

# ПРИНЦИП КОМПЕНСАЦИИ Н. Н. БОГОЛЮБОВА И АНОМАЛЬНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОСЛАБЫХ БОЗОНОВ

*Б. А. Арбузов* \*

Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына  
Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова, Москва

На основе применения принципа компенсации Н. Н. Боголюбова рассмотрена возможность спонтанного возникновения аномального взаимодействия трех электрослабых бозонов. Показано, что следствия существования такого взаимодействия могут быть эффективно исследованы в процессе рождения трех электрослабых бозонов в протон-протонных столкновениях на Большом адронном коллайдере.

The option of the spontaneous generation of an anomalous interaction of three electro-weak bosons is considered in the framework of the N.N. Bogolyubov compensation principle. We show that manifestations of the interaction may be efficiently studied in the process of three electro-weak bosons production in proton–proton collisions at the LHC.

PACS: 12.15.-y; 14.70.-e

## ВВЕДЕНИЕ

Принцип компенсации был введен Николаем Николаевичем Боголюбовым в применении к теории сверхпроводимости [1]. Год спустя Николай Николаевич заинтересовался применением этого подхода к проблемам квантовой теории поля. В связи с этим интересом он предложил А. Н. Тавхелидзе, Р. Н. Фаустову и автору задачу о спонтанном возникновении фермионной массы в  $\gamma_5$ -инвариантной двумерной модели взаимодействия безмассовой спинорной частицы с массивным векторным полем. Он объяснял существо метода компенсации следующим образом.

---

\*E-mail: [arbuzov@theory.sinp.msu.ru](mailto:arbuzov@theory.sinp.msu.ru)

Пусть у нас есть лагранжиан, должным образом разделенный на свободную часть и на лагранжиан взаимодействия:

$$L = L_0 + L_{\text{int}},$$

$$L_0 = \frac{1}{2} (\partial_\mu \bar{\psi} \gamma^\mu \psi - \bar{\psi} \gamma^\mu \partial_\mu \psi) - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \frac{M^2}{2} A_\mu A^\mu, \quad (1)$$

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu,$$

$$L_{\text{int}} = g \bar{\psi} \gamma^\mu \psi A_\mu.$$

А далее следовало объяснение метода компенсации на этом простом примере: «Главное — это добавить и вычесть тестовый член, в этом случае — спинорный массовый член  $m \bar{\psi} \psi$ . И теперь мы имеем переопределенные свободный лагранжиан и лагранжиан взаимодействия

$$L'_0 = L_0 - m \bar{\psi} \psi, \quad L'_{\text{int}} = L_{\text{int}} + m \bar{\psi} \psi. \quad (2)$$

А теперь мы видим, что в определенном по-новому лагранжиане взаимодействия есть абсолютно ненужный массовый член. Следовательно, необходимо его компенсировать. Итак, в теории с лагранжианом (2) мы приходим к следующему уравнению компенсации:

$$-m + \Sigma|_{\hat{p}=m} = 0, \quad (3)$$

где  $\Sigma$  в первом приближении соответствует однопетлевой диаграмме с вершинами (1) и с массивным спинором». Эта процедура и была нами проделана в работе [2].

Важно отметить, что полученное нетривиальное решение является непертурбативным, т. е. никоим образом не может быть получено в рамках теории возмущений. В настоящее время проблема изучения возможных непертурбативных вкладов в физике элементарных частиц представляет несомненный интерес.

Необходимость обращения к непертурбативным методам описания ряда процессов в теории сильного взаимодействия представляется достаточно очевидной и широко признана. Это обусловлено прежде всего поведением бегущей константы связи сильного взаимодействия (хромодинамической) в низкоэнергетической области. Примеры непертурбативных величин вполне известны: вакуумные средние, глюонный конденсат  $\langle (\alpha_s/\pi) G_{\mu\nu}^a G_{\mu\nu}^a \rangle$ , кварковый конденсат  $\langle \bar{q} q \rangle$  и т. д.

Однако в том, что касается электрослабой теории, значимость соответствующих аргументов не столь очевидна, и при отсутствии прямых данных об эффектах, несомненно связанных с электрослабым взаимодействием и вместе с тем не поддающихся описанию стандартными методами теории возмущений, непертурбативные подходы не получили значительного развития и признания.

