

УДК 539.124

## **ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ ПРИ РАССЕЯНИИ ЛЕПТОНОВ АДРОНАМИ**

*А. И. Ахиезер,  
М. П. Рекало*

Физико-технический институт  
АН УССР, Харьков

В обзоре рассмотрены поляризационные эффекты при упругом и неупругом рассеянии лептонов больших энергий адронами.

Polarization effects due to elastic and inelastic scattering of high-energy leptons by hadrons are discussed.

### **ВВЕДЕНИЕ**

В настоящем обзоре рассмотрены процессы электромагнитного рассеяния поляризованных электронов или мюонов на поляризованных адронах. Этот качественно новый тип опытов стал возможным после создания поляризованных водородных мишеней и разработки различных способов получения высокоэнергетических пучков поляризованных лептонов. Пучки электронов с большой степенью поляризации можно получить ускорением предварительно приготовленного поляризованного пучка электронов малых энергий [1]. С другой стороны, мюоны, образующиеся при распаде  $\pi$ -мезонов, обладают 100%-ной продольной поляризацией, и пучки таких высокоэнергетических мюонов можно получить на протонных ускорителях.

К настоящему времени выполнена обширная программа экспериментальных исследований упругого и неупругого рассеяния электронов нуклонами. В широком интервале переданных импульсов изучены нуклонные форм-факторы, а также форм-факторы возбуждения нуклонных резонансов; при больших энергиях возбуждения и больших значениях переданного импульса (область так называемого глубоко неупругого рассеяния) обнаружено новое явление масштабной инвариантности; развиваются экспери-

ментальные исследования процессов электророждения адронов с помощью техники совпадений, в которых наряду с рассеянным электроном регистрируется также один из адронов в конечном состоянии.

Все эти исследования важны не только для понимания электромагнитной структуры нуклона. Значение их заключается в том, что они позволяют осуществить проверку существующих представлений и моделей физики элементарных частиц: гипотезы высших симметрий и кварковых моделей, теории дисперсионных соотношений, различных моделей высокоэнергетического взаимодействия адронов, алгебры токов, дисперсионных правил сумм и дуальности и т. д.

Поляризационные эксперименты в этой связи исключительно важны для восстановления спиновой структуры амплитуд электромагнитных процессов, а также для проверки справедливости различных симметрий электромагнитных взаимодействий адронов. В упругом рассеянии электронов адронами использование поляризованных частиц позволит выделить вклад различных форм-факторов, а опыты по электрообразованию  $\pi$ -мезонов на поляризованной нуклонной мишени с привлечением поляризованных лептонов позволят определить электромагнитный форм-фактор  $\pi$ -мезона и выполнить мультипольный анализ процессов образования  $\pi$ -мезонов виртуальными  $\gamma$ -квантами. Различные дополнительные свойства глубоко неупругого рассеяния электронов можно изучить с поляризованными частицами.

Отметим, что поляризационные опыты в рассеянии электронов адронами до сих пор носили только эпизодический характер, а в дальнейшем их роль будет возрастать.

Поляризационные явления в электромагнитных взаимодействиях рассматривались в некоторых обзорах [2, 3]. Поэтому ограничимся здесь обсуждением главным образом тех аспектов поляризационных эффектов при упругом и неупругом рассеянии электронов адронами, которые теоретически исследовались в последнее время.

## 1. УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ АДРОНАМИ

**Общие свойства.** Упругое рассеяние электронов (или мюонов) адронами является, как известно, самым эффективным средством исследования электромагнитной структуры элементарных частиц. Это обусловлено двумя обстоятельствами: во-первых, известной природой электромагнитного взаимодействия лептонов с адронами и, во-вторых, точечностью электронов и мюонов. Отсутствие электромагнитной структуры у мюонов и электронов вплоть до расстояний порядка  $10^{-16}$  см доказано разнообразными опытами по проверке справедливости квантовой электродинамики при

высоких энергиях. (Наиболее точные результаты получены в экспериментах на встречных  $e^+e^-$ - и  $e^-e^-$ -пучках.)

Борновское приближение для  $eA$ -расстояния ( $A$  — адрон) описывается диаграммой, представленной на рис. 1 (импульсы частиц выписаны на диаграмме). Условие применимости борновского приближения  $\alpha Z \ll 1$ ,  $\alpha = 1/137$  хорошо выполняется для нуклона и дейтрона ( $Z$  — заряд адрона).

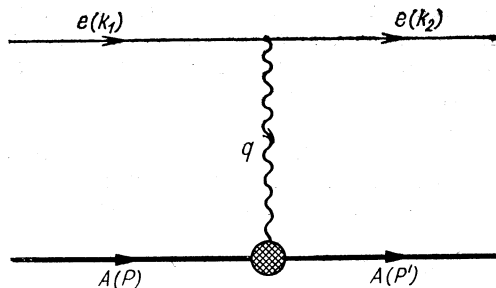


Рис. 1.

Заметим, что обсуждаемые ниже поляризационные опыты позволяют проверить справедливость борновского приближения независимым способом. Матричный элемент упругого  $eA$ -рассеяния в борновском приближении имеет вид:

$$\mathfrak{M} = \frac{e^2}{q^2} \bar{u}(k_2) \gamma_{\mu} u(k_1) \langle P' | J_{\mu}(0) | P \rangle, \quad (1.1)$$

где  $J_{\mu}(0)$  — оператор электромагнитного тока адронов. Вклад сильных взаимодействий в матричные элементы  $\langle P' | J_{\mu}(0) | P \rangle$ , как известно, описывается феноменологически введением инвариантных функций одной переменной  $q^2$ , называемых электромагнитными форм-факторами. Число независимых электромагнитных форм-факторов определяется спинами адронов и свойствами симметрии электромагнитного взаимодействия адронов относительно  $C$ -,  $P$ -,  $T$ -преобразований. Сохранение электромагнитного тока адронов  $q_{\mu} \langle P' | J_{\mu}(0) | P \rangle = 0$  уменьшает число форм-факторов. Известные свойства преобразования электромагнитного тока при изотопических поворотах также позволяют уменьшить число независимых форм-факторов. Так, для стандартных правил отбора по изоспину для электромагнитных взаимодействий,  $\Delta I \leq 1$ , электромагнитные форм-факторы переходов  $p \rightarrow \Delta^+$  и  $n \rightarrow \Delta^0$  должны быть равными.

Если электромагнитные взаимодействия адронов инвариантны относительно  $C$ - и  $P$ -преобразований, то для частицы со спином  $s$  сохраняющийся электромагнитный ток описывается  $2s + 1$  независимыми электромагнитными форм-факторами (при произволь-

ном спине частицы). Из эрмитовости оператора тока следует вещественность упругих форм-факторов (выбранных определенным образом). Если  $C$ -инвариантность в электромагнитных взаимодействиях нарушена, то число независимых форм-факторов увеличивается на  $s$ , если спин частицы целый, и на  $s - 1/2$ , если спин частицы полуцелый.

Электромагнитный переход  $N \rightarrow N^*$  ( $J^P$ ) описывается в общем случае тремя форм-факторами для любого значения спина  $J \geq 3/2$  [4] (независимо от пространственной четности  $P$ ). В силу  $CP$ -инвариантности (или, что тоже самое,  $T$ -инвариантности) эти форм-факторы перехода должны быть действительными функциями  $q^2$  [5].

Наиболее простой вид электромагнитный ток адронов при упругом рассеянии имеет в системе Брейта. По определению, в этой системе:

$$q_{0B} = 0; \quad q^2 = -q_B^2; \quad \mathbf{q}_B \parallel \mathbf{P}_B,$$

где  $\mathbf{P}_B$  — импульс начального адрона. Энергии конечного и начального адронов равны в этой системе и определяются условием  $E_B^2 = M^2 - q^2/4$ ; где  $M$  — масса ад-

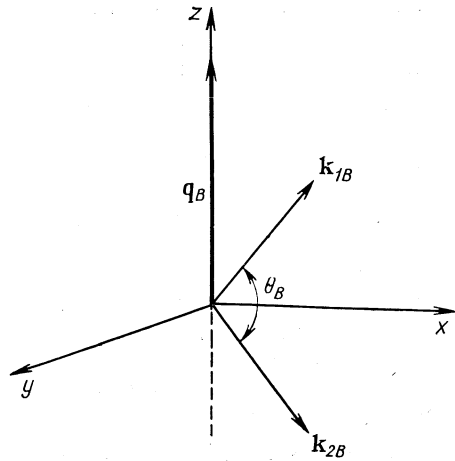


Рис. 2.

рона. Импульсы начального и конечного электронов в системе Брейта представлены на рис. 2; ось  $z$  направлена вдоль  $\mathbf{q}_B$ , плоскость  $xz$  совпадает с плоскостью рассеяния электронов. Компоненты 4-векторов  $k_1, k_2$  имеют тогда следующий вид (массой лептона пренебрегаем):

$$k_1 = \frac{\sqrt{-q^2}}{2} \left( \text{ctg}(\theta_B/2), 0, 1, \frac{1}{\sin(\theta_B/2)} \right); \quad (1.2)$$

$$k_2 = \frac{\sqrt{-q^2}}{2} \left( \text{ctg}(\theta_B/2), 0, -1, \frac{1}{\sin(\theta_B/2)} \right),$$

где  $\theta_B$  — угол рассеяния электрона в системе Брейта. Чтобы связать  $\theta_B$  с углом рассеяния  $\theta$  в лабораторной системе, воспользуемся тем, что переход от системы Брейта к лабораторной системе осуществляется преобразованием Лоренца вдоль оси  $z$ . Так как поперечные компоненты импульсов  $\mathbf{k}_1$  и  $\mathbf{k}_2$  остаются при таком

преобразования неизменными, то

$$\operatorname{ctg}^2 \frac{\theta_B}{2} = \operatorname{ctg}^2 \frac{\theta}{2} \cdot \frac{1}{1 + \tau}; \quad \tau = -\frac{q^2}{4M^2}. \quad (1.3)$$

Согласно (1.1), квадрат матричного элемента можно представить в виде:

$$|\mathfrak{M}|^2 = (e^4/q^4) l_{\mu\nu} J_\mu J_\nu^*, \quad (1.4)$$

где

$$l_{\mu\nu} = l_\mu l_\nu^*; \quad l_\mu = \bar{u}(k_2) \gamma_\mu u(k_1); \quad J_\mu = \langle P' | J_\mu(0) | P \rangle.$$

При рассеянии неполяризованных электронов тензор  $l_{\mu\nu}$ , просуммированный по поляризациям конечного лептона, определяется выражением\*:

$$l_{\mu\nu} = (1/2) \operatorname{Sp} \gamma_\mu (\hat{k}_1 + m) \gamma_\nu (\hat{k}_2 + m) = 2(k_{1\mu} k_{2\nu} + k_{1\nu} k_{2\mu}) + g_{\mu\nu} q^2. \quad (1.5)$$

Рассеяние неполяризованных позитронов (или  $\mu^+$ -мезонов) также определяется тензором  $l_{\mu\nu}$ . Это означает, что в борновском приближении сечения упругих и неупругих процессов рассеяния электронов и позитронов должны быть одинаковыми. Поэтому сравнение сечений рассеяния электронов и позитронов служит способом экспериментальной проверки справедливости борновского приближения.

