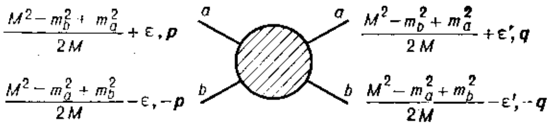
частичную ф-цию Грина G, используемую в методе Бете — Солпитера (импульсы частиц обозначены на рис.):

$$T(\boldsymbol{p},\ \boldsymbol{q};\ M)=F(\boldsymbol{p})\,F(\boldsymbol{q})\int\limits_{-\infty}^{\infty}\!\!\int\frac{d\varepsilon\, d\varepsilon'}{(2\pi)^2}\,G(\varepsilon,\ \boldsymbol{p},\ \varepsilon',\ \boldsymbol{q};\ M),\quad (5)$$

$$F(\boldsymbol{p})=M-\sqrt{m_a^2+\boldsymbol{p}^2}-\sqrt{m_b^2+\boldsymbol{p}^2}.$$

Другим, в нек-рых случаях более простым методом построения является частичный переход на массовую поверхность, где нужно положить $\varepsilon=\varepsilon'=0$ или перевести на массовую поверхность 4-импульс одной из частиц (напр., $p_b^2=q_b^2=m_b^2$).

В рамках К. п. могут быть рассмотрены как процессы рассеяния ($M\geqslant m_a+m_b$), так и связанные состояния



Параметризация 4-импульсов частиц в упругом процессе $a+b\to\to a+b$.

($M<m_a+m_b$) двух (и более) частиц. При этом связанные состояния проявляются как полюсы двухвременной ф-ции Грина и амплитуды рассеяния. Квазипотенц. ур-ние (1) широко применяется для расчёта спектра энергии водородоподобных атомов: сверхтонкого расщепления осн. уровня энергии атомов водорода, *мюония* ($e^-\mu^+$) и *позитрония* (e^-e^+); тонкой структуры, включая *лэмбовский сдвиг*, уровни энергии атома водорода и водородоподобных *мюонных атомов*. Ур-ние (1) успешно применяется для описания т. н. *кваркония* — связанного состояния тяжёлых кварка и антикварка. К. п. используется для описания поведения составных систем частиц во внеш. эл.-магн. полях. С высокой степенью точности найден магн. момент водородоподобного атома. Получено представление для матричных элементов локальных операторов токов между связанными состояниями в терминах квазипотенц. волновых ф-ций. В рамках составной кварковой модели адронов найдены асимптотич. выражения для эл.-магн. *формфакторов* адронов и *структурных функций* глубоко неупругого лептон-адронного рассеяния при высоких энергиях, исследовано поведение сечений *инклюзивных процессов* множественного рождения при высоких энергиях и больших передачах импульса. В рамках К. п. изучается также ряд вопросов релятивистской ядерной физики. Все полученные результаты хорошо согласуются с эксперим. данными.

Ур-ние (3) с заданным феноменологич. квазипотенциалом конечного радиуса применяется для изучения бинарных (в т. ч. упругих) реакций адронов при высоких энергиях. Выбирая квазипотенциал в виде гладкой, локальной (в конфигурац. пространстве) ф-ции, зависящей от энергии, с положительно определённой мнимой частью, удаётся правильно описать осн. свойства рассеяния адронов на малые и большие углы.

Лит.: Логунов А. А., Тавхелидзе А. Н., Фаустов Р. Н., Квазипотенциальный подход в квантовой теории поля, в кн.: XII Международная конференция по физике высоких энергий, т. 1, М., 1966, с. 222; Кадышевский В. Г., Тавхелидзе А. Н., Квазипотенциальный метод в релятивистской задаче двух тел, в кн.: Проблемы теоретической физики, М., 1969, с. 261; Гарсеванишвили В. Р., Матвеев В. А., Слепченко Л. А., Рассеяние адронов при высоких энергиях и квазипотенциальный подход в квантовой теории поля, «ЭЧАЯ», 1970, т. 1, с. 91; Фаустов Р. Н., Уровни энергии и электромагнитные свойства водородоподобных атомов, там же, 1972, т. 3, с. 238; Квинихидзе А. Н. и др., Инклюзивные процессы с большими поперечными импульсами в подходе составных частиц, там же, 1977, т. 8, с. 478.

Р. Н. Фаустов.

