ЭФФЕКТЫ ДИНАМИЧЕСКОЙ ДИФРАКЦИИ В КОГЕРЕНТНОМ ИЗЛУЧЕНИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ В ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СЛОИСТОЙ СРЕДЕ

А.В. Носков[1)], С. В. Блажевич[2)], А.В. Коноваленко[2)]

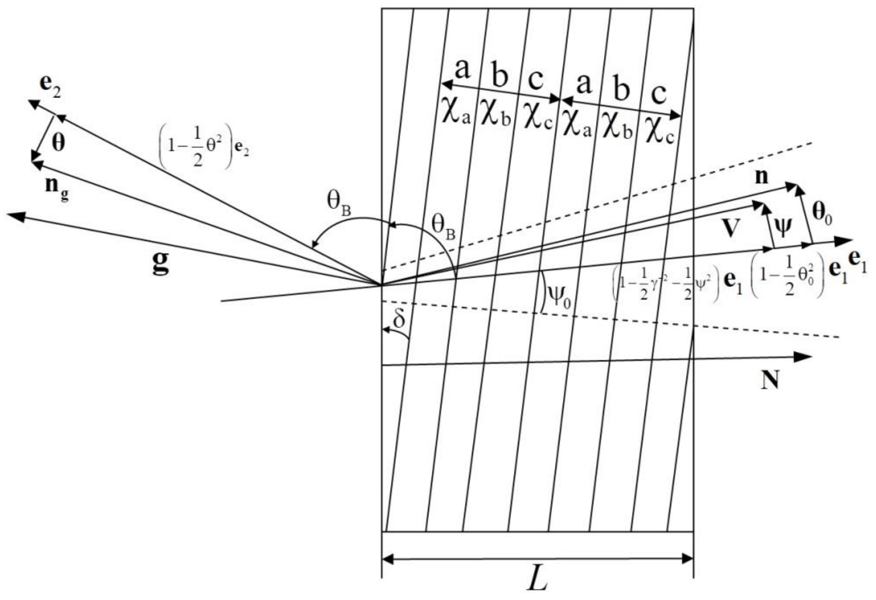
[1)]Московский технический университет связи и информатики, Москва, Россия
[2)]Белгородский государственный национальный исследовательский университет, Белгород, Россия

Развита динамическая теория когерентного рентгеновского излучения, генерируемого релятивистским электроном в периодической слоистой среде с тремя различными слоями на периоде в геометрии рассеяния Брэгга. В рамках двух волнового приближения динамической теории дифракции получены выражения, описывающие спектрально-угловые и угловые плотности параметрического рентгеновского излучения (ПРИ) и дифрагированного переходного излучения (ДПИ). Исследуется возможность проявление эффектов динамической дифракции в ПРИ релятивистских электронов в периодической слоистой среде с указанной структурой.

Введем угловые переменные $\boldsymbol{\psi}$, $\boldsymbol{\theta}$ и $\boldsymbol{\theta}_0$ в соответствии с определениями скорости релятивистского электрона $\mathbf{V}$ и единичных векторов: $\mathbf{n}$ - в направлении импульса фотона, излученного вблизи направления вектора скорости электрона, и $\mathbf{n}_{\mathbf{g}}$ - в направлении рассеяния Брэгга:

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

где $\boldsymbol{\theta}$ - 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 $\mathbf{e}_1$, $\gamma = 1/\sqrt{1-\mathrm{V}^2}$ - 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 $\mathbf{g}$ (Рис.1) аналогичен вектору обратной решетке в кристалле - он перпендикулярен слоям мишени и его длина равна $\mathrm{g}=\frac{2\pi}{\mathrm{T}}\mathrm{n}$.



Получены параметры динамического рассеяния рентгеновских волн в периодической слоистой среде:

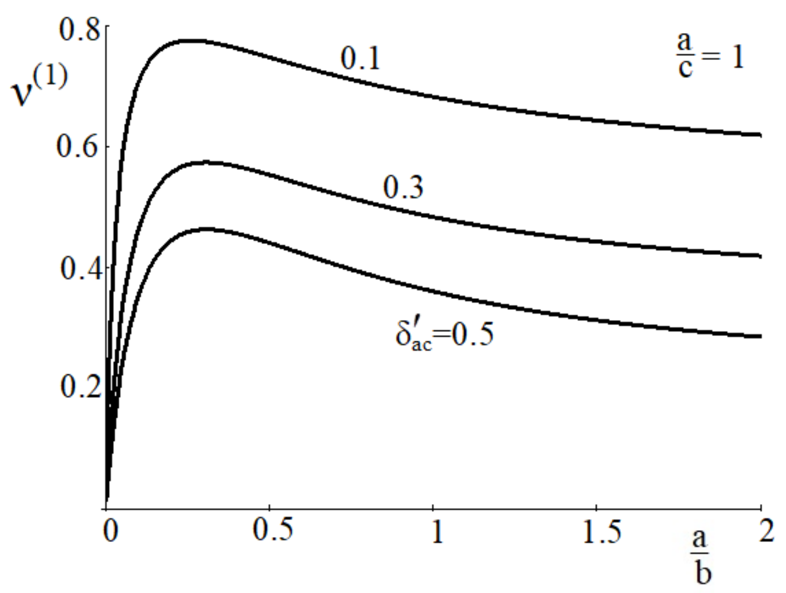
$$\nu^{(s)}=\frac{C^{(s)}}{\pi}\frac{\sqrt{\left(1-\delta'_{ab}\right)\delta'_1\sin^2\left(\mathrm{I}_1\pi\right)+\left(\delta'_{ab}-1\right)\delta'_2\sin^2\left(\mathrm{I}_2\pi\right)+\delta'_1\delta'_2\sin^2\left(\mathrm{I}_3\pi\right))}}{I_2\left|\frac{a}{b}\delta'_{ab}+1+\frac{a}{b}\left(\frac{a}{c}\right)^{-1}\frac{\delta'_{ab}}{\delta'_{ac}}\right|}, \quad \text{- параметр рассеяния} \qquad 0\le\nu^{(s)}\le 1 \tag{2}$$

