

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
**«БЕЛГОРОДСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ
ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ»**

(Н И У « Б е л Г У »)

**ИНСТИТУТ ИНЖЕНЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЙ И ЕСТЕСТВЕННЫХ
НАУК**

КАФЕДРА ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ И МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

**Когерентное рентгеновское излучение, генерируемое пучком
релятивистских электронов в монокристаллической мишени в
направлении близком к оси пучка**

Магистерская диссертация
студента очной формы обучения
направления подготовки 03.04.02 Физика,
магистерская программа «Физика конденсированного состояния»
группы 07001637

Люшина Карина Сергеевна

Научный руководитель:

Доктор физико-математических наук
Носков Антон Валерьевич

Рецензент:

Доцент кафедры ест. науч. дисциплин
БУКЭП
К.ф.-м.н. Москаленко Н.И.

БЕЛГОРОД 2018

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ

Глава 1 Амплитуда когерентного рентгеновского излучения вблизи направления скорости релятивистского электрона

1.1. Геометрия процесса излучения.....6

1.2. Двух волновое приближение динамической теории дифракции.....

1.3. Решение дисперсионного соотношения.....

Глава 2 Спектрально-угловые характеристики когерентного рентгеновского излучения вблизи направления скорости релятивистского электрона

2.1. Спектрально-угловая плотность в случае толстой поглощающей мишени.....

2.2. Спектрально-угловая плотность ПРИВ в случае тонкой непоглощающей мишени.....

2.3 Спектрально-угловая плотность ПИ в случае тонкой непоглощающей мишени.....

2.4 Спектрально-угловая плотность ПИ в случае тонкой непоглощающей мишени.....

2.5 Угловая плотность когерентного рентгеновского излучения

Глава 3. Влияние многократного рассеяния релятивистских электронов материалом среды на когерентное рентгеновское излучение, генерируемое пучком релятивистских электронов в монокристаллической мишени в направлении близком к оси пучка

3.1 Учет многократного рассеяния.....

3.2 Влияние многократного рассеяния на спектрально-угловую плотность излучения.....

3.3. Рассмотрим влияние многократного рассеяния на угловую плотности ПРИВ.....

ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....

ЛИТЕРАТУРА.....

ВВЕДЕНИЕ

При пересечении релятивистским электроном монокристалла, его кулоновское поле рассеивается на системе параллельных атомных плоскостей кристалла, порождая параметрическое рентгеновское излучения (ПРИ) [1-3]. Теория ПРИ релятивистской частицы в монокристалле предсказывает излучение не только вблизи направления рассеяния Брэгга, но также вблизи направления скорости релятивистских электронов (ПРИВ (ПРИ вперед)) [4-6]. ПРИ вперед является следствием проявления эффектов динамической дифракции в параметрическом рентгеновском излучении. Первые сообщения об обнаружении ПРИВ релятивистских электронов в монокристалле появились в работах [7,8].

Детальное теоретическое описание динамического эффекта ПРИВ и сопровождающего его фона переходного излучения в случае симметричного отражения в геометриях рассеяния Лауэ и Брэгга было дано в работах [9,10]. В случае симметричного отражения система отражающих атомных плоскостей монокристалла расположена параллельно поверхности мишени в геометрии рассеяния Брэгга и перпендикулярно в геометрии рассеяния Лауэ. Теоретическое описание ПРИВ релятивистских электронов в монокристалле в общем случае асимметричного отражения поля электрона относительно поверхности мишени в геометрии рассеяния Лауэ было представлено в работе [11]. В случае асимметричного отражения отражающие атомные плоскости монокристалла расположены под произвольным углом к поверхности мишени, симметричное отражение является частным случаем.

В настоящей работе развита теория когерентного рентгеновского излучения вблизи направления оси пучка релятивистских электронов, пересекающих монокристаллическую пластинку в геометрии рассеяния Брэгга. Получены и исследованы выражения, описывающие ПРИВ, ПИ и их интерференцию с учетом расходимости электронного пучка и асимметрии отражения поля электрона относительно поверхности мишени.

АКТУАЛЬНОСТЬ настоящей магистерской диссертационной работы определяется:

- важностью для исследования процессов когерентного излучения, генерируемого релятивистскими заряженными частицами вблизи направления оси электронного пучка, пересекающего монокристаллическую пластинку в геометрии рассеяния Брэгга; развитие динамической теории, предсказывающей возможность наблюдения параметрического рентгеновского излучения вблизи направления скорости релятивистского электрона в этой геометрии рассеяния;

- необходимостью поиска возможности определения расходимости пучков релятивистских электронов по спектрально-угловым характеристикам когерентного рентгеновского излучения, генерируемого пучком в периодических средах.

ПРЕДМЕТОМ данного исследования является спектрально-угловые характеристики когерентного рентгеновского излучения вблизи направления скорости релятивистского электрона.

ЦЕЛЮЮ РАБОТЫ является развитие динамической теории когерентное рентгеновское излучение, генерируемое пучком релятивистских электронов в монокристаллической мишени в направлении близком к оси электронного пучка. Получение и исследование выражений описывающих спектрально-угловые и угловые характеристики ПРИВ, ПИ и их интерференции с учетом и без учета многократного рассеяния электронов пучка на атомах мишени.

НАУЧНАЯ НОВИЗНА РАБОТЫ

-Развита динамическая теория когерентного рентгеновского излучения пучка релятивистских электронов вблизи направления скорости релятивистского электрона в монокристалле. Пучок релятивистских электронов пересекает монокристаллическую мишень в геометрии рассеяния Брэгга в общем случае асимметричного отражения поля электрона относительно поверхности мишени.

