

Глубоконеупругое рассеяние поляризованных электронов на нуклонах и спиновый кризис

Керим Гусейнов*

Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра общей ядерной физики

22 декабря 2019 г.

I. Введение

Протон – самый легкий барион. Содержащиеся в нем три кварка должны находиться в наинишем энергетическом состоянии. Логично ожидать, что волновая функция такой системы сферически симметрична, то есть орбитальный момент отсутствует.

Поскольку, например, спин ядра в довольно успешной модели оболочек полностью описывается спинами нуклонов и не находится под влиянием переносчиков взаимодействия, мезонов, можно ожидать, что спин протона также определяется лишь кварками и не зависит от распределения глюонов. Исходя из этого, можно предположить, что два валентных кварка имеют сонаправленные спины, а третий противонаправлен им. Однако это рассуждение не подтверждается на эксперименте.

Пользуясь современными представлениями о структуре адронов, необходимо перейти к партонным распределениям и структурным функциям. Сечение (в пределе скейлинга) глубоконеупругого рассеяния лептонов на адроне выражается через его партонные функции распределения $q_i(x)$ с помощью

$$F_1(x) = \frac{1}{2} \sum_i e_i^2 q_i(x),$$

$$F_2(x) = \sum_i e_i^2 x q_i(x),$$

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} = \frac{\alpha^2 \cos^2(\theta/2)}{4 E^2 \sin^4(\theta/2)} \left(\frac{F_2}{\nu} + 2 \frac{F_1}{M} \operatorname{tg}^2(\theta/2) \right).$$

Для изучения спинов партонов необходимо разделить их распределения на два: с сонаправленным адрону спином и с противонаправленным. Тогда можно определить характеризующие спин струк-

турные функции как

$$g_1(x) = \frac{1}{2} \sum_i e_i^2 (q_i^+(x) - q_i^-(x)),$$

$$g_2(x) = \sum_i e_i^2 x (q_i^+(x) - q_i^-(x)),$$

где ‘+’ и ‘-’ определяют знак проекции спина партона.

Через поляризованные структурные функции выражается разность сечений поляризованных лептонов на поляризованных по и против лептонов адронах

$$\frac{d\sigma^{\uparrow\uparrow} - d\sigma^{\uparrow\downarrow}}{d\sigma^{\uparrow\uparrow} + d\sigma^{\uparrow\downarrow}} \sim \frac{g_1(x)}{F_1(x)}.$$

Упоминается лишь рассеяние лептонов, поскольку они являются точечными, и с помощью таких экспериментов можно достичь наибольшей точности измерений.

II. Обнаружение проблемы

Правило сумм Бьеркена [1, 2] связывает интегралы $\int_0^1 g_1(x) dx$ для протона и нейтрона и с поправками на эффекты излучения КХД [3, 4] имеет вид

$$\int_0^1 (g_1^p(x) - g_1^n(x)) dx = \frac{1}{6} \left| \frac{G_A}{G_V} \right| (1 - \alpha_s/\pi). \quad (1)$$

Раздельные правила сумм для протона и нейтрона были выведены Эллисом и Яффе [5] в предположении нулевой поляризации странных кварков и, после поправок на КХД излучение [6], интегралы принимают вид

$$\int_0^1 g_1^p(x) dx = \frac{1}{12} \left| \frac{G_A}{G_V} \right| \left(1 + \frac{5}{3} \frac{3F/D - 1}{F/D + 1} \right) \quad (2)$$

*guseynovkerim@gmail.com

для протона и

$$\int_0^1 g_1^n(x) dx = \frac{1}{12} \left| \frac{G_A}{G_V} \right| \left(-1 + \frac{5}{3} \frac{3F/D - 1}{F/D + 1} \right) \quad (3)$$

для нейтрона. В дальнейшем будем обозначать $\Gamma_{p,n} = \int_0^1 g_1^{p,n} dx$.

