Если коэф. преломления зависит от амплитуды поля, то параболич. ур-ния типа (7) применяют для описания волн в нелинейных средах (см., напр., *Самофокусировка света*). Квазиоптич. подход на основе ур-ния (7) можно развить и для описания квазимонохроматич. волновых пакетов в диспергирующих средах. На основе соответствующих решений геометрической оптики строится также К. сильно расходящихся пучков и полей около каустик.

Лит.: Леонтович М. А., Об одном методе решения задач о распространении электромагнитных волн вдоль поверхности земли, «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1944, т. 8, с. 16; Малюжинец Г. Д., Развитие представлений о явлениях дифракции, «УФН», 1959, т. 69, с. 321; Квазиоптика, пер. с англ. и нем., М., 1966; Вайнштейн Л. А., Открытые резонаторы и открытые волноводы, М., 1966; Маркузе Д., Оптические волноводы, пер. с англ., М., 1974.

С. Н. Власов, В. И. Таланов.

КВАЗИПОТЕНЦИА́ЛЬНЫЙ ПОДХО́Д в квантовой теории поля — метод трёхмерного описания системы неск. частиц в релятивистской квантовой теории. Предложен А. А. Логуновым и А. Н. Тавхелидзе в 1962. Осн. идеи метода проще всего проследить на примере системы двух частиц. В квантовой теории поля (КТП) такая система может быть описана в рамках ковариантного четырёхмерного формализма на основе *Бете — Солпитера уравнения* для четырёхвременной *Грина функции* и двухвременной волновой ф-ции двух частиц. В этом формализме каждой частице приписывается своё индивидуальное время, в результате чего волновая ф-ция не допускает обычного вероятностного толкования в духе нерелятивистской квантовой механики и крайне усложняется вопрос о граничных условиях по переменной относительного времени. Указанные трудности можно преодолеть, если ввести для всех частиц системы общий инвариантный временной параметр, направив ось времени по полному 4-импульсу системы. Такое трёхмерное одновременное описание будет явно ковариантным, поскольку полный 4-импульс замкнутой системы частиц сохраняется. Цель К. п., т. о., состоит в ковариантном обобщении потенц. теории взаимодействия двух (и более) частиц на релятивистский случай, где существенны неупругие процессы рождения и уничтожения частиц, а также зависимость взаимодействия от скоростей частиц.

В импульсном представлении релятивистская волновая ф-ция $\Psi_{M,\,\boldsymbol{P}}(\boldsymbol{p})$ двух частиц удовлетворяет трёхмерному квазипотенц. ур-нию типа ур-ния Шрёдингера (в системе единиц $\hbar=c=1$):

$$\left(M-\sqrt{m_a^2+\boldsymbol{p}^2}-\sqrt{m_b^2+\boldsymbol{p}^2}\right)\Psi_{M,\,\boldsymbol{P}}(\boldsymbol{p})=$$
$$=\int\frac{d^3q}{(2\pi)^3}V(\boldsymbol{p},\,\boldsymbol{q};\;M,\,\boldsymbol{P})\,\Psi_{M,\,\boldsymbol{P}}(\boldsymbol{q}).\qquad(1)$$

Здесь V — квазипотенциал, M — полная энергия двух частиц в системе отсчёта, в к-рой полный трёхмерный импульс двух частиц $\boldsymbol{P}=0$, т. е. в системе центра масс (с. ц. м.). Т. о., M имеет смысл массы составной системы и является инвариантной величиной, а полная энергия в произвольной системе отсчёта $P_0=\mathcal{E}=\sqrt{M^2+\boldsymbol{P}^2}$. Трёхмерные импульсы $\boldsymbol{p}$ и $\boldsymbol{q}$ имеют смысл относительных импульсов в с. ц. м. и могут быть ковариантным образом определены в любой системе отсчёта, m_a и m_b — массы частиц a и b. Ур-нию (1) можно дать простую трактовку — полная энергия (масса) составной системы слагается из энергии относит. движения свободных частиц и энергии их взаимодействия. В нерелятивистском пределе ($p^2/m^2\ll 1$) это ур-ние непосредственно переходит в обычное ур-ние Шрёдингера

$$\left(W-\frac{p^2}{2\mu}\right)\Psi_W(\boldsymbol{p})=\int\frac{d^3q}{(2\pi)^3}V(\boldsymbol{p},\,\boldsymbol{q})\,\Psi_W(\boldsymbol{q}),$$
$$W=M-m_a-m_b,\quad \mu=m_am_b/(m_a+m_b).$$

Квазипотенц. ур-ние достаточно решить в с. ц. м., поскольку волновая ф-ция в произвольной системе отсчёта ($\boldsymbol{P}\neq0$) выражается простым образом через волновую ф-цию в с. ц. м.:

$$\Psi_{M,\,\boldsymbol{P}}(\boldsymbol{p})=S_a(L_P)\,S_b(L_P)\,\Psi_{M,\,0}(\boldsymbol{p}),\qquad(2)$$

