

probability λ is a Gaussian field with an exponential correlation function. The corresponding Dyson equation is solved by means of the method of nonlinear equations of integral operator factorization.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 23, вып. 1, 16—20 (1988)

УДК 533.901.922

ОБ ИНТЕГРАЛЕ РАДИАЦИОННЫХ СТОЛКНОВЕНИЙ ЧАСТИЦ

А. В. АКОПЯН

Институт радиофизики и электроники АН АрмССР

(Поступила в редакцию 20 марта 1986 г.)

На основе представления о вероятностях переходов построены общие выражения для интегралов, описывающие изменение распределения частиц в процессах столкновений, сопровождающихся излучением квантов произвольной поляризации. Приводятся уравнения для излученных квантов.

1. В современной кинетической теории газов (нейтральных и заряженных) состояние системы описывается с помощью кинетического уравнения, имеющего вид

$$\hat{L}f = \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)^{st}. \quad (1)$$

Здесь f — функция распределения частиц, $\hat{L}$ — некоторый оператор, зависящий от внешних факторов и описывающий изменение функции распределения в конфигурационном пространстве. Стоящий в правой части (1) интеграл столкновений $(\partial f/\partial t)^{st}$ описывает столкновительную эволюцию распределения частиц во времени. При этом, как правило, предполагается, что столкновения частиц не сопровождаются излучением реальных электромагнитных волн. К настоящему времени, начиная с основополагающих работ Больцмана и Ландау, в литературе достаточно подробно изучена структура интеграла безызлучательных столкновений частиц как в нейтральных и ионизированных свободных газах [1—4], так и в твердотельной плазменной среде [5, 6].

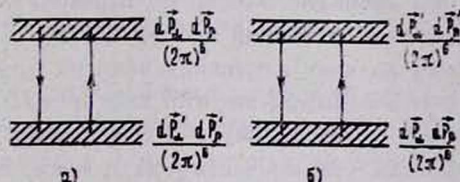
Вместе с тем естественно допустить, что элементарные акты столкновений зарядов между собой и с нейтрами могут сопровождаться испусканием квантов реальных волн разной поляризации. Условимся, в согласии с [7], такие неупругие процессы называть радиационными столкновениями (РС). В физике существует широкий круг явлений, в которых излучение волн обусловлено именно РС частиц в вакууме и среде. Подчеркнем, что, испускаемое при РС излучение в общем случае будет иметь более сложную картину, чем тормозное излучение при свободно-свободных переходах.

С учетом столкновительно-излучательных процессов в правой части кинетического уравнения (1) следует добавить новый член $(\partial f/\partial t)^{rst}$ —

интеграл радиационных столкновений (ИРС) частиц. Физический смысл последнего заключается в описании эволюции функции распределения частиц под воздействием РС. Цель настоящей работы — исходя из общих положений, на основе известных интегралов безызлучательных столкновений, построить общее выражение для ИРС, пригодное для описания коллективных процессов в любой среде.

2. Пусть в среде взаимно сталкиваются релятивистские частицы типов α и β с 4-импульсами p_α^i и p_β^i . Обозначим через f_{p_α} , f_{p_β} функции распределения этих частиц по векторам импульсов, N_k^σ — среднее число образованных при РС квантов σ -поляризации с волновым 4-вектором k^i . При отличном от нуля значении N_k^σ наряду со спонтанным испусканием будет иметь место также и вынужденное испускание квантов.

Проиллюстрируем, для наглядности, взаимодействие квантов с частицами на примере переходов в двух 2-уровневых системах (см. рисунок). На рисунке (а) считается, что частицы с начальными импульсами p_α , p_β в фазовом объеме $d^3p_\alpha d^3p_\beta / (2\pi)^6$ находятся на верхнем энергетическом уровне, а частицы с конечными импульсами p'_α , p'_β — на



нижнем энергетическом уровне. На рисунке (б) предполагается, что частицам с импульсами p'_α , p'_β соответствует верхний энергетический уровень, а частицам с импульсами p_α , p_β — нижний энергетический уровень. Подчеркнем, что здесь понятие о верхнем и нижнем энергетических уровнях в некотором смысле условное.

