одновременно выражающим закон сохранения потока энергии. В таком представлении суммарный поток энергии высших волн с номерами $s \geqslant N+1$ выступает в виде потока энергии собственных колебаний пучка.

Численный расчет системы уравнений (1) производился для значения расстройки $\delta=0$, соответствующей равенству скорости инжекции пучка и фазовой скорости первой моды плазменного волновода. Пучок полагался ультрарелятивистским ($\gamma_0 \gg 1$), его радиус равным $r_b=R/2$, учитывалось одновременное возбуждение трех первых волн плазменного волновода ($N=3$). Начальное значение амплитуды первой волны ($s=1$) полагалось равным $\mathscr{E}_{10}=0.05$, а двух других ($s=2$, 3) — нулю. Результаты расчетов представлены на рисунке (*а* — $\nu J_0^2(\mu_1 r_b/R)/J_1^2(\mu_1)=2$; *б* — $\nu J_0^2(\mu_1 r_b/R)/J_1^2(\mu_1)=5$), где приведены зависимости от координаты ζ относительных долей потоков энергии трех плазменных волн η_s (кривые *1*, *2*, *3* соответствуют номерам $s=1$, 2, 3), собственных колебаний пучка η_Λ (кривые *4*) и общих потерь кинетической энергии пучка η (кривые *5*). В начале процесса взаимодействия потоки энергии всех трех волн нарастают одновременно, хотя в сечении $\zeta=0$ отлична от нуля амплитуда только первой волны. Потоки их энергии сравнимы по величине, а амплитуды волн с номерами $s=2$, 3 могут значительно превосходить амплитуду первой волны из-за их меньшей групповой скорости. Весьма заметной является также доля потока энергии собственных колебаний пучка, обусловленная возбуждением высших плазменных волн с номерами $s \geqslant N+1$. В отличие от результатов одноволновой теории [1, 2] с ростом тока пучка (параметра ν) не наблюдается быстрого ($\sim\nu^{-1}$) уменьшения относительных потерь его кинетической энергии η. Вместо этого проявляются тенденция к некоторому увеличению максимального значения η и соответственно рост потерь.

Соотношение между потоками энергии отдельных плазменных волн, а также величина общих потерь кинетической энергии пучка существенно определяются как радиусом пучка, так и расстройкой δ. Многоволновый характер взаимодействия сильноточного электронного пучка с плазмой имеет место в принципе при любой другой поперечной геометрии системы.

Список литературы

[1] *Кузелев М. В., Рухадзе А. А., Филиппычев Д. С.* // Релятивистская высокочастотная электроника. Проблемы повышения мощности и частоты изучения / Под ред. А. В. Гапонова-Грехова. Горький, 1981. С. 170—203. Физика плазмы. 1982. Т. 8. № 3. С. 537—542.

[2] *Кузелев М. В., Панин В. А., Рухадзе А. А., Филиппычев Д. С.* // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. Вып. 4. С. 228—230. Физика плазмы. 1985. Т. 11. № 1. С. 104—108.

[3] *Карбушев Н. И.* Физика плазмы. 1985. Т. 11. № 11. С. 1391—1397.

Поступило в Редакцию
8 марта 1989 г.
В окончательной редакции
26 сентября 1989 г.

01, 02

Журнал технической физики, т 60, в. 5, 1990

О ПАРАМЕТРИЧЕСКОМ МЕХАНИЗМЕ ИЗЛУЧЕНИЯ БЫСТРЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В КРИСТАЛЛЕ

В. П. Лапко, Н. Н. Насонов

В связи с недавним экспериментальным обнаружением [1, 2] предсказанного ранее параметрического рентгеновского излучения (ПРИ) быстрой заряженной частицы в кристалле [3–6] актуальным становится детальный теоретический анализ этого явления. Используемый в настоящее время подход к описанию ПРИ (в рамках этого подхода кристалл характеризуется периодической в пространстве диэлектрической проницаемостью) позволяет учесть только когерентный коллективный отклик электронной подсистемы кристалла на электромагнитное поле движущегося в кристалле заряда. В настоящей работе показывается, что учет индивидуального отклика электронов кристалла приводит к возникновению дополнительного излучения, резко отличающегося по спектрально-угловым характеристикам от ПРИ. По существу ниже рассматривается некогерентное поляризационное тормозное излучение быстрого заряда в кристалле (поляризационное излучение заряженной частицы на атоме активно изучается в настоящее время [7]).