При рассеянии поляризованного электрона тензор  $l_{\mu\nu}$  приобретает вид (по поляризациям конечного лептона снова выполняется суммирование)

$$l_{\mu\nu}(s) = (1/2) \operatorname{Sp} \gamma_\mu (\hat{k}_1 + m) (1 - \gamma_5 \hat{s}) \gamma_\nu (\hat{k}_2 + m) = l_{\mu\nu} + 2i \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} q_\alpha s_\beta m. \quad (1.6)$$

Поляризационные состояния начального электрона описываются 4-вектором  $s_\mu$  ( $s \cdot k_1 = 0$ ,  $s^2 = -1$ ), компоненты которого имеют вид [6]:

$$s_\mu = \begin{cases} s_0 = \frac{\xi \cdot k_1}{m}, \\ \mathbf{s} = \xi + \mathbf{k}_1 \frac{\xi \cdot \mathbf{k}_1}{m(m + \varepsilon_1)}, \end{cases}$$

где  $\xi$  — единичный вектор в направлении поляризации электрона в системе его покоя (речь идет о полностью поляризованном электроне).

\* В используемом нами представлении  $\gamma_\mu \gamma_\nu + \gamma_\nu \gamma_\mu = 2g_{\mu\nu}$ ,  $\gamma_\mu^\dagger = g_{\mu\nu} \gamma_\nu$ ,  $\gamma_5 = i\gamma_1 \gamma_2 \gamma_3 \gamma_4$ ,  $(\hat{k} - m) u(k) = 0$ . Для одночастичных состояний применяемая нормировка соответствует  $2E$ -частицам в единице объема ( $E$  — энергия частицы), т. е. спиноры нормированы согласно условию  $u^*(k) u(k) = 2E$ .

Обусловленный поляризацией начального лептона вклад в сечение определяется антисимметричным тензором  $\varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta}q_\alpha s_\beta$ . Это позволяет получить общий результат о поляризационных явлениях в упругом и неупругом рассеянии лептонов. Воспользуемся с этой целью следующей формулой для дифференциального сечения рассеяния электрона на неполяризованной адронной мишени с регистрацией только рассеянного электрона (по адронным конечным состояниям выполняется суммирование):

$$\frac{d^2\sigma}{dv d|q^2|} = \pi \frac{\alpha^2}{q^4} \cdot \frac{l_{\mu\nu} W_{\mu\nu}}{2M^2 \varepsilon_1^2};$$

$$W_{\mu\nu} = (2\pi)^3 \sum_F \langle P | J_\nu^+(0) | F \rangle \langle F | J_\mu(0) | P \rangle \delta(q + P - P'), \quad (1.7)$$

где  $P'$  — суммарный импульс конечных адронов;  $\nu = q \cdot P$  и суммирование производится по конечным адронным состояниям; черта над произведением адронных токов означает усреднение по начальным поляризационным состояниям адрона. Тензорную структуру  $W_{\mu\nu}$  можно установить, если воспользоваться  $P$ -инвариантностью электромагнитных взаимодействий и условием сохранения электромагнитного адронного тока [7]:

$$W_{\mu\nu} = (-g_{\mu\nu} + q_\mu q_\nu / q^2) W_1(\nu, q^2) + (P_\mu - q_\mu q P / q^2)(P_\nu - q_\nu q P / q^2) W_2(\nu, q^2), \quad (1.8)$$

где  $W_1$  и  $W_2$  — инвариантные функции переменных  $\nu$  и  $q^2$ . Для упругого рассеяния эти функции являются определенными квадратичными комбинациями электромагнитных форм-факторов и пропорциональны множителю  $\delta(q^2 + 2\nu)$ . Из определения (1.7) следует вещественность функций  $W_1$  и  $W_2$ . Легко показать, что  $W_1$  и  $W_2$  связаны с полными сечениями поглощения неполяризованной адронной мишени поперечных и продольных виртуальных  $\gamma$ -квантов с  $q^2 \neq 0$  следующими соотношениями:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_T(\nu, q^2) &= \frac{2\pi^2\alpha}{\nu + q^2/2} W_1(\nu, q^2); \\ \sigma_L &= \frac{2\pi^2\alpha}{\nu + q^2/2} [W_2(1 - \nu^2/(M^2 q^2)) - W_1]. \end{aligned} \right\} \quad (1.9)$$

В качестве потока в (1.9) выбран поток реальных  $\gamma$ -квантов с эквивалентной энергией  $k$ , отвечающей образованию адронной системы с инвариантной массой  $W$  ( $q^2 = M^2 + W^2 - 2\nu$ ).

Сравнение формул (1.6) и (1.8) показывает, что сечения рассеяния (упругого и неупругого) поляризованных лептонов не зависят от степени поляризации лептонного пучка и совпадают с сечениями рассеяния неполяризованных лептонов (речь идет о рассеянии на неполяризованной адронной мишени; по поляризациям конечных частиц выполнено суммирование). Другими словами,

при рассеянии поляризованных электронов на неполяризованной мишени отсутствует азимутальная асимметрия углового распределения рассеянных электронов, пропорциональная степени поляризации электрона.

Таким образом, в борновском приближении не возникает корреляции вида  $(\xi \cdot \mathbf{k}_1 \times \mathbf{k}_2)$ . Такая корреляция является  $T$ -нечетной, и можно было бы думать, что обращение ее в нуль есть следствие  $T$ -инвариантности. На самом же деле не были использованы свойства инвариантности относительно обращения времени;  $T$ -инвариантность соблюдается здесь автоматически как следствие однофотонного механизма. Электромагнитный ток адронов может нарушать  $T$ -инвариантность, но это нарушение не проявится в исследуемых поляризационных эффектах. Можно показать также, что при рассеянии неполяризованных лептонов на неполяризованной мишени не возникает поляризации у рассеянных лептонов в борновском приближении (если по адронным состояниям выполнено суммирование). В частном случае упругого  $eN$ -рассеяния эти свойства были сформулированы впервые в работе [8].

Рассмотрим теперь рассеяние релятивистских поляризованных лептонов, в котором регистрируется поляризация лептона в конечном состоянии. Состояние продольной поляризации релятивистских электронов удобно характеризовать спиральностью  $\lambda$ , принимающей значения  $\pm 1$  в зависимости от того, направлен ли вектор поляризации  $\xi$  по импульсу электрона или против, т. е.  $s_\mu = \lambda k_{1\mu}/m$ . Лептонный тензор определяется в этом случае выражением:

$$l_{\mu\nu}(\lambda_1, \lambda_2) = (1/4) \text{Sp } \gamma_\mu (\hat{k}_1 + m) (1 - \lambda_1 \gamma_5 \hat{k}_1/m) \gamma_\nu (\hat{k}_2 + m) \times \\ \times (1 - \lambda_2 \gamma_5 \hat{k}_2/m) = (1/2) (1 + \lambda_1 \lambda_2) l_{\mu\nu} - i (\lambda_1 + \lambda_2) \varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} k_{1\rho} k_{2\sigma}, \quad (1.10)$$

где  $\lambda_1, \lambda_2$  — спиральности электронов в начальном и конечном состояниях. С помощью (1.10) получим для сечения рассеяния на неполяризованной мишени выражение:

$$(d^2\sigma/dv d(-q^2))_{\lambda_1 \lambda_2} = (1/2) (1 + \lambda_1 \lambda_2) (d^2\sigma/dv d(-q^2))_{\lambda_1 = \lambda_2 = 0}$$

(по конечным адронным состояниям выполнено суммирование). Из этой формулы следует, что, во-первых, опыты с продольно поляризованными лептонами в начальном и конечном состояниях не дают дополнительной информации по сравнению с опытами с неполяризованными лептонами, во-вторых, при рассеянии поляризованных релятивистских лептонов спиральность их не изменяется.

**Упругое рассеяние электронов нуклонами.** Сохраняющийся электромагнитный ток нуклонов можно записать в виде

$$J_\mu = \bar{u}(p') [F_1(q^2) \gamma_\mu - F_2(q^2) \sigma_{\mu\nu} q_\nu / 2M] u(p),$$

где  $F_1(q^2)$  — дираковский и  $F_2(q^2)$  — паулевский форм-факторы (предполагается, что электромагнитные взаимодействия сохраняют  $P$ -четность).

Компоненты  $J_\mu$  в системе Брейта определяются выражениями:

$$\begin{aligned} J_0 &= 2M(\varphi_2^* \varphi_1)(F_1 + q^2 F_2/4M^2); \\ \mathbf{J} &= i\varphi_2^* \boldsymbol{\sigma} \times \mathbf{q}_B \varphi_1 (F_1 + F_2), \end{aligned} \quad (1.11)$$

где  $\varphi_{1,2}$  — двухкомпонентные нуклонные спиноры. Эти формулы показывают, что комбинацию  $F_1 + q^2 F_2/4M^2$  можно назвать зарядовым  $G_E$ ,  $F_1 + F_2$  — магнитным  $G_M$  нуклонными форм-факторами;  $G_E = F_1 + (q^2/4M^2) F_2$ ;  $G_M = F_1 + F_2$ . Инвариантные функции  $W_i(q^2)$  [ $W_i = W_i \delta(q^2 + 2\nu)$ ] связаны с электромагнитными форм-факторами соотношениями:

$$\begin{aligned} W_1' &= -q^2 (F_1 + F_2)^2 = -q^2 G_M^2, \\ W_2' &= 4M^2 (F_1^2 + \tau F_2^2) = 4M^2 (G_E^2 + \tau G_M^2) (1 + \tau)^{-1}. \end{aligned} \quad (1.12)$$

Отсюда легко получить для дифференциального сечения  $eN$ -рассеяния известную формулу [9]:

$$\left. \begin{aligned} d\sigma/d\Omega_e &= (d\sigma/d\Omega)_{\text{mott}} ((G_E^2 + \tau G_M^2)/(1 + \tau) - 2\tau \text{tg}^2(\theta/2) G_M^2); \\ \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{mott}} &= \frac{\alpha^2}{4\varepsilon_1^2 \sin^4 \theta/2} \cdot \frac{\cos^2 \theta/2}{1 + 2(\varepsilon_1/M) \sin^2 \theta/2}. \end{aligned} \right\} (1.13)$$

Из нее следует, что измерения сечения упругого  $eN$ -рассеяния при фиксированном значении  $q^2$ , но при двух разных значениях  $\varepsilon_1$  и  $\theta$  позволяют определить две комбинации форм-факторов

$$G_M^2, \quad G_E^2 + \tau G_M^2. \quad (1.14)$$

Известные в настоящее время экспериментальные данные относительно электромагнитных нуклонных форм-факторов можно суммировать в виде следующих соотношений [10]:

$$\left. \begin{aligned} G_{Ep} &= G_{Mp}/\mu_p = G_{Mn}/\mu_n = (1 - q^2/0,71)^{-2} [-q^2 \text{ в } (G_{\varepsilon\theta})^2]; \\ G_{En} &\approx 0, \end{aligned} \right\} (1.15)$$

причем дипольная формула для форм-факторов справедлива вплоть до  $-q^2 = 25 (G_{\varepsilon\theta})^2$  с точностью порядка 25% [11].

