АКАДЕМИЯ НАУК СОЮЗА ССР
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ СОВЕТА МИНИСТРОВ СССР
ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ

Атомная энергия

ЯНВАРЬ
ТОМ 14 1963 ВЫП. 1

О ПРИЧИННОСТИ В СОВРЕМЕННОЙ ТЕОРИИ ПОЛЯ

Д. И. Блохинцев

Каузальность, обычно нами понимаемая, есть лишь малая частичка всемирной связи, но (материалистическое добавление) частичка не субъективной, а объективно реальной связи.

В. И. Ленин. Соч., т. 38, стр. 156.

ВВЕДЕНИЕ

Несмотря на скромную оценку, данную В. И. Лениным каузальности, этот принцип имеет все же фундаментальное значение в науке как простейшая форма связи явлений.

Особенно велико значение принципа причинности для физики, причем не только в общефилософском смысле; важнейшее значение имеет и та математическая форма, в которой выражается причинность.

В современной физике математическая форма причинности основывается на двух физических идеях: идее однородного и изотропного пространства — времени Эйнштейна — Минковского и идее переноса взаимодействия физическими полями (электромагнитным полем, полем мезонным, нейтринным и т. п.).

Вместе с тем известно, что применение этих принципов к особо малым расстояниям и малым промежуткам времени приводит к физически нелепым выводам: энергия взаимодействия частиц на малых расстояниях и собственная энергия частиц оказываются бесконечно большими. Этот неудовлетворительный вывод возникает как в квантовой, так и в классической физике и, возможно, указывает на общее для обеих концепций происхождение трудностей*.

ПРИЧИННОСТЬ В КЛАССИЧЕСКОЙ ФИЗИКЕ

В классической физике распространение слабого (линейного) сигнала из мировой точки $\mathcal{P}_1(x_1 t_1)$ в мировую точку $\mathcal{P}_2(x_2 t_2)$ определяется функцией Грина $\mathfrak{G}$, которая есть функция разности координат точек $\mathcal{P}_1$ и $\mathcal{P}_2$: $x = x_1 - x_2$, $t = t_1 - t_2$.

В этом выражается однородность пространства—времени. Требование изотропности пространства—времени приводит к тому, что функция Грина должна зависеть не просто от разностей x и t, но и от четырехмерного интервала $s^2 = x^2 - t^2$. Наконец, оказывается возможным ввести направление времени ε и направление по пространственному лучу η: $\varepsilon = \frac{t}{|t|} = \pm 1$, $\eta = 0$ для $s^2 < 0$ и $\eta = \frac{x}{|x|} = \pm 1$, $\varepsilon = 0$ для $s^2 > 0$. Итак, функцию Грина можно написать в виде

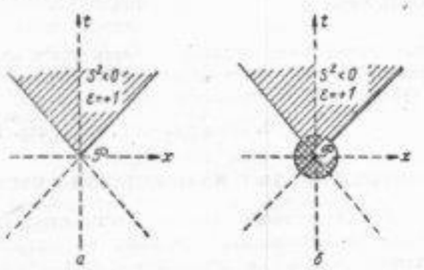
$$\mathfrak{G} = \mathfrak{G}(s^2, \varepsilon, \eta). \tag{1}$$

Эта функция является инвариантом преобразования Лоренца. Теперь дополнительно накладываются требования причинности: 1) сигнал не может распространяться со скоростью, превышающей скорость света c; 2) сигнал распространяется только из прошлого в будущее. Эти требования приводят к дальнейшей специализации функции $\mathfrak{G}$:

$$\left.\begin{array}{ll} \mathfrak{G} = \mathfrak{G}(s^2, +1, 0) & \text{для } \varepsilon = +1,\ \eta = 0; \\ \mathfrak{G} = 0 & \text{иначе.} \end{array}\right\} \tag{2}$$

* Некоторые философские вопросы причинности и теории поля рассмотрены в работе [1].