Между тем в последние годы в ряде экспериментов, прежде всего на Большом адронном коллайдере, стали обнаруживаться эффекты, в которых содержатся возможные указания на отклонения от Стандартной модели. В этих же случаях сам масштаб параметров наблюдаемых процессов оказывается более естественным при обращении, скорее, не к экзотическим объектам «новой физики» или расширений Стандартной модели, а к обычным полям электро-слабого сектора.

С другой стороны, отправным пунктом описываемых исследований стали не экспериментальные данные, а логика развития теории. Метод уравнений компенсации Н. Н. Боголюбова изначально развивался нами именно в качестве непертурбативного подхода к описанию эффектов сильного взаимодействия. В частности, он был применен в физике мезонов для обоснования возможности спонтанного возникновения взаимодействия Намбу–Иона-Лазинио [3]. Успех же, достигнутый при решении данной задачи, сделал актуальным и интерес к другим проблемам хромодинамики. Так, объектом исследования стало уже упоминавшееся поведение бегущей константы связи в низкоэнергетической области. Было обнаружено, что естественным приемом, позволяющим описать это поведение, является введение эффективного (аномального) трехглюонного взаимодействия.

Стандартная модель включает две составляющих: КХД и электрослабую теорию (далее ЭСТ). Обе теории являются ренормируемыми, в которых, следовательно, теория возмущений должным образом определена и дает вполне определенные предсказания.

Тем не менее в КХД неизбежны непертурбативные вклады. Они определяют, например, ненулевые вакуумные средние  $\langle G^{\mu\nu} G_{\mu\nu} \rangle$ ,  $\langle \bar{q} q \rangle$ ; поведение бегущей константы  $\alpha_s(Q^2)$  и ряд других эффектов. Для описания этих эффектов оказывается существенным учет аномальной трехглюонной вершины [4]

$$-\frac{G}{3!} f_{abc} G_{\mu\nu}^a G_{\nu\rho}^b G_{\rho\mu}^c. \quad (4)$$

Здесь

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu F_\nu^a - \partial_\nu F_\mu^a + g f_{abc} F_\mu^b F_\nu^c, \quad (5)$$

где  $F_\mu^a$  — калибровочное глюонное поле. Мы видим, что взаимодействие (4) содержит глюонное поле  $F_\mu^a$  в степени от трех до шести.

Что касается ЭСТ, то существование непертурбативных эффектов не является столь же очевидным, как в КХД. В то же время структура теорий поля и в КХД, и в ЭСТ одинакова. Поэтому поиск непертурбативных вкладов в ЭСТ представляется вполне естественным.

Рассмотрим возможность существования следующего эффективного взаимодействия электрослабых бозонов [5]:

$$-\frac{G}{3!}F\epsilon_{abc}W_{\mu\nu}^aW_{\nu\rho}^bW_{\rho\mu}^c, \quad (6)$$

$$W_{\mu\nu}^a = \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a + g\epsilon_{abc}W_\mu^bW_\nu^c,$$

с некоторым формфактором  $F(p_i)$ , который обеспечивает действие взаимодействия (4) в ограниченной области импульсного пространства. Взаимодействие (4) было предложено в работах [6, 7]. Константа взаимодействия  $G$  связана с общепринятыми обозначениями следующим образом:

$$G = -\frac{g\lambda}{M_W^2}, \quad (7)$$

где  $g(M_Z) \simeq 0,65$  — калибровочная константа электрослабого взаимодействия. Взаимодействие (4) содержит аномальное трехбозонное взаимодействие, а также четырехбозонное взаимодействие (и т. д. вплоть до 6-бозонного), которые пропорциональны той же константе  $G$  (7). Лучшие экспериментальные ограничения на параметр  $\lambda$  следующие [8–10]:

$$-0,011 < \lambda < 0,011, \quad (8)$$

$$-0,0088 < \lambda < 0,0095. \quad (9)$$

Результат (8) получен при энергии Большого адронного коллайдера  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ и интегральной светимости  $L = 18$  фб $^{-1}$ , а недавний результат (9) соответствует энергии  $\sqrt{s} = 13$  ТэВ и интегральной светимости  $L = 36,4$  фб $^{-1}$ . В [8, 9] изучался процесс

$$p + p \rightarrow \text{jet} + \text{jet} + W^\pm. \quad (10)$$

В докладе мы рассмотрим более эффективный процесс для изучения предполагаемого взаимодействия (4).

