Доклады Академии наук СССР
1955. Том 101, № 2

ФИЗИКА

И. И. ЛЕВИНТОВ

СВЯЗЬ МЕЖДУ ПОЛЯРИЗАЦИЕЙ, УГЛОВОЙ ЗАВИСИМОСТЬЮ СЕЧЕНИЯ РАССЕЯНИЯ И ВЕЛИЧИНОЙ СПИН-ОРБИТАЛЬНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

(Представлено академиком Н. Н. Семеновым 15 I 1955)

В ряде работ [1–3] установлено возникновение поляризации очень быстрых нуклонов при упругом рассеянии на ядрах. Поляризация слабо зависит от характера рассеивающих ядер и от энергии нуклонов. Из этих фактов следует, повидимому, существование спин-орбитального взаимодействия нуклонов с ядром как с целым (в духе оптической модели). В случае рассеяния на ядрах со спином 0 энергия взаимодействия может быть записана в виде:

$$U(r) = U_1(r) + iU_2(r) + U_3(r)(\mathbf{l}, \vec{\sigma}), \tag{1}$$

где U_3 — спин-орбитальный потенциал, а U_2 — абсорбционный потенциал, определяющий неупругие процессы. Совокупность экспериментальных данных позволяет заключить, что по порядку величины $U_1 \sim 20$ Мэв, а $U_3 \sim 1$ Мэв. Таким образом при не слишком больших l

$$U_3(\mathbf{l}, \vec{\sigma}) \ll U_1. \tag{2}$$

Одна из возможных форм $U_3(\mathbf{l}, \vec{\sigma})$ записывается по аналогии с релятивистским взаимодействием магнитных спинового и орбитального моментов в виде [4]

$$U_3(\mathbf{l}, \vec{\sigma}) = \frac{a}{r}\frac{\partial U_1}{\partial r}(\mathbf{l}, \vec{\sigma}), \tag{3}$$

где a на порядок больше, чем соответствующая константа в магнитном взаимодействии.

В этой работе будет показано, что для модели ядра в виде ямы с плоским дном и размытыми краями взаимодействие (3) при условии (2) приводит к следующему соотношению между поляризацией $\mathbf{P}(\theta)$ и сечением $\sigma(\theta)$ при упругом рассеянии очень быстрых нуклонов:

$$\mathbf{P}(\theta) \cong \alpha \frac{d \ln \sigma(\theta)}{d\theta}\,\mathbf{n}, \tag{4}$$

где α определяется средним значением $a\,\partial U_1 / \partial r$; $\mathbf{n}$ — нормаль к плоскости рассеяния.

По определению:

$$\mathbf{P}(\theta) = \frac{|f(\theta)\uparrow|^2 - |f(\theta)\downarrow|^2}{|f(\theta)\uparrow|^2 + |f(\theta)\downarrow|^2}\,\mathbf{n} = \frac{|f(\theta)\uparrow|^2 - |f(\theta)\downarrow|^2}{\sigma(\theta)}\,\mathbf{n}, \tag{5}$$

где $f(\theta)\uparrow, \downarrow$ — амплитуды рассеяния для частиц со спинами, направленными по и против $\mathbf{n}$, соответственно, $f(\theta)\uparrow,\downarrow$ могут быть выражены через комплексные фазы рассеяния $\Delta_l^{\pm}$, соответствующие $j = l \mp {}^1/_2$, при помощи формул Лепора ([5,6]):

$$f(\theta)\uparrow = A(\theta) + B(\theta), \quad f(\theta)\downarrow = A(\theta) - B(\theta), \tag{6}$$

$$A(\theta) = \frac{1}{4\pi^{1/2}\, ki} \sum_0^{\infty} [(l+1)\, e^{i2\Delta_l^+} + l e^{i2\Delta_l^-} - (2l+1)]\, P_l(\cos\theta), \tag{7а}$$

$$B(\theta) = \frac{1}{4\pi^{1/2}\, ki} \sum_0^{\infty} [e^{i2\Delta_l^+} - e^{i2\Delta_l^-}]\, P_l^1(\cos\theta), \tag{7б}$$

где $P_l(\cos\theta)$, $P_l^1(\cos\theta)$ — полиномы Лежандра. Так как $P_l^1(\cos\theta) = -dP_l(\cos\theta)/d\theta$ и, кроме того, для $\theta \neq 0$

$$\sum_0^{\infty} (2l+1)\, P_l(\cos\theta) = 2\delta(1-\cos\theta) = 0,$$

то (7а), (7б) можно переписать:

$$A(\theta) = \frac{1}{4\pi^{1/2}\, ki} \sum_0^{\infty} [(l+1)\, e^{i2\Delta_l^+} - l e^{i2\Delta_l^-}]\, P_l(\cos\theta), \tag{8а}$$

$$B(\theta) = -\frac{1}{4\pi^{1/2}\, ki} \sum_0^{\infty} [e^{i2\Delta_l^+} - e^{i2\Delta_l^-}]\, \frac{dP_l(\cos\theta)}{d\theta}. \tag{8б}$$