где $S_{a,\,b}(L_P)$ — матрицы конечномерных представлений *Лоренца группы*, определяемые спиновыми свойствами частиц a и b (точнее, трансформац. свойствами соответствующих операторов поля), L_P — преобразование Лоренца, связывающее указанные выше системы отсчёта. Напр., для частиц со спином ½ матрица

$$S(L_P)=\sqrt{\frac{\mathcal{E}+M}{2M}}\left(1+\frac{\boldsymbol{\alpha}\cdot\boldsymbol{P}}{\mathcal{E}+M}\right),\quad \mathcal{E}=\sqrt{M^2+\boldsymbol{P}^2},$$

где $\boldsymbol{\alpha}$ — *Дирака матрицы*. Переход в конфигурац. представление осуществляется с помощью трёхмерного преобразования Фурье.

Квазипотенциал $V(\boldsymbol{p},\,\boldsymbol{q};\;M)$ определяется через амплитуду рассеяния двух частиц $T(\boldsymbol{p},\,\boldsymbol{q};\;M)$ вне энергетич. поверхности

$$\boldsymbol{p}^2=\boldsymbol{q}^2=[M^2-(m_a+m_b)^2]\,[M^2-(m_a-m_b)^2]/4M^2$$

на основе трёхмерного ур-ния, аналогичного ур-нию для амплитуды рассеяния в нерелятивистской квантовой механике (в с. ц. м.):

$$T(\boldsymbol{p},\,\boldsymbol{q};\;M)=V(\boldsymbol{p},\,\boldsymbol{q};\;M)+$$
$$+\int\frac{d^3k\,V(\boldsymbol{p},\,\boldsymbol{q};\;M)\,T(\boldsymbol{k},\,\boldsymbol{q};\;M)}{(2\pi)^3\left(M-\sqrt{m_a^2+k^2}-\sqrt{m_b^2+k^2}+i0\right)}.\qquad(3)$$

Отсюда V можно найти итерациями, напр., по теории возмущений, если V содержит малый параметр:

$$V^{(1)}(\boldsymbol{p},\,\boldsymbol{q};\;M)=T^{(1)}(\boldsymbol{p},\,\boldsymbol{q};\;M),$$
$$V^{(2)}(\boldsymbol{p},\,\boldsymbol{q};\;M)=T^{(2)}(\boldsymbol{p},\,\boldsymbol{q};\;M)-$$
$$-\int\frac{d^3k\,T^{(1)}(\boldsymbol{p},\,\boldsymbol{k};\;M)\,T^{(1)}(\boldsymbol{k},\,\boldsymbol{q};\;M)}{(2\pi)^3\left(M-\sqrt{m_a^2+k^2}-\sqrt{m_b^2+k^2}+i0\right)}.$$

Ур-ние (3) обеспечивает, в частности, выполнение условия упругой (двухчастичной) унитарности для физ. амплитуды рассеяния на энергетич. поверхности (т. е. при учёте только вклада промежуточного упругого двухчастичного состояния). Квазипотенциал V в конфигурац. пространстве зависит от скорости и нелокален. Кроме того, он зависит от полной энергии системы и является, вообще говоря, комплексной ф-цией. Последние два свойства существенно отличают квазипотенциал от нерелятивистского потенциала. Так, зависимость от энергии приводит к более сложному условию нормировки волновой ф-ции связанного состояния:

$$\int\frac{d^3p}{(2\pi)^3}\,|\Psi_M(\boldsymbol{p})|^2=$$
$$=1+\iint\frac{d^3p\,d^3q}{(2\pi)^6}\,\Psi_M^*(\boldsymbol{p})\left[\frac{\partial}{\partial M}V(\boldsymbol{p},\,\boldsymbol{q};\;M)\right]\Psi_M(\boldsymbol{q}).\;(4)$$

Мнимая часть квазипотенциала характеризует неупругие процессы в составной системе, знак её является строго определённым и соответствует условию поглощения.

Предполагается, что амплитуда рассеяния $T(\boldsymbol{p},\,\boldsymbol{q};\;M)$ вне энергетич. поверхности может быть построена (хотя бы приближённо) в рамках КТП, напр. с помощью *Фейнмана диаграмм* в квантовой электродинамике. Наиб. общим методом такого построения является использование т. н. двухвременных ф-ций Грина двух (и более) частиц, широко применяемых в статистич. физике. Приравнивание времён частиц в с. ц. м. эквивалентно в импульсном представлении интегрированию по переменной относит. энергии ε в бесконечных пределах. В результате искомая амплитуда рассеяния выражается через четырёхвременную двух-