

О СВЕРХЫЗЛУЧЕНИИ, ИНДУЦИРУЕМОМ В СРЕДЕ БЫСТРОЙ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЕЙ И КОГЕРЕНТНЫМ ОПТИЧЕСКИМ ИМПУЛЬСОМ

Э.А.Манькин

Теоретически показано, что в однородной среде возникает излучение типа "черенковского" после прохождения быстрой заряженной частицы, скорость которой меньше фазовой скорости света в веществе. Излучение возникает после прохождения когерентного оптического импульса.

Может ли быстрая заряженная частица, движущаяся в некоторой однородной среде со скоростью меньшей, чем скорость света в веществе, вызвать черенковское излучение? Ниже показано, что такое излучение возникает всегда, если вслед за частицей через среду пропустить когерентный оптический импульс ультракороткой длительности ($\sim 10^{-10} + 10^{-11}$ сек). Последний создает особое сверхызлучающее состояние, распад которого реализуется в виде когерентного излучения. Если τ есть интервал времени между прошедшей частицей и возбуждающим импульсом света, то "черенковский" конус возникает в момент 2τ , а его угол зависит от скорости частицы и направления распространения оптического импульса (формула (8)).

Предлагаемый эффект имеет тесную аналогию с явлением светового эха (фотон-эхо), который недавно интенсивно изучался в газах и твердых телах [1]. Световое эхо есть когерентное оптическое излучение, испускаемое средой, через которую последовательно проходит два возбуждающих импульса света, причем между волновыми векторами возбуждающих импульсов k_1 и k_2 и импульса светового эха k существует

соотношение вида [2]:

$$k = 2k_2 - k_1. \quad (1)$$

Рассматриваемый в этой статье эффект есть по-существу световое эхо, в котором вместо электромагнитного поля первого импульса действует поле заряженной частицы. Это подтверждается и более точным анализом. Пусть траектория частицы с зарядом Ze прямолинейна, а ее скорость v постоянна. Положим, что на некотором расстоянии от траектории (на прицельном параметре ρ) находится неподвижный атом. Если первоначально атом находился в основном состоянии, то после быстрого прохождения заряженной частицы он окажется в квантовом когерентном состоянии $|\psi\rangle = |0\rangle + \sum a_m |m\rangle$, где m нумерует возбужденные состояния. Для известного электрического поля релятивистской заряженной частицы, на основе теории возмущений получим для амплитуд a_m выражение

$$a_m = i \theta_m \exp(ik_m z), \quad (2)$$

$$\theta_m(\rho) = -\frac{d_{m0}}{\hbar v} \int_{-\infty}^{+\infty} E_{\perp}(x) \exp(ik_m x) dx = 2 \frac{d_{m0} Ze}{\hbar v} \frac{\partial}{\partial \rho} K_0 \left(\frac{\omega_{m0} \rho}{v \gamma} \right). \quad (3)$$

Здесь $k_m = v^{-1} \omega_{m0}$; ω_{m0} и d_{m0} есть частота и дипольный момент перехода между состояниями $|m\rangle$ и $|0\rangle$, $E_{\perp} = Ze\gamma^{-2} (x^2 + \gamma^{-2} \rho^2)^{-3/2}$ есть составляющая электрического поля частицы в точке расположения атома (нормальная к траектории), x — координата вдоль траектории, $\gamma = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2}$, K_0 — модифицированная функция Бесселя второго рода. Подчеркнем, что фаза амплитуд (2) сохраняется в течение некоторого времени T_2 (время фазовой памяти), которое может меняться в широких пределах ($10^{-12} + 10^{-6}$ сек).

Предположим далее, что концентрация атомов равна N , а их частоты переходов испытывают разброс вблизи некоторой частоты ω_0 по дисперсионному закону (лоренцева форма линии) с полушириной $\Delta\omega_0$. Тогда средний дипольный момент среды на каждой частоте перехода будет иметь вид

$$P_m = i N d_{m0} \theta_m(\rho) \exp \left[-\frac{1}{T_2^*} \left| t - \frac{z}{v} \right| - i \omega_0 \left(t - \frac{z}{v} \right) \right] + \text{к.с.}, \quad (4)$$

где $T_2^* = 1/\Delta\omega_0$ описывает затухание дипольного момента из-за расстройки частот. Из (4) видно, что когерентное излучение не возникает, если $v < c$.