-На основе двух волнового приближения динамической теории дифракции получены и исследованы выражения, описывающие спектрально-угловую плотности ПРИВ, ПИ и их интерференции. Исследовано влияние многократного рассеяния электронов пучка на атомах мишени, на спектрально-угловую и угловую плотности ПРИВ. Исследование влияние расходимости электронного пучка на угловую плотность ПРИВ при многократном рассеянии.

ЗАДАЧИ:

1. Развить динамическую теорию когерентного рентгеновского излучения пучка релятивистских электронов вблизи направления скорости релятивистского электрона в монокристалле.
2. Получение выражений, описывающих амплитуду напряженностей полей ПРИВ и ПИ излучаемые релятивистским электроном, движущимся под углом к оси электронного пучка.
3. Получение и исследование выражений, описывающих спектрально-угловую и угловую плотности ПРИВ, ПИ и их интерференцию.
4. Получение и исследование выражений, описывающих спектрально-угловую и угловую плотности ПРИВ, ПИ и их интерференцию в случай тонкой непоглощающей мишени, когда фотопоглощением можно пренебречь.
5. Получение и исследование выражений, описывающих спектрально-угловую и угловую плотность ПРИВ с учетом многократного рассеяния электронов пучка.

ПОЛОЖЕНИЯ, ВЫНОСИМЫЕ НА ЗАЩИТУ:

1. Развитие динамической теория когерентного рентгеновского излучения, генерируемого пучком релятивистских электронов в монокристаллической мишени в направлении близком к оси пучка.
2. Выражения, описывающие спектрально-угловую и угловую плотности ПРИВ, ПИ и их интерференцию в случай тонкой непоглощающей мишени, когда фотопоглощением можно пренебречь.

3. Многократное рассеяние на угловую плотность ПРИВ влияет не так сильно, как на спектрально-угловую плотность ПРИВ при фиксированном угле наблюдения.

Методы

Глава 1 Амплитуда когерентного рентгеновского излучения вблизи направления скорости релятивистского электрона

1.1. Геометрия процесса излучения

Рассмотрим пучок релятивистских электронов, пересекающих монокристалл в геометрии рассеяния Брэгга (Рис.1). Отражающие параллельные атомные плоскости монокристалла расположены под некоторым углом δ к поверхности мишени (Рис.1), что соответствует случаю асимметричного отражения поля излучения ($\delta = 0$ - частный случай симметричного отражения). Введем угловые переменные ψ , θ' и θ 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}_g - в направлении рассеяния Брэгга:

$$\begin{aligned}\mathbf{V} &= \left(1 - \frac{1}{2}\gamma^{-2} - \frac{1}{2}\psi^2\right)\mathbf{e}_1 + \psi, & \mathbf{e}_1\psi &= 0 \\ \mathbf{n} &= \left(1 - \frac{1}{2}\theta^2\right)\mathbf{e}_1 + \theta, & \mathbf{e}_1\theta &= 0, & \mathbf{e}_1\mathbf{e}_2 &= \cos 2\theta_B, \\ \mathbf{n}_g &= \left(1 - \frac{1}{2}\theta'^2\right)\mathbf{e}_2 + \theta', & \mathbf{e}_2\theta &= 0,\end{aligned}\quad (1)$$

где θ' - угол излучения когерентного рентгеновского излучения (ПРИ и ДПИ) в направлении рассеяния Брэгга, отсчитываемый от оси детектора излучения \mathbf{e}_2 , ψ - угол отклонения рассматриваемого электрона в пучке, отсчитываемый от оси электронного пучка \mathbf{e}_1 , θ - угол когерентного рентгеновского излучения вблизи направления скорости релятивистского электрона (ПРИВ и ПИ), $\gamma = 1/\sqrt{1-V^2}$ - Лоренц-фактор электрона. Угловые переменные рассматриваются в виде суммы составляющих, параллельных и перпендикулярных плоскости рисунка: $\theta = \theta_{\parallel} + \theta_{\perp}$, $\psi = \psi_{\parallel} + \psi_{\perp}$. ПРИВ и ПИ

генерируются и распространяются в направлении вектора \mathbf{n} (см. рис.1). ψ_0 - будем называть начальной расходимостью пучка излучающих электронов (см. Рис.1). Угол ψ_0 определяет конус, ограничивающий часть пучка электронов, за пределами которого плотность электронов уменьшается более чем в e раз по сравнению с плотностью на оси пучка.