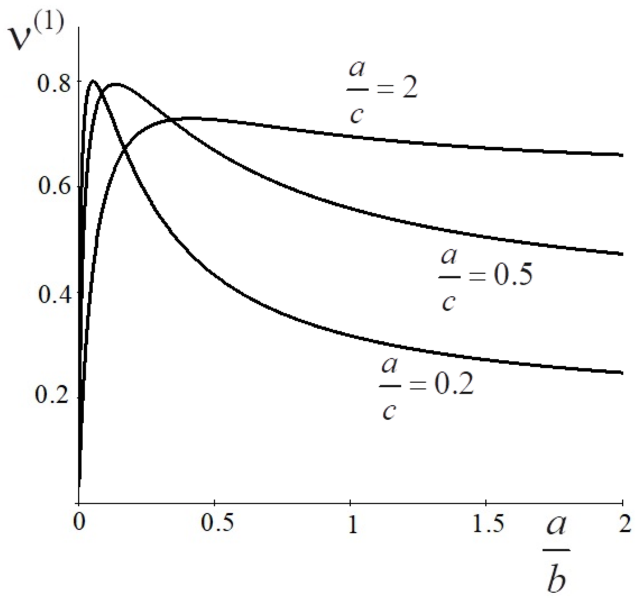
$$\rho^{(s)}=\frac{\pi}{C^{(s)}}\frac{\mathrm{I}_2\left|\frac{a}{b}\rho_a+\rho_b+\frac{a}{b}\left(\frac{a}{c}\right)^{-1}\rho_c\right|}{\sqrt{\left(1-\delta'_{ab}\right)\delta'_1\sin^2\left(\mathrm{I}_1\pi\right)+\left(\delta'_{ab}-1\right)\delta'_2\sin^2\left(\mathrm{I}_2\pi\right)+\delta'_1\delta'_2\sin^2\left(\mathrm{I}_3\pi\right))}}, \quad \text{- параметр поглощения} \qquad \rho^{(s)}\ge 0 \tag{3}$$

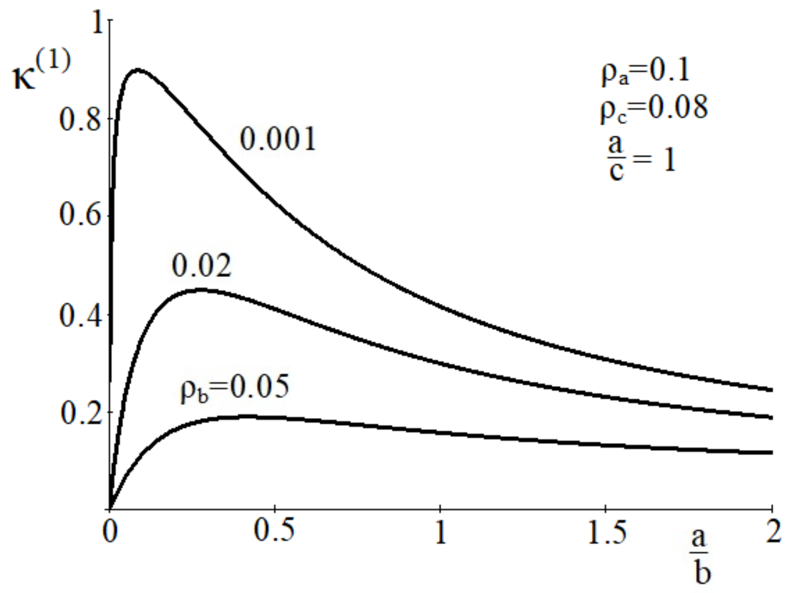
$$\kappa^{(s)}=\frac{C^{(s)}}{\pi}\frac{\sqrt{\left(\rho_1\sin^2\left(\mathrm{I}_1\pi\right)+\rho_2\sin^2\left(\mathrm{I}_2\pi\right)+\rho_3\sin^2\left(\mathrm{I}_3\pi\right)\right)}}{\mathrm{I}_2\left|\frac{a}{b}\rho_a+\rho_b+\frac{a}{b}\left(\frac{a}{c}\right)^{-1}\rho_c\right|}, \quad \text{параметр расположения стоячей волны} \qquad 0\le\kappa^{(s)}\le 1 \tag{4}$$

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

$$\rho_a=\frac{\chi''_a}{|\chi'_b|},\ \rho_b=\frac{\chi''_b}{|\chi'_b|},\ \rho_c=\frac{\chi''_c}{|\chi'_b|},\ \rho_1=(\rho_a-\rho_b)(\rho_a-\rho_c),\ \rho_2=(\rho_b-\rho_a)(\rho_b-\rho_c),\ \rho_3=(\rho_c-\rho_a)(\rho_c-\rho_b). \tag{5}$$