Используя для простоты классический подход, будем описывать рентгеновское излучение быстрого заряда q, движущегося в моноатомном кристалле прямолинейно и равномерно со скоростью $\mathbf{v}_0$, системой уравнений

$$(k^2-\omega^2)\,\mathbf{E}_{\mathbf{k}\omega}-\mathbf{k}\cdot\mathbf{k}\mathbf{E}_{\mathbf{k}\omega}=-\frac{i\omega q}{2\pi^2}\,\mathbf{v}_0\delta\,(\omega-\mathbf{k}\mathbf{v}_0)-$$
$$-\frac{i\omega e}{4\pi^3}\sum_n\sum_{i=1}^{Z}\exp\left[-i\mathbf{k}\,(\mathbf{r}_n+\mathbf{u}_n)\right]\cdot\int dt\mathbf{v}_{nl}\exp\left[i\omega t-i\mathbf{k}\mathbf{r}_{nl}\right],$$
$$\frac{d\mathbf{p}_{nl}}{dt}=-e\int d^3kd\omega\left\{\mathbf{E}_{\mathbf{k}\omega}+\frac{1}{\omega}\left[\mathbf{v}_{nl}\left[\mathbf{k}\mathbf{E}_{\mathbf{k}\omega}\right]\right]\right\}\exp\left[i\mathbf{k}\,(\mathbf{r}_n+\mathbf{u}_n+\mathbf{r}_{nl})-i\omega t\right], \tag{1}$$

где $\mathbf{r}_n$ и $\mathbf{u}_n$ — положение равновесия и тепловое смещение n-го атома, $\mathbf{r}_{ni}$ — положение l-го электрона в n-ом атоме.

Рассматривая только далекие соударения, полагаем, как обычно $v_{nl}\ll 1$ (при этом $\mathbf{r}_{nl}\approx\mathrm{const}$). Ограничиваясь анализом случая слабого рассеяния поля заряда (соответствующие условия выполняются, например, при достаточно малой толщине кристалла или при достаточно малом угле ориентации скорости заряда $\mathbf{v}_0$ относительно рассеивающей поле заряда кристаллографической плоскости, когда «псевдофотонная шуба» заряда находится вдали от условий брэгговского резонанса), решение уравнений (1) будем искать итерациями. В результате простых вычислений получаем следующее выражение для поля излучения:

$$\mathbf{E}_{\mathbf{k}\omega}^{rad}=\frac{i\omega q}{2\pi^2\,(k^2-k_0^2)}\int\frac{d^3k'}{k'^2-k_0^2}\left\{\left[\frac{e^2}{2\pi^2m}\sum_n\sum_{l=1}^{Z}\exp\left[-i\,(\mathbf{k}-\mathbf{k}')\,(\mathbf{r}_n+\mathbf{u}_n+\mathbf{r}_{nl})\right]-\right.\right.$$
$$\left.\left.-Z\omega_p^2\delta\,(\mathbf{k}-\mathbf{k}')\right]\cdot\left(\mathbf{v}_0-\mathbf{k}'\frac{(\mathbf{k}'\mathbf{v}_0)}{k'^2}\right)\cdot\delta\,(\omega-\mathbf{k}'\mathbf{v}_0)\right\}, \tag{2}$$

где $k_0^2=\omega^2-Z\omega_p^2$, $\omega_p^2=(4\pi e^2n_e)/m$, n_0 — плотность атомов.