На рисунке показана область пространства — времени, где функция $\mathfrak{G}$ отлична от нуля. Заметим, что фурье-компонента от $\mathfrak{G}(s^2, +1, 0)$, обозначенная нами через $\mathfrak{G}(\omega, k)$, зависит только от инварианта $m^2 = \omega^2 - k^2$ ($\mathfrak{G}(\omega, k) = F(\omega^2 - k^2)$) и отлична от нуля лишь при $m^2 > 0$. Для $m^2 < 0$ мы получили бы функцию $\mathfrak{G}(s^2, 0, \pm 1)$, отличную от нуля в пространственно-подобной области, и, следовательно, приводящую к сигналам, распространяющимся со скоростью, большей скорости света.



Область пространства — времени, где функция Грина отлична от нуля.

В левом рисунке (а) заштрихована область пространства — времени, допустимая по обычной теории для распространения сигналов, исходящих из точки $\mathcal{P}$. В правом рисунке (б) двойной штриховкой показана область возможной аномальной причинности (например, эллиптический тип уравнения поля).

Опыт показывает, что при больших x и t (асимптотически) волновое поле всегда допускает корпускулярное толкование, а это означает, что в бесконечности мы имеем набор волн с дискретными значениями величины $m^2 = m_1^2, m_2^2, \ldots m_s^2, \ldots \geqslant 0$*.

Фурье-компонента $F(\omega^2 - k^2)$ имеет полюса при $\omega^2 = k^2 + m_s^2$, а функция $\mathfrak{G}(s^2, +1, 0)$ — особенности вида $\delta(s^2)$. В силу свойств интервала s^2 эта особенность перенесется и в область малых x, t (лишь бы $s^2 = 0$) и там приведет к нежелательным бесконечностям.

Таким образом, физически оправданные для больших x и t предположения об изотропности пространства и времени сами собой переносятся в область бесконечно малых x и t.

* В квантовой теории поля величина m определяет массу частицы, связанной с рассматриваемым полем.

ПРИЧИННОСТЬ В КВАНТОВОЙ ФИЗИКЕ

Квантовая теория, как это ни странно, во всех основных чертах сохраняет классическую концепцию причинности. Именно, в квантовой теории распространение сигнала (или взаимодействия) также определяется функцией Грина $D_c(s^2)$ (которая также называется причинной функцией). Эта функция связывает квантовый переход в окрестности точки $\mathcal{P}_1$ с квантовым переходом в окрестности точки $\mathcal{P}_2$*.

В отличие от классической функции Грина эта функция не равна нулю и для $s^2 > 0$, однако лишь в масштабах $\sim h/mc$ (комптоновской длины волны частицы). Чтобы можно было зафиксировать факт испускания сигнала (кванта) с положительной энергией из окрестности точки $\mathcal{P}_1$ и факт поглощения его в окрестности точки $\mathcal{P}_2$, эти «окрестности» должны быть достаточно большими. Именно в соответствии с соотношением неопределенности для кванта-сигнала с энергией E и импульсом p размеры окрестностей точек $\mathcal{P}_1$ и $\mathcal{P}_2$ должны быть по времени $T \gg \frac{h}{E}$, по пространству $L \gg \frac{h}{p}$.

Далее эти окрестности не должны перекрываться (расстояние между ними $|x| \gg L$ и промежуток времени $|t| \gg T$). Как было показано Фирцем [3] для точечных частиц, при этих условиях свойства функции $D_c(s^2)$ обеспечивают чисто классическую причинную связь между окрестностями точек $\mathcal{P}_1$ и $\mathcal{P}_2$, т. е. связь, эквивалентную той, которую дает функция Грина $\mathfrak{G}(s^2, +1, 0)$. В условиях, когда приведенные выше неравенства не выполнены, соотношения неопределенностей вообще не позволяют судить о характере причинной связи (что произошло позже, что раньше). Отличие от нуля причинной функции $D_c(x)$ в пространственной области приводит к существованию пространственных форм-факторов элементарных частиц $F(q)$, где q — передаваемый частице импульс.

В соответствии с таким форм-фактором частице можно приписать жесткое пространственное распределение зарядов и токов типа $\varrho(x) = \int F(q) e^{iqx} d^3q$. Такое жесткое распре-

* Принцип причинности в его обычной форме был использован Н. Н. Боголюбовым для нового представления современной теории поля [2].

