

## Унитарная симметрия правил сумм Кураева для сечений адронного фоторождения на барионах октета

В.С. Замиралов\*

<sup>1</sup>Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,  
Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына  
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2  
(Статья поступила 03.07.2019; Подписана в печать 30.07.2019)

Показано, что интегралы от разностей полных сечений фоторождения на барионах октета можно объяснить в рамках унитарной симметрии. Соответствующие правила сумм КХД можно выразить через три параметра.

PACS: 13.60 Nb

УДК: 539.

Ключевые слова: правила сумм, квантовая хромодинамика, полные сечения, фоторождение, барионы, унитарная симметрия.

Уже много лет назад Готтфрид [1] написал дисперсионное правило сумм, связывающее магнитный момент протона и его зарядовый радиус с интегралом по полному сечению фоторождения на протоне

$$\int_0^\infty \frac{d\nu}{\nu} \sigma_{tot}^{\alpha B \rightarrow X}(\nu) = 4\pi^2 \alpha \left[ \frac{1}{3} \langle r_{Ep}^2 \rangle + \frac{1 - \mu_p^2}{4m_p^2} \right], \quad (1)$$

где  $\langle r_{Ep}^2 \rangle$  — среднеквадратичный зарядовый радиус протона, а  $\mu_p = 1 + k_p$  и  $k_p$  — полный и аномальный магнитные моменты протона в ядерных магнетонах. Но поскольку уже давно показано экспериментально, что полное сечение фоторождения на протонах растет с энергией, правило сумм Готтфрида содержит расходящийся интеграл и не может выполняться.

Однако сравнительно недавно для сечений фоторождения на барионах были предложены интересные правила сумм, которые обошли эту трудность, рассмотрев разности интегралов по полным сечениям фоторождения на различных барионах [3]. В результате достигается сходимость интегралов при разумном предположении о равенстве между собой вкладов Померона для барионов октета, и можно получить сходящиеся правила сумм [4, 5].

Правило сумм Дубнички–Дубничковой–Кураева [4] можно записать в виде равенства, где в левой части (LHS) стоят выражения через магнитные моменты барионов и дираковские среднеквадратичные радиусы барионов, а в правой части — интеграл по энергиям от разности сечений фоторождения на барионах октета

$$\begin{aligned} & \frac{1}{3} [F_{1B}(0) \langle r_{1B}^2 \rangle - F_{1B'}(0) \langle r_{1B'}^2 \rangle] - \left[ \frac{k_B^2}{4m_B^2} - \frac{k_{B'}^2}{4m_{B'}^2} \right] = \\ & = \frac{2}{\pi^2 \alpha} \int_{\omega_B}^\infty \frac{d\omega}{\omega} \left[ \sigma_{tot}^{\alpha B \rightarrow X}(\omega) - \sigma_{tot}^{\alpha B' \rightarrow X}(\omega) \right], \quad (2) \end{aligned}$$

которые связывают дираковские среднеквадратичные радиусы барионов и аномальные магнитные моменты

$\langle r_{1B}^2 \rangle$ ,  $\langle r_{1B'}^2 \rangle$ ,  $k_B$ ,  $k_{B'}$  со сходящимся интегралом от разности сечений, каждое из которых растет с энергией при  $\omega \rightarrow \infty$ . Электрические формфакторы  $F_{1B}(q^2)$ ,  $F_{1B'}(q^2)$  сводятся к электрическим зарядам  $e_B$ ,  $e_{B'}$  при  $q^2 = 0$ . В свою очередь дираковские среднеквадратичные радиусы барионов  $\langle r_{1B}^2 \rangle$  могут быть надежно взяты из соотношения

$$\langle r_{1B}^2 \rangle = \langle r_{1B'}^2 \rangle + 3 \frac{k_B}{4m_B^2} \quad (3)$$

или же из опытных данных (для  $p$ ,  $n$  и  $\Sigma^-$ ) [2] или из теории [6]. Мы поместили их в табл. 1 (Отметим, что сумма 4-го и 5-го столбцов дает 3-й столбец).

Напомним первое правило сумм из [3]

$$\begin{aligned} & \frac{1}{3} \langle r_{1p}^2 \rangle - \left[ \frac{k_p^2}{4m_p^2} + \frac{k_n^2}{4m_n^2} \right] = \\ & = \frac{2}{\pi^2 \alpha} \int_{\omega_N}^\infty \frac{d\omega}{\omega} \left[ \sigma_{tot}^{\alpha p \rightarrow X}(\omega) - \sigma_{tot}^{\alpha n \rightarrow X}(\omega) \right], \quad (4) \end{aligned}$$

где  $\omega_N = m_\pi + m_\pi^2/2M_N$ .

