Журнал экспериментальной и теоретической физики

Т. 39 *1960* *Вып. 5(11)*

СХЕМА СЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ С НЕЙТРАЛЬНЫМИ ТОКАМИ

В. Н. Байер, И. Б. Хриплович

Вычислены сечения рассеяния и аннигиляции при столкновении одноименных частиц за счет слабого взаимодействия. Оценена степень предельной поляризации при таком рассеянии нуклонов на нуклонах. Рассмотрены следствия слабого взаимодействия между электронами для эффектов в среде.

1. Введение

Как известно, в $V - A$-схеме слабых взаимодействий [1], наряду с процессами распада, имеется возможность слабого рассеяния заряженных частиц на нейтральных. Не исключено, однако, что слабое взаимодействие носит универсальный характер не только в смысле константы связи и структуры взаимодействия, но является универсальным и в том отношении, что оно осуществляется между всеми фермионами. Если принять это предположение, то будет иметь место следующая закономерность: чем слабее взаимодействие (от сильного до гравитационного), тем оно более универсально в смысле участвующих в нем частиц [2].

Следует, однако, учесть, что ряд процессов (например, распад $\mu^{\pm} \to 2e^{\pm} + e^{\mp}$) запрещен экспериментально. Для того чтобы обойти эту трудность, приходится вводить дополнительные запреты: так, Фейнман и Гелл-Манн исключают нейтральный ток, содержащий члены типа $(\bar{e}e)$, $(\bar{\mu}e)$, $(\bar{n}n)$ и т. д. [1].

Поэтому известный интерес представляет схема, в которой класс возможных слабых взаимодействий расширяется и в то же время автоматически исключаются запрещенные процессы. Такая схема была, например, предложена Бладменом [3]. Она содержит ряд новых процессов, но это не противоречит экспериментальным данным, известным в настоящее время. Хотя в статье мы придерживаемся этой схемы, следует отметить, что она не является единственной, и авторов прежде всего интересуют следствия из введения нейтральных токов в теорию слабых взаимодействий. Для простоты странные частицы не рассматриваются.

Введем зарядовое пространство слабых взаимодействий. Будем рассматривать в нем дублеты $(\nu\mu)$, (νe), (pn) и предположим, что слабое взаимодействие инвариантно по отношению к вращениям в этом пространстве. Тогда лагранжиан слабого взаимодействия может быть представлен в виде

$$L = \frac{1}{4}\frac{G}{\sqrt{2}}\sum_{ij}[\bar{\psi}_i\gamma_\mu(1 - i\gamma_5)\boldsymbol{\tau}\psi_i][\bar{\psi}_j\gamma_\mu(1 - i\gamma_5)\boldsymbol{\tau}\psi_j] =$$
$$= \frac{G}{\sqrt{2}}\sum_{ij}\Big\{[\bar{\psi}_i\gamma_\mu(1 - i\gamma_5)\tau_+\psi_i][\bar{\psi}_j\gamma_\mu(1 - i\gamma_5)\tau_-\psi_j] +$$
$$+ \frac{1}{4}[\bar{\psi}_i\gamma_\mu(1 - i\gamma_5)\tau_3\psi_i][\bar{\psi}_j\gamma_\mu(1 - i\gamma_5)\tau_3\psi_j]\Big\}. \qquad (1)$$

В обычных обозначениях лагранжиан (1) может быть записан в виде

$$L = L_\pm + L_3; \qquad (2)$$

$$L_\pm = (\bar{p}n)(\bar{e}\nu) + (\bar{n}p)(\bar{\nu}e) + (\bar{p}n)(\bar{\mu}\nu) + (\bar{n}p)(\bar{\nu}\mu) + (\bar{\nu}\mu)(\bar{e}\nu) + (\bar{\mu}\nu)(\bar{\nu}e) +$$
$$+ (\bar{\nu}e)(\bar{e}\nu) + (\bar{\nu}\mu)(\bar{\mu}\nu) + (\bar{p}n)(\bar{n}p), \qquad (3)$$

