Е. Фыкиным (ФХИ).

должна линейно зависеть от Zf . На рис. 14 эта зависимость иллюстрируется на примере одной из серий измерений. Из рис. 14 видно, что $a_{я}$ и a_{ne} — одного знака, это согласуется с результатами измерений [101], в которых было получено, что $a_{я}$ для данной изотопической смеси отрицательна. Наблюдаемая асимметрия рассеяния вызвана (ne)-взаимодействием и составляет

$$R - 1 = \frac{(a_{я} + f_{(110)} Z a_{ne})^2}{(a_{я} + f_{(510)} Z a_{ne})^2} \approx ,019,$$

т. е. почти в 40 раз превышает аналогичный эффект на Хе.

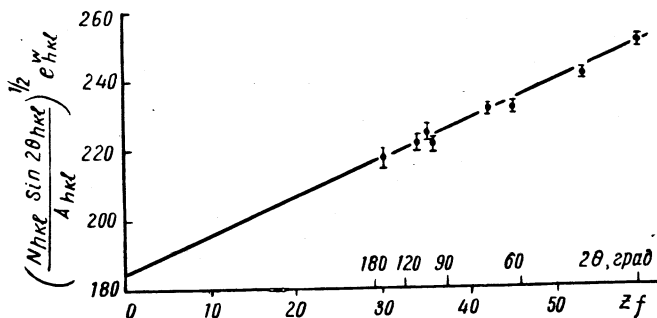


Рис. 14. Зависимость величины $\left(\frac{N_{hkl} \sin 2\theta_{hkl}}{A_{hkl}}\right)^{1/2} e^{W_{hkl}}$ от Zf .

Обработка уравнений типа (57) для восьми измеренных отражений по методу наименьших квадратов дает значение отношения $a_{ne}/a_{я}$. Специально поставленные опыты с порошками W (с естественной и исследуемой изотопическими смесями) позволили определить суммарную амплитуду рассеяния для отражения (110). Эти опыты были проделаны на двух разных установках с двумя наборами образцов, приготовленными различным образом, и дали совпадающие результаты. Сопоставляя суммарную амплитуду для отражения (110) с отношением $a_{ne}/a_{я}$, можно определить a_{ne} .

Полученная величина a_{ne} слишком сильно отличалась от результатов прежних измерений. Поэтому были предприняты попытки найти величину такого большого расхождения. В частности, проводились опыты по измерению размеров отраженного от кристалла нейтронного пучка и их зависимости от отражения к отражению. Размеры пучка оказались значительно меньше углового раствора детектора, а зависимость от угла Брэгга — незначительна. Поскольку кристалл обогащенного вольфрама выращивался из естественной заготовки, можно опасаться диффузии естественного вольфрама в обогащенный и в связи с этим изменения a вдоль высоты кристалла. Для проверки этого предположения были проведены измерения интенсивности отражений от верхней и нижней половинок исследуемого образца (образец ориентирован вдоль направления

роста кристалла). Никаких расхождений между наклонами прямых (см. рис. 14), определяющих отношение a_{ne}/a_n , найдено не было. Тем не менее предполагается провести дополнительный анализ изотопического состава используемого монокристалла. Возможно, что на результаты измерений оказывают влияние какие-либо эффекты, связанные с магнитным рассеянием нейтронов, которые не имели места в предыдущих опытах. В настоящее время проводятся оценки таких эффектов.

Возможно также, что некорректно определена величина B , которая оказывает существенное влияние на конечный результат. В частности, величину $a_{ne} = -1,45 \cdot 10^{-16}$ см ($V_0 = 4080$ эв) можно получить из измерений, если взять $B = 0,26 \text{ \AA}^2$ ($\theta_D \approx 270^\circ$ К). В связи с этим эксперименты по непосредственному определению B для W крайне желательны.