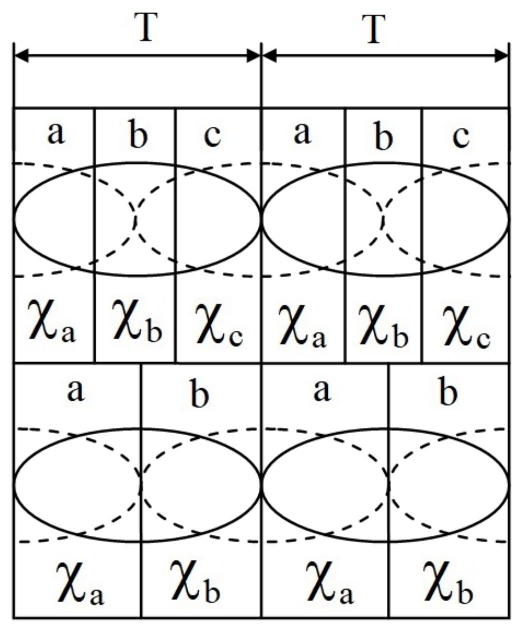


Рис.2. Зависимость параметра отражения $\nu^{(1)}$ от отношения a/b для разных значений δ'_{ab}. Параметры: $a/c=1$, $\delta'_{ab}=3$.	Рис.3 Зависимость параметра отражения $\nu^{(1)}$ от a/b, для разных отношений a/c. Параметры: $\delta'_{ab}=3$, $\delta'_{ac}=0.1$.	Рис. 4. Зависимость параметра $\kappa^{(1)}$ от соотношения толщин слоев a/b, для различных параметров ρ_b.	Рис. 5. Расположение двух стоячих рентгеновских волн в периодической слоистой среде, для трех (a,b,c) и двух (a,b) различных слоев на периоде T.

Получены выражения, описывающие спектрально-угловую и угловую плотности ПРИ и ДПИ:

$$\omega\frac{d^3N^{(s)}_{PXR}}{d\omega d\theta_\perp d\theta_\parallel}=\frac{e^2}{\pi^2}\frac{\Omega^{(s)2}}{\left(\gamma^{-2}+(\theta_\perp-\psi_\perp)^2+(\theta_\parallel+\psi_\parallel)^2-\chi'_0\right)^2}R^{(s)}_{PXR},\qquad \omega\frac{d^3N^{(s)}_{DTR}}{d\omega d\theta_\perp d\theta_\parallel}=\frac{e^2}{\pi^2}\Omega^{(s)2}\left(\frac{1}{\gamma^{-2}+(\theta_\perp-\psi_\perp)^2+(\theta_\parallel+\psi_\parallel)^2}-\frac{1}{\gamma^{-2}+(\theta_\perp-\psi_\perp)^2+(\theta_\parallel+\psi_\parallel)^2-\chi'_0}\right)^2R^{(s)}_{DTR},$$

$$R^{(s)}_{PXR}=\frac{G^{(s)}}{F^{(s)}\cdot D^{(s)}}\left(\left(1-e^{-\frac{F_2+\rho}{\varepsilon}B^{(s)}}\right)^2+4e^{-\frac{F_2+\rho}{\varepsilon}B^{(s)}}\cdot\sin\left(\frac{D_0^{(s)}}{2}B^{(s)}\right)^2\right)$$

$$R^{\xi^2>\varepsilon}_{ДПИ}=\varepsilon^2\cdot\frac{e^{-2\frac{N^{(s)}}{\varepsilon}B^{(s)}}+e^{2\frac{N^{(s)}}{\varepsilon}B^{(s)}}-2\cdot\cos\left(\frac{2}{\varepsilon}\left(\sqrt{\xi^{(s)2}-\varepsilon}+F_\rho^{(s)}\right)B^{(s)}\right)}{M_1^{(s)}}$$

$$R^{\xi^2<\varepsilon}_{ДПИ}=\varepsilon^2\cdot\frac{e^{2\frac{\sqrt{\varepsilon-\xi^{(s)2}}+F_\rho^{(s)}}{\varepsilon}B^{(s)}}+e^{-2\frac{\sqrt{\varepsilon-\xi^{(s)2}}+F_\rho^{(s)}}{\varepsilon}B^{(s)}}-2\cdot\cos\left(\frac{2N^{(s)}}{\varepsilon}B^{(s)}\right)}{M_2^{(s)}}$$

$$\Omega^{(1)}=\theta_\perp-\psi_\perp,\ \Omega^{(2)}=\theta_\parallel+\psi_\parallel,\ \Omega^{(s)}_\pm=\varepsilon\left((\sigma^{(s)}-i\rho^{(s)})\cdot e^{-ib^{(s)}\Delta^{(s)}_\mp}+\Delta^{(s)}_\pm\right),\ \Gamma=\gamma^{-2}+(\theta_\perp-\psi_\perp)^2+(\theta_{//}+\psi_{//})^2,\ \sigma^{(s)}=\frac{1}{\nu^{(s)}|\chi'_0|}\left(\gamma^{-2}+(\theta_\perp-\psi_\perp)^2+(\theta_\parallel+\psi_\parallel)^2+|\chi'_0|\right),\ \Delta^{(s)}_\pm=\frac{\xi^{(s)}\pm K^{(s)}}{\varepsilon}-\sigma^{(s)}+i\frac{\rho^{(s)}(\varepsilon-1)}{2\varepsilon},$$

$$\chi'_0=\frac{a}{T}\chi'_a+\frac{b}{T}\chi'_b+\frac{c}{T}\chi'_c=\chi'_b\left(\delta'_{ab}I_1+I_2+\frac{\delta'_{ab}}{\delta'_{ac}}I_3\right),\ P^{(s)}_\pm=\xi^{(s)}\pm K^{(s)}-i\rho^{(s)}\frac{1+\varepsilon}{2},\ B^{(s)}=\frac{1}{2\sin(\delta+\theta_B)}\frac{L}{L^{(s)}_{ext}}.\ \xi^{(s)}(\omega)=\eta^{(s)}(\omega)+\frac{1+\varepsilon}{2\nu^{(s)}},\ \eta^{(s)}(\omega)=\frac{2\pi^2L^{(s)}_{ext}}{V^2T^2\omega_B}\left(1-\frac{\omega}{\omega_B}\left(1-\theta_\parallel\sqrt{\frac{T^2\omega_B^2}{\pi^2}-1}\right)\right),$$

$$L_{ext}^{(s)}=\frac{\pi}{C^{(s)}\omega|\chi'_b|\sqrt{(1-\delta'_{ab})\delta'_1\sin^2(\mathrm{I}_1\pi)+(\delta'_{ab}-1)\delta'_2\sin^2(\mathrm{I}_2\pi)+\delta'_1\delta'_2\sin^2(\mathrm{I}_3\pi)}},\quad K^{(s)}=\sqrt{\xi^{(s)2}-\varepsilon-i\rho^{(s)}((1+\varepsilon)\xi^{(s)}-2\kappa^{(s)}\varepsilon)-\rho^{(s)2}\left(\frac{(1+\varepsilon)^2}{4}-\kappa^{(s)2}\varepsilon\right)},\quad \varepsilon=\frac{\sin(\theta_B-\delta)}{\sin(\theta_B+\delta)},\qquad \delta'_1=\frac{\delta'_{ab}}{\delta'_{ac}}-\delta'_{ab},\ \delta'_2=\frac{\delta'_{ab}}{\delta'_{ac}}-1,$$

