

Описанный подход позволяет построить статистич. теорию переноса частичного когерентного излучения и даёт возможность обосновать феноменологич. теорию для разреженных слабо рассеивающих сред. В противоположном случае плотных и сильно рассеивающих сред существ. роль начинают играть когерентные и кооперативные эффекты, при этом вопрос об области применимости феноменологич. ур-ния П. и. остаётся до конца не выясненным. Для таких сред фазовые соотношения между рассеянными волнами могут играть определяющую роль. Кооперативные эффекты приводят, в частности, к фундаментальному для теории аморфных тел явлению — *андерсоновской локализации* и, как следствие, к качеств. изменению характера П. и. Напр., ур-ние П. и. не в состоянии описать эффекты сильного рассеяния в одномерной модели рассеивающей среды.

Ур-ние П. и. описывает и др. виды волнового движения, при этом «яркость» I вводят при помощи соотношения (3) с подходящим значением коэф. b , напр. в случае звукового поля $b = n\omega^2 2v$, где n — плотность среды, v — скорость звука.

Лит.: Чандрасекар С., Перенос лучистой энергии, пер. с англ., М., 1953; Сапожников Р. А., Теоретическая фотометрия, Звизл., М., 1977; Рытов С. М., Крайцов Ю. А., Татарский В. И., Введение в статистическую радиофизику, ч. 2 — Случайные поля, М., 1978; Апресян Л. А., Крайцов Ю. А., Теория переноса излучения. Статистические и волновые аспекты, М., 1983. Л. А. Апресян, Ю. А. Крайцов.

Перенос излучения в условиях немгновенности элементарного акта рассеяния. Изложенный выше раздел теории П. и. относится к области $\lambda \geq a$, где λ — длина волны излучения, a — характерный масштаб микроскопич. флуктуаций в среде, на к-рых происходит рассеяние. В этом случае элементарный акт рассеяния света единичным объёмом среды описывается в ур-нии (1) сечением рассеяния σ , соответствующим данному типу флуктуаций. Такой подход применим также и к нерезонансному рассеянию света на микроскопич. флуктуациях распределения частиц по координатам и импульсам. При этом σ уже соответствует сечению рассеяния света отдельной частицей (когерентному, $\omega = \omega'$, или некогерентному комбинационному рассеянию света атомом или молекулой, комптоновскому рассеянию свободным электроном и др.). Общность формализма описания П. и. в указанных случаях базируется на мгновенности процесса рассеяния фотона средой (макроскопич. ансамблем или отдельной частицей), что и позволяет свести описание П. и. к замкнутому ур-нию (1) для интенсивности.

В теории П. и. важен более общий случай немгновенного рассеяния света в элементарном акте, когда поглощение и рассеяние следует рассматривать раздельно и происходит перераспределение излучения по частоте. Эта область теории П. и. наиболее широко используется в астрофизике [1,2]. Ур-ние для интенсивности $I(r, \xi, t)$, где $\xi = \{\omega, n, \mu\}$, принимает вид:

$$\left(c^{-1} \frac{\partial}{\partial t} + n \frac{\partial}{\partial r} \right) I = -\kappa(r, \xi, t) I + Q(r, \xi, t), \quad (9)$$

где κ — вероятность поглощения фотона на единице длины пути, Q — объёмная плотность мощности излучения среды, к-рая здесь учитывает также и упругое рассеяние света (ф-ция источников), дифференциальная по всем параметрам ξ фотона (μ характеризует поляризац. состояние фотона).

При отсутствии влияния элементарного акта поглощения света на величину Q (т. е. Q не зависит от I) ур-ние (9) полностью описывает П. и. Это типично, напр., для П. и. электронами плазмы путём тормозного, фоторекомбинац., циклотронного механизмов испускания и поглощения (здесь Q не зависит от I при условии малости влияния актов поглощения на ф-цию распределения электронов по импульсам, как правило, равновесную). Если процессы релаксации к равновесию сильны не только для электронов, но и для фотонов (распределение к-рых тогда близко к распределе-

нию Планка с темп-рой электронов), то при условии малости эфф. длины пробега фотонов по сравнению с характерным размером неоднородности темп-ры ур-ние (9) сводится к простому ур-нию диффузионного типа для темп-ры (лучистой теплопроводность, [3]).

