

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В ЭЛЕКТРОН-ДЕЙТРОННОМ РАССЕЯНИИ ПРИ НАЛИЧИИ СЛАБОГО НЕЙТРАЛЬНОГО ТОКА

С. В. ЕСАЙБЕГЯН

На основе общей феноменологии рассмотрены эффекты нейтральных токов в e^-d -рассеянии. Получены выражения для параметра асимметрии P в кинематической конфигурации, соответствующей квазиупругому пику. Показано, что измерение P в упругом e^-d -рассеянии может дать информацию о величине изоскалярного вклада в слабый нейтральный ток.

Возможность существования нейтрального тока в слабых взаимодействиях феноменологически рассматривалась давно. Этот вопрос в последнее время стал более актуальным в связи с развитием единого подхода (основанного на калибровочной теории) к слабым, электромагнитным и сильным взаимодействиям, так как нейтральный ток естественно появляется в основных вариантах теории. Более того, экспериментальное обнаружение нейтральных токов [1, 2] еще более стимулирует интерес к этой проблеме, так что исследование реакций, где последний может играть существенную роль, представляет несомненный интерес с точки зрения проверки основных предпосылок теории и установления структуры слабого взаимодействия.

В настоящей работе рассматривается электрон-дейтронное рассеяние для продольно поляризованного электронного пучка

$$e^-(k_1, s) + d(p, U) \rightarrow e^-(k_2, s') + d'(p', U'), \quad (1a)$$

$$e^-(k_1, s) + d(p, U) \rightarrow e^-(k_2, s') + p(p_1, S) + n(p_2, S'), \quad (1б)$$

где в скобках указаны 4-импульсы и векторы поляризации соответствующих частиц.

Нас будет интересовать левая-правая асимметрия; ее наличие будет прямым доказательством существования нарушающих четность нейтральных токов.

Начнем с упругого e^-d -рассеяния. Следует отметить, что этот процесс представляет особый интерес в связи с чисто изоскалярной структурой нейтрального тока в этом случае.

Амплитуда процесса (1a) имеет вид

$$M = M^T + M^{Z^0},$$

$$M^T = \frac{ie^2}{k^2} [\bar{u}(k_2) \gamma_\mu u(k_1)] \langle d' | J_\mu^{EM} | d \rangle, \quad (2)$$

$$M^{Z^0} = - \frac{iG}{\sqrt{2}} [\bar{u}(k_2) \gamma_\mu (\rho_V + \rho_A \gamma_5) u(k_1)] \langle d' | J_\mu^Z | d \rangle,$$

$J_\mu^Z = x J_\mu^S$, G — константа слабого взаимодействия, равная $\frac{10^{-5}}{m^2}$,

m — масса протона, $k^2 = (k_1 - k_2)^2 = (p' - p)^2$ — квадрат переданного импульса. Формулы (2) записаны в пределе $-k^2 \ll M_Z^2$; переход к случаю $-k^2 \gtrsim M_Z^2$ совершается заменой $G \rightarrow G \left(1 - \frac{k^2}{M_Z^2}\right)^{-1}$.

В модели Вайнберга [3] параметры ρ_V , ρ_A и x равны

$$\rho_V = 4 \sin^2 \theta_W - 1, \quad \rho_A = -1, \quad x = -2 \sin^2 \theta_W, \quad \sin^2 \theta_W \approx 0,33.$$

Выберем ось квантования спина вдоль направления пучка электронов и определим левую-правую асимметрию

$$P = \left(\frac{d\sigma_R}{d\Omega} - \frac{d\sigma_L}{d\Omega} \right) / \left(\frac{d\sigma_R}{d\Omega} + \frac{d\sigma_L}{d\Omega} \right),$$

где индекс R (L) соответствует правым (левым) электронам, спин которых параллелен (антипараллелен) импульсу электрона. Соответствующая амплитуда M_R получается из (2) заменой

$$u(k_1, s) \rightarrow \frac{1}{2} (1 - \gamma_5 \hat{s}_R) u(k_1, s).$$

Здесь s_R — 4-вектор спина электрона с положительной спиральностью, имеющий компоненты $s_R = \left(\frac{|\mathbf{k}_1|}{m_e}, 0, 0, \frac{\varepsilon}{m_e} \right)$, ε и m_e — соответственно энергия и масса электрона. Аналогичная замена с $s_L = -s_R$ дает M_L .

