КОГЕРЕНТНОЕ РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПУЧКОВ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ В СОСТАВНОЙ МИШЕНИ

А.В. Носков[1], С. В. Блажевич[2], А.В. Коноваленко[2], Д.Д. Мачукаев[3]

[1]Московский технический университет связи и информатики, Москва, Россия
[2] Белгородский государственный национальный исследовательский университет, Белгород, Россия
[3]Белгородский государственный технологический университет им. В.Г. Шухова, Белгород, Россия

Развита динамическая теория когерентного рентгеновского излучения, генерируемого пучком релятивистских электронов в составной мишени «аморфный слой-вакуум-периодическая слоистая среда». Периодическая слоистая среда состоит из периодически расположенных трех различных слоев, при этом слои расположены под произвольным углом к поверхности мишени. Когерентное рентгеновское излучение выходит через заднюю поверхность мишени, то есть излучение в периодической слоистой среде происходит в геометрии рассеяния Лауэ.

Рассмотрим когерентное рентгеновское излучение (КРИ) релятивистских электронов, пересекающих трехслойную составную структуру, состоящую из двух аморфных слоев и слоя из периодической слоистой среды с тремя слоями на периоде (Рис.1). Аморфные слои имеют соответственно толщины слоев a и b, и диэлектрические восприимчивости χ_a и χ_a. Третий слой состоит из периодически расположенных слоев с толщинами l_1, l_2 и l_3, и диэлектрическими восприимчивостями χ_1, χ_2 и χ_3 соответственно. Период слоистой структуры равен $T = l_1 + l_2 + l_3$.

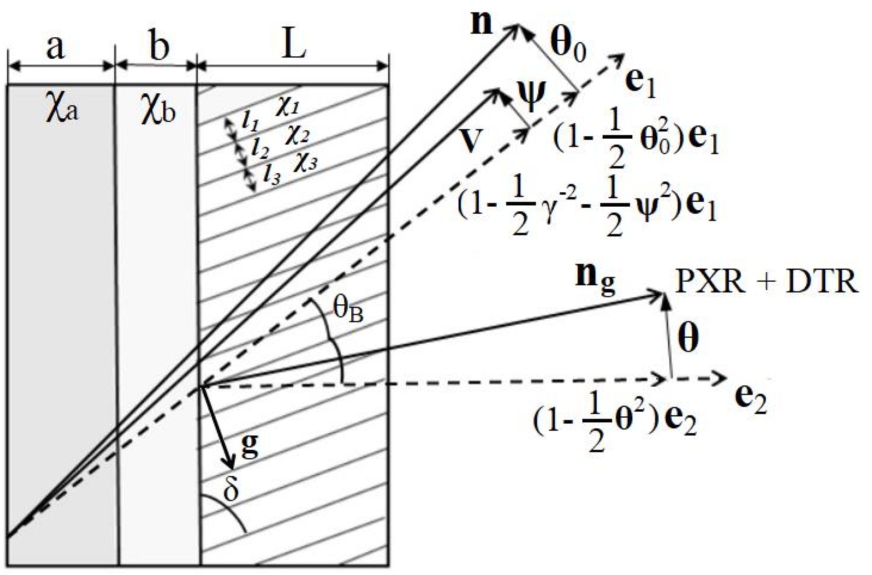


Рис.1 Геометрия излучения релятивистского электрона в составной структуре

Средняя диэлектрическая восприимчивость χ_0 в рассматриваемой периодической структуре имеет вид:

$$\chi_0(\omega) = \frac{l_1}{T}\chi_1 + \frac{l_2}{T}\chi_2 + \frac{l_3}{T}\chi_3$$

$$\chi_{\mathbf{g}} = \frac{1}{igT}\left(\chi_3 - \chi_1 + (\chi_1 - \chi_2)e^{igl_1} + (\chi_2 - \chi_3)e^{-igl_3}\right)$$

$$\mathbf{E}_{\omega,\mathbf{k}} = E^{(1)}_{\omega,\mathbf{k}}\mathbf{e}^{(1)} + E^{(2)}_{\omega,\mathbf{k}}\mathbf{e}^{(2)},$$

$$\mathbf{E}_{\omega,\mathbf{k}+\mathbf{g}} = E^{(1)}_{\omega,\mathbf{k}+\mathbf{g}}\mathbf{e}^{(1)}_{\mathbf{g}} + E^{(2)}_{\omega,\mathbf{k}+\mathbf{g}}\mathbf{e}^{(2)}_{\mathbf{g}}.$$

