

02; 07

© 1992 г.

РЕЗОНАНСНОЕ ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ И ОСОБЕННОСТИ ЕГО НАБЛЮДЕНИЯ В МНОГОСЛОЙНЫХ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ СТРУКТУРАХ

А. П. Апанасевич, В. А. Ярмолкевич

Рассматриваются особенности наблюдения резонансного переходного излучения при пролете электрона через радиаторы двух типов: набор тонких фольг, разделенных вакуумными промежутками, и многослойную интерференционную структуру (МИС) с пространственным периодом 50–500 Å. Для второго случая теоретически исследуются зависимости величины квантового выхода и углового распределения излучения при изменении толщины периода, состава структуры и энергии электронов. Показано также, что на одной структуре можно получить когерентное излучение в широком спектральном диапазоне с незначительным изменением квантового выхода.

Введение

Известно, что при пролете равномерно движущейся заряженной частицы через среду с периодически расположенными неоднородностями в результате интерференции переходного излучения может происходить синфазное сложение волн, что приводит к появлению пиков в спектре излучения. В случае периодической среды, состоящей из двух чередующихся веществ с различными диэлектрическими проницаемостями ϵ_1 и ϵ_2 и толщинами l_1 и l_2 соответственно, синфазное сложение выполняется для волн, попадающих в условия резонанса (когерентности) [1],

$$\cos \Theta = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0}} \left(\frac{1}{\beta} - \frac{2\pi c r}{\omega(l_1 + l_2)} \cos \psi \right), \quad (1)$$

где

$$\sqrt{\epsilon_0} = \frac{\sqrt{\epsilon_1} l_1 + \sqrt{\epsilon_2} l_2}{l_1 + l_2},$$

ω — частота излучения, Θ — угол излучения (наблюдения) относительно направления движения частицы, ψ — угол влета частицы в среду относительно направления периодичности, $\beta = v/c$, v — скорость частицы, c — скорость света в вакууме, пространственный период среды $l = l_1 + l_2$, r — целое число.

Исследованию резонансного переходного излучения посвящены многочисленные теоретические и экспериментальные работы (см. [1–8] и литературу в них), однако все они, кроме [2], рассматривают ситуацию, когда релятивистский электрон пролетает через набор тонких (~ 1 – 10 мкм) диэлектрических или металлических фольг, разделенных вакуумными промежутками толщиной ~ 0.1 – 1 мм. В настоящее время в связи с развитием технологии изготовления многослойных интерференционных структур (МИС) с периодом $l \sim 25$ – 500 Å,

нашедших широкое применение в рентгеновской оптике [9], появились предложения [10—12] использовать подобные структуры для получения переходного излучения в широком диапазоне энергии фотонов от 50 эВ до нескольких кэВ. Переходное излучение в МИС имеет ряд особенностей (по сравнению с использованием традиционных типов радиаторов), которые и анализируются в данной работе.

Квантовый выход и частоты резонансного излучения

Пусть электрон нормально падает на периодическую среду, состоящую из двух веществ с различными диэлектрическими проницаемостями ϵ_1 и ϵ_2 толщиной l_1 и l_2 соответственно, и пересекает при этом M слоев. Число фотонов, излучаемых в единичный телесный угол $d\Omega$ и в частотный интервал $d\omega$, определяется выражением

$$\frac{d^2N}{d\omega d\Omega} = \frac{\alpha\omega \sin^2 \Theta}{16\pi^2 c^2} (Z_1 - Z_2)^2 4 \sin^2 \left(\frac{l_2}{Z_2} \right) \frac{\sin^2(M_{\text{eff}} \phi)}{\sin^2 \phi}, \quad (2)$$

где $\phi = l_1/Z_1 + l_2/Z_2$, Z_i ($i = 1, 2$) — длины формирования для обоих веществ

$$Z_1 = \frac{2c\beta}{\omega(1 - \beta\sqrt{\epsilon_1 - \sin^2 \Theta})}, \quad (3)$$

число «эффективно работающих» слоев

$$M_{\text{eff}} \simeq \frac{1}{\sigma}(1 - \exp(-M \cdot \sigma)) \cos \Theta,$$

