

К настоящему времени лагранжиан (5) исследован в двух задачах:

1. Проводимость в двумерных металлах. В этой задаче градиент в (5) — двумерный. Написаны и решены уравнения ренормализационной группы, связывающие эффективный коэффициент диффузии D_{eff} с частотой. Показано, что при понижении частоты величина D_{eff} падает для рассеяния на обычных и магнитных примесях. Если магнитные взаимодействия отсутствуют, но имеются спин-орбитальные, D_{eff} растет.

2. Корреляции между уровнями в металле с ограниченными объемами⁵. Эта задача соответствует нульмерному пределу в (5). Членом с градиентом можно пренебречь. Вместо функциональных интегралов с энергией (5) вычисляются простые интегралы. Показано, что корреляционная функция уровней зависит от присутствия или отсутствия магнитных и спин-орбитальных взаимодействий и совпадает в трех возможных случаях с результатами, полученными Дайсоном⁶ в феноменологической теории уровней сложных систем для ортогонального, унитарного и симплектического ансамблей. Проведенный расчет⁵ является первой прямой проверкой статистических гипотез Дайсона.

ЛИТЕРАТУРА

1. Абрикосов А. А., Горьков Л. П., Дзялошинский И. Е. Методы квантовой теории поля в статистической физике.— М.: Физматгиз, 1963.
2. Горьков Л. П., Ларкин А. И., Хмельницкий Д. Е.— Письма ЖЭТФ, 1979, т. 30, р. 248.
3. Ефетов К. Б.— ЖЭТФ, 1982, т. 82, с. 872.
4. Березин Ф. А.— ЯФ, 1979, т. 29, с. 1670.
5. Ефетов К. Б. ЖЭТФ, 1982.
6. Дайсон Ф. Статистическая теория уровней сложных систем.— М.: ИЛ, 1963.

539.12 01(048)

Н. Ф. Щульга. О развитии в пространстве и времени электродинамических процессов при высоких энергиях. В последние годы было предсказан ряд новых эффектов, разыгрывающихся при взаимодействии высокоэнергетических частиц с веществом. К ним относятся, в частности, эффекты интенсивного излучения в кристалле надбарьерных и каналированных частиц, эффект ускорения развития электромагнитных ливней в кристаллах и эффекты усиления и ослабления интенсивности излучения, образования электрон-позитронных пар и ионизационных потерь при высоких энергиях в тонких слоях вещества (см. 1-3 и ссылки там). Характерным для всех этих процессов является то, что они разыгрываются в больших пространственных областях вдоль импульсов частиц и что в пределах этих областей эффективность взаимодействия частиц с атомами среды отличается от эффективности взаимодействия частиц с изолированными атомами. Длины, на которых развиваются электромагнитные процессы при высоких энергиях, могут иметь макроскопические размеры, поэтому необходимо знать, что происходит в пределах этих длин.

В работах Е. Л. Фейнберга^{4,5} было обращено внимание на ряд интересных особенностей развития во времени вектора состояния системы, состоящей из электрона и фотона, после рассеяния электрона на атоме на большой угол. В частности, было показано, что электрон после рассеяния в течение большого интервала времени находится в «полуголом» состоянии, в значительной степени без своего собственного нормального кулоновского поля и, что при последующих столкновениях такого электрона с атомами среды его излучение подавлено по сравнению с излучением в случае, когда поле у электрона успело образоваться.

При движении в веществе характерные углы рассеяния релятивистской частицы малы. Анализ процесса излучения релятивистского электрона в веществе в этом случае показывает, что при рассеянии на малые углы интенсивность излучения «полуголого» электрона в веществе может не только уменьшаться, но и увеличиваться по сравнению с интенсивностью излучения в разреженной среде³.

Интервал времени $\Delta t = 2e^2/m^2\omega$, в течение которого электрон находится в «полуголом» состоянии, быстро растет с ростом энергии частицы ε и с уменьшением частоты излученного фотона ω , поэтому при достаточно больших ε и малых ω всегда может быть выполнено условие $v \Delta t \gg T$, при котором электрон, пролетая через слой вещества толщины T , со всеми атомами среды будет взаимодействовать в «полуголом» состоянии. Спектральная плотность излучения в этом случае определяется полным углом рассеяния электрона пластинкой ϑ и не зависит от вида траектории частицы в среде¹:

$$\frac{dE}{d\omega} = \frac{2e^2}{3\pi} \begin{cases} \gamma^2 \vartheta^2 & \gamma \vartheta \ll 1, \\ 3 \ln(\gamma^2 \vartheta^2) & \gamma \vartheta \gg 1, \end{cases} \quad (1a)$$

$$(1b)$$

где e — заряд электрона и $\gamma = \epsilon/m$ (скорость света принята равной единице). При малых углах рассеяния электрона пластинкой ($\theta \ll \gamma^{-1}$) для излучения существенно интерференция волн, излученных при срыве и при образовании собственного поля у электрона после рассеяния, поэтому в области малых углов рассеяния $dE/d\omega \propto \theta^2$. Если же $\gamma\theta \gg 1$, то интерференционный эффект в излучении практически отсутствует; при этом величина $dE/d\omega$ почти не зависит от θ .