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

$$G^{(s)}=\varepsilon^2\left(\left(\sigma^{(s)2}+\rho^{(s)2}\right)e^{2\frac{F_1^{(s)}-\rho^{(s)}}{\varepsilon}B^{(s)}}+D^{(s)}+2\left(\left(\sigma^{(s)}D_0^{(s)}+\rho^{(s)}\left(\frac{F_2^{(s)}+\rho^{(s)}}{\varepsilon}\right)\right)\cos\left(\frac{\Sigma_2^{(s)}-\varepsilon\sigma^{(s)}}{\varepsilon}B^{(s)}\right)-\left(\rho^{(s)}D_0^{(s)}-\sigma^{(s)}\left(\frac{F_2^{(s)}+\rho^{(s)}}{\varepsilon}\right)\right)\sin\left(\frac{\Sigma_2^{(s)}-\varepsilon\sigma^{(s)}}{\varepsilon}B^{(s)}\right)\right)e^{\frac{F_1^{(s)}-\rho^{(s)}}{\varepsilon}B^{(s)}}\right.$$

$$\left.\times\cos\left(\frac{\Sigma_2^{(s)}-\varepsilon\sigma^{(s)}}{\varepsilon}B^{(s)}\right)-\left(\rho^{(s)}D_0^{(s)}-\sigma^{(s)}\left(\frac{F_2^{(s)}+\rho^{(s)}}{\varepsilon}\right)\right)\sin\left(\frac{\Sigma_2^{(s)}-\varepsilon\sigma^{(s)}}{\varepsilon}B^{(s)}\right)\right)e^{\frac{F_1^{(s)}-\rho^{(s)}}{\varepsilon}B^{(s)}}\Bigg),$$

$$F^{(s)}=\left[\Sigma_2^{(s)2}+F_2^{\,2}\right]\mathrm{e}^{-2\frac{F_2+\rho^{(s)}}{\varepsilon}B^{(s)}}+\left[\Sigma_1^{(s)2}+F_1^{\,2}\right]\mathrm{e}^{2\frac{F_1-\rho^{(s)}}{\varepsilon}B^{(s)}}-2e^{\frac{\varepsilon-1}{\varepsilon}\rho^{(s)}B^{(s)}}\times\left(\left[\Sigma_1^{(s)}\Sigma_2^{(s)}-F_1^{(s)}F_2^{(s)}\right]\cos\left(\frac{2B^{(s)}\left(\sqrt{\xi^{(s)2}-\varepsilon}+F_\rho^{(s)}\right)}{\varepsilon}\right)+\left[F_1^{(s)}\Sigma_2^{(s)}+F_2^{(s)}\Sigma_1^{(s)}\right]\sin\left(\frac{2B^{(s)}\left(\sqrt{\xi^{(s)2}-\varepsilon}+F_\rho^{(s)}\right)}{\varepsilon}\right)\right),$$

$$D^{(s)}=D_0^{(s)2}+\left(\frac{F_2+\rho}{\varepsilon}\right)^2,\ D_0^{(s)}=\frac{\xi^{(s)}+\sqrt{\xi^{(s)2}-\varepsilon}-\varepsilon\sigma^{(s)}+F_\rho}{\varepsilon},\quad F_{1,2}^{(s)}=\frac{\rho^{(s)}}{2}\left(\frac{(1+\varepsilon)\left(\xi^{(s)}\pm\sqrt{\xi^{(s)2}-\varepsilon}\right)-2\kappa^{(s)}\varepsilon}{\sqrt{\xi^{(s)2}-\varepsilon}}\right),\ F_\rho^{(s)}=\frac{\rho^{(s)2}}{2\sqrt{\left|\xi^{(s)2}-\varepsilon\right|}}\left(\frac{(1+\varepsilon)^2}{4}-\kappa^{(s)2}\varepsilon\right),$$

$$\Sigma_1^{(s)}=\xi^{(s)}+\sqrt{\xi^{(s)2}-\varepsilon}+F_\rho^{(s)},\quad \Sigma_2^{(s)}=\xi^{(s)}-\sqrt{\xi^{(s)2}-\varepsilon}-F_\rho^{(s)}.$$

$$\mathrm{M}_1^{(s)}=\left[\Sigma_2^{(s)2}+F_2^{\,2}\right]\mathrm{e}^{-2\frac{\mathrm{N}^{(s)}}{\varepsilon}B^{(s)}}+\left[\Sigma_1^{(s)2}+F_1^{\,2}\right]\mathrm{e}^{2\frac{\mathrm{N}^{(s)}}{\varepsilon}B^{(s)}}-2\left[\Sigma_1^{(s)}\Sigma_2^{(s)}+F_1^{(s)}F_2^{(s)}\right]\cos\left(\frac{2B^{(s)}\left(\sqrt{\xi^{(s)2}-\varepsilon}+F_\rho^{(s)}\right)}{\varepsilon}\right)-2\left[2\mathrm{N}^{(s)}\xi^{(s)}-\rho^{(s)}(1+\varepsilon)\sqrt{\xi^{(s)2}-\varepsilon}\right]\sin\left(\frac{2B^{(s)}\left(\sqrt{\xi^{(s)2}-\varepsilon}+F_\rho^{(s)}\right)}{\varepsilon}\right),$$

$$\mathrm{N}^{(s)}=\frac{\rho^{(s)}}{2}\left(\frac{(1+\varepsilon)\xi^{(s)}-2\kappa^{(s)}\varepsilon}{\sqrt{\left|\xi^{(s)2}-\varepsilon\right|}}\right),\quad \mathrm{N}_1^{(s)}=\sqrt{\varepsilon-\xi^{(s)2}}+\rho^{(s)}\frac{\varepsilon+1}{2},\ \mathrm{N}_2^{(s)}=\sqrt{\varepsilon-\xi^{(s)2}}-\rho^{(s)}\frac{\varepsilon+1}{2}$$

