

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

О РАССЕЯНИИ БЫСТРЫХ ЧАСТИЦ ЯДРАМИ

Л. Розенфельд *)

Одним из наиболее прямых и действенных методов исследования распределения массы и заряда в ядре является изучение рассеяния достаточно быстрых частиц ядрами. Ниже я изложу недавние работы, проведенные в этом направлении в Манчестерском университете.

1. РАССЕЯНИЕ БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ЯДРАМИ

Наиболее полными и точными экспериментальными данными, которыми мы располагаем в настоящий момент, являются данные, касающиеся упругого рассеяния быстрых электронов; эти данные дают непосредственные сведения о распределении заряда внутри ядра. Для того чтобы выяснить связь между наблюдаемым угловым распределением рассеянных быстрых электронов и распределением заряда в ядре, вызывающим такое рассеяние, стенфордскими физиками была предложена методика, состоящая в подсчете с помощью численных методов интегрирования углового распределения рассеянных частиц, соответствующего различным предполагаемым распределениям заряда и выбора такого распределения, которое наилучшим образом согласуется с эмпирическими данными. Можно, однако, получить лучшее представление об этой связи из аналитического рассмотрения, которое, в частности, указывает, какие сведения о распределении заряда внутри ядра вообще могут быть получены из определенной группы результатов по рассеянию. Ответ на этот вопрос был дан в работе Бодмера¹ и получил дальнейшее развитие у Фаулера².

Работа Бодмера основывается на замечании о том, что вклад частичной волны с азимутальным квантовым числом **) k в сечение

*) Перевод с рукописи автора.

**) Имеем $k = -(l+1)$ для $j = l + \frac{1}{2}$ и $k = l$ для $j = l - \frac{1}{2}$.

рассеяния зависит только от величины отношения

$$K_k(r) = \frac{f_k(r)}{g_k(r)} \quad (1)$$

«малой» и «большой» радиальной компоненты дираковской волновой функции, взятой на некотором расстоянии $r = r_1$, большом по сравнению с радиусом распределения заряда. Далее, для заданного сферического распределения электрического заряда $V(r)$ и для начальной энергии E функция $K_k(r)$ должна удовлетворять дифференциальному уравнению типа уравнения Риккати:

$$\frac{dK_k}{d\xi} = \frac{2k}{\xi} K_k - (\varepsilon + 1 - U) K_k^2 - (\varepsilon - 1 - U), \quad (2)$$

$$\left(\xi \equiv \frac{r}{\lambda_{\text{Комптон}}}; \quad \varepsilon = \frac{E}{mc^2}; \quad U = \frac{V}{mc^2} \right)$$

с надлежащими граничными условиями. Решение этого уравнения для неслишком больших значений ε может быть получено с помощью быстро сходящегося процесса итерации. Таким путем можно избежать решения уравнения Дирака, которое не может быть получено в аналитическом виде для произвольной функции $V(r)$, и получить явное выражение через потенциал $V(r)$ и через функцию распределения плотности заряда $\rho(r)$, пригодное для обсуждения. Таким образом, было выяснено, что для энергий меньше приблизительно 50 Мэв (выше этого значения метод становится неприменимым) вклад каждой частичной волны зависит только от соответствующего «момента» распределения заряда

$$\int \rho(r) r^{2|k|} dv. \quad (3)$$

В частности, S -волну ($k = -1$), которая дает основной эффект, определяет только один параметр — «квадратичный момент» распределения заряда. Вместо этого параметра более удобно ввести радиус R однородного сферического распределения, создающего такой же квадратичный момент; такой эквивалентный радиус ядра определяется соотношением

$$\frac{3}{5} ZeR^2 = \int r^2 dv. \quad (4)$$

Эксперименты, проводимые при таких сравнительно малых энергиях, не позволяют получить что-либо большее относительно распределения плотности заряда, чем этот эквивалентный радиус.

Метод Бодмера становится непригодным, как только радиальная компонента $g_k(r)$ приобретает нули внутри области распределения заряда. Эта трудность может быть обойдена, как было показано

Фаулером², простым использованием хорошо известной подстановки

$$K_k = \operatorname{tg} \varphi_k. \quad (5)$$

Уравнение для φ_k , получаемое из уравнения (2), может быть решено столь же просто, как и уравнение (2). При этом выясняется, что параметром распределения заряда, определяемым частичной волной порядка k , является теперь уже вместо момента (3) выражение

$$\int_0^{2|k|/\varepsilon} U(\xi) \left[\frac{\xi}{\varepsilon^2 \xi^2 + (2|k|+1)^2} \right]^{2|k|} d\xi + \int_{2|k|/\varepsilon}^{\xi_1} U(\xi) d\xi. \quad (6)$$

Выражение (6) для больших $|k|$ переходит в момент (3), однако для наиболее существенных частичных волн с $|k| \leq 2$ значение параметра (6) в некоторой степени чувствительно к форме распределения заряда. По оценкам Фаулера, зависимость S -рассеяния от формы распределения заряда будет, например, наиболее отчетлива для энергии электронов порядка 70 Мэв, когда относительные изменения φ_1 могут доходить до 30%.