Сама проблема была впервые обнаружена European Muon Collaboration в CERN [7]. В эксперименте рассеивались продольно поляризованные мюоны на содержащей водород мишени, состоящей из двух частей, поляризованных по и против поляризации мюонов. Измерения проводились в диапазонах $x = 0.01 - 0.7$ и $Q^2 = 1.5 - 70$ ГэВ². Для условий эксперимента правила сумм дают $\Gamma_p = 0.189 \pm 0.005$, а сам эксперимент дал значительно меньшее значение 0.114 ± 0.029 . Попробуем его проинтерпретировать.

Вспомнив определение структурной функции g_1 и принимая во внимание лишь валентные кварки, запишем

$$g_1^p(x) = \frac{1}{2} \left(\frac{4}{9} (u^+ - u^-) + \frac{1}{9} (d^+ - d^-) \right).$$

Спин протона S_z в таком случае выражается как

$$S_z = \frac{1}{2} = \int_0^1 \left(\frac{1}{2} u^+ - \frac{1}{2} u^- + \frac{1}{2} d^+ - \frac{1}{2} d^- \right) dx.$$

Обозначим $\Delta q \equiv \int_0^1 (q^+ - q^-) dx$. Тогда $S_z = \frac{1}{2} \Delta u + \frac{1}{2} \Delta d$, $\Gamma_p = \frac{4}{18} \Delta u + \frac{1}{18} \Delta d$. Единственной структурной функцией протона не обойтись, поэтому, предположим справедливость правила сумм Бьеркена. Поскольку $\Gamma_n = \frac{1}{18} \Delta u + \frac{4}{18} \Delta d$ и в условиях эксперимента

$$\Gamma_p - \Gamma_n = \frac{\Delta u - \Delta d}{6} = 0.191 \pm 0.002,$$

получаем $\Delta u = 0.64 \pm 0.10$, $\Delta d = -0.51 \pm 0.10$ и

$$S_z = \frac{\Delta u + \Delta d}{2} = 0.07 \pm 0.10.$$

Это значит, что при таком простом рассмотрении спин протона вообще не содержит вклада кварков. Анализ показывает [8], что даже при более детальном рассмотрении с учетом высших поправок КХД, переносимый валентными кварками спин пренебрежимо мал.

В попытках понять, что же дает протону его спин, можно обратиться к морским кваркам, ди-кваркам и орбитальному моменту партоннов. Можно также засомневаться в правиле сумм Бьеркена, но это наименее предпочтительно, поскольку оно выводилось лишь в предположении изоспиновой симметрии.

Морские кварки, по определению, это те, для которых $q_{\text{sea}}(x) = \bar{q}_{\text{sea}}(x)$. Исходя из этого равенства и изоспиновой симметрии выходит, что морские u - и d -кварки не влияют на спин протона. Тогда с учетом вкладов глюонов Δg и морских странных кварков

$$S_z = S_z^{\text{val}} + \frac{3}{5} \Delta s + \Delta g.$$

Из асимптотической свободы следует, что полный переносимый кварком спин не должен зависеть от Q^2 [9]. Поэтому, если в имеющемся эксперименте вклад морских странных кварков велик, то он должен быть велик и во всех других сценариях, что, вероятно, может привести к проблемам при описании других статичных свойств адронов. Спин, переносимый глюонами, в свою очередь, зависит от Q^2 , но только логарифмически, поэтому может быть большим в эксперименте ЕМС только, если он по какой-то загадочной причине велик изначально.

Касательно ди-кварков в протоне нужно сказать, что при больших переданных импульсах их влияние не может быть существенным, поскольку кварки испытывают асимптотическую свободу. Однако при $Q^2 < 10$ ГэВ² может, поэтому необходима какая-то оценка. Если принять во внимание (uu) и (ud) ди-кварки и выбрать какое-то похожее на разумное их распределение по продольным долям импульса, окажется, что для значимого вклада в спин протона вероятность их образования должна быть неправдоподобно большой. Значит, ди-кварки маловероятно переносят ненулевую долю спина.