$$L_3 = (\bar{p}p)(\bar{\nu}\nu) - (\bar{n}n)(\bar{\nu}\nu) - \tfrac{1}{2}(\bar{p}p)(\bar{e}e) + \tfrac{1}{2}(\bar{n}n)(\bar{e}e) - \tfrac{1}{2}(\bar{p}p)(\bar{\mu}\mu) + \tfrac{1}{2}(\bar{n}n)(\bar{\mu}\mu) + \tfrac{1}{4}(\bar{p}p)(\bar{p}p) + \tfrac{1}{4}(\bar{n}n)(\bar{n}n) + (\bar{\nu}\nu)(\bar{\nu}\nu) + \tfrac{1}{4}(\bar{e}e)(\bar{e}e) + \tfrac{1}{4}(\bar{\mu}\mu)(\bar{\mu}\mu) + \tfrac{1}{2}(\bar{\mu}\mu)(\bar{e}e) - \tfrac{1}{2}(\bar{p}p)(\bar{n}n) - (\bar{\mu}\mu)(\bar{\nu}\nu) - (\bar{e}e)(\bar{\nu}\nu). \tag{4}$$

Здесь $L_\pm$ представляет обычный лагранжиан слабых взаимодействий (1); лагранжиан L_3 является новым; видно, что он содержит взаимодействие нейтральных токов.

В силу известного свойства симметрии $V - A$-взаимодействия

$$(\bar{A}B)(\bar{C}D) = (\bar{C}B)(\bar{A}D),$$

в полном лагранжиане сократятся члены $(\bar{\nu}e)(\bar{e}\nu)$, $(\bar{\nu}\mu)(\bar{\mu}\nu)$, $-(\bar{\mu}\mu)(\bar{\nu}\nu)$, $-(\bar{e}e)(\bar{\nu}\nu)$. Таким образом, столь широко обсуждаемые в последнее время взаимодействия нейтрино с электронами и μ-мезонами [4] в этой схеме не содержатся.

В теории слабых взаимодействий [1] рассеяние протона на нейтроне описывается членом $(\bar{p}n)(\bar{n}p)$, в предлагаемой схеме этот процесс, кроме того, описывается членом $-\frac{1}{2}(\bar{p}p)(\bar{n}n)$. Эти члены не приводятся, так как нуклонные токи нельзя записать в виде чистого $V - A$-варианта вследствие влияния сильных взаимодействий.

Ниже исследуются процессы, к которым приводит лагранжиан L_3.

2. Лептон-лептонные процессы

Наряду с известными из обычной теории слабых взаимодействий процессами типа распада $\mu \to e + \nu + \bar{\nu}$ и рассеяния $\mu + e \to \nu + \nu$, в данной схеме возможны иные процессы рассеяния лептонов: $e + e \to e + e$, $\mu + \mu \to \mu + \mu$, $\nu + \nu \to \nu + \nu$, $e + \mu \to e + \mu$, а также процессы слабой аннигиляции $e + e \to \mu + \mu$. Полное сечение каждого из этих процессов можно записать в виде

$$\sigma = \sigma_э + \sigma_и + \sigma_c, \tag{5}$$

где $\sigma_э$ — сечение электромагнитного взаимодействия, σ_c — сечение слабого взаимодействия, $\sigma_и$ — интерференционный член электромагнитного и слабого взаимодействий. В этом разделе все сечения выписаны в системе центра инерции (с. ц. и.) для ультрарелятивистских частиц.

В случае рассеяния тождественных лептонов сечение слабого рассеяния имеет вид

$$\sigma_c(\theta) = r_0^2 \left(\frac{Gm^2}{e^2}\right)^2 \left(\frac{\mathcal{E}}{m}\right)^2 (5 + \cos^2\theta), \tag{6}$$

а интерференционный член имеет вид

$$\sigma_и(\theta) = \frac{1}{\sqrt{2}} r_0^2 \frac{Gm^2}{e^2} \frac{5 + 3\cos^2\theta}{\sin^2\theta}. \tag{7}$$

Здесь введены обозначения: r_0 — классический радиус электрона, m — масса электрона, G — константа слабого взаимодействия, $\mathcal{E}$ — энергия частицы, θ — угол рассеяния. В случае рассеяния нейтрино сечение слабого рассеяния имеет дополнительный множитель 16, а интерференционный член отсутствует.