Из (1.14) и (1.15) следует, что при  $\tau > 1$  дифференциальные сечения упругого  $eN$ -рассеяния нечувствительны к вкладу зарядового форм-фактора (для  $en$ -рассеяния это справедливо во всей области передаваемых импульсов). Этим объясняется то обстоятельство, что форм-факторы  $G_{Ep}$  и  $G_{Mp}$  известны порознь только при  $-q^2 \leq 3 (G_{\varepsilon\theta})^2$ , причем точность определения  $G_{Ep}$  существенно ухудшается с ростом  $(-q^2)$ . При больших значениях  $(-q^2)$  при определении форм-факторов протона считается справедливым соотношение (1.15). Поскольку теоретического объяснения спра-



ведливости соотношений (1.15) в настоящее время не существует, то для их проверки при больших значениях  $(-q^2)$  желательно раздельное независимое определение величин  $G_{EP}$  и  $G_{MP}$ .

Как было отмечено впервые в работе [12], надежное разделение электромагнитных форм-факторов возможно в поляризационных опытах. Выше было показано в общем виде, что рассеяние поляризованных лептонов неполяризованной мишенью непригодно для этой цели. Следовательно, существенно новую информацию можно надеяться получить в опытах с поляризованной нуклонной мишенью или в опытах по измерению поляризации нуклонов отдачи (с привлечением поляризованных электронных пучков).

Особенно просто такие поляризационные эффекты описывать в системе Брейта [3]. Определим с этой целью 4-вектор  $\mathcal{F}_\mu$ :

$$\left. \begin{aligned} J_\mu &= \Phi_2^* \mathcal{F}_\mu \Phi_1; \\ \mathcal{F}_0 &= 2MG_E; \quad \mathcal{F} = i\sigma \times \mathbf{q}_B G_M. \end{aligned} \right\} \quad (1.16)$$

Тогда дифференциальное сечение рассеяния лептонов на неполяризованной нуклонной мишени, просуммированное по поляризациям рассеянного адрона, будет иметь вид:

$$d\sigma/d\Omega_e = \alpha^2/4q^4 (\varepsilon_2/\varepsilon_1)^2 L_{\mu\nu}/M^2 \cdot 1/2 \text{Sp } \mathcal{F}_\mu \mathcal{F}_\nu^\dagger. \quad (1.17a)$$

Если начальный и конечный лептоны неполяризованы, то  $L_{\mu\nu} = l_{\mu\nu}$ , при рассеянии поляризованного лептона  $L_{\mu\nu} = l_{\mu\nu}(s)$  (по конечным лептонным поляризациям выполнено суммирование) и, наконец, если лептоны в начальном и конечном состояниях продольно поляризованы, то  $L_{\mu\nu} = l_{\mu\nu}(\lambda_1\lambda_2)$ .

Асимметрия углового распределения, возникающая при рассеянии лептонов на поляризованной нуклонной мишени (вектор поляризации направлен вдоль  $\mathbf{n}$ ), определяется выражением:

$$\frac{d\sigma^{(n)}}{d\Omega_e} = \frac{\alpha^2}{4q^4} \left(\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}\right)^2 \frac{L_{\mu\nu}}{M^2} \cdot \frac{1}{2} \text{Sp} (\mathcal{F}_\mu \sigma \cdot \mathbf{n} \mathcal{F}_\nu^\dagger). \quad (1.17b)$$

Поляризация рассеянных протонов  $\mathbf{P}$ , возникающая при рассеянии лептонов на неполяризованной мишени, определяется формулой:

$$\mathbf{P} \frac{d\sigma}{d\Omega_e} = \frac{\alpha^2}{4q^4} \left(\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}\right)^2 \frac{L_{\mu\nu}}{M^2} \cdot \frac{1}{2} \text{Sp} (\mathcal{F}_\mu \mathcal{F}_\nu^\dagger \sigma), \quad (1.17b)$$

где  $d\sigma/d\Omega_e$  — сечение  $eN$ -рассеяния с неполяризованными частицами.

Наконец, компоненты тензора деполяризации нуклонов  $\mathcal{D}_{mn}$ , характеризующие величину поляризации конечного нуклона в направлении  $\mathbf{m}$ , если начальный нуклон поляризован в направлении  $\mathbf{n}$ , определяются с помощью формулы:

$$\mathcal{D}_{mn} \frac{d\sigma}{d\Omega_e} = \frac{\alpha^2}{4q^4} \left(\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}\right)^2 \frac{L_{\mu\nu}}{M^2} \cdot \frac{1}{4} \text{Sp} (\mathcal{F}_\mu \sigma \cdot \mathbf{n} \mathcal{F}_\nu^\dagger \sigma \cdot \mathbf{m}). \quad (1.17g)$$

Таким образом, поляризационные эффекты в  $eN$ -рассеянии характеризуются величинами:

$$\begin{aligned} A_{\mu\nu}^{(n)} &= \frac{1}{2} \text{Sp } \mathcal{F}_\mu \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{n} \mathcal{F}_\nu^\dagger; \\ \mathcal{F}_{\mu\nu}^{(n)} &= \frac{1}{2} \text{Sp } \mathcal{F}_\mu \mathcal{F}_\nu^\dagger \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{n}; \\ \mathcal{D}_{\mu\nu}^{(mn)} &= \frac{1}{4} \text{Sp } \mathcal{F}_\mu \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{n} \mathcal{F}_\nu^\dagger \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{m}. \end{aligned}$$

Используя явный вид величин  $\mathcal{F}_\mu$ , выраженных через факторы, получим (в системе координат с осью  $z$  вдоль  $\mathbf{q}_B$ ) следующие формулы для отличных от нуля компонент  $A$ ,  $\mathcal{F}$ ,  $\mathcal{D}$ :

$$\left. \begin{aligned} A_{24}^{(x)} &= -A_{42}^{(x)} = -A_{14}^{(y)} = A_{41}^{(y)} = -2iM |\mathbf{q}_B| G_E G_M; \\ A_{12}^{(z)} &= -A_{21}^{(z)} = -iq^2 G_M^2; \\ \mathcal{F}_{24}^{(x)} &= -\mathcal{F}_{42}^{(x)} = -\mathcal{F}_{14}^{(y)} = \mathcal{F}_{41}^{(y)} = -2iM |\mathbf{q}_B| G_E G_M; \\ \mathcal{F}_{12}^{(z)} &= -\mathcal{F}_{21}^{(z)} = iq^2 G_M^2; \\ \mathcal{D}_{44}^{(xx)} &= \mathcal{D}_{44}^{(yy)} = \mathcal{D}_{44}^{(zz)} = 2M^2 G_E^2; \\ \mathcal{D}_{11}^{(xx)} &= -\mathcal{D}_{22}^{(xx)} = -\mathcal{D}_{11}^{(yy)} = \mathcal{D}_{22}^{(yy)} = \mathcal{D}_{11}^{(zz)} = \mathcal{D}_{22}^{(zz)} = \\ &= \mathcal{D}_{12}^{(xy)} = \mathcal{D}_{21}^{(xy)} = \mathcal{D}_{12}^{(yx)} = \mathcal{D}_{21}^{(yx)} = \frac{q^2}{2} G_M^2; \\ \mathcal{D}_{14}^{(xz)} &= \mathcal{D}_{41}^{(xz)} = -\mathcal{D}_{14}^{(zx)} = -\mathcal{D}_{41}^{(zx)} = \mathcal{D}_{24}^{(yz)} = \\ &= \mathcal{D}_{42}^{(yz)} = -\mathcal{D}_{24}^{(zy)} = -\mathcal{D}_{42}^{(zy)} = M |\mathbf{q}_B| G_E G_M. \end{aligned} \right\} \quad (1.18)$$

Из этих формул прежде всего видно, что дополнительный вклад в сечение, обусловленный поляризацией нуклона мишени в направлениях  $x$ ,  $y$ , совпадает с поляризацией рассеянного нуклона в этих же направлениях, в то время как вклад, обусловленный поляризацией в направлении  $z$ , противоположен по знаку поляризации нуклона отдачи в направлении  $z$ . Эти соотношения справедливы в борновском приближении при любых поляризационных состояниях начального и конечного лептонов. Поэтому их экспериментальное подтверждение можно рассматривать как дополнительное подтверждение справедливости борновского приближения. Исключение составляет направление, перпендикулярное плоскости реакции, когда равенство асимметрии и поляризации не зависит от конкретного механизма, а следует из  $P$ - и  $T$ -инвариантности электромагнитных взаимодействий и справедливо во всех порядках по константе  $\alpha$ . Так как тензоры  $A_{\mu\nu}^{(n)}$  и  $\mathcal{F}_{\mu\nu}^{(n)}$  антисимметричны, то для рассеяния неполяризованных лептонов  $L_{\mu\nu} = l_{\mu\nu}$  имеем:

$$\begin{aligned} l_{\mu\nu} \text{Sp } (\mathcal{F}_\mu \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{n} \mathcal{F}_\nu^\dagger) &= 0; \\ l_{\mu\nu} \text{Sp } (\mathcal{F}_\mu \mathcal{F}_\nu^\dagger \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{n}) &= 0. \end{aligned}$$

Таким образом, при рассеянии неполяризованных лептонов на неполяризованной мишени поляризация нуклонов отдачи равна нулю (если не интересоваться поляризацией рассеянного лептона). Кроме того, дифференциальное сечение поляризованных лептонов на поляризованной нуклонной мишени, просуммированное по поляризациям конечных частиц, совпадает с дифференциальным сечением рассеяния на неполяризованной мишени, т. е. отсутствуют  $T$ -нечетные корреляции вида  $\xi \cdot \mathbf{k}_1 \times \mathbf{k}_2$  ( $\xi$  — вектор поляризации начального или конечного нуклона). Отсутствие на опыте таких корреляций не означает, однако, подтверждения  $T$ -инвариантности, поскольку в борновском приближении обращение в нуль коэффициента при  $\xi \cdot \mathbf{k}_1 \times \mathbf{k}_2$  связано с вещественностью форм-факторов  $G_E$  и  $G_M$ .

Как известно, вещественность слабых и электромагнитных форм-факторов в общем случае можно доказать из требования  $CP$ -инвариантности или, что то же самое, из  $T$ -инвариантности (если справедлива  $CPT$ -инвариантность). В случае  $eN$ -рассеяния вещественность  $G_{E, M}$  следует из требования эрмитовости оператора электромагнитного тока и поэтому  $T$ -инвариантность выполняется автоматически.

Учет высших поправок по электромагнитному взаимодействию приводит к отличной от нуля корреляции  $\xi \cdot \mathbf{k}_1 \times \mathbf{k}_2$ . Поэтому измерение поляризации нуклонов отдачи или асимметрии углового распределения в  $eN$ -рассеянии на поляризованной мишени (все остальные частицы неполяризованы) может служить для проверки справедливости борновского приближения.

Выполненные эксперименты подтверждают малость поправок к борновской амплитуде  $eN$ -рассеяния. Поляризация протонов отдачи, как это следует из ряда опытов, в пределах погрешности согласуется с нулевым значением в интервале переданных импульсов  $-q^2 \leq 1 \text{ Гэв}^2$  [13]. В этом же интервале исследовалась асимметрия  $A$ -рассеяния электронов на поляризованной протонной мишени (в направлении, перпендикулярном к плоскости рассеяния)  $[A = (d\sigma^{(y)}/d\Omega_e - d\sigma^{(-y)}/d\Omega_e)/(d\sigma^{(y)}/d\Omega_e + d\sigma^{(-y)}/d\Omega_e)]$  [13]:

$$A = -0,004 \pm 0,014, \quad -q^2 = 0,38 \text{ Гэв}^2, \quad \varepsilon_1 = 15 \text{ Гэв},$$

$$A = -0,005 \pm 0,009, \quad -q^2 = 0,59 \text{ Гэв}^2, \quad \varepsilon_1 = 18 \text{ Гэв},$$

$$A = -0,003 \pm 0,018, \quad -q^2 = 0,98 \text{ Гэв}^2, \quad \varepsilon_1 = 18 \text{ Гэв},$$

т. е.  $A \approx 0$  в пределах 1—2% погрешности измерений. Эти значения согласуются с теоретическими оценками, учитывающими вклад двухфотонного механизма. Отметим в этой связи, что корреляция  $\xi \cdot \mathbf{k}_1 \times \mathbf{k}_2$  определяется мнимой частью амплитуды двухфотонного обмена, разность же сечений рассеяния электронов и позитронов определяется реальной частью этой амплитуды.