В принципе, ничего не запрещает спину адронов происходить от углового момента. Даже используя примитивную оценку

$$L \lesssim \langle p_T \rangle R,$$

где R – радиус адрона, а $\langle p_T \rangle$ – средний поперечный импульс партоннов, для $R = 1$ фм, $\langle p_T \rangle \sim$

0.2 ГэВ получаем $L \lesssim 1$, что не запрещает $\langle L_z \rangle$ быть вблизи 1/2. Непонятно, однако, почему основное состояние трехкварковой системы, протон, обладает существенно ненулевым орбитальным моментом, и как это будет отражаться на других характеристиках нуклонов.

Стоит заметить, что в хиральных моделях ($m_q = 0$) спин протона содержит тождественно равный нулю вклад спинов кварков и складывается лишь из спинов глюонов и орбитальных моментов всех партонов [10].

В итоге на первых этапах изучения проблемы можно заключить, что спин протона происходит от глюонов и орбитального движения партонов.

Более точные эксперименты были проведены E143 Collaboration [11] на SLAC и COMPASS Collaboration в CERN [12]. Их результаты показали, что валентными кварками переносятся треть спина протона, а само значение Γ_p составляет 0.132 ± 0.010 .

III. Структурная функция нейтрона

В свете всего сказанного, важной представляется прямая экспериментальная проверка правила сумм Бьеркена. Для ее осуществления необходимо определить структурную функцию нейтрона g_1^n в достаточно широком диапазоне x , особенно важна область малых значений. Так как нейтроны в свободном состоянии распадаются и создать чисто нейтронную мишень не представляется возможным, необходимо использовать какое-то ядро. На первый взгляд может показаться, что идеальной мишенью будут дейтроны, однако необходимо учесть, что в дейтронах спин нейтрона складывается со спином протона и, естественно, образует состояние с определенным значением суммы спинов. В таких состояниях складывающиеся спины абсолютно неполяризованы. Это значит, что в дейтроне принципиально не определено направление спина нейтрона, и такая мишень не подходит для анализа.

Очень хорошим вариантом оказывается мишень из ^3He , поскольку ядра состоят из двух спаренных, а значит находящихся в синглетном спино-

вом состоянии, протонов и нейтрона без орбитального момента. Спин нейтрона ни с чем не взаимодействует, и поэтому спиновая асимметрия ^3He будет максимально близка к асимметрии в нейтроне. Эксперименты с такой мишенью были проведены E154 Collaboration [13] и E155 Collaboration [14] на SLAC. В них использовались поляризованные электроны, рожденные с помощью лазерной фотоэмиссии и затем разогнанные. Циклическая смена поляризации пучка и мишени позволила существенно уменьшить систематические погрешности. Диапазоны динамических переменных составляли $x = 0.014 - 0.8$ и $Q^2 = 1 - 40 \text{ ГэВ}^2$.

Поскольку экспериментально измерить структурные функции во всем диапазоне от 0 до 1 невозможно, необходимо использовать какие-то модельные зависимости $g_1(x)$ при малых x . Аппроксимируя отрицательной степенной зависимостью, можно получить результат $\Gamma_n = -0.041 \pm 0.007$. К сожалению, это число не оказывается пренебрежимо мало зависящим от выбора модели.

Из приведенных результатов видно, что правило сумм Бьеркена не нарушается: $\Gamma_p - \Gamma_n = 0.173 \pm 0.012$ из эксперимента и 0.182 ± 0.005 из теории при соответствующем $Q^2 = 5 \text{ ГэВ}^2$.

IV. Морские кварки

Для определения индивидуальных вкладов различных типов кварков необходимо отказаться от полностью инклюзивных процессов и регистрировать какие-то адроны, преимущественно мезоны, вылетающие из протона после рассеяния. Такие полуинклюзивные измерения с регистрацией пионов и каонов были проведены HERMES Collaboration [15] и COMPASS Collaboration [16]. Для морских странных кварков данные HERMES показали $\int_{0.02}^{0.6} \Delta s dx = 0.037 \pm 0.033$, а COMPASS – $\int_{0.004}^1 \Delta s dx = -0.02 \pm 0.04$, что полностью согласуется с нулевым вкладом странного моря. Влияние морских \bar{u} и \bar{d} кварков также изучалось в этих экспериментах, оно оказалось тоже нулевым. Экспериментальные данные по морским кваркам ничуть не противоречат первым теоретическим анализам происхождения спина протона: он не находится под