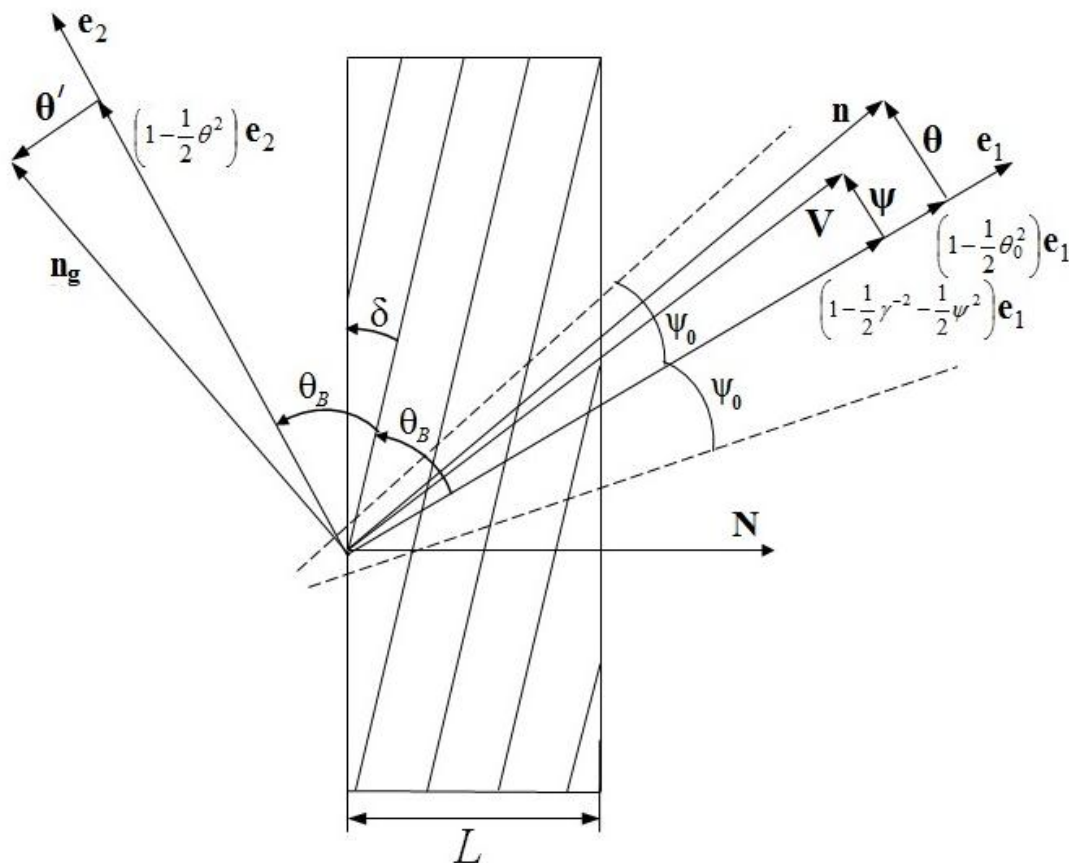


Рис.1 Геометрия процесса излучения.

1.2. Двух волновое приближение динамической теории дифракции

При решении задачи будем рассматривать уравнение для Фурье-образа $\mathbf{E}(\mathbf{k}, \omega) = \int dt d^3r \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \exp(i\omega t - i\mathbf{k}\mathbf{r})$ электромагнитного поля, возбуждаемого электроном в монокристалле, следующее из системы уравнений Максвелла:

$$(k^2 - \omega^2(1 + \chi_0))\mathbf{E}(\mathbf{k}, \omega) - \mathbf{k}(\mathbf{k}\mathbf{E}(\mathbf{k}, \omega)) - \omega^2 \sum_{\mathbf{g}} \chi_{-\mathbf{g}} \mathbf{E}(\mathbf{k} + \mathbf{g}, \omega) = 4\pi i\omega \mathbf{J}(\mathbf{k}, \omega), \quad (2)$$

где $\mathbf{J}(\mathbf{k}, \omega) = 2\pi e \mathbf{V} \delta(\omega - \mathbf{k}\mathbf{V})$ - Фурье-образ плотности тока излучающего электрона, $\chi_0(\omega)$ - средняя диэлектрическая восприимчивость монокристалла, $\chi_{\mathbf{g}}$ и $\chi_{-\mathbf{g}}$ коэффициенты Фурье разложения диэлектрической восприимчивости монокристалла по векторам \mathbf{g} :

$$\chi(\omega, \mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{g}} \chi_{\mathbf{g}}(\omega) \exp(i\mathbf{g}\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{g}} (\chi'_{\mathbf{g}}(\omega) + i\chi''_{\mathbf{g}}(\omega)) \exp(i\mathbf{g}\mathbf{r}), \quad (3)$$

где $\chi_0 = \chi'_0 + i\chi''_0$, $\chi_{\mathbf{g}} = \chi'_{\mathbf{g}} + i\chi''_{\mathbf{g}}$.

Будем рассматривать кристалл с центральной симметрией ($\chi_{\mathbf{g}} = \chi_{-\mathbf{g}}$). В выражении (3) величины $\chi'_{\mathbf{g}}$ и $\chi''_{\mathbf{g}}$ определяются следующим образом:

$$\begin{aligned} \chi'_{\mathbf{g}} &= \chi'_0 (F(\mathbf{g})/Z)(S(\mathbf{g})/N_0) \exp\left(-\frac{1}{2} g^2 u_{\tau}^2\right), \\ \chi''_{\mathbf{g}} &= \chi''_0 \exp\left(-\frac{1}{2} g^2 u_{\tau}^2\right) \end{aligned} \quad (4)$$

$F(\mathbf{g})$ – форм фактор атома, содержащего Z электронов,

$S(\mathbf{g})$ – структурный фактор элементарной ячейки, содержащей N_0 атомов,

u_{τ} - среднеквадратичная амплитуда тепловых колебаний атомов кристалла. В

работе рассматривается рентгеновская область частот ($\chi'_{\mathbf{g}} < 0, \chi'_0 < 0$).