Если лептоны в начальном и конечном состояниях неполяризованы, то нетривиальные поляризационные эффекты определяются только тензором деполяризации.

Согласно (1.2) и (1.5), отличные от нуля компоненты тензора  $l_{\mu\nu}$  в системе Брейта равны:

$$\left. \begin{aligned} l_{11} &= \frac{-q^2}{\sin^2 \theta_{B/2}}; \quad l_{22} = -q^2; \quad l_{44} = -q^2 \operatorname{ctg}^2 \theta_{B/2}; \\ l_{14} &= l_{41} = -q^2 \frac{\operatorname{ctg} \theta_{B/2}}{\sin \theta_{B/2}}. \end{aligned} \right\} \quad (1.20)$$

Сравнение (1.19) и (1.20) показывает, что в борновском приближении

$$\mathcal{D}^{(xy)} = \mathcal{D}^{(yx)} = \mathcal{D}^{(yz)} = \mathcal{D}^{(zy)} = 0.$$

Отличные от нуля компоненты тензора деполяризации в упругом  $eN$ -рассеянии определяются следующими комбинациями форм-факторов:

$$\begin{aligned} \mathcal{D}^{(xx)} \frac{d\sigma}{d\Omega_e} &= \frac{\alpha^2}{2(-q^2)} \left( \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \right)^2 \operatorname{ctg}^2 \frac{\theta_B}{2} (G_E^2 + \tau G_M^2); \\ \mathcal{D}^{(yy)} \frac{d\sigma}{d\Omega_e} &= \frac{\alpha^2}{2(-q^2)} \left( \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \right)^2 \operatorname{ctg}^2 \frac{\theta_B}{2} (G_E^2 - \tau G_M^2); \\ \mathcal{D}^{(zz)} \frac{d\sigma}{d\Omega_e} &= \frac{\alpha^2}{2(-q^2)} \left( \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \right)^2 \left[ -2\tau G_M^2 + \operatorname{ctg}^2 \frac{\theta_B}{2} (G_E^2 - \tau G_M^2) \right]; \\ \mathcal{D}^{(xz)} \frac{d\sigma}{d\Omega_e} &= -\mathcal{D}^{(zx)} \frac{d\sigma}{d\Omega_e} = \frac{\alpha^2}{2q^2} \left( \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \right)^2 \frac{|q_B|}{M} \frac{\operatorname{ctg} \theta_{B/2}}{\sin \theta_{B/2}} G_E G_M. \end{aligned}$$

Отсюда следует, что наибольший интерес представляет измерение компонент  $\mathcal{D}^{(xz)}$  или  $\mathcal{D}^{(zx)}$  тензора деполяризации, поскольку это позволит определить произведение форм-факторов  $G_E G_M$ . Поэтому при больших  $(-q^2)$  такой опыт с нужной точностью позволит определить зарядовый форм-фактор протона (если величина  $G_M$  определена из дифференциального сечения с неполяризованными частицами). Этот же опыт будет чувствителен в широком интервале  $(-q^2)$  к зарядовому форм-фактору нейтрона. Поляризованная дейтронная мишень делает подобный опыт реальным [14]: поляризация нейтронов в такой мишени может достигать 20%.

Рассмотрим теперь рассеяние поляризованных электронов на поляризованной мишени. Если электроны продольно поляризованы, то  $l_{\mu\nu}(\lambda) = l_{\mu\nu} + 2i\lambda \varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} k_{1\rho} k_{2\sigma} \equiv l_{\mu\nu} + \lambda l'_{\mu\nu}$ , причем отличные от нуля компоненты  $l'_{\mu\nu}$  в системе Брейта равны:

$$l'_{12} = -l'_{21} = -i \frac{q^2}{\sin \theta_{B/2}}; \quad l'_{24} = -l'_{42} = -iq^2 \operatorname{ctg} \frac{\theta_B}{2}. \quad (1.24)$$

Сравнивая (1.19) и (1.24), нетрудно убедиться, что продольная поляризация электронов не приводит к дополнительному вкладу в компоненты тензора деполяризации. Это означает, что при измерении компонент тензора деполяризации нет необходимости привлекать пучки поляризованных лептонов: ту же информацию можно получить и с неполяризованными лептонами.

Дифференциальное сечение рассеяния поляризованных электронов поляризованной нуклонной мишенью, напротив, будет отличаться от сечения рассеяния неполяризованных электронов поляризованной мишенью. Действительно, согласно (1.18) и (1.21), имеем:

$$\left. \begin{aligned} d\sigma^{(x)}/d\Omega_e &= \lambda \frac{\alpha^2}{q^2} \left( \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \right)^2 \frac{|q_B|}{M} \operatorname{ctg} \frac{\theta_B}{2} G_E G_M; \\ \frac{d\sigma^{(z)}}{d\Omega_e} &= -\lambda \frac{\alpha^2}{2M^2} \left( \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \right)^2 \frac{G_M^2}{\sin \theta_B/2}; \\ d\sigma^{(y)}/d\Omega_e &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (1.22)$$

Дополнительный вклад в сечение, обусловленный поляризацией протона в направлении  $x$  (в плоскости рассеяния электрона), чувствителен, как видно из (1.22), к зарядовому форм-фактору. Таким образом, возникает еще один вид поляризационных экспериментов для извлечения информации о зарядовом форм-факторе как протона, так и нейтрона.

Для поляризации нуклонов отдачи, возникающей при рассеянии продольно поляризованных лептонов неполяризованной мишенью имеем, согласно (1.18) и (1.21),

$$\mathcal{F}_x \frac{d\sigma}{d\Omega_e} = \frac{d\sigma^{(x)}}{d\Omega_e}; \quad \mathcal{F}_z \frac{d\sigma}{d\Omega_e} = -\frac{d\sigma^{(z)}}{d\Omega_e}; \quad \mathcal{F}_y = 0,$$

т. е. и поляризация в направлении  $x$  определяется произведением форм-факторов  $G_E G_M$ .

Отметим, что все сказанное выше относительно рассеяния поляризованных лептонов справедливо также и для того случая, когда измеряется поляризация рассеянного лептона (начальный лептон при этом неполяризован).

**Рассеяние электронов дейтронами.** Сохраняющийся электромагнитный ток векторной частицы характеризуется тремя форм-факторами (в предположении  $C$ - и  $P$ -инвариантности электромагнитных взаимодействий) [15]:

$$\begin{aligned} J_\mu &= -G_1(q^2) (P + P')_\mu (U_2^* \cdot U_1) + G_2(q^2) (U_2^* q U_{1\mu} - U_1 q U_2^*)_\mu + \\ &+ \frac{G_3(q^2)}{M^2} (P + P')_\mu \left( U_2^* q U_{1q} - \frac{1}{2} q^2 U_2^* U_1 \right), \end{aligned} \quad (1.23)$$

где  $U_1$ ,  $U_2$  — волновые функции начального и конечного состояний дейтрона. Из эрмитовости оператора тока следует вещественность всех трех форм-факторов. Определенные комбинации форм-факторов  $G_i(q^2)$  описывают распределение электрического заряда, магнитного дипольного и электрического квадрупольного моментов дейтрона.

Как и в общем случае, при рассеянии поляризованных электронов неполяризованной мишенью, а также при рассеянии непо-

ляризованных электронов поляризованной мишенью асимметрия углового распределения равна нулю в борновском приближении; если же начальные частицы неполяризованы, то поляризация каждой из рассеянных частиц равна нулю (для частицы со спином 1 речь идет о векторной поляризации).

Возможное нарушение  $C$ -инвариантности в электромагнитных взаимодействиях адронов приводит к возникновению еще одного форм-фактора в сохраняющемся электромагнитном токе векторной частицы:

$$J_{\mu}^{-} = i \frac{G_4(q^2)}{M^2} \left[ q_{\mu} U_{2\mu}^* q U_{1q} - \frac{q^2}{2} (U_{2\mu}^* U_{1q} + U_{1\mu} U_{2q}^*) \right],$$

причем из эрмитовости оператора тока следует вещественность  $G_4$ .

Рассмотрим теперь рассеяние электронов на поляризованной дейтронной мишени. Если интересоваться только векторной поляризацией, то матрица плотности начального дейтрона будет иметь вид:

$$U_{1\mu}^* U_{1\nu} \rightarrow \frac{1}{3} \left( -g_{\mu\nu} + \frac{P_{\mu} P_{\nu}}{M^2} \right) + \frac{i}{2M} \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} s_{\alpha} P_{\beta}, \quad (1.24)$$

где  $s_{\alpha}$  — 4-вектор спина дейтрона;  $s, P = 0$ .

Дополнительное слагаемое в  $W_{\mu\nu}$ , обусловленное поляризацией начального дейтрона, после суммирования по поляризациям рассеянного адрона приобретает вид:

$$\begin{aligned} S_{\mu\nu} = & [(P + P')_{\mu} \varepsilon_{\nu\alpha\beta\gamma} q_{\alpha} s_{\beta} P_{\gamma} + (P + P')_{\nu} \varepsilon_{\mu\alpha\beta\gamma} q_{\alpha} s_{\beta} P_{\gamma}] \times \\ & \times \left( G_1 \frac{q^2}{2M^2} + G_2 + G_3 \frac{q^2}{M^2} \right) G_4 \frac{q^2}{4M^3} + \\ & + i (q^2 \varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} s_{\rho} P_{\sigma} + 2P'_{\mu} \varepsilon_{\nu\alpha\beta\gamma} q_{\alpha} s_{\beta} P_{\gamma} - 2P'_{\nu} \varepsilon_{\mu\alpha\beta\gamma} q_{\alpha} s_{\beta} P_{\gamma}) \times \\ & \times \left( G_2^2 + \frac{q^4}{4M^4} G_4^2 \right) \left( 1 - \frac{q^2}{4M^2} \right) \frac{1}{2M} + \\ & + \frac{i}{2M} [(P + P)_{\mu} \varepsilon_{\nu\alpha\beta\gamma} q_{\alpha} s_{\beta} P_{\gamma} - (P + P')_{\nu} \varepsilon_{\mu\alpha\beta\gamma} q_{\alpha} s_{\beta} P_{\gamma}] \times \\ & \times \left( -G_2^2 + \frac{q^4}{8M^4} G_4^2 + 2G_1 G_2 \left( 1 - \frac{q^2}{4M^2} \right) \right). \end{aligned} \quad (1.25)$$

При рассеянии неполяризованных электронов поляризованной дейтронной мишенью (по поляризациям конечных частиц выполняется суммирование) асимметрия определяется первым слагаемым в (1.25), симметричным относительно перестановки индексов  $\mu, \nu$ . Важно отметить, что это слагаемое пропорционально  $G_4(q^2)$ .