$$\mathbf{e}^{(1)} = \mathbf{e}^{(1)}_{\mathbf{g}} = \frac{[\mathbf{k},\mathbf{g}]}{|[\mathbf{k},\mathbf{g}]|},\ \mathbf{e}^{(2)} = \frac{[\mathbf{k},\mathbf{e}^{(1)}]}{k},\ \mathbf{e}^{(2)}_{\mathbf{g}} = \frac{[\mathbf{k}_{\mathbf{g}},\mathbf{e}^{(1)}]}{k_{\mathbf{g}}}. \qquad (2)$$

где вектора $\mathbf{e}^{(1)}$ и $\mathbf{e}^{(2)}$ перпендикулярны вектору $\mathbf{k}$, а векторы $\mathbf{e}^{(1)}_{\mathbf{g}}$ и $\mathbf{e}^{(2)}_{\mathbf{g}}$ перпендикулярны вектору $\mathbf{k}_{\mathbf{g}} = \mathbf{k} + \mathbf{g}$. Векторы $\mathbf{e}^{(2)}$, $\mathbf{e}^{(2)}_{\mathbf{g}}$ лежат в плоскости векторов $\mathbf{k}$ и $\mathbf{k}_{\mathbf{g}}$ (π-поляризация), а вектора $\mathbf{e}^{(1)}$ и $\mathbf{e}^{(1)}_{\mathbf{g}}$ перпендикулярны ей (σ-поляризация).

Введены угловые переменные $\boldsymbol{\psi}$, $\boldsymbol{\theta}$ и $\boldsymbol{\theta}_0$ для скорости релятивистского электрона $\mathbf{V}$ и единичных векторов $\mathbf{n}$ и $\mathbf{n}_{\mathbf{g}}$:

$$\mathbf{V} = \left(1 - \frac{1}{2}\gamma^{-2} - \frac{1}{2}\psi^2\right)\mathbf{e}_1 + \boldsymbol{\psi}, \qquad \mathbf{e}_1\boldsymbol{\psi} = 0$$

$$\mathbf{n} = \left(1 - \frac{1}{2}\theta_0^2\right)\mathbf{e}_1 + \boldsymbol{\theta}_0, \qquad \mathbf{e}_1\boldsymbol{\theta}_0 = 0, \qquad \mathbf{e}_1\mathbf{e}_2 = \cos 2\theta_B,$$

$$\mathbf{n}_{\mathbf{g}} = \left(1 - \frac{1}{2}\theta^2\right)\mathbf{e}_2 + \boldsymbol{\theta},\ \mathbf{e}_2\boldsymbol{\theta} = 0, \qquad (1)$$

$\mathbf{n}$ - единичный вектор в направлении импульса фотона, излученного вблизи направления вектора скорости электрона, он определяет направление излучения ПРИ вдоль скорости релятивистского электрона (ПРИВ) и переходного излучения (ПИ). $\mathbf{n}_{\mathbf{g}}$ - единичный вектор в направлении рассеяния Брэгга, он определяет направление излученных фотонов ПРИ и ДПИ. $\boldsymbol{\theta}$ - угол излучения, отсчитываемый от оси детектора излучения $\mathbf{e}_2$, $\boldsymbol{\psi}$ - угол отклонения рассматриваемого электрона в пучке, отсчитываемый от оси электронного пучка $\mathbf{e}_1$, $\boldsymbol{\theta}_0$ - угол между направлением распространения падающего фотона и осью $\mathbf{e}_1$, $\gamma = 1/\sqrt{1 - V^2}$ - Лоренц-фактор электрона. Угловые переменные рассматриваются в виде суммы составляющих параллельных и перпендикулярных плоскости рисунка: $\boldsymbol{\theta} = \boldsymbol{\theta}_{\parallel} + \boldsymbol{\theta}_{\perp}$, $\boldsymbol{\theta}_0 = \boldsymbol{\theta}_{0\parallel} + \boldsymbol{\theta}_{0\perp}$, $\boldsymbol{\psi} = \boldsymbol{\psi}_{\parallel} + \boldsymbol{\psi}_{\perp}$. Вектор $\mathbf{g}$ аналогичен вектору обратной решетке в кристалле, он перпендикулярен слоям мишени и его длина равна $g = \frac{2\pi}{T}$.