Так как излучаемое релятивистским электроном электромагнитное поле в рентгеновском диапазоне частот является поперечным, то падающая $\mathbf{E}(\mathbf{k}, \omega)$ и

дифрагированная в монокристалле $\mathbf{E}(\mathbf{k} + \mathbf{g}, \omega)$ электромагнитные волны, определяются двумя амплитудами с разными значениями поперечной поляризации

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(\mathbf{k}, \omega) &= E_0^{(1)}(\mathbf{k}, \omega)\mathbf{e}_0^{(1)} + E_0^{(2)}(\mathbf{k}, \omega)\mathbf{e}_0^{(2)}, \\ \mathbf{E}(\mathbf{k} + \mathbf{g}, \omega) &= E_g^{(1)}(\mathbf{k}, \omega)\mathbf{e}_g^{(1)} + E_g^{(2)}(\mathbf{k}, \omega)\mathbf{e}_g^{(2)}, \end{aligned} \quad (5)$$

где вектора $\mathbf{e}_0^{(1)}$ и $\mathbf{e}_0^{(2)}$ перпендикулярны вектору \mathbf{k} , а векторы $\mathbf{e}_g^{(1)}$ и $\mathbf{e}_g^{(2)}$ перпендикулярны вектору $\mathbf{k}_g = \mathbf{k} + \mathbf{g}$. Векторы $\mathbf{e}_0^{(2)}$, $\mathbf{e}_g^{(2)}$ лежат в плоскости векторов \mathbf{k} и \mathbf{k}_g (π -поляризация), а вектора $\mathbf{e}_0^{(1)}$ и $\mathbf{e}_g^{(1)}$ перпендикулярны ей (σ -поляризация). В рамках двухволнового приближения динамической теории дифракции уравнение (2), с учетом (5), сводится к хорошо известной системе уравнений [12]:

$$\begin{cases} (k^2 - \omega^2(1 + \chi_0))E_0^{(s)} - \omega^2\chi_{-\mathbf{g}}C^{(s,\tau)}E_g^{(s)} = 8\pi^2 i e \omega \mathbf{e}_0^{(s)} \mathbf{V} \delta(\omega - \mathbf{k} \mathbf{V}), \\ \omega^2\chi_{\mathbf{g}}C^{(s,\tau)}E_0^{(s)} - (k_g^2 - \omega^2(1 + \chi_0))E_g^{(s)} = 0. \end{cases} \quad (6)$$

Величины $C^{(s,\tau)}$ и $P^{(s)}$ в системе уравнений (6) определены следующим образом:

$$\begin{aligned} C^{(s,\tau)} &= \mathbf{e}_0^{(s)} \mathbf{e}_1^{(s)} = (-1)^\tau C^{(s)}, \quad C^{(1)} = 1, \quad C^{(2)} = |\cos 2\theta_B|, \\ \mathbf{e}_0^{(1)} \mathbf{V} &= \theta_\perp - \psi_\perp, \quad \mathbf{e}_0^{(2)} \mathbf{V} = \theta_\parallel - \psi_\parallel, \end{aligned} \quad (7)$$

где θ_B - угол между осью пучка электронов и отражающими слоями (угол Брэгга). Длина вектора обратной решетки определяется выражением $g = 2\omega_B \sin \theta_B / V$, где ω_B - частота Брэгга. Система уравнений (6) при $s = 1$ и $\tau = 2$ описывает поля σ -поляризованные. При $s = 2$ система (6) описывает поля π -поляризованные, при этом, если $2\theta_B < \frac{\pi}{2}$, то $\tau = 2$, а в противном случае $\tau = 1$.

1.3. Решение дисперсионного соотношения

Решим следующее из системы (6) дисперсионное уравнения для рентгеновских волн в монокристалле:

$$(\omega^2(1+\chi_0)-k^2)(\omega^2(1+\chi_0)-k_g^2)-\omega^4\chi_{-g}\chi_g C^{(s,\tau)^2}=0.8)$$

Длины волновых векторов падающего и дифрагированного фотонов в монокристалле будем искать в виде: $k = \omega\sqrt{1+\chi_0} + \lambda_0$, $k_g = \omega\sqrt{1+\chi_0} + \lambda_g$, при этом будем использовать известное соотношение, связывающее динамические добавки λ_0 и λ_g [13]: $\lambda_g = \frac{\omega\beta}{2} + \lambda_0 \frac{\gamma_g}{\gamma_0}$, где: $\beta = \alpha - \chi_0 \left(1 - \frac{\gamma_g}{\gamma_0}\right)$, $\alpha = \frac{1}{\omega^2}(k_g^2 - k^2)$, $\gamma_0 = \cos\phi_0$, $\gamma_g = \cos\phi_g$, ϕ_0 - угол между волновым вектором падающей волны $\mathbf{k} = k \cdot \mathbf{n}$ и вектором нормали к поверхности пластинки \mathbf{N} , ϕ_g -угол между волновым вектором $\mathbf{k}_g = k_g \cdot \mathbf{n}_g$ и вектором нормали (см. рис.1).

Решая (8) относительно λ_0 и λ_g , получим выражения, описывающие динамические добавки для падающего и дифрагированного фотонов в монокристалле:

$$\lambda_0^{(1,2)} = \omega \frac{\gamma_0}{4\gamma_g} \left(-\beta \pm \sqrt{\beta^2 + 4\chi_g\chi_{-g} C^{(s)^2} \frac{\gamma_g}{\gamma_0}} \right), \quad (9a)$$

$$\lambda_g^{(1,2)} = \frac{\omega}{4} \left(\beta \pm \sqrt{\beta^2 + 4\chi_g\chi_{-g} C^{(s)^2} \frac{\gamma_g}{\gamma_0}} \right), \quad (9b)$$

при этом заметим, что дисперсионное уравнение (8) дает только два значимых решения в рентгеновской области частот, так как выполняются неравенств: $\lambda_0^2 \ll 2\omega\lambda_0$ и $\lambda_g^2 \ll 2\omega\lambda_g$.

