

Что можно сказать о передаче поляризации от  
начального к конечному протону в процессе  
 $e\vec{p} \rightarrow e\vec{p}$ , исходя из данных JLab экспериментов  
по измерению отношения формфакторов Сакса  
в упругом процессе  $\vec{e}p \rightarrow e\vec{p}$

Михаил Галынский

Joint Institute for Power and Nuclear Research-Sosny BAS, Minsk, Belarus  
22 May 2020

XXVII Annual Seminar  
NONLINEAR PHENOMENA IN COMPLEX SYSTEMS  
MAY 19 - 22, 2020, Minsk, Belarus

# 1. Rosenbluth Method or Rosenbluth Technique (RT)

In elastic electron proton scattering  $ep \rightarrow ep$  there are primarily two methods used to extract the proton form factors. The first method is the Rosenbluth separation method, which uses measurements of the unpolarized cross section in the laboratory reference frame ( $q_1 = (M, \vec{0})$ ,  $m_e = 0$ ), and in one-photon exchange approximation has the form [1]:

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

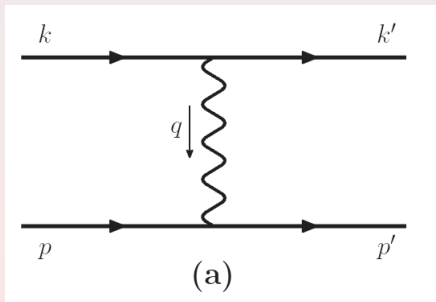
$$G_E = F_1 - \tau_p F_2, \quad G_M = F_1 + F_2, \quad (2)$$

$$\varepsilon = (1 + 2(1 + \tau_p) \tan^2(\theta_e/2))^{-1}. \quad (3)$$

Here  $\tau_p = Q^2/4M^2$ ,  $Q^2 = -q^2 = 4E_1 E_2 \sin^2(\theta_e/2)$ ,  $q = q_2 - q_1$ ,  $\alpha = 1/137$  - fine structure constant,  $\varepsilon$  is the degree of the linear polarization of the virtual photon,  $0 \leq \varepsilon \leq 1$

[1]. M. Rosenbluth, Phys. Rev. **79**, 615 (1950)

# Диаграммы Фейнмана в однофотонном приближении



(4)

## 2. Polarization transfer (PT) method of Akhiezer and Rekaló

A.I. Akhiezer and M.P. Rekaló proposed a method for measuring the ratio of the Sachs form factors in the reaction  $\vec{e}p \rightarrow e\vec{p}$  [2]:

$$\vec{e}(k, s) + p(p) \rightarrow e(k') + \vec{p}(p', s') \quad (5)$$

Their method relies on the phenomenon of polarization transfer from the longitudinally polarized initial electron to the final proton and requires measurement of the spin-dependent cross section. This method is called by the polarization transfer (PT) method. In paper [2] was shown that the ratio of the degrees of longitudinal ( $P_l$ ) and transverse ( $P_t$ ) polarizations of the scattered proton has the form

$$\frac{P_l}{P_t} = -\frac{G_M}{G_E} \frac{E_1 + E_2}{2M} \tan \frac{\theta_e}{2}. \quad (6)$$

[2] A. Akhiezer, M. Rekaló, *Fiz.Elem.Chast.Atom.Yadra* **4**, 662 (1973).

# The discrepancy between the RT and JLab experiments

With the aid of Rosenbluth's technique, it was found that the experimental dependences of  $G_E$  and  $G_M$  on  $Q^2$  are well described up to  $6 \text{ GeV}^2$  by the dipole-approximation expression

$$G_E = G_M/\mu_p = G_D(Q^2) \approx (1 + Q^2/0.71)^{-2}, \quad \mu_p \frac{G_E}{G_M} \approx 1, \quad (7)$$

where  $\mu_p$  is the proton magnetic moment ( $\mu_p = 2.79$ ).