Для выяснения влияния магнитного рассеяния были предприняты попытки обнаружить у атомов W упорядоченные магнитные моменты. Такие опыты предпринимались ранее и заключались в поисках отражения (100) от порошкообразных образцов естественного W [104]. Из этих измерений следовало, что $\mu_W < 0,3 \mu_B$, где μ_B — магнетон Бора. В результате аналогичных измерений, проведенных при комнатной температуре на монокристалле смеси, обогащенной ^{186}W (90,7%), получено, что $\mu_W \leq 0,004 \mu_B$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Маршак Р., Судершан Э. Введение в физику элементарных частиц. Перев. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1962.
2. Feinberg G., Goldhaber M. Proc. Nat. Acad. Sci. USA, **45**, 1301 (1959).
3. Dee P. Proc. Roy. Soc., **A136**, 727 (1932).
4. Шапиро И. С., Эстулин И. В. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **30**, 579 (1956).
5. King J. Phys. Rev. Lett., **5**, 562 (1960).
6. Hughes V. Phys. Rev., **105**, 170 (1957).
7. Zorn J. C. et al. Phys. Rev., **129**, 2566 (1963).
8. Hull C. G. et al. Phys. Rev., **153**, 1415 (1967).
9. Little R. A., Bondy H. Proc. Roy. Soc., **A252**, 313 (1959); **A257**, 442 (1960).
10. Piccard A., Kessler E. Arch. Sci. Phys. Nat., **7**, 340 (1925); Blackett P. Natura, **159**, 658 (1947); Bailey V. A. J. and Proc. Roy. Soc., **97**, 77 (1960).
11. Марков М. А. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **51**, 878 (1966); Физика высоких энергий и теория элементарных частиц. Киев, «Наукова думка», 1967, стр. 671; В кн. «Труды Международного семинара по теории элементарных частиц, Варна, 6—19 мая 1968». Сообщение ОИЯИ P2-4050. Дубна, 1968. Сообщение ОИЯИ P2-4534. Дубна, 1969.
12. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля. М., «Наука», 1967, стр. 434.
13. Румер Ю. Б. Исследования по 5-оптике. М. Гостехтеориздат, 1956.
14. Ландау Л. Д. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **32**, 405 (1957).
15. Smith J. et al. Phys. Rev., **108**, 120 (1957).
16. Miller P. D. et al. Phys. Rev. Lett., **19**, 38 (1967).
17. Миллер П. «Успехи физ. наук», **95**, 470 (1968).
18. Miller P. D. et al. 14th Intern. Conf. of High-Energy Physics, Vienna, 1968, p. 300.

19. Shull C. G., Nathans P. Phys. Rev. Lett., **19**, 384 (1967).
20. Александров Ю. А. и др. Препринт ОИЯИ РЗ-4121, Дубна, 1968.
21. Шапиро Ф. Л. «Успехи физ. наук», **95**, 145 (1968).
22. Дрелл С. Д., Захаризен Ф. Электромагнитная структура нуклонов. Перев. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1962.
23. Федянин В. К. Электромагнитная структура ядер и нуклонов. М., «Высшая школа», 1967.
24. Ernst E. J. et al. Phys. Rev., **119**, 1105 (1960); Sachs R. G. Phys. Rev., **126**, 2256 (1962); Hand L. N. et al. Phys. Rev. Lett., **8**, 110 (1962).
25. Proc. Internat. Symposium of Electron and Proton Interactions at High Energies, p. 70—71, Stanford, California, September 5—9, 1967.
26. Berger G. et al. 14-th. Internat. Conf. of High-Energy Physics, Vienna, 1968, p. 516.
27. Høfner G. et al. 14-th Internat. Conf. of High-Energy Physics, Vienna, 1968, p. 233.
28. Klein A. Phys. Rev., **99**, 998 (1955).
29. Балдин А. М. Nucl. Phys., **18**, 310 (1960).
30. Александров Ю. А., Бондаренко И. И. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **31**, 726 (1956).
31. Барашенков В. С. и др «Ж. эксперим. и теор. физ.», **32**, 154 (1957).
32. Гольданский В. И. и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **38**, 1965 (1960).
33. Powell I. L. Phys. Rev., **75**, 32 (1949).
34. Gell-Mann M., Goldberger M. Phys. Rev., **96**, 1433 (1954).
35. Петрунькин В. А. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **40**, 1148 (1960).
36. Барашенков В. С. и др. Препринт ОИЯИ Р-1348. Дубна, 1963.
37. Reingkin V. A. Nucl. Phys., **55**, 197 (1964).
38. Лapidус Л. И. Препринт ОИЯИ Р-967. Дубна, 1962.
39. Александров Ю. А., Самосват Г. С. Препринт ОИЯИ Р-2495. Дубна, 1965.
40. Barashenkov V. S. et al. Nucl. Phys., **50**, 684 (1964).
41. Chew G. F. Phys. Rev., **80**, 196 (1950); Chew G. F., Goldberger M. Phys. Rev., **87**, 778 (1952); Carrs R. Phys. Rev., **106**, 1031 (1957).
42. Tenoге A., Verganelakis A. Nuovo cimento, **35**, 261 (1965).
43. Лapidус Л. И., Чжоу Гуан-чжао. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **39**, 1286 (1960).
44. Jones R. S. et al. Phys. Rev., **128**, 1357 (1962); Fox J. et al. Bull. Amer. Phys. Soc., **9**, 69 (1964).
45. Bernardini G. 9-th Internat Annual. Conf. on High-Energy Physics (Kiev, 1959).
46. Мороз Л. Г., Третьяков В. Н. «Докл. АН БССР», **8**, 575 (1964).
47. Александров Ю. А. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **33**, 294 (1957).
48. Александров Ю. А. и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **40**, 1878 (1961).
49. Дукаревич Ю. В., Дюмин А. Н. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **44**, 130 (1963).
50. Барашенков В. С., Барбашов Б. М. Nucl. Phys., **9**, 426 (1958).
51. Барашенков В. С., Кайзер Г. Ю. Препринт ОИЯИ Р-771. Дубна, 1961.
52. Breit G., Rustgi M. Phys. Rev., **114**, 830 (1959).
53. Vela T., Sawagata M. Progr. Theoret. Phys., **24**, 519 (1960).
54. Kazanawa A. Nucl. Phys., **24**, 524 (1961).
55. Walt M., Fossan D. Phys. Rev., **137**, B629 (1965).
56. Anikin G. V. et al. Nuclear Structure Study with Neutrons, Antwerpen, 19—23 July 1965, p. 574.
57. Monahan J. et al. Nuclear Study with Neutrons, Antwerpen, 19—23 July 1965, p. 588; Elwyn A. J. et al. Phys. Rev., **142**, 758 (1966).
58. Горлов Г. В. и др. «Ядерная физика», **8**, 1086 (1968).