Угловые плотности ПРИ и ДПИ:

$$\frac{d^2N_{PXR}^{(s)}}{d\theta_\perp d\theta_\parallel}=\frac{e^2\nu^{(s)}\left|\chi'_0\right|}{2\pi^2\sin^2\theta}\frac{\Omega^{(s)2}}{(\gamma^{-2}+(\theta_\perp-\psi_\perp)^2+(\theta_\parallel+\psi_\parallel)^2-\chi'_0)^2}\int\limits_{\sqrt{\varepsilon}-\frac{1+\varepsilon}{2\nu^{(s)}}}^{\infty}R_{PXR}^{(s)}d\eta^{(s)},$$

$$\frac{d^2N_{DTR}^{(s)}}{d\theta_\perp d\theta_\parallel}=\frac{e^2\nu^{(s)}\left|\chi'_0\right|}{2\pi^2\sin^2\theta}\Omega^{(s)2}\left(\frac{1}{\gamma^{-2}+(\theta_\perp-\psi_\perp)^2+(\theta_\parallel+\psi_\parallel)^2}-\frac{1}{\gamma^{-2}+(\theta_\perp-\psi_\perp)^2+(\theta_\parallel+\psi_\parallel)^2-\chi'_0}\right)^2\int\limits_{-\infty}^{\infty}R_{DTR}^{(s)}d\eta^{(s)},$$

Численные расчеты.

Далее исследуем спектрально-угловые и угловые плотности ПРИ и ДПИ. Положим угол между осью пучка релятивистских электронов и отражающими слоями (угол Брэгга) $\theta_B = 2.25^{\circ}$, при этом частота Брэгга $\omega_B = 8$ *кэВ*. Период слоистой среды положим равным $T = a + b + c = 0.002$ мкм. Действительную часть диэлектрической восприимчивости, положим при рассматриваемой частоте излучения как у углерода: $\chi_b' = -2.25 \cdot 10^{-5}$.

Зависимость ПРИ и ДПИ от толщины мишени и энергии электронов.

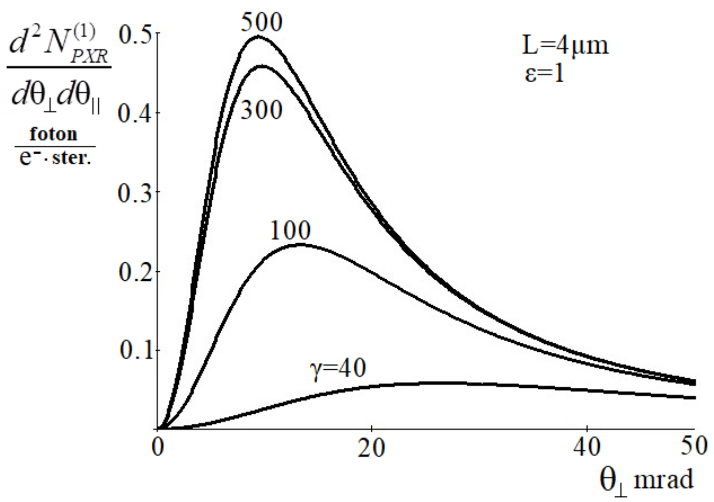


Рис.6. Угловые плотности ПРИ для различных энергий релятивистских электронов.

$\delta_{ab}' = \frac{\chi_a'}{\chi_b'} = 3$, $\delta_{ac}' = \frac{\chi_a'}{\chi_c'} = 0.5$, $\frac{a}{b} = 1$, $\frac{a}{c} = 1$, $\rho_a = 0.1$, $\rho_b = 0.05$, $\rho_c = 0.08$.

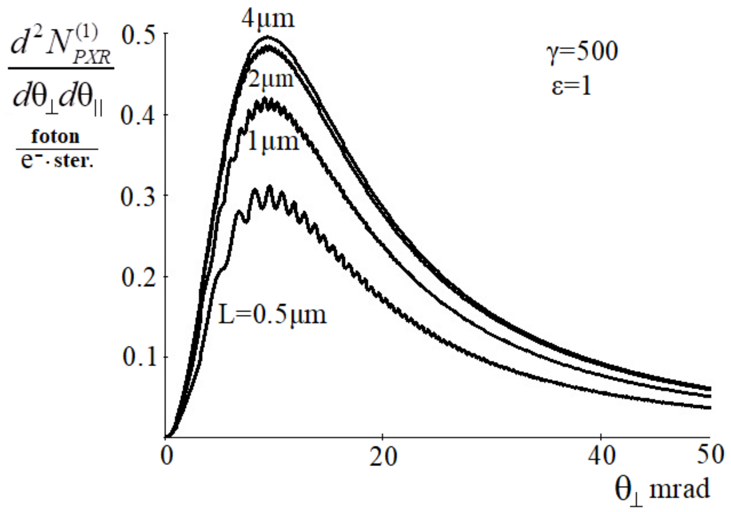


Рис.7. Угловые плотности ПРИ для различных толщин мишени.

$\delta_{ab}' = 3$, $\delta_{ac}' = 0.5$, $\frac{a}{b} = 1$, $\frac{a}{c} = 1$, $\rho_a = 0.1$, $\rho_b = 0.05$, $\rho_c = 0.08$.

