УДК 538.574.32

ПЕРЕХОДНОЕ РАССЕЯНИЕ НА ЗАРЯЖЕННОЙ НИТИ СПИРАЛЬНОЙ ИЛИ СИНУСОИДАЛЬНОЙ ФОРМЫ

В. В. Колесов

(кафедра квантовой теории и физики высоких энергий)

Если диэлектрическая проницаемость среды имеет вид бегущей волны с частотой Ω и волновым вектором $\mathbf{k}_0$:

$$\varepsilon(\mathbf{r},\ t)=\varepsilon_0+\Delta\varepsilon\cos(\Omega t-\mathbf{k}_0\mathbf{r}), \tag{1}$$

то вызываемая произвольным внешним полем поляризация этой среды будет меняться во времени по гармоническому закону с частотой Ω, что приведет к генерации электромагнитных волн этой же частоты. Впервые этот механизм излучения, получивший название переходного рассеяния, был рассмотрен в [1] для случая, когда источником внешнего поля является точечный заряд. В [2] была указана возможность применения переходного рассеяния для исследования элементарных частиц по их трекам. С этой целью была рассчитана интенсивность переходного рассеяния на прямолинейной равномерно заряженной нити.

В настоящей работе предлагается решение задачи о переходном рассеянии волны диэлектрической проницаемости (1) на равномерно заряженной нити, имеющей форму винтовой линии или синусоиды. В работе [3] была предложена теория возмущений для расчета интенсивности излучения в средах, диэлектрическая проницаемость которых имеет вид $\varepsilon=\varepsilon_0+\varepsilon_1(\mathbf{r},\ t)$, $\varepsilon_1\ll\varepsilon_0$. Согласно [3] энергия излученных волн с волновым вектором $\mathbf{k}$, частотой $\omega=kc\sqrt{\varepsilon_0}$ и поляризацией λ $(\lambda=1,2)$ имеет вид

$$W_{\mathbf{k},\lambda}d^3\mathbf{k}=\frac{(2\pi)^4\omega^2}{4\varepsilon_0(\omega)}\left|\int d\mathbf{k}_1 d\omega_1\varepsilon_1(\mathbf{k}-\mathbf{k}_1,\ \omega-\omega_1)(\mathbf{e}^\lambda,\mathbf{E}(\mathbf{k}_1,\ \omega_1))\right|^2 d^3\mathbf{k}, \tag{2}$$

где $\varepsilon_1(\mathbf{k},\ \omega)$ — фурье-образ величины $\varepsilon_1(\mathbf{r},\ t)$; $\mathbf{E}(\mathbf{k},\ \omega)$ — фурье-образ напряженности электрического поля, создаваемого каким-либо источником, $\mathbf{e}^\lambda$ — единичный вектор поляризации.

Считая $\Delta\varepsilon\ll\varepsilon_0$, применим общую формулу (2) для вычисления интенсивности переходного рассеяния в интересующем нас случае.

Направим ось z декартовой системы координат по волновому вектору $\mathbf{k}_0$. Тогда

$$\varepsilon_1(\mathbf{k}_1,\ \omega_1)=(\Delta\varepsilon/2)\left(\delta(\mathbf{k}_0-\mathbf{k}_1)\,\delta(\Omega-\omega_1)+\delta(\mathbf{k}_0+\mathbf{k}_1)\,\delta(\Omega+\omega_1)\right). \tag{3}$$

Фурье-образ плотности заряда, равномерно распределенного с плотностью σ по бесконечно тонкой и бесконечно протяженной нити, расположенной вдоль оси z и имеющей форму винтовой линии (случай А) или синусоиды, расположенной в плоскости xz (случай Б), может быть выражен через функции Бесселя первого рода с целым индексом $J_m(x)$:

$$\rho(\mathbf{k}_1,\ \omega_1)=\frac{\sigma}{4\pi^2}\sqrt{1+\left(\frac{2\pi R}{h}\right)^2}\,\delta(\omega_1)\sum_{m=-\infty}^{\infty}i^m J_m(-k_{1r}R)\,e^{im\varphi_0}\,\delta\left(k_{1z}-\frac{2\pi m}{h}\right), \tag{4А}$$

$$\rho(\mathbf{k}_1,\ \omega_1)=\frac{\sigma}{4\pi^2}\,\delta(\omega_1)\sum_{m=-\infty}^{\infty}i^m J_m(-k_{1x}A)\,\delta(k_{1z}-mq). \tag{4Б}$$

Здесь R — радиус; h — шаг винтовой линии; A — амплитуда; $2\pi/q$ — период синусоиды; $k_{1r}\equiv\sqrt{k_{1x}^2+k_{1y}^2}$, $\operatorname{tg}\varphi_0\equiv k_{1y}/k_{1x}$. Выражение (4Б) получено в предположении $Ak_0\ll 1$ (синусоида «пологая»).