Рассмотрим случай, когда все сталкивающиеся частицы являются заряженными, бесструктурными и находятся в вырожденном состоянии. Тогда с учетом всех спонтанных и вынужденных переходов на рисунке запишем ИРС для частиц типа α , представляющий собой просто уравнение баланса для данных частиц, в следующем виде:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial f_{p_\alpha}}{\partial t} \right)^{\text{rst}} = & \sum_{\sigma} \int \left\{ V_k^{\sigma}(p_\alpha, p_\beta | p'_\alpha, p'_\beta) [f_{p'_\alpha} f_{p'_\beta} (1 - f_{p_\alpha})(1 - f_{p_\beta}) N_k^{\sigma} - \right. \\ & - f_{p_\alpha} f_{p_\beta} (1 - f_{p'_\alpha})(1 - f_{p'_\beta}) (N_k^{\sigma} + 1)] \delta(p_\alpha^i + p_\beta^i - p_\alpha'^i - p_\beta'^i - \hbar k^i) + \\ & + V_k^{\sigma}(p'_\alpha, p'_\beta | p_\alpha, p_\beta) [f_{p_\alpha} f_{p_\beta} (1 - f_{p'_\alpha})(1 - f_{p'_\beta}) (N_k^{\sigma} + 1) - \\ & - f_{p'_\alpha} f_{p'_\beta} (1 - f_{p_\alpha})(1 - f_{p_\beta}) N_k^{\sigma}] \times \\ & \times \delta(p_\alpha^i + p_\beta^i - p_\alpha'^i - p_\beta'^i + \hbar k^i) \Big\} \frac{d^3p'_\alpha d^3p'_\beta d^3k}{(2\pi)^{12}}. \end{aligned} \quad (2)$$

Аналогичное выражение можно записать и для частиц типа β . В (2) V_k^{σ} — амплитуда вероятности переходов $|\mathbf{p}_\alpha, \mathbf{p}_\beta\rangle \rightarrow |\mathbf{p}'_\alpha, \mathbf{p}'_\beta\rangle$ с испусканием кванта σ -поляризации. Множители $1 - f_{\mathbf{p}_\alpha, \mathbf{p}_\beta}$, $1 - f_{\mathbf{p}'_\alpha, \mathbf{p}'_\beta}$ представляют собой вероятности наличия вакансий в состояниях с импульсами $\mathbf{p}_\alpha, \mathbf{p}_\beta$ и $\mathbf{p}'_\alpha, \mathbf{p}'_\beta$. При отсутствии вырождения эти множители следует заменить единицей.

Для замкнутости интегралов РС необходимо иметь также уравнение баланса для числа излученных квантов. Ограничиваясь для этой цели только вкладом переходов на рисунке (а), получим

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_k^{\sigma}}{\partial t} = & \int V_k^{\sigma}(\mathbf{p}_\alpha, \mathbf{p}_\beta | \mathbf{p}'_\alpha, \mathbf{p}'_\beta) [f_{\mathbf{p}_\alpha} f_{\mathbf{p}_\beta} (1 - f_{\mathbf{p}'_\alpha}) (1 - f_{\mathbf{p}'_\beta}) (N_k^{\sigma} + 1) - \\ & - f_{\mathbf{p}'_\alpha} f_{\mathbf{p}'_\beta} (1 - f_{\mathbf{p}_\alpha}) (1 - f_{\mathbf{p}_\beta}) N_k^{\sigma}] \times \\ & \times \delta(\mathbf{p}'_\alpha + \mathbf{p}'_\beta - \mathbf{p}_\alpha - \mathbf{p}_\beta - \hbar \mathbf{k}) \frac{d\mathbf{p}_\alpha d\mathbf{p}_\beta d\mathbf{p}'_\alpha d\mathbf{p}'_\beta}{(2\pi)^{12}}. \end{aligned} \quad (3)$$

Результаты (2) и (3) выражают законы изменения распределений частиц и квантов при свободно-свободных переходах. Рассмотрим теперь случай наличия связанных состояний частиц при РС. При этом излучение будет происходить как за счет изменения энергии трансляционного перемещения, так и за счет изменения энергии внутренних дискретных состояний частиц. Обозначим через n_α, n_β и n'_α, n'_β набор квантовых чисел, описывающих дискретные уровни частиц до и после столкновения. Полагая при этом состояния частиц невырожденными, в случае связанно-связанных переходов согласно [1] для ИРС получим