где $\sigma = \mu_1 l_1 + \mu_2 l_2$, μ_1 — линейные коэффициенты поглощения излучения в обоих составляющих структуру веществах [13], $\alpha = 1/137$, диэлектрическая проницаемость $\epsilon_{i(i=1,2)} = 1 - (\omega_{pi}/\omega)^2$, $\omega_{p1,2}$ — плазменные частоты веществ ($\omega_{p1} < \omega_{p2}$). Отметим, что в диапазоне мягкого рентгена ω_{pi} зависит от частоты излучения [13]. Из выражения (2) легко определить толщины l_1 и l_2 , при которых появляются пики резонансного излучения

$$\begin{aligned} l_1/Z_1 + l_2/Z_2 = n\pi, \quad l_2/Z_2 = (m - 1/2)\pi \\ \text{или} \\ l_2 = (m - 1/2)\pi Z_2, \quad l_1 = (n - m + 1/2)\pi Z_1 \end{aligned} \quad (4)$$

где n и m — целые числа ($m \leq n$).

Действительно, при выполнении этих условий интерференционные члены в (2) становятся равными величине M_{eff}^2 . Таким образом, для получения когерентного переходного излучения толщины веществ, составляющих структуру, должны быть порядка или больше длин формирования излучения данной частоты в них. Отметим, что выражение (3) аналогично условию резонанса (1), которое, переписав при $\psi = 0$ в виде

$$l = \frac{2\pi c\beta}{\omega(1 - \beta\sqrt{\epsilon_0 \cos \Theta})},$$

можно рассматривать как определение когерентной длины излучения частоты ω [2].

В условиях резонанса связь между величинами ω , Θ , l и β определяется следующим образом:

$$\omega = \frac{\Omega}{1 - \beta\sqrt{\epsilon_0 \cos \Theta}}, \quad (1a)$$

где введена «частота пролета» периода среды частицей $\Omega = 2\pi v\gamma/l$.

Анализ (1a) показывает, что здесь может наблюдаться сложный эффект Доплера. Для наглядности будем считать $\beta \simeq 1 - 1/2\gamma^2$, γ — Лоренц-фактор

частицы, $\cos\Theta \approx 1 - \Theta^2/2$. Хотя при малых энергиях частицы и больших углах наблюдения такие представления несправедливы, однако характер интересующих нас зависимостей сохраняется. Тогда при условии

$$\frac{\omega_p^2}{\Omega^2}(\gamma^{-2} + \Theta^2) \ll 1,$$

где $\omega_p^2 = [\omega_{p1}^2 l_1 + \omega_{p2}^2 l_2] / l$, получаем два решения уравнения (1а), соответствующие верхней и нижней ветвям излучения

$$\begin{aligned} \omega_1 &= \frac{2\Omega}{\gamma^{-2} + \Theta^2} - \frac{\omega_p^2}{2\Omega}, \\ \omega_{1I} &= \frac{\omega_p^2}{2\Omega}. \end{aligned} \quad (5)$$

Полученные значения определяют частотный интервал, в котором может наблюдаться резонансное переходное излучение. Как нетрудно заметить, для заданных характеристик структуры нижняя граница является величиной постоянной и определяет минимальную частоту излучения ω_{\min} . Из условия существования интервала частот (5) можно также определить пороговую энергию электрона $\gamma_0 = \omega_p / \Omega$ ($\Theta = 0$). Очевидно, что значения γ_0 и ω_{\min} уменьшаются с уменьшением толщины периода.

