Письма в ЖЭТФ, том 113, вып. 9, с. 579 – 586

О передаче поляризации от начального к конечному протону в упругом процессе $e\vec{p} \to e\vec{p}$

М. В. Галынский[1)]

Объединенный институт энергетических и ядерных исследований – Сосны НАНБ, 220109 Минск, Беларусь

Поступила в редакцию 25 декабря 2020 г.
После переработки 19 марта 2021 г.
Принята к публикации 26 марта 2021 г.

Исходя из результатов JLab-поляризационных экспериментов по измерению отношения формфакторов Сакса в процессе $\vec{e}p \to e\vec{p}$, проведен численный анализ зависимости от Q^2 отношения сечений без переворота и с переворотом спина протона, а также поляризационной асимметрии в процессе $e\vec{p} \to e\vec{p}$, в случае, когда начальный (покоящийся) и конечный протоны полностью поляризованы и имеют общую ось квантования спинов, совпадающую с направлением движения конечного протона. В случае, когда начальный протон частично поляризован, проведен расчет переданной протону продольной поляризации в кинематике, использованной коллаборацией SANE в эксперименте [Phys. Rev. C **101**, 035206 (2020)] по измерению двойной спиновой асимметрии в процессе $\vec{e}\vec{p} \to ep$. Установлена заметная чувствительность переданной протону поляризации к виду зависимости отношения $\mu_p G_E/G_M$ от Q^2, что может быть использовано для проведения нового независимого эксперимента по его измерению в процессе $e\vec{p} \to e\vec{p}$. Предложен критерий оценки достоверности измерений отношения формфакторов Сакса с использованием техники Розенблюта, с помощью которого выполнен анализ двух известных экспериментов.

DOI: 10.31857/S1234567821090019

Введение. Эксперименты по изучению электрического G_E и магнитного G_M формфакторов протона, так называемых формфакторов Сакса (ФФС), ведутся с середины 1950-х гг. прошлого столетия в реакции упругого рассеяния неполяризованных электронов на протоне. При этом все экспериментальные данные о поведении ФФС были получены с применением техники Розенблюта (ТР), основанной на использовании сечения Розенблюта (в приближении однофотонного обмена) для процесса $ep \to ep$ в системе покоя начального протона [1]:

$$\sigma = \frac{d\sigma}{d\Omega_e} = \frac{\alpha^2 E_2 \cos^2(\theta_e/2)}{4E_1^3 \sin^4(\theta_e/2)} \frac{1}{1+\tau_p} \left(G_E^2 + \frac{\tau_p}{\varepsilon} G_M^2 \right). \quad (1)$$

Здесь $\tau_p = Q^2/4M^2, Q^2 = -q^2 = 4E_1 E_2 \sin^2(\theta_e/2)$ – квадрат переданного протону импульса; M – масса протона; E_1, E_2, θ_e – соответственно энергии начального и конечного электронов и угол рассеяния электрона; ε – степень линейной поляризации виртуального фотона [2–5] с областью изменений $0 \leqslant \varepsilon \leqslant 1$, $\varepsilon = [1+2(1+\tau_p)\tan^2(\theta_e/2)]^{-1}$; $\alpha = 1/137$ – постоянная тонкой структуры.

При больших значениях Q^2, как это следует из формулы (1), основной вклад в сечение процесса $ep \to ep$ дает член, пропорциональный G_M^2, что уже при $Q^2 \geqslant 1$ ГэВ^2 приводит к значительным трудностям при извлечении вклада G_E^2 [6, 7]. С помощью ТР была установлена экспериментальная зависимость ФФС от Q^2, которая вплоть до $Q^2 \approx 6$ ГэВ^2 описывается дипольным приближением, при этом для их отношения

$$R \equiv \mu_p G_E/G_M \quad (2)$$

справедливо приближенное равенство $R \approx 1$, где μ_p – магнитный момент протона, $\mu_p = 2.79$.

В работе Ахиезера и Рекало [3] предложен метод измерения отношения R, основанный на явлении передачи поляризации от начального электрона к конечному протону в процессе $\vec{e}p \to e\vec{p}$. Прецизионные эксперименты с использованием этого метода, проведенные в Лаборатории им. Т. Джефферсона (JLab, США) [8–10] обнаружили довольно быстрое убывание отношения R с ростом Q^2, что свидетельствует о нарушении дипольной зависимости (скейлинга) ФФС. В интервале 0.4 ГэВ$^2 \leqslant Q^2 \leqslant 5.6$ ГэВ^2, как оказалось, это убывание является линейным.

Повторные, более точные измерения отношения R, проведенные в [11–15] в широкой по Q^2 области вплоть до 8.5 ГэВ^2 с использованием как метода Ахиезера–Рекало [3], так и ТР, лишь подтвердили расхождение результатов.

В [16] экспериментальные значения R получены коллаборацией SANE третьим способом путем их из-

[1)] e-mail: galynski@sosny.bas-net.by

влечений из результатов измерений двойной спиновой асимметрии в процессе $\vec{e}\vec{p} \to ep$ в случае, когда электронный пучок и протонная мишень частично поляризованы. При этом степень поляризации протонной мишени P_t была равна $P_t = (70 \pm 5)\,\%$. Эксперимент проводился при двух энергиях электронного пучка E_1, 5.895 и 4.725 ГэВ и двух значениях Q^2, 2.06 и 5.66 ГэВ^2. Извлеченные значения R в [16] находятся в согласии с результатами предыдущих JLab-поляризационных экспериментов [8–14].