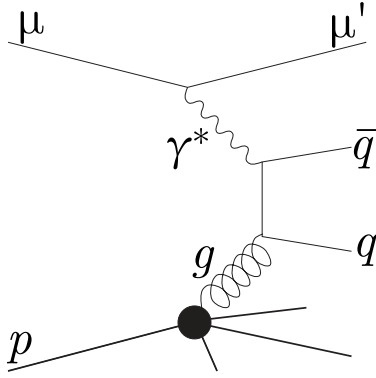


Рис. 1. Образование кварк-антикварковой пары при взаимодействии виртуального фотона с глюоном.

влиянием кваркового моря.

V. Поляризация глюонов

Очевидно, рассеяние поляризованных протонов на поляризованных протонах чувствительно к распределению глюонов и их спинов, однако при изучении таких процессов, помимо сложности выделения и восстановления нужного сигнала, возникает еще и дополнительная ошибка, связанная с тем, что обе взаимодействующие частицы не являются точечными. COMPASS Collaboration впервые предложила так называемое глюон-фотонное слияние, при котором виртуальный фотон и глюон взаимодействуют, превращаясь в кварк-антикварковые пары, и в результате образуют кварк-антикварковую пару. Этот процесс изображен на Рис. 1. Его сечение в первом Борновском приближении прямо пропорционально поляризованным функциям распределения глюонов. Поскольку три легких кварка рождаются слишком часто, выделить нужные события можно по рождению s -кварка и очарованных мезонов. Однако эксперименты COMPASS Collaboration нельзя считать подтверждением ненулевого вклада глюонов в спин протона [17, 18].

Многие другие эксперименты по определению Δg не принесли большого успеха и не смогли подтвердить или опровергнуть какую-либо теорию [19, 20, 21].

VI. Выводы

Вызов понять внутреннюю структуру спина протона вдохновил научное сообщество на невероятно большую теоретическую и экспериментальную работу на протяжении всех лет с момента обнаружения проблемы. Касательно продольной структуры спина было достигнуто согласие между экспериментальными данными разных групп, если принять во внимание эволюцию с Q^2 и кинематические особенности каждого эксперимента. Теоретическое описание соответствующих величин также пришло к согласию с данными.

Полуинклюзивные измерения показали отсутствие значимого вклада морских кварков, включая странный, в спин протона, и полный вклад спинов кварков по современным представлениям составляет $\Delta u + \Delta d \approx 0.35$. Основные модели, описывающие столь малое значение, подразумевают перенос спина валентных кварков в орбитальное движение из-за пионных облаков. Спинный кризис должен что-то говорить о взаимодействии валентных кварков, хиральной динамики и сложной структуры вакуума квантовой хромодинамики. Будущие эксперименты нацелены в основном на уточнение вкладов глюонной поляризации и странного моря.

Кроме того, ожидается все же ненулевой орбитальный момент валентных кварков, как минимум из-за конфайнмента, для которого необходим поперечный масштаб. Большой интерес представляет и спин-орбитальное взаимодействие в КХД, поскольку оно может объяснить большие поперечные асимметрии в рассеянии. Достижение понимания и измерение орбитальных моментов в КХД пробудило дополнительный интерес к изучению трехмерной структуры нуклонов.

Необходимость изучения поперечной структуры нуклона приводит к большой теоретической работе по построению моделей в областях, где важны эти размеры, численному расчету вкладов глюонов и странного моря и извлечению новых характеристик нуклона из измеряемых в эксперименте величин.