Спектральная плотность излучения (1) еще должна быть усреднена по распределению выпешдих из пластинки частиц по углам. В случае аморфной среды средний квадрат угла рассеяния частицы пластинкой определяется формулой $\overline{\theta}_{\text{ам}}^2 = \overline{\epsilon}T/\epsilon^2L$, где $\overline{\epsilon} = 4\pi \cdot 137m^2$ и L — радиационная длина. Формула (1а) в этом случае дает с логарифмической точностью результат Бете — Гайтлера для спектра излучения релятивистской частицы в аморфной среде. При движении релятивистского электрона в кристалле под малым углом ψ к одной из кристаллических осей существенны корреляции между последовательными столкновениями электрона с атомами решетки. В результате этих корреляций в широком интервале углов ψ средний квадрат угла рассеяния частиц кристаллом значительно превосходит средний квадрат угла рассеяния в аморфной среде $\overline{\theta}_{\text{ам}}^2 \approx N\overline{\theta}_{\text{ам}}^2$, где $N \sim R/\psi d$, R — радиус экранировки атома и d — расстояние между атомами вдоль кристаллической оси. В этом случае, согласно формуле (1а), интенсивность излучения электрона в кристалле будет в N раз превышать интенсивность излучения в аморфной среде. Усиление излучения электрона в кристалле по сравнению с излучением в аморфной среде обуславливается интерференцией волн, испущенных при срыве и при образовании собственного поля у электрона.

С ростом толщины пластинки неравенство $\gamma^2\theta^2 \ll 1$ нарушается, причем в кристалле это неравенство нарушается значительно быстрее, чем в аморфной среде. При $\gamma^2\theta^2 \gg 1$, согласно (1б), интенсивность излучения от T почти не зависит⁶. Это означает, что при $\gamma^2\theta^2 \gg 1$ интенсивность излучения практически не зависит от числа столкновений частицы с атомами среды, т. е. в этом случае имеет место подавление излучения (тормозного в аморфной среде, когерентного в кристалле) релятивистских частиц в тонком слое вещества. Аналогичный эффект был обнаружен в 70-х годах при изучении взаимодействия адронов высокой энергии с тяжелыми ядрами (см., например, ^{5,7} и ссылки там). Так, оказалось, что средняя множественность быстрых частиц, образовавшихся при столкновении адрона с ядрами почти не зависит от числа нуклонов в ядре. Для описания этого эффекта выдвигаются различные модели, в основе которых лежит рассмотрение развития во времени адрон-нуклонных столкновений при высоких энергиях (в частности, модели, в которых сечение последующих столкновений частицы с нуклонами ядра считается меньшим сечения в первом акте взаимодействия). В электродинамике удается проверить некоторые из гипотез, которые высказываются при изучении адрон-нуклонных столкновений при высоких энергиях. Так, например, анализ развития в пространстве и времени процесса излучения релятивистских частиц в тонком слое вещества показывает, что в пределах длины когерентности рассматривать взаимодействие частицы с атомами среды на уровне сечений независимых столкновений нельзя, ибо при этом теряются интерференционные эффекты при столкновениях. Нельзя, по-видимому, так поступать и при изучении адрон-нуклонных столкновений при высоких энергиях (см. по этому поводу также ^{5,8}). Проявление сходных закономерностей при электромагнитных взаимодействиях быстрых частиц с веществом и при адрон-нуклонных столкновениях при высоких энергиях вселяет надежду на то, что методы, которые используются при рассмотрении развития во времени электромагнитных процессов при высоких энергиях могут быть перенесены на другие области физики.

ЛИТЕРАТУРА

1. А х и з е р А. И., Ш у л ь г а Н. Ф. — УФН, 1982, т. 137, с. 561.
2. Б а з ы л е в В. А., Ж е в а г о Н. К. — Ibid., с. 605.
3. Ш у л ь г а Н. Ф. — В кн.: Проблемы современной физики. Киев: Наукова думка, 1982; в кн.: Труды VII Международной конференции по атомным столкновениям в твердых телах. Москва, 19—23 сентября 1977 г. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1981, — С. 141.
4. Ф е й н б е р г Е. Л. — ЖЭТФ, 1966, т. 50, с. 202.
5. Ф е й н б е р г Е. Л. — УФН, 1980, т. 132, с. 255.
6. Ф о м и н С. П., Ш у л ь г а Н. Ф. — Письма ЖЭТФ, 1978, т. 27, с. 126; Препринт ХФТИ АН УССР. 79-42 — Харьков, 1979.
7. Н и к и т и н Ю. П., Р о з е н т а л ь И. Л. Ядерная физика высоких энергий. — М.: Атомиздат, 1980.
8. M i e t t i n e n H. I., P u m p l i n J. — Phys. Rev. Lett., 1979, v. 42, p. 204.