## РОЖДЕНИЕ ТРЕХ ЭЛЕКТРОСЛАБЫХ БОЗОНОВ В $pp$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ НА LHC

Рассмотрим процессы без образования струй

$$p + p \rightarrow W^+ W^+ W^- + \text{no jet}, \quad p + p \rightarrow W^- W^- W^+ + \text{no jet}. \quad (11)$$

В этих процессах мы будем изучать следующие распады порожденных  $W$ -бозонов:

$$W^+ W^+ W^- \rightarrow \mu^+ \mu^+ e^- + \text{invis.}, \quad W^+ W^+ W^- \rightarrow e^+ e^+ \mu^- + \text{invis.}, \quad (12)$$

$$W^- W^- W^+ \rightarrow \mu^- \mu^- e^+ + \text{invis.}, \quad W^- W^- W^+ \rightarrow e^- e^- \mu^+ + \text{invis.} \quad (13)$$

Итак, в процессах (11) нет струй, три заряженных лептона в конечном состоянии и недостающая энергия, которую уносят нейтрино. Распады (12), (13) содержат лептоны одного аромата с одинаковыми зарядами и лептоны с разными ароматами с противоположными зарядами. Эта сигнатура практически свободна от фона процессов, не совпадающих с искомыми реакциями (11).

Если бы мы имели пары  $l^+l^-$ , то были бы существенные вклады от фотонов,  $Z$ -бозонов и т.д., и сечения становились бы более чем на порядок больше, чем для реакций (11), в то время как изучаемый эффект оставался таким же.

Диаграммы в ведущем порядке для процессов (11) для основных каналов с начальными состояниями  $uD$  и  $dU$  представлены на рис. 1, 2. Аналогичные диаграммы участвуют в процессах с исходными  $uS$ ,  $cD$ ,  $cS$ ,  $sU$ ,  $dC$ ,  $sC$ . Вычисления проведены с использованием пакета CompHEP [11].

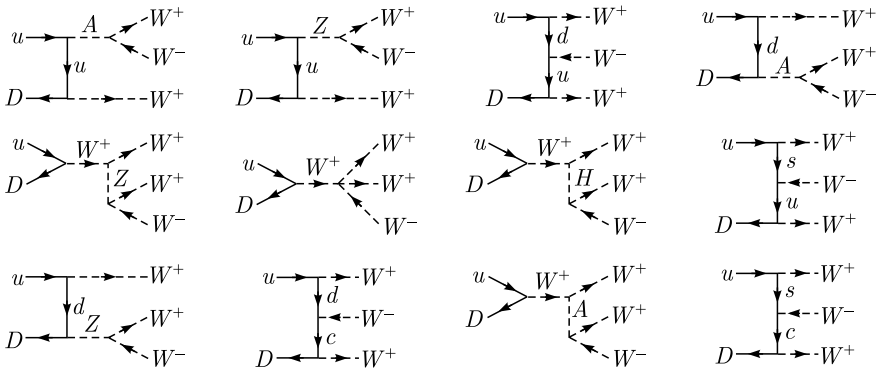


Рис. 1. Диаграммы для subprocessa  $u + D \rightarrow W^+ W^+ W^-$

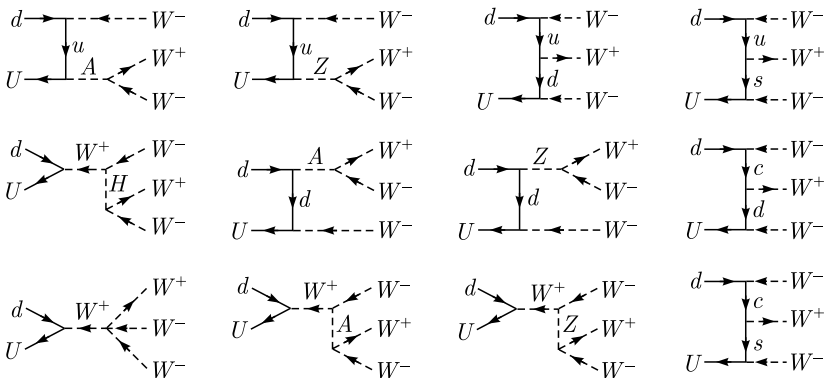


Рис. 2. Диаграммы для subprocessa  $U + d \rightarrow W^+ W^- W^-$

Таблица 1. Сечения рождения трех бозонов  $W^+W^-W^\pm$  в ведущем порядке и оценка числа событий для двух значений интегральной светимости (ошибки только статистические) при  $\sqrt{s} = 13$  ТэВ на LHC для шести значений  $|\lambda|$