В связи со стенфордскими результатами, относящимися к упругому рассеянию электронов в области энергий 150—200 Мэв, следует указать, что значения эквивалентного радиуса, полученные до сих пор, дают определенное отклонение от обычной формулы $R = r_0 A^{1/3}$. Это отклонение состоит в том, что множитель r_0 не является постоянным, но непрерывно уменьшается от значений порядка 1,35 sp*) для C^{12} до постоянного значения 1,2 sp для элементов с атомным весом $A \geq 88$. Такая тенденция находится в соответствии с менее прямыми данными по β -распаду легких зеркальных ядер⁴ и на ее возможное наличие было уже указано на основании последних данных 1953 г. (см.¹, стр. 1050); однако тогда была подчеркнута необходимость подкрепления этой точки зрения экспериментами по рассеянию. Теперь, по-видимому, мы получили такое подтверждение. Этот эффект представляет особый интерес, поскольку он указывает на начинающееся в тяжелых ядрах нарушение жестких условий насыщения ядерных взаимодействий.

Теперь следует отметить то обстоятельство, что процесс рассеяния рассматривается, исходя из представления о стационарном распределении заряда внутри ядра. Очевидно, что действие стационарного распределения представляет лишь усредненное действие истинного распределения составляющих ядро протонов. Поэтому необходимо выяснить, в какой степени распределение зарядов

*) Для удобства здесь введено сокращенное обозначение sp для длины 10^{-13} см.

отдельных протонов оказывает влияние на угловое распределение рассеянных электронов. Для того чтобы рассмотреть этот «грануляционный эффект», представим собственную функцию рассеивающего состояния в виде

$$\psi = \psi_S + \psi_g, \quad (7)$$

причем ψ_S представляет рассеивающее состояние, соответствующее среднему потенциалу $\langle V \rangle$, а ψ_g — соответственно вкладу, возникающему от разности $V - \langle V \rangle$ между действительным потенциалом V и его средним значением $\langle V \rangle$. Легко видеть, что ψ_g может быть представлено в виде

$$\psi_g = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} (E - K_e - H_n - V + i\varepsilon)^{-1} (V - \langle V \rangle) \psi_S, \quad (8)$$

где K_e — кинетическая энергия рассеиваемого электрона и H_n — гамильтониан ядра. Далее, пусть ψ_k соответствует состоянию системы, в котором ядро находится в основном состоянии, а электрон движется свободно с импульсом $\hbar \mathbf{k}$. Дифференциальное сечение упругого рассеяния для падающих электронов с импульсом $\mathbf{k}_0$, приобретающих импульсы $\mathbf{k}$, составляющий угол θ с первоначальным импульсом $\mathbf{k}_0$, может быть написано в форме

$$\sigma(\theta) = \frac{(2\pi)^4 \hbar_0^2}{\hbar^2 c^2} |f(\theta)|^2, \quad f(\theta) = \langle \psi_k | V | \psi \rangle. \quad (9)$$

Из (8) и (9) вытекает, что нижняя граница влияния грануляционного эффекта на $f(\theta)$ может быть оценена с помощью выражения

$$f_g(\theta) \approx \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \langle \psi_k | V (E - K_e - H_n + i\varepsilon)^{-1} (V - \langle V \rangle) | \psi_{k_0} \rangle. \quad (10)$$

Подробное обсуждение и оценка этого выражения были проведены Сквайром⁵. Для энергий электронов порядка тех, которые использовались в Стенфорде, оказалось возможным, с одной стороны, описывать состояние протонов «импульсным приближением», а с другой стороны, пренебречь их энергией отдачи: это ведет к тому, что в соотношении (10) член $E - H_n$ следует заменить на постоянное значение энергии падающих электронов E_{in} . Тогда соотношение (10) может быть переписано несколько в ином виде. Положим:

$$\rho(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \int d\mathbf{v}_3 \dots d\mathbf{v}_A |\varphi(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_A)|^2. \quad (11)$$

Это выражение представляет пространственную корреляционную функцию ядра, когда все нуклоны находятся в основном со-

стоянии $\varphi(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_A)$; пусть далее выражение

$$\rho(\mathbf{r}_1) = \int dv_2 \rho(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \quad (12)$$