В [17] предложен 4-й метод, основанный на передаче поляризации от начального к конечному протону, в котором G_E^2 и G_M^2 могут быть извлечены из результатов прямых измерений сечений без переворота и с переворотом спина протона в упругом процессе

$$e(p_1) + \vec{p}\,(q_1, s_1) \to e(p_2) + \vec{p}\,(q_2, s_2) \tag{3}$$

в случае, когда начальный (покоящийся) протон полностью поляризован вдоль направления движения конечного протона (детектируемого протона отдачи). Этот метод работает и в приближении двухфотонного обмена (ДФО) и позволяет измерить аналогичным образом квадраты модулей обобщенных ФФС [18].

В настоящей работе, исходя из результатов JLab-поляризационных экспериментов по измерению отношения R в процессе $\vec{e}p \to e\vec{p}$, проведен численный анализ зависимости от Q^2 отношения сечений без переворота и с переворотом спина протона, а также поляризационной асимметрии в процессе $e\vec{p} \to e\vec{p}$, в случае, когда начальный (покоящийся) и конечный протоны полностью поляризованы и имеют общую ось квантования спинов, совпадающую с направлением движения конечного протона (детектируемого протона отдачи). В случае частично поляризованного начального протона проведен расчет переданной протону продольной поляризации в кинематике эксперимента [16]. Предложен критерий оценки достоверности измерений отношения R с использованием ТР, с помощью которого проведен анализ измерений двух известных экспериментов [15, 19].

Сечение процесса $e\vec{p} \to e\vec{p}$ в системе покоя начального протона. Рассмотрим спиновые 4-векторы s_1 и s_2 начального и конечного протонов с 4-импульсами q_1 и q_2 в процессе (3) в произвольной системе отсчета. Условия ортогональности ($s_i q_i = 0$) и нормировки ($s_i^2 = -1$) позволяют однозначно определить выражения для их временных и пространственных компонент $s_i = (s_{i0}, \mathbf{s}_i)$ через их 4-скорости $v_i = q_i/M$ $(i = 1, 2)$:

$$s_i = (s_{i0}, \mathbf{s}_i),\ s_{i0} = \mathbf{v}_i\,\mathbf{c}_i,\ \mathbf{s}_i = \mathbf{c}_i + \frac{(\mathbf{c}_i\mathbf{v}_i)\,\mathbf{v}_i}{1 + v_{i0}}, \tag{4}$$

где единичные 3-векторы $\mathbf{c}_i$ ($\mathbf{c}_i^2 = 1$) – оси спиновых проекций (оси квантования спинов).

В лабораторной системе отсчета (ЛСО), где $q_1 = (M, \mathbf{0})$, $q_2 = (q_{20}, \mathbf{q}_2)$, выберем оси спиновых проекций $\mathbf{c}_1$ и $\mathbf{c}_2$ так, чтобы они совпадали с направлением движения конечного протона:

$$\mathbf{c} = \mathbf{c}_1 = \mathbf{c}_2 = \mathbf{n}_2 = \mathbf{q}_2/|\mathbf{q}_2|. \tag{5}$$

Тогда спиновые 4-векторы начального (s_1) и конечного протонов (s_2) в ЛСО принимают вид

$$s_1 = (0, \mathbf{n}_2),\ s_2 = (|\mathbf{v}_2|, v_{20}\,\mathbf{n}_2),\ \mathbf{n}_2 = \mathbf{q}_2/|\mathbf{q}_2|. \tag{6}$$

Метод [17] основан на выражении для дифференциального сечения процесса (3) в ЛСО в случае, когда начальный и конечный протоны поляризованы и имеют общую ось спиновых проекций $\mathbf{c}$ (5):

$$\frac{d\sigma_{\delta_1,\delta_2}}{d\Omega_e} = \omega_+ \sigma^{\uparrow\uparrow} + \omega_- \sigma^{\downarrow\uparrow}, \tag{7}$$

$$\sigma^{\uparrow\uparrow} = \sigma_M\, G_E^2,\ \ \sigma^{\downarrow\uparrow} = \sigma_M \frac{\tau_p}{\varepsilon}\, G_M^2, \tag{8}$$

$$\sigma_M = \frac{\alpha^2 E_2 \cos^2(\theta_e/2)}{4E_1^3 \sin^4(\theta_e/2)} \frac{1}{1 + \tau_p}. \tag{9}$$

Здесь $\omega_\pm$ – поляризационные множители

$$\omega_+ = (1 + \delta_1\delta_2)/2,\ \omega_- = (1 - \delta_1\delta_2)/2, \tag{10}$$

где $\delta_{1,2}$ – удвоенные значения проекций спина начального и конечного протонов на общую ось спиновых проекций $\mathbf{c}$ (5). Отметим, что формула (7) справедлива при $-1 \leqslant \delta_{1,2} \leqslant 1$.

Соответствующий эксперимент по измерению квадратов ФФС в процессах без переворота и с переворотом спина протона может быть реализован следующим образом. Покоящийся начальный протон должен быть полностью поляризован вдоль направления движения конечного протона (детектируемого протона отдачи). Измеряя зависимость дифференциальных сечений $\sigma^{\uparrow\uparrow}$, $\sigma^{\downarrow\uparrow}$ (8) от Q^2, можно извлечь информацию и о зависимости G_E^2 и G_M^2 от Q^2 и тем самым измерить их.