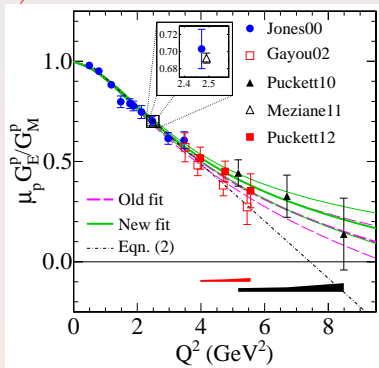
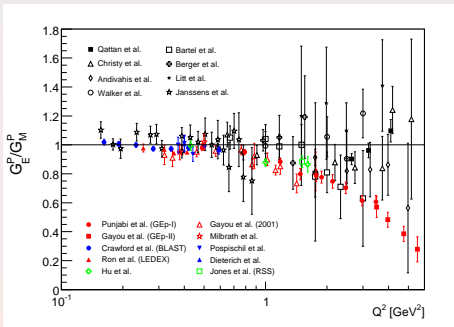
Precision experiments based on employing of the method of Akhiezer and Rekalov were performed at JLab. They showed that, in the range of  $0.5 < Q^2 < 5.5 \text{ GeV}^2$ , there was a linear decrease in the ratio  $R = \mu_p G_E/G_M$  with increasing  $Q^2$ :

$$R \equiv \mu_p G_E/G_M \approx 1 - 0.13(Q^2 - 0.04) \approx 1 - \frac{1}{8} Q^2, \quad (8)$$

which indicates that  $G_E$  falls faster than  $G_M$ . In the non-relativistic limit, this fact could be interpreted as indicating that the spatial distributions of charge and magnetization currents in the proton are definitely different.

# Polarization transfer experiments JLab data for $\mu_p G_E^p / G_M^p$

A. Puckett *et al.*, PRC, **85** (2012) 045203 →



World data (left figure) of the ratio  $\mu_p G_{E_p} / G_{M_p}$  using the Rosenbluth method (black symbols) and from polarization experiments by Akhiezer and Rekalov method (colored symbols).

$$R \equiv \mu_p G_E / G_M \approx 1 - 0.13(Q^2 - 0.04) \approx 1 - \frac{1}{8} Q^2 .$$

## Present experimental status of the question

At the present time, three experiments aimed at studying the contribution of TPE are known:

- 1) experiment at the VEPP-3 storage ring in Novosibirsk,
- 2) the EG5 CLAS experiment at JLab,
- 3) the OLYMPUS experiment at the DORIS accelerator at DESY.

[exp1] I. A. Rachek, *et al.*, Phys. Rev. Lett. 114 (2015) 062005.

[exp2] D. Adikaram *et al.*, Phys. Rev. Lett., 114 (2015) 062003.

[exp3] B.S. Henderson *et al.* Phys. Rev. Lett. 118 (2017) 092501.

Предварительные результаты работ [exp1] - [exp3] показали, что учет вклада двухфотонного обмена, как и следовало ожидать, может устранить противоречия до значений  $Q^2$  не более 2–3 ГэВ<sup>2</sup>.

Jan C. Bernauer: <https://arxiv.org/abs/1804.06665> (18 Apr 2018)

In the results, a small two-photon exchange effect is visible, significantly different from theoretical calculation. This paper discusses the possibilities for future measurements at larger momentum transfer.

## Сечение процесса $e\vec{p} \rightarrow e\vec{p}$ в произвольной системе отсчета (ПСО)

$$e(p_1) + p(q_1, s_1) \rightarrow e(p_2) + p(q_2, s_2) \quad (9)$$

Сечение процесса  $e\vec{p} \rightarrow e\vec{p}$  в ПСО имеет вид [1]:

$$\frac{d\sigma_{\delta_1, \delta_2}}{d|t|} = \frac{\pi\alpha^2}{4I^2(1 + \tau_p)} (\omega_+ G_E^2 Y_1 + \omega_- \tau_p G_M^2 Y_2) \frac{1}{q^4}. \quad (10)$$

$$\frac{d\sigma}{d|t|} = \frac{\pi\alpha^2}{4I^2(1 + \tau_p)} (G_E^2 Y_1 + \tau_p G_M^2 Y_2) \frac{1}{q^4}. \quad (11)$$

$$Y_1 = (p_+ q_+)^2 + q_+^2 q_-^2, \quad (12)$$

$$Y_2 = (p_+ q_+)^2 - q_+^2 (q_-^2 + 4m^2), \quad (13)$$

где  $p_+ = p_1 + p_2$ ,  $q_+ = q_1 + q_2$ ,  $q_- = q_2 - q_1 = q$ .