Учитывая, далее, что $\langle d' | J_\mu^Z | d \rangle = x \langle d' | J_\mu^{3M} | d \rangle$, получаем

$$P = (|M_R^{I+Z^0}|^2 - |M_L^{I+Z^0}|^2) / (|M_R^{I+Z^0}|^2 + |M_L^{I+Z^0}|^2),$$

где

$$|M_R^{I+Z^0}|^2 + |M_L^{I+Z^0}|^2 = \frac{2e^4}{k^4} \frac{1}{3} \sum_{U,U'} \langle d' | J_\mu^{3M} | d \rangle \langle d' | J_\nu^{3M} | d \rangle^+ \tau_{\mu\nu} + O(e^2 G, G^2),$$

$$|M_R^{I+Z^0}|^2 - |M_L^{I+Z^0}|^2 = \frac{4Ge^2}{\sqrt{2}k^2} \rho_A x \frac{1}{3} \sum_{UU'} \langle d' | J_\mu^{3M} | d \rangle \langle d' | J_\nu^{3M} | d \rangle^+ \rho_{\mu\nu} + O(G^2),$$

$$\tau_{\mu\nu} = 2k_{1\mu} k_{2\nu} + 2k_{1\nu} k_{2\mu} + k^2 \delta_{\mu\nu}, \quad \rho_{\mu\nu} = m_e (2k_{2\mu} s_\nu + 2k_{2\nu} s_\mu - 2(k_2 s) \delta_{\mu\nu}) + \\ + 2k_{1\mu} s_\nu m_e - 2k_{1\nu} s_\mu m_e.$$

Заметив, что $m_e s \approx (\varepsilon, 0, 0, \varepsilon) \approx k_1$, т. е. $\rho_{\mu\nu} \approx \tau_{\mu\nu}$, для P имеем

$$P \approx 2\rho_A x \frac{k^2}{e^2} \frac{G}{\sqrt{2}}. \quad (3)$$

В модели Вайнберга асимметрия есть

$$P \approx \frac{k^2}{m^2} 10^{-4}; \quad (3a)$$

при $-k^2 \approx 10^3$ ($\text{Гэв}/c$)² она достигает величины порядка $P \approx 10\%$. Такой же результат получается для случая электродезинтеграции на пороге (см. ниже).

Перейдем к реакции электродезинтеграции дейтрона (16), которая в полюсном приближении описывается шестью диаграммами Фейнмана (диаграммы рис. 1 плюс три диаграммы с заменой $\gamma \rightarrow Z^0$).

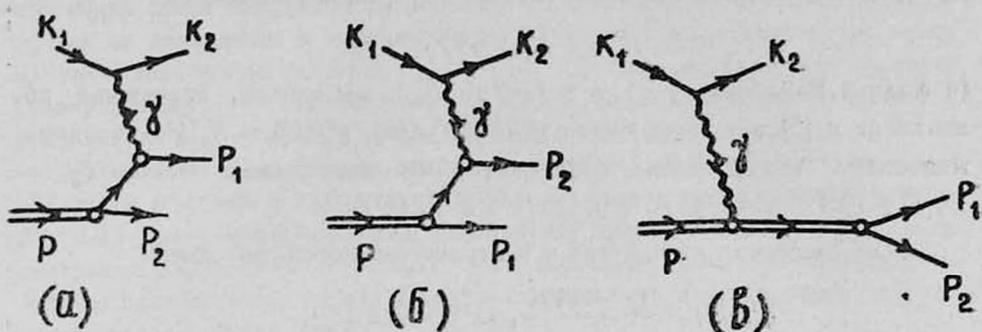


Рис. 1.