Параметр	$ \lambda $						
	0,011	0,0085	0,006	0,0045	0,003	0,002	0,000
$\sigma$ , фб	1768	1232	850	669	561	507	464
$N_1$	$407 \pm 20$	$283 \pm 17$	$196 \pm 14$	$154 \pm 12$	$129 \pm 11$	$117 \pm 11$	$107 \pm 10$
$\Delta N_1$	$300 \pm 18$	$177 \pm 14$	$88 \pm 11$	$47 \pm 9$	$22 \pm 7$	$10 \pm 6$	0
$N_2$	$3352 \pm 58$	$2336 \pm 48$	$1612 \pm 40$	$1268 \pm 36$	$1064 \pm 33$	$961 \pm 31$	$880 \pm 30$
$\Delta N_2$	$2472 \pm 58$	$1456 \pm 48$	$732 \pm 40$	$389 \pm 36$	$184 \pm 33$	$82 \pm 31$	0

Результаты вычислений представлены в табл. 1, где мы выбрали интервал изменения константы  $\lambda$  в разрешенном предыдущими данными интервале (8). При этом также учитывается вклад диаграмм с обменом глюоном в низшем неисчезающем порядке.

Здесь приводятся числа событий для светимостей  $36,4 \text{ фб}^{-1}$  ( $N_1$ ) и  $300 \text{ фб}^{-1}$  ( $N_2$ ). Указаны лишь статистические ошибки, чтобы иметь представление о минимальных погрешностях. При реальном сравнении с экспериментом следует учитывать и другие источники погрешностей. Можно сравнить наши вычисления с недавней работой ATLAS [12], где получены первые данные по тройному рождению  $W$  при  $\sqrt{s} = 13$  ТэВ.

Для обсуждаемых процессов (11) получен следующий результат:

$$\sigma_{WWW} = 0,68_{-0,21}^{+0,23} \text{ пб.} \quad (14)$$

Сравнивая этот результат с результатами, представленными в табл. 1, можно оценить значение  $|\lambda|$ , соответствующее результату (14):

$$|\lambda| = 0,0042_{-0,0029}^{+0,0032}. \quad (15)$$

Рассмотрим также другой процесс трехбозонного рождения

$$p + p \rightarrow W^+ W^- Z + \text{no jet.} \quad (16)$$

Так же, как и в предыдущем случае, будем рассматривать характерные лептонные распады бозонов при условии, что инвариантная масса двух последних противоположно заряженных лептонов соответствует  $Z$ -бозону:

$$\begin{aligned} W^+ W^- Z &\rightarrow \mu^+ e^- e^+ e^- + \text{invis.}, & W^+ W^- Z &\rightarrow \mu^- e^+ e^+ e^- + \text{invis.}, \\ W^+ W^- Z &\rightarrow \mu^+ e^- \mu^+ \mu^- + \text{invis.}, & W^+ W^- Z &\rightarrow \mu^- e^+ \mu^+ \mu^- + \text{invis.} \end{aligned} \quad (17)$$

Таблица 2. Сечение рождения  $W^+W^-Z$  в ведущем порядке и оценка числа событий для двух значений интегральной светимости для  $\sqrt{s} = 13$  ТэВ на ЛНС для шести значений  $|\lambda|$

Параметр	$ \lambda $						
	0,011	0,0085	0,006	0,0045	0,003	0,002	0,000
$\sigma$ , фб	1099	814	603	512	445	416	393
$N_1$	$62 \pm 8$	$46 \pm 7$	$34 \pm 6$	$29 \pm 5$	$25 \pm 5$	$24 \pm 5$	$22 \pm 5$
$\Delta N_1$	$40 \pm 8$	$24 \pm 7$	$12 \pm 6$	$7 \pm 5$	$3 \pm 5$	$3 \pm 5$	0
$N_2$	$516 \pm 23$	$382 \pm 20$	$283 \pm 17$	$241 \pm 16$	$209 \pm 14$	$195 \pm 14$	$185 \pm 14$
$\Delta N_2$	$331 \pm 23$	$197 \pm 20$	$98 \pm 17$	$56 \pm 16$	$24 \pm 14$	$10 \pm 14$	0

Расчеты приводят к результатам, приведенным в табл. 2.