Представим выражения (9) в виде

$$\lambda_0^{(1,2)} = \frac{\omega|\chi'_g|C^{(s)}}{2\varepsilon} \left(\xi^{(s)} - \frac{i\rho^{(s)}(1+\varepsilon)}{2} \mp \sqrt{\xi^{(s)^2} - \varepsilon - i\rho^{(s)}((1+\varepsilon)\xi^{(s)} - 2\kappa^{(s)}\varepsilon) - \rho^{(s)^2} \left(\frac{(1+\varepsilon)^2}{4} - \kappa^{(s)^2}\varepsilon \right)} \right), \quad (10a)$$

$$\lambda_{\mathbf{g}}^{(1,2)} = \frac{\omega |\chi'_{\mathbf{g}}| C^{(s)}}{2} \left(\xi^{(s)} - \frac{i\rho^{(s)}(1+\varepsilon)}{2} \pm \sqrt{\xi^{(s)2} - \varepsilon - i\rho^{(s)}((1+\varepsilon)\xi^{(s)} - 2\kappa^{(s)}\varepsilon) - \rho^{(s)2} \left(\frac{(1+\varepsilon)^2}{4} - \kappa^{(s)2}\varepsilon \right)} \right), \quad (10\text{б})$$

В выражениях (10) приняты обозначения

$$\begin{aligned} \xi^{(s)}(\omega) &= \eta^{(s)}(\omega) + \frac{1+\varepsilon}{2\nu^{(s)}}, \\ \eta^{(s)}(\omega) &= \frac{1}{2|\chi'_{\mathbf{g}}|C^{(s)}} \frac{1}{\omega^2} (k_{\mathbf{g}}^2 - k^2) = \frac{2\sin^2\theta_B}{V^2|\chi'_{\mathbf{g}}|C^{(s)}} \left(1 - \frac{\omega(1+\theta_{\parallel}\cot\theta_B)}{\omega_B} \right), \\ \nu^{(s)} &= \frac{\chi'_{\mathbf{g}}C^{(s)}}{\chi'_0}, \quad \rho^{(s)} = \frac{\chi''_0}{|\chi'_{\mathbf{g}}|C^{(s)}}, \quad \kappa^{(s)} = \frac{\chi''_{\mathbf{g}}C^{(s)}}{\chi''_0}, \\ \varepsilon &= \frac{|\gamma_{\mathbf{g}}|}{\gamma_0} = \frac{\sin(\theta_B - \delta)}{\sin(\theta_B + \delta)}. \end{aligned} \quad (11)$$

Так как в области рентгеновских частот выполняется неравенство

$$\frac{2\sin^2\theta_B}{V^2|\chi'_{\mathbf{g}}|C^{(s)}} \gg 1, \text{ то } \eta^{(s)}(\omega) \text{ является быстрой функцией от частоты } \omega, \text{ поэтому}$$

для дальнейшего анализа спектров ПРИВ и ДПИ очень удобно рассматривать $\eta^{(s)}(\omega)$ или $\xi^{(s)}(\omega)$ как спектральную переменную, характеризующую частоту ω .

Параметр $\rho^{(s)}$ характеризует степень поглощения рентгеновских волн в кристалле и равен отношению длины экстинкции $L_{ext}^{(s)} = 1/\omega|\chi'_{\mathbf{g}}|C^{(s)}$ к длине поглощения $L_{abs} = 1/\omega\chi''_0$ рентгеновских волн $\rho^{(s)} = L_{ext}^{(s)} / L_{abs}$.

Параметр $\nu^{(s)}$, принимающий значения в промежутке $0 \leq \nu^{(s)} \leq 1$, определяет степень отражения поля от рассматриваемой системы параллельных атомных плоскостей монокристалла, которая обуславливается характером интерференции волн, отраженных от разных плоскостей: конструктивным ($\nu^{(s)} \approx 1$) или деструктивным ($\nu^{(s)} \approx 0$).

Параметр $\kappa^{(s)}$ определяет степень проявления эффекта аномального низкого фотопоглощения (эффекта Бормана) в прохождении рентгеновских фотонов через монокристалл. Необходимым условием проявления эффекта Бормана, как для кристаллической, так и для периодической слоистой структуры, является $\kappa^{(s)} \approx 1$.

Для фиксированного значения θ_B параметр ε определяет ориентацию входной поверхности мишени относительно отражающей системы параллельных атомных плоскостей монокристалла. При уменьшении угла падения ($\theta_B + \delta$) электрона на мишень параметр δ становится отрицательным и далее возрастает по модулю (в предельном случае $\delta \rightarrow -\theta_B$), что приводит и к возрастанию ε . Напротив, при увеличении угла падения ε убывает (предельный случай $\delta \rightarrow \theta_B$). В случае симметричного отражения, когда $\delta = 0$, параметр асимметрии $\varepsilon = 1$. На рис.1 указано положительное направление угла δ .

Из формулы (10а) следует, что существует частотная область, в которой волны излучения, испущенные вблизи входной поверхности, полностью отражаются в кристалле атомными плоскостями и вперед не проходят. Волновой вектор $k^{(1,2)} = \omega\sqrt{1 + \chi_0} + \lambda_0^{(1,2)}$ в этой области частот принимает комплексные значения даже в отсутствии поглощения ($\rho^{(s)} = 0$):

$$k^{(1,2)} = \omega\sqrt{1 + \chi_0'} + \frac{\omega|\chi_g'|C^{(s)}}{2\varepsilon} \left(\xi \mp \sqrt{\xi^{(s)2} - \varepsilon} \right), \quad \text{то есть подкоренное выражение}$$

отрицательно. Эта область частот называется областью полного отражения и определяется следующим образом:

$$\xi^{(s)2} < \varepsilon \quad \text{или} \\ -\sqrt{\varepsilon} - \frac{1 + \varepsilon}{2v^{(s)}} < \eta^{(s)}(\omega) < \sqrt{\varepsilon} - \frac{1 + \varepsilon}{2v^{(s)}} \quad (12)$$

Очевидно, что ширина области определяется величиной $2\sqrt{\varepsilon}$.

