по 4-импульсам *виртуальных частиц* в области больших импульсов (УФ-области) при вычислениях в релятивистской КТП. Термин, как правило, ассоциируется с расходимостями *Фейнмана диаграмм*, возникающими в *перенормированной теории возмущений*. Однако он имеет более широкое значение, поскольку У. р. оказываются непременным атрибутом всех (в т. ч. не связанных с теорией возмущений) вычислений в КТП. Общий характер природы У. р. обусловлен сингулярным характером перестановочных и причинных *Грина функций*, т. е. в конечном счёте локальностью взаимодействия.

Проблема У. р. аналогична известной проблеме классич. электродинамики, в к-рой полевая часть массы электрона оказывается бесконечной в силу его точечности. Подобно этому, в КТП все У. р. в конечном счёте оказываются связанными с полевыми поправками к массам и зарядам частиц.

Простейший пример У. р. даёт интеграл

$$I(p) \backsim \frac{i}{\pi^2}\int\frac{d^4k}{(m^2-k^2)\,[m^2-(k-p)^2]},$$

к-рый, по правилам Фейнмана, соответствует скалярной петле, изображённой на рис. 1, и логарифмически расхо-

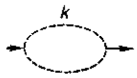


Рис. 1.

Рис. 2.

Рис. 3.

Рис. 4.

дится в УФ-области при $|k|\to\infty$ (где k — 4-импульс виртуальной *скалярной частицы*). Расходимость этого интеграла непосредственно связана с тем, что формально он равен фурье-образу квадрата причинной ф-ции Грина $D^c(x)$ скалярного поля

$$I(p) \backsim 16\pi^2 i\int\exp(-ipx)\left[D^c(x)\right]^2dx.$$

Поскольку последняя является *обобщённой функцией* с особенностями на световом конусе

$$D^c(x)\Bigg|_{x^2\sim 0} = \frac{1}{4\pi^2 ix^2}+\frac{1}{4\pi}\delta x^2+O\left(m^2\ln x^2\right),$$

то символ $\left[D^c(x)\right]^2$, стоящий под знаком интеграла, не имеет ясного матем. смысла и нуждается в доопределении. Аналог операции доопределения в импульсном представлении обычно формулируется в виде операции вычитания (см. *Перенормировки*).

В более общем случае, по правилам Фейнмана, виртуальным линиям диаграмм в подынтегральных выражениях отвечают множители (пропагаторы) вида $P(k)/(m^2-k^2)$, где $P(k)$ — полином по компонентам k, степень к-рого, как правило, равна удвоенному спину квантов соответствующего поля. Кроме того, вершинам диаграмм могут соответствовать положит. степени компонент «втекающих» в эту вершину импульсов в тех случаях, когда лагранжиан взаимодействия содержит производные от полевых функций (подобная ситуация имеет место в *квантовой хромодинамике*). Поэтому характер расходимости интегралов в общем случае оказывается степенным. Важный пример такого рода даёт однопетлевая диаграмма поляризации вакуума в *квантовой электродинамике* (КЭД), изображённая на рис. 2. В координатном представлении ей соответствует выражение

$$e^2\mathrm{Sp}\left\{\gamma_\mu S^c(x-y)\gamma_\nu S^c(y-x)\right\},$$

где $S^c(x)$ — пропагатор *Дирака поля*, а в импульсном представлении — интеграл

$$\alpha\Pi^{(1)}_{\mu\nu}(k)=\frac{\alpha}{4\pi^3 i}\int d^4q\,\frac{\mathrm{Sp}\{\gamma_\mu(m+\hat{q})\gamma_\nu(m+\hat{q}-\hat{p})\}}{(m^2-q^2)\left[m^2-(q-p)^2\right]},$$

к-рый в области больших значений q расходится квадратично. Аналогичная ситуация имеет место для однопетлевой диаграммы собственной энергии электрона, изображённой на рис. 3. В импульсном представлении ей соответствует интеграл, к-рый по формальному счёту степеней расходится линейно, а в действительности — логарифмически. Эта У. р. является прямым аналогом упомянутой выше линейной расходимости полевой массы классич. электрона.