деление допускает распространение сигнала от периферии частицы к ее центру с бесконечно большой скоростью.

Однако в работе [4] было показано, что и в этом случае соотношение неопределенностей не позволяет «уличить» частицу в распространении сигнала со скоростью, большей скорости света. Несмотря на отмеченное отличие причинной функции Грина $D_c(s^2)$ от классической функции Грина $\mathfrak{G}(s^2, +1{,}0)$, ситуация с особенностями в квантовой теории остается по существу такой же, как и в классической теории: особенности функций распространения, естественные для больших x и t, неумолимо переносятся в области малых масштабов пространства и времени.

НЕКОТОРЫЕ ВОЗМОЖНЫЕ ОБОБЩЕНИЯ ПРИЧИННОЙ СВЯЗИ

Характер особенностей функций распространения указывает на необходимость отказаться от перенесения макроскопических законов распространения сигналов (взаимодействий) в область особо малых масштабов пространства — времени и попытаться видоизменить их. Сказанное выше о значении соотношения неопределенностей позволяет рассчитывать на возможность примирения обычной формы макропричинности с иными формами микропричинности в малых пространственно-временных областях.

Рассмотрим теперь некоторые возможные обобщения теории.

Нелинейная теория. Функции Грина, обладающие описанными выше особенностями, связаны с распространением слабых полей, подчиняющихся линейным уравнениям.

Как впервые было отмечено Борном [5], сильные поля могут подчиняться другим, нелинейным уравнениям. В этом случае скорость распространения сигнала V зависит от силы и формы сигнала [6—8].

Действительно, характеристики нелинейного уравнения, вообще говоря, отличны от прямых $\frac{dx}{dt} = \pm c$, характерных для линейной теории. Поэтому скорость нелинейного сигнала V оказывается функцией напряженности поля φ и его производных $\frac{\partial\varphi}{\partial x}$, $\frac{\partial\varphi}{\partial t}$:

$$\frac{dx}{dt} = \pm V\left(\varphi, \frac{\partial\varphi}{\partial x}, \frac{\partial\varphi}{\partial t}\right). \qquad (3)$$

Как было показано в работе [5], в некоторых вариантах нелинейной теории величина V может сделаться мнимой, а гиперболическое уравнение для поля превратиться в уравнение эллиптического типа. Вдали от источника и приемника сигнала (вдали от частиц) поле будет по-прежнему подчиняться линейному уравнению, а функция Грина будет иметь обычные особенности типа $\delta(s^2)$. Однако в окрестности частиц, где поля велики, характер особенностей будет изменяться. Например, в случае превращения уравнения в эллиптическое особенность функции Грина при $x \to 0$, $t \to 0$ будет иметь вид $1/R^2$, где $R^2 = x^2 + t^2$.

Это возможное изменение типа уравнения поля вблизи частиц напоминает ситуацию на крыле самолета, летящего со скоростью, близкой к скорости звука: как известно, там, где местная скорость потока, обтекающего крыло, превышает скорость звука, эллиптический тип уравнения превращается в гиперболический.

На рисунке показана область, где причинность может стать аномальной (б). Нарушение релятивистской инвариантности вблизи $x = 0$, $t = 0$ является только кажущимся и обусловлено точкой пространства — времени (где расположен источник поля), выделенной тем, что именно в ее окрестности нелинейное поле само формирует среду для своего распространения.

Возможность изменения типа уравнений для распространения поля в окрестности частиц, а вместе с этим и возможность изменения формы причинной связи является очень увлекательной. Однако никому еще не удалось найти квантовый аналог этой модели теории поля.

Остается также нерассмотренным вопрос об изменениях определения длины отрезка и промежутка времени, которые могут повлечь за собой нелинейность в распространении сигнала. Определения Эйнштейна, безусловно, предполагают линейность сигнала.