выражает среднюю ядерную плотность. Если обозначить теперь через V_i потенциал i -го протона и ввести для сокращения обозначение

$$\langle ij \rangle \equiv \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \langle \mathbf{k} | V_i (E_{in} - K_e + i\epsilon)^{-1} V_j | \mathbf{k}_0 \rangle, \quad (13)$$

то мы немедленно находим:

$$\begin{aligned} f_g(\theta) \approx & Z \int dv_1 \rho(\mathbf{r}_1) \langle 11 \rangle - Z \int dv_1 dv_2 \rho(\mathbf{r}_1) \rho(\mathbf{r}_2) \langle 12 \rangle + \\ & + Z(Z-1) \int dv_1 dv_2 [\rho(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) - \rho(\mathbf{r}_1) \rho(\mathbf{r}_2)] \langle 12 \rangle. \end{aligned} \quad (14)$$

Два первых члена в этой формуле соответствуют повторному рассеянию тем же самым протоном; третий член соответствует эффекту пространственной корреляции протонов. Грануляционный эффект должен быть больше у тяжелых ядер и при больших углах рассеяния. Сквайр рассмотрел случай Ац, поскольку для этого случая имеются данные по рассеянию электронов энергии 183 Мэв. Он оценил вклад грануляционного эффекта в дифференциальное сечение при $\theta = 90^\circ$; оказался, что этот вклад составляет около 4% от измеренного значения. Возможно, что поправки на магнитное поле и излучение, а также чисто экспериментальные возможности точности измерений, составляют примерно такую же величину. Как бы то ни было, грануляционный эффект влечет за собой не большее влияние, чем изменение всего лишь на несколько процентов распределения плотности заряда, получаемого из данных по рассеянию электронов.

2. РАССЕЯНИЕ μ -МЕЗОНОВ НА БОЛЬШИЕ УГЛЫ

Первые эксперименты*) по рассеянию μ -мезонов обнаружили аномально большое сечение для больших углов рассеяния. Это явление было тщательно изучено в Манчестере для широкого диапазона энергии мезонов. Для исследования использовалась камера Вильсона, в которую были введены пластинки свинца и железа^{6,7}. По своей энергии наблюдаемые мезоны могли быть разделены только на отдельные группы с широким спектральным распределением; для каждой группы угловое распределение было получено

*) Обзор этих данных дан в ⁶. См. также ⁸.

из очень небольшого количества наблюдаемых явлений, особенно для рассеяния на большие углы; таким образом, неопределенность, присущая этим измерениям, достаточно велика уже просто по статистическим соображениям.

Теория, с которой сравниваются экспериментальные данные, — это теория многократного рассеяния, которая достаточно резко зависит от предполагаемого энергетического спектра падающих мезонов⁸ и учитывает довольно окольным путем распределение заряда отдельных рассеивающих ядер. Тем не менее влияние конечной протяженности ядра, по крайней мере для энергий ≥ 1 Бэв, соответствующих энергии высшей группы, имевшейся в эксперименте, вполне ощутимо⁷. Для железа оказывается весьма трудным решить на основании опытных данных, какой теоретической кривой следует отдать предпочтение: кривой, рассчитанной для ядра конечного радиуса, или кривой для предельного случая — точечного заряда. Данные для свинца обнаруживают некоторое преобладание рассеяния на большие углы; дифференциальное сечение показывает угловую зависимость, более близкую к угловому распределению, соответствующему рассеянию на точечном заряде, чем к распределению, соответствующему пространственно-распределенному заряду. Но даже в этом случае, согласно последнему критическому анализу экспериментальных данных⁸, существование такой «аномалии» ни в коей мере не может считаться вполне обоснованным.

Возможная причина аномального рассеяния этого типа послужила поводом к многочисленным домыслам. Хотя теперь представляется вполне возможным, что любая существующая аномалия значительно меньше, чем это можно было раньше думать, теоретическое рассмотрение вопроса должно во всяком случае завершаться исследованием электромагнитного взаимодействия μ -мезонов с ядрами. Обсуждение этого вопроса было проведено главным образом Гатто⁹ и Фаулером^{10, 11, 12}. В первую очередь было установлено, что неупругие эффекты (включая возбуждение «гигантского» дипольного резонанса, который учитывался как возможное явление), не дают сколько-нибудь существенного вклада в сечение рассеяния при больших углах. Кроме того, предположение, что аномальное рассеяние может быть обязано аномальному магнитному моменту μ -мезона, должно быть отвергнуто, поскольку¹² существование заметного аномального магнитного момента μ -мезона исключается данными по тормозному излучению и порождению пар, производимыми μ -мезонами. С другой стороны, представляется, что звезды, вызываемые μ -мезонами под землей, имеют большее сечение, чем сечение, получаемое из предположения чисто электромагнитного взаимодействия¹²; однако такие оценки в значительной мере зависят от предполагаемого механизма обмена энергией между мезоном и ядром.