$$\left(k^2 - \omega^2(1 + \chi_0(\omega))\right)E^{(s)}_{\omega,\mathbf{k}} - \omega^2\chi_{-\mathbf{g}}(\omega)E^{(s)}_{\omega,\mathbf{k}+\mathbf{g}}C^{(s,\tau)} = 8\pi^2 i\omega e\Omega^{(s)}\delta(\omega - \mathbf{kV}),$$

$$\left((\mathbf{k}+\mathbf{g})^2 - \omega^2(1 + \chi_0(\omega))\right)E^{(s)}_{\omega,\mathbf{k}+\mathbf{g}} - \omega^2\chi_{\mathbf{g}}(\omega)E^{(s)}_{\omega,\mathbf{k}}C^{(s,\tau)} = 0\ . \qquad (3)$$

В (5) введены следующие обозначения:

$$C^{(s,\tau)} = \mathbf{e}^{(s)}_{\mathbf{g}}\mathbf{e}^{(s)} = (-1)^{\tau}C^{(s)},\ C^{(1)} = 1,\ C^{(2)} = |\cos 2\theta_B|,$$

$$\Omega^{(1)} = \mathbf{e}^{(1)}\mathbf{V} = \theta_{\perp} - \psi_{\perp},\ \Omega^{(2)} = \mathbf{e}^{(2)}\mathbf{V} = \theta_{\parallel} + \psi_{\parallel}.$$

Решение первого уравнения (3) для напряженности электрического кулоновского поля электрона в вакууме ($\chi_{-\mathbf{g}} = \chi_0 = 0$) перед мишенью имеет вид:

$$E^{(s)\mathrm{VAC}}_{\omega,\mathbf{k}} = \frac{8\pi^2 i\omega e\Omega^{(s)}\delta(\omega - \mathbf{kV})}{(k^2 - \omega^2)}. \qquad (4)$$

Так как длины волновых векторов падающего и дифрагированного фотонов в периодической слоистой среде равны $k = \omega\sqrt{1+\chi_0} + \lambda_0$ и $k_{\mathbf{g}} = \omega\sqrt{1+\chi_0} + \lambda_{\mathbf{g}}$, для дальнейшего анализа в качестве переменной будем рассматривать $\lambda_{\mathbf{g}}$, по которой будем в дальнейшем интегрировать при применении граничных условий.

В этом случае выражение (4) принимает вид:

$$E^{(s)\mathrm{VAC}}_{\omega,\mathbf{k}} = \frac{8\pi^2 ie\Omega^{(s)}}{\omega}\frac{1}{\frac{\gamma_0}{\gamma_{\mathbf{g}}}\left(\chi_0(\omega) + \frac{2}{\omega}\frac{\gamma_0}{\gamma_{\mathbf{g}}}\lambda_{\mathbf{g}} - \beta\frac{\gamma_0}{\gamma_{\mathbf{g}}}\right)}\delta\left(\lambda^*_{\mathbf{g}} - \lambda_{\mathbf{g}}\right), \qquad (5)$$

где

$$\delta(\omega-\mathbf{kV})=\delta(\lambda_0^*-\lambda_0)=\frac{\gamma_{\mathbf{g}}}{\gamma_0}\delta(\lambda_{\mathbf{g}}^*-\lambda_{\mathbf{g}}),\ \lambda_0^*=\omega\left(\frac{\gamma^{-2}+(\theta_\perp-\psi_\perp)^2+(\theta_\parallel+\psi_\parallel)^2-\chi_0}{2}\right),\ \ \lambda_{\mathbf{g}}^*=\frac{\omega\beta}{2}+\frac{\gamma_{\mathbf{g}}}{\gamma_0}\lambda_0^*,\ \lambda_{\mathbf{g}}=\lambda_0\frac{\gamma_{\mathbf{g}}}{\gamma_0}+\frac{\omega}{2}\beta.$$