Резонансное излучение в стопке фольг

Рассмотрим ситуацию, которая имеет место при использовании в качестве радиатора набора тонких фольг, разделенных вакуумными промежутками. Обычно [1, 3–7] в этом случае $l^{\text{foil}} \ll l^{\text{vac}}$, поскольку $\omega_p^{\text{vac}} = 0$, то γ_0 и ω_{\min} определяются только веществом и толщиной фольг. Минимальная толщина используемых фольг ~ 1 мкм позволяет снизить пороговую энергию электронов лишь до десятка МэВ. При этом, однако, в экспериментальных условиях стремятся выполнить соотношение для частоты излучения $\omega < \omega_0 = \omega_p^{\text{foil}} \gamma$, при котором спектральная интенсивность переходного излучения частоты ω имеет наибольшую величину и изменяется по логарифмическому закону $dN/d\omega \sim \ln(\omega_0/\omega)$. Резонансное излучение с такой частотой можно наблюдать, работая на нижней частотной ветви (5), где длина формирования, а следовательно, и толщина периода увеличиваются с увеличением частоты и достигают максимального значения $2\pi c \gamma / \omega_p^{\text{foil}}$ при $\omega = \omega_0$. Для вакуумных промежутков ситуация несколько иная. Любая выбранная частота наблюдения $\omega \gg \omega_p^{\text{vac}} \gamma$, и длина формирования для вакуума определяется по зависимостям на верхней частотной ветви $Z^{\text{vac}} \approx 4\pi c \gamma^2 / \omega = 2\lambda \gamma^2$. Отметим, что если $l^{\text{vac}} \gg Z^{\text{vac}}$, то может наблюдаться лишь интерференция излучений от двух поверхностей каждой из фольг (так называемая «внутрифольговая» интерференция) [6], в то время как при $l^{\text{vac}} \approx Z^{\text{vac}}$ в угловом распределении излучения появляются экспериментально разрешимые пики, являющиеся результатом «межфольговой» интерференции, когда вся структура излучает когерентно [7].

Резонансное излучение в МИС

В отличие от рассмотренного случая при использовании в качестве радиатора многослойной интерференционной структуры имеем следующее: период структуры ограничен как снизу, так и сверху и составляет 25–500 Å, причем полная толщина структуры из-за технологических сложностей изготовления не превышает 1–2 мкм; плазменные частоты веществ, составляющих структуру, обычно отличаются не более чем на порядок, поэтому для определения γ_0 и ω_{\min} необходимо учитывать полный период структуры с усредненным по периоду значением

ω_p . В этом случае условия возникновения резонансных пиков (4) могут быть записаны в виде [2]

$$Z_1/Z_1 + l_2/Z_2 = (2n + 1)\pi, \quad n = 0, 2, 1, 2, \dots \quad (4a)$$

Одной из важных особенностей при использовании структур со столь малым периодом является уменьшение пороговой энергии частицы γ_0 до нескольких десятков кэВ, что позволяет использовать для наблюдения резонансного переходного излучения даже нерелятивистские электроны. В то же время уменьшается и $\hbar\omega_{\min}$, которая даже при максимально возможной $l = 500 \text{ \AA}$ становится равной нескольким десяткам электрон-вольт. Таким образом, в рассматриваемом случае условия резонанса для излучения в интересующем нас диапазоне энергии квантов более сотни электрон-вольт можно выполнить только на верхней частотной ветви (5), где длина формирования не только уменьшается с увеличением частоты, но и зависит от угла наблюдения.

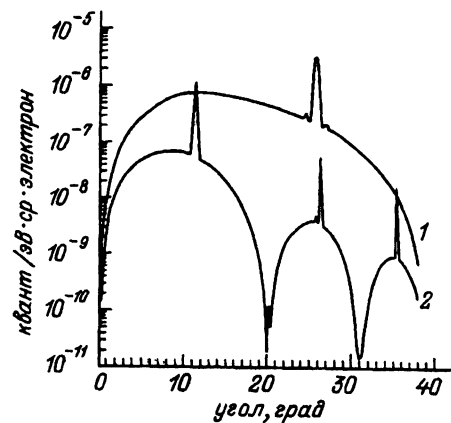


Рис. 1. Угловые распределения переходных фотонов с энергией 0.5 (1) и 1.5 кэВ (2) для структуры Ni-Be ($l = 200 \text{ \AA}$, $M = 50$, $l_1 = l_2$). Энергия электронов 2 МэВ.

На рис. 1 представлен теоретически рассчитанный выход фотонов с энергией 0.5 и 1.5 кэВ на структуре Ni-Be, имеющей 50 периодов толщиной 200 \AA ($l_1 = l_2$) при энергии электронов 2 МэВ, в зависимости от угла наблюдения. При малых углах длины формирования $Z_{1,2}$ сильно превышают толщины слоев $l_{1,2}$ и вся структура работает как одна пластина толщиной $M \cdot l$. С увеличением θ длины формирования становятся сравнимы с толщинами слоев, что соответствует первому резонансному пику ($n = 0$) (см. (4a)). При дальнейшем уменьшении длины формирования за счет наличия в (2) периодических функций наблюдаются биения величины квантового выхода при одновременном уменьшении его среднего значения. Поскольку более жесткое излучение имеет меньшую длину формирования, то первый пик наблюдается при меньших углах и частота биений увеличивается.