Таким образом, асимметрия углового распределения при рассеянии неполяризованных лептонов поляризованной дейтронной мишенью обусловлена в борновском приближении возможным нарушением  $C$ -инвариантности электромагнитных взаимодействий

адронов или, что то же самое,  $T$ -инвариантности. Нетрудно убедиться также в том, что векторная поляризация рассеянных дейтронов при взаимодействии неполяризованных начальных частиц отлична от нуля только при учете не сохраняющего  $G$ -четность форм-фактора  $G_4(q^2)$ . Другие слагаемые в  $S_{\mu\nu}$  антисимметричны по индексам  $\mu, \nu$ ; поэтому они дают вклад только в сечение рассеяния поляризованных лептонов и определяют поляризацию рассеянного электрона, если начальный электрон неполяризован.

Отметим, что при рассеянии поляризованных электронов неполяризованной мишенью асимметрия отсутствует даже при учете нарушения  $G$ -инвариантности. Аналогично при рассеянии неполяризованных электронов неполяризованной мишенью поляризация рассеянного электрона равна нулю.

Заметим, что попытка зарегистрировать поляризацию дейтрона в  $e^- + d \rightarrow e^- + d$  при начальной энергии электрона  $1 \text{ ГэВ}$  и  $-q^2 = (720 \text{ МэВ})^2$  привела к результату [16]  $|P| = 0,075 \pm 0,088$ , что свидетельствует о малом возможном нарушении  $C$ -инвариантности в этом процессе (если оно вообще имеет место).

Если учесть возможное несохранение  $P$ -четности в электромагнитных взаимодействиях, то векторная частица, например  $W$ -бозон, должна описываться в терминах 7 форм-факторов [17]. Поляризационные эффекты в этом случае детально исследованы в работе [18]. Вопрос о различных спиновых корреляциях в  $ed$ -рассеянии исследовался в работах [19, 20].

## 2. НЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ ЛЕПТОНОВ НА ПОЛЯРИЗОВАННОЙ МИШЕНИ

**Общие формулы.** Рассмотрим теперь неупругое рассеяние лептонов поляризованной адронной мишенью, т. е. пусть в конечном состоянии регистрируется только рассеянный электрон (энергия и угол рассеяния), по конечным адронным состояниям выполняется суммирование.

Тензор  $W_{\mu\nu}$ , описывающий вклад адронного тока в сечение неупругого рассеяния лептонов неполяризованной мишенью, обобщается следующим образом на случай неупругого рассеяния лептонов на поляризованной мишени:

$$W'_{\mu\nu} = (2\pi)^3 \sum_{F, \lambda, \lambda'} \overline{\langle P, \lambda | J_{\nu}^+(0) | F \rangle \langle F | J_{\mu}(0) | P, \lambda' \rangle} \rho(\lambda, \lambda') \times \\ \times \delta(q + P - P'), \quad (2.1)$$

где  $\lambda$  — проекция спина адрона мишени на некоторую ось;  $\rho(\lambda, \lambda')$  — матрица плотности, характеризующая поляризационные состояния мишени; черта означает суммирование по поляризациям конечных адронов.

С учетом векторной поляризации матрица плотности в системе покоя частицы имеет вид:

$$\rho = \frac{1}{2s+1} (1 + \boldsymbol{\zeta} \cdot \hat{\mathbf{s}}), \quad (2.2)$$

где  $\hat{\mathbf{s}}$  — оператор спина;  $\boldsymbol{\zeta}$  — вектор поляризации частицы со спином  $s$ . После подстановки (2.2) в (2.1) получим:

$$\begin{aligned} W'_{\mu\nu} &= W_{\mu\nu} + W_{\mu\nu}(s); \\ W_{\mu\nu} &= \frac{(2\pi)^3}{2s+1} \sum_{F, \lambda} \langle P, \lambda | J_{\nu}^+ | F \rangle \langle F | J_{\mu} | P \lambda \rangle \delta(q + P - P'); \\ W_{\mu\nu}(s) &= \frac{(2\pi)^3}{2s+1} \sum_{F, \lambda, \lambda'} \langle P, \lambda | J_{\nu}^+ | F \rangle \langle F | J_{\mu} | P, \lambda' \rangle \times \\ &\quad \times (\hat{\mathbf{s}} \cdot \mathbf{s})_{\lambda\lambda'} \delta(q + P - P'). \end{aligned}$$

Тензор  $W_{\mu\nu}$  описывает неупругое рассеяние лептонов на неполяризованной мишени, а линейный по спину тензор  $W_{\mu\nu}(s)$  описывает эффекты рассеяния на поляризованной мишени.

Из сохранения адронного тока следует, что  $W_{\mu\nu}(s) q_{\nu} = W_{\mu\nu}(s) q_{\mu} = 0$ , причем  $W_{\mu\nu}(s)$ , также как и  $W_{\mu\nu}$ , удовлетворяет условию эрмитовости  $W_{\mu\nu}^*(s) = W_{\mu\nu}(s)$ . Используя оба эти свойства, а также линейность  $W_{\mu\nu}(s)$  по 4-вектору спина  $s_{\mu}$ , можно установить структуру [18, 21]:

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu}(s) &= \frac{i}{M} S_1(\nu, q^2) \varepsilon_{\nu\alpha\beta\gamma} s_{\alpha} q_{\beta} + \frac{i}{M^3} S_2(\nu, q^2) \left[ \left( P_{\mu} - q_{\mu} \frac{qP}{q^2} \right) \times \right. \\ &\quad \times \varepsilon_{\nu\alpha\beta\gamma} s_{\alpha} q_{\beta} P_{\gamma} - \left. \left( P_{\nu} - q_{\nu} \frac{qP}{q^2} \right) \varepsilon_{\mu\alpha\beta\gamma} s_{\alpha} q_{\beta} P_{\gamma} \right] + \frac{1}{M^3} S_3(\nu, q^2) \times \\ &\quad \times \left[ \left( P_{\mu} - q_{\mu} \frac{qP}{q^2} \right) \varepsilon_{\nu\alpha\beta\gamma} s_{\alpha} q_{\beta} P_{\gamma} + \left( P_{\nu} - q_{\nu} \frac{qP}{q^2} \right) \varepsilon_{\mu\alpha\beta\gamma} s_{\alpha} q_{\beta} P_{\gamma} \right], \quad (2.3) \end{aligned}$$

где  $S_i(\nu, q^2)$  — три инвариантные функции  $\nu, q^2$ . В силу эрмитовости  $W_{\mu\nu}(s)$  все они вещественны.

Отличный от нуля вклад в сечение рассеяния неполяризованных лептонов (если по поляризациям рассеяния лептона вполне суммирование) определяется функцией  $S_3(\nu, q^2)$ , стоящей при симметричной тензорной комбинации в (2.3). Структурные функции  $S_1(\nu, q^2)$  и  $S_2(\nu, q^2)$  определяют рассеяние поляризованных лептонов на поляризованной мишени.

Если в электромагнитных взаимодействиях адронов имеет место  $T$ -инвариантность, то  $S_3(\nu, q^2) = 0$  [22]. Экспериментальный способ проверки  $T$ -инвариантности, который немедленно вытекает отсюда, заключается в поиске асимметрии углового распределения неупруго рассеянных неполяризованных электронов поляризованной мишенью. Достоинство таких опытов заключается в их сравнительной простоте: необходимо регистрировать только рассеян-



ные электроны без конкретизации конечных адронных состояний (по которым выполняется суммирование).

Таблица 1

Лептон	$\varepsilon_1, \text{ Гэв}$	$-q^2, \text{ Гэв}^2$	Асимметрия, %		
			$\Delta (1236)$	$N^* (1512)$	$N^* (1688)$
$e^-$	18,0	0,58 <sup>a</sup>	$2,8 \pm 1,4$	$-1,3 \pm 1,7$	$0,8 \pm 2,1$
$e^+$	12,0	0,42	$-3,0 \pm 1,8$	—	—
$e^-$	15,0	0,37	$2,3 \pm 2,9$	$3,1 \pm 2,2$	$2,0 \pm 3,1$
$e^-$	18,0	0,96	$-2,8 \pm 3,3$	$-4,8 \pm 3,6$	$-8,2 \pm 4,7$
$e^-$	3,98	0,23 <sup>b</sup>	$3,8 \pm 4,3$	—	—
$e^-$	5,97	0,72	—	$3,6 \pm 4,7$	$-0,5 \pm 4,4$
$e^-$	5,98	0,52	—	$-2,6 \pm 8,2$	$3,6 \pm 7,3$

<sup>a</sup> При массе 1,512 Гэв.

<sup>b</sup> При массе 1,236 Гэв.

В табл. 1 представлены результаты двух экспериментов [23], в которых искалась асимметрия в  $e^-p$ - и  $e^+p$ -неупругих взаимодействиях, отвечающих возбуждению нуклонных резонансов  $\Delta (1236)$ ,  $N^* (1512)$ ,  $N^* (1688)$  при различных энергиях начального лептона и  $q^2$ .

Структурные функции  $S_i(\nu, q^2)$  можно связать с полными сечениями поглощения виртуальных  $\gamma$ -квантов поляризованными адронами. Эти сечения пропорциональны свертке  $W_{\mu\nu} e_\mu e_\nu^*$ , где  $e_\mu$  — вектор поляризации  $\gamma$ -кванта. Из (2.3) следует, что  $S_i(\nu, q^2)$  не дают вклада в полные сечения поглощения продольных и поперечных неполяризованных виртуальных  $\gamma$ -квантов. Это означает, что в этих сечениях векторная поляризация мишени не проявляется.

Полное сечение поглощения линейно поляризованных поперечных  $\gamma$ -квантов также нечувствительно к векторной поляризации мишени, и только поглощение циркулярно поляризованных  $\gamma$ -квантов зависит от векторной поляризации. Для правой ( $r$ ) и левой ( $l$ ) циркулярных поляризаций полные сечения в системе покоя мишени определяются формулами:

$$\sigma_r = \frac{2\pi^2\alpha}{\nu + q^2/2} \left[ W_1(\nu, q^2) + \zeta_3 \frac{\nu}{M^2} S_1(\nu, q^2) \right];$$

$$\sigma_l = \frac{2\pi^2\alpha}{\nu + q^2/2} \left[ W_1(\nu, q^2) - \zeta_3 \frac{\nu}{M^2} S_1(\nu, q^2) \right].$$

Отсюда видно, что эти сечения различаются только в том случае, если мишень поляризована вдоль импульса виртуального  $\gamma$ -кванта:

$$\sigma_r - \sigma_l = 2\zeta_3 \frac{2\pi^2\alpha}{\nu + q^2/2} \cdot \frac{\nu}{M^2} S_1(\nu, q^2).$$

Таким образом,  $S_1(\nu, q^2)$  определяет различие сечений полного поглощения циркулярно поляризованных  $\gamma$ -квантов поляризованной мишенью. Эта разность связана с известным правилом сумм [24]:

$$\frac{2\pi^2 e^2}{M^2} \mu_p' = \int_{\omega_0}^{\infty} \frac{\sigma_r(\omega) - \sigma_l(\omega)}{\omega} d\omega,$$

справедливым в пределе  $q^2 = 0$  ( $\mu_p'$  — аномальный магнитный момент протона;  $\omega$  — энергия  $\gamma$ -кванта).