Амплитуды имеют вид [4]

$$M^i = \frac{ie^2}{k^2} [\bar{u}(k_2) \gamma^\mu u(k_1)] \bar{u}_a(p_1) T_{\mu\nu\alpha\beta}^i(p_1 p_2; kp) E_{\beta\beta'} \bar{u}_{\beta'}(p_2) U_\nu(p),$$

$$M^{Z^0} = -\frac{iG}{\sqrt{2}} [\bar{u}(k_2) \gamma_\mu (p_V + p_A \gamma_5) u(k_1)] \bar{u}_a(p_1) \times \\ \times T_{\mu\nu\alpha\beta}^{Z^0}(p_1 p_2; kp) E_{\beta\beta'} \bar{u}_{\beta'}(p_2) U_\nu(p),$$

где $E = i\tau_2 C$, τ_2 — изоспиновая матрица, C — оператор зарядового сопряжения, $U_\nu(p)$ — волновая функция дейтрона;

$$T_{\mu\nu}^i E = R_{\mu\nu}^i(p_1 p_2; kp) E - [R_{\mu\nu}^i(p_2 p_1; kp) E]^T + B_{\mu\nu}^i E, \quad i = \gamma, Z^0,$$

где мы использовали обобщенный принцип Паули

$$T(p_1 p_2; kp) E = -[T(p_2 p_1; kp) E]^T.$$

Величины RE и BE имеют следующий вид:

$$R_{\mu\nu}^i E = \Gamma_\mu^i(p_1, p_1 - k) \frac{\hat{p}_1 - \hat{k} + m}{t - m^2} \Gamma_\nu(p_1 - k; p_2) i\tau_2 C (\hat{p}_1 = \gamma_\mu p_{1\mu}, p_1^2 = m^2),$$

$$B_{\mu\nu}^i E = -\frac{1}{S - M^2} \langle p' \rho | J'_\mu | p \nu \rangle \Gamma_{\rho'}(p_1, p_2) \left(\delta_{\rho\rho'} - \frac{(k+p)_\rho (k+p)_{\rho'}}{S} \right).$$

Здесь $S = (p_1 + p_2)^2 = (k + p)^2$, $t = (p_1 - k)^2 = (p - p_2)^2$, M — масса дейтрона, а $\Gamma_\mu^i(p, p - k)$ описывает вершину γNN и имеет вид

$$\Gamma_\mu^i = \gamma_\mu G_1(k^2) - \frac{1}{4m} [\gamma_\mu, \hat{k}] G_2(k^2),$$

где дираковский и паулиевский формфакторы $G_1(k^2)$ и $G_2(k^2)$ нормированы следующим образом: $G_1^p(0) = 1$, $G_2^p(0) = \mu_p = 1,79$; $G_1^n(0) = 0$, $G_2^n(0) = \mu_n = -1,91$; $Z^0 NN$ -вершина описывается выражением

$$\Gamma_{\mu}^Z = (g_V^0 \gamma_{\mu} - \frac{1}{4m} [\gamma_{\mu}, \hat{k}] f_V^0 + g_A^0 \gamma_{\mu} \gamma_5 - h_A^0 k_{\mu} \gamma_5).$$

Рассматривая слабый нейтральный ток феноменологически

$$J_{\mu}^Z = a J_{\mu}^A + y J_{\mu}^V + x J_{\mu}^S$$

(в модели Вайнберга $a=1$, $y=1-2\sin^2\theta_w$), мы можем, рассуждая по аналогии с [5], получить связь $g_V^0(k^2)$, $f_V^0(k^2)$, $g_A^0(k^2)$ и $h_A^0(k^2)$ с экспериментально измеряемыми формфакторами заряженных токов ($J_{\mu}^{\pm} = J_{\mu}^1 \pm i J_{\mu}^2$) — $g_V(k^2)$, $f_V(k^2)$, $g_A(k^2)$ и $h_A(k^2)$.

Для рассеяния на протоне и нейтроне соответственно имеем

$$\begin{aligned} g_V^{0p}(k^2) &= \frac{(y-x)}{2} g_V(k^2) + x G_1^p(k^2), \\ g_V^{0n}(k^2) &= -\frac{(y-x)}{2} g_V(k^2) + x G_1^n(k^2), \\ f_V^{0p}(k^2) &= \frac{(y-x)}{2} f_V(k^2) + x G_2^p(k^2), \\ f_V^{0n}(k^2) &= -\frac{(y-x)}{2} f_V(k^2) + x G_2^n(k^2), \\ g_A^{0p}(k^2) &= \frac{\alpha}{2} g_A(k^2), \quad g_A^{0n}(k^2) = -\frac{\alpha}{2} g_A(k^2), \\ h_A^{0p}(k^2) &= \frac{\alpha}{2} h_A(k^2), \quad h_A^{0n}(k^2) = -\frac{\alpha}{2} h_A(k^2), \end{aligned} \quad (4)$$

где $g_A(0) = 1, 2$, а из CCV -соотношений — $g_V = G_1^p - G_1^n$, $f_V = G_2^p - G_2^n$. Формфактор h_A^0 в конечные результаты не входит. Отметим, что в [5] допущена неточность в соотношениях для нейтральных формфакторов.