Теперь пусть через среду в момент времени $t = \tau$ проходит импульс света, частота которого ω совпадает с одной из частот перехода ω_{m0} , а длительность $\Delta\tau \ll T_2$. Резонансное взаимодействие приведет к силь-

ному изменению амплитуд a_m на выбранном переходе, и, как следствие, полностью изменится средний дипольный момент. В рамках вышеизложенного метода для P_m получим

$$P_m = -i N d_{m_0} \theta_m(\rho) \sin^2\left(\frac{\theta^2}{2}\right) \exp\left\{-\frac{1}{T_2^*} \left|t - 2\tau - \frac{z}{v}\right| + ik_z z - i\omega t\right\} + \text{к.с.} \quad (5)$$

$$k = \frac{\omega}{c} (2n_2 - n_1), \quad (6)$$

где $\theta_2 = d_{m_0} \hbar^{-1} \int_{\cdot}^{\Lambda r} dt' E(t')$ есть так называемый "угол поворота" в двухуровневой системе, вызванный оптическим импульсом с амплитудой поля $E(t')$, n_1 и n_2 — векторы направлений движения частицы и импульса света. Видно из (5), что P_m максимальна при $t = 2\tau$, что находится в полной аналогии с явлением светового эха, а анализ фазового множителя показывает, что когерентное излучение всегда будет возникать, если выполнено условие: $c/3 < v < c$.

Подставляя поляризацию (5) в уравнения Максвелла и решая последние известным методом [3], можно получить компоненты электромагнитного поля и энергию W , излучаемую частицей через поверхность цилиндра длиной l с осью вдоль траектории. Расчет проводится до конца и приводит к результату

$$\frac{dW}{dl} = 64\pi^3 \sin^2\left(\frac{\theta_2}{2}\right) \cos^2\phi [ZcyN d_{m_0}^2 c^{-1} \hbar^{-1}]^2 \omega T_2^* e^{-2\tau/T_2},$$

$$\cos\phi = 2 \cos\chi - \frac{c}{v}. \quad (8)$$

Углы ϕ и χ определяются между векторами k , n_1 и n_2 , n_1 соответственно. Для гауссова распределения частот надо заменить T_2^* на $T_2^* 2\sqrt{\pi}$. Из выражений (4), (6) и (7) следует, что при $\chi \sim 1$; $2\tau/T_2 \sim 1$ энергия W того же порядка величины, что и для черенковского излучения частицы в газе (при $v > c$). Однако, требование на пороговую энергию в нашем случае значительно снижается. Например для электрона она составляет 25 эв.

Отметим также, что подбором параметров оптического импульса среда может быть сделана усиливающей (если $\theta_2 \approx \pi$), что приведет к дополнительному возрастанию энергии излучения. Использование двухфотонного возбуждения позволит инвертировать среду на больших глубинах.

Наконец, аналогичный эффект возможен, если следом за частицей проходит несколько оптических импульсов по разным направлениям, что в основном будет соответствовать "стимулированному" и "восстановленному" сигналу эха [4]. Это существенно понижает пороговую энергию в сравнении даже с рассмотренным здесь случаем. Интересно, что эффект "эхо" в принципе возможен от двух последовательно движущихся заряженных частиц (или их сгустков). В этом случае когерентное излучение реализуется сразу на всех частотах перехода.

Автор признателен А.М.Афанасьеву и Ю.А.Быковскому за полезное обсуждение.

Московский
инженерно-физический
институт

Поступила в редакцию
18 октября 1975 г.

Литература

- [1] Материалы Первого Всесоюзного симпозиума по световому эху. Изв. АН СССР, сер. физическая, 37, №10, 1973.
 - [2] J.D.Abella. N.A.Kurnit, S.R.Hartmann. Phys. Rev., 141, 391, 1966.
 - [3] Дж. Джелли. Черенковское излучение и его применение. М., ИИЛ, 1960.
 - [4] Э.А.Манькин. Письма в ЖЭТФ, 7, 345, 1968; Изв. АН СССР, сер. физическая, 37, 2056, 1973.
-