Доклады Академии Наук СССР
1949. Том LXIV, № 4

ФИЗИКА

И. ПОМЕРАНЧУК и И. ШМУШКЕВИЧ

ИЗЛУЧЕНИЕ ПРИ СТОЛКНОВЕНИЯХ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ С ПРОТОНАМИ

(Представлено академиком А. Ф. Иоффе 6 XII 1948)

Характер углового распределения рассеянных нейтронов при упругих столкновениях их с протонами в случае большой скорости относительного движения существенно зависит от того, являются ли силы, действующие между этими частицами, обычными силами или обменными [1]. В самом деле, в системе координат, связанной с центром инерции, дифференциальное поперечное сечение рассеяния имеет вид:

$$d\sigma_e = \frac{M^2}{16\pi^2\hbar^4}\left|\int e^{-i\mathbf{k}_0\mathbf{r}} V e^{i\mathbf{k}_1\mathbf{r}} d\tau\right|^2 d\Omega_{k_1}, \tag{1}$$

где $\mathbf{k}_0$ и $\mathbf{k}_1$ — начальный и конечный волновой вектор относительного движения частиц. В случае обычных сил интеграл, входящий в это выражение, заметно отличается от нуля при условии

$$|\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_0| \lesssim \frac{1}{a} \ll k_0, \tag{2}$$

где a — величина порядка радиуса действия сил. Последняя часть неравенства (2), являющегося условием применимости борновского приближения, означает, что рассеяние происходит, в основном, на очень малые углы, не превышающие величины

$$\Delta\vartheta \sim \frac{1}{ak_0} \ll 1. \tag{3}$$

В случае же обменных сил, характеризующихся потенциальной энергией вида*

$$V = U(\mathbf{r})\, I, \tag{4}$$

где I — оператор перестановки местами протона и нейтрона (т. е. замены $\mathbf{r}$ на $-\mathbf{r}$), рассеяние, как легко убедиться, будет происходить,

* Для дальнейших выводов несущественен выбор такого сравнительно простого вида потенциальной энергии, не учитывающего, в частности, зависимости V от спинов частиц.

в основном, на углы, близкие к 180°, в небольшом интервале, также определяемом соотношением (3). При этом вместо (2) мы получим

$$| \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_0 | \sim \frac{1}{a}. \tag{5}$$

Изменение же волнового вектора в результате столкновения

$$| \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_0 | \approx 2k_0. \tag{6}$$

Таким образом, при обменном взаимодействии изменение волнового вектора, а следовательно, и скорости сталкивающихся частиц гораздо больше, чем при обычных силах. Но большее изменение скорости протона в результате столкновения означает большее изменение производной от дипольного момента за время столкновения и, следовательно, бо́льшую интенсивность излучения. Мы можем поэтому ожидать, что поперечное сечение рассеяния с излучением при обменном взаимодействии (существование которого можно, повидимому, считать экспериментально установленным [2]) будет значительно больше, чем при обычных силах. Подтвердим это расчетом, принимая для потенциальной энергии выражение, даваемое уравнением (4).

Рассматривая взаимодействие между частицами при большой скорости их относительного движения как малое возмущение, для матричного элемента перехода с излучением имеем:

$$H_{01} = \sum_n \frac{H_{0n} H_{n1}}{E_0 - E_n}. \tag{7}$$

Здесь в каждом члене суммы один из множителей в числителе есть матричный элемент взаимодействия протона с полем излучения, а второй — энергии взаимодействия между протоном и нейтроном. Производя вычисления в системе координат, связанной с центром инерции, и пренебрегая всюду импульсом кванта $\hbar\vec{\varkappa}$, для единственных не равных нулю матричных элементов получаем:

$$\begin{gathered}
H_{0\mathrm{I}} = -\frac{e}{M}\sqrt{\frac{2\pi\hbar}{\omega}}\,\mathbf{e}\int e^{-i\mathbf{k}_0\mathbf{r}}\,\mathbf{p}\,e^{i\frac{\vec{\varkappa}\mathbf{r}}{2}}\,e^{i\mathbf{k}_\mathrm{I}\mathbf{r}}\,d\tau = -\frac{e\hbar}{M}\sqrt{\frac{2\pi\hbar}{\omega}}\,\mathbf{e}\mathbf{k}_0;\\
H_{\mathrm{I}1} = \int e^{-i\left(\mathbf{k}_0 - \frac{\vec{\varkappa}}{2}\right)\mathbf{r}}\,V e^{i\mathbf{k}_1\mathbf{r}}\,d\tau \cong\\
\cong \int U(\mathbf{r})\,e^{-i(\mathbf{k}_0+\mathbf{k}_1)\mathbf{r}}\,d\tau = U_{\mathbf{k}_0+\mathbf{k}_1}; \quad \mathbf{k}_\mathrm{I} = \mathbf{k}_0 - \frac{\vec{\varkappa}}{2};\\
H_{0\mathrm{II}} = \int e^{-i\mathbf{k}_0\mathbf{r}}\,V e^{i\left(\mathbf{k}_1 + \frac{\vec{\varkappa}}{2}\right)\mathbf{r}}\,d\tau \cong\\
\cong \int U(\mathbf{r})\,e^{-i(\mathbf{k}_0+\mathbf{k}_1)\mathbf{r}}\,d\tau = U_{\mathbf{k}_0+\mathbf{k}_1}; \quad \mathbf{k}_\mathrm{II} = \mathbf{k}_1 + \frac{\vec{\varkappa}}{2};\\
H_{\mathrm{II}1} = -\frac{e}{M}\sqrt{\frac{2\pi\hbar}{\omega}}\,\mathbf{e}\int e^{-i\left(\mathbf{k}_1 + \frac{\vec{\varkappa}}{2}\right)\mathbf{r}}\,\mathbf{p}\,e^{i\frac{\vec{\varkappa}\mathbf{r}}{2}}\,e^{i\mathbf{k}_1\mathbf{r}}\,d\tau = -\frac{e\hbar}{M}\sqrt{\frac{2\pi\hbar}{\omega}}\,\mathbf{e}\mathbf{k}_1.
\end{gathered} \tag{8}$$

