

В. М. Арутюнян

О поляризации электронов при упругом рассеянии на ядрах

§ 1. Введение

Особенностью рассеяния электронов на ядрах является, так называемая, азимутальная асимметрия в угловом распределении рассеяния. Как показал Мотт, эффект такого рода можно обнаружить при двойном рассеянии электронов.

Хорошо известно, что сечение рассеяния частично поляризованного пучка электронов имеет вид

$$\frac{d\sigma(\theta, \varphi)}{d\Omega} = \frac{d\sigma_0(\theta)}{d\Omega} [1 + \Delta(\theta)(s_y \cos \varphi - s_z \sin \varphi)], \quad (1.1)$$

где $d\sigma_0/d\Omega$ — сечение рассеяния неполяризованного пучка, $\vec{s}$ — вектор спина электрона в собственной системе. С другой стороны, неполяризованный пучок электронов после рассеяния частично поляризуется, причем степень поляризации оказывается равной

$$\vec{s} = \Delta(\theta) \vec{\tau}, \quad \vec{\tau} = \frac{[\vec{n}_1 \vec{n}_2]}{\sin \theta}, \quad (1.2)$$

где $\vec{n}_1$ и $\vec{n}_2$ — направления падающего и рассеянного пучков. Как показывают формулы (1.1) и (1.2), для описания эффектов поляризации достаточно определить функцию $\Delta(\theta)$. Это было сделано Моттом для легких ядер, и для точечного ядра он получил

$$\Delta^2(\theta) = \frac{2Z}{137} \frac{\beta(1 - \beta^2)^{1/2}}{(1 - \beta^2 \sin^2 \theta/2)} \frac{\sin^2 \theta/2}{\cos \theta/2} \ln \sin \theta/2. \quad (1.3)$$

Чтобы получить удовлетворительные результаты для тяжелых ядер, Шерман [1] вычислил азимутальную асимметрию численным методом. Нужно отметить, что результаты Шермана в принципе мало отличаются от результата Мотта. Экспериментальные данные показывают, что для больших энергий (150—400 кэВ) и углов имеется хорошее согласие с теорией. В области малых энергий и углов наблюдается большое расхождение [2]. В последнем случае заряд ядра сильно экранирован атомными электронами и это обстоятельство необходимо аккуратно учесть [3].

В настоящей работе, при вычислении азимутальной асимметрии, учитываются следующие эффекты: экранирование ядерного заряда атомами электронами; структурные особенности ядра; радиационные поправки к формуле Мотта.

§ 2. Теория рассеяния электронов во втором борновском приближении

Потенциальное рассеяние электронов описывается двумя амплитудами $f(\theta)$ и $g(\theta)$, причем

$$\frac{d\sigma_0}{d\Omega} = ff^* + gg^*; \quad \Delta(\theta) = i \frac{fg^* - fg^*}{ff^* + gg^*}. \quad (2.1)$$

Известно, что поляризационные эффекты в первом борновском приближении никак не проявляются. Поэтому, для получения конечных результатов, необходимо вычислить амплитуды f и g во втором борновском приближении. Воспользуемся результатами работы [4] и приведем окончательное выражение этих амплитуд

$$\begin{aligned} f(\theta) = & \frac{E}{k} \frac{a + b \cos \theta}{2 \sin \theta/2} \int_0^\infty \sin(2kr \sin \theta/2) V(r) r dr + \\ & + \frac{2E^2}{\pi k} \int_0^\infty \frac{a^2 + ab(\cos \varphi + \cos \psi) + b^2 \cos \theta}{V \sqrt{1 - \cos^2 \varphi - \cos^2 \psi - \cos^2 \theta + 2 \cos \varphi \cos \psi \cos \theta}} \times \\ & \times |M(\varphi, \psi) + iL(\varphi)L(\psi)| d\varphi d\psi, \\ g(\theta) = & \frac{E}{k} \frac{b \sin \theta}{2 \sin \theta/2} \int_0^\infty \sin(2kr \sin \theta/2) V(r) r dr - \\ & - \frac{2E^2}{\pi k} \int_0^\infty \frac{ab \sin \theta/2 (\cos \varphi + \cos \psi) + b^2 \sin \theta}{V \sqrt{1 - \cos^2 \varphi - \cos^2 \psi - \cos^2 \theta + 2 \cos \varphi \cos \psi \cos \theta}} \times \\ & \times |M(\varphi, \psi) + iL(\varphi)L(\psi)| d\varphi d\psi. \end{aligned} \quad (2.2)$$