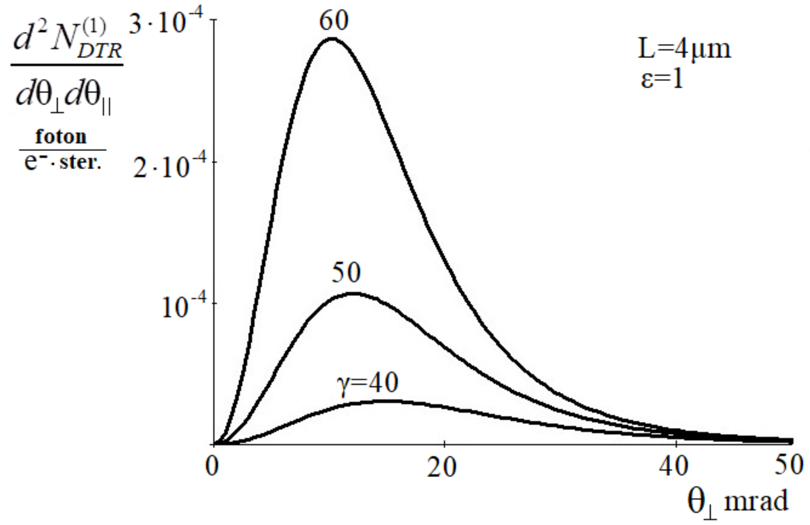


Рис.8. Угловые плотности ДПИ для различных энергий релятивистских электронов.

$\delta_{ab}' = 3$, $\delta_{ac}' = 0.5$, $\frac{a}{b} = 1$, $\frac{a}{c} = 1$, $\rho_a = 0.1$, $\rho_b = 0.05$, $\rho_c = 0.08$.

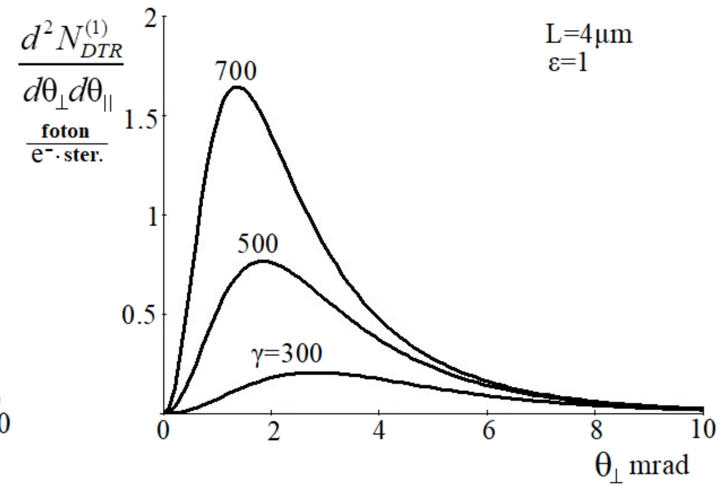


Рис.9. Угловые плотности ДПИ для различных энергий релятивистских электронов.

$\delta_{ab}' = 3$, $\delta_{ac}' = 0.5$, $\frac{a}{b} = 1$, $\frac{a}{c} = 1$, $\rho_a = 0.1$, $\rho_b = 0.05$, $\rho_c = 0.08$.

Эффект аномального фотопоглощения в ПРИ. Аналогичный эффекту Бормана в монокристалле.

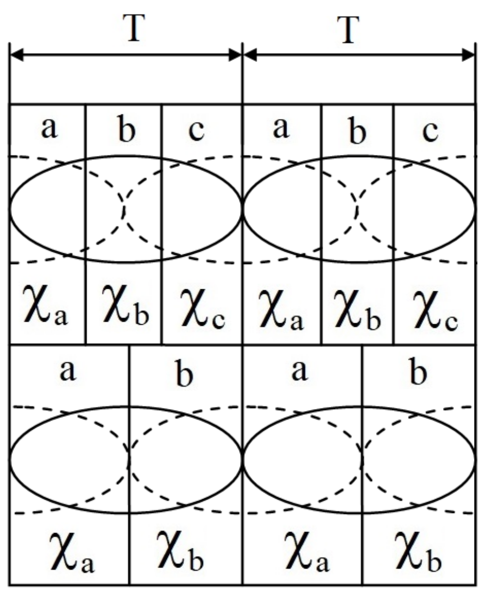


Рис. 10. Расположение двух стоячих рентгеновских волн в периодической слоистой среде, для трех (a,b,c) и двух (a,b) различных слоев на периоде T.