Кроме того,

$$E_0 - E_{\mathrm{I}} = \frac{\hbar^2 k_0^2}{M} - \left(\frac{\hbar^2 k_{\mathrm{I}}^2}{M} + \hbar\omega\right) \cong -\hbar\omega,$$

$$E_0 - E_{\mathrm{II}} = E_{\mathrm{I}} - E_{\mathrm{II}} = \left(\frac{\hbar^2 k_{\mathrm{I}}^2}{M} + \hbar\omega\right) - \frac{\hbar^2 k_{\mathrm{II}}^2}{M} \cong +\hbar\omega. \tag{9}$$

Подставляя (8) и (9) в выражение для дифференциального поперечного сечения

$$d\sigma = \frac{2\pi}{\hbar v} |H_{01}|^2 \frac{k_1^2 \, d\Omega_{k_1} \, \varkappa^2 \, d\varkappa \, d\Omega_{\varkappa}}{(2\pi)^6 \dfrac{\partial E_1}{\partial k_1}} \tag{10}$$

и производя в нем суммирование по обеим поляризациям и интегрирование по всем углам вылета кванта, имеем:

$$d\sigma = \frac{1}{24\pi^3} \frac{d\omega}{\omega} \frac{e^2}{\hbar c} \frac{(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_0)^2}{\hbar^2 c^2} \left| U_{\mathbf{k}_0 + \mathbf{k}_1} \right|^2 \frac{k_1}{k_0} d\Omega_{k_1}. \tag{11}$$

На основании (5) можно считать, $k_1 \cong k_0$. Принимая далее во внимание (1) и (4), мы получаем следующую связь между сечениями упругого рассеяния и рассеяния с излучением:

$$d\sigma = \frac{2}{3\pi} \frac{d\omega}{\omega} \frac{e^2}{\hbar c} \frac{(\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_0)^2}{M^2 c^2} d\sigma_e. \tag{12}$$

Из различия в угловом распределении упругого рассеяния при обменном и обычном взаимодействии и из сравнения (2) и (6) мы видим, что сечение рассеяния с излучением в случае обменных сил больше, чем при обычных силах в отношении

$$\frac{p^2}{\hbar^2/a^2} \sim \frac{E}{V_0}, \tag{13}$$

которое при больших скоростях может быть значительно больше единицы. Через V_0 в (13) обозначена энергия $\dfrac{\hbar^2}{Ma^2} \sim 20$ MeV.

Полное поперечное сечение рассеяния с излучением можно оценить, взяв из опыта величину полного поперечника для упругого рассеяния. При этом заметим, что испускаемые при столкновении кванты будут, в основном, обладать энергией, не превосходящей величины

$$\hbar\omega \sim \frac{p\Delta p}{M} \sim \frac{p}{M} \frac{h}{a} \sim \sqrt{V_0 E}. \tag{14}$$

Следовательно, для полного сечения с излучением квантов всех энергий, бо́льших некоторой $\hbar\omega_1$, по порядку величины имеем

$$\sigma \sim \frac{4}{3\pi} \frac{e^2}{\hbar c} \lg \frac{\sqrt{V_0 E}}{\hbar\omega_1} \frac{E}{Mc^2} \sigma_e. \tag{15}$$

Согласно экспериментальным данным ([3]), при энергии нейтронов $E = 90$ MeV $\sigma_e = 0{,}083 \cdot 10^{-24}$. Принимая $\hbar\omega_1 = 1$ MeV, получаем

$$\sigma \sim 10^{-28} \text{ см}^2. \tag{16}$$

При рассеянии быстрых нейтронов ядрами сечение будет больше еще в Z раз. При энергии нейтронов $E = 90$ MeV, согласно данных тех же авторов ([3]), поперечное сечение упругого рассеяния нейтронов в свинце $\sigma_e = 4{,}53 \cdot 10^{-24}$ см^2.

Следовательно,

$$\sigma \sim 0{,}5 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2. \qquad (17)$$

В азоте и кислороде σ_e равно $0{,}656 \cdot 10^{-24}$ и $0{,}765 \cdot 10^{-24}$ см^2. Соответственно этому σ порядка 10^{-27} см^2.

Сечение рассеяния с излучением, повидимому, возрастает с ростом энергии. Тяжелые частицы, а именно протоны с очень большой энергией, порядка нескольких миллиардов электрон-вольт, имеются в составе космических лучей, приходящих из мирового пространства. Если при столкновениях таких релятивистских протонов с ядрами азота и кислорода, находящихся в верхних слоях атмосферы, имеет место обменное взаимодействие, то это должно сопровождаться рождением аномально большого количества фотонов и, следовательно, рассмотренные процессы могут играть существенную роль в образовании мягкой компоненты космических лучей. Расчет в этом случае, однако, становится невозможным из-за отсутствия релятивистского уравнения для тяжелых частиц.

Ленинградский физико-технический институт
Академии наук СССР

Поступило
28 XI 1948

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] G. C. Wick, Z. f. Physik, 84, 799 (1933). [2] J. Hadley, C. Leith, H. Jork, E. Kelly and C. Wiegand, Bull. Am. Phys. Soc., 23, 15 (1948). [3] Leslie, J. Cook, Edwin M. McMillan, Jock M. Peterson and Duane C. Sewell, Phys. Rev., 72, 1264 (1947).