Чрезвычайно важной характеристикой данной модели КТП является характер изменения (или неизменность) степени расходимости с ростом порядка теории возмущений для данного матричного элемента, что соответствует увеличению числа внутр. линий и петель при неизменности числа и типа внеш. линий. Если, напр., усложнить диаграмму рис. 2 за счёт введения дополнит. внутр. фотонной линии, то полученная двухпетлевая диаграмма, изображённая на рис. 4, будет отвечать двойному 4-импульсному (т. е. 8-кратному) интегралу $\alpha^2\Pi^{(2)}$, суммарная степень У. р. к-рого, подобно $\Pi^{(1)}$, также равна двум. В общем случае можно показать, что *поляризационный оператор* КЭД $\Pi_{\mu\nu}(k,\alpha)$, представимый в виде вкладов сильносвязных диаграмм с двумя фотонными внеш. линиями, т. е. в виде степенного разложения

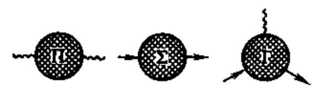
$$\Pi_{\mu\nu}(k,\alpha)=\alpha\Pi^{(1)}_{\mu\nu}(k)+\alpha^2\Pi^{(2)}_{\mu\nu}+O(\alpha^3)$$

в каждом порядке по α расходится в точности квадратично.

Подобная ситуация имеет место и для др. величин в КЭД. При этом степень расходимости, не зависящая от числа петель диаграммы, определяется лишь числом и типом внеш. линий. Свойство независимости степени расходимости от порядка теории возмущений имеет решающее значение для устранения У. р. с помощью операции перенормировок.

Несколько упрощая, можно сказать, что в данном случае это свойство определяется безразмерностью параметра разложения, т. е. константы связи e (в системе единиц, где $\hbar=c=1$). В подобных моделях КТП с безразмерными константами связи (напр., в квантовой хромодинамике) имеется ещё одно важное свойство: число типов расходящихся диаграмм оказывается конечным и небольшим. Так, в КЭД расходятся лишь диаграммы 3 типов, изображённые на рис. 5. Других расходящихся сильносвязных диаграмм в КЭД нет. Такие модели в КТП наз. ренормируемыми (перенормируемыми).

Рис. 5.



В противоположность этому модели, в к-рых константа (или хотя бы одна из констант) связи имеет отрицат. массовую размерность (напр., 4-фермионное взаимодействие фермиевского типа $L_{int}=G_F\bar{\Psi}_1 O\Psi_2\bar{\Psi}_3 O\Psi_4$, где $[G_F]=m^{-2}$), не обладают подобными простыми свойствами: степени расходимости диаграмм возрастают с ростом числа петель l, а число типов расходящихся диаграмм оказывается бесконечным. Такие модели наз. неперенормируемыми.

Лит.: Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Квантовые поля, 2 изд., М., 1993, гл. 6. *Д. В. Ширков.*

УЛЬТРАХОЛО́ДНЫЕ НЕЙТРО́НЫ — медленные нейтроны со скоростями $\lesssim 5$ м/с, с кинетич. энергией $\mathscr{E}\leqslant 10^{-7}$ эВ (см. *Нейтронная физика*). Характерной особенностью У. н. является их способность к полному отражению от поверхности мн. материалов при любых углах падения (см. *Нейтронная оптика*). Полное отражение У. н. от стенок позволяет хранить их в течение неск. минут внутри замкнутых вакуумированных камер в виде своеобразного нейтронного газа. Термин «У. н.» объясняется тем, что примерно такой же энергией обладают молекулы газа при темп-ре $T\sim 10^{-3}$ К.

Эффективный потенциал. Все специфич. свойства У. н. могут быть объяснены с помощью т. н. эффективного (или оптич.) потенциала $U_{\text{эфф}}$. Этот потенциал можно трактовать как среднее по всему занимаемому средой объёму