Здесь  $\langle r_{1p}^2 \rangle$  — квадратичный электрический радиус протона, а  $k_{p,n}$  означают аномальные магнитные моменты протона и нейтрона. Это правило сумм хорошо согласуется с опытом, LHS =  $1.93 \pm 0.18$  мб и RHS =  $1.92 \pm 0.32$  мб [3].

Оно было обобщено в [4] на все барионы октета и привело к 28 соотношениям. Как можно видеть, только 7 из них являются линейно независимыми, они помещены в табл. 2.

Изучим унитарную симметрию этих правил сумм для разностей интегралов по полным сечениям фоторождения на барионах октета  $1/2^+$ . Как мы увидим, все они могут быть описаны 3-мя параметрами.

Напомним универсальную формулу для магнитных моментов, которая переходит формулу для модели нерелятивистских кварков (НРКМ) (при  $F = 2/3$  и  $D = 1$  и  $e_q \rightarrow \mu_q$ ) или в формулу унитарной симметрии (явно выписав кварковые заряды) [9]:

$$\mu_{\Sigma^0} = (e_u + e_p)F + e_s(F - D). \quad (5)$$

\*E-mail: zamir@depni.sinp.msu.ru

Таблица I: Вклады магнитных моментов и зарядовых радиусов барионов октета  $1/2^+$  в мб

B	$k_B, \mu_N$	$\langle r_{EB}^2 \rangle, \text{мб}$	$3k_B/2m_B^2, \text{мб}$	$\langle r_{1B}^2 \rangle, \text{мб}$	$k_B^2/4m_B^2, \text{мб}$
p	1.7928	7.17	1.19	5.98	0.3560
n	-1.9130	-1.13	-1.27	0.14	0.4075
$\Lambda$	-0.6130	1.10	-0.29	1.39	0.0295
$\Sigma^+$	1.4580	6.00	0.60	5.40	0.1458
$\Sigma^0$	0.6490	-0.30	0.27	-0.57	0.0293
$\Sigma^-$	-0.1600	6.70	-0.07	6.77	0.0019
$\Xi^0$	-1.250	1.30	-0.42	1.72	0.0875
$\Xi^-$	0.3493	4.90	0.12	4.78	0.0070

Таблица II: Правила сумм ДДК для барионов  $1/2^+$ . В 3-й колонке использованы  $F = E = F^s = E^s = 6.0$ ,  $F^{ss} = 9.72$ ,  $E^{ss} = 4.5$

$B - B'$ мишень	LHS, мб (Эта работа)	RHS	RHS ДДК [4], мб	Формулы унитарной симметрии
p-n	2.0445	2.0	2.0414	$(2/3F - 1/9E)$
p- $\Sigma^+$	-0.0172	0.0	-0.4158	$8/9(F - F^s) + 1/9(E - E^s)$
$\Sigma^+ - \Sigma^0$	1.9710	2.0	2.0825	$(1/3F^s)$
$\Sigma^0 - \Sigma^-$	2.0411	2.0	2.1829	$(1/3F^s)$
$\Sigma^0 - \Lambda$	0.0002	0.0	-0.0006	0
$\Xi^0 - \Xi^-$	1.4955	1.5	1.5921	$(1/3E^{ss})$
$\Sigma^- - \Xi^-$	-0.658	-0.66	-0.5921	$2/9(F^s - F^{ss}) + 1/9(E^s - E^{ss})$

Все магнитные моменты барионов октета, кроме  $\Lambda$ , могут быть получены из этой формулы изменением кварковых индексов. Магнитный момент  $\Lambda$  получается из соотношений [10].

Перейдем к анализу разностей полных сечений фоторождения на барионах октета, взяв в качестве оператора не заряд кварка, а его квадрат. Иными словами, выразим конечные части интегралов в [4], которые обозначим символами мишени, через  $F, E$  зависимость от странных кварков указав феноменологически с помощью индексов  $s$  и  $ss$ .

$$P = 2e_u^2 F + e_d^2 E, \quad (6)$$

$$\Sigma^0 = (e_u^2 + e_d^2)F^s + e_s E^s, \quad (7)$$

$$\Xi^0 = 2e_s^2 F^{ss} + e_s^2 E^{ss} \quad (8)$$

и т.д. Воспользовавшись нашими соотношениями из [9, 10], запишем вклад от  $\Lambda$

$$\Lambda = \frac{1}{3}[(e_u^2 + e_d^2 + 4e_s^2)F^s + (e_u^2 + e_d^2 - e_s^2)E^s], \quad (9)$$

где  $E^s = E = F - D$  в пределе точной унитарной симметрии.