3. РАССЕЯНИЕ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ α -ЧАСТИЦАМИ

Рассеяние нуклонов ядрами не поддается столь подробному теоретическому исследованию, как рассеяние электронов, так как законы ядерного взаимодействия в настоящее время не известны. Тем не менее, столь суммарное описание процесса, каким является оптическая модель ядра, дает удивительно хорошее объяснение общим закономерностям явления. Согласно этой модели следует ожидать, что упругое рассеяние будет прежде всего зависеть от действительной части ядерного потенциала и, следовательно, рассеяние дает сведения только об этой величине, которая представляет некоторое среднее взаимодействие между составляющими ядро нуклонами и падающим нуклоном*).

Случай рассеяния нейтронов на α -частицах имеет особое значение, так как он достаточно прост, чтобы позволить более подробное исследование взаимодействия, приняв некоторые предполагаемые законы взаимодействия между нуклонами. Поэтому данные, относящиеся к рассеянию медленных нейтронов, были недавно пересмотрены с этой точки зрения Спай¹⁴; он показал, с одной стороны, что наблюдаемые фазы P - и S -рассеяния в пределах экспериментальных ошибок сопоставимы с определенным потенциалом притяжения и, с другой стороны, что потенциал взаимодействия между нейтроном и α -частицей с хорошей аппроксимацией может быть представлен в виде некоторого центрального взаимодействия между нуклонами, включающего прямые и обменные силы взаимодействия, подобные силам, введенным Сербером. Данные, однако, не достаточно точны, чтобы можно было сказать что-либо определенное о форме потенциала нейтрон — α -частица.

В этом отношении результаты опытов по рассеянию быстрых нейтронов указывают, что эффективный ядерный «радиус» для этого процесса имеет вид

$$R = r_0 A^{1/3} + a, \quad (15)$$

предполагая существование «каемки» толщины a , составляющей примерно радиус действия ядерных сил. Изучение рассеяния быстрых нейтронов α -частицами, проведенное Сквайром⁵, дало нам некоторое понимание причин возникновения такого «окаймляющего поля». Анализируя долю, вносимую различного рода взаимодействиями между нуклонами в рассеяние, Сквайр показал, что именно компонента вигнеровского типа простирается за ядерную поверхность и что именно она обуславливает главным образом существование «окаймляющего поля». Он установил также, что для наи-

*) Эта точка зрения была тщательно разработана Рестелом¹³, который предложил общую методику определения величины ядерного потенциала из подходящего набора опытных данных по рассеянию.

лучшего согласия с экспериментальными данными следует взять комбинацию, сходную с комбинацией, использованной Сербером (хотя требуется большее количество экспериментальных данных, чтобы сделать окончательное заключение). Кроме того, он показал, что нельзя пренебрегать поляризацией α -частицы, вызываемой нейтроном, но что энергия поляризации сама по себе не может обеспечить возникновение окаймляющего поля*).

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. A. R. Bodmer, Proc. Phys. Soc. A66 (1953), 1041.
2. G. N. Fowler, Proc. Phys. Soc. A68 (1955), 559.
3. R. Hofstadter et al., Phys. Rev. 99 (1955), 1509; 101 (1956), 1131.
R. H. Helm, HEPL, report № 40, Feb. 1956.
4. O. Kosfold-Hansen, Nuc. Phys. (в печати).
5. E. J. Squires, Manchester Ph. D. thesis, 1956.
6. B. Leontić and A. W. Wolfendale, Phil. Mag. 44 (1953), 1101.
7. I. B. McDiarmid, Phil. Mag. 45 (1954), 933.
8. G. D. Rochester and A. W. Wolfendale, Phil. Mag. 45 (1954), 980.
9. R. Gatto, Nuovo Cim. 10 (1953), 1559.
10. G. N. Fowler, Nuc. Phys. 1 (1956), 119.
11. G. N. Fowler, Nuc. Phys. 1 (1956), 125.
12. G. N. Fowler and A. W. Wolfendale, Nuc. Phys. (в печати).
13. P. Rostall, Manchester Ph. D. thesis, 1955.
14. E. von der Spuy, Nuc. Phys. (в печати).

*) Для оценки прямого влияния взаимодействия между нуклонами Сквайр пользовался борновским приближением и затем проверял его применимость. Энергия поляризации вычислялась в «импульсном приближении».