Сечения рассеяния $e + \mu \to e + \mu$ имеют форму

$$\sigma_c(\theta) = 8r_0^2 \left(\frac{Gm^2}{e^2}\right)^2 \left(\frac{\mathcal{E}}{m}\right)^2 \cos^4\frac{\theta}{2}, \tag{8}$$

$$\sigma_и(\theta) = \sqrt{2}\, r_0^2 \frac{Gm^2}{e^2} \frac{\cos^4(\theta/2)}{\sin^2(\theta/2)}. \tag{9}$$

Для сечений слабой аннигиляции $e+e \to \mu+\mu$ находим

$$\sigma_c(\theta) = 8r_0^2\left(\frac{Gm^2}{e^2}\right)^2\left(\frac{\mathscr{E}}{m}\right)^2\cos^4\frac{\theta}{2}, \tag{10}$$

$$\sigma_и(\theta) = \sqrt{2}\,r_0^2\,\frac{Gm^2}{e^2}\cos^4\frac{\theta}{2}. \tag{11}$$

Сравнивая зависимость от энергии различных сечений, видим, что с ростом энергии электромагнитное сечение убывает как $\mathscr{E}^{-2}$, интерференционное сечение не зависит от энергии, а сечение слабого взаимодействия растет как $\mathscr{E}^2$. Отсюда ясно, что, начиная с некоторой энергии, вклад слабого взаимодействия в сечение превысит все остальные и станет определяющим.

Для оценки порядков величин рассмотрим сечение рассеяния электрона на электроне. При угле рассеяния 15° для энергии 3 BeV вклад интерференционного члена составляет 0,01% от вклада электромагнитного члена, а вклад слабого члена пренебрежимо мал. Но уже при энергии 100 BeV как интерференционное, так и слабое сечения рассеяния становятся больше электромагнитного. При угле рассеяния 90° указанные эффекты еще заметнее: при энергии 3 BeV вклад интерференционного члена составляет 0,2% от вклада электромагнитного члена, а уже при энергии 70 BeV вклады как интерференционного, так и слабого членов взаимодействий сравниваются с вкладом электромагнитного члена.

Таким образом, в локальной теории сечение рассеяния электрона на электроне имеет минимум при энергии в несколько десятков BeV, при этом абсолютная величина сечения весьма мала ($\sim 10^{-34}$ *см*^{2}). Если же взаимодействия «размазаны», то сечения умножаются на соответствующие формфакторы, при этом абсолютные величины сечений будут еще меньше. К сожалению, в настоящее время ничего не известно ни о формфакторах, ни вообще о применимости $V - A$-варианта при столь больших энергиях. Отметим, что если слабое взаимодействие осуществляется через промежуточный бозон с массой, которую обычно принимают равной нескольким BeV, то это приведет к существенному искажению приведенных выше угловых сечений; это обстоятельство могло бы, в принципе, позволить обнаружить указанный бозон.

Наряду с рассмотренными выше процессами, слабое взаимодействие между электронами будет естественно приводить к новым эффектам в оптике и физике твердого тела.

Не сохраняющая четность часть слабого взаимодействия будет давать вклад в антисимметричную часть тензора поляризации, наличие которой приводит к естественной оптической активности [5]. Ясно, что эффект будет порядка v/c.

Вычисление в первом порядке по G дает следующее выражение для угла поворота плоскости поляризации:

$$\theta = \frac{16}{9}\pi^2 N\frac{n^2+2}{\lambda}\,\mathrm{Im}\sum_{n,k}\frac{\hbar\omega}{(E_n-E_0)^2-\hbar^2\omega^2}\times$$
$$\times\left[\frac{\pi^*_{nk}\mathbf{p}_{0k}\mathbf{M}_{n0}+\pi_{nk}\mathbf{p}_{n0}\mathbf{M}_{k0}}{E_n-E_k}+\frac{\pi^*_{0k}\mathbf{p}_{0n}\mathbf{M}_{nk}+\pi_{0k}\mathbf{p}_{kn}\mathbf{M}_{n0}}{E_0-E_k}\right]. \tag{12}$$