В аморфных средах поле состоит из кулоновского поля электрона и поля излученных свободных фотонов переходного излучения с напряженностями $E_a^{(s)}$ и $E_b^{(s)}$:

$$E_{a0}^{(s)\mathrm{m}}=\frac{8\pi^2 ie\Omega^{(s)}}{\omega}\frac{1}{\frac{\gamma_0}{\gamma_{\mathbf{g}}}\left(\chi_0-\chi_a+\frac{2}{\omega}\frac{\gamma_0}{\gamma_{\mathbf{g}}}\lambda_{\mathbf{g}}-\beta\frac{\gamma_0}{\gamma_{\mathbf{g}}}\right)}\delta\left(\lambda_{\mathbf{g}}-\lambda_{\mathbf{g}}^*\right)+E_a^{(s)}\delta\left(\lambda_{\mathbf{g}}-\lambda'_{\mathbf{g}a}\right),\quad (6)$$

$$E_{b0}^{(s)\mathrm{m}}=\frac{8\pi^2 ie\Omega^{(s)}}{\omega}\frac{1}{\frac{\gamma_0}{\gamma_{\mathbf{g}}}\left(\chi_0-\chi_b+\frac{2}{\omega}\frac{\gamma_0}{\gamma_{\mathbf{g}}}\lambda_{\mathbf{g}}-\beta\frac{\gamma_0}{\gamma_{\mathbf{g}}}\right)}\delta\left(\lambda_{\mathbf{g}}-\lambda_{\mathbf{g}}^*\right)+E_a^{(s)}\delta\left(\lambda_{\mathbf{g}}-\lambda'_{\mathbf{g}b}\right),\quad (7)$$

Где $\lambda'_{\mathbf{g}a}=\lambda_{\mathbf{g}}^*-\frac{\gamma_{\mathbf{g}}}{\gamma_0}\omega\left(\frac{\gamma^{-2}+(\theta_\perp-\psi_\perp)^2+(\theta_\parallel+\psi_\parallel)^2-\chi_a}{2}\right),\lambda'_{\mathbf{g}b}=\lambda_{\mathbf{g}}^*-\frac{\gamma_{\mathbf{g}}}{\gamma_0}\omega\left(\frac{\gamma^{-2}+(\theta_\perp-\psi_\perp)^2+(\theta_\parallel+\psi_\parallel)^2-\chi_b}{2}\right).$

Для падающей и дифрагированной волны в слоистой среде запишем Фурье-образ напряженности электрического поля:

$$E_0^{(s)\mathrm{plm}}=\frac{8\pi^2 ie\Omega^{(s)}}{\omega}\frac{\omega^2\beta+2\omega\frac{\gamma_{\mathbf{g}}}{\gamma_0}\lambda_0}{4\frac{\gamma_{\mathbf{g}}}{\gamma_0}\left(\lambda_0-\lambda_0^{(1)}\right)\left(\lambda_0-\lambda_0^{(2)}\right)}\delta\left(\lambda_0-\lambda_0^*\right)+E_0^{(s)^{(1)}}\delta(\lambda_0-\lambda_0^{(1)})+E_0^{(s)^{(2)}}\delta(\lambda_0-\lambda_0^{(2)}),\ (8)$$

$$E_{\omega,\mathbf{k_g}}^{(s)\mathrm{plm}}=-\frac{8\pi^2 ie\Omega^{(s)}}{\omega}\frac{\omega^2\chi_{\mathbf{g}}(\omega)C^{(s,\tau)}\delta(\lambda_{\mathbf{g}}^*-\lambda_{\mathbf{g}})}{4\frac{\gamma_0^2}{\gamma_{\mathbf{g}}^2}\left(\lambda_{\mathbf{g}}-\lambda_{\mathbf{g}}^{(1)}\right)\left(\lambda_{\mathbf{g}}-\lambda_{\mathbf{g}}^{(2)}\right)}+E_{\mathbf{g}}^{(s)(1)}\delta(\lambda_{\mathbf{g}}-\lambda_{\mathbf{g}}^{(1)})+E_{\mathbf{g}}^{(s)(2)}\delta(\lambda_{\mathbf{g}}-\lambda_{\mathbf{g}}^{(2)}).\qquad (9)$$

$$\lambda_0^{(1,2)}=\frac{1}{2\varepsilon L_{ext}^{(s)}}\left(-\xi^{(s)}+\frac{i\rho^{(s)}(1-\varepsilon)}{2}\pm K^{(s)}(\xi^{(s)})\right),\qquad \lambda_{\mathbf{g}}^{(1,2)}=\frac{1}{2L_{ext}^{(s)}}\left(\xi^{(s)}-\frac{i\rho^{(s)}(1-\varepsilon)}{2}\pm K^{(s)}(\xi^{(s)})\right).\qquad (10)$$

