

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУКК ВОПРОСУ О ЕДИНОЙ ТЕОРИИ ПОЛЯ*)**ВСЕГДА ЛИ СУЩЕСТВУЕТ «ДУАЛИЗМ» ВОЛН
И ЧАСТИЦ?****Д. И. Блохинцев**

Ещё на самой ранней поре развития квантовой механики была показана равноправность корпускулярной и волновой картины движения материи. Корпускулярные и волновые свойства оказались, таким образом, лишь двумя сторонами одной и той же физической сущности.

Но исчерпывает ли на самом деле этот «дуализм»**) все возможные состояния материи?

Можно сформулировать этот вопрос и более определённо: всегда ли материя обнаруживает корпускулярные свойства?

Принято считать, что современная теория приводит к положительному ответу на этот вопрос. Именно, всякое свободное волновое поле, подчиняющееся законам квантовой теории, обладает корпускулярными свойствами, т. е. при взаимодействии передаёт и принимает энергию ε и импульс $\mathbf{p}$ порциями:

$$\varepsilon = \pm \sqrt{m^2 c^4 + c^2 p^2}, \quad \pm \mathbf{p}, \quad (1)$$

где m — масса покоя частиц, $\mathbf{p}$ — импульс частицы.

Сами частицы — фотоны, позитроны, электроны, мезоны, нуклоны — с этой точки зрения следует рассматривать как возбуждённые состояния соответствующих полей^{1, 2}, потому, быть может, было бы уместно назвать их общим именем «полетоны».

Значительно труднее ответить на поставленный выше вопрос, если учесть, что различные физические поля на самом деле взаи-

*) Статьи Д. И. Блохинцева и Я. И. Френкеля, посвящённые вопросу о единой теории поля, публикуются в порядке обсуждения. *Ред.*

**) Так часто называют способность материи проявлять в одних отношениях корпускулярные, а в других — волновые свойства.

модействуют между собою и, стало быть, не являются свободными. Как раз при учёте этого взаимодействия и возникают хорошо известные трудности современной теории.

В последнее время удалось развить формальные методы устранения бесконечностей, эффективные по крайней мере в электродинамике (взаимодействие полей)³.

Однако в дальнейшем нас будет интересоваться не эта сторона дела. Мы хотим обратить внимание на другие следствия современной теории взаимодействующих полей, которые указывают на существование состояний полей, несовместимых с корпускулярностью, т. е. приводящих к нарушению «дуализма» волн и частиц.

Для иллюстрации нашего утверждения относительно нарушения «дуализма» волн и частиц обратимся к примерам. Рассмотрим сначала случай взаимодействия двух скалярных полей $\Psi(x, t)$ и $\Phi(x, t)$, при этом предположим, что энергия взаимодействия этих полей $\mathcal{W}$ имеет особенно простой вид: $\mathcal{W} = g\Psi\Phi$, где g — постоянная связи, имеющая размерность L^{-2} *). Тогда уравнения полей, релятивистски-инвариантные, будут иметь вид:

$$\square^2 \Psi - \frac{m^2 c^2}{h^2} \Psi = g\Phi, \quad (2)$$

$$\square^2 \Phi - \frac{M^2 c^2}{h^2} \Phi = g\Psi, \quad (2')$$

где $\square^2 = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$, а m и M суть массы частиц, связанных со свободными полями, т. е. существующих при $g = 0$. Удобно рассматривать эти уравнения с помощью нормальных координат q_k и Q_k таких, что

$$\Psi(x, t) = \int q_k e^{ikx} dk, \quad \Phi(x, t) = \int Q_k e^{ikx} dk. \quad (3)$$

Нетрудно показать, что q_k и Q_k будут удовлетворять уравнениям:

$$\frac{d^2 q_k}{dt^2} + \omega_k^2 q_k = gc^3 Q_k, \quad \frac{d^2 Q_k}{dt^2} + \Omega_k^2 Q_k = gc^3 q_k. \quad (4)$$

Здесь собственные частоты ω_k и Ω_k равны:

$$\omega_k = \frac{\varepsilon_k}{h} = \sqrt{m^2 c^4 + h^2 c^2 k^2}, \quad \Omega_k = \frac{E_k}{h} = \sqrt{M^2 c^4 + h^2 c^2 k^2}. \quad (5)$$

Введём теперь новые нормальные координаты ξ_k и η_k :

$$\xi_k = \alpha q_k + \beta Q_k, \quad \eta_k = \delta q_k + \gamma Q_k.$$

*) Этот пример частично рассматривался нами и ранее в 2.

