

Спонтанное нарушение симметрии в физике элементарных частиц: пример плодотворного обмена идеями*

Й. Намбу

(Нобелевская лекция. Стокгольм, 8 декабря 2008 г.)

PACS numbers: 01.30.Bb, 11.30.Pb, 14.80.Va

DOI: 10.3367/UFNr.0179.200912g.1323

Мне хочется начать с короткого эпизода из моей биографии. Физику я изучал в Токийском университете. Своим интересом к теории элементарных частиц я обязан трём знаменитым учёным, основателям японской школы в этой области физики: Нисине, Томонаге и Юкаве. Но все они работали в других институтах, а Токийский университет был известен исследованиями по физике конденсированного состояния. Я увлёкся теорией элементарных частиц, вернувшись в Токио после войны. Однако, оглядываясь назад, я должен признать, что раннее знакомство с физикой конденсированного состояния оказалось для меня чрезвычайно полезным.

Физика элементарных частиц — это ветвь ядерной физики, берущая начало с открытия нейтрона Чедвиком, изобретения циклотрона Лоуренсом и создания теории мезонов Юкавой в начале тридцатых годов двадцатого века [1]. Появившийся в последующие десятилетия постоянно удлиняющийся список новых элементарных частиц и успехи квантовой теории поля постепенно привели к осознанию нами основных законов природы, апогеем которого стала формулировка современной Стандартной модели.

Наши первые попытки осмысления природы этих новых частиц сводились к поискам каких-либо закономерностей в их свойствах и к привлечению принципов симметрии для их классификации. Симметрия в физике приводит к законам сохранения. Некоторые из этих законов, например сохранение энергии или электрического заряда, выполняются точно, но попытки создания теории элементарных частиц были основаны на приближённых соотношениях между массами и взаимодействиями.

Тем не менее способность подмечать аналогии — это естественная и очень полезная особенность человеческого сознания. Близость масс протона и нейтрона и их

взаимодействий привели к понятию изоспиновой SU(2)-симметрии [2]. С другой стороны, двигаясь в противоположном направлении, можно развивать простейшие симметрии до более сложных, таких как калибровочная инвариантность. Тогда уже сама динамика системы будет определяться симметрией, что является, пожалуй, наиболее привлекательным итогом теоретического исследования. Именно таким образом элегантные свойства электромагнетизма были перенесены на неабелевы SU(2)-калибровочные поля [3]. Однако сильное взаимодействие обладает малым радиусом действия, и придание массы калибровочным полям приводит к нарушению калибровочной инвариантности.

Основной предмет моего доклада — явление спонтанного нарушения симметрии (СНС), приводящее к нарушению инвариантности основных законов физики. На самом деле мы с ним постоянно сталкиваемся в повседневной жизни, хотя и не пользуемся этим термином [4]. Например, представим себе вертикально стоящий эластичный прямой стержень. Этот стержень симметричен относительно вращений: он выглядит совершенно одинаково из любого горизонтального направления. Однако стержень, если начать давить на него сверху, в конце концов прогнётся в какую-либо сторону и симметрия будет нарушена. Поскольку все направления эквивалентны, стержень может прогнуться в любую сторону. Но убедиться в этом можно, только повторив эксперимент несколько раз. Это и есть СНС.

В квантовой механике СНС обычно происходит в однородной среде, состоящей из большого числа элементов. На самом деле это динамический эффект. Симметрия даёт некоторую свободу движения каждому из этих элементов, но взаимодействие вынуждает их, образно говоря, выстраиваться, подобно толпе людей, обративших взоры в едином направлении. Несмотря на то, что изменение этого общего направления не нарушает симметрии и, следовательно, не требует затрат энергии,

Й. Намбу (Y. Nambu). Department of Physics, Enrico Fermi Institute, University of Chicago, 5720 Ellis Avenue, Chicago, USA

* Нобелевскую лекцию Й. Намбу представил Джованни Йона-Лазинио, Римский университет Ла Сапиенца, Италия.

совершить его совсем не просто, поскольку подобное преобразование не описывается локальным оператором. И так, создаётся впечатление, что симметрия утрачена. В принципе потерянную симметрию можно восстановить с помощью глобальной операции, но это преобразование равносильно некому фазовому переходу. Вот несколько примеров:

Физическая система. Нарушенная симметрия.

Ферромагнетики. Инвариантность относительно вращений (по отношению к направлению спина).