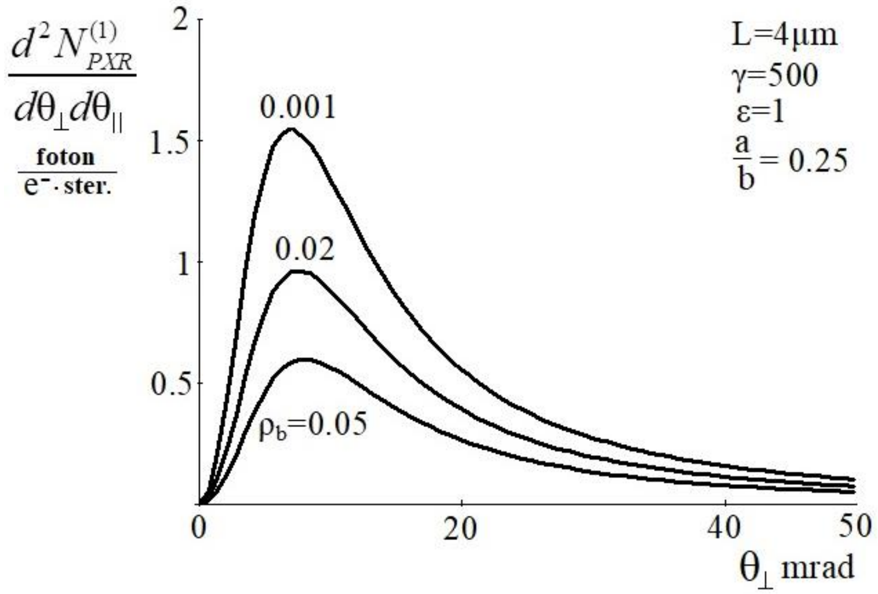
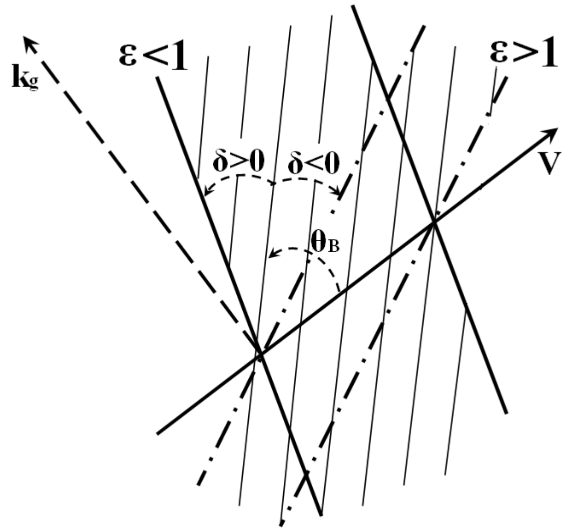
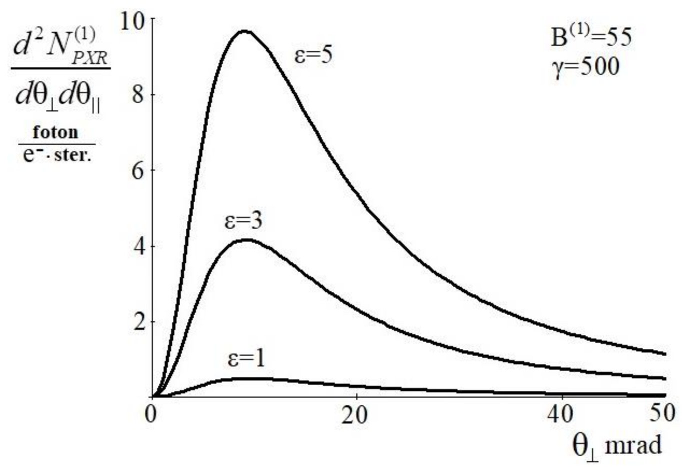
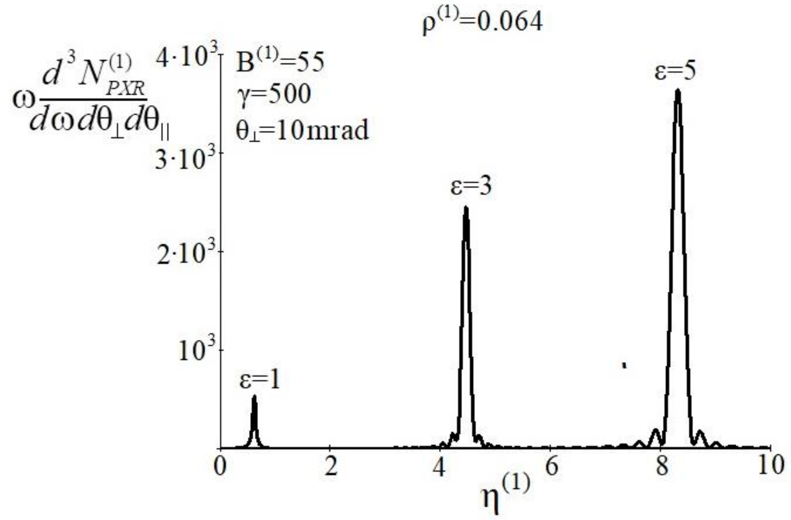


Рис. 11. Эффект аномального фотопоглощения в слоистой структуре. Уменьшение поглощение среднего слоя приводит к резкому росту угловой плотности ПРИ

Влияние асимметрии отражения на ПРИ и ДПИ







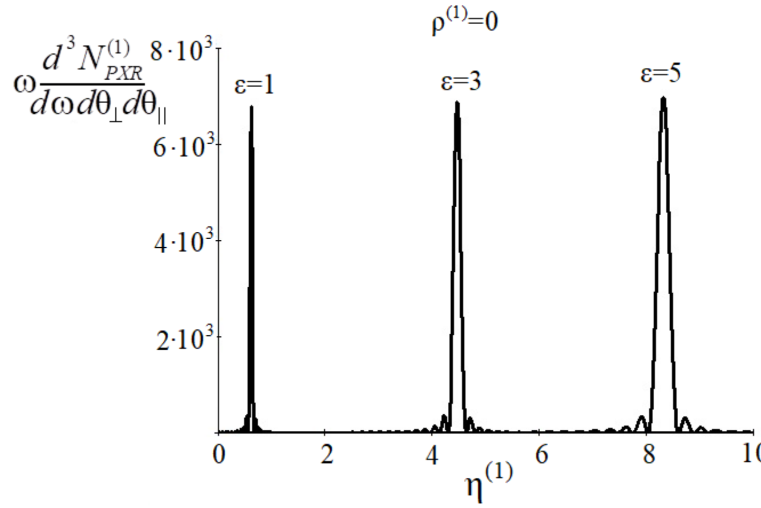


Рис.10. Асимметричные ($\varepsilon>1, \varepsilon<1$) отражения излучения от слоистой структуры в геометрии рассеяния Брэгга. Случай $\varepsilon=1$ ($\delta=0$) соответствует симметричному отражению.

$$\varepsilon=\frac{\sin(\theta_B-\delta)}{\sin(\theta_B+\delta)}.$$

Рис.11. Угловые плотности ПРИ для различной асимметрии отражения, при фиксированном пути электрона в мишени. Он определяется параметром