Заметим, что поскольку  $\sigma_r, l \geq 0$ , то

$$W_1(\nu, q^2) \geq \frac{\nu}{M^2} |S_1(\nu, q^2)|.$$

Другие возможные неравенства будут получены ниже.

**Сечения неупругого рассеяния и неупругие форм-факторы.** Дифференциальное сечение неупругого рассеяния неполяризованных лептонов на поляризованной мишени в лабораторной системе определяется соотношением:

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma}{d\nu d(-q^2)} = \frac{\alpha^2}{q^4} \cdot \frac{\pi}{\varepsilon_1^2 M^2} & \left[ 2(\varepsilon_1 \varepsilon_2 - |\mathbf{k}_1| |\mathbf{k}_2| \cos \theta - 2m^2) W_1(\nu, q^2) + \right. \\ & + (\varepsilon_1 \varepsilon_2 + |\mathbf{k}_1| |\mathbf{k}_2| \cos \theta + m^2) W_2(\nu, q^2) + \\ & \left. + 2\boldsymbol{\xi} \cdot \mathbf{k}_1 \times \mathbf{k}_2 \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{M} S_3(\nu, q^2) \right]. \end{aligned} \quad (2.4)$$

Нарушающая  $T$ -инвариантность асимметрия в рассеянии пропорциональна разности:

$$\frac{d^2\sigma^\uparrow}{d\nu d(-q^2)} - \frac{d^2\sigma^\downarrow}{d\nu d(-q^2)} = 4\pi \zeta_\perp \frac{\alpha^2}{q^4} \cdot \frac{k_1 k_2 \sin \theta}{\varepsilon_1^2 M^2} \cdot \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{M} S_3(\nu, q^2),$$

где  $d^2\sigma^{\uparrow\downarrow}/d\nu d(-q^2)$  — дифференциальные сечения рассеяния электронов на нуклонах, поляризованных вдоль или против нормали к плоскости рассеяния электронов.

Если пренебречь массой лептона, то

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma}{d\nu d(-q^2)} = \frac{2\pi}{M^2} \cdot \frac{\alpha^2}{q^4} \cdot \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} & \left[ 2 \sin^2 \frac{\theta}{2} M_1(\nu, q^2) + \cos^2 \frac{\theta}{2} W_2(\nu, q^2) + \right. \\ & \left. + \zeta_\perp \sin \theta \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{M} S_3(\nu, q^2) \right], \end{aligned}$$

где  $\zeta_\perp$  — компонента вектора поляризации мишени в направлении нормали к плоскости рассеяния электрона.

Асимметрия при этом определяется формулой:

$$A \equiv \left( \frac{d^2\sigma^\uparrow}{d\nu d(-q^2)} - \frac{d^2\sigma^\downarrow}{d\nu d(-q^2)} \right) / \left( \frac{d^2\sigma^\uparrow}{d\nu d(-q^2)} + \frac{d^2\sigma^\downarrow}{d\nu d(-q^2)} \right) = \\ = \zeta_\perp \sin \theta \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{M} \times \\ \times \frac{S_3(\nu, q^2)}{2 \sin^2 \frac{\theta}{2} W_1(\nu, q^2) + \cos^2 \frac{\theta}{2} W_2(\nu, q^2)}. \quad (2.5)$$

При  $\theta = 0, 180^\circ$  по кинематическим соображениям асимметрия обращается в нуль.

Вклад в дифференциальное сечение рассеяния поляризованных электронов (вектор поляризации  $\zeta$ ) на поляризованной мишени, пропорциональный одновременно векторам поляризации  $\zeta$  и  $\xi$ , определяется структурными функциями  $S_1(\nu, q^2)$  и  $S_2(\nu, q^2)$ :

$$\frac{d^2\sigma}{d\nu d(-q^2)}(\zeta, \xi) = \frac{\alpha^2}{q^4} \cdot \frac{2\pi}{\varepsilon_1^2 M^3} \left\{ m(\zeta \cdot \xi) \left[ q^2 S_1(\nu, q^2) - \right. \right. \\ \left. \left. - \left( q^2 - \frac{\nu^2}{M^2} \right) S_2(\nu, q^2) \right] + m(\zeta \cdot \mathbf{q})(\xi \cdot \mathbf{q}) [S_1(\nu, q^2) - S_2(\nu, q^2)] + \right. \\ \left. + (\zeta \cdot [\mathbf{q} \times \mathbf{k}_1] \times \mathbf{q}) \frac{\xi \cdot \mathbf{k}_1}{q^2(\varepsilon_1 + m)} \left[ q^2 S_1(\nu, q^2) - \left( q^2 - \frac{\nu^2}{M^2} \right) S_2(\nu, q^2) \right] - \right. \\ \left. - (\zeta \cdot \mathbf{q})(\xi \cdot \mathbf{k}_1) \cdot \frac{q_0}{q^2} \left[ (\varepsilon_1 - m)(\varepsilon_2 + m) + \mathbf{k}_2^2 - \right. \right. \\ \left. \left. - (\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{k}_2) \left( 1 + \frac{\varepsilon_2 + m}{\varepsilon_1 + m} \right) \right] S_1(\nu, q^2) \right\}. \quad (2.6a)$$

Если пренебречь массой лептона, то в (2.6a) останутся только две независимые спиновые корреляции:

$$\frac{d^2\sigma}{d\nu d(-q^2)}(\zeta, \xi) = \frac{\alpha^2}{q^4} \cdot \frac{2\pi}{\varepsilon_1^2 M^3} \left\{ (\zeta \cdot \mathbf{q})(\xi \cdot \mathbf{k}_1) \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{2q^2} q^2 S_1(\nu, q^2) + \right. \\ \left. + (\zeta \cdot [\mathbf{q} \times \mathbf{k}_1] \times \mathbf{q})(\xi \cdot \mathbf{k}_1) \left[ q^2 S_1(\nu, q^2) - \left( q^2 - \frac{\nu^2}{M^2} \right) S_2(\nu, q^2) \right] \right\}. \quad (2.6b)$$

Отличный от нуля вклад в сечение при  $m = 0$  получается только в том случае, если проекции векторов  $\zeta$  и  $\xi$  на плоскость рассеяния электронов отличны от нуля (в противном случае сечение пропорционально  $m$ ).

Введенные структурные функции можно связать с неупругими форм-факторами электромагнитного возбуждения произвольного адронного состояния. Каждое такое состояние можно характеризовать значением его инвариантной массы и величиной проекции полного углового момента на некоторую ось. Из сохранения электромагнитного тока и  $P$ -инвариантности электромагнитных взаи-

действий следует, что образование каждого адронного состояния при неупругом рассеянии электронов нуклонами характеризуется тремя независимыми форм-факторами  $\langle \lambda' | J_i | \lambda \rangle$ ,  $i = x, y, z$ ,  $F_{\pm} = \mp \left\langle \frac{1}{2} \pm 1 \left| \hat{J}_x \pm i\hat{J}_y \right| \frac{1}{2} \right\rangle$ ;  $F_z = \left\langle \frac{1}{2} \left| \hat{J}_z \right| \frac{1}{2} \right\rangle$ . Относительная фаза этих трех форм-факторов для каждого адронного состояния равна нулю вследствие  $T$ -инвариантности [22].

Структурные функции  $W_i(\nu, q^2)$  и  $S_i(\nu, q^2)$  связаны с этими форм-факторами соотношениями:

$$\begin{aligned}
 W_1(\nu, q^2) &= (2\pi)^3 \sum_F (|F_+|^2 + |F_-|^2) \delta(q + P - P'); \\
 W_2(\nu, q^2) &= (2\pi)^3 \left(1 - \frac{\nu^2}{M^2 q^2}\right)^{-1} \sum_F \left(|F_+|^2 + |F_-|^2 - \frac{q^2 M^2}{\nu^2} |F_z|^2\right) \times \\
 &\quad \times \delta(q + P - P'); \\
 S_1(\nu, q^2) &= (2\pi)^3 \frac{M^2}{\nu} \sum_F (|F_+|^2 - |F_-|^2) \delta(q + P - P'); \\
 S_1(\nu, q^2) - \left(1 - \frac{\nu^2}{M^2 q^2}\right) S_2(\nu, q^2) &= \\
 &= -(2\pi)^3 \frac{M^2}{2\nu} \sum_F (F_z F_-^* + F_z^* F_-) \delta(q + P - P'); \quad (2.7)
 \end{aligned}$$

$$S_3(\nu, q^2) = i(2\pi)^3 \frac{M^2}{2\nu} \left(1 - \frac{\nu^2}{M^2 q^2}\right)^{-1} \sum_F (F_- F_z^* - F_z F_-^*) \delta(q + P - P').$$

Отсюда видно, что  $S_3(\nu, q^2) \neq 0$  только в том случае, если  $T$ -инвариантность нарушается в электромагнитных взаимодействиях адронов.

Используя (2.7), нетрудно убедиться в справедливости следующих неравенств:

$$W_1(\nu, q^2) \geq 0, \quad W_2(\nu, q^2) - \left(1 - \frac{\nu^2}{M^2 q^2}\right)^{-1} W_1(\nu, q^2) \geq 0; \quad (2.8a)$$

$$\begin{aligned}
 W_1(\nu, q^2) \left[ W_2(\nu, q^2) \left(1 - \frac{\nu^2}{M^2 q^2}\right) - W_1(\nu, q^2) \right] &\geq \\
 &\geq \frac{(-q^2)}{M^2} \left(1 - \frac{\nu^2}{M^2 q^2}\right)^2 S_3^2(\nu, q^2); \quad (2.8б)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \left[ W_1(\nu, q^2) - \frac{\nu}{M^2} S_1(\nu, q^2) \right] \left[ W_2(\nu, q^2) \left(1 - \frac{\nu^2}{M^2 q^2}\right) - W_1(\nu, q^2) \right] &\geq \\
 &\geq 2 \frac{(-q^2)}{M^2} \left[ S_1(\nu, q^2) - \left(1 - \frac{\nu^2}{M^2 q^2}\right) S_2(\nu, q^2) \right]^2; \quad (2.8в)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \left[ W_1(\nu, q^2) - \frac{\nu}{M^2} S_1(\nu, q^2) \right] \left[ W_2(\nu, q^2) \left(1 - \frac{\nu^2}{M^2 q^2}\right) - W_1(\nu, q^2) \right] &\geq \\
 &\geq 2 \frac{(-q^2)}{M^2} \left(1 - \frac{\nu^2}{M^2 q^2}\right)^2 S_3^2(\nu, q^2). \quad (2.8г)
 \end{aligned}$$

Неравенство (2.86), записанное в виде

$$R \frac{M^2}{(-q^2)} \geq \left[ \left( 1 - \frac{v^2}{M^2 q^2} \right) \frac{S_3(v, q^2)}{W_1(v, q^2)} \right]^2, \quad R \equiv \frac{\sigma_L}{\sigma_T},$$

позволяет получить следующее ограничение для асимметрии

$$|A| \leq \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{\sqrt{-q^2}} \cdot \frac{\sqrt{R}}{[1 - v^2/(M^2 q^2)] \operatorname{tg} \theta/2 + [(1+R)/2] \operatorname{ctg} \theta/2}.$$

Отсюда, в частности, следует, что асимметрия обращается в нуль в тех точках плоскости  $v, q^2$ , где  $R = 0$ , т. е. отсутствует поглощение продольных виртуальных  $\gamma$ -квантов.