Кристаллы. Инвариантность по отношению к сдвигам и вращениям (на определённые дискретные периоды).

Сверхпроводники. Локальная калибровочная инвариантность (число частиц).

СНС в средах обладает следующими характерными свойствами:

1. Сильное вырождение основного состояния. Операция симметрии переводит одно основное состояние в другое.

2. Только одно из основных состояний и построенный на нём полный набор возбуждённых состояний реализуется в каждой конкретной ситуации.

3. Как правило, СНС пропадает при достаточно высоких температурах.

В релятивистской квантовой теории поля возможность этого явления распространяется на само пространство-время, потому что "вакуум" на самом деле не пуст, а обладает большим числом внутренних степеней свободы. С этой точки зрения, нарушение симметрии может играть важную роль в космологии. По мере того, как вселенная расширяется и охлаждается, в ней может произойти один или несколько сопровождающихся СНС фазовых переходов из более симметричных состояний в менее симметричные. Всё это будет приводить к изменению основных законов физики.

Сейчас я попытаюсь воспроизвести цепочку событий, приведшую меня к идее СНС и её применения в физике элементарных частиц. Однажды в 1956 г. Р. Шриффер рассказывал на семинаре о том, что впоследствии стало известно как теория сверхпроводимости Бардина–Купера–Шриффера (БКШ) [5]. Смелость их предположения о форме вектора состояния произвела на меня сильное впечатление, но в то же время мне не давал покоя тот факт, что, по-видимому, всё это приводило к нарушению калибровочной инвариантности. Вскоре Боголюбов [6] и Валатин [7] независимо ввели понятие квазичастиц как фермионных возбуждений в модели БКШ. Квазичастицы не обладали определённым зарядом, поскольку они являлись комбинациями электронов и дырок, пропорции которых зависели от импульса. Но как в таком случае можно обсуждать электромагнитные свойства, такие как эффект Мейснера, на основе теории БКШ? На самом деле потребовалось два года, прежде чем я смог найти удовлетворительное решение этой проблемы. Над этими вопросами работало много учёных, но мне хотелось найти своё решение. По существу, именно наличие безмассовой коллективной моды, известной теперь под названием бозона Намбу–Голдстоуна (НГ), и приводит к сохранению заряда или калибровочной инвариантности.

Квазичастицы Боголюбова–Валатина (БВ) описываются следующими уравнениями [8]:

$$\begin{aligned} E\psi_{p,+} &= \varepsilon_p\psi_{p,+} + \Delta\psi_{-p,-}^\dagger, \\ E\psi_{-p,-}^\dagger &= -\varepsilon_p\psi_{-p,-}^\dagger + \Delta\psi_{p,+}, \\ E &= \sqrt{\varepsilon_p^2 + \Delta^2}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь $\psi_{p,+}$ и $\psi_{-p,-}^\dagger$ — волновые функции электрона и дырки с импульсом p и спином $+$ или $-$, ε_p — кинетическая энергия электрона и дырки относительно энергии Ферми, 2Δ — щель в энергетическом спектре. В терминах спиновых матриц τ_i соответствующий гамильтониан и зарядовый ток выражаются в виде

$$H_0 = \varepsilon_p \Psi^\dagger \tau_3 \Psi + \Delta \Psi^\dagger \tau_1 \Psi, \quad (2)$$

$$\rho_0 = \Psi^\dagger \tau_3 \Psi, \quad j_0 = \Psi^\dagger \left(\frac{p}{m} \right) \Psi.$$

Основное состояние БВ $\psi_p^\dagger|0\rangle = 0$ для любого p . Однако заряд не коммутирует с гамильтонианом H_0 , и проблема состоит в том, что уравнение непрерывности больше не выполняется. Тем не менее оказалось, что взаимодействие, создающее основное состояние БКШ–БВ, одновременно порождает коллективные возбуждения f , которые вносят вклад в зарядовый ток и восстанавливают справедливость уравнения непрерывности. Правильные выражения имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \rho &\simeq \rho_0 + \frac{1}{\alpha^2} \partial_t f, \\ j &\simeq j_0 - \nabla f, \\ \left(\nabla^2 - \frac{1}{\alpha^2} \partial_t^2 \right) f &\simeq -2\Delta \Psi^\dagger \tau_2 \Psi, \end{aligned} \quad (3)$$