Здесь приняты следующие обозначения

$$a = 1 + m/E, \quad b = 1 - m/E,$$

$$L(\varphi) = \frac{1}{2} \cos \frac{\varphi}{2} \int_0^\infty \sin(2kr \sin \varphi/2) V(r) r dr,$$

$$\begin{aligned} M(\varphi, \psi) = & \frac{1}{2} \cos \frac{\varphi}{2} \cos \frac{\psi}{2} \int_0^\infty \cos\left(2kr \sin \frac{\varphi}{2}\right) V(r) r dr \times \\ & \times \int_0^\infty \sin\left(2kr' \sin \frac{\psi}{2}\right) V(r') r' dr', \end{aligned}$$

а область интегрирования Ω определяется условием

$$1 - \cos^2 \varphi - \cos^2 \psi - \cos^2 \theta + 2 \cos \varphi \cos \psi \cos \theta > 0.$$

С помощью (2.2) и (2.1) легко вычислить поляризацию электронов при рассеянии

$$\Delta(\theta) = \Delta'(\theta) \frac{\sin^2 \theta/2 J_1 - 2J_2}{8\pi F(\theta) \ln \sin \theta/2}, \quad (2.3)$$

где

$$J_k = \int_{\Omega} \frac{\sin \varphi \sin \psi F(\varphi) F(\psi)}{\sqrt{1 - \cos^2 \varphi - \cos^2 \psi - \cos^2 \theta + 2 \cos \varphi \cos \psi \cos \theta}} \times \\ \times \frac{d\varphi d\psi}{\sin^2 \varphi/2 (\sin^2 \psi/2)^{2-k}}.$$

Здесь мы воспользовались общепринятым обозначением для форм-фактора заряда ядра

$$F(\varphi) = \frac{4\pi}{2k \sin \varphi/2} \int_0^{\infty} r \rho(r) \sin(2kr \sin \varphi/2) dr, \quad (2.4)$$

Задавая различные распределения плотности заряда, можно легко вычислить азимутальную асимметрию. Так как при выводе (2.3) мы не конкретизировали потенциал взаимодействия, то (2.3) позволяет учитывать как эффекты экранировки, так и размер ядра.

§ 3. Эффект экранирования

При малых энергиях и углах, экранирование электрического заряда ядра существенным образом искажает картину рассеяния на точечном силовом центре. Мы здесь приведем лишь грубую оценку экранировки. Для простоты рассмотрим взаимодействие типа

$$V(r) = \frac{Ze^2}{r} e^{-r/a},$$

где a — Томас-фермиевский радиус атома. Начиная с энергии падающего электрона 40–50 кэВ

$$ka \gg 1$$

и в этом случае

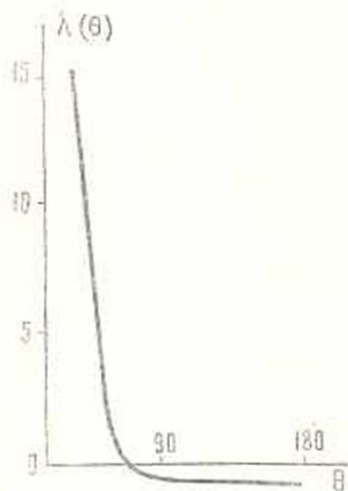
$$\Delta(\theta) = \Delta'(\theta) \left\{ 1 + \frac{1}{4k^2 a^2} \frac{1}{\sin^2 \theta/2} \left(1 + \frac{\cos^2 \theta/2}{\ln \sin \theta/2} \right) \right\} = \\ = \Delta'(\theta) \left\{ 1 + \frac{1}{4k^2 a^2} \lambda(\theta) \right\}. \quad (3.1)$$

$\lambda(\theta)$ — довольно плавная функция от угла θ и очень быстро растет с уменьшением угла и энергии (см. фиг. 1). Такая картина ка-

чественно согласуется с экспериментальными результатами. Более точные результаты, видимо, можно получить, если для атома воспользоваться моделью Томаса-Ферми. Для ртути с экранированным потенциалом

$$V(r) = \frac{80e^2}{r} [0,19e^{-0,257r/a} + 0,56e^{-0,779r/a} + 0,25e^{-3,16r/a}],$$

при средних энергиях (40–60 кэв) и больших углах можно получить 5–6 процентный эффект.

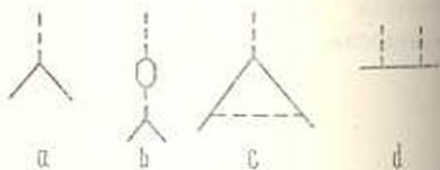


Фиг. 1.

Теоретические и экспериментальные результаты при малых энергиях сильно отличаются ($\approx 50\%$). Теория предсказывает, как правило, большую асимметрию, чем дает эксперимент. Поэтому никак нельзя ожидать, что даже очень точный учет экранирования может объяснить такое большое расхождение между экспериментом и теорией.

