Доклады Академии наук БССР

1983 Том XXVII № 6

УДК 539.1

В. Г. БАРЫШЕВСКИЙ

СВЕРХИЗЛУЧЕНИЕ (КОЛЛЕКТИВНОЕ СПОНТАННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ) ФОТОНОВ АТОМАМИ, ДВИЖУЩИМИСЯ В ВЕЩЕСТВЕ

(Представлено академиком АН БССР М. А. Ельяшевичем)

В работах [1, 2] нами показано, что в пучке частиц, движущихся в кристалле, должно наблюдаться явление сверхизлучения (коллективного спонтанного излучения — КСИ), что позволяет создать источники мощного когерентного излучения с перестраиваемой частотой при реальных импульсах быстрых частиц порядка 10^4 А.

Первопричиной эффекта является один из механизмов спонтанного излучения фотона: радиационный переход между зонами поперечного движения, параметрическое рентгеновское излучение, излучение при переходах между особыми поверхностными состояниями, образующимися при поверхностной дифракции как в двухволновом [3, 4], так и в многоволновом [5] случаях.

Отличительной особенностью КСИ, образованного пучком частиц (заряженных осцилляторов), пролетающих через среду толщины L, от известного в нелинейной оптике КСИ (см., например, [6, 7]) является наличие заряда и конечность пребывания атома в среде $T=L/v$ (v—скорость частицы). Причем это время, как правило, меньше времени соответствующего спонтанного излучения фотонов одной частицей τ_1. В результате если плотность частиц в пучке такова, что время высвечивания импульса КСИ τ_N меньше T, то число фотонов $N_{\gamma k}$, образованных пучком при наличии КСИ, окажется существенно выше числа фотонов $N_{\gamma c}$, образованных вследствие некогерентных спонтанных процессов, т. е. $N_{\gamma k}\approx N_0$, N_0— число частиц, прошедших через вещество. Требуемая для выделения моды излучения вытянутость излучающего объема возникает при образовании КСИ на пучке частиц (атомов) сама собой вследствие возможности поперечного сжатия пучка. Дополнительным механизмом дискриминации мод является анизотропия излучения фотонов быстрыми атомами, обусловленная релятивистскими эффектами, а также дифракция в условиях рентгеновского параметрического излучения (РПИ).

Гамильтониан, описывающий спонтанное излучение пучка, аналогичен используемому в теории КСИ на неподвижных атомах и отличается только добавлением кинетической энергии продольного движения. В условиях РПИ под действием частиц излучает также среда. Для описания КСИ в этом случае следует в гамильтониане явно учитывать гамильтониан атомов (ядер) кристалла и энергию взаимодействия их с движущимися заряженными осцилляторами и фотонами. Эффект взаимодействия особенно велик, если доплеровски сдвинутая частота заряженных осцилляторов (частота излучения) близка к одной из резонансных частот кристалла (рентгеновского или γ-перехода). Разобьем мысленно весь пучок на сгустки с продольными размерами, меньшими L. Если параметры сгустка таковы, что КСИ разовьется за время нахождения сгустка в кристалле, то при качественном анализе границы среды можно не учи тывать. Суммарная интенсивность будет порядка интенсивности КСИ отдельного сгустка, умноженной на число сгустков, прошедших чере вещество. В указанных условиях для спектрально-углового распределе ния интенсивности коллективного излучения отдельного сгустка в момен времени t имеем выражение (за момент времени $t=0$ принимаем момен влета сгустка в среду):

$$\frac{d^2w}{d\omega d\Omega}=\left(\frac{d^2w_{1\text{н}}}{d\omega d\Omega}+\frac{d^2w_{1\text{ан}}}{d\omega d\Omega}\right)\left\{\frac{N}{2}+P(t)+\left[\left(\frac{N}{2}\right)^2-P^2(t)\right]\times\right.$$
$$\left.\times\left[\Gamma(\mathbf{k}-\mathbf{k}_0)H(t)-\frac{1}{N}\right]\right\}, \quad (1)$$

где

$$\Gamma(\mathbf{k}-\mathbf{k}_0)=\left|\frac{1}{N}\sum_{l=1}^{N}e^{i(\mathbf{k}-\mathbf{k}_0)\mathbf{R}_l}\right|^2;$$

N — число частиц в сгустке; $\mathbf{k}$—волновое число образованного фотона; $\mathbf{k}_0$— волновое число выделенной моды излучения; $\mathbf{R}_l$—координата частицы l в сгустке; $d^2w_{1\text{н(ан)}}/d\omega d\Omega$—интенсивность спонтанного излучения отдельной частицей (атомом) при нормальном (аномальном) эффекте Доплера; $H(t)=\left|\int\limits_{-\infty}^{+\infty}g(\Delta)e^{i\Delta t}\,d\Delta\right|^2$; $g(\Delta)$—функция, характеризующая разброс частот переходов в атомах относительно центральной частоты перехода (ср. ([6])). Скорость генерации фотонов сгустком в момент времени t при нормальном эффекте Доплера

$$\dot N_{\gamma\text{н}}(t)=\int\frac{1}{\hbar\omega}\frac{d^2w_{\text{н}}}{d\omega d\Omega}\,d\omega d\Omega=\dot N_{1\text{н}}\left(\frac{N}{2}-P(t)\right)+$$
$$+\left(\frac{N^2}{4}-P^2(t)\right)\dot N_{1\text{н}}\mu_{\text{н}}, \quad (2)$$