Наконец,

$$\langle p' \rho | J_{\mu}^Z | p \nu \rangle = x \langle p' \rho | J_{\mu}^{SM} | p \nu \rangle$$

и согласно [6] имеем

$$\langle p' \rho | J_{\mu}^{SM} | p \nu \rangle = (2p+k)_{\mu} \left[F_1^d(k^2) \delta_{\rho\nu} - \frac{F_2^d(k^2)}{2M^2} k_{\mu} k_{\nu} \right] + G_1^d(k^2) (\delta_{\mu\nu} k_{\rho} - \delta_{\mu\rho} k_{\nu}), \quad (5)$$

а npd -вершина Γ , $(p_1 - k, p_2)$ с тремя частицами на массовой поверхности дается следующим выражением [7, 8]

$$\Gamma_{\nu}(p_1, p_2) = -A(m^2) \gamma_{\nu} + \frac{1}{2} (p_1 - p_2)_{\nu} B(m^2). \quad (6)$$

В (5) ν и ρ — индексы поляризации начального и конечного дейтрона; формфакторы последнего нормированы в нуле следующим образом: $F_1^d(0) = 1$, $G_1^d(0) = \mu_d$, $F_2^d(0) = Q + \mu_d - 1$, где μ_d и Q — магнитный и

квадрупольный моменты дейтрона соответственно в единицах $e/2M$ и e/M^2 . В дальнейшем, согласно [9], пренебрежем вкладом F_2^d .

Мы записали (6) с учетом того, что дальнейшее рассмотрение процесса (16) будет вестись в ограниченной кинематической ситуации, соответствующей такой постановке эксперимента, когда один из нуклонов детектируется на совпадение с конечным электроном и нуклон спектатора имеет малую кинетическую энергию $T_c \approx 0$ [4, 10]. Эта ситуация соответствует квазиупругому пику. Промежуточный нуклон находится почти на массовой поверхности и замена $A(t) \rightarrow A(m^2)$, $B(t) \rightarrow B(m^2)$ оправдана.

Рассмотрим две области значений квадрата переданного импульса: $k^2 \gg m\beta$ и $k^2 \lesssim m\beta$. В случае, когда $k^2 \gg m\beta$ (β — энергия связи дейтрона $\beta = 2,23$ Мэв), основной вклад в амплитуду электродезинтеграции дает диаграмма рис. 1а ($t \approx m^2 - 2m\beta$). Пусть рассеяние происходит на квазисвободном протоне (для определенности считаем, что детектируется нейтрон спектатора с $T_c \approx 0$). Тогда

$$|M_R^{i+Z^0}|^2 + |M_L^{i+Z^0}|^2 = \frac{16 M^2 A^2 e^4}{(t-m^2)^2 k^4} \left\{ \left(G_1^{p2} - \frac{k^2}{4m^2} G_2^{p2} \right) [4m^2 \varepsilon^2 + 2m\varepsilon k^2 + m^2 k^2] + \frac{k^4}{2} (G_1^p + G_2^p)^2 \right\} + O(G^2),$$

$$|M_R^{i+Z^0}|^2 - |M_L^{i+Z^0}|^2 = - \frac{32 M^2 A^2 G}{(t-m^2)^2 \sqrt{2}} \frac{e^2}{k^2} \left\{ \rho_V g_A^{0p} (G_1^p + G_2^p) \left(2m\varepsilon k^2 + \frac{k^4}{2} \right) - \left(G_1^p g_V^{0p} - \frac{k^2}{4m^2} G_2^p f_V^{0p} \right) \rho_A (4m^2 \varepsilon^2 + 2m\varepsilon k^2 + m^2 k^2) - \rho_A \frac{k^4}{2} (G_1^p + G_2^p) (g_V^{0p} + f_V^{0p}) \right\} + O(e^2 G, G^2). \quad (7)$$