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial f_{\mathbf{p}_\alpha}(n_\alpha)}{\partial t} \right)^{\text{rs}} = & \sum_{\sigma} \sum_{n_\alpha, n_\beta, n'_\alpha, n'_\beta} \int \left\{ V_k^{\sigma}(\mathbf{p}_\alpha, n_\alpha; \mathbf{p}_\beta, n_\beta | \mathbf{p}'_\alpha, n'_\alpha; \mathbf{p}'_\beta, n'_\beta) \times \right. \\ & \times [f_{\mathbf{p}'_\alpha}(n'_\alpha) f_{\mathbf{p}'_\beta}(n'_\beta) N_k^{\sigma} - f_{\mathbf{p}_\alpha}(n_\alpha) f_{\mathbf{p}_\beta}(n_\beta) (N_k^{\sigma} + 1)] \delta(\mathbf{p}_\alpha + \mathbf{p}_\beta - \mathbf{p}'_\alpha - \\ & - \mathbf{p}'_\beta - \hbar \mathbf{k}) \delta(\varepsilon_{\mathbf{p}_\alpha}(n_\alpha) + \varepsilon_{\mathbf{p}_\beta}(n_\beta) - \varepsilon_{\mathbf{p}'_\alpha}(n'_\alpha) - \varepsilon_{\mathbf{p}'_\beta}(n'_\beta) - \hbar \omega_k^{\sigma}) + \\ & + V_k^{\sigma}(\mathbf{p}'_\alpha, n'_\alpha; \mathbf{p}'_\beta, n'_\beta | \mathbf{p}_\alpha, n_\alpha; \mathbf{p}_\beta, n_\beta) [f_{\mathbf{p}_\alpha}(n_\alpha) f_{\mathbf{p}_\beta}(n_\beta) (N_k^{\sigma} + 1) - \\ & - f_{\mathbf{p}'_\alpha}(n'_\alpha) f_{\mathbf{p}'_\beta}(n'_\beta) N_k^{\sigma}] \delta(\mathbf{p}_\alpha + \mathbf{p}_\beta - \mathbf{p}'_\alpha - \mathbf{p}'_\beta + \hbar \mathbf{k}) \times \\ & \times \delta(\varepsilon_{\mathbf{p}_\alpha}(n_\alpha) + \varepsilon_{\mathbf{p}_\beta}(n_\beta) - \varepsilon_{\mathbf{p}'_\alpha}(n'_\alpha) - \varepsilon_{\mathbf{p}'_\beta}(n'_\beta) + \hbar \omega_k^{\sigma}) \left. \right\} \frac{d\mathbf{p}_\alpha d\mathbf{p}_\beta d\mathbf{p}'_\alpha d\mathbf{p}'_\beta d\mathbf{k}}{(2\pi)^{12}}, \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_k^{\sigma}}{\partial t} = & \sum_{\sigma} \sum_{n_\alpha, n_\beta, n'_\alpha, n'_\beta} \int V_k^{\sigma}(\mathbf{p}_\alpha, n_\alpha; \mathbf{p}_\beta, n_\beta | \mathbf{p}'_\alpha, n'_\alpha; \mathbf{p}'_\beta, n'_\beta) [f_{\mathbf{p}_\alpha}(n_\alpha) \times \\ & \times f_{\mathbf{p}_\beta}(n_\beta) (N_k^{\sigma} + 1) - f_{\mathbf{p}'_\alpha}(n'_\alpha) f_{\mathbf{p}'_\beta}(n'_\beta) N_k^{\sigma}] \delta(\mathbf{p}_\alpha + \mathbf{p}_\beta - \mathbf{p}'_\alpha - \mathbf{p}'_\beta - \hbar \mathbf{k}) \times \\ & \times \delta(\varepsilon_{\mathbf{p}_\alpha}(n_\alpha) + \varepsilon_{\mathbf{p}_\beta}(n_\beta) - \varepsilon_{\mathbf{p}'_\alpha}(n'_\alpha) - \varepsilon_{\mathbf{p}'_\beta}(n'_\beta) - \hbar \omega_k^{\sigma}) \frac{d\mathbf{p}_\alpha d\mathbf{p}_\beta d\mathbf{p}'_\alpha d\mathbf{p}'_\beta}{(2\pi)^{12}}. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь $f_{p_a}(n_a)$, $f_{p_b}(n_b)$ — функции распределения по населенностям импульсов движения и дискретных возбужденных состояний, $\varepsilon_{p_a}(n_a)$, $\varepsilon_{p_b}(n_b)$ — суммы энергий движения и дискретных внутренних энергий частиц, V_k — амплитуды вероятностей переходов при одновременном изменении непрерывных и дискретных параметров системы.

Выражения, аналогичные (4) и (5), могут быть выписаны для свободно-связанного, связанно-свободного и других типов излучения.

Подставляя ИРС (2) или (4) в правую часть (1), получим нелинейное интегро-дифференциальное уравнение, полный анализ решения которого является предметом отдельного исследования. Особый интерес представляет изучение вопроса в квазиклассическом пределе [8]. При этом выражения (2) и (4) сводятся к диффузионному уравнению Фоккера-Планка. Аналогичный результат в квазиклассическом случае можно получить из [11].