Расчет $\Delta_l^{\pm}$ в квазиклассическом приближении, которое хорошо применимо при $E \leqslant 100$ Мэв, был выполнен для трапецевидной ямы в работе ([6]):

$$\Delta_l^{\pm} = \Delta_l^{(0)} + \alpha_l(\mathbf{l}, \vec{\sigma}), \tag{9}$$

где $\Delta_l^{(0)}$ — комплексные фазы рассеяния при отсутствии спин-орбитального взаимодействия ($\Delta_l^{(0)}$ соответствуют фазам, полученным Сербером([7]) в теории рассеяния на полупрозрачных ядрах; при малых l $\Delta_l^{(0)} \simeq 1$); $\alpha_l(\mathbf{l}, \vec{\sigma})$ — доля в фазе, соответствующая спин-орбитальному взаимодействию при прохождении частиц через пограничную область ядра ΔR:

$$\alpha_l(\mathbf{l}, \vec{\sigma}) = -\frac{k}{2E} \int_{R-\Delta R}^{R} \frac{U_3(\mathbf{l}, \vec{\sigma})\, r dr}{\sqrt{r^2 - l^2/k^2}} = -\frac{kaV}{2ER\Delta R}(\mathbf{l}, \vec{\sigma}) \int_{R-\Delta R}^{R} \frac{r\, dr}{\sqrt{r^2 - l^2/k^2}}. \tag{10}$$

Для малых l (10) дает

$$\alpha_l(\mathbf{l}, \vec{\sigma}) = a \frac{V}{R} \frac{k}{2E} \left(1 + \frac{1}{2} \frac{l^2}{k^2 R^2}\right)(\mathbf{l}, \vec{\sigma}), \tag{11}$$

где V — глубина ямы (~ 30 Мэв); R — эффективный радиус ядра; a — константа спин-орбитального взаимодействия оператора (3) $a \simeq 4 \cdot 10^{-27}$ см^2.

Как известно, при классическом рассеянии на прямоугольной или трапецевидной яме малым l соответствуют малые θ рассеяния. Можно показать методом «стационарной точки», что такое положение имеет место и при квазиклассическом рассеянии. Именно, под малыми θ рассеиваются частицы, имеющие $l \simeq \theta k\bar{R}\left(\frac{V^2}{E^2}+\theta^2\right)^{-1/2}$, что дает для $\theta \lesssim \lambda/R$ $l \lesssim E/V$. Таким образом, для углов рассеяния, меньших или порядка первого диффракционного минимума ($\theta \lesssim \theta_d$), можно пренебречь членом с $\frac{1}{2}\frac{l^2}{k^2\bar{R}^2}$ в (11) и, кроме того, для $\theta \lesssim \theta_d$

$$\alpha(\mathbf{l}, \vec{\sigma}) = a\frac{V}{\bar{R}}\frac{k}{2E}(\mathbf{l}, \vec{\sigma}) \ll 1. \tag{12}$$

Поэтому (8а), (8б) можно (для малых углов) разложить в ряд по $\alpha(\mathbf{l}, \vec{\sigma})$ и ограничиться первым членом разложения. Тогда из (8а) получим:

$$A(\theta) = \frac{1}{4\pi^{1/2}ki}\sum_0^\infty (2l+1)\, e^{i2\Delta_l^{(0)}} P_l(\cos\theta) = f_0(\theta), \tag{13}$$

где $f_0(\theta)$ — амплитуда «бесспинового» рассеяния, а (8б) дает

$$B(\theta) = \frac{\alpha}{4\pi^{1/2}ki}\sum_0^\infty (2l+1)\, e^{i2\Delta_l^{(0)}}\frac{dP_l(\cos\theta)}{d\theta} = \alpha\frac{df_0(\theta)}{d\theta}. \tag{14}$$

Из (6), (13), (14), (5) получим непосредственно:

$$\mathbf{P}(\theta) = \frac{\alpha}{\sigma(\theta)}\frac{d\sigma_0(\theta)}{d\theta}\mathbf{n}, \tag{15}$$

где $\sigma_0(\theta) = |f_0(\theta)|^2$ — сечение «бесспинового» рассеяния. Так как при условии $\alpha(\mathbf{l}, \vec{\sigma}) \ll \Delta_l^{(0)}$ $\sigma_0(\theta) \cong \sigma(\theta)$, то имеем приближенно

$$\mathbf{P}(\theta) \cong \alpha\frac{d\ln\sigma(\theta)}{d\theta}\mathbf{n}, \tag{16}$$

где под $\sigma(\theta)$ можно понимать как «спиновое», так и «бесспиновое» сечение рассеяния.