В выражениях введены обозначения:

$$L_{ext}^{(s)}=\frac{\pi}{C^{(s)}\omega\left|\chi'_b\right|\sqrt{(1-\delta'_{ab})\delta'_1\sin^2(\mathrm{I}_1\pi)+(\delta'_{ab}-1)\delta'_2\sin^2(\mathrm{I}_2\pi)+\delta'_1\delta'_2\sin^2(\mathrm{I}_3\pi)}},$$

$$K^{(s)}=\sqrt{\xi^{(s)2}+\varepsilon-i\rho^{(s)}((1-\varepsilon)\xi^{(s)}+2\kappa^{(s)}\varepsilon)-\rho^{(s)2}\left(\frac{(1-\varepsilon)^2}{4}+\kappa^{(s)2}\varepsilon\right)},\ \varepsilon=\frac{\sin(\delta+\theta_B)}{\sin(\delta-\theta_B)},\ \xi^{(s)}(\omega)=\eta^{(s)}(\omega)+\frac{1-\varepsilon}{2\nu^{(s)}},\ \ \eta^{(s)}(\omega)=\frac{2\pi^2 L_{ext}^{(s)}}{V^2T^2\omega_B}\left(1-\frac{\omega}{\omega_B}\left(1-\theta_\parallel\sqrt{\frac{T^2\omega_B^2}{\pi^2}-1}\right)\right),$$

$$\delta'_1=\frac{\delta'_{ab}}{\delta'_{ac}}-\delta'_{ab},\ \delta'_2=\frac{\delta'_{ab}}{\delta'_{ac}}-1,\ \delta'_{ab}=\frac{\chi'_a}{\chi'_b},\ \delta'_{ac}=\frac{\chi'_a}{\chi'_c},\quad \mathrm{I}_1=\left(1+\left(\frac{a}{c}\right)^{-1}+\left(\frac{a}{b}\right)^{-1}\right)^{-1},\ \mathrm{I}_2=\left(1+\frac{a}{b}+\frac{a}{b}\left(\frac{a}{c}\right)^{-1}\right)^{-1},\ \mathrm{I}_3=\left(1+\frac{a}{c}+\frac{a}{c}\left(\frac{a}{b}\right)^{-1}\right)^{-1},\qquad (11)$$

где $\xi^{(s)}(\omega)$ и $\eta^{(s)}(\omega)$ - спектральная функция.

Излученное поле в вакууме за мишенью в направлении рассеяния Брэгга будет иметь следующий вид: $E_{\mathbf{g}}^{(s)\mathrm{VAC}II}=E_{\mathbf{g}}^{(s)Rad}\delta\left(\lambda_{\mathbf{g}}+\omega\frac{\chi_0}{2}\right)$.

Для определения амплитуды поля излучения $E_{\mathbf{g}}^{(s)Rad}$ воспользуемся граничными условиями на четырех границах рассматриваемой трехслойной мишени

$$\int E_{\omega,\mathbf{k}}^{(s)\mathrm{VAC}}d\lambda_{\mathbf{g}}=\int E_{a0}^{(s)\mathrm{m}}d\lambda_{\mathbf{g}},\quad \int E_{a0}^{(s)\mathrm{m}}e^{i\frac{\lambda_{\mathbf{g}}}{\gamma_{\mathbf{g}}}a}d\lambda_{\mathbf{g}}=\int E_{b0}^{(s)\mathrm{m}}e^{i\frac{\lambda_{\mathbf{g}}}{\gamma_{\mathbf{g}}}a}d\lambda_{\mathbf{g}},\quad \int E_{b0}^{(s)\mathrm{m}}e^{i\frac{\lambda_{\mathbf{g}}}{\gamma_{\mathbf{g}}}(a+b)}d\lambda_{\mathbf{g}}=\int E_0^{(s)\mathrm{plm}}e^{i\frac{\lambda_{\mathbf{g}}}{\gamma_{\mathbf{g}}}(a+b)}d\lambda_{\mathbf{g}},\quad \int E_{\mathbf{g}}^{(s)\mathrm{plm}}e^{i\frac{\lambda_{\mathbf{g}}}{\gamma_{\mathbf{g}}}(a+b)}d\lambda_{\mathbf{g}}=0,$$

$$\int E_{\mathbf{g}}^{(s)\mathrm{plm}}e^{i\frac{\lambda_{\mathbf{g}}}{\gamma_{\mathbf{g}}}(a+b+L)}d\lambda_{\mathbf{g}}=\int E_{\mathbf{g}}^{(s)\mathrm{VAC}II}e^{i\frac{\lambda_{\mathbf{g}}}{\gamma_{\mathbf{g}}}(a+b+L)}d\lambda_{\mathbf{g}}.\qquad (12)$$