Изменение причинности для малых масштабов пространства — времени. Мы видели, что в однородном пространстве — времени нельзя изменить закон причинной связи в малом, не изменяя его в большом. Возможный путь изменения подсказывается идеями нелинейности, освещенными выше. Отступление от обычных закономерностей распространения сигнала наступает не всюду, а лишь около источников и приемников сигнала, т. е. вблизи частиц, иными словами, там, где однородность пространства нарушена расположенной там частицей. Это указывает на возможность нарушения обычных законов распространения сигналов вблизи частиц [9, 10].

Математически эта возможность осуществляется благодаря появлению новых инвариантов, помимо s^2, ε, η. Действительно, с частицей или с системой взаимодействующих частиц связан вектор полной энергии-импульса $P(E, \mathbf{p})$, который коммутирует с относительными координатами и с другими внутренними динамическими переменными*. Помимо инварианта $I_1 = s$, возникают новые инварианты, такие как $I_2 = P^2 = -m^2$ (где m — масса покоя всей системы), $I_3 = (P \cdot s)$ и др. Это позволяет образовывать новые инвариантные комбинации, например,

$$R^2 = I_1 + \frac{I_3^2}{I_2}; \tag{4}$$

$$T^2 = \frac{I_3^2}{I_2}, \tag{4'}$$

которые в системе центра масс переходят в r^2 и t^2 соответственно и в дальнейшем трансформируются согласно (4) и (4′) [12].

В силу этого функция Грина, связанная с системой частиц, может быть записана в виде

$$\mathfrak{G} = \mathfrak{G}(I_1, I_2, I_3). \tag{5}$$

Наличие инвариантов I_2 и I_3 позволяет изменить поведение $\mathfrak{G}$ вблизи r, $t = 0$.

Рисунок может быть использован для иллюстрации поведения функции $\mathfrak{G}$, которая при $R^2 < a^2$ имеет эллиптическую структуру, а при $R^2 > a^2$ переходит в обычную функцию Грина с сингулярностями на конусе $s^2 = 0$.

Подобным же образом может быть изменена и причинная функция $D_c(s^2)$, если ее связывать не с вакуумом, а с частицами, помещенными в вакуум и имеющими относительную координату $x = x_1 - x_2$ и суммарный импульс $p = p_1 + p_2$:

$$D_c = D_c(I_1, I_2, I_3). \tag{6}$$

Полная схема подобного типа еще не разработана, и остается неясным, какой модели теории поля она соответствует. В частности, не исследовано, будет ли соблюдаться унитарность матрицы рассеяния.

Изменение метрики физического вакуума. Другие возможности для изменения формы причинности могут быть связаны с идеей об изменении геометрии нашего пространства — времени для малых пространственно-временных областей.

Одна из этих возможностей заключается в флуктуациях метрического тензора $g_{\mu\nu}$, которые в принципе могут быть вызваны флуктуациями нулевой энергии вакуума. Такого рода флуктуации приведут к флуктуациям пространственно-временного интервала:

$$s^2 = \int_{\mathcal{P}_1}^{\mathcal{P}_2} g_{\mu\nu}\, dx_\mu\, dx_\nu. \tag{7}$$

Следовательно, все функции, такие как $\mathfrak{G}(s^2)$, $D_c(s^2)$, окажутся «размытыми» [13, 14]. Однако эти флуктуации, если исключить бесконечности, оказываются существенными в областях пространства — времени порядка $L_g = \left(\frac{h\varkappa}{c^3}\right)^{1/2} = 0{,}82 \cdot 10^{-32}$ *см*, где $\varkappa$ — гравитационная постоянная. Эти масштабы кажутся слишком малыми, чтобы играть существенную роль в мире частиц. Введение другого масштаба для флуктуации вакуума l_0 означало бы введение новой физической гипотезы, следствия и внутренняя непротиворечивость которой еще далеко не исследованы.