где f соответствует моде НГ. С физической точки зрения эта мода описывает возбуждения, стремящиеся восстановить утраченную симметрию. В длинноволновом пределе, который соответствует преобразованиям глобальной симметрии, энергия НГ-моды стремится к нулю. Смешивание НГ-моды и кулоновского взаимодействия между электронами, ставшее возможным благодаря их общей дальнедействующей природе, порождает хорошо известные плазмоны с

$$\omega^2 = \frac{en^2}{m}, \quad (4)$$

где e , n , m — соответственно заряд, плотность и масса электрона. Формальная аналогия между уравнениями БВ и уравнением Дирака позволила мне естественным образом распространить теорию БКШ на физику элементарных частиц [9]. При этом спектральная щель Δ превращается в массу M , что приводит к нарушению киральной симметрии $\sim \gamma_5$, а не обычного закона сохранения электрического заряда ~ 1 . Аксиальный ток в теории элементарных частиц является аналогом электромагнитного векторного тока в теории БКШ. Если нарушение симметрии проявляется в киральности, то тогда матричные элементы аксиального тока между нуклонными состояниями с 4-импульсами p и p' должны иметь следующий вид:

$$\Gamma_{\mu 5}(p', p) = \left(\gamma_\mu \gamma_5 - 2M\lambda_5 \frac{q_\mu}{q^2} \right) F(q^2), \quad q_\mu = p'_\mu - p_\mu. \quad (5)$$

Таким образом, киральная симметрия совместима с конечной массой нуклона M при условии существования безмассового псевдоскалярного бозона НГ. В реальных экспериментах присутствуют псевдоскалярные пионы, а векторное и аксиально-векторное взаимодействия, возникающие при слабом распаде нуклонов и пионов, обладают следующими свойствами:

$$g_V \simeq g_A, \quad g_\pi \simeq \frac{\sqrt{2} M g_A}{G}, \quad (6)$$

где g_V и g_A — векторная и аксиально-векторная константы связи нуклона, g_π — аксиальная константа связи пиона, G — константа пион-нуклонного взаимодействия, M — масса нуклона. Вторая из приведённых выше формул известна как соотношение Голдбергера–Треймана [10], из которого следует, что матричный элемент аксиально-векторной части распада нуклона описывается соотношением

$$\Gamma_{\mu A} \simeq \gamma_\mu \gamma_5 - \frac{2M\gamma_5 q_\mu}{q^2 - m_\pi^2}, \quad (7)$$

отличающимся от формулы (5) наличием массы пиона. Учитывая малость m_π по сравнению с M , я выдвинул гипотезу о приближённом сохранении аксиального тока, о возникновении массы нуклона в результате спонтанного нарушения киральной симметрии и о том, что пион — это и есть соответствующий бозон НГ, который должен стать безмассовым в пределе точного выполнения закона сохранения (при этом массы протона и нейтрона также должны сравняться).

Модельная система [11], которую мы впоследствии решили вместе с Йона-Лазинио, — это конкретная реализация предложенного СНС. По виду соответствующий лагранжиан напоминает гамильтониан модели БКШ

$$L = -\bar{\psi}\gamma^\mu \partial_\mu \psi + g \left[(\bar{\psi}\psi)^2 - (\bar{\psi}\gamma_5\psi)^2 \right] \quad (8)$$

и является инвариантным по отношению к преобразованиям числа частиц и киральности:

$$\begin{aligned} \psi &\rightarrow \exp(i\alpha)\psi, & \bar{\psi} &\rightarrow \bar{\psi}\exp(-i\alpha), \\ \psi &\rightarrow \exp(i\gamma_5\alpha)\psi, & \bar{\psi} &\rightarrow \bar{\psi}\exp(i\gamma_5\alpha). \end{aligned} \quad (9)$$

После СНС "нуклон" приобретает массу $M \sim 2g\langle\bar{\psi}\psi\rangle$. Хотя эта модель не является перенормируемой, тем не менее демонстрация в ней механизма СНС относительно проста. Возникающая масса M определяется "уравнением щели"

$$\frac{2\pi^2}{gA^2} = 1 - \frac{M^2}{A^2} \ln\left(1 + \frac{A^2}{M^2}\right), \quad (10)$$

