

гих молекул, как и прямые переходы из валентной зоны в зону проводимости у ми. полупроводников, также расположены в вакуумной УФ-области спектра. В КВ-части вакуумного диапазона  $\lambda$  находится  $L$ -,  $M$ - и т. д. серии рентгеновских спектров. В. с. имеет большое значение для диагностики высокотемпературной плазмы в работах по получению УТС, а также для исследования Солнца, звёзд, туманностей и т. д.

Лит.: Зайдель А. Н., Шрейдер Е. Я., Спектроскопия вакуумного ультрафиолета, М., 1967; Козлов М. Г., Спектры поглощения паров металлов в вакуумном ультрафиолете, М., 1981. А. Н. Рыбцев.

**ВАКУУМНОЕ СРЕДНЕЕ** в квантовой теории поля — комплексное число, равное эр. значению к.-л. оператора (или произведения операторов  $A, B, \dots$ ) в вакуумном состоянии поля  $|0\rangle$  (см. *Вакуум*). Обозначается символом  $\langle 0|A; B; \dots|0\rangle$ . В. с. операторов энергии, импульса, момента импульса, электрич. заряда и др. сохраняющихся квантовых чисел равны нулю. Особенно большую роль играет В. с. *локальных операторов* поля  $\phi(x)$ , зависящих от пространственно-временных точек  $x$ . Так, ненулевое значение  $\langle 0|\phi(x)|0\rangle$  свидетельствует о спонтанном нарушении симметрии и *вырождении вакуума*. В. с. от хронологического произведения операторов полей или локальных токов даёт матричные элементы *матрицы рассеяния* и определяет все процессы взаимопревращения частиц. См. *Квантовая теория поля*.

А. В. Ефремов. **ВАКУУМНЫЙ КОНДЕНСАТ** — ненулевое вакуумное среднее к.-л. локального оператора поля. Представление о В. к. — одно из центральных в совр. теориях *электрослабого взаимодействия* и сильного взаимодействия — *квантовой хромодинамике* (КХД). Употребление слова «конденсат» связано с картиной, согласно к-рой вакуумное, или низшее по энергии, состояние следует представлять не в виде «пустого» пространства, а как своеобразную среду флуктуирующих с большой амплитудой полей. Часто обсуждают, напр., такие отличные от нуля вакуумные средние:

$$\langle 0|\phi|0\rangle, \quad \langle 0|\bar{u}u|0\rangle, \quad \langle 0|\bar{d}d|0\rangle, \quad (1)$$

$$\langle 0|G_{\mu\nu}^a G_{\mu\nu}^a|0\rangle,$$

где  $\phi$  — скалярное поле (*Хиггса поле*),  $u$  и  $d$  — поля  $u$ - и  $d$ -кварков (черта над  $u, d$  означает дираковское сопряжение; см. *Дирака поле*),  $G_{\mu\nu}^a$  — тензор напряжённости калибровочного векторного глюонного поля в КХД ( $\mu, \nu=0, 1, 2, 3$  — лоренцовы индексы,  $a=1, \dots, 8$  — цветовой индекс; по дважды встречающимся индексам производится суммирование). Соответственно говорят о В. к. скалярного поля, кварковом и глюонном В. к. Первый обсуждается в теории электрослабого взаимодействия, последние — в КХД.

С теоретич. точки зрения особый интерес представляет случай *спонтанного нарушения симметрии*, когда симметрия В. к. ниже, чем симметрия исходного лагранжиана. В этом случае спектр наблюдаемых частиц не обладает полной симметрией исходного лагранжиана. Напр., лагранжиан электрослабого взаимодействия обладает симметрией относительно поворотов в изотопич. пространстве. Волновые ф-ции фотона и *промежуточного векторного бозона* переходят друг в друга при таких поворотах. Однако массы этих частиц сильно различаются. Причиной служит отличие от нуля вакуумное среднее хиггсовского поля, к-рое и выделяет определ. направление в изотопич. пространстве. Ввиду того что поля описываются размерными величинами, В. к. вносят определённые массовые масштабы. Симметрия исходного лагранжиана восстанавливается в наблюдаемых амплитудах процессов только при энергиях (точнее, переданных 4-импульсах), много больших этого масштаба.