Получены амплитуды излучений ПРИ и ДПИ

$$E_{\mathbf{g}}^{(s)Rad}=E_{ДПИ}^{(s)}+E_{ПРИ}^{(s)},$$

$$E_{ДПИ}^{(s)}=\frac{8\pi^2 ie\Omega^{(s)}}{\omega}e^{i\left(\frac{\omega\chi_0}{2}+\lambda_g^*\right)\frac{(a+b+L)}{\gamma_g}}\frac{\omega^2\chi_{\mathbf{g}}C^{(s)}}{2\omega\frac{\gamma_0}{\gamma_{\mathbf{g}}}\left(\lambda_{\mathbf{g}}^{(1)}-\lambda_{\mathbf{g}}^{(2)}\right)}\left(e^{i\frac{\lambda_{\mathbf{g}}^{(1)}-\lambda_{\mathbf{g}}^*}{\gamma_{\mathbf{g}}}L}-e^{i\frac{\lambda_{\mathbf{g}}^{(2)}-\lambda_{\mathbf{g}}^*}{\gamma_{\mathbf{g}}}L}\right)\left[\left(\frac{1}{\Gamma}-\frac{1}{\Gamma-\chi_a}\right)e^{-i\frac{\omega a}{2\gamma_0}(\Gamma-\chi_a)-i\frac{\omega b}{2\gamma_0}(\Gamma-\chi_b)}+\left(\frac{1}{\Gamma-\chi_a}-\frac{1}{\Gamma-\chi_b}\right)e^{-i\frac{\omega b}{2\gamma_0}(\Gamma-\chi_b)}+\frac{1}{\Gamma-\chi_b}-\frac{1}{\Gamma-\chi_0}\right]\qquad (13)$$

$$E_{ПРИ}^{(s)}=\frac{8\pi^2 ie\Omega^{(s)}}{\omega}e^{i\left(\frac{\omega\chi_0}{2}+\lambda_g^*\right)\frac{(a+b+L)}{\gamma_g}}\frac{\omega^2\chi_{\mathbf{g}}C^{(s)}}{2\omega\frac{\gamma_0}{\gamma_{\mathbf{g}}}\left(\lambda_{\mathbf{g}}^{(1)}-\lambda_{\mathbf{g}}^{(2)}\right)}\left[\left(\frac{1}{\Gamma-\chi_0}-\frac{\omega}{2\frac{\gamma_0}{\gamma_{\mathbf{g}}}\left(\lambda_{\mathbf{g}}^*-\lambda_{\mathbf{g}}^{(1)}\right)}\right)\left(e^{i\frac{\lambda_{\mathbf{g}}^{(1)}-\lambda_{\mathbf{g}}^*}{\gamma_{\mathbf{g}}}L}-1\right)-\left(\frac{1}{\Gamma-\chi_0}-\frac{\omega}{2\frac{\gamma_0}{\gamma_{\mathbf{g}}}\left(\lambda_{\mathbf{g}}^*-\lambda_{\mathbf{g}}^{(2)}\right)}\right)\left(e^{i\frac{\lambda_{\mathbf{g}}^{(2)}-\lambda_{\mathbf{g}}^*}{\gamma_{\mathbf{g}}}L}-1\right)\right],\qquad (14)$$

,

где $\Gamma=\gamma^{-2}+(\theta_\perp-\psi_\perp)^2+(\theta_\parallel+\psi_\parallel)^2$.

Будем рассматривать частный случай, когда второй слой является вакуумом, тоесть $\chi_b=0$. В этом случае выражение (13) принимает следующий вид:

$$E^{(s)}_{ДПИ} = \frac{8\pi^2 ie\Omega^{(s)}}{\omega} e^{i\left(\frac{\omega\chi_0}{2}+\lambda_g^*\right)\frac{(a+b+L)}{\gamma_g}} \frac{\omega^2\chi_{\mathbf{g}} C^{(s)}}{2\omega\frac{\gamma_0}{\gamma_{\mathbf{g}}}\left(\lambda_{\mathbf{g}}^{(1)}-\lambda_{\mathbf{g}}^{(2)}\right)} \left(e^{i\frac{\lambda_{\mathbf{g}}^{(1)}-\lambda_{\mathbf{g}}^*}{\gamma_{\mathbf{g}}}L} - e^{i\frac{\lambda_{\mathbf{g}}^{(2)}-\lambda_{\mathbf{g}}^*}{\gamma_{\mathbf{g}}}L}\right)\left[\left(\frac{1}{\Gamma}-\frac{1}{\Gamma-\chi_a}\right)e^{-i\frac{\omega b}{2\gamma_0}\Gamma}\left(e^{-i\frac{\omega a}{2\gamma_0}(\Gamma-\chi_a)}-1\right)+\frac{1}{\Gamma}-\frac{1}{\Gamma-\chi_0}\right]. \quad (15)$$