На основе полученных выше результатов нетрудно убедиться, что ИРС совместно с уравнением баланса для квантов обладают важным свойством законов сохранения. В частности, исходя из (2) и (3), а также из (4) и (5), можно доказать, что при коллективном РС кроме закона сохранения энергии и импульса для элементарного акта процесса имеет место закон сохранения энергии и импульса для всей системы «частицы + кванты поля».

3. Необходимость дальнейшего изучения структуры ИРС вызвана проведением в последнее время экспериментов (см., например, [9]) по созданию мощных лазеров и мазеров при инжекции электронных пучков в среду, наполненную инверсно населенными атомными и молекулярными газами. При этом в зависимости от условий и степени возбуждения частиц можно создать волны большого КПД в разных диапазонах частот [7, 10]. Для детального анализа всевозможных переходов в коллективных радиационно-столкновительных актах необходимо построить точное выражение для соответствующего ИРС.

ЛИТЕРАТУРА

1. Силин В. П. Введение в кинетическую теорию газов. Изд. Наука, М., 1971.
2. Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Физическая кинетика, Изд. Наука, М., 1979.
3. Климантович Ю. А. Кинетическая теория электромагнитных процессов. Изд. Наука, М., 1975.
4. Биберман Л. М., Воробьев В. С., Якубов И. Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. Изд. Наука, М., 1982.
5. Лифшиц И. М., Азбель М. Я., Каганов М. И. Электронная теория металлов. Изд. Наука, М., 1971.
6. Басс Ф. Г., Гуревич Ю. Г. Горячие электроны и сильные электромагнитные волны в плазме полупроводников и газового разряда. Изд. Наука, М., 1975.
7. Яковленко С. И. Радиационно-столкновительные явления. Изд. Наука, М., 1984.
8. Цытович В. Н. Труды ФИАН, 66, 191 (1973).
9. Бункин Ф. В. и др. Квантовая электроника, 12, 1993 (1985).
10. Гусенко А. И., Яковленко С. И. Плазменные лазеры. Атомиздат, М., 1978.
11. Ахопян А. В., Цытович В. Н. Физика плазмы, 1, 673 (1975).

Օգտագործելով անցումների հավանականությունների վերաբերյալ պատկերացումը, կառուցված են ընդհանուր արտահայտություններ այն ինտեգրալների համար, որոնք նկարագրում են կամայական բևեռացումով քվանտների ճառագայթմամբ ուղեկցվող բախումների ընթացքում մասնիկների բաշխումների փոփոխությունը: Բերված են ճառագայթված քվանտների համար բախման հավասարումներ:

ON THE INTEGRAL OF RADIATIVE COLLISIONS OF PARTICLES

A. V. HAKOPYAN

General expressions for integrals describing the variation of particle distribution in collisional processes, accompanied by emission of arbitrarily polarized quanta, have been constructed by using the representation of transition probabilities. The balance equation for emitted quanta are presented.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 23, вып. 1, 20—24 (1988)

УДК 537.226.33

О ВОЗМОЖНОСТИ ОБРАЗОВАНИЯ ЭКСИТОНОВ В СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКАХ ТИПА ПОРЯДОК—БЕСПОРЯДОК

Х. В. НЕРКАРАЯН

НИИ физики конденсированных сред ЕГУ

(Поступила в редакцию 24 ноября 1986 г.)

Обсуждается возможность образования сильно связанных экситонов в сегнетоэлектриках типа порядок—беспорядок. Показано, что в таких системах энергия, необходимая для образования экситонов, не только неоднозначно зависит от напряженности внешнего электростатического поля, но и меняется скачком.

Как известно, в сегнетоэлектриках типа порядок—беспорядок у ионов, определяющих поляризацию кристалла, имеется несколько, обычно два, симметричных положения равновесия в ячейке. Такая ситуация часто встречается в кристаллах с водородными связями, где протон движется в потенциале с двумя минимумами (см. рис. 1). В этих условиях основное

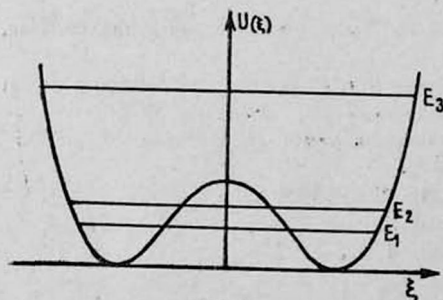


Рис. 1. Эффективный потенциал, действующий на протон в кристаллах типа порядок—беспорядок.