где $\dot N_{1\text{н}}=\int\frac{1}{\hbar\omega}\frac{d^2w_{1\text{н}}}{d\omega d\Omega}\,d\omega d\Omega\equiv\frac{1}{\tau_{1\text{н}}}$ — время жизни атома относительно спонтанного распада в условиях нормального эффекта Доплера;

$$\mu_{\text{н}}=\int\frac{1}{\hbar\omega}\frac{d^2w_{1\text{н}}}{d\omega d\Omega}\left[\Gamma(\mathbf{k}-\mathbf{k}_0)H(t)-\frac{1}{N}\right]d\omega d\Omega.$$

Аналогичные выражения имеют место и для фотонов, излученных при аномальном эффекте Доплера с заменой значка «н» на «ан». Наличие слагаемого, связанного с аномальным эффектом Доплера, означает, что в пучке движущихся атомов возникает новое по сравнению с неподвижными атомами явление образования КСИ, при котором пучок переходит из основного в возбужденное состояние:

$$-\frac{dP}{dt}=\frac{\mu}{\tau_1}\left(\frac{N}{2}+P\right)\left(\frac{N}{2}-P+\frac{1}{\mu}\right), \quad (3)$$

где $\mu=(\dot N_{1\text{н}}\mu_{\text{н}}-\dot N_{1\text{ан}}\mu_{\text{ан}})/(\dot N_{1\text{н}}-\dot N_{1\text{ан}})$; $1/\tau_1=\dot N_{1\text{н}}-\dot N_{1\text{ан}}$.

Если разброс частот переходов отсутствует, $H(t)=1$,

$$P(t)=\left(x_1-ax_2\exp\frac{t}{\tau_N}\right)\left(1-a\exp\frac{t}{\tau_N}\right)^{-1}, \quad (4)$$

где

$$x_1 = \frac{2+N\mu}{2\mu}, \quad x_2 = -\frac{N}{2}, \quad \tau_N = \frac{\tau_1}{N\mu+1}, \quad a = \frac{x_1 - P(0)}{x_2 - P(0)},$$

$$P(t) = -\frac{N}{2}\cos\alpha(t).$$

Случаю $\alpha=\pi$ соответствует система атомов, находящаяся в возбужденном состоянии, $\alpha=0$ — в основном, $\alpha=\pi/2$ — в суперпозиции основного и возбужденного состояний с равными весами (физический смысл угла α см. в ([6])). Если атом образован частицей, движущейся в кристалле, то соотношение между заселенностями основного и возбужденного состояний, т. е. параметр α, легко изменяется простым поворотом кристалла.

Если μ, $\tau_1>0$ (главным процессом является нормальный эффект Доплера), то при $P(0)=N/2$ $(\alpha=\pi)$ (ср. с ([6, 7]))

$$P(t) = -\frac{N}{2}\left[\left(1+\frac{1}{N\mu}\right)\operatorname{th}\left(\frac{t-t_0}{2\tau_N}\right) - \frac{1}{N\mu}\right], \quad t_0 = \tau_N \ln(N\mu). \tag{5}$$

Скорость генерации фотонов

$$\dot N_{\gamma\text{н}} = -\frac{dP}{dt} = \frac{1}{4\mu\tau_N}(N\mu+1)^2 \operatorname{sech}^2\frac{(t-t_0)}{\tau_N}. \tag{6}$$

Согласно (5), импульс нарастает за время t_0, а затем быстро за время τ_N заканчивается. Вспомним теперь, что по условию проведенного вывода импульс должен закончиться за время, меньшее времени пролета сгустка через вещество, т. е. необходимо t_0, $\tau_N < L/v \approx L/c$ (для наиболее интересного случая быстрых частиц, атомов скорость $v \simeq c$) или в явном виде:

$$\frac{\tau_1}{N\mu+1}\ln(N\mu) < \frac{L}{c}.$$

Параметр μ для излучающей области в виде круглого цилиндра, которая получается в случае осесимметричного пучка атомов, может быть записан в виде ([6])

$$\mu = \begin{cases} \dfrac{3}{8\pi}\dfrac{\lambda^2}{A}, & A \gg \left(\dfrac{\lambda}{2\pi}\right)^2, \ L < \dfrac{A}{\lambda}, \\ \dfrac{3}{8}\dfrac{\lambda}{L}, & L \gg \dfrac{\lambda}{2\pi}, \ A \ll \lambda L, \end{cases} \tag{7}$$

где A—площадь сечения пучка, λ—длина волны излученного фотона.