Рассмотрим далее рассеяние продольно поляризованных электронов на нуклонной мишени с  $\xi \parallel \mathbf{k}_1$ . Асимметрия  $\Sigma$  рассеяния поляризованных электронов на поляризованной мишени определяется как  $\Sigma = (\sigma^{\uparrow\uparrow} - \sigma^{\uparrow\downarrow})/(\sigma^{\uparrow\uparrow} + \sigma^{\uparrow\downarrow})$ , где  $\sigma^{\uparrow\uparrow}, \sigma^{\uparrow\downarrow}$  — сечения рассеяния продольно поляризованных электронов нуклонами, вектор поляризации которых параллелен или антипараллелен  $\xi$ .

Согласно (2.6)  $\Sigma$  определяется следующей комбинацией структурных функций  $S_1$  и  $S_2$ :

$$\begin{aligned} \Sigma = & \frac{1}{Mq^2 W_1(v, q^2)} \left[ (\varepsilon_1 - \varepsilon_2 \cos \theta) (\varepsilon_1^2 - \varepsilon_2^2) S_1(v, q^2) - \right. \\ & \left. - \varepsilon_2 q^2 (1 + \cos \theta) \left( S_1 - \left( 1 - \frac{v^2}{M^2 q^2} \right) S_2 \right) \right] \times \\ & \times \left( 1 - \frac{v^2}{M^2 q^2} + \frac{1+R}{2} \cdot \operatorname{ctg}^2 \frac{\theta}{2} \right)^{-1}. \end{aligned}$$

Полученные выше неравенства позволяют получить следующую оценку для  $\Sigma$ :

$$|\Sigma| \leq \frac{1 - \frac{v^2}{M^2 q^2} - \frac{\varepsilon_2 v (1 + \cos \theta)}{Mq^2} + \sqrt{R} \frac{\varepsilon_2 (1 + \cos \theta)}{\sqrt{-q^2}}}{1 - \frac{v^2}{M^2 q^2} + \frac{1+R}{2} \operatorname{ctg}^2 \frac{\theta}{2}}.$$

В заключение этого раздела обсудим некоторые поляризационные эффекты в области глубоко неупругого рассеяния лептонов. Согласно гипотезе масштабной инвариантности в области глубоко неупругого рассеяния электронов нуклонами  $-q^2, v \rightarrow \infty, \omega = v/(-q^2) = \text{const}$ , структурные функции  $W_1$  и  $W_2$  зависят только от величины  $\omega$  [25]:

$$\lim W_1(v, q^2) = F_1(\omega);$$

$$v, -q^2 \rightarrow \infty, \omega = \text{const};$$

$$\lim \frac{v}{M^2} W_2(v, q^2) = F_2(\omega);$$

$$v, -q^2 \rightarrow \infty, \omega = \text{const}.$$

Заметим, что эта гипотеза находит себе экспериментальное подтверждение в опытах с неполяризованными частицами.

Этот предел можно рассмотреть и для структурных функций  $S_i(\nu, q^2)$ :

$$\begin{aligned}\lim \frac{\nu}{M^2} S_1(\nu, q^2) &= F_{\parallel}(\omega); \\ \lim \frac{\nu^2}{M^3 \sqrt{-q^2}} S_2(\nu, q^2) &= F_{\perp}(\omega); \\ \lim \frac{\nu^2}{M^3 \sqrt{-q^2}} S_3(\nu, q^2) &= F_N(\omega).\end{aligned}$$

В этом пределе условия положительности (2.8) принимают вид:

$$\left. \begin{aligned}F_1(\omega) [F_2(\omega)/\omega - F_1(\omega)] &\geq F_N^2(\omega); \\ F_1(\omega) &\geq |F_{\parallel}(\omega)|; \\ [F_1(\omega) - F_{\parallel}(\omega)] [F_2(\omega)/\omega - F_1(\omega)] &\geq 2F_{\perp}^2(\omega); \\ [F_1(\omega) - F_{\parallel}(\omega)] [F_2(\omega)/\omega - F_1(\omega)] &\geq 2F_N^2(\omega); \\ [F_1(\omega) + F_{\parallel}(\omega)] \{ [F_1(\omega) - F_{\parallel}(\omega)] [-F_1(\omega) + F_2(\omega)/\omega] - \\ &- 2F_N^2(\omega) - 2F_{\perp}^2(\omega) \} \geq 0.\end{aligned} \right\} \quad (2.9)$$

Из этих неравенств немедленно вытекает, что при равной нулю продольной части  $F_2(\omega)/\omega - F_1(\omega)$  в рассматриваемом пределе должны обращаться в нуль функции  $F_N, E_{\perp}$ .

Справедливость этих предельных соотношений можно доказать, в частности, в модели алгебры токов. Поэтому поляризационные опыты могут оказаться эффективным средством изучения и проверки алгебры токов. В частности, было предложено в работе [26] измерять асимметрию рассеяния продольно поляризованных электронов на нуклонах, поляризованных в направлении импульса виртуального  $\gamma$ -кванта  $q$ .

Как видно из (2.6б), поляризационные эффекты определяются только структурной функцией  $S_1(\nu, q^2)$ . Это позволяет для дифференциальных сечений получить

$$\begin{aligned}\frac{d^2\sigma^{\uparrow\downarrow}}{d\nu d(-q^2)} &= \frac{\alpha}{q^4} \cdot \frac{\nu + \frac{q^2}{2}}{\pi M^2} \cdot \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \left(1 - \frac{\nu^2}{M^2 q^2}\right)^{-1} \times \\ &\times \left\{ \left(1 + \frac{q^2}{4\varepsilon_1\varepsilon_2}\right) \sigma_L + \frac{\sigma_T}{4\varepsilon_1\varepsilon_2} \left[ (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)^2 - q^2 + \frac{\nu^2}{M^2} \right] \pm \right. \\ &\left. \pm \frac{\sigma_l - \sigma_r}{4\varepsilon_1\varepsilon_2} (\varepsilon_1 + \varepsilon_2) \sqrt{\frac{\nu^2}{M^2} - q^2} \right\} \quad (2.10)\end{aligned}$$

в терминах полных сечений поглощения продольных  $\sigma_L$  и циркулярно поляризованных виртуальных  $\gamma$ -квантов,  $\sigma_l$  и  $\sigma_r$ , поля-

ризованной мишенью. Индексы  $\uparrow$  или  $\downarrow$  отвечают двум ориентациям  $\xi$  относительно  $q$ : по и против.

Воспользовавшись формулой

$$W_2(v, q^2) = \frac{v + \frac{q^2}{2}}{2\pi^2\alpha} \left(1 - \frac{v^2}{M^2q^2}\right)^{-1} (\sigma_T + \sigma_L),$$

перепишем (2.10) в виде:

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma^{\uparrow\downarrow}}{dv d(-q^2)} &= \frac{\alpha^2}{q^4} \cdot \frac{2\pi}{M^2} \cdot \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} W_2(v, q^2) \left[ 1 + \frac{q^2}{4\varepsilon_1\varepsilon_2} + \frac{\sigma_T}{\sigma_T + \sigma_L} \times \right. \\ &\times \left. \frac{v^2/M^2 - q^2}{2\varepsilon_1\varepsilon_2} \pm \frac{\sigma_l - \sigma_r}{\sigma_T + \sigma_L} \cdot \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{4\varepsilon_1\varepsilon_2} \sqrt{\frac{v^2}{M^2} - q^2} \right]. \end{aligned}$$

В области глубоко неупругого рассеяния электронов эта формула принимает вид:

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma^{\uparrow\downarrow}}{dv d(-q^2)} &= \frac{\alpha^2}{q^4} \cdot \frac{2\pi}{M^2} \cdot \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} W_2(v, q^2) \left[ 1 + \frac{q^2}{4\varepsilon_1\varepsilon_2} + \frac{\sigma_T}{\sigma_T + \sigma_L} \times \right. \\ &\times \left. \frac{v^2/M^2}{2\varepsilon_1\varepsilon_2} \pm \frac{\sigma_l - \sigma_r}{\sigma_T + \sigma_L} \cdot \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{4\varepsilon_1\varepsilon_2} \cdot \frac{v}{M} \right]. \end{aligned}$$

Асимметрия неупругого рассеяния с указанной ориентацией поляризаций пропорциональна  $\sigma_l - \sigma_r$ :

$$\begin{aligned} A &\equiv \left( \frac{d^2\sigma^{\uparrow}}{dv d(-q^2)} - \frac{d^2\sigma^{\downarrow}}{dv d(-q^2)} \right) / \left( \frac{d^2\sigma^{\uparrow}}{dv d(-q^2)} + \frac{d^2\sigma^{\downarrow}}{dv d(-q^2)} \right) = \\ &= \frac{\sigma_l - \sigma_r}{\sigma_T + \sigma_L} \cdot \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{4\varepsilon_1\varepsilon_2} \cdot \frac{v}{M} \left( 1 + \frac{q^2}{4\varepsilon_1\varepsilon_2} + \frac{\sigma_T}{\sigma_T + \sigma_L} \cdot \frac{v^2/M^2}{2\varepsilon_1\varepsilon_2} \right)^{-1}. \end{aligned}$$

Используя алгебру токов для асимметрии, можно получить в области глубоко неупругого рассеяния [26] соотношение:

$$\begin{aligned} \frac{1}{4} \lim_{v, -q^2 \rightarrow \infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d\omega}{\omega} \cdot \frac{v}{M^2} W_2(v, q^2) \frac{\sigma_l - \sigma_r}{\sigma_T + \sigma_L} = \\ = 2i \lim_{P \rightarrow \infty} \int d^3x \langle P, \lambda | [\hat{J}_x(x, 0), \hat{J}_y(0)] | P, \lambda \rangle = 4Z. \end{aligned}$$

В кварковой модели  $Z$  определяется выражением:

$$\begin{aligned} Z_p &= \bar{Z} + \frac{1}{6} \left| \frac{g_A}{g_V} \right|; \\ Z_n &= \bar{Z} - \frac{1}{6} \left| \frac{g_A}{g_N} \right|, \end{aligned}$$

где  $g_A/g_V \approx 1,2$  — отношение аксиальной и векторной констант  $\beta$ -распада нейтрона;  $\bar{Z}$  — изотопически скалярный вклад, величина которого зависит от конкретной модели нуклона. Согласно

оценкам работы [26], величина асимметрии в области глубоко неупругого рассеяния может достигать 20%.

**Матрица плотности виртуального  $\gamma$ -кванта.** Обсудим здесь поляризационные состояния виртуального  $\gamma$ -кванта при рассеянии как поляризованных, так и неполяризованных электронов на адронах [3]. Чтобы определить матрицу плотности  $\gamma$ -кванта, рассмотрим некоторый процесс  $\gamma + A \rightarrow B$  и запишем матричный элемент в виде:  $\mathfrak{M} = e e_\mu \langle B | J_\mu | A \rangle$ . Отсюда  $|\mathfrak{M}|^2 = e^2 L_{\mu\nu} W_{\mu\nu}$ , где  $L_{\mu\nu} = e_\mu e_\nu^*$ ;  $W_{\mu\nu} = \langle B | J_\mu | A \rangle \langle B | J_\nu | A \rangle^*$ .