Формула (16) объясняет известные особенности поляризации при рассеянии частиц большой энергии. Например, неизменный отрицательный знак поляризации при рассеянии в области $\theta \lesssim \theta_d$ первого диффракционного минимума, осциллирующий характер поляризации при больших углах и т. д.

Для проверки (16) и оценки α и a представим (16) в виде:

$$\int_{\theta_1}^{\theta_2} P(\theta)\, d\theta = \alpha\{\ln\sigma(\theta_1) - \ln\sigma(\theta_2)\}. \tag{17}$$

В настоящее время мы располагаем данными по угловой зависимости поляризации при упругом рассеянии p-Al^{27} [2] и p-C^{12} [10] ($E_p \cong 300$ Мэв); соответствующие данные по $\sigma(\theta)$ имеются в работе [8]. На рис. 1 представлены зависимости $\int P(\theta)\, d\theta$ от $\{\ln\sigma(\theta_1) - \ln\sigma(\theta_2)\}$. Экспериментальные точки для p-C^{12} соответствуют углам 6,7—8°; 6,7—10°; 6,7—12°; 6,7—15°; 6,7—18°. Точки p-Al^{27} отвечают углам 2,5—5°; 2,5—7,5°; 2,5—10°;

2,5—12,5°; 2,5—15°. Из рис. 1 следует, что в пределах $\theta \leqslant \theta_d$ — точки хорошо укладываются на прямые, проходящие через начало координат. Это подтверждает принятую нами модель даже для легких элементов, что несколько неожиданно. Из наклона прямых $\alpha_C = 0{,}038$, $\alpha_{Al} = 0{,}0245$. Для $\overline{R} = 1{,}1 \cdot 10^{-13} A^{1/3}$ см и $V = 30$ Мэв получаем $(a)_{\text{поляр}} \simeq 4{,}3 \cdot 10^{-27}$ см^2. Замечательно, что оцененное таким образом $(a)_{\text{поляр}}$ оказывается близким к $(a)_{\text{об}} = 4{,}42 \cdot 10^{-27}$ см^2, оцененному из опытного материала по оболочкам ([4]), и значению $(a)_{p\text{-He}^4} = 3{,}3 \cdot 10^{-27}$ см^2, полученному из фаз рассеяния p-He^4 в области энергий 1—10 Мэв ([9]). Особенно интересно провести оценку (a) из материалов по поляризации для средних и тяжелых ядер, для которых принятая модель должна лучше отвечать действительности.

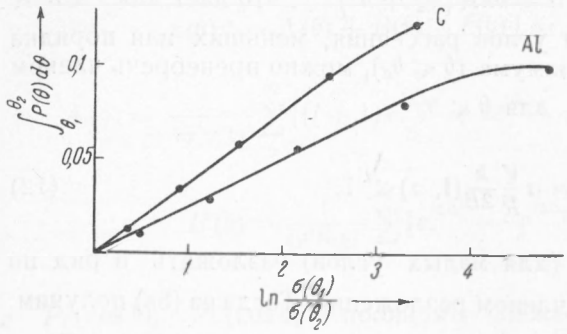


Рис. 1

Приношу благодарность Л. Д. Ландау, Я. Б. Зельдовичу и Я. А. Смородинскому за дискуссию вопросов спин-орбитального взаимодействия и А. С. Компанейцу за ряд критических замечаний.

Институт химической физики
Академии наук СССР

Поступило
15 I 1955

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] J. M. Dickson, D. C. Salter, Nature, **173**, 947 (1954). [2] O. Chamberlain, E. Segré et. all., Phys. Rev., **93**, 1430 (1954). [3] O. Chamberlain, E. Segré et al, Phys. Rev., **95**, 1105 (1954). [4] В. Гейзенберг, Теория атомного ядра, ИЛ, 1953. [5] J. Lepore, Phys. Rev., **79**, 136 (1950). [6] И. И. Левинтов, ДАН, **98**, № 3, 373 (1954) *. [7] S. Fernbach, R. Serber, T. Taylor, Phys. Rev., **75**, 1352 (1949). [8] R. E. Richardson, W. P. Ball, C. E. Leith, B. J. Moyer, Phys. Rev., **86**, 29 (1952). [9] S. Sack, L. C. Biedenharn, D. J. Breit, ibid., **93**, 321 (1954). [10] O. Chamberlain, E. Segré, R. Tripp, C. Wiegand, T. Ipsilantis, ibid., **96**, 807 (1954).

* В этой работе следует вместо оператора $(\mathbf{l}, \mathbf{s})$ читать $(\mathbf{l}, \vec{\sigma})$.