

чего степень расходимости растёт вместе со степенью константы связи и перенормировка оказывается невозможной.

Простота этой картины в нек-рых случаях нарушается. Так, если в третьем из приведённых выше лагранжианов взаимодействия с безразмерными константами связи векторное поле  $V_\mu$  имеет массу  $M$ , то возможно образование безразмерной комбинации с её участием:  $g_3 A/M$ , и свойство П. исчезает. В реальных случаях этой оговоркой, по-видимому, можно пренебречь, поскольку известные массивные векторные поля ( $W$ - и  $Z$ -бозонные) имеют калибровочную природу, а калибровочные поля «первоначально» безмассовы и «приобретают» массу в результате спонтанного нарушения симметрии, при к-ром свойство П. не нарушается. Осложнения могут также возникнуть для калибровочного взаимодействия фермионов, не сохраняющего чётность. В этом случае приходится иметь дело с т. н. аномалиями. С учётом этих оговорок безразмерность констант связи есть необходимое и практически достаточное условие П.

Для ответа на вопрос о физ. смысле свойства П. заметим, что квантовые радиационные поправки следует рассматривать как эффекты реакции квантового вакуума на прохождение через него тех или иных микрочастиц. УФ-расходимости квантовых поправок обусловлены тем, что вакуумные КВ-флуктуации оказываются чрезмерно интенсивными. В перенормируемых моделях КТП их эффект удаётся свести к изменению физ. параметров частиц. С этой точки зрения П. отвечает тому, что для перенормируемых механизмов взаимодействия влияние малых расстояний, где сосредоточены ВЧ-флуктуации, на физику больших (в микроскопич. смысле) расстояний может быть эффективно учтено с помощью ограниченного числа конечных параметров.

Можно также сказать, что перенормируемые модели взаимодействия полей отвечают случаям, когда не удаётся построить последоват. квантовую теорию полей с данным механизмом взаимодействия. Иными словами, такие модели в сущности не удаётся проквантовать. Отсюда можно сделать вывод, что П. является синонимом «квантуемости» теории.

Лит.: Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Квантовые поля, 2 изд., М., 1991; Белокуров В. В., Ширков Д. В., Теория взаимодействий частиц, М., 1986.

Д. В. Ширков.

**ПЕРЕНОС ИЗЛУЧЕНИЯ** — распространение эл.-магн. излучения, звука, нейтронов и др. частиц в различных средах: в свободном пространстве, в регулярно-неоднородных и случайно-неоднородных (турбулентных) средах, в средах с дискретными рассеивателями и т. д. при наличии процессов поглощения, испускания и рассеяния. Традиционно П. и. рассматривают в разл. разделах оптики, в частности при описании фотометрич. измерений, выяснении условий формирования оптич. изображений, нахождении характеристик рассеянного излучения и др. Классич. теория П. и. получена из энергетич. соображений и служит основой фотометрии. Кроме того, теорию П. и. применяют в астрофизике при расчёте светимости звёзд, в теплофизике при анализе теплопередачи через излучение, в геофизике при изучении теплового баланса Земли, а также в акустике, теории плазмы и ядерной физике.

Начало теоретич. фотометрии и теории П. и. как раздела науки связывают обычно с именами П. Бугера (P. Bouguer) и И. Ламберта (J. Lambert). Применительно к рассеивающим средам основы теории П. и. заложили О. Д. Хвольсон (1890) и А. Шустер (A. Schuster, 1905). Фотометрия оперирует с энергетич. характеристиками, описывающими отклик квадратичных приёмников излучения. Классич. феноменологич. теория П. и. использует наглядные понятия лучевой оптики, дополненные статистик. предположением о полной взаимной некогерентности полей для лучей, имеющих разные направления. Это предположение позволяет

суммировать ср. интенсивности лучей, приходящих с разл. направлений, игнорируя фазовые соотношения (аналогичное допущение в нелинейной теории волн известно как приближение случайных фаз).

Совр. теория П. и. основывается на статистико-волновом подходе, когда излучение и среда трактуются как два взаимодействующих случайных поля и излучение считается статистически квазиоднородным.

**Основные понятия.** В классич. теории переноса скалярного излучения в свободном пространстве, рассматривающей волновое поле как совокупность некогерентных лучевых пучков, осн. понятием является спектральная яркость  $I = I(r, t, \omega, n)$ , к-рая определяет ср. поток энергии  $dS$  через площадку  $da$ , сосредоточенный в телесном угле  $d\Omega_n$  вблизи направления  $n$  и в интервале частот  $d\omega$ :  $dS = I(r, t, \omega, n) da d\omega d\Omega_n$ . Поэтому ср. плотность потока энергии  $S$  в точке  $r$  в момент времени  $t$  равна:

$$S(r, t) = \int n I(r, t, \omega, n) d\Omega_n d\omega.$$

Ср. плотность энергии поля равна:

$$W(r, t) = \int I(r, t, \omega, n) v_g^{-1} d\Omega_n d\omega,$$

где  $v_g$  — групповая скорость распространения излучения. Эти соотношения сохраняют силу и для разреженных рассеивающих сред.

Основой волновой теории П. и. служит интегро-дифференц. ур-ние переноса излучения. Для неизменной во времени статистически однородной рассеивающей среды оно имеет вид:

$$dI/ds = -\alpha I + \int \sigma(n \leftarrow n') I(r, t, \omega, n') d\Omega_{n'} + Q(r, n), \quad (1)$$

где  $d/ds = n \nabla + v_g^{-1} \partial/\partial t$  — производная вдоль луча,  $Q$  — ф-ция источников,  $\alpha$  и  $\sigma(n \leftarrow n')$  — феноменологич. параметры, наз. коэффициентами экстинкции и сечения рассеяния из направления  $n'$  в направлении  $n$ . Ур-ние (1) с соответствующими нач. и граничными условиями определяет поведение яркости  $I$ . Эта задача привела к формированию самостоят. ветви матем. физики — матем. теории П. и.

Ур-ние (1) выражает баланс энергии в бесконечно малом объёме среды: скорость изменения яркости  $I$  вдоль луча определяется рассеянием в данное направление  $n$  со всех др. направлений  $n'$  (интегральный член) и ослаблением из-за рассеяния и поглощения (член  $-\alpha I$ ). Коэф. экстинкции  $\alpha$  выражается в виде суммы,  $\alpha = \alpha_a + \alpha_s$ , энергетич. коэффициента поглощения среды  $\alpha_a$  и коэффициента рассеяния  $\alpha_s$ , связанного с сечением рассеяния соотношением

$$\alpha_s = \int \sigma(n \leftarrow n') d\Omega_{n'}.$$

Вне области источников выполняется ур-ние интегрального энергетич. баланса

$$\partial W/\partial t + \nabla S = - \int \alpha_a I d\Omega_n.$$

Для квазиоднородных и квазистационарных сред  $\alpha$  и  $\sigma(n \leftarrow n')$  зависят от  $r$  и  $t$ . В случае рассеяния с изменением частоты в интегральном члене в (1) появляется дополнит. интегрирование по частоте. При учёте векторного характера эл.-магн. поля яркость  $I$  нужно заменить на яркостную матрицу, к-рая описывает не только интенсивность, но и поляризац. свойства излучения, причём  $\alpha$  и  $\sigma(n \leftarrow n')$  также становятся матричными величинами. Скалярное ур-ние (1) используют в оптике для описания светового излучения в тех случаях, когда можно пренебречь поляризац. эффектами.

Аналогичные ур-ния с нелинейной правой частью используют при описании эл.-магн. излучения в плазме (т. н. кинетич. ур-ния для волн).