Получены выражения для спектрально-угловых плотностей ПРИ и ДПИ

$$\omega\frac{d^2N^{(s)}_{ДПИ}}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{4\pi^2}T^{(s)}_{ДПИ} = \frac{e^2}{4\pi^2}\left(T_1^{(s)}+T_2^{(s)}+T_{\text{int}}^{(s)}\right), \quad (16)$$

$$T_1^{(s)} = \frac{e^2}{\pi^2}\Omega^{(s)2}\left(\frac{1}{\Gamma}-\frac{1}{\Gamma-\chi'_a}\right)^2\sin^2\left(\frac{\omega a}{4\sin(\delta-\theta_B)}\cdot(\Gamma-\chi'_a)\right)R^{(s)}_{ДПИ}, \quad (17)$$

$$T_2^{(s)} = \frac{e^2}{4\pi^2}\Omega^{(s)2}\left(\frac{1}{\Gamma}-\frac{1}{\Gamma-\chi'_0}\right)^2 R^{(s)}_{ДПИ}, \quad (18)$$

$$T_{\text{int}}^{(s)} = -\frac{e^2}{2\pi^2}\Omega^{(s)2}\left(\frac{1}{\Gamma}-\frac{1}{\Gamma-\chi'_0}\right)\left(\frac{1}{\Gamma}-\frac{1}{\Gamma-\chi'_a}\right)\times$$
$$\times\left[\cos\left(\frac{\omega b}{2\sin(\delta-\theta_B)}\cdot\Gamma\right)-\cos\left(\frac{\omega b}{2\sin(\delta-\theta_B)}\cdot\Gamma+\frac{\omega a}{2\sin(\delta-\theta_B)}\cdot(\Gamma-\chi'_a)\right)\right]R^{(s)}_{ДПИ}, \quad (19)$$