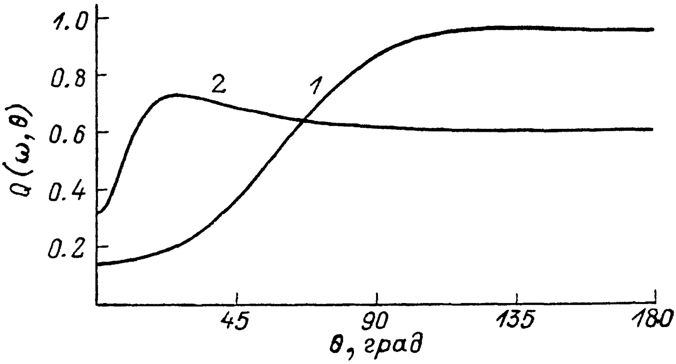
Усредняя следующее из (2) выражение для спектрально-углового распределения интенсивности излучения по тепловым колебаниям атомов и по положениям электронов в атомах, приходим к формуле

$$\frac{dI_{\mathbf{n}\omega}}{d\omega d\Omega}=\frac{dI_{\mathbf{n}\omega}^{\mathrm{coh}}}{d\omega d\Omega}+\frac{dI_{\mathbf{n}\omega}^{\mathrm{inc}}}{d\omega d\Omega},$$
$$\frac{dI_{\mathbf{n}\omega}^{\mathrm{coh}}}{d\omega d\Omega}=\frac{q^2\omega^2\omega_p^4}{2\pi}\sum_{\mathbf{g}\neq 0}\frac{|f_{\mathrm{A}}(\mathbf{g})|^2}{(k_g^2-k_0^2)^2}\exp\left(-g^2u_{\mathrm{T}}^2\right)\left\{v_0^2-\frac{(\mathbf{k}_g\mathbf{v}_0)^2}{k_g^2}\right\}\delta\,(\omega-\mathbf{k}_g\mathbf{v}_0),$$
$$\frac{dI_{\mathbf{n}\omega}^{\mathrm{inc}}}{d\omega d\Omega}=\frac{q^2e^2\omega^2\omega_p^2}{4\pi^3m}\int\frac{d^3\xi}{(k_\xi^2-k_0^2)^2}\times$$
$$\times\left\{|f_{\mathrm{A}}(\xi)|^2\left(1-\exp\left(-\xi^2u_{\mathrm{T}}^2\right)\right)+Z-\sum_{l=1}^{Z}|f_l(\xi)|^2\right\}\times$$
$$\times\left\{v_0^2-\frac{(\mathbf{k}_\xi\mathbf{v}_0)^2}{k_\xi^2}\right\}\delta\,(\omega-\mathbf{k}_\xi\mathbf{v}_0), \tag{3}$$

где $\mathbf{k}_g=k_0\mathbf{n}+\mathbf{g}$, $\mathbf{n}$ — единичный вектор в направлении излучения, $\mathbf{g}$ — вектор обратной решетки, u_{T} — среднеквадратичное тепловое смещение атома, $f_{\mathrm{A}}(\mathbf{g})=\sum_{l=1}^{Z}f_i(\mathbf{g})$, $f_i(\mathbf{g})=$ $=\int d^3rF_l(\mathbf{r})\exp(-i\mathbf{g}\mathbf{r})$, F_l — функция распределения l-го электрона в атоме.

Выражение для $(dI_{\mathbf{n}\omega}^{\mathrm{coh}})/(d\omega d\Omega)$ в (3) описывает обычное ПРИ и совпадает с полученным впервые в [4].