где A — параметр обрезания. Нам удалось также найти связанные состояния нуклон-антинуклонных (мезонных) и нуклон-нуклонных (дибарионных) пар со спином 0 и 1. В частности, было обнаружено, что массы мезонов 0^- , ($\sim\bar{\psi}\gamma_5\psi$) и 0^+ , ($\sim\bar{\psi}\psi$) равны 0 и $2M$ соответственно. Рассмотрев более реалистичную модель с двумя ароматами кварков, в которой лагранжиан (8) обобщается как

$$L = -\bar{\psi}\gamma^\mu \partial_\mu \psi + g \left[(\bar{\psi}\psi)^2 - \sum_i (\bar{\psi}\gamma_5\tau_i\psi)(\bar{\psi}\gamma_5\tau_i\psi) \right], \quad (11)$$

с аналогичным уравнением спектральной щели, мы получили изовекторный 0^- -пион и изоскалярный 0^+ -пион. Фактическое значение массы пиона было получено исходя из небольшого значения явной "голой" массы в лагранжиане порядка 5 МэВ. Её введение также привело к изменению в правильном направлении аксиальной константы связи g_A .

Другими примерами СНС типа БКШ являются сверхтекучесть в ^3He и спаривание нуклонов в ядрах [12]. Существует простое общее соотношение между массами фермионов и бозонов в теориях типа БКШ [13]. Теория БКШ также описывает образование массы Лондона в электромагнитном поле. Введение скалярного поля Хиггса существенно упрощает эту проблему [14]. В импульсном пространстве релятивистский аналог соотношения Лондона имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} j_\mu(q) &= K_{\mu\nu}(q)A^\nu, \\ K_{\mu\nu} &= \left(\delta_{\mu\nu} - \frac{q_\mu q_\nu}{q^2} \right) K(q^2), \\ K(q^2) &\simeq \frac{q^2}{q^2 - m^2}. \end{aligned} \quad (12)$$

Третье соотношение описывает превращение безмассового бозона НГ в массивный "плазмон" — процесс, соответствующий формуле (4). Позднее это соотношение успешно применялось для слабых калибровочных полей в теории электрослабого объединения Вайнберга–Салама (ВС) [15]. Там также появляются массивные фермионы и происходит нарушение киральной инвариантности. Так называемые токовые массы для верхних и нижних кварков играют роль голой массы в модели Намбу–Йона-Лазинио.

В современной Стандартной модели физики элементарных частиц модель Намбу–Йона-Лазинио можно рассматривать как эффективную теорию квантовой хромодинамики (КХД), описывающую генерацию так называемых конститuentных масс. Там нас интересуют низкоэнергетические степени свободы в шкале, не превышающей некоторый порог обрезания $\Lambda \sim 1$ ГэВ. Динамику на коротких расстояниях при энергиях, превышающих пороговую, а также конфайнмент можно рассматривать как возмущения. Эта проблема усиленно изучалась многими исследователями. Для её решения Хатсуда и Кунихиро [16] использовали следующий лагранжиан:

$$L = L_{\text{QCD}} + L_{\text{NJL}} + L_{\text{KMT}} + \delta L. \quad (13)$$

Лагранжиан L_{NJL} описывает кварки и содержит члены, отвечающие "токовым массам". Лагранжиан L_{KMT} соответствует киральной аномалии Кобаяси–Маскавы–Хоффа

$$L_{\text{KMT}} = g_D \left(\det [\bar{q}_i(1 - \gamma_5)q_j] + \text{h.c.} \right). \quad (14)$$

Оба лагранжиана способствуют явному нарушению киральной симметрии (δL описывает эффекты конфайнмента и одноглюонного обмена). Теория ВС напоминает теорию сверхпроводимости Гинзбурга–Ландау [17], которая, как было показано Горьковым [18], следует из теории БКШ. Аналогично, модель Намбу–Йона-Лазинио переходит в модель Гелл-Мана и Леви [19]. Если эта

аналогия подтвердится, то тогда поля Хиггса можно будет использовать для эффективного описания динамики последней модели.

В заключение этой лекции мне хочется обратиться к проблеме иерархии масс. Иерархическая структура — это замечательное свойство нашей Вселенной. Массы известных нам фундаментальных фермионов также образуют иерархию, охватывающую 11 порядков величины. В отличие от заряда или спина массы не квантуются простым стандартным способом. Масса является динамической величиной, так как она зависит от взаимодействия. Но пока нам не удалось обнаружить в иерархии масс нетривиальной структуры, подобной энергетическим уровням атома водорода, которые способствовали открытию квантовой механики, или подобной траекториям Редже, приведшим к созданию дуальной струнной картины.