§ 4. Радиационные поправки

Поляризационные эффекты возникают лишь во втором борновском приближении. В этом же приближении существенны и радиационные поправки. Диаграммы, изображающие рассеяние во внешнем поле (a, d) и радиационные поправки к нему (b, c), изображены на фиг. 2. Мы не будем приводить здесь конкретных выкладок и укажем только, что в приближении $1/m$ для азимутальной асимметрии $\Delta(\theta)$ радиационные поправки дают нулевой эффект. Основываясь на эти результаты, тем не менее нельзя утверждать, что радиационные поправки вообще не существенны. Видимо, радиационные поправки существенны к высшим борновским приближениям, но теоретическая оценка эффектов такого высокого порядка очень затруднительна (результаты этого параграфа получены совместно с Ю. Вартамяном).



Фиг. 2.

§ 5. Эффекты поляризации для ρ -мезона

Как показывает формула Мотта (1.3), азимутальная асимметрия при двойном рассеянии максимальна при скоростях 0,7–0,8 c. При больших энергиях поляризация практически отсутствует. Для электрона $\beta = 0,7-0,8$ соответствует энергиям в несколько сот кэв и при

таких энергиях распределение заряда ядра для электрона можно считать точечным. Для μ -мезона $\beta = 0.7-0.8$ соответствует энергиям в несколько десятков мэв, и структурные особенности ядра должны быть учтены. Мы не будем конкретизировать распределение заряда ядра и приведем результат для малых энергий

$$\Delta(\theta) = \Delta(0) \left\{ 1 + \frac{2}{3} k^2 \langle r^2 \rangle \left(\sin^2 \frac{\theta}{2} + \frac{\cos^2 \theta/2}{\ln \sin \theta/2} \right) \right\}. \quad (5.1)$$

Здесь $\langle r^2 \rangle$ — среднеквадратичный радиус ядра.

При больших энергиях, естественно, такого простого результата получить невозможно.

Имеет ли формула (5.1) практическую ценность? Моттовское рассеяние является привлекательным и мощным средством измерения поляризации электрона. Поляризацию же μ -мезона легко и удобно измерять по распаду. Тем не менее, можно поставить самостоятельные эксперименты по рассеянию поляризованного μ -мезона. Они могут служить дополнительным средством выяснения, нет ли у μ -мезона какого-нибудь взаимодействия, отличного от чисто электромагнитного.

§ 6. Обсуждение результатов

Относительно высокое значение асимметрии при Моттовском рассеянии делает этот метод наиболее привлекательным для измерения поляризации электронов. Согласно теории двухкомпонентного нейтрино, электроны, испускаемые при β распаде ядер, должны быть продольно поляризованы. Эксперименты подтверждают расчетное значение поляризации v/c с точностью до 15–20%. Эти отклонения могут быть вызваны систематическими ошибками эксперимента. Некоторые отклонения, видимо, можно приписать неточному теоретическому знанию функции $\Delta(\theta)$. Наблюдаемые в эксперименте большие отклонения от расчетного значения $\Delta(\theta)$ (при малых энергиях), как мы уже показали, нельзя объяснить ни экранированием, ни радиационными поправками. Видимо, в эксперименте имеются большие систематические ошибки, связанные с неупругим рассеянием электронов. Отклонения могут быть связаны с деполяризующим влиянием обменного рассеяния на атомных электронах. Если же полагаться на экспериментальные данные, то не чувствуется, в каком направлении нужно исправить теоретические результаты.

Автор выражает благодарность М. Л. Тер-Микаеляну за обсуждение результатов.

Վ. Մ. Հարությունյան

ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐԻ ԲԵՎԵՌԱՑՈՒՄԸ՝ ՄԻՋՈՒԿՆԵՐԻ ՎՐԱ
ԱՌԱՋԳԱԿԱՆ ՑՐՄԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ

Ա Մ Փ Ո Փ Ո Ւ Մ

Հոգիածամ հաշված է միջուկների վրա առաձգականորեն ցրված էլեկտրոնների բևեռացումը: Գնահատված են էկրանացմամբ և միջուկի չափերով պայմանավորված էֆեկտները:

Ցույց է տրված, որ $\frac{1}{137}$ մոտավորությամբ սաղիացիոն ուղղումները էական չեն:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Sherman N. Coulomb scattering of relativistic by point nuclei. Phys. Rev. 103, 1601, 1956.
2. Ryu N. Polarisation of electrons by scattering. J. Phys. Japan, 7, 125, 130, 1952.
3. Mohr C. B. O. and Tassie L. J. The scattering and polarisation of electrons by gold. Proc. Phys. Soc. A 67, 711, 1954.
4. Арутюнян В. М., Мурадян Р. М. Рассеяние дираковских частиц во втором борновском приближении. ЖЭТФ, 36, 1542, 1959.