Отметим, что формула (7), так же, как и (1), разбивается на сумму двух слагаемых, содержащих только G_E^2 и G_M^2. Усредняя и суммируя выражение (7) по поляризациям начального и конечного протонов, для сечения Розенблюта (1), обозначаемого $\sigma_R = d\sigma/d\Omega_e$, получаем другое представление [17]:

$$\sigma_R = \sigma^{\uparrow\uparrow} + \sigma^{\downarrow\uparrow}. \tag{11}$$

Следовательно, физический смысл разбиения формулы Розенблюта (1) на сумму двух слагаемых, содержащих только G_E^2 и G_M^2, заключается в том, что она является суммой сечений без переворота и с переворотом спина протона в случае, когда начальный покоящийся протон полностью поляризован вдоль направления движения конечного протона.

Отметим, что в литературе, в том числе и в пособиях по физике элементарных частиц, часто утверждается, что использование ФФС является просто удобным, так как они придают формуле Розенблюта простой и компактный вид. Поскольку такие формальные соображения об их преимуществах содержатся в том числе и в написанных много лет назад известных монографиях [20, 21], то они не подвергаются сомнениям и воспроизводятся в литературе, например, в [22], вплоть до настоящего времени.

Сечение (7) можно представить в виде

$$d\sigma_{\delta_1,\delta_2}/d\Omega_e = (1+\delta_2\delta_f)(\sigma^{\uparrow\uparrow}+\sigma^{\downarrow\uparrow}), \tag{12}$$

$$\delta_f = \delta_1(R_\sigma - 1)/(R_\sigma + 1), \tag{13}$$

$$R_\sigma = \sigma^{\uparrow\uparrow}/\sigma^{\downarrow\uparrow}, \tag{14}$$

где δ_f – степень продольной поляризации конечного протона. В случае полностью поляризованного начального протона ($\delta_1 = 1$) δ_f совпадает с обычным определением поляризационной асимметрии

$$A = (R_\sigma - 1)/(R_\sigma + 1). \tag{15}$$

Отношение сечений без переворота и с переворотом спина протона R_σ (14), как это следует из (8), можно выразить через экспериментально измеряемую величину $R \equiv \mu_p G_E/G_M$:

$$R_\sigma = \frac{\sigma^{\uparrow\uparrow}}{\sigma^{\downarrow\uparrow}} = \frac{\varepsilon}{\tau_p}\frac{G_E^2}{G_M^2} = \frac{\varepsilon}{\tau_p}\frac{R^2}{\mu_p^2}. \tag{16}$$

Выражение в правой части (16) для R_σ довольно часто встречается в литературе. Например, в [23] имеются две формулы для редуцированных сечений процесса $ep \to ep$, в которые входит R_σ, однако ее физический смысл авторам, похоже, не известен.

С целью использования стандартных обозначений формулу (13) для степени продольной поляризации конечного протона перепишем в другом виде

$$P_r = P_t(R_\sigma - 1)/(R_\sigma + 1), \tag{17}$$

заменив δ_f на P_r и δ_1 на P_t.

В настоящей работе проведены численные расчеты зависимости от Q^2 поляризационной асимметрии A (15), отношения сечений R_σ (16) и переданной протону поляризации P_r (17) как для дипольной зависимости ($R = R_d$), так и при ее нарушении ($R = R_j$):

$$R_d = 1, \tag{18}$$

$$R_j = \frac{1}{1 + 0.1430Q^2 - 0.0086Q^4 + 0.0072Q^6}. \tag{19}$$

Выражение для R_j заимствовано из [23], вместо него можно воспользоваться параметризацией Kelly [24].

Результаты численных расчетов и их обсуждение. С целью выяснения общих закономерностей численные расчеты зависимости от Q^2 отношения сечений R_σ (16) и поляризационной асимметрии A (15) проведены для энергий электронного пучка $E_1 = 1, 2, ..., 6$ ГэВ. Их результаты представлены графиками на рис. 1 и 2 соответственно.

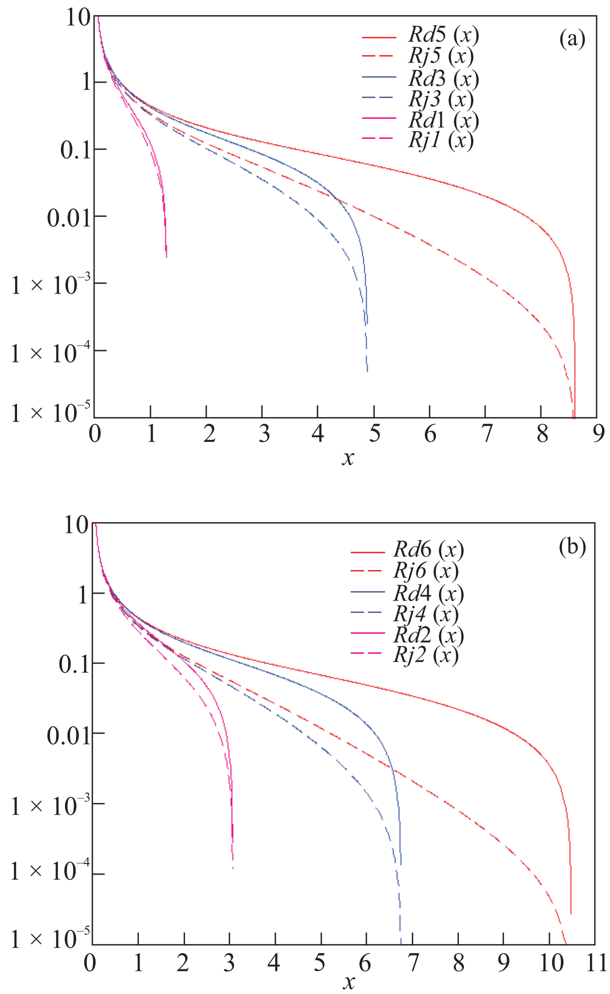

Рис. 1. (Цветной онлайн) Зависимость отношения сечений R_σ (16) от $x = Q^2$ (ГэВ^2) для энергий $E_1 = 1, 2, ...6$ ГэВ. Линии $Rd1(x)$, $Rd2(x)$,... $Rd6(x)$ и $Rj1(x)$, $Rj2(x)$, ...$Rj6(x)$ соответствуют отношениям $R = R_d$ (18) и $R = R_j$ (19)