Фурье-образ электрического поля, порождаемого плотностью заряда $\rho(\mathbf{k}_1,\ \omega_1)$, имеет вид

$$\mathbf{E}(\mathbf{k}_1,\ \omega_1)=\frac{4\pi i}{\varepsilon_0(0)}\frac{\mathbf{k}_1}{k_1^2}\rho(\mathbf{k}_1,\ \omega_1), \tag{5}$$

где $\varepsilon_0(0)$ — диэлектрическая проницаемость в постоянном поле.

Чтобы получить интенсивность переходного рассеяния, надо подставить (4А) и (4Б) в (5), а (3) и (5) — в (2). Однако поскольку процесс излучения бесконечен во времени, а источники излучения занимают неограниченную область пространства, выражение, получаемое в результате указанной подстановки, оказывается расходящимся (пропорциональным квадратам δ-функций). Физический смысл имеет интенсивность излучения с единицы длины нити в единицу времени, далее обозначаемая W. Излучение происходит на частоте Ω, что характерно для переходного рассеяния на покоящихся источниках поля. Излучение поляризовано в плоскости, образованной волновым вектором излученной волны и направлением распространения волны ε (осью z). Такая поляризация свойственна переходному излучению. Наконец, для распределения интенсивности излучения по полярному углу $\theta = (\widehat{\mathbf{k}_0, \mathbf{k}})$ и азимутальному углу φ, отсчитываемому от оси x, имеем

$$W(\theta)\, d\theta = \frac{\pi\sigma^2}{2c^2}\left[\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon_0(0)}\right]^2 \Omega^3 k_0^2 k \sin^3\theta \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m^2(kR\sin\theta)\times$$

$$\times\frac{\delta(k\cos\theta - k_0 - 2\pi m/h)}{[k^2 - k_0(k_0 + 4\pi m/h)]^2}\, d\theta, \tag{6А}$$

$$W(\theta,\ \varphi)\, d\theta d\varphi = \frac{\sigma^2}{4c^2}\left[\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon_0(0)}\right]^2 \Omega^3 k_0^2 k \sin^3\theta \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m^2(kA\sin\theta\cos\varphi)\times$$

$$\times\frac{\delta(k\cos\theta - k_0 - mq)}{[k^2 - k_0(k_0 + 2mq)]^2}\, d\theta d\varphi, \tag{6Б}$$

где $k \equiv (\Omega/c)\sqrt{\varepsilon_0(\Omega)}$ — величина волнового вектора излученных волн.

В выражении (6А) нет зависимости от φ, так как винтовая линия считается бесконечной. При $R\to 0$ или $A\to 0$ соответственно формулы (6А) и (6Б) переходят в выражения, полученные в [2] для прямолинейной нити.

Угловое распределение излучения определяется условиями

$$k\cos\theta - k_0 - 2\pi m/h = 0, \tag{7А}$$

$$k\cos\theta - k_0 - mq = 0. \tag{7Б}$$

Условия (7А), (7Б) означают, что проекция волнового вектора излученной волны на ось z равна сумме (или разности, так как m может быть меньше 0) величины волнового вектора волны ε (направленного вдоль оси z) и целого числа обратных периодов пространственного распределения заряда. При заданных Ω, k_0 — параметрах волны ε — условия (7А), (7Б) описывают набор круговых конусов, ось которых совпадает с осью z, а косинусы углов раствора равны

$$\cos\theta_m = (k_0 + mq')/k,\quad m = M_1,\ M_1+1, \ldots, M_2, \tag{8}$$

где в случае А надо положить $q' = 2\pi/h$, а в случае Б — $q' = q$. Числа M_1 и M_2 находятся из условия $|\cos\theta_m| \leqslant 1$ и определяют номера «гармоник» (слагаемых в (6)), участвующих в формировании излучения. А именно: M_1 и M_2 — это ближайшие целые числа, удовлетворяющие соответственно неравенствам

$$M_1 \geqslant -(k_0 + k)/q',\quad M_2 \leqslant (k - k_0)/q'.$$

Заметим, что слагаемые с $m=0$ в (6А), (6Б), соответствующие переходному рассеянию на прямой нити, присутствуют только если фазовая скорость набегающей волны Ω/k_0 больше либо равна фазовой скорости излученной волны Ω/k. Если же $k < k_0$, то при частотах Ω таких, что $k < q'/2$, излучение будет формироваться не для любых k_0, а только для $k_0 \leqslant k/2 + mq'$ $(m = M_1,\ M_1+1, \ldots, M_2)$. На частотах, для которых $k \geqslant q'/2$, излучение генерируется при любых k_0.