«Квантование» пространства — времени. Старая идея «квантования» пространства — времени [15] воскресала несколько раз [16—18]. Современные тенденции в развитии этой идеи покоятся на предположении о неэвклидовом характере метрики в пространстве импульсов [19]. Именно интервал в пространстве импульсов p_1, p_2, p_3, p_4 полагается равным

$$d\sigma^2 = a_{\mu\nu}\, dp_\mu\, dp_\nu. \tag{8}$$

Радиус кривизны этого метрического пространства играет роль предельного, обрезающего импульса P_0. Канонически сопряженные с этими импульсами координаты обычного пространства — времени x_1, x_2, x_3, x_4 оказываются при этом операторами, некоммутирующими между собой:

$$[x_\mu, x_\nu] = ib_{\mu\nu}. \tag{9}$$

* Это обстоятельство позволило Ю. М. Широкову правильно решить проблему релятивистского волчка [11].

Теория строится таким образом, что для масштабов $l \gg \frac{h}{P_0}$ она переходит в обычную теорию. Ясно, что в этой теории концепция обычной причинности оказывается непригодной $\left(\text{по крайней мере в областях пространства — времени} \sim \frac{h}{P_0}\right)$. Действительно, нельзя говорить о распространении сигнала из точки $\mathscr{P}_1(x_1'x_2'x_3'x_4')$ в точку $\mathscr{P}_2(x_1''x_2''x_3''x_4'')$, если сами координаты этих точек остаются неопределенными. В этой теории процесс распространения сигнала приобретает физический смысл лишь для достаточно больших $|x_\mu|$, когда можно пренебречь правой частью в выражении (9). Для меньших масштабов взаимосвязь явлений математически может быть описана только посредством пространства импульсов. Теория квантованного пространства — времени не получила еще вполне последовательного развития.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Принятая в современной теории форма причинности вытекает из основных пространственно-временных представлений.

Она заимствована из макроскопической физики и в силу характера особенностей функций Грина автоматически переносится в бесконечно малые масштабы. Это приводит к появлению расходимостей (бесконечностей) для ряда важнейших физических величин, связанных с элементарными частицами.

Мы рассмотрели в этой работе некоторые предварительные теоретические схемы, которые, сохраняя макроскопическую причинность, существенно видоизменяют причинность для малых масштабов пространства — времени.

Мы не знаем, какая из этих схем ближе всего подводит нас к истине — мы еще играем с ней в жмурки.

Поступила в Редакцию 30/VIII 1962 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Д. И. Блохинцев. Сб. «Философские вопросы современной физики». М., Изд-во АН СССР, 1952, стр. 358.
2. Н. Н. Боголюбов, Д. В. Ширков. Введение в теорию квантованных полей, § 17. М., Гостехтеориздат, 1957.
3. М. Фирц. Сб. «Новейшее развитие квантовой электродинамики». М., Изд-во иностр. лит., 1954, стр. 233.
4. Д. И. Блохинцев. Препринт ОИЯИ. Дубна, 1952.
5. М. Борн. См. в кн. В. Гейтлера. Квантовая теория излучения. М., изд-во иностр. лит., 1955.
6. Д. И. Блохинцев. «Докл. АН СССР», XXXII, 689 (1952).
7. D. Blohincev. Nuovo Cim. Suppl., No. 4, ser. X, 3, 629 (1955).
8. Д. И. Блохинцев, В. Орлов. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 25, 513 (1953).
9. Д. И. Блохинцев. «Уч. зап. МГУ», Физика, кн. 3, вып. 77, стр. 201 (1945).
10. Д. И. Блохинцев. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 16, 480 (1946).
11. Ю. М. Широков. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 22, 539 (1952).
12. D. Blohincev, V. Barasenkov, V. Grisin. Nuovo Cim., ser. X, IX, 249 (1958).
13. S. Deser. Rev. Mod. Phys., 29, 417 (1957).
14. D. Blohincev. Nuovo Cim., 18, 193 (1960).
15. V. Ambarcumyan, D. Ivanenko. Z. Phys., 64, 563 (1930).
16. H. Snyder. Phys. Rev., 71, 38 (1946).
17. Ю. А. Гольфанд. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 37, 504 (1959); 43, 256 (1962).
18. В. Г. Кадышевский. Там же, 41, 1885 (1961). См. также Препринты ОИЯИ, Р-1017, Р-1018. Дубна, 1962.
19. M. Born. Proc. Roy. Soc., A165, 291 (1938).