При этом линии $Rdi(x)$ и $Rji(x)$ $(i = 1, 2, ..., 6)$ на рис. 1 соответствуют отношению R_σ (16) при $R = R_d$ и $R = R_j$. Для линий на рис. 2 использованы аналогичные обозначения $Adi(x)$ и $Aji(x)$ $(i = 1, 2, ..., 6)$, где $x = Q^2$.

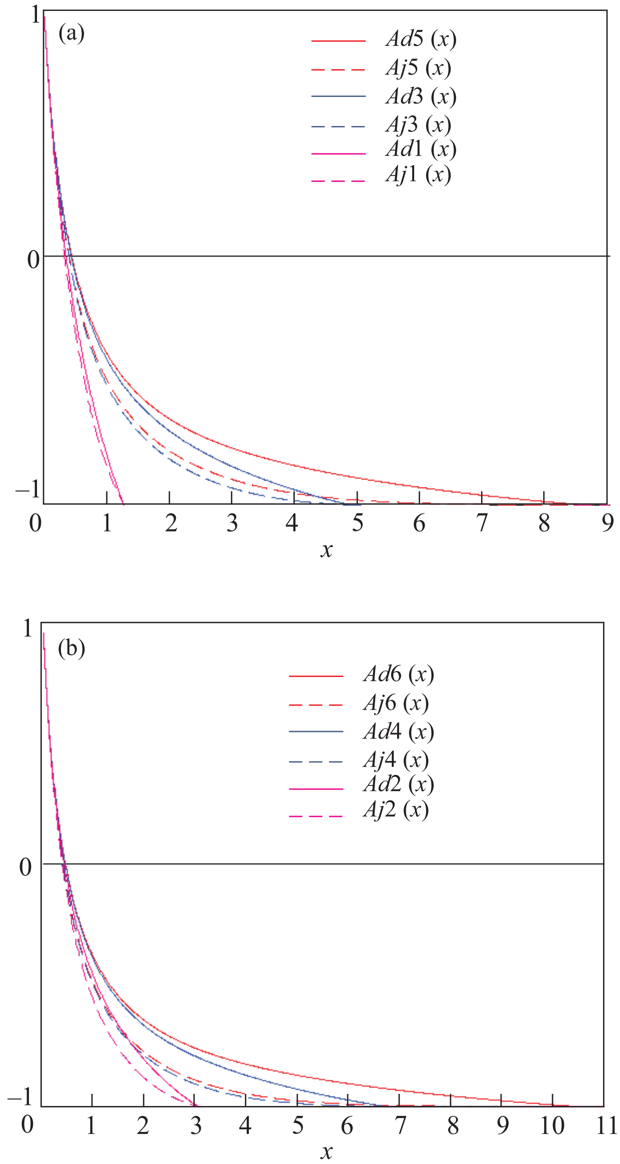

Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимость поляризационной асимметрии A (15) от $x = Q^2$ (ГэВ^2) для энергий электронного пучка $E_1 = 1, 2, ...6$ ГэВ. Линии $Ad1(x)$, $Ad2(x)$,... $Ad6(x)$ и $Aj1(x)$, $Aj2(x)$, ...$Aj6(x)$ отвечают отношениям $R = R_d$ (18) и $R = R_j$ (19)

Из графиков на рис. 1 следует, что для всех энергий электронного пучка отношения сечений без переворота и с переворотом спина протона R_σ (16) убывают с ростом Q^2. Однако это убывание зависимости при $R = R_j$ является более быстрым по сравнению со случаем дипольной зависимости ($R = R_d$), благодаря наличию знаменателя в выражении для R_J (19). Отметим также, что при малых энергиях электронного пучка разница в поведении отношения R_σ (16) для $R = R_d$ и $R = R_j$ является незначительной.

Из графиков на рис. 1 так же видно, что зависимость R_σ от Q^2 для каждой энергии электронного пучка имеет резкую границу при $Q^2_{\max}$, являющимся максимально возможным значением Q^2, отвечающим рассеянию электрона назад, т.е. на 180°. Значения $Q^2_{\max}$ для каждой энергии электронного пучка $E_1 = 1, 2, ...6$ ГэВ представлены в табл. 1, из которой следует, что для всех рассмотренных энергий $Q^2_{\max}$ не превышает 10.45 ГэВ^2.