Здесь N — концентрация, $\mathbf{p}_{0k}$, $\mathbf{M}_{n0}$ и π_{nk} — матричные элементы соответственно электрического дипольного момента, магнитного дипольного момента и слабого взаимодействия. Для жидкого гелия $\theta \sim 10^{-15}$ *рад/см*,

$$\frac{\pi_{kn}}{E_k-E_n}\sim 10^{-18}, \qquad \mathbf{p}_{0k}\mathbf{M}_{n0}\sim\left(\frac{v}{c}\right)\mathbf{p}_{0k}\mathbf{p}_{n0}\sim\left(\frac{v}{c}\right)|\mathbf{p}_{0k}|^2\sim$$
$$\sim\frac{e\hbar^2}{2m(E_0-E_k)}\frac{v}{c}f_{0k}\sim 10^{-36},$$

f_{0k} — сила осциллятора.

Кроме того, слабое взаимодействие между электронами будет приводить (в первом порядке по G) к сдвигу уровней атомных электронов. Так, для синглетных уровней гелия сдвиг будет порядка 0,1 *гц* (в нерелятивистском приближении для триплетных уровней сдвиг равен нулю).

Ясно, что вероятность запрещенных переходов за счет слабых взаимодействий будет порядка G^2, хотя поправки к вероятностям разрешенных переходов будут порядка G.

Если бы слабое взаимодействие между электронами могло приводить к связанным состояниям, то это могло бы дать эффекты типа сверхпроводимости. К сожалению, этот эффект нельзя оценить в силу известных трудностей с высшими приближениями 4-фермионного взаимодействия.

3. Лептон-нуклонные процессы

Рассматриваемая нами схема содержит дополнительные процессы рассеяния лептонов на нуклонах типа $p(n)+e(\mu, \nu) \to p(n) + e(\mu, \nu)$ (их вероятность была ранее оценена Зельдовичем [6]) и процессы аннигиляции типа $e(\mu, \nu) + e(\mu, \nu) \to p(n) + p(n)$. Сечения будем снова записывать в форме (5).

Электромагнитный нуклонный ток можно представить в виде

$$j_\mu = \bar{\psi}' \left[\gamma_\mu F_1^{p(n)} - \frac{\mu^{p(n)}}{4M} (\gamma_\mu \hat{q} - \hat{q}\gamma_\mu) F_2^{p(n)}\right] \psi, \tag{13}$$

где $F_1^{p(n)}$, $F_2^{p(n)}$ — электрический и магнитный формфакторы протона (нейтрона), $\mu^{p(n)}$ — аномальный магнитный момент протона (нейтрона), M — масса нуклона, $q = p' - p$ — передаваемый импульс.

С учетом G-инвариантности [7] для слабого нуклонного тока получаем выражение

$$V_\mu + A_\mu = \bar{\psi}' \left[\gamma_\mu F_1 - \frac{\mu}{4M} (\gamma_\mu \hat{q} - \hat{q}\gamma_\mu) F_2 - i\gamma_\mu\gamma_5 g_1 - i\gamma_5 q_\mu g_3\right] \psi, \tag{14}$$

где F_1 и F_2 — изовекторные части соответствующих электромагнитных нуклонных формфакторов, $\mu = \mu_p - \mu_n$, g_1 — аксиальный формфактор. Члены, пропорциональные g_3, дадут вклад $\sim m^2 / M^2$ (ими мы пренебрегаем).

Для рассеяния электрона на покоящемся нуклоне получаем

$$\sigma_c(\theta) = 4r_0^2 \left(\frac{Gm^2}{e^2}\right)^2 \left(\frac{\mathscr{E}}{m}\right)^2 \frac{\cos^2(\theta/2)}{[1+2(\mathscr{E}/M)\sin^2(\theta/2)]^3} \left\{F_1^2 - \frac{q^2}{4M^2}\left[2(F_1 + \mu F_2)^2 \operatorname{tg}^2\frac{\theta}{2} + \right.\right.$$
$$\left.\left. + \mu^2 F_1^2 + 2g_1^2 \operatorname{tg}^2\frac{\theta}{2} - 4g_1(F_1 + \mu F_2)\left(\frac{M}{\mathscr{E}}\sec^2\frac{\theta}{2} + \operatorname{tg}^2\frac{\theta}{2}\right)\right]\right\}, \tag{15}$$