Тогда подходящим выбором α , β , γ , δ можно добиться того, что ξ_k , η_k будут удовлетворять независимым уравнениям:

$$\frac{d^2 \xi_k}{dt^2} + \omega_k'^2 \xi_k = 0, \quad \frac{d^2 \eta_k}{dt^2} + \Omega_k'^2 \eta_k = 0, \quad (6)$$

причём новые частоты ω_k' и Ω_k' будут равны:

$$\omega_k' = \frac{1}{h} \sqrt{m'^2 c^4 + h^2 c^2 k^2}, \quad \Omega_k' = \frac{1}{h} \sqrt{M'^2 c^4 + h^2 c^2 k^2}, \quad (7)$$

где m' и M' определяются массой покоя частиц, соответствующих новым полям, для которых ξ_k и η_k суть нормальные колебания. Простые вычисления этих масс m' и M' приводят к результату:

$$m'^2 = \frac{m^2 + M^2}{2} + \sqrt{\frac{(m^2 - M^2)^2}{4} + \frac{h^4 g^2}{c^4}}, \quad (8)$$

$$M'^2 = \frac{m^2 + M^2}{2} - \sqrt{\frac{(m^2 - M^2)^2}{4} + \frac{h^4 g^2}{c^4}}. \quad (8')$$

При малой постоянной связи g обе массы m' и M' действительны и поля будут «квантоваться», т. е. обмен энергией и импульсом будет происходить «корпускулярно», порциями, согласно (1). Такие поля можно рассматривать как совокупности «полетонов».

Однако при постоянной связи $g > \frac{mc}{h} \frac{Mc}{h}$ одна из масс (M') становится мнимой, закон дисперсии частот (7) принимает вид:

$$\Omega_k'^2 = c^2 k^2 - \left| \frac{M' c^3}{h} \right|^2 = c^2 (k^2 - k_0^2) \quad (7')$$

так, что при малых k уравнение для осциллятора (6) будет:

$$\frac{d^2 \eta_k}{dt^2} - c^2 k_0^2 \eta_k = 0. \quad (6')$$

Такой осциллятор «квантоваться» не будет*), и мы приходим к особому состоянию поля, которому не соответствуют какие-либо частицы.

Рассмотрим теперь другой пример, более близкий к схемам современной теории**). Именно, предположим, что энергия взаимодействия полей Ψ и Φ имеет вид $W = \frac{1}{2} g \Psi \Phi^2$. Такое взаимодействие нелинейно (третьего порядка относительно Ψ , Φ). Взаимодействия третьего порядка весьма типичны в современной теории.

*) Асимптотическое поведение собственных функций, в отличие от обычного осциллятора, будет иметь вид:

$$\Psi_\lambda = \frac{1}{\sqrt{\eta}} e^{\pm \frac{i}{2} \eta^2 \pm i \lambda \lg \eta + \dots},$$

λ — действительное число, пропорциональное энергии.

**) По поводу общей схемы современной теории квантовых полей см., например, 4.

Задачу с нелинейным взаимодействием невозможно решить точно. Обычно ищут решение в виде разложения по степеням постоянной взаимодействия g . Мы выберём другой путь — путь качественного анализа. Такой метод рассмотрения не требует предположений о малости g .

В основу анализа положим метод Гамильтона. Вводя нормальные координаты q_k и Q_k и сопряжённые им импульсы π_k и Π_k , мы можем написать функцию Гамильтона в виде:

$$H = \frac{1}{2} \int (\pi_k^2 + \omega_k^2 q_k^2) dk + \frac{1}{2} \int (\Pi_k^2 + \Omega_k^2 Q_k^2) dk + \\ + \frac{1}{2} g \int \int q_k Q_k Q_{k-s} dk ds. \quad (9)$$

Потенциальная энергия нашего поля, очевидно, равна:

$$U\{q, Q\} = \\ = \frac{1}{2} \int (\omega_k^2 q_k^2 + \Omega_k^2 Q_k^2) dk + \frac{1}{2} g \int \int q_k Q_k Q_{k-s} dk ds \quad (10)$$

и состоит из потенциальной энергии осцилляторов плюс энергии их взаимодействия (последний, двойной интеграл).

Рассмотрим подробнее эту энергию и покажем, что она положительно-недефинитна.

Положим, для доказательства, что:

$$q_k = X \text{ в интервале } k = 2s \pm \frac{\Delta}{2}, \quad q_k = 0 \text{ вне этого интервала,} \\ Q_k = Y \text{ в интервале } k = s \pm \frac{\Delta}{2}, \quad Q_k = 0 \text{ вне его.}$$

Тогда

$$2U = \Delta(\omega^2 X^2 + \Omega^2 Y^2 + g\Delta XY^2), \quad (11)$$

где ω^2 , Ω^2 — средние значения ω_{2s}^2 , Ω_s^2 в интервале Δ около $k = 2s$ и $k = s$, соответственно.