Таблица 1. Значения $Q^2_{\max}$, определяющие границы спектров зависимости R_σ от Q^2 и значения $(Q_0)^2_{\{d,j\}}$, при которых $\sigma^{\uparrow\uparrow} = \sigma^{\downarrow\uparrow}$, при этом поляризационная асимметрия A (15) равна нулю

E_1 (ГэВ)	1.0	2.0	3.0	4.0	5.0	6.0
$Q^2_{\max}$ (ГэВ^2)	1.277	3.040	4.868	6.718	8.578	10.443
$(Q_0^2)_d$ (ГэВ^2)	0.358	0.424	0.435	0.446	0.446	0.446
$(Q_0^2)_j$ (ГэВ^2)	0.336	0.380	0.391	0.402	0.402	0.402

В таблице 1 представлены также значения для $(Q_0^2)_{\{d,j\}}$, соответствующих равенству сечений без переворота и с переворотом спина протона. В этом случае их отношение $R_\sigma = 1$, а поляризационная асимметрия равна нулю. В случае дипольной зависимости $(Q_0^2)_d \approx M^2/2$, где M – масса протона. При нарушении дипольной зависимости $(Q_0^2)_j \approx 0.40$ ГэВ^2, т.е. равенство сечений $\sigma^{\uparrow\uparrow}$ и $\sigma^{\downarrow\uparrow}$ начинается примерно в той же точке, где для отношения R начинается линейное убывание. Таким образом, точки, где $Q^2 = Q_0^2$, являются в некотором смысле особенными.

При $Q^2 > Q_0^2$ сечение с переворотом спина $\sigma^{\downarrow\uparrow}$ превышает сечение без переворота спина $\sigma^{\uparrow\uparrow}$, при этом их отношение $R_\sigma < 1$. Вследствие этого спиральность, уносимая протоном отдачи, становится отрицательной. По абсолютному значению она достигает максимальной величины, равной единице, при рассеянии электрона назад, т.е. на 180°.

Расчеты, представленные на рис. 1, позволяют понять, почему возникают трудности при проведении экспериментов по измерению отношения R с использованием ТР при больших Q^2. Их необходимо проводить в кинематике, в которой относительный вклад слагаемого $\sigma^{\uparrow\uparrow}$ в сечение σ_R (11) превышает точность измерений сечения Розенблюта в данном эксперименте Δ_0

$$\frac{\sigma^{\uparrow\uparrow}}{\sigma^{\uparrow\uparrow} + \sigma^{\downarrow\uparrow}} = \frac{R_\sigma}{(1 + R_\sigma)} > \Delta_0. \tag{20}$$

Отметим, что затрагиваемый вопрос ограничений на кинематику проведения экспериментов при использовании ТР в литературе, в том числе в [25–27], не рассматривался. Тем не менее он представляется важным и заслуживает внимания.

Из неравенства (20) следует, что в кинематике проводимого эксперимента должно выполняться соотношение

$$R_\sigma > \Delta_0, \tag{21}$$

которое можно рассматривать как необходимое условие для проведения достоверных измерений. При анализе результатов проведенных экспериментов его можно использовать в качестве критерия оценки на достоверность измерений.

Трассируя графики на рис. 1 при $R = R_d$, т.е. линии $Rd1(x)$, $Rd2(x)$,... $Rd6(x)$, составим табл. 2 значений R_σ (16) для $E_1 = 1, 2, ..., 6$ ГэВ и $Q^2 = 1, 2, ...9$ ГэВ^2. В ней строки (столбцы) отвечают одному и тому же значению энергии начального пучка электронов E_1 (квадрату переданного протону импульса Q^2). Для всех ячеек в табл. 2 при $Q^2 = 7.0$ и 8.0 ГэВ^2, кроме одной, со значением $R_\sigma = 0.006$, выполняется сотношение $R_\sigma \geqslant 0.020$. С помощью критерия (21) приходим к выводу, что при $Q^2 = 7.0$ ГэВ^2 измерения по ТР должны проводиться с точностью не хуже 1.9 %, а измерения при $Q^2 = 8.0$ ГэВ^2 требуют точности на уровне $0.3 \div 0.5$ %. Таким образом, трудности проведения экспериментов по измерению отношения R с использованием ТР при больших Q^2 заключаются в уменьшении относительного вклада слагаемого $\sigma^{\uparrow\uparrow}$ в сечение Розенблюта (11) и необходимостью увеличения точности его измерения. Отметим, что для старых экспериментов с использованием ТР измерение сечений Розенблюта с точностью, превышающей 2 %, по многим причинам было нереальной задачей [28].

Анализ на достоверность двух известных экспериментов. В предложенном выше критерии оценки на достоверность (21) не говорится, что понимается под точностью измерений сечения Розенблюта Δ_0, какие именно погрешности ее определяют: статистические, систематические или нормализационные. Ниже, при анализе на достоверность эксперимента [19], опираясь на результаты [27], будет установлено, что Δ_0 определяется нормализационной погрешностью. После такого выяснения аналогичный подход будет применен для анализа измерений в [15].

Для анализа на достоверность результатов измерений отношения R в эксперименте [19] проведен расчет отношения R_σ (16) для всех значений энергий электронного пучка E_1 и квадратов переданных протону импульсов Q^2, при которых были проведены измерения. Их результаты представлены в табл. 3. При этом значения E_1 приведены в первом столбце, Q^2 – в верхней строке табл. 3. Пустые, незаполненные ячейки в табл. 3 означают, что при соответствующих им значениях измерения не проводились.