Как уже отмечалось ранее, по-видимому, механизм БКШ имеет прямое отношение к этой проблеме. Он приводит к возникновению массовой щели для фермионов, а также к возникновению голдстоуновских и хиггсовских мод в виде низколежащих бозонов. В свою очередь, бозоны могут стать источниками дальнейшего СНС, открывающими возможность для иерархического СНС или "обвала" [20]. Примеры подобных явлений уже обнаружены [21]:

1. Цепочка "атомы – кристалл – фонон – сверхпроводимость". НГ-мода, возникающая при образовании кристаллов, — это фонон, который приводит к куперовскому спариванию электронов, вызывающему сверхпроводимость.

2. Цепочка "КХД – спонтанное нарушение киральной симметрии в кварках и барионах – π , σ и другие мезоны – образование ядер и спаривание нуклонов – коллективные моды в ядрах".

Дальнейшие комментарии, пожалуй, излишни.

Я глубоко признателен Дж. Йона-Лазинию за помощь при составлении плана этой лекции.

Перевёл с английского А. Патрик

Список литературы

1. Nambu Y J. *Phys. Soc. Jpn.* **76** 111002 (2007)
2. Heisenberg W Z. *Phys.* **77** 1 (1932)
3. Yang C N, Mills R L *Phys. Rev.* **96** 191 (1954)
4. Впервые этот термин появился в работе: Baker M, Glashow S L *Phys. Rev.* **128** 2462 (1962)
5. Bardeen J, Cooper L N, Schrieffer J R *Phys. Rev.* **108** 1175 (1957)
6. Боголюбов Н Н *ЖЭТФ* **34** 58 (1958) [Bogolyubov N N *Sov. Phys. JETP* **7** 41 (1958)] Это фермионная версия преобразования, впервые использованного автором при описании сверхтекучести: *J. Phys. USSR* **11** 23 (1947)
7. Valatin J G *Nuovo Cimento* **7** 843 (1958)
8. Nambu Y *Phys. Rev.* **117** 648 (1960)
9. Nambu Y *Phys. Rev. Lett.* **4** 380 (1960)
10. Goldberger M L, Treiman S B *Phys. Rev.* **110** 1178 (1958)
11. Nambu Y, Jona-Lasinio G *Phys. Rev.* **122** 345 (1961); *Phys. Rev.* **124** 246 (1961). Впервые эта модель была представлена на Конференции Среднего Запада по теоретической физике: Nambu Y "A 'superconductor' model of elementary particles and its consequences", in *Proc. of the Midwest Conf. on Theoretical Physics, Purdue, 1960*; reprinted: *Int. J. Mod. Phys. A* **23** 4063 (2008)
12. Arima A, Iachello F *Phys. Rev. Lett.* **35** 1069 (1975); *Ann. Physics* **99** 253 (1976)
13. Nambu Y *Physica D* **15** 147 (1985); Nambu Y, Mukerjee M *Phys. Lett. B* **209** 1 (1988)
14. Anderson P W *Phys. Rev.* **130** 439 (1963); Englert F, Brout R *Phys. Rev. Lett.* **13** 321 (1964); Higgs P W *Phys. Rev. Lett.* **13** 508 (1964)
15. Weinberg S *Phys. Rev. Lett.* **19** 1264 (1967); Salam A, in *Elementary Particle Theory: Proc. of the Nobel Symp., 1968, Lerum, Sweden* Vol. 2 (Ed. N Svartholm) (Stockholm: Almquist and Wiksells, 1968) p. 367
16. Hatsuda T, Kunihiro T *Phys. Rep.* **247** 221 (1994)
17. Гинзбург В Л, Ландау Л Д *ЖЭТФ* **20** 1064 (1950)
18. Горьков Л П *ЖЭТФ* **36** 1918 (1959) [Gor'kov L P *Sov. Phys. JETP* **9** 1364 (1959)]
19. Gell-Mann M, Levy M *Nuovo Cimento* **16** 705 (1960)
20. Raby S, Dimopoulos S, Susskind L *Nucl. Phys. B* **169** 373 (1980)
21. Nambu Y "Masses as a problem and as a clue", Доклад, представленный в Международном центре теоретической физики, Триест (2004)