Перенос резонансного излучения. Др. важный случай П. и. относится к резонансному рассеянию света на атомах или молекулах среды. Поглощение резонансного фотона приводит к образованию возбуждённого атома (ВА), к-рый подвергается сложному микроскопич. воздействию среды, тогда как рассеяние нерезонансного фотона атомом соответствует виртуальному (по сути мгновенному) возбуждению атома. В переносе резонансного излучения ф-ция источников Q определяется в общем случае ф-цией распределения ВА по координатам, импульсам и параметрам ξ излучаемого в момент времени t фотона $f(r, p, \xi, t)$:

$$Q = A \hbar \omega_0 \int f(r, p, \xi, t) dp \equiv A \hbar \omega_0 N(r, \xi, t), \quad (10)$$

где A^{-1} — полное (интегральное по ξ) время жизни ВА (для простоты двухуровневого) по отношению к радиац. распаду в линии с частотой перехода ω_0 . Коэф. поглощения κ определяется сечением поглощения резонансного фотона невозбуждённым атомом с импульсом p :

$$\kappa = \int \sigma_{\text{полг}}(p, \xi) f_0(r, p, t) dp, \quad (11)$$

где f_0 — ф-ция распределения невозбуждённых атомов. Ф-ция распределения ВА является решением кинетич. уравнения

$$\hat{\delta} f \equiv \left\{ \frac{\partial}{\partial t} + v \frac{\partial}{\partial r} + F \frac{\partial}{\partial p} \right\} f = \hat{L}[f] - Af + q + \int_0^\infty d\Delta t \int d\xi' \frac{J(r, \xi', t - \Delta t)}{n\omega} \sigma_{\text{рас}}(\xi' \rightarrow \xi, p, \Delta t) f_0(r, p, t - \Delta t), \quad (12)$$

где F — внеш. сила, q — внеш. источник ВА, \hat{L} — оператор, описывающий все процессы взаимодействия ВА с окружающей средой (включая процессы релаксации по p и ξ , а также девозбуждение ВА столкновениями). Величина $\sigma_{\text{рас}}$ описывает дифференц. по ξ и Δt сечение двухступенчатого процесса поглощения отдельным атомом (с импульсом p) фотона ξ' и последующего переизлучения фотона ξ по прошествии времени Δt с учётом воздействия на ВА всех микро- и макроскопич. флуктуаций среды. Вероятность указанного процесса, интегральная по Δt , определяет широко используемую в астрофизике [1,2,4] ф-цию перераспределения $R(\xi \rightarrow \xi')$ фотона по его параметрам в акте рассеяния (как правило, по частоте, при соответствующем усреднении по остальным параметрам). Свёртка функции R по начальным или конечным параметрам фотона даёт соответственно контур линии (т. е. плотность вероятности) испускания $P(\xi')$ и поглощения $\varepsilon(\xi)$ фотона:

$$\int R(\xi \rightarrow \xi') d\xi = P(\xi'), \quad \int R(\xi \rightarrow \xi') d\xi' = \varepsilon(\xi) \equiv \frac{\kappa(\xi)}{\int \kappa(\xi') d\xi'}.$$

Фактически за перераспределение по частоте отвечают те же механизмы, что и за уширение линии: доплеровский, штарковский и др.

Ур-ние (12) позволяет сформулировать критерий мгновенности элементарного акта рассеяния: его эфф. длительность должна быть мала по сравнению с характерными временами эволюции ф-ции распределения ВА под действием операторов $\hat{\delta}$ и \hat{L} . При выполнении этого условия ур-ние (9) с учётом ур-ний (10) и (12) переходит в ур-ние (1).

В том предельном случае, когда реализуется полное «забывание» испущенным фотоном его состояния до поглощения, R расщепляется на произведение вероятностей поглощения и испускания — т. н. полное перераспределение по частоте (ППЧ). При этом $N(r, \xi, t) = N(r, t)P(\xi)$, где $N(r, t)$ — плотность ВА. Если