Из результата [12] для реакции  $p + p \rightarrow W^+W^-Z$

$$\sigma_{WWZ} = 0,55^{+0,20}_{-0,18} \text{ пб} \quad (18)$$

мы имеем с использованием аналогичных вычислений, представленных в табл. 2,

$$|\lambda| = 0,0052^{+0,0045}_{-0,0040}. \quad (19)$$

Приведем также результат по оценке возможного значения параметра  $\lambda$ , полученный в нашей работе [13] из данных по процессу  $p + p \rightarrow \bar{t}tH + X$ :

$$\lambda = -0,0057^{+0,0028}_{-0,0039}. \quad (20)$$

Все эти оценки полностью соответствуют ограничениям (8), (9). Результаты (15), (19), (20) вполне совместимы, а каждый из них не противоречит нулевому значению  $\lambda$ . В нашем подходе возможные эффекты в этих трех процессах имеют одинаковое происхождение и связаны с аномальным взаимодействием (4) с эффективной константой (7), определяемой параметром  $\lambda$ . Если в рамках этой гипотезы усреднить три результата (15), (19), (20), то получаем, разумеется, очень предварительную оценку

$$|\lambda| = 0,005 \pm 0,003. \quad (21)$$

Этот результат, очевидно, совместим и с нулевым значением параметра  $\lambda$ . Представленные выше оценки направлены прежде всего на уточнение его значения.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленные результаты обосновывают важность информации, получаемой при исследовании процессов

$$pp \rightarrow W^+W^+W^-, \quad pp \rightarrow W^-W^-W^+ \quad (22)$$

при использовании экспериментальной сигнатуры (12), (13).

Согласно данным, представленным в табл. 1, эффект аномального взаимодействия (4)

$$-\frac{G}{3!} F \epsilon_{abc} W_{\mu\nu}^a W_{\nu\rho}^b W_{\rho\mu}^c, \quad G = -\frac{g\lambda}{M_W^2}, \quad (23)$$

$$W_{\mu\nu}^a = \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a + g \epsilon_{abc} W_\mu^b W_\nu^c$$

для  $\sqrt{s} = 13$  ТэВ при реалистических значениях интегральной светимости для значений в интересующей нас области  $|\lambda| \simeq 0,005$  вполне доступен для надежного исследования.

Несколько хуже условия для поиска эффекта в реакции (16)  $p + p \rightarrow W^+W^-Z + \text{no jet}$ . Тем не менее целесообразно рассмотреть экспериментальные возможности для исследования и этого процесса.

Хотелось бы обратить внимание на то, что непертурбативные эффекты электрослабого взаимодействия, которые могли бы быть обнаружены в процессах, рассмотренных в докладе, очень важны для дальнейшего понимания основных принципов физики элементарных частиц, а их обнаружение еще раз продемонстрировало бы эффективность метода компенсации Н. Н. Боголюбова.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Боголюбов Н. Н. // УФН. 1959. Т. 67. С. 549–580.
2. Арбузов Б. А., Тавхелидзе А. Н., Фаустов Р. Н. // Докл. АН СССР. 1961. Т. 139. С. 345–352.
3. Arbuzov B. A., Volkov M. K., Zaitsev I. V. // Intern. J. Mod. Phys. A. 2006. V. 21. P. 5721–5742.
4. Arbuzov B. A., Zaitsev I. V. // Intern. J. Mod. Phys. A. 2013. V. 28. P. 1350127.
5. Arbuzov B. A. // Eur. Phys. J. C. 2009. V. 61. P. 51–59.
6. Hagiwara K., Peccei R. D., Zeppenfeld D., Hikasa K. // Nucl. Phys. B. 1987. V. 282. P. 253–307.
7. Hagiwara K., Ishihara S., Szalapski R., Zeppenfeld D. // Phys. Rev. D. 1993. V. 48. P. 2182–2203.
8. Sirunyan A. M. et al. (CMS Collab.) // Phys. Lett. B. 2017. V. 772. P. 21–42.
9. Sirunyan A. M. et al. (CMS Collab.). arXiv:1903.04040 [hep-ex].
10. Aaboud M. et al. (ATLAS Collab.) // Eur. Phys. J. C. 2019. V. 79. P. 884.
11. Boos E. E. et al. (CompHEP Collab.) // Nucl. Instr. Meth. A. 2004. V. 534. P. 250–259.
12. Aad G. et al. (ATLAS Collab.) // Phys. Lett. B. 2019. V. 798. P. 134913.
13. Arbuzov B. A., Zaitsev I. V. // Phys. Lett. B. 2017. V. 772. P. 184–188.