Используя (4) и следуя [3, 5], где k^2 -зависимость формфакторов дается одной и той же функцией $F(k^2)$, для параметра асимметрии P в двух предельных случаях получаем

$$-k^2 \ll 4m^2, m\beta \ll -k^2 \ll m\varepsilon, \quad P_1^p \approx \rho_A \frac{Gk^2}{\sqrt{2}e^2} \frac{(y-x)g_V + 2xG_1^p}{G_1^p}; \quad (8)$$

$$-k^2 \gg m^2, \frac{\varepsilon}{m} (1 - \cos \theta) \gg 1,$$

$$P_2^p \approx \frac{Gk^2}{\sqrt{2}e^2} \frac{(G_1^p + G_2^p) [\rho_A (y-x) (g_V + f_V) + 2\rho_A x (G_1^p + G_2^p) + \rho_V a g_A]}{(G_1^p + G_2^p)^2 + 1/2 G_2^{p2} \text{ctg}^2 \frac{\theta}{2}} + \frac{1/2 \rho_A G_2^p [(y-x) f_V + 2x G_2^p] \text{ctg}^2 \frac{\theta}{2}}{(G_1^p + G_2^p)^2 + 1/2 G_2^{p2} \text{ctg}^2 \frac{\theta}{2}},$$

где θ — угол рассеяния в лаб. системе, а формфакторы взяты при $k^2 = 0$.

В модели Вайнберга имеем тот же результат, что и в случае упругого e^-p -рассеяния [5], а именно

$$P_1^p \approx 3 \cdot 10^{-5} \frac{k^2}{m^2},$$

$$P_2^p \approx -2,2 \cdot 10^{-5} \frac{k^2}{m^2} \quad \text{при } \theta = 90^\circ.$$

В случае, когда детектируется протон спектатора с $T_c \approx 0$, аналогичные рассуждения дают

$$P_1^n \approx \frac{Gk^2}{\sqrt{2}e^2} \frac{\rho_A [2xG_2^n - (y-x)f_V] - 2\rho_V \alpha g_A m/\varepsilon}{G_2^n},$$

$$P_2^n \approx \frac{Gk^2}{\sqrt{2}e^2} \times$$

$$\times \frac{2\rho_A x G_2^n - \rho_A (y-x)(g_V + f_V) - \alpha \rho_V g_A + \rho_A [2xG_2^n - (y-x)f_V] 1/2 \operatorname{ctg}^2 \frac{\theta}{2}}{G_2^n + 1/2 G_2^n \operatorname{ctg}^2 \frac{\theta}{2}}. \quad (9)$$

В модели Вайнберга при $\frac{\varepsilon}{m} \approx 1/3$ имеем $P_1^n \approx 5 \cdot 10^{-5} \frac{k^2}{m^2}$, а для P_2^n при $\theta = 90^\circ$ получаем $P_2^n \approx -6 \cdot 10^{-5} \frac{k^2}{m^2}$. При больших $-k^2 \approx 10^3$ для

параметра асимметрии имеем соответственно $P_2^p \approx -2,2\%$, $P_2^n \approx -6\%$.

Рассмотрим область передач, соответствующих $k^2 \gtrsim m\beta$. Вклад всех шести диаграмм в этом случае существенен, так как $(k^2 \approx -m^2)$
 $-\frac{2}{5}(s-M^2) \approx \frac{1}{2}(u-m^2) \approx (t-m^2) \approx -2m\beta$, $u = (p_2 - k)^2 = (p_1 - p)^2$.

Опуская выкладки, приведем полученные выражения

$$|M_k^{i+Z^0}|^2 + |M_L^{i+Z^0}|^2 \approx \frac{64 m^2 \varepsilon^2 A^2 e^4}{(t-m^2)^2 k^4} M^2 \left\{ G_1^{p2} + \frac{1}{4} G_1^{n2} + 2 G_1^p G_1^n - \frac{8}{5} G_1^p F_1^d - \right. \\ \left. - \frac{4}{5} G_1^n F_2^d + \frac{16}{25} F_1^{d2} + O(k^2) \right\} + O(Ge^2),$$

$$|M_k^{i+Z^0}|^2 - |M_L^{i+Z^0}|^2 \approx \frac{G}{\sqrt{2}} \rho_A \frac{e^2}{k^2} \frac{128 m^2 \varepsilon^2 A^2 M^2}{(t-m^2)^2} \left\{ G_1^p g_V^{0p} + \frac{1}{4} G_1^n g_V^{0n} + \right. \\ \left. + G_1^p g_V^{0n} + G_1^n g_V^{0p} + \frac{16}{25} x F_1^{d2} - \frac{8}{5} F_1^d g_V^{0p} - \frac{4}{5} F_1^d g_V^{0n} + O(k^2) \right\} + O(G^2).$$