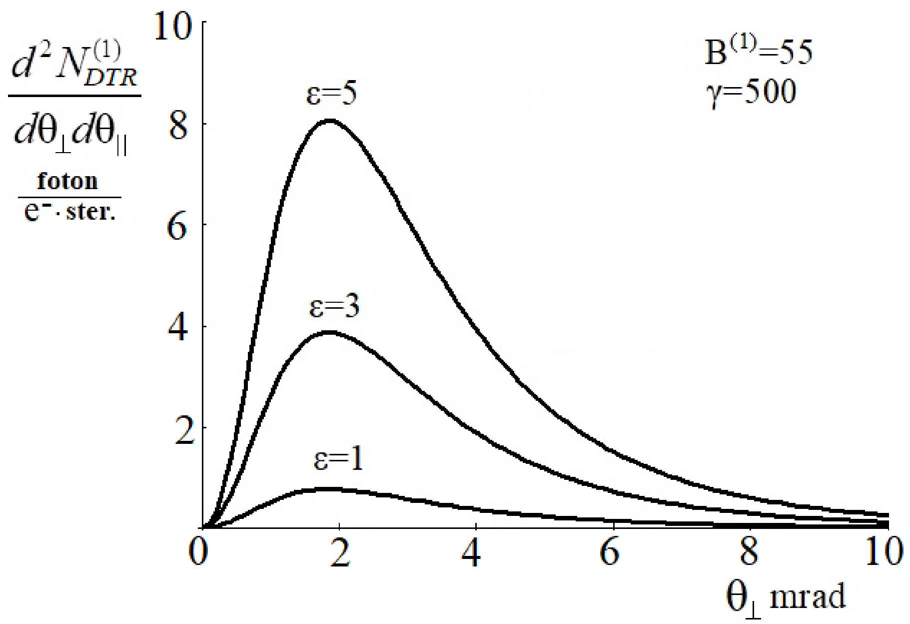
$$B^{(s)}=\frac{1}{2\sin(\delta+\theta_B)}\frac{L}{L_{ext}^{(s)}}.$$

$\delta'_{ab}=3$, $\delta'_{ac}=0.5$, $\frac{a}{b}=1$, $\frac{a}{c}=1$, $\rho_a=0.1$, $\rho_b=0.05$, $\rho_c=0.08$.

Рис.12. Спектрально-угловые плотности ПРИ для различной асимметрии отражения.

$\delta'_{ab}=3$, $\delta'_{ac}=0.5$, $\frac{a}{b}=1$, $\frac{a}{c}=1$, $\rho_a=0.1$, $\rho_b=0.05$, $\rho_c=0.08$.

Рис.13. Тоже, что на рис.12, но **без фотопоглощения излучения.**



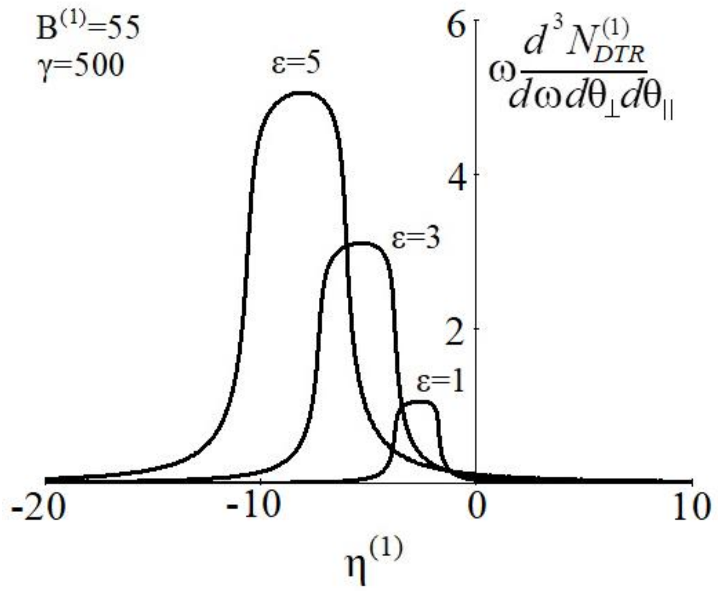


Рис.14. Угловые плотности ДПИ для различной асимметрии отражения, при фиксированном пути электрона в мишени. Параметры те же, что для ПРИ.

Рис. 15. Спектрально-угловые плотности ДПИ для различной асимметрии отражения.

Заключение

В рамках двух волнового приближения динамической теории дифракции получены выражения, описывающие спектрально-угловые и угловые плотности параметрического рентгеновского излучения (ПРИ), дифрагированного переходного излучения (ДПИ) и их интерференцию.

Исследуется возможность проявление эффектов динамической дифракции в КРИ релятивистских электронов в периодической слоистой среде с указанной структурой слоя.

Показана зависимость спектрально-угловых и угловых ПРИ от асимметрии отражения поля электрона относительно поверхности мишени.

Выявлено, что уменьшения угла между скоростью электрона и поверхностью мишени при фиксированном угле Брэгга приводит к значительному росту угловых плотностей ПРИ и ДПИ. Представлена зависимость ширины спектрального пика ДПИ от асимметрии отражения.

Показано, что, меняя параметры слоев рассматриваемой трехслойной структуры, можно влиять на параметры динамического рассеяния рентгеновского излучения, и как следствие на спектрально-угловые и угловые плотности ПРИ и ДПИ.

Показано, что при определенных условиях и параметрах слоистой структуры с тремя слоями на периоде, уменьшение поглощения второго слоя может привести к значительному увеличению спектрально-угловой плотности ПРИ. Этот эффект аналогичен эффекту аномального фотопоглощения (эффекту Бормана) в монокристалле и связан с расположением пучностей стоячей волны в слоистой среде на втором слое трехслойной структуры.