Проинтегрировав (7А), (7Б) по θ, получим

$$W = \frac{\pi\sigma^2}{2}\left[\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon_0(0)}\right]^2 \frac{\Omega k_0^2}{\varepsilon_0(\Omega)} \sum_{m=M_1}^{M_2} J_m^2\left(R\sqrt{k^2 - \left(k_0 + \frac{2\pi m}{h}\right)^2}\right)\times$$

$$\times\frac{k^2 - (k_0 + 2\pi m/h)^2}{[k^2 - k_0(k_0 + 4\pi m/h)]^2}, \tag{8А}$$

$$W(\varphi)\,d\varphi=\frac{\sigma^2}{4}\left[\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon_0(0)}\right]^2\frac{\Omega k_0^2}{\varepsilon_0(\Omega)}\sum_{m=M_1}^{M_2}J_m^2\left(A\sin\varphi\sqrt{k^2-(k_0+mq)^2}\right)\times$$
$$\times\frac{k^2-(k_0+mq)^2}{(k^2-k_0(k_0+2mq))^2}\,d\varphi. \qquad (8\text{Б})$$

В заключение отметим, что заряженные треки рассмотренной формы могут быть в принципе получены при движении заряженной частицы в веществе в постоянном магнитном (А) или переменном электрическом (Б) поле.

Автор глубоко признателен В. А. Давыдову за полезные обсуждения и интерес к работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Гинзбург В. Л., Цытович В. Н. ЖЭТФ, 1973, 65, с. 1818. [2] Давыдов В. А. Изв. АН СССР, сер. физ., 1981, 45, с. 1848. [3] Давыдов В. А. ЖЭТФ, 1981, 80, с. 859.

Поступила в редакцию
19.02.85

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1985, Т. 26, № 5

АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

УДК 539.123.17:539.125.17.01

РАССЕЯНИЕ НЕЙТРИНО НА ЯДРАХ И СТРУКТУРА СЛАБОГО НЕЙТРАЛЬНОГО АДРОННОГО ТОКА

А. З. Агаларов, Б. К. Керимов, А. М. Моурао (Португалия)

(кафедра теоретической физики)

1. Изучение изоспиновой структуры слабого нейтрального (СН) адронного тока является одной из важных задач теории электрослабого взаимодействия Глэшоу—Вайнберга—Салама (ГВС), правильность основных положений которой получила недавно (в 1983 г.) экспериментальное подтверждение в связи с открытием промежуточных векторных бозонов $W^\pm$ и Z^0.

Выполненные к настоящему времени эксперименты по измерению эффектов несохранения пространственной четности в неупругом электрон-дейтронном рассеянии [1] и в атомной физике [2, 3] дают информацию об изовекторной и изоскалярной компонентах ($\beta^{(1)}{}_V\cong-0{,}6$ и $\beta^{(0)}{}_V\cong0{,}2$) СН адронного векторного тока. Опытные данные по нейтрино-нуклонным реакциям [4—7], в частности, указывают на доминирующую роль изовекторной компоненты СН адронного аксиального тока ($\beta^{(1)}{}_A\cong0{,}94$). Результаты измерений согласуются в целом с предсказаниями модели ГВС при значении параметра $\sin^2\theta_W=0{,}23$ [4—7]. Однако в настоящее время нет надежной экспериментальной информации об изоскалярной компоненте адронного аксиального тока, отсутствующей ($\beta^{(0)}{}_A=0$) в стандартной модели ГВС. Из анализа данных по нейтрино-ядерным реакциям [6, 7] следует ограничение для константы изоскалярного адронного аксиального тока $\beta^{(0)}{}_A<0{,}7$. В то же время расчеты в рамках квантовой хромодинамики (КХД) [8] показывают, что константа $\beta^{(0)}{}_A$ отлична от нуля и равна $\beta^{(0)}{}_A\cong$ $\cong0{,}1$.

Для дальнейшей проверки единой теории электрослабых взаимодействий существенно понижение верхней границы на возможную примесь изоскалярной компоненты в адронном аксиальном токе. В [9,