Выделенные жирным шрифтом значения в ячейках на диагонали табл. 3 при $Q^2 \geqslant 5.0$ ГэВ^2 отнесены к разряду недостоверных измерений. Чтобы в этом убедиться, обратимся к работе [27], в которой с учетом вклада ДФО проведен реанализ экспериментов [15, 19]. Из рисунка 15b этой работы следует, что измерения при $Q^2 < 5.0$ ГэВ^2 в [19] с добавленным вкладом ДФО хорошо согласуются с результатами [14], однако при $Q^2 = 5.0$ ГэВ^2 даже учет ДФО не может устранить расхождений. По этой причине нижняя ячейка в столбце для $Q^2 = 5.0$ ГэВ^2 табл. 3 отнесена к разряду недостоверных, т.е. с недостаточной точностью. Из таблицы 3 и критерия (21) следует, что точность измерений в [19] была на уровне $1.7 \div 2.1$ %. Этому же интервалу принадлежит нормализационная погрешность измерений сечения Розенблюта, которая при всех Q^2 в [19] была равна 1.77 % (см. [19, 26, 28]). Таким образом, точность измерений Δ_0, которая фигурирует в (21), мы должны отождествить с нормализационной погрешностью. При такой точности (1.77 %) для всех ячеек на диагонали в табл. 3 при $Q^2 \geqslant 5.0$ ГэВ^2 не выполняется критерий оценки на достоверность (21).

Ячейке при $Q^2 = 8.83$ ГэВ^2 и $E_1 = 5.507$ ГэВ в табл. 3 отвечает значение $R_\sigma = 0.006$, что требует точности измерений $0.3 \div 0.5$ %. Но такого уровня точность была достигнута лишь в эксперименте [29] (2010 г.), причем в области, где $Q^2 < 1$ ГэВ^2. Отметим, что погрешности измерений при $Q^2 = 8.83$ ГэВ^2 в [19], статистические, систематические и нормализационные, соответственно равны 3.89, 1.12 и 1.77 % [26]. Они в разы превосходят требуемую точность измерений при $Q^2 = 8.83$ ГэВ^2. Отметим также, что для $Q^2 = 8.83$ ГэВ^2 нарушена процедура измерений по ТР, поскольку в таких экспериментах для каждого значения Q^2 должны быть проведены измерения, как минимум, при двух, а еще лучше при трех значениях энергии электронного пучка [30].

На рисунке 15b в [27] представлены также результаты реанализа эксперимента [15] с добавленным вкладом ДФО в виде черных закрашенных ромбиков. Они расположены систематически выше зеленой полоски, отвечающей результатам поляризационных измерений в [14], что, на первый взгляд, позволяет сделать вывод о недостоверности измерений в [15]. Однако это не так. Для анализа достоверности результатов измерений отношения R с использованием ТР в эксперименте [15] выполнен расчет отношений R_σ (16) для всех значений энергий электронного пучка E_1 и квадратов переданных протону импульсов

Таблица 2. Значения R_σ (16) при $R = R_d$ (18) для энергий электронного пучка $E_1 = 1, 2, ..., 6$ ГэВ и $Q^2 = 1, 2, ..., 9$ ГэВ^2

Q^2 (ГэВ^2)	1.0	2.0	3.0	4.0	5.0	6.0	7.0	8.0	9.0
$Rd6$, 6 ГэВ	0.444	0.215	0.136	0.095	0.068	0.049	0.034	0.022	0.012
$Rd5$, 5 ГэВ	0.440	0.209	0.129	0.086	0.057	0.036	0.020	0.006	
$Rd4$, 4 ГэВ	0.432	0.199	0.115	0.068	0.037	0.013			
$Rd3$, 3 ГэВ	0.415	0.175	0.084	0.031					
$Rd2$, 2 ГэВ	0.365	0.105							
$Rd1$, 1 ГэВ	0.114								

Таблица 3. Значения R_σ (16) при $R = R_d$ (18) для E_1 и Q^2, при которых проводились измерения в [19]

Q^2 (ГэВ^2)	1.75	2.50	3.25	4.00	5.00	6.00	7.00	8.83
$Rd9$, 9.800 ГэВ				0.107	0.083	0.067	0.055	
$Rd8$, 5.507 ГэВ	0.246	0.165	0.120	0.091	0.064			**0.006**
$Rd7$, 4.507 ГэВ				0.079	0.049		**0.009**	
$Rd6$, 3.956 ГэВ		0.157	0.100	0.067	0.035	**0.012**		
$Rd5$, 3.400 ГэВ		0.136	0.085	0.049	**0.016**			
$Rd4$, 2.837 ГэВ		0.114	0.059	0.022				
$Rd3$, 2.407 ГэВ	0.182	0.087	0.029					
$Rd2$, 1.968 ГэВ		0.041						
$Rd1$, 1.511 ГэВ	0.065							

Q^2, при которых эксперимент был проведен. Их результаты представлены в табл. 4. При этом значения E_1 приведены в первом столбце, Q^2 – в верхней строке табл. 4.

Таблица 4. Значения R_σ (16) при $R = R_d$ (18) для E_1 и Q^2, при которых проводились измерения в [15]

Q^2 (ГэВ^2)	2.64	3.20	4.10
$Rd5$, $E_1 = 4.702$ ГэВ	0.148	0.115	0.078
$Rd4$, $E_1 = 3.772$ ГэВ	0.134	0.098	0.058
$Rd3$, $E_1 = 2.842$ ГэВ	0.102	0.063	**0.018**
$Rd2$, $E_1 = 2.262$ ГэВ	0.061	**0.018**	
$Rd1$, $E_1 = 1.912$ ГэВ	**0.020**		

Для выделенных жирным шрифтом значений в ячейках на диагонали в табл. 4, требуемая точность измерений, как оказывается, соответствует нормализационной погрешности в [15], равной 1.7 % [28], что позволяет сделать вывод об их достоверности. Этот вывод обусловлен необходимостью применения одинакового подхода для анализа измерений в [15] и [19], при котором Δ_0 определяется нормализационной погрешностью. Поскольку измерения в [15] являются достоверными, то для устранения все еще остающихся расхождений между "[15]+ДФО" и [14], обнаруженных в [27], необходимо провести более точный реанализ в [27].