$$\sigma_u(\theta) = \sqrt{2} r_0^2 \frac{Gm^2}{e^2} \frac{\operatorname{ctg}^2(\theta/2)}{[1 + 2(\mathscr{E}/M)\sin^2(\theta/2)]^2} \left\{F_1 F_1^{p(n)} - \right.$$
$$- \frac{q^2}{4M}\left[2(F_1 + \mu F_2)(F_1^{p(n)} + \mu^{p(n)} F_2^{p(n)}) \operatorname{tg}^2\frac{\theta}{2} + \mu\mu^{p(n)} F_2 F_2^{p(n)} - \right.$$
$$\left.\left. - 2g_1 (F_1^{p(n)} + \mu^{p(n)} F_2^{p(n)}) \left(\frac{M}{\mathscr{E}}\sec^2\frac{\theta}{2} + \operatorname{tg}^2\frac{\theta}{2}\right)\right]\right\}. \tag{16}$$

При выводе формул (15), (16) мы пренебрегали m^2 по сравнению с M^2 и q^2. Последнее пренебрежение ограничивает применимость этих формул в области малых углов. Сравнение с формулой Розенблюта [8] показывает, что отношение интерференционного сечения к электромагнитному составляет для протона $\sim 0{,}003\%$, а для нейтрона $\sim 0{,}06\%$ при рассеянии назад электронов с энергией 1 BeV.

Для слабой аннигиляции электрон-позитронной пары в пару нуклонов в с. ц. и. получаем

$$\sigma_c(\theta) = 2r_0^2\left(\frac{Gm^2}{e^2}\right)^2\left(\frac{\mathscr{E}}{m}\right)^2 v\,\{(F_1^2+g_1^2)(1+v^2\cos^2\theta)+ \\ +\frac{M^2}{\mathscr{E}^2}(F_1^2-g_1^2)+4\mu F_1F_2+\mu^2F_2^2\left[\frac{\mathscr{E}^2}{M^2}(1-v^2\cos^2\theta)+1\right]+ \\ +4g_1(F_1+\mu F_2)\,v\cos\theta\}, \tag{17}$$

$$\sigma_{\text{и}}(\theta) = \frac{1}{\sqrt{2}}r_0^2\frac{Gm^2}{e^2}v\left\{F_1F_1^{p(n)}\left(1+v^2\cos^2\theta+\frac{M^2}{\mathscr{E}^2}\right)+ \right. \\ +2(\mu^{p(n)}F_2^{p(n)}F_1+\mu F_2F_1^{p(n)})+\mu\mu^{p(n)}F_2F_2^{p(n)}\left[\frac{\mathscr{E}^2}{M^2}(1-v^2\cos^2\theta)+1\right]+ \\ \left. +2g_1(F_1^{p(n)}+\mu^{p(n)}F_2^{p(n)})\,v\cos\theta\right\}, \tag{18}$$

где v — скорость нуклона. Вблизи порога $\sigma_{\text{и}}$ составляет 0,1% от $\sigma_{\text{э}}$.

Все сказанное выше относится и к процессам с участием μ-мезонов с той лишь разницей, что пренебрежение m_μ^2 может дать ошибку в несколько процентов. Для процессов с участием нейтрино, очевидно, $\sigma_{\text{и}}=0$, а σ_c в соответствии с (4) необходимо умножить на 4.

4. Рассеяние нуклонов на нуклонах

Для описания рассеяния нуклонов на нуклонах мы используем здесь феноменологическую матрицу перехода в с. ц. и. [9]:

$$M_0 = \alpha+\beta(\boldsymbol{\sigma}_1\mathbf{n})(\boldsymbol{\sigma}_2\mathbf{n})+\gamma_1(\boldsymbol{\sigma}_1\mathbf{n})+\gamma_2(\boldsymbol{\sigma}_2\mathbf{n})+\delta(\boldsymbol{\sigma}_1\mathbf{m})(\boldsymbol{\sigma}_2\mathbf{m})+\varepsilon(\boldsymbol{\sigma}_1\mathbf{l})(\boldsymbol{\sigma}_2\mathbf{l}), \tag{19}$$