При анализе интересующего нас дополнительного излучения, описываемого формулой для $(dI_{\mathbf{n}\omega}^{\text{inc}})/(d\,\omega d\Omega)$ в (3), воспользуемся простейшей статистической моделью атома с экспоненциальной экранировкой (при этом $f_A\ (\xi)=Z\ (R^{-2}/\xi^2+R^{-2})$, R — радиус экранировки). В представляющем наибольший интерес случае ультрарелятивистского заряда



$$\sigma^2=2\omega^2R^2\left(\frac{\omega}{k_0v_0}-1\right)\approx\frac{\omega^2R^2}{\gamma_0^2}\left(1+\frac{\gamma_0^2\omega_p^2}{\omega^2}\right)\ll 1,\ \ \gamma_0=(1-v_0^2)^{-1/2}\gg 1$$

из (3) получаем формулу

$$\frac{dI_{\mathbf{n}\omega}^{\text{inc}}}{d\omega d\Omega}=\frac{q^2Z^2e^2\omega_p^2}{4\pi^2m}Q\ (\omega,\ \theta),$$

$$Q=\int_0^\infty dx\cdot F\cdot\Phi,$$

$$F=\frac{1-\exp\left[-\frac{u_T^2}{R^2}\left(x+\varkappa^2\operatorname{tg}^2\frac{\theta}{2}\right)\right]}{\left(1+\varkappa^2\operatorname{tg}^2\frac{\theta}{2}+x\right)^2}+\frac{1}{Z}\left(1-\frac{1}{\left(1+\varkappa^2\operatorname{tg}^2\frac{\theta}{2}+x\right)^2}\right),$$

$$\Phi=\frac{\sigma^2\,(x+\sigma^2+\varkappa^2)}{((x+\sigma^2+\varkappa^2)^2-4x\varkappa^2)^{3/2}}+\frac{1}{\sqrt{(x+\sigma^2+\varkappa^2)^2-4x\varkappa^2}}-$$

$$-\frac{1}{\sqrt{(x+\omega^2R^2+\varkappa^2)^2-4x\varkappa^2}},\tag{4}$$

где $\varkappa^2=\omega^2R^2\sin\theta$, $\mathbf{n}\mathbf{v}_0=v_0\cos\ \theta$.

Не имея возможности в краткой заметке подробно исследовать свойства обсуждаемого излучения, ограничимся иллюстрацией угловой зависимости функции $Q\ (\omega,\ \theta)$. Кривые на рисунке, построенные для случая излучения электронов в кремнии при комнатной температуре и $\gamma_0=50$, $\omega^2R^2=0.1$ (кривая *1*) и $\omega^2R^2=10$ (кривая *2*), указывают на приблизительно изотропный характер рассматриваемого излучения, что резко отличает его от ПРИ, рефлексы которого имеют угловую ширину порядка γ_0^{-1}.

Список литературы

[1] *Адищев Ю. Н., Барышевский В. Г., Воробьев С. А.* и др. // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 41. Вып. 7. С. 295—297.

[2] *Адейшвили Д. И., Блажевич С. В., Болдышев В. Ф.* и др. // Тез. докл. XVI Всесоюз. совещания по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. М., 1986. С. 80. ДАН СССР. 1988. Т. 298. № 3. С. 844—846.

[3] *Файнберг Я. Б., Хижняк Н. А.* // ЖЭТФ. 1957. Т. 32. Вып. 4. С. 883—895.

[4] *Тер-Микаэлян М. Л.* Автореф. докт. дис. М., 1961.

[5] *Гарибян Г. М., Ян Ши* // ЖЭТФ. 1971. Т. 61. Вып. 3. С. 930—943.

[6] *Барышевский В. Г., Феранчук И. Д.* // ЖЭТФ. 1971. Т. 61. Вып. 3. С. 944—948.

[7] *Амусья М. Я., Буймистров В. М., Зон Б. А.* и др. Поляризационное тормозное излучение частиц и атомов. М.: Наука, 1987. 335 с.

Харьковский физико-технический институт АН УССР

Поступило в Редакцию 6 мая 1989 г.