О возможности эксперимента по измерению отношения ФФС в процессе $e\vec{p} \to e\vec{p}$. Предложенный в [17] метод измерения квадратов ФФС в процессах без переворота и с переворотом спина протона требует наличия полностью поляризованной протонной мишени, что представляется делом весьма отдаленного будущего. Как уже говорилось выше, в более широком смысле его можно рассматривать как метод, основанный на передаче поляризации от начального к конечному протону.

В общем случае, когда начальный протон частично поляризован, степень продольной поляризации, переданная протону отдачи, определяется формулой (17). В настоящее время эксперимент по ее измерению представляется вполне реальным, поскольку частично поляризованная протонная мишень с высокой степенью поляризации $P_t = (70 \pm 5)$ % уже использовалась в [16]. Именно по этой причине наиболее целесообразно было бы провести предлагаемый эксперимент на установке, использованной коллаборацией SANE [16], при тех же $P_t = 0.70$, энергиях электронного пучка $E_1 = 4.725$ и 5.895 ГэВ, тех же значениях квадратов переданных протону импульсов $Q^2 = 2.06$ и 5.66 ГэВ^2. Разница между проведением предлагаемого эксперимента и [16] заключается в том, что электронный пучок должен быть неполяризованным, а детектируемый протон отдачи должен двигаться строго вдоль направления оси квантования спина протонной мишени. Измерения степени продольной и поперечной поляризации конечного протона проводились в работах [8–14]. В предлагаемом эксперименте необходимо измерять только степень продольной поляризации протона отдачи, что является преимуществом по сравнению с методом [3].

Результаты расчетов зависимости от Q^2 переданной конечному протону поляризации P_r (17) в кинематике эксперимента [16] представлены графиками на рис. 3, на котором линии $Pd5$, $Pd4$ (сплошные)

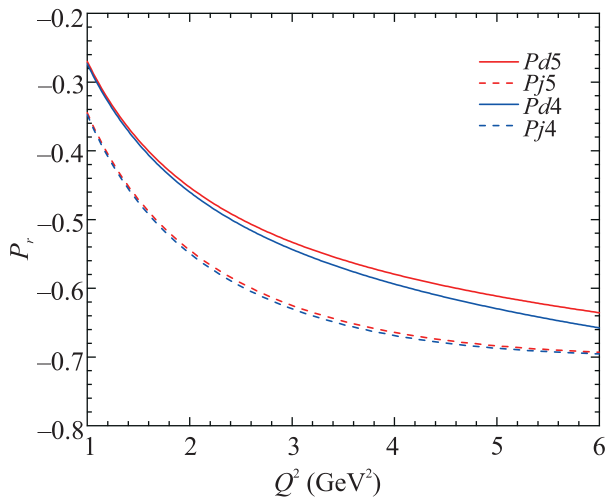

Рис. 3. (Цветной онлайн) Степень продольной поляризации протона отдачи P_r (17) как функция от квадрата переданного протону импульса Q^2 (ГэВ^2) для E_1 и P_t, использованных в [16]. Линии $Pd5$, $Pd4$ (сплошные) и $Pj5$, $Pj4$ (штриховые) соответствуют отношениям $R = R_d$ (18) и $R = R_j$ (19)

и $Pj5$, $Pj4$ (штриховые) соответствуют отношениям $R = R_d$ (18) и $R = R_j$ (19). При этом красные линии $Pd5$, $Pj5$ отвечают энергии электронного пучка $E_1 = 5.895$ ГэВ, синие линии $Pd4$, $Pj4$ соответствуют $E_1 = 4.725$ ГэВ. Для всех линий на рис. 3 степень поляризации протонной мишени $P_t = 0.70$.

Из графиков на рис. 3 следует, что переданная конечному протону поляризация весьма существенно зависит от вида зависимости отношения R от Q^2. В случае нарушения скейлинга ФФС, т.е. при $R = R_j$, она заметно увеличивается по абсолютному значению по сравнению со случаем, когда $R = R_d$. Количественная оценка этой разницы приведена в табл. 5, в которой представлены значения для степени продольной поляризации протона отдачи $Pj5$, $Pd5$, $Pj4$, $Pd4$ и их относительной разницы Δ_{dj5}, Δ_{dj4} (выраженной в процентах) при двух энергиях электронного пучка 5.895 и 4.725 ГэВ и двух значениях Q^2, равных 2.06 и 5.66 ГэВ^2, где $\Delta_{dj5} = (Pj5 - Pd5)/Pj5$, $\Delta_{dj4} = (Pj4 - Pd4)/Pj4$.

Таблица 5. Степень продольной поляризации протона отдачи P_r (17) при двух энергиях электронного пучка, 5.895 и 4.725 ГэВ и двух значениях Q^2, равных 2.06 и 5.66 ГэВ^2

Q^2 (ГэВ^2)	$Pd5$	$Pj5$	$Pd4$	$Pj4$	Δ_{dj5}, %	Δ_{dj4}, %
2.06	−0.46	−0.55	−0.47	−0.56	16.6	16.1
5.66	−0.63	−0.69	−0.65	−0.69	9.1	6.4

Из таблицы 5 следует, что при $Q^2 = 2.06$ ГэВ^2 относительная разница между $Pj5$ и $Pd5$ составляет 16.6 %, между $Pj4$ и $Pd4$ – 16.1 %. При $Q^2 = 5.66$ ГэВ^2 эта разница уменьшается и становится равной 9.1 и 6.4 % соответственно.