1.3. Амплитуда излучения

Решение первого уравнения системы (6) для поля в вакууме впереди и позади мишени соответственно имеет вид:

$$E_0^{(s)vacI} = \frac{8\pi^2 i e \mathbf{e}_0^{(s)} \mathbf{V}}{\omega} \frac{\delta(\lambda_0^* - \lambda_0)}{\chi_0 + \frac{2\lambda_0}{\omega}}, \quad (13a)$$

$$E_0^{(s)vacII} = \frac{8\pi^2 i e \mathbf{e}_0^{(s)} \mathbf{V}}{\omega} \frac{\delta(\lambda_0^* - \lambda_0)}{\chi_0 + \frac{2\lambda_0}{\omega}} + E_0^{(s)Rad} \delta\left(\lambda_0 + \frac{\omega\chi_0}{2}\right), \quad (13б)$$

где, $\lambda_0^* = \omega \left(\frac{\gamma^{-2} + (\theta_{\perp} - \psi_{\perp})^2 + (\theta_{\parallel} - \psi_{\parallel})^2 - \chi_0}{2} \right)$, $\Omega^{(1)} = \theta_{\perp} - \psi_{\perp}$, $\Omega^{(2)} = \theta_{\parallel} - \psi_{\parallel}$, $E_{Rad}^{(s)}$ -

амплитуда напряженности поля когерентного рентгеновского излучения.

Решение системы уравнений (6) для дифрагированного поля в монокристалле имеет вид:

$$E_0^{(s)} = \frac{8\pi^2 i e \mathbf{e}_0^{(s)} \mathbf{V}}{\omega} \frac{\omega^2 \beta + 2\omega \frac{\gamma_g}{\gamma_0} \lambda_0}{4 \frac{\gamma_g}{\gamma_0} (\lambda_0 - \lambda_0^{(1)}) (\lambda_0 - \lambda_0^{(2)})} \delta(\lambda_0^* - \lambda_0) + E_0^{(s)(1)} \delta(\lambda_0 - \lambda_0^{(1)}) + E_0^{(s)(2)} \delta(\lambda_0 - \lambda_0^{(2)}), \quad (13c)$$

где $E_0^{(s)(1)}$ и $E_0^{(s)(2)}$ свободные поля, соответствующие двум решениям (10a) дисперсионного уравнения (8).

Выражение, связывающее дифрагированное и падающее поля в среде,

следует из второго уравнения системы (6): $E_0^{(s)} = \frac{2\omega\lambda_g}{\omega^2 \chi_g C^{(s,\tau)}} E_g^{(s)}$.

Воспользовавшись обычными граничными условиями на передней и задней границе монокристалла

$$\begin{aligned} \int E_0^{(s)vacI} d\lambda_0 &= \int E_0^{(s)} d\lambda_0, \\ \int E_0^{(s)} e^{i\frac{\lambda_0}{\gamma_0} L} d\lambda_0 &= \int E_0^{(s)vacII} e^{i\frac{\lambda_0}{\gamma_0} L} d\lambda_0, \\ \int E_g^{(s)} e^{i\frac{\lambda_0}{\gamma_0} L} d\lambda_0 &= 0, \end{aligned} \quad (14)$$

получим выражение для амплитуды напряженности поля излучения:

$$\begin{aligned}
E^{(s)Rad} = & \frac{8\pi^2 i e \mathbf{e}_0^{(s)} \mathbf{V}}{\omega} \frac{e^{\frac{\lambda_0^* + \frac{\omega \chi_0}{2} L}{i \gamma_0}}}{\lambda_g^{(2)} \exp\left(i \frac{\lambda_0^{(1)} - \lambda_0^*}{\gamma_0} L\right) - \lambda_g^{(1)} \exp\left(i \frac{\lambda_0^{(2)} - \lambda_0^*}{\gamma_0} L\right)} \times \\
& \times \left[\lambda_g^{(2)} \left(\frac{\omega}{\omega \chi_0 + 2\lambda_0^*} - \frac{\omega}{2(\lambda_0^* - \lambda_0^{(2)})} \right) \left(e^{\frac{i \lambda_0^{(2)} - \lambda_0^*}{\gamma_0} L} - 1 \right) e^{\frac{i \lambda_0^{(1)} - \lambda_0^*}{\gamma_0} L} - \right. \\
& \left. - \lambda_g^{(1)} \left(\frac{\omega}{\omega \chi_0 + 2\lambda_0^*} - \frac{\omega}{2(\lambda_0^* - \lambda_0^{(1)})} \right) \left(e^{\frac{i \lambda_0^{(1)} - \lambda_0^*}{\gamma_0} L} - 1 \right) e^{\frac{i \lambda_0^{(2)} - \lambda_0^*}{\gamma_0} L} \right], \quad (15)
\end{aligned}$$