Из сохранения адронного тока и условия  $eq = 0$  можно выразить  $|\mathfrak{M}|^2$  только через пространственные компоненты тензоров  $L_{\mu\nu}$  и  $W_{\mu\nu}$ . Будем называть в дальнейшем  $L_{ij} = \rho_{ij}$  матрицей плотности фотона. Приведем выражения для нее в некоторых частных случаях. Если  $\gamma$ -кванты линейно поляризованы вдоль оси  $x$  (ось  $z$  направлена вдоль импульса  $\gamma$ -кванта), то матрица плотности имеет вид:

$$\rho = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

Для неполяризованных поперечных  $\gamma$ -квантов матрица плотности будет следующей:

$$\rho = \begin{pmatrix} 1/2 & 0 & 0 \\ 0 & 1/2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

В случае частично поляризованных  $\gamma$ -квантов

$$\rho = \begin{pmatrix} (1 + \varepsilon)/2 & 0 & 0 \\ 0 & (1 - \varepsilon)/2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

где  $\varepsilon$  — степень поляризации. Наконец, для циркулярно поляризованных  $\gamma$ -квантов матрица плотности имеет вид:

$$\rho = \begin{pmatrix} 1/2 & -i/2 & 0 \\ i/2 & 1/2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

Определим теперь характер поляризации виртуального  $\gamma$ -кванта в процессе  $e^- + A \rightarrow e^- + B$ . Запишем квадрат модуля матричного элемента этого процесса в виде:

$$|\mathfrak{M}|^2 = \frac{2e^4}{(-q^2)} L_{\mu\nu} W_{\mu\nu},$$

где

$$(-2q^2) L_{\mu\nu} = \bar{u}(k_2) \gamma_\mu u(k_1) [\bar{u}(k_2) \gamma_\nu u(k_1)]^*.$$



Если лептоны неполяризованы, то получим (плоскость  $xz$  совпадает с плоскостью рассеяния электронов):

$$\left. \begin{aligned} 2L_{xx} &= 1 - \frac{q^2}{q_0^2} \operatorname{ctg}^2 \frac{\theta}{2} = \frac{1+\varepsilon}{1-\varepsilon}; \\ 2L_{yy} &= 1; \\ 2L_{zz} &= \frac{q_0^2}{-q^2} \cdot \frac{\varepsilon}{1-\varepsilon}; \\ 2L_{xz} &= 2L_{zx} = \sqrt{q_0^2/q^2 - 1} \cdot \sqrt{2\varepsilon(1+\varepsilon)/(1-\varepsilon)}; \\ L_{xy} &= L_{yx} = L_{yz} = L_{zy} = 0; \\ \varepsilon &= \left(1 - 2 \frac{q^2}{q_0^2} \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2}\right)^{-1}. \end{aligned} \right\} \quad (2.11)$$

Остальные компоненты  $L_{\mu\nu}$  можно найти, используя сохранение лептонного тока,  $L_{\mu\nu}q_\nu = L_{\mu\nu}q_\mu = 0$ .

Из (2.11) следует, что  $(1-\varepsilon)L_{ij}$  можно рассматривать как матрицу плотности виртуального  $\gamma$ -кванта. Отметим, однако, что при  $q^2 \rightarrow 0$  продольные компоненты матрицы плотности сингулярны. Это фиктивная сингулярность, сокращающаяся после перемножения лептонного и адронного сохраняющихся токов:

$$J_\mu l_\mu = J_0 l_0 - \mathbf{Jl} = -J_x l_x - J_y l_y - \frac{q^2}{q_0^2} J_z l_z.$$

Характерный множитель  $q^2/q_0^2$  удобно поэтому включить в  $L_{\mu\nu}$  и не учитывать его в дальнейшем в адронном тензоре. В результате получим:

$$\rho = \begin{bmatrix} \frac{1+\varepsilon}{2} & 0 & -\sqrt{\frac{\varepsilon_L}{2}(1+\varepsilon)} \\ 0 & \frac{1-\varepsilon}{2} & 0 \\ -\sqrt{\frac{\varepsilon_L}{2}(1+\varepsilon)} & 0 & \varepsilon_L \end{bmatrix}, \quad (2.12)$$

где  $\varepsilon_L = \varepsilon(-q^2)/q_0^2$  можно рассматривать как степень продольной поляризации виртуального  $\gamma$ -кванта. В (2.12) величина  $\varepsilon$  определяет степень линейной поляризации виртуальных  $\gamma$ -квантов при рассеянии неполяризованных лептонов. Из (2.12) следует, что эта матрица плотности отвечает двум некогерентным состояниям с векторами поляризации  $\mathbf{e}_a$  и  $\mathbf{e}_b$ :

$$\mathbf{e}_a = \left( \sqrt{\frac{1+\varepsilon}{2}}, 0, -\sqrt{\varepsilon_L} \right);$$

$$\mathbf{e}_b = \left( 0, \sqrt{\frac{1-\varepsilon}{2}}, 0 \right).$$

Таким образом, в пределе  $q^2 \rightarrow 0$  опыты с неполяризованными электронами эквивалентны экспериментам с линейнополяризован-

ными  $\gamma$ -квантами. Линейная поляризация, однако, не проявляется в тех опытах, где регистрируется только рассеянный лептон. Это вытекает из явной структуры  $W_{\mu\nu}$ :  $W_{xx} = W_{yy}$ , а поэтому сумма  $\rho_{xx}W_{xx} + \rho_{yy}W_{yy} = \frac{1}{2}(W_{xx} + W_{yy})$  не зависит от  $\varepsilon$ . И только в опытах, где наряду с электроном регистрируется один из адронов в конечном состоянии, проявляется линейная поляризация виртуальных  $\gamma$ -квантов, возникающих при рассеянии неполяризованных лептонов.

Для рассеяния, например, левополяризованных электронов имеем (после суммирования по конечным лептонным поляризациям):

$$\begin{aligned} 2(-q^2)L_{\mu\nu}(s) &= \frac{1}{2} \text{Sp } \gamma_\mu \hat{k}_1 (1 + \gamma_5) \gamma_\nu \hat{k}_2 = \\ &= 2k_{1\mu}k_{2\nu} + 2k_{1\nu}k_{2\mu} + g_{\mu\nu}q^2 - 2i\varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma}k_{1\rho}k_{2\sigma} \equiv \\ &\equiv 2(-q^2)L_{\mu\nu}^{(s)} + 2(-q^2)L_{\mu\nu}^{(a)}. \end{aligned}$$

Компоненты антисимметричной части  $L_{\mu\nu}^{(a)}$  имеют следующий явный вид:

$$\begin{aligned} L_{xy}^{(a)} &= -L_{yx}^{(a)} = \frac{i}{2} \sqrt{\frac{1+\varepsilon}{1-\varepsilon}}; \\ L_{yz}^{(a)} &= -L_{zy}^{(a)} = -i \frac{q_0}{\sqrt{-2q^2}} \sqrt{\frac{\varepsilon}{1-\varepsilon}}; \\ L_{xz}^{(a)} &= L_{zx}^{(a)} = 0. \end{aligned}$$

Таким образом, матрица плотности виртуальных  $\gamma$ -квантов при рассеянии продольно поляризованных электронов имеет следующий вид:

$$\rho = \begin{bmatrix} \frac{1}{2}(1+\varepsilon) & \frac{i}{2}\sqrt{1-\varepsilon^2} & -\sqrt{\frac{\varepsilon_L}{2}(1+\varepsilon)} \\ -\frac{i}{2}\sqrt{1-\varepsilon^2} & \frac{1}{2}(1-\varepsilon) & i\sqrt{\frac{\varepsilon_L}{2}(1-\varepsilon)} \\ -\sqrt{\frac{\varepsilon_L}{2}(1+\varepsilon)} & -i\sqrt{\frac{\varepsilon_L}{2}(1-\varepsilon)} & \varepsilon_L \end{bmatrix}. \quad (2.13)$$

Эта матрица плотности описывает чистое состояние виртуального  $\gamma$ -кванта с вектором поляризации

$$e_c = \left( \sqrt{\frac{1+\varepsilon}{2}}, -i\sqrt{\frac{1-\varepsilon}{2}}, -\sqrt{\varepsilon_L} \right). \quad (2.14)$$

Из (2.14) следует, что в борновском приближении рассеяние поляризованных лептонов эквивалентно взаимодействию  $\gamma$ -квантов с  $q^2 \neq 0$ , поляризационное состояние которых характеризуется эллиптической и продольной компонентами. Поскольку эллипти-

ческая поляризация представляет собой определенную суперпозицию циркулярных поляризаций, то при рассеянии поляризованных лептонов можно изучать процессы образования адронов циркулярно поляризованными  $\gamma$ -квантами.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Crisciokaites R. J., Tsai Wu-Yang. Preprint CEAL—1050, 1969.
2. Биленький С. М., Ланидус Л. И., Рындин Р. М. УФН, 1964, 84, 243.
3. Dombey N. Rev. Mod. Phys., 1969, 41, 236.
4. Bjorken J. D., Walecka J. D. Ann. Phys., N.Y., 1966, 38, 35.
5. Ли Ц., Ву Ц. Слабые взаимодействия. Пер. с англ. М., «Мир», 1968.
6. Ахиезер А. И., Берестецкий В. Б. Квантовая электродинамика. М., «Наука», 1969.
7. Von Gehlen R. Phys. Rev., 1960, 118, 1455; Gourdin M. Nuovo cimento, 1961, 21, 1094.
8. Ахиезер А. И., Розенцвейг Л. Н., Шмушкевич И. М. ЖЭТФ, 1957, 33, 765.
9. Rosenbluth M. N. Phys. Rev., 1950, 79, 615.
10. Электромагнитные взаимодействия и структура элементарных частиц. Пер. с англ. М., «Мир», 1969; Исаев П. С. В сб.: Проблемы физики элементарных частиц и атомного ядра. Том 2, вып. 1. М., Атомиздат, 1971, с. 67.
11. Биленькая С. И., Казаринов Ю. М., Ланидус Л. И. ЖЭТФ, 1971, 60, 460; 1971, 61, 2225.
12. Ахиезер А. И., Рекало М. П. «Докл. АН СССР», 1968, 180, 1081.
13. Powell T. e.a. Preprint SLAC—PUB—721, 1970.
14. Albrow M. G. e.a. Phys. Lett., 1971, 35B, 247.
15. Cabibbo N., Gatto R. Phys. Rev., 1961, 124, 1577.
16. Prepost R., Simonds R. M., Wilk V. H. Phys. Rev. Lett., 1968, 21, 1971.
17. Белавин А. А. «Ядерная физика», 1968, 7, 1267.
18. Рекало А. П. «Ядерная физика», 1972, 15, 541.
19. Доан Нгьонг. «Ядерная физика», 1967, 6, 1259.
20. Кобзарев И. Ю., Окунь Л. Б., Терентьев М. В. «Письма ЖЭТФ», 1965, 2, 466; Дубовик В. М., Чешков А. А. ЖЭТФ, 1966, 51, 165; Дубовик В. М., Лихтман Е. П., Чешков А. А. ЖЭТФ, 1967, 52, 706.
21. Doncel M. G., De Rafael E. Nuovo cimento, 1971, 4A, 363.
22. Christ N., Lee T. D. Phys. Rev., 1966, 143, 1310.
23. Rock S. e. a. Phys. Rev. Lett., 1970, 24, 748.
24. Герасимов С. Б. «Ядерная физика», 1965, 2, 598; Drell S. D., Hearn A. C. Phys. Rev. Lett., 1966, 16, 908.
25. Bjorken J. D. Phys. Rev., 1969, 179, 1547.
26. Bjorken J. D. Phys. Rev., 1970, D1, 1376.