Феноменологич. следствия из существования В. к. наиб. подробно изучены в КХД. В пределе нулевых масс  $u$ - и  $d$ -кварков исходный лагранжиан в КХД инва-

риантен относительно изотопич. вращений с изменением чётности:

$$\left(\begin{matrix} u \\ d \end{matrix}\right) \rightarrow \exp(i\tau\alpha\epsilon_a) \gamma^5 \left(\begin{matrix} u \\ d \end{matrix}\right), \quad (2)$$

где  $\tau\alpha$  — Паули матрицы, действующие в изотопич. пространстве  $u$ - и  $d$ -кварков,  $\epsilon_a$  — параметры поворота ( $\alpha=1, 2, 3$ ),  $\gamma^5$  — Дирака матрица в спиновом пространстве. Однако экспериментально вырождения по чётности масс низших, невозбуждённых резонансов (в к-рых составляющие кварки находятся в  $S$ -состоянии) не наблюдается. Причина этого — существование кваркового В. к.,  $\langle 0|\bar{u}u + \bar{d}d|0\rangle \neq 0$ , к-рый не инвариантен относительно вращений (2). Один из результатов такого нарушения симметрии — появление  $\pi$ -мезона, масса к-рого исчезает в пределе равных нулю масс кварков. Поэтому свойства пиона связаны со свойствами В. к. В частности,

$$(m_u + m_d) \langle 0|\bar{u}u + \bar{d}d|0\rangle = -m_\pi^2 f_\pi^2, \quad (3)$$

где  $f_\pi$  — константа  $\pi \rightarrow \mu\nu$ -распада, определяющая вероятность (ширину  $\Gamma$ ) распада:

$$\Gamma(\pi \rightarrow \mu\nu) = \frac{1}{8\pi} G_F^2 \cos^2 \theta_C f_\pi^2 m_\pi^2 m_\pi \left[1 - \frac{m_\mu^2}{m_\pi^2}\right]^2 \quad (4)$$

( $f_\pi \approx 93$  МэВ),  $m_u, m_d$  — массы  $u$ - и  $d$ -кварков,  $m_\pi$  — масса пиона,  $m_\mu$  — масса мюона,  $G_F$  — фермиевская константа слабого взаимодействия,  $\theta_C$  — Кабиббо угол.

КХД позволяет получить и др. соотношения, связывающие В. к. с наблюдаемыми величинами. Напр.,

$$\int R^{I=1}(s) \exp(-s/M^2) ds = \frac{3}{2} M^2 \left[1 + \frac{\alpha_s}{\pi} + \right. \\ \left. + 2\pi^2 M^{-4} (m_u + m_d) \langle 0|\bar{u}u + \bar{d}d|0\rangle + \right. \\ \left. - \frac{1}{3} \pi \alpha_s M^{-4} \langle 0|G_{\mu\nu}^a G_{\mu\nu}^a|0\rangle - \right. \\ \left. - \frac{112\pi^3}{81} \alpha_s M^{-6} (\langle 0|\bar{u}u + \bar{d}d|0\rangle)^2 + O(M^{-8})\right], \quad (5)$$

где  $M^2$  — бегущий параметр размерности квадрата энергии,  $R^{I=1}$  — отношение сечения аннигиляции пары  $e^+e^-$  в адроны с полным изотопич. спином  $I=1$  и полной энергией  $\sqrt{s}$  к сечению аннигиляции  $e^+e^-$  в  $\mu^+\mu^-$ :

$$R^{I=1}(s) = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{адроны})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)},$$

$\alpha_s$  — *эффективный заряд* в КХД. В левой части (5) осн. вклад в интеграл даёт область энергий  $s \sim M^2$ . При больших  $s$  значение  $R$  близко к константе ( $R \approx 3/2$ ), а в правой части члены с В. к. незначительны. При малых  $M^2$  усиливается вклад низких энергий, т. е. область резонансов, и возрастает роль членов с В. к. Т. о., удаётся проследить связь между свойствами резонансов и В. к. и качественно и количественно объяснить многие наблюдаемые особенности спектра масс мезонов и барионов.

Хотя представление о В. к. стало неотъемлемой частью совр. теорий, существуют основания полагать, что включение в рассмотрение гравитации приводит к серьёзной проблеме. Согласно принципу эквивалентности, энергия вакуума гравитирует и входит поэтому в урния общей теории относительности. Ограничение же на плотность энергии вакуума, к-рое получается из опыта, оказывается на много порядков (примерно в  $10^{46}$  раз) меньше энергии, связанной, напр., с глюонным конденсатом. Механизм уменьшения плотности энергии вакуума неизвестен.

Лит.: Коулмен С., Тайная симметрия: введение в теорию спонтанного нарушения симметрии и калибровочных полей, в кн.: Квантовая теория калибровочных полей, пер. с англ., М., 1977; Вайнштейн А. И. и др., Квантовая хромодинамика и масштабы адронных масс, «ЭЧАЯ», 1982, т. 13, с. 542. В. И. Захаров.

**ВАКУУМНЫЙ ПРОБОЙ** (пробой вакуума) — потеря вакуумным промежутком свойств электрич. изолятора