При таком виде углового распределения становится возможным получать на одной структуре (в зависимости от угла) когерентное излучение в широком спектральном диапазоне с незначительным (не более одного порядка) изменением квантового выхода величиной $\sim 10^{-6} - 10^{-7}$ кв/эВ·ср·электрон. На рис. 2 показаны резонансные пики излучения различных энергий для структуры Ni-Be, состоящей из 50 периодов толщиной 200 \AA ($l_1 = l_2$) при энергии электронов 5 МэВ. Незначительное изменение квантового выхода можно объяснить тем, что с увеличением энергии фотона уменьшается и поглощение и «реальная» толщина периода $l^* = l/\cos\theta$, что приводит к увеличению числа «эффективно работающих» слоев M_{eff} и компенсирует уменьшение спектральной интенсивности. Отметим, что энергия квантов 1 кэВ находится вблизи L-края поглощения никеля.

Влияние толщины периода при $l_1 = l_2$ на выход квантов с энергией 600 эВ

в резонансный угол в случае использования структуры Ni-Be с постоянным числом периодов 50 и при энергии электронов 5 МэВ показано на рис. 3. Наличие в выражении (2) множителя $(Z_1 - Z_2)^2$, а также приближение к оптимальному углу $\Theta_{\text{opt}} \approx [\gamma^{-2} + \omega_p^2/\omega^2]^{1/2}$, в который преимущественно излучаются переходные фотоны, приводит к увеличению квантового выхода при увеличении периода структуры. При этом, однако, M_{eff} уменьшается от 24 при $l = 50 \text{ \AA}$ до 10 при $l = 500 \text{ \AA}$. Это ограничивает возможность наблюдения более мягкого излучения в углы близкие к Θ_{opt} , поскольку из-за малости M_{eff} резонансный эффект пропадает.

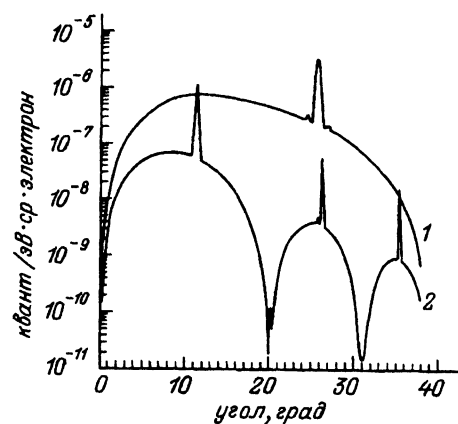


Рис. 2. Теоретически рассчитанный выход резонансных фотонов различных энергий из структуры Ni-Be ($l = 200 \text{ \AA}$, $M = 50$, $l_1 = l_2$). Энергия электронов 5 МэВ. Цифры у кривых — энергия фотона (кэВ).

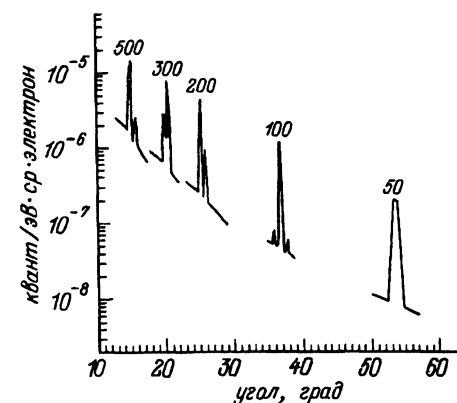


Рис. 3. Сравнение квантовых выходов фотонов с энергией 600 эВ в резонансные углы для различных толщин периода структуры Ni-Be ($M = 50$, $l_1 = l_2 = l$). Энергия электронов 5, МэВ. Цифры у кривых — l (А).

Следует также отметить, что для оптимизации квантового выхода излучения выбранной энергии важное значение имеет правильный выбор составляющих структуру веществ: следует обеспечить наименьшее поглощение при максимальной разности диэлектрических проницаемостей веществ на данной частоте. Для энергии фотонов 800 эВ был проведен анализ целого ряда различных по составу структур. В качестве тяжелых элементов выбирались Ti, Ni, Mo и W, а в качестве легких — Be, C и Si. Оказалось, что ни одна из комбинаций этих веществ не удовлетворяет обоим указанным условиям в полной мере. Например, структура W-C имеет максимальную разность диэлектрических проницаемостей, но в то же время и самое большое поглощение. В структуре же Ni-Be реализуется противоположная ситуация. За счет наименьшего поглощения эта структура имеет самое большое M_{eff} , что приводит к увеличению амплитуды и сужению резонансного пика. Однако квантовый выход излучения из обеих структур со 100 периодами по 100 \AA каждый при энергии электронов 1 МэВ имеет одинаковую величину $2 \cdot 10^{-7}$ кв/эВ·ср·электрон.