[1] Галынский, М.В. Об измерении формфакторов Сакса в процессах без переворота и с переворотом спина протона / М.В. Галынский // Письма в ЖЭТФ. – 2019. – Т. 109, № 1. – С. 3 – 9.



## Сечение процесса $e\vec{p} \rightarrow e\vec{p}$ в в ЛСО

Сечение процесса  $e\vec{p} \rightarrow e\vec{p}$  в лабораторной системе отсчета (ЛСО), когда  $c = c_1 = c_2 = n_2 = \mathbf{q}_2/|\mathbf{q}_2|$  и  $m_e = 0$ , имеет вид [1]:

$$\frac{d\sigma_{\delta_1, \delta_2}}{d\Omega_e} = \frac{\alpha^2 E_2 \cos^2(\theta_e/2)}{4E_1^3 \sin^4(\theta_e/2)} \frac{1}{1 + \tau_p} \left( \frac{1 + \delta_1 \delta_2}{2} G_E^2 + \frac{1 - \delta_1 \delta_2}{2} \frac{\tau_p}{\varepsilon} G_M^2 \right) \quad (14)$$

$$\frac{d\sigma_{\delta_1, \delta_2}}{d\Omega_e} = \omega_+ \sigma^{\uparrow\uparrow} + \omega_- \sigma^{\downarrow\uparrow}, \quad \omega_{\pm} = (1 \pm \delta_1 \delta_2)/2, \quad (15)$$

$$\sigma^{\uparrow\uparrow} = \sigma_M G_E^2, \quad \sigma^{\downarrow\uparrow} = \sigma_M \frac{\tau_p}{\varepsilon} G_M^2, \quad (16)$$

$$\sigma_M = \frac{\alpha^2 E_2 \cos^2(\theta_e/2)}{4E_1^3 \sin^4(\theta_e/2)} \frac{1}{1 + \tau_p} \quad (17)$$

Формула Розенблюта (1) в другом представлении:

$$\sigma_R = \sigma^{\uparrow\uparrow} + \sigma^{\downarrow\uparrow}. \quad (18)$$

[1] Галынский, М.В. Об измерении формфакторов Сакса в процессах без переворота и с переворотом спина протона / М.В. Галынский // Письма в ЖЭТФ. – 2019. – Т. 109, № 1. – С. 3 – 9.

## Отношение сечений без переворота и с переворотом спина протона в процессе $e\vec{p} \rightarrow e\vec{p}$

Отношение сечений  $R_\sigma$  без переворота и с переворотом спина протона, как это следует из (15), (16), может быть выражено через экспериментально измеренное в JLab отношение  $R = \mu G_E / G_M$ :

$$R_\sigma = \frac{\sigma_{\uparrow\uparrow}}{\sigma_{\uparrow\downarrow}} = \frac{\varepsilon}{\tau_p} \frac{G_E^2}{G_M^2} = \frac{\varepsilon}{\tau_p} \frac{1}{\mu_p^2} R^2. \quad (19)$$

Для численных расчетов величины  $R_\sigma$  можно воспользоваться параметризацией Kelly для величины  $R$ , либо взять ее из работы [1]:

$$R_j \equiv R = \frac{1}{1 + 0.1430Q^2 - 0.0086Q^4 + 0.0072Q^6}. \quad (20)$$

В [1] имеются формулы, содержащие  $R_\sigma$ , о физическом смысле которой авторы [1] даже и не догадываются:

$$\sigma_R = (G_M^p)^2 \left( 1 + \frac{\varepsilon}{\tau_p} \frac{R^2}{\mu_p^2} \right) + F(\varepsilon, Q^2), \quad (21)$$