Обозначим $\dot N_a$—число атомов (частиц), влетающих в вещество в единицу времени. Следовательно, число атомов, возникших за время пролета среды L/c (число атомов в сгустке), есть $N = \dot N_a \dfrac{L}{c}$. Тогда в первом случае (7)

$$N\mu = \frac{3}{8\pi}\frac{\dot N_a}{Ac}L\lambda^2 = \frac{3}{8\pi}\rho L\lambda^2, \tag{8}$$

$\rho = \dot N_a/Ac$—плотность частиц в пучке. Во втором—(7)

$$N\mu = \frac{3}{8}\frac{\dot N_a}{c}\lambda = \frac{3}{8}\rho\lambda A. \tag{9}$$

В результате в первом случае требуемые параметры пучка

$$\dot N_{a1} = 8\pi AcN\mu/L\lambda^2, \tag{10}$$

во втором

$$\dot{N}_{a2}=8cN\mu/\lambda. \quad (11$$

Для электронов (позитронов) $\dot{N}_a=10^{19}J_a$, J_a—ток пучка измеряется амперах. Из приведенных равенств вытекает, что, например, при излуче нии дифрагирующими электронами фотонов с $\lambda=3000\text{Å}$ в кристалле с $L=3\cdot10^{-3}$ см, $A=10^{-5}$ см^2, $c\tau_1=3\cdot10^2$ см требуемая величина $N\mu$ для раз вития импульса КСИ равна $2\cdot10^6$ и соответственно ток $J_{a1}=2\cdot10^5$. В втором случае для тех же λ ток $J_{a2}\simeq10^3$ А, однако A должно быт $\sim10^{-7}$ см^2, т. е. радиус пучка равен нескольким микронам.

Отметим, что толщина L, на которой развивается КСИ (и, как след ствие, возрастает интенсивность излучения), эффективно возрастает, ес ли пучок частиц сканировать вдоль поверхности кристалла таким обра зом, чтобы каждый последующий сгусток появлялся перед сгустком находящимся в режиме КСИ. Фотоны, им образованные, вызываю индуцированное излучение фотонов последующим сгустком.

Из приведенных соотношений вытекает необходимость уменьшени радиуса пучка для возможности наблюдения КСИ в еще более корот коволновой области λ, так как при уменьшении λ на порядок требуема в первом случае сила тока возрастает на два порядка и для компенсаци этого возрастания следует уменьшать A или периодически располагат частицы в сгустке.

В случае полностью инвертированного состояния при $t=0$ время развития КСИ фактически определяется временем $t_0>\tau_N$. Оказывается что если при $t=0$ $P(0)=0$ (это соответствует ситуации, когда атом нахо дится в суперпозиции состояний $|i>$ и $|f>$ с равными весами, парамет $\alpha=\pi/2$; такая ситуация имеет место, например, при симметричной диф ракции Лауэ в случае точного выполнения условий Брэгга), временной ход импульса КСИ резко изменяется и импульс происходит за время характеризуемое τ_N. Если $P(0)=0$, то, согласно (4), величина $a=x_1/x_2$ и

$$P(t)=x_1x_2\left(1-\exp\frac{t}{\tau_N}\right)\left(x_2-x_1\exp\frac{t}{\tau_N}\right)^{-1}. \quad (12)$$

В наиболее интересном случае $N\mu\gg1$

$$P(t)=-\frac{N}{2}\,\mathrm{th}\frac{t}{2\tau_N}. \quad (13)$$

Соответственно скорость генерации фотонов в этом случае

$$\dot{N}_{\text{ун}}=\frac{N}{\tau_N}\left(1+\exp\frac{t}{\tau_N}\right)^{-2}\exp\frac{t}{\tau_N}. \quad (14)$$

Вместо $t_0<L/c$ условие развития импульса теперь более мягкое, а именно $\tau_N<L/c$, т. е. $N\mu>L_1/L$, $L_1=c\tau_1$.

Для рассмотренного выше примера имеем $N\mu>10^5$, т. е. требуемое $N\mu$ на порядок меньше и, как следствие, необходимый для образования КСИ ток пучка на порядок меньше.

Summary

A possibility of inducing collective spontaneous emission by bunch particles is considered.

Литература

[1] Барышевский В. Г.— ДАН СССР, 1980, т. 255, № 2, с. 331—334. [2] Барышевский В. Г. Материалы 15 Зимней школы ЛИЯФ.— Л., 1980.—217 с. [3] Барышевский В. Г.— Письма в ЖТФ, 1976, т. 2, № 2, с. 112—115. [4] Андреев А. В., Ковьев Э. К., Матвеев Ю. А. и др.— Письма в ЖЭТФ, 1982, т. 35, № 10, с. 412—414. [5] Барышевский В. Г., Дубовская И. Я.— ФТТ, 1977, т. 19, № 2, с. 547—549. [6] Аллен Л., Эберли Дж. Оптический резонанс и двухуровневые атомы.—М.: Мир, 1978.—222 с. [7] Андреев А. В., Емельянов В. И., Ильинский Ю. А.— УФН, 1980, т. 131, № 4, с. 653—694.

Белорусский государственный университет им. В. И. Ленина

Поступило 06.09.82