Предполагая, что при рассматриваемых значениях k^2 хорошей аппроксимацией для формфакторов является рассмотрение последних при $k^2 \approx 0$ (зарядовый формфактор дейтрона при малых k^2 непосредственно связан

с электрическим и магнитным формфакторами нуклона [10]), для параметра асимметрии P имеем

$$P \approx \frac{\sqrt{2} G}{e^2} 25 \rho_A k^2 \left\{ g_V^{0p}(0) + g_V^{0n}(0) + \frac{16}{25} x - \frac{4}{5} [2 g_V^{0p}(0) + g_V^{0n}(0)] \right\}.$$

Используя (4), в модели Вайнберга для P получаем:

$$P \approx 1,6 \frac{k^2}{m^2} 10^{-3}.$$

В заключение отметим, что измерение параметра асимметрии в случае упругого e^-d -рассеяния или же в случае электродезинтеграции на пороге [4]:

$$s \approx 4 m^2, t \approx u \approx m^2 - 2 \beta m - \frac{1}{2} k^2, -k^2 \lesssim 13 f^{-2},$$

когда доминирует диаграмма рис. 1в, представляет особый интерес с точки зрения возможности определения величины изоскалярного вклада в слабый нейтральный ток.

Автор выражает благодарность С. Г. Матиняну за постановку задачи и частые обсуждения, И. Г. Азнаурян и Г. В. Григоряну за полезные обсуждения.

Ереванский физический
институт

Поступила 24.II.1976

Л И Т Е Р А Т У Р А.

1. F. J. Hasert et al. Phys. Lett., 46B, 138 (1973).
2. C. Rubbia. Proc. of the XVII Intern. Conf. on High Energy Physics, London, 1974, v. 4, p. 117.
3. S. Weinberg. Phys. Rev., D5, 1412 (1972); Phys. Rev. Lett., 19, 1264 (1967).
4. F. M. Renard, J. Tran Thanh Van, M. Le Bellac. Nuovo Cim., 38, 565 (1965).
5. E. Rega, K. Schilcher. Phys. Rev., D10, 1952 (1974).
6. V. Glaser, B. Jaksic. Nuovo Cim., 5, 1197 (1957).
7. R. Blankenbecler, M. Goldberger, F. Halpern. Nucl. Phys., 12, 629 (1959).
8. R. Blankenbecler, L. Cook. Phys. Rev., 119, 1745 (1960).
9. M. Le Bellac, F. M. Renard, J. Tran Thanh Van. Nuovo Cim., 33, 595 (1964).
10. M. Gourdin. Phys. Reports, 110, № 2 (1974).

ԲԵՎԵՌՍՏՄԱՆ ԷՖԵԿՏՆԵՐԸ ԷԼԵԿՏՐՈՆ-ԴԵՅՏՐՈՆ ՑՐՄԱՆ ՄԵՋ
ԹՈՒՅԼ ՉԵՂՈՔ ՀՈՍԱՆՔԻ ԱՌԿԱՅՈՒԹՅԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ

Ս. Վ. ԵՍԱՅԲԵԳՅԱՆ

Դիտարկված են բևեռացման էֆեկտները e^-d -ցրման մեջ ընդհանուր ֆենոմենալոգիայի հիման վրա, որոնք պայմանավորված են թույլ լիզոր հոսանքի առկայությամբ: Ցույց է տրված, որ ախմետրիալի պարամետրի չափումը առաձգական e^-d -ցրման մեջ կարող է ինֆորմացիա տալ թույլ լիզոր հոսանքի մեջ իզոսկալյար ներդրման մասին:

POLARIZATION EFFECTS IN ELECTRON-DEUTERON
SCATTERING IN THE PRESENCE OF WEAK NEUTRAL
CURRENT

S. V. ESAJBEGYAN

The polarization effects in *ed*-scattering due to the presence of weak neutral current are considered in the phenomenological approach. It is shown that the measurement of the asymmetry parameter in elastic *ed*-scattering may give information on the value of isoscalar contribution to the neutral weak current.