Разделим поле излучения на поля переходного излучения и ПРИВ

$$\begin{aligned}
E_{ПРИВ}^{(s)} = & \frac{8\pi^2 i e \mathbf{e}_0^{(s)} \mathbf{V}}{\omega} \frac{\omega}{2\lambda_0^*} \frac{e^{\frac{\lambda_0^* + \frac{\omega \chi_0}{2} L}{i \gamma_0}}}{\lambda_g^{(2)} e^{\frac{i \lambda_0^{(1)} - \lambda_0^*}{\gamma_0} L} - \lambda_g^{(1)} e^{\frac{i \lambda_0^{(2)} - \lambda_0^*}{\gamma_0} L}} \times \\
& \left(\frac{\lambda_g^{(1)} \lambda_0^{(1)}}{\lambda_0^* - \lambda_0^{(1)}} \left(e^{\frac{i \lambda_0^{(1)} - \lambda_0^*}{\gamma_0} L} - 1 \right) e^{\frac{i \lambda_0^{(2)} - \lambda_0^*}{\gamma_0} L} - \frac{\lambda_g^{(2)} \lambda_0^{(2)}}{\lambda_0^* - \lambda_0^{(2)}} \left(e^{\frac{i \lambda_0^{(2)} - \lambda_0^*}{\gamma_0} L} - 1 \right) e^{\frac{i \lambda_0^{(1)} - \lambda_0^*}{\gamma_0} L} \right), \quad (16a)
\end{aligned}$$

$$E_{ПИ}^{(s)} = \frac{8\pi^2 i e \mathbf{e}_0^{(s)} \mathbf{V}}{\omega} e^{\frac{\lambda_0^* + \frac{\omega \chi_0}{2} L}{i \gamma_0}} \left(\frac{\omega}{\omega \chi_0 + 2\lambda_0^*} - \frac{\omega}{2\lambda_0^*} \right) \left(\frac{(\lambda_g^{(2)} - \lambda_g^{(1)}) e^{\frac{i \lambda_0^{(2)} + \lambda_0^{(1)} - 2\lambda_0^*}{\gamma_0} L}}{\lambda_g^{(2)} e^{\frac{i \lambda_0^{(1)} - \lambda_0^*}{\gamma_0} L} - \lambda_g^{(1)} e^{\frac{i \lambda_0^{(2)} - \lambda_0^*}{\gamma_0} L}} - 1 \right), \quad (16b)$$

Используя (10) запишем амплитуды полей ПРИВ и ПИ в виде

$$E_{ПРИВ}^{(s)} = \frac{8\pi^2 i e \mathbf{e}_0^{(s)} \mathbf{V}}{\omega} \frac{e^{\frac{i \omega \frac{\gamma^{-2} + (\theta_{\perp} - \psi_{\perp})^2 + (\theta_{\parallel} - \psi_{\parallel})^2}{2 \sin(\delta + \theta_B)}}}{\gamma^{-2} + (\theta_{\perp} - \psi_{\perp})^2 + (\theta_{\parallel} - \psi_{\parallel})^2 - \chi_0} \frac{(1 - i \rho^{(s)} \kappa^{(s)})^2}{\Delta^{(s)}} [\Delta_1^{(s)} - \Delta_2^{(s)}], \quad (17a)$$

$$\begin{aligned}
E_{ПИ}^{(s)} = & \frac{8\pi^2 i e \mathbf{e}_0^{(s)} \mathbf{V}}{\omega} e^{\frac{i \omega \frac{\gamma^{-2} + (\theta_{\perp} - \psi_{\perp})^2 + (\theta_{\parallel} - \psi_{\parallel})^2}{2 \sin(\delta + \theta_B)}}} \times \\
& \left(\frac{1}{\gamma^{-2} + (\theta_{\perp} - \psi_{\perp})^2 + (\theta_{\parallel} - \psi_{\parallel})^2 - \chi_0} - \frac{1}{\gamma^{-2} + (\theta_{\perp} - \psi_{\perp})^2 + (\theta_{\parallel} - \psi_{\parallel})^2} \right) \times \\
& \left(\frac{2K^{(s)} e^{-ib^{(s)} \left(\sigma^{(s)} + \frac{i \rho^{(s)} (1 - \varepsilon)}{2\varepsilon} - \frac{\xi^{(s)}}{\varepsilon} \right)}}{\Delta^{(s)}} + 1 \right), \quad (17b)
\end{aligned}$$

где

$$\Delta_1^{(s)} = \frac{\left(e^{-ib^{(s)} \left(\sigma^{(s)} + i \frac{\rho^{(s)}(1-\varepsilon)}{2\varepsilon} \frac{\xi^{(s)} - K^{(s)}}{\varepsilon} \right) - 1} e^{ib^{(s)} \frac{K^{(s)}}{\varepsilon}} \right)}{\sigma^{(s)} + i \frac{\rho^{(s)}(1-\varepsilon)}{2\varepsilon} - \frac{\xi^{(s)} - K^{(s)}}{\varepsilon}},$$

$$\Delta_2^{(s)} = \frac{\left(e^{-ib^{(s)} \left(\sigma^{(s)} + i \frac{\rho^{(s)}(1-\varepsilon)}{2\varepsilon} \frac{\xi^{(s)} + K^{(s)}}{\varepsilon} \right) - 1} e^{-ib^{(s)} \frac{K^{(s)}}{\varepsilon}} \right)}{\sigma^{(s)} + i \frac{\rho^{(s)}(1-\varepsilon)}{2\varepsilon} - \frac{\xi^{(s)} + K^{(s)}}{\varepsilon}},$$

$$\Delta^{(s)} = \left(\xi^{(s)} - i \frac{\rho^{(s)}(1+\varepsilon)}{2} - K^{(s)} \right) e^{-ib^{(s)} \frac{K^{(s)}}{\varepsilon}} - \left(\xi^{(s)} - i \frac{\rho^{(s)}(1+\varepsilon)}{2} + K^{(s)} \right) e^{ib^{(s)} \frac{K^{(s)}}{\varepsilon}}$$