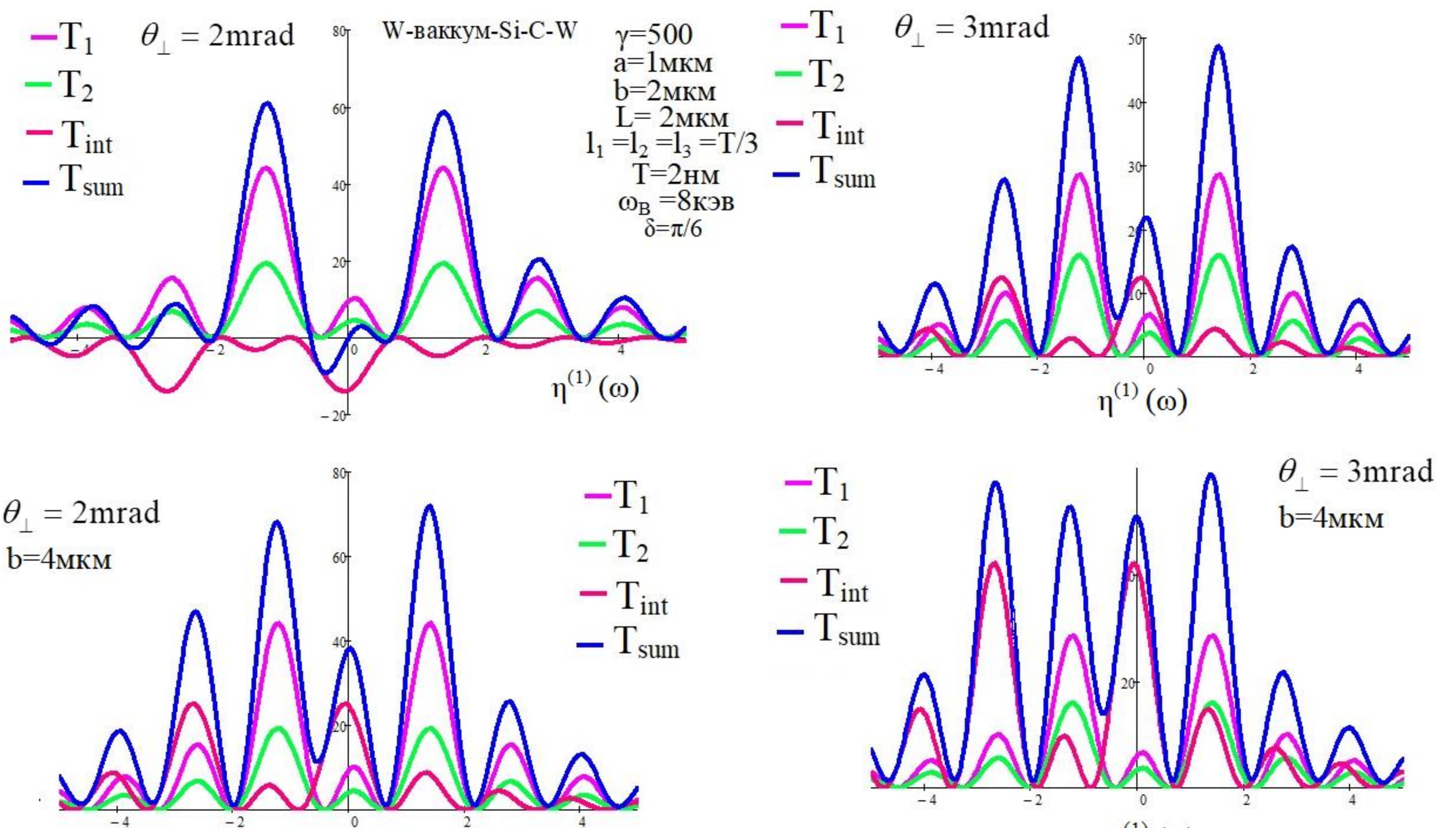
$$R^{(s)}_{ДПИ} = \frac{4\varepsilon^2}{\xi^{(s)}(\omega)^2+\varepsilon}\sin^2\left(\frac{B^{(s)}\sqrt{\xi^{(s)}(\omega)^2+\varepsilon}}{\varepsilon}\right). \quad (20)$$

$$\omega\frac{d^2N^{(s)}_{ПРИ}}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{\pi^2}\left(1-\frac{\xi}{\sqrt{\xi^2+\varepsilon}}\right)^2\frac{\sin^2\left(\frac{B^{(s)}}{2}\left(\sigma^{(s)}+\frac{\xi-\sqrt{\xi^2+\varepsilon}}{\varepsilon}\right)\right)}{\left(\sigma^{(s)}+\frac{\xi-\sqrt{\xi^2+\varepsilon}}{\varepsilon}\right)^2},$$

$$\Gamma = \gamma^{-2}+(\theta_\perp-\psi_\perp)^2+(\theta_\parallel+\psi_\parallel)^2, \quad B^{(s)} = \frac{1}{2\sin(\delta-\theta_B)}\frac{L}{L^{(s)}_{ext}},\ \sigma^{(s)} = \omega L^{(s)}_{ext}\left(\Gamma-\chi'_0\right),\ \xi^{(s)}(\omega) = \eta^{(s)}(\omega)+\frac{1-\varepsilon}{2\nu^{(s)}}.$$

Функции $T_1^{(s)}$ и $T_2^{(s)}$ описывают спектрально-угловые плотности ДПИ, соответствующие волнам переходных излучений, генерируемых в аморфном слое и на передней границе кристаллического слоя соответственно, а функция $T_{\text{int}}^{(s)}$ описывает интерференцию этих волн.

Численные расчеты



Заключение

В рамках двухволнового приближения динамической теории дифракции получены и исследованы выражения, описывающие спектрально-угловые плотности параметрического рентгеновского излучения (ПРИ) в периодической слоистой среде и дифрагированного переходного излучения (ДПИ). Показано, что вклад в суммарное ДПИ формируется из переходных излучений, сгенерированных в аморфном слое и на передней границы периодической слоистой структуры, которые при определенных условиях могут интерферировать как конструктивно, так и деструктивно. Далее переходное излучение отражается в слоистой среде в направлении рассеяния Брэгга, образуя ДПИ. Таким образом, можно увеличивать или уменьшать вклад ДПИ в суммарное когерентное рентгеновское излучение за счет конструктивной либо деструктивной интерференции переходных излучений.