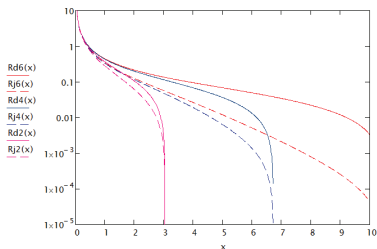
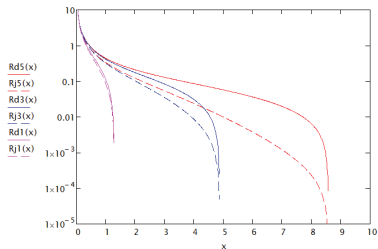
$$\sigma_R = (G_M^p)^2 \left( 1 + \frac{\varepsilon}{\tau_p} \frac{R^2}{\mu_p^2} \right) + 2a(Q^2)(1 - \varepsilon)(G_M^p)^2. \quad (22)$$

# Немного кинематики, поясняющей графики

**Таблица :** Расчет максимальных значений  $Q_{max}^2$ , определяющих границы спектров зависимости  $R_\sigma$  от  $Q^2$  и значений  $(Q_0)_{\{d,j\}}$ , при которых асимметрия равна нулю, что соответствует равенству сечений без переворота и с переворотом спина протона.

$E_1$ (GeV)	1.0	2.0	3.0	4.0	5.0	6.0
$Q_{max}^2$ (GeV <sup>2</sup> )	1.277	3.040	4.868	6.718	8.578	10.443
$(Q_0)_d$ (GeV)	0.358	0.424	0.435	0.446	0.446	0.446
$(Q_0)_j$ (GeV)	0.336	0.380	0.391	0.402	0.402	0.402

## Расчет отношения сечений $R_\sigma$ (19) без переворота и с переворотом спина протона



**Рис. :** Результаты расчетов зависимости отношения  $R_\sigma$  (19) от квадрата переданного протону импульса  $x = Q^2$  (ГэВ<sup>2</sup>), проведенных для энергий электронного пучка  $E_1 = 1, 2, \dots, 6$  ГэВ. Линии  $Rd1(x), Rd2(x), \dots, Rd6(x)$  соответствуют отношению  $R \approx 1$  в случае дипольной зависимости. Линии  $Rj1(x), Rj2(x), \dots, Rj6(x)$  соответствуют экспериментально измеренному отношению  $R$ , параметризованному формулой (20) при тех же энергиях электронного пучка  $E_1 = 1, 2, \dots, 6$  ГэВ

# Расчет поляризационной асимметрии

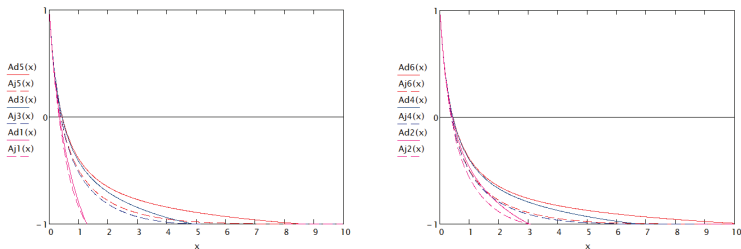


Рис. : Результаты расчетов зависимости поляризационной асимметрии от квадрата переданного протону импульса  $x = Q^2$  (ГэВ<sup>2</sup>), проведенных для энергий электронного пучка  $E_1 = 1, 2, \dots, 6$  ГэВ. Линии  $\overline{Ad1(x)}$ ,  $\overline{Ad2(x)}$ , ...  $\overline{Ad6(x)}$  соответствуют передаче поляризации в случае дипольной зависимости. Линии  $\overline{Aj1(x)}$ ,  $\overline{Aj2(x)}$ , ...  $\overline{Aj6(x)}$  соответствуют экспериментально измеренному отношению  $R$ , параметризованному формулой (20) при тех же энергиях электронного пучка  $E_1 = 1, 2, \dots, 6$  ГэВ

THANK FOR YOUR ATTENTION