59. A d a m A. et al. Nuclear Structure, Symposium, Dubna, 4—11 July, 1968.
60. K u c h n i r F. T. et al. Phys. Rev., 176, 1405 (1968).
61. А л е к с а н д р о в Ю. А. Диссертация, ФЭИ, 1959.
62. К о п р о в В. М., У с а ч е в Л. Н. Ядерные реакции при малых и средних энергиях. В кн. «Труды Всесоюзной конференции, 1960». М., Изд-во АН СССР.
63. А г р а н о в и ч В. М., О д и н ц о в Д. Д. Там же, стр. 161.
64. Д ю м и н А. Н. Диссертация, ФТИ, 1964.
65. T h a l e r R. M. Phys. Rev., 114, 827 (1959).
66. А л е к с а н д р о в Ю. А. и др. «Письма ЖЭТФ», 4, 196 (1966).
67. G o l d b e r g M. et al. BNL-400, Second edition, v. 11, 1962.
68. Г е р а с и м о в С. Б. и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 43, 1872 (1962).
69. В а р а ш е н к о в V. S., K a i s e r H. J. Nuclear Structure Proceedings of the Internat. Conf. at Stanford University, 24—27 June, 1963, p. 263.
70. Б а р а ш е н к о в В. С. Международная зимняя школа теоретической физики в ОИЯИ. Т. 3. Дубна, ОИЯИ, 1964, стр. 86.
71. D e V r i e s G. et al. Preprint Stanford University, 1963.
72. Н. P a n o f s k y W. K. 14-th Internat. Conf. of High-Energy Physics, Vienna, 28 August — 5 September, 1968, p. 23.
73. Б а р а ш е н к о в В. С. и др. Препринт ОИЯИ P-2894. Дубна, 1966.
74. З а й к о в Р. П. Препринт ОИЯИ P2-3073. Дубна, 1966.
75. Ю з Д. Нейтронная оптика. Перев с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1955.
76. Б э к о н Дж. Дифракция нейтронов. Перев. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1957.
77. C o m p t o n A. H., A l l i s o n S. K. X-Rays in Theory and Experiment. N.Y., 1957.
78. F e r m i E., M a r s h a l l L. Phys. Rev., 72, 1139 (1947).
79. H a m e r m e s h M. et al. Phys. Rev., 85, 483 (1952).
80. C r o u c h M. F. et al. Phys. Rev., 102, 1321 (1956).
81. К р о н V., R i n g o G. Phys. Rev., 148, 1303 (1966).
82. H a v e n s W. et al. Phys. Rev., 72, 634 (1947).
83. H a v e n s W. et al. Phys. Rev., 82, 345 (1951).
84. M e l k o n i a n E. et al. Phys. Rev., 114, 1571 (1959).
85. H a r v e y J. et al. Phys. Rev., 87, 220 (1952).
86. H u g h e s D. et al. Phys. Rev., 90, 497 (1953).
87. H a l p e r n O. Phys. Rev., 133, B581 (1963).
88. K o e s t e r L. Technische Hochschule, Munich (private communication), 1969.
89. K o e s t e r L. Z. Phys., 182, 328 (1965); K o e s t e r L. Z. Phys., 198, 187 (1967).
90. F o l d y L. Phys. Rev., 83, 688 (1951).
91. F o l d y L. Phys. Rev., 87, 688 (1952).
92. F o l d y L. Phys. Rev., 87, 693 (1952).
93. F o l d y L. Rev. Mod. Phys., 30, 471 (1958).
94. D a r w i n C. G. Proc. Roy. Soc., A118, 654 (1928).
95. S a l z m a n G. Phys. Rev., 99, 973 (1955).
96. Z e m a c h A. C. Phys. Rev., 104, 1771 (1957).
97. П а у л и В. Релятивистская теория элементарных частиц. Перев. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1947.
98. Экспериментальная ядерная физика. Под. ред. Э. Сегре. Перев. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1955, стр. 213.
99. У е п п у D. R. et al. Rev. Mod. Phys., 29, 144 (1957).
100. А л е к с а н д р о в Ю. А. Препринт ОИЯИ 3-3442. Дубна, 1967.
101. А л е к с а н д р о в Ю. А. и др. Препринт ОИЯИ P3-4121. Дубна, 1968.
102. M a h e s h P. S., D a y a l B. Phys. Rev., 143, 443 (1966).
103. C h e m F. H., B r o c k h o u s e B. N. Solid State Communic., 2, 73 (1964).
104. S h u l l C. G., W i l k i n s o n M. K. Rev. Mod. Phys., 25, 100 (1953).