Заключение. В работе, исходя из результатов JLab-поляризационных экспериментов по измерению отношения R в процессе $\vec{e}p \to e\vec{p}$, проведен численный анализ зависимости отношения сечений без переворота и с переворотом спина протона от квадрата переданного протону импульса, а также поляризационной асимметрии в процессе $e\vec{p} \to e\vec{p}$, в случае, когда начальный (покоящийся) и конечный протоны полностью поляризованы и имеют общую ось квантования спинов, совпадающую с направлением движения детектируемого протона отдачи. В случае, когда начальный протон частично поляризован, проведен расчет переданной протону продольной поляризации в кинематике, использованной коллаборацией SANE [16] при проведении экспериментов по измерению двойной спиновой асимметрии в процессе $\vec{e}\vec{p} \to ep$. Установлена заметная чувствительность переданной протону поляризации к виду зависимости отношения R от Q^2, что может быть использовано для проведения нового независимого эксперимента по его измерению в процессе $e\vec{p} \to e\vec{p}$. Предложен критерий оценки достоверности измерений отношения R с использованием ТР. С его помощью проведен анализ экспериментов [15, 19], который может оказаться полезным для выяснения причин все еще остающихся расхождений, обнаруженных в [27] между результатами измерений [15] с добавленным вкладом ДФО и поляризационных экспериментов [14].

Автор выражает искреннюю благодарность Р. Ледницкому за внимание, интерес к работе и плодотворные обсуждения результатов.

1. M. N. Rosenbluth, Phys. Rev. **79**, 615 (1950).
2. N. Dombey, Rev. Mod. Phys. **41**, 236 (1969).
3. А. И. Ахиезер, М. П. Рекало, ЭЧАЯ **4**, 662 (1973).
4. А. И. Ахиезер, М. П. Рекало, *Электродинамика адронов*, Наукова думка, Киев (1977), 497 с.
5. М. В. Галынский, М. И. Левчук, ЯФ **60**(11), 2028 (1997).

6. S. Pacetti, R. Baldini Ferroli, and E. Tomasi-Gustafsson, Phys. Rep. **550–551**, 1 (2015).
7. V. Punjabi, C. F. Perdrisat, M. K. Jones, E. J. Brash, and C. E. Carlson, Eur. Phys. J. A **51**, 79 (2015).
8. M. K. Jones, K. A. Aniol, F. T. Baker et al. (The Jefferson Lab Hall A Collaboration), Phys. Rev. Lett. **84**, 1398 (2000).
9. O. Gayou, K. Wijesooriya, A. Afanasev et al. (The Jefferson Lab Hall A Collaboration), Phys. Rev. C **64**, 038202 (2001).
10. O. Gayou, E. J. Brash, M. K. Jones et al. (The Jefferson Lab Hall A Collaboration), Phys. Rev. Lett. **88**, 092301 (2002).
11. V. Punjabi, C. F. Perdrisat, K. A. Aniol et al. (The Jefferson Lab Hall A Collaboration), Phys. Rev. C **71**, 055202 (2005).
12. A. Puckett, J. Brash, O. Gayou et al. (The Jefferson Lab Hall A Collaboration), Phys. Rev. Lett. **104**, 242301 (2010).
13. A. J. R. Puckett, E. J. Brash, O. Gayou et al. (The Jefferson Lab Hall A Collaboration), Phys. Rev. C **85**, 045203 (2012).
14. A. J. R. Puckett, E. J. Brash et al. (Collaboration), Phys. Rev. C **96**, 055203 (2017).
15. I. A. Qattan, J. Arrington, R. E. Segel et al. (Collaboration), Phys. Rev. Lett. **94**, 142301 (2005).
16. A. Liyanage, W. Armstrong, H. Kang et al. (SANE Collaboration), Phys. Rev. C **101**, 035206 (2020).
17. М. В. Галынский, Письма в ЖЭТФ **109**(1), 3 (2019).
18. М. В. Галынский, Р. Е. Герасимов, Письма в ЖЭТФ **110** (10), 699 (2019).
19. L. Andivahis, P. E. Bosted, A. Lung et al. (Collaboration), Phys. Rev. D **50**, 5491 (1994).
20. А. И. Ахиезер, В. Б. Берестецкий, *Квантовая электродинамика*, Наука, М. (1969), 624 с.
21. В. Б. Берестецкий, Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, *Квантовая электродинамика*, Наука, М. (1989), 724 с.
22. A. J. R. Puckett, arXiv: 1508.01456 [nucl-ex].
23. I. A. Qattan, J. Arrington, and A. Alsaad, Phys. Rev. C **91**, 065203 (2015).
24. J. J. Kelly, Phys. Rev. C **70**, 068202 (2004).
25. E. Tomasi-Gustafsson and S. Pacetti, Few-Body Systems **59**, 91 (2018).
26. A. V. Gramolin and D. M. Nikolenko, Phys. Rev. C **93**, 055201 (2016).
27. J. Ahmed, P. G. Blunden, and W. Melnitchouk, Phys. Rev. C **102**, 045205 (2020); arXiv: 2006.12543 [nucl-th].
28. J. C. Bernauer, M. O. Distler, J. Friedrich et al. (A1 Collaboration), Phys. Rev. C **90**, 015206 (2014).
29. J. C. Bernauer, P. Achenbach, C. Ayerbe Gayoso et al. (A1 Collaboration), Phys. Rev. Lett. **105**, 242001 (2010).
30. J. C. Bernauer, http://inspirehep.net/record/1358265/files/bernauer.pdf.