Таким образом, к особенностям, возникающим при наблюдении резонансного переходного излучения в структурах с периодом $\sim 100 \text{ \AA}$, можно отнести следующие: пороговая энергия электронов снижается до нескольких десятков кэВ, что позволяет использовать небольшие ускорители; простота и многообразие способов изменения частоты наблюдаемого излучения при использовании одной структуры: а) изменение угла наблюдения при неподвижной структуре, б) изменение энергии падающих электронов, в) изменение угла падения электронов на структуру; возможность наблюдения излучения под большими углами; возмож-

ность в спектре излучения в широком спектральном диапазоне с незначительным изменением квантового выхода величиной $\sim 10^{-6}$ – 10^{-7} кв/эВ·ср·электрон; получение интенсивного излучения в диапазоне мягкого рентгена: так, если квантовый выход $\sim 10^{-7}$ кв/эВ·ср· e^- , то при среднем токе пучка 0.1 мА на детекторе со спектральным разрешением $\Delta\omega = 0.1$ и угловым разрешением $\Delta\theta = 10^{-3}$ рад можно получить $\sim 10^6$ – 10^7 кв/с; быстрота в изготовлении многослойных структур; возможность изготовления структур с большим количеством периодов [9], что позволяет (особенно для энергии квантов несколько кэВ) сузить пик излучения как в угловом ($\Delta\theta \sim M_{\text{eff}}^{-1}$), так и в спектральном диапазонах.

Таким образом, перечисленные особенности и свойства системы МИС + слабо-релятивистский пучок электронов позволяют рассматривать ее в качестве перспективного источника мягкого рентгеновского излучения, работающего как в импульсном, так и в квазинепрерывном режимах.

Авторы благодарят профессора В.Г.Барышевского за постановку вопроса и постоянный интерес к работе.

Список литературы

- [1] Тер-Микаелян М.Л. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. Ереван, 1969. 457 с.
- [2] Гинзбург В.Л., Цытович В.Н. Переходное излучение и переходное рассеяние. М.: Наука, 1984. 360 с.
- [3] Cherry M.L., Hartmann G., Muller D. et al. // Phys. Rev. D. 1974. Vol. 10. P. 3594–3607.
- [4] Piestrup M.A., Finman P.F., Chu A.N. et al. // IEEE J. Quantum. Electron. 1983. Vol. QE-19. P. 1771–1781.
- [5] Piestrup M.A., Kephart J.O., Park H. et al. // Phys. Rev. A. 1985. Vol. 32. P. 917–927.
- [6] Moran M.J. // Nucl. Instr. and Meth. 1987. Vol. B24/25. P. 335–338.
- [7] Moran M.J., Dahling B.A., Ebert P.J. et al. // Phys. Rev. Lett. 1986. Vol. 57. P. 1223–1226.
- [8] Piestrup M.A., Boyers D.G., Qiang Li et al. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1988. Vol. NS-35. P. 464–469.
- [9] Рентгеновская оптика. Тр. ФИАН. Т. 196. М.: Наука, 1989. 184 с.
- [10] Kaplan A.E., Datta S. // Appl. Phys. Lett. 1984. Vol. 44. P. 661–663.
- [11] Low C.T., Kaplan A.E. // Short Wavelength Coherent Radiation: Generation and Applications. AIP 147. 1986. P. 27–33.
- [12] Апанасевич А.П., Ярмолкевич В.А. // ЖТФ. 1989. Т. 59. № 11. С. 18–21.
- [13] Henke B.L., Lee P., Tanaka T.J. et al. // Atomic Data and Nuclear Data Tables. 1982. Vol. 27. N 1. P. 1–144.

Научно-исследовательский институт ядерных проблем при Белорусском университете
Минск

Поступило в Редакцию
10 октября 1990 г.