Список литературы

- [1] J. D. Bjorken, *Applications of the Chiral $U(6) \otimes U(6)$ Algebra of Current Densities*, [Phys. Rev. **148**, 1467 \(1966\)](#).
- [2] J. D. Bjorken, *Inelastic Scattering of Polarized Leptons from Polarized Nucleons*, [Phys. Rev. D **1**, 1376 \(1970\)](#).
- [3] J. Kodaira *et al.*, *Quantum-chromodynamic effects in polarized electroproduction*, [Phys. Rev. D **20**, 627 \(1979\)](#).
- [4] J. Kodaira *et al.*, *QCD higher order effects in spin-dependent deep inelastic electroproduction*, [Nucl. Phys. B **159**, 99 \(1979\)](#).
- [5] J. Ellis and R. Jaffe, *Sum rule for deep-inelastic electroproduction from polarized protons*, [Phys. Rev. D **9**, 1444 \(1974\)](#).
- [6] J. Kodaira, *QCD higher-order effects in polarized electroproduction: Flavour singlet coefficient functions*, [Nucl. Phys. B **165**, 129 \(1980\)](#).
- [7] J. Ashman *et al.* (European Muon Collaboration), *A measurement of the spin asymmetry and determination of the structure function g_1 in deep inelastic muon-proton scattering*, [Phys. Lett. B **206**, 364 \(1988\)](#).
- [8] E. Leader and M. Anselmino, *A crisis in the parton model: where, oh where is the proton's spin?*, [Z. Phys. C **41**, 239 \(1988\)](#).
- [9] G. Altarelli and G. Parisi, *Asymptotic freedom in parton language*, [Nucl. Phys. B **126**, 298 \(1977\)](#).
- [10] S. J. Brodsky, J. Ellis, and M. Karliner, *Chiral symmetry and the spin of the proton*, [Phys. Lett. B **206**, 309 \(1988\)](#).
- [11] K. Abe *et al.* (E143 Collaboration), *Measurements of the proton and deuteron spin structure functions g_1 and g_2* , [Phys. Rev. D **58**, 112003 \(1998\)](#).
- [12] E. S. Ageev *et al.* (COMPASS Collaboration), *Measurement of the spin structure of the deuteron in the DIS region*, [Phys. Lett. B **612**, 154 \(2005\)](#).
- [13] K. Abe *et al.* (E154 Collaboration), *Precision Determination of the Neutron Spin Structure Function g_1^n* , [Phys. Rev. Lett. **79**, 26 \(1997\)](#).
- [14] P. L. Anthony *et al.*, *Measurements of the Q^2 -dependence of the proton and neutron spin structure functions g_1^p and g_1^n* , [Phys. Lett. B **493**, 19 \(2000\)](#).
- [15] A. Airapetian *et al.* (HERMES Collaboration), *Measurement of parton distributions of strange quarks in the nucleon from charged-kaon production in deep-inelastic scattering on the deuteron*, [Phys. Lett. B **666**, 446 \(2008\)](#).
- [16] A. Airapetian *et al.* (COMPASS Collaboration), *Measurement of parton distributions of strange quarks in the nucleon from charged-kaon production in deep-inelastic scattering on the deuteron*, [Phys. Lett. B **666**, 446 \(2008\)](#).
- [17] C. Adolph *et al.* (COMPASS Collaboration), *Leading and next-to-leading order gluon polarization in the nucleon and longitudinal double spin asymmetries from open charm muoproduction*, [Phys. Rev. D **87**, 052018 \(2013\)](#).
- [18] C. Adolph *et al.* (COMPASS Collaboration), *Leading order determination of the gluon polarisation from DIS events with high- p_T hadron pairs*, [Phys. Lett. B **718**, 922 \(2013\)](#).
- [19] A. Airapetian *et al.* (HERMES collaboration), *Leading-order determination of the gluon polarization from high- p_T hadron electroproduction*, [JHEP **2010**, 130 \(2010\)](#).
- [20] L. Adamczyk *et al.* (STAR Collaboration), *Longitudinal and transverse spin asymmetries for inclusive jet production at mid-rapidity in polarized $p+p$ collisions at $\sqrt{s}=200$ GeV*, [Phys. Rev. D **86**, 032006 \(2012\)](#).
- [21] A. Adare *et al.* (PHENIX Collaboration), *Inclusive cross section and double helicity asymmetry for π^0 production in $p + p$ collisions at $\sqrt{s} = 62.4$ GeV*, [Phys. Rev. D **79**, 012003 \(2009\)](#).