где α, β, $\gamma_{1,2}$, δ, ε — функции энергии и передаваемого импульса; $\boldsymbol{\sigma}_1$ и $\boldsymbol{\sigma}_2$ — операторы спина частиц 1 и 2, $\mathbf{l}$, $\mathbf{m}$ и $\mathbf{n}$ — орты векторов $\mathbf{p}_1'+\mathbf{p}_1$, $\mathbf{p}_1'-\mathbf{p}_1$, $[(\mathbf{p}_1'+\mathbf{p}_1)(\mathbf{p}_1'-\mathbf{p}_1)]$. Эта матрица включает все взаимодействия, инвариантные относительно отражения пространства, в том числе и электромагнитные, и сохраняющую четность часть слабых взаимодействий. Таким образом, при рассмотрении слабого взаимодействия между нуклонами мы должны учесть дополнительно только не сохраняющую четность часть лагранжиана:

$$L_{\text{неч}} = a\frac{G}{\sqrt{2}}\left\{\left[\bar{u}_2'\left(\gamma_\mu F_1-\frac{\mu}{4M}(\gamma_\mu\hat{q}-\hat{q}\gamma_\mu)F_2\right)u_2\right][\bar{u}_1'(-i\gamma_\mu\gamma_5g_1)u_1]+\right. \\ \left.+[\bar{u}_2'(-i\gamma_\mu\gamma_5g_1)u_2]\left[\bar{u}_1'(\gamma_\mu F_1+\frac{\mu}{4M}(\gamma_\mu\hat{q}-\hat{q}\gamma_\mu)F_2)u_1\right]\right\}, \tag{20}$$

где $a=1/4$ для рассеяния pp и nn; $a=1/2$ для рассеяния pn [1)].

Отметим, что интерференционный вклад от (19) и (20) в усредненное по спинам сечение равен нулю. Действительно, этот вклад должен быть псевдоскаляром, а после усреднения по спинам процесс рассеяния характеризуется двумя векторами, из которых нельзя построить псевдоскаляр.

Слабое взаимодействие между нуклонами, по-видимому, проще всего обнаружить в поляризационных опытах. Интерференционный член между (19) и (20) приводит к возникновению продольной поляризации. Поскольку доминирующий вклад в (19) дают сильные взаимодействия, мы будем считать M_0 инвариантом в изотопическом пространстве, т. е. $\gamma_1=\gamma_2=\gamma$

[1)] При рассмотрении рассеяния нейтронов на протонах мы будем учитывать только член $-\frac{1}{2}(\bar{p}p)(\bar{n}n)$ в лагранжиане и не рассматривать член $(\bar{p}n)(\bar{n}p)$, хотя они одного порядка, поскольку в силу недостаточности экспериментальной информации нам удается провести только грубые оценки матрицы M_0.

С помощью несколько громоздких преобразований мы можем получить из (20) не сохраняющую четность матрицу рассеяния, записанную в двухкомпонентной форме в с. ц. и.:

$$M_1 = a\frac{Gg_1}{2\pi}p\cos\frac{\theta}{2}\left\{\left[F_1 - \frac{\mathscr{E}-M}{M}\mu F_2\sin^2\frac{\theta}{2}\right](\sigma_1-\sigma_2)\mathbf{l} + \right.$$
$$\left. + i\frac{\mathscr{E}-M}{2\mathscr{E}}\sin\theta\left[F_1+\frac{\mathscr{E}+M}{M}\mu F_2\right]\left[(\sigma_2\mathbf{l})(\sigma_1\mathbf{n})-(\sigma_2\mathbf{n})(\sigma_1\mathbf{l})\right]\right\}. \qquad (21)$$