Если

$$\Omega^2 + g\Delta X < 0, \quad (12)$$

то при $Y \rightarrow \pm \infty$, $U \rightarrow -\infty$, и только при малых X , Y (или $g\Delta$) $U > 0$.

Таким образом, недефинитность U доказана.

На рисунке подробнее показан рельеф потенциальной энергии. Сплошные линии на рисунке суть линии U -постоянной, линия aa' означает линию $\Omega^2 + g\Delta X = 0$. При малых X , Y имеется «кратер», стенки которого круто поднимаются по мере роста X , Y . В этом «кратере» движение будет «квантоваться» — поле будет обладать корпускулярными свойствами. Однако это квантование будет приближённым, так как слева от линии aa' имеются две

симметрично расположенные «пропасти» ($U \rightarrow -\infty$), разделённые друг от друга «горой» cbc' и барьером aa' от «кратера», около O .

Подобно тому как вода горного озера, расположенного в глубокой воронке, просачивалась бы через породу в глубокое ущелье, так и в нашем случае будет происходить перетекание поля из «кратера» O в пропасть (abc) и $(a'bc')$ через потенциальный барьер (aa') .

В тех же областях, где расположены «пропасти», поле не квантуется, так же как оно не квантуется и в случае осциллятора с отрицательной упругостью (b'). Этим состоянием поля нельзя сопоставить никаких частиц — «полетонов».

Не исключено, конечно, что само кубическое взаимодействие

$W = \frac{1}{2} g \Psi^2 \Phi^2$ является лишь приближением, подобно тому как является приближением потенциальная энергия негармонического осциллятора:

$$\frac{1}{2} m \omega^2 x^2 + g x^3 + \dots$$

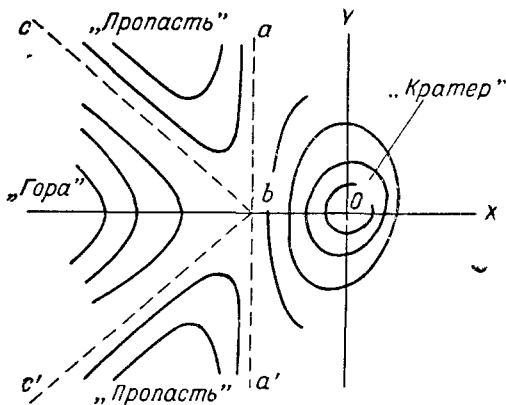


Рис. 1.

Появление во взаимодействии высших членов, например, типа $\frac{1}{2} g \Psi^2 \Phi^3$, могло бы восстановить положительную дефинитность U .

Тогда «пропасти» могли бы исчезнуть, а вместо них образоваться склоны или новые кратеры.

Особенно любопытно было бы возникновение новых кратеров, так как существование их означало бы возможность малых колебаний поля у новых положений равновесия, а вместе с тем мы вернулись бы вновь к квантуемым состояниям поля, а стало быть, и к частицам, но возникающим не около нулевого поля, как обычно, а около поля конечной величины. Превращение этих частиц в обычные возможно путём просачивания («туннельный эффект») через потенциальные барьеры, разделяющие кратеры.

Сейчас было бы преждевременно подробнее анализировать эти высшие взаимодействия. Но из рассмотренных выше примеров с квадратичным ($g \Psi \Phi$) взаимодействием и кубическим ($\frac{1}{2} g \Psi \Phi^3$) взаимодействием полей видно, что не всякое возбуждённое состоя-

ние поля может рассматриваться как эквивалентное существованию частиц — «полетонов».

По всей видимости существуют и такие состояния полей, которые не сводятся к «полетонам», т. е. волно-корпускулярный дуализм не исчерпывает всех мыслимых состояний материи: могут быть и такие состояния, которые не сводятся к частицам. Являются ли эти состояния чисто математической возможностью или они и на самом деле реализуются в природе — это пока открытый вопрос.

Предполагают, например, что распад μ -мезона происходит на электрон и два нейтрино. Но можно ли считать исключённым, что нейтрино вообще не является «полетоном» и не обладает корпускулярными свойствами?

Быть может, более тщательные исследования распада мезонов, происходящего с участием нейтральных частиц («нейтрино», «нейтретто»), дадут более определённый ответ на этот вопрос.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Я. И. Френкель, УФН, **42**, 69 (1950).
 2. Д. И. Блохинцев, УФН, **42**, 76 (1950).
 3. Я. А. Смородинский, УФН, **39**, 325 (1949).
 4. Г. Вентцель, Введение в квантовую теорию волновых полей, Гостехиздат, 1940.
-