Структура  $F$  соответствует вкладу двух (почти) одинаковых кварка ( $uu, dd, ud, ss$ ), тогда как структура  $E$  соответствует вкладу одиночного кварка [9, 10]. Индексы  $s$  и  $ss$  указывают число странных кварков в барионе.

Итак, можно представить правые части правил сумм ДДК, т.е. интегралы от разностей полных сечений фоторождения на различных барионах, через  $B$  and  $B'$ .

Выберем в качестве примера  $p$  и  $E^+$ , поместив остальные в табл. 2, и представим их в виде

$$(2e_u^2 F + e_d^2 E) - (2e_u^2 F^s + e_s^2 E^s) = \int_{\omega_{\text{thresh}}}^{\infty} \frac{d\omega}{\omega} [\sigma^{\alpha p \rightarrow X}(\omega) - \sigma^{\alpha n \rightarrow X}(\omega)]. \quad (10)$$

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Нам удалось описать правые части правил сумм ДДК [4] при  $F = E = F^s = E^s = 6.0$ ,  $F^{ss} = 3.3$ ,  $E^{ss} = 4.5$  (см. табл. 2). Видно, что только вклады с каскадными гиперонами сильно отличаются от параметров строгой унитарной симметрии, что можно объяснить наличием в этих гиперонах сразу двух странных кварков.

Нам удалось показать, что унитарная симметрия вполне разумно описывает правила сумм Дубницки-Дубничковой-Кураева для разностей интегралов от полных сечений на барионах октета. Фактически мы описали правила сумм ДДК через три параметра.

Я благодарен Т.М. Алиеву, Б.С. Ишханову и А. Озпинечи за ценные обсуждения.

- 
- [1] *Gottfried K.* // Phys. Rev. Lett. 1967. **18**. P. 1174.  
[2] *Patrignani C. et al.* // (PDG) Chin. Phys. 2016. **C40**. 100001 and 2017 update.  
[3] *Dubnicka S., Dubnickova A.Z., Kuraev E.A.* // Phys. Rev. D 2006. **73**. 034023.  
[4] *Dubnicka S., Dubnickova A.Z., Kuraev E.A.* // Phys. Rev. D. 2007. **75**. 057901.  
[5] *Bartos E., Dubnicka S., Dubnickova A.Z., Kuraev E.A.* // FIZIKA B. (Zagreb) 2008. **17**, N 1. P. 11.  
[6] *Kubis B., Meissner U.G.* // Eur. Phys. J. C. 2001. **18**. P. 747.  
[7] *Aliev T.M., Ozpineci A., Savci M., Zamiralov V.* // Phys. Rev. D. 2009. **80**. 01610105.  
[8] *Aliev T.M., Ozpineci A., Savci M., Zamiralov V.* // Journ.Phys.: conf. Series. 2012. **348**. 012009.  
[9] *Жельми Л. (Люксембург), Замиралов В. С., Лепшоков С. Н.* // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1989. **30**, № 2. С.33.  
[10] *Ozpineci A., Yakovlev S., Zamiralov V.* At. Nucl. Phys. 2005. **68**. P. 304; Mod. Rev. Lett. 2005. **20**. P. 243.
- 

## Unitary symmetry of Kuraev sum rules for the cross sections of hadron photoproduction on octet baryons

V. S. Zamiralov

*Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University. Moscow 119991, Russia*  
E-mail: zamir@depni.sinp.msu.ru

It is shown that integrals over differences of total photoproduction cross sections on octet baryons could be understood in terms of unitary symmetry approach. Corresponding QCD sum rules could be expressed in terms of only three parameters.

PACS: 13.60 Hb.

*Keywords:* sum rules, quantum chromodynamics, total cross sections, photoproduction, baryons, unitary symmetry.

*Received 03 July 2019.*

### Сведения об авторе

Замиралов Валерий Семенович — доктор физ.-мат. наук, вед. науч. сотрудник; тел.: (495) 939-25-58, e-mail: zamir@depni.sinp.msu.ru.

---