Полная матрица перехода имеет вид

$$M = M_0 + M_1. \qquad (22)$$

Вычислим, в первом порядке по G, поляризацию рассеянных нуклонов, возникающую при рассеянии неполяризованных частиц. Вектор поляризации представим в виде

$$\mathbf{P} = \mathbf{P}_\perp + \mathbf{P}_\parallel. \qquad (23)$$

Вектор продольной поляризации в случае рассеяния протонов на протонах или нейтронов на нейтронах равен

$$\mathbf{P}_\parallel = \frac{Gg_1p\cos(\theta/2)}{4\pi(|\alpha|^2+|\beta|^2+2|\gamma|^2+|\delta|^2+|\varepsilon|^2)}\times$$
$$\times\left\{\left(F_1-\frac{\mathscr{E}-M}{M}\sin^2\frac{\theta}{2}\mu F_2\right)[\mathbf{l}\,\mathrm{Re}(\alpha+\beta+\delta-\varepsilon)-2\mathbf{m}\,\mathrm{Im}\gamma]-\right.$$
$$\left.-\frac{\mathscr{E}-M}{2\mathscr{E}}\sin\theta\left(F_1+\frac{\mathscr{E}+M}{M}\mu F_2\right)[2\mathbf{l}\,\mathrm{Im}\gamma+\mathbf{m}\,\mathrm{Re}(\alpha+\beta-\delta-\varepsilon)]\right\}, \qquad (24)$$

а в случае рассеяния нейтронов на протонах равен

$$\mathbf{P}_\parallel = \frac{Gg_1p\cos(\theta/2)}{2\pi(|\alpha|^2+|\beta|^2+2|\gamma|^2+|\delta|^2+|\varepsilon|^2)}\times$$
$$\times\left\{\left(F_1-\frac{\mathscr{E}-M}{M}\sin^2\frac{\theta}{2}\mu F_2\right)[\mathbf{l}\,\mathrm{Re}(\alpha-\varepsilon)-\mathbf{m}\,\mathrm{Im}\gamma]-\right.$$
$$\left.-\frac{\mathscr{E}-M}{2\mathscr{E}}\sin\theta\left(F_1+\frac{\mathscr{E}+M}{M}\right)\mu F_2[\mathbf{l}\,\mathrm{Im}\gamma+\mathbf{m}\,\mathrm{Re}(\beta-\varepsilon)]\right\}. \qquad (25)$$

Здесь p — импульс рассеянного нуклона.

Коэффициент асимметрии вверх — вниз можно записать в виде

$$\varkappa = (1-P_\parallel)/(1+P_\parallel)\approx 1-2P_\parallel. \qquad (26)$$

К сожалению, модули и фазы коэффицентов α, β, γ, δ, ε в настоящее время неизвестны. Поэтому можно провести только грубую оценку величины продольной поляризации. Она оказывается равной $10^{-6}-10^{-7}$ при энергии 200 — 300 MeV.

Ясно, что аналогичный расчет может быть проведен и для лептонного и лептон-нуклонного рассеяния, в этих случаях коэффициент продольной поляризации будет порядка $10^{-3}-10^{-4}$ при энергии в несколько BeV.

Поступила в редакцию
15 июня 1960 г.

Литература

[1] R. P. Feynman, M. Gell-Mann. Phys. Rev., **109**, 193, 1958.
[2] K. Aizu. Progr. Theor. Phys., **22**, 192, 1959.
[3] S. Bludman. Nuovo Cim., **9**, 433, 1958.
[4] Б. М. Понтекорво. ЖЭТФ, **36**, 1615, 1959. Г. М. Гандельман, В. С. Пинаев. ЖЭТФ, **37**, 1072, 1959.

[5] М. В. Волькенштейн. Молекулярная оптика, Гостехиздат, 1951.
[6] Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, **36**, 1964, 1959.
[7] Л. Б. Окунь. УФН, **68**, 449, 1959.
[8] R. Hofstadter. Rev. Mod. Phys., **28**, 214, 1956. Электромагнитная структура нуклонов и ядер, стр. 11. ИИЛ, 1958.
[9] L. Wolfenstein, J. Ashkin. Phys. Rev., **85**, 947, 1952.

A SCHEME OF WEAK INTERACTIONS WITH NEUTRAL CURRENTS

V. N. Bayer, I. B. Khriplovich

The cross sections for scattering and annihilation in the collision of like particles due to weak interaction are calculated. The degree of longitudinal polarization in such nucleon-nucleon scattering is estimated. Effects caused by weak interaction between the electrons in medium are considered.