КВАЗИСРЕДНИЕ — статистич. средние для систем с вырожденным состоянием статистич. равновесия. К. соответствуют обычным статистич. средним, для к-рых вырождение снимается бесконечно малым возмущением, нарушающим симметрию гамильтониана. Введение К. необходимо в том случае, когда состояние статистич. равновесия системы имеет более низкую симметрию, чем её гамильтониан (происходит *спонтанное нарушение симметрии*). Понятие К. введено Н. Н. Боголюбовым в 1960.

Напр., для изотропного ферромагнетика в отсутствие магн. поля суммарный спин является интегралом движения. Средний (в обычном смысле) вектор намагниченности $\boldsymbol{M}$ равен нулю вследствие инвариантности системы по отношению к группе вращений спина. Это справедливо также для темп-ры ниже точки Кюри, когда существует спонтанная намагниченность. В действительности величина вектора $\boldsymbol{M}$ отлична от нуля, но его направление может быть произвольным, что означает вырождение состояния статистич. равновесия. Это вырождение можно снять, включив в гамильтониан H внеш. магн. поле $\nu\boldsymbol{e}$, где $\boldsymbol{e}$ — единичный вектор, параметр $\nu>0$: $H_\nu=H+\nu(\boldsymbol{e}\boldsymbol{M})V$, V — объём системы. Ср. магн. момент единицы объёма, вычисленный с этим гамильтонианом, $\langle\boldsymbol{M}\rangle_\nu=\boldsymbol{e}M_\nu\neq0$ при $\nu\neq0$. К. магн. момента равно $\lim\limits_{\nu\to0}M_\nu$ и отлично от нуля при темп-рах ниже точки Кюри. При построении К. существенно, что $\nu\to0$ после выполнения термодинамич. предельного перехода $V\to\infty$ при фиксиров. V/N, где N — число частиц. Если эти предельные переходы перестановочны, то К. равны нулю, это справедливо при темп-рах выше точки Кюри. В общем случае К. оператора A равно $\lim\limits_{\nu\to0}\langle A\rangle_\nu$, где $\langle A\rangle_\nu$ — обычные статистич. средние при наличии поля $\nu\boldsymbol{e}$, снимающего вырождение. Обычные средние равны К., усреднённым по всем направлениям поля. Аналогично вводят К. в теории кристаллов, нарушая симметрию, связанную с пространственными трансляциями и вращениями, в теории сверхтекучести и сверхпроводимости, где нарушают симметрию гамильтониана, связанную с сохранением полного числа частиц; в квантовой теории поля и т. д. Общий способ введения К. таков. Рассматривают макроскопич. систему с гамильтонианом H. Добавляют к H бесконечно малые добавки, нарушающие нек-рые законы сохранения (симметрию гамильтониана), получая гамильтониан H_ν. Если все ср. значения $\langle A\rangle_\nu$ получают лишь бесконечно малые приращения, состояние статистич. равновесия наз. невырожденным. Если же нек-рые из средних получают конечные приращения, говорят о вырождении состояния статистич. равновесия. В этом случае вводят К., равные $\lim\limits_{\nu\to0}\langle A\rangle_\nu$, причём сначала выполняется предельный переход $V\to\infty$.

К. удобны также для вычисления корреляц. ф-ций, ф-ций Грина и т. п.

Обычный метод теории возмущений, строго говоря, не применим к системам с вырожд. состоянием статистич. равновесия. Для того чтобы воспользоваться теорией возмущений в этом случае, нужно предварительно снять вырождение и ввести функции Грина, построенные из К.

Лит.: Ахиезер А. И., Пелетминский С. В., Методы статистической физики, М., 1977; Боголюбов Н. Н., Избр. труды по статистической физике, М., 1979; Боголюбов Н. Н., Боголюбов Н. Н. (мл.), Введение в квантовую статистическую механику, М., 1984.

Д. Н. Зубарев.

КВАЗИСТАТИЧЕСКИЙ ПРОЦЕСС в термодинамике — бесконечно медленный переход термодинамич. системы из одного равновесного состояния в другое, при к-ром термодинамич. состояние в любой момент времени бесконечно мало отличается от равновесного и его можно рассматривать как состояние *равновесия термодинамического*. Внутр. равновесие в системе при К. п. устанавливается значительно быстрее, чем происходит изменение внеш. физ. параметров.