$$K^{(s)} = \sqrt{\xi^{(s)2} - \varepsilon - i\rho^{(s)}((1+\varepsilon)\xi^{(s)} - 2\kappa^{(s)}\varepsilon) - \rho^{(s)2} \left(\frac{(1+\varepsilon)^2}{4} - \kappa^{(s)2}\varepsilon \right)},$$

$$b^{(s)} = \frac{\omega |\chi'_g| C^{(s)}}{2 \sin(\delta + \theta_B)} L, \quad \sigma^{(s)} = \frac{1}{|\chi'_g| C^{(s)}} \left(\gamma^{-2} + (\theta_{\perp} - \psi_{\perp})^2 + (\theta_{\parallel} - \psi_{\parallel})^2 - \chi_0' \right).$$

(18)

В соответствии с выражением для амплитуды ПРИВ $E_{ПРИВ}^{(s)}$ (17а) возможны две ветви рентгеновских волн в кристалле дающие вклад в выход ПРИ вперед. Вклад первой и второй ветви существенен, когда имеют решения соответствующие уравнения

$$\operatorname{Re} \left(\sigma^{(s)} + i \frac{\rho^{(s)}(1-\varepsilon)}{2\varepsilon} - \frac{\xi^{(s)} - K^{(s)}}{\varepsilon} \right) \approx \sigma^{(s)} - \frac{\xi^{(s)} - \sqrt{\xi^{(s)2} - \varepsilon}}{\varepsilon} = 0, \quad (19a)$$

$$\operatorname{Re} \left(\sigma^{(s)} + i \frac{\rho^{(s)}(1-\varepsilon)}{2\varepsilon} - \frac{\xi^{(s)} + K^{(s)}}{\varepsilon} \right) \approx \sigma^{(s)} - \frac{\xi^{(s)} + \sqrt{\xi^{(s)2} - \varepsilon}}{\varepsilon} = 0 \quad (19б)$$

Поскольку параметр $\sigma^{(s)} > 1$, то показано, что уравнение (19б) имеет решение всегда, а уравнение (19а) разрешимо только при условии $\varepsilon < \frac{1}{\sigma^{(s)2}}$.

Поскольку в работе [10] рассматривался лишь случай симметричного отражения, соответствующий $\varepsilon = 1$, то вклад первой ветви оказался пренебрежимо малым.

Решение уравнений (19а) и (19б) определяет частоту, в окрестности которой сосредоточен спектр фотонов ПРИВ, излучаемых под фиксированным углом наблюдения. Из уравнений (19) следует, что максимум спектра ПРИВ всегда расположен вне области полного отражения (экстинкции):

$$\xi^{(s)}(\omega) = \sqrt{\varepsilon} + \frac{(\sigma^{(s)}\sqrt{\varepsilon} - 1)^2}{2\sigma^{(s)}} > \sqrt{\varepsilon} . \quad (20)$$

Область полного отражения определяется следующим неравенством:

$$\begin{aligned} -\sqrt{\varepsilon} < \xi^{(s)}(\omega) < \sqrt{\varepsilon} \\ -\sqrt{\varepsilon} - \frac{1+\varepsilon}{2\nu^{(s)}} < \eta^{(s)}(\omega) < \sqrt{\varepsilon} - \frac{1+\varepsilon}{2\nu^{(s)}} , \end{aligned} \quad (21)$$

из которого видно, что ширина этой области определяется величиной $2\sqrt{\varepsilon}$.

Глава 2 Спектрально-угловые характеристики когерентного рентгеновского излучения вблизи направления скорости релятивистского электрона

2.1. Спектрально-угловая плотность в случае толстой поглощающей мишени

Для получения выражений, описывающих спектрально-угловые плотности ПРИВ, ПИ и их интерференцию подставим выражение для амплитуды суммарного поля $E^{(s)Rad} = E_{ПРИВ}^{(s)} + E_{ПИ}^{(s)}$ в известное [12] выражение для спектрально-угловой плотности рентгеновского излучения:

$$\omega \frac{d^2 N}{d\omega d\Omega} = \omega^2 (2\pi)^{-6} \sum_{s=1}^2 |E^{(s)Rad}|^2 , \quad (22)$$

где $d\Omega = d\theta_{\perp} d\theta_{\parallel}$.

В результате получим выражение, описывающее спектрально-угловую плотность ПРИВ

$$\omega \frac{d^2 N_{\text{ПРИВ}}^{(s)}}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{\pi^2} \frac{\Omega^{(s)2}}{\left(\gamma^{-2} + (\theta_{\perp} - \psi_{\perp})^2 + (\theta_{\parallel} - \psi_{\parallel})^2 - \chi'_0\right)^2} R_{\text{ПРИВ}}^{(s)}, \quad (23a)$$

$$R_{\text{ПРИВ}}^{(s)} = (1 + \rho^{(s)2} \kappa^{(s)2})^2 \left| \frac{\Delta_1^{(s)}}{\Delta^{(s)}} - \frac{\Delta_2^{(s)}}{\Delta^{(s)}} \right|^2, \quad (23b)$$

где выражение $R_{\text{ПРИВ}}^{(s)}$ описывает “чистый” спектр ПРИВ, является спектральной функцией. Спектральную функцию можно представить в виде слагаемых, описывающих вклад в спектр ПРИВ двух ветвей рентгеновских волн, а так же их интерференции:

$$\begin{aligned} R_{\text{ПРИВ}}^{(s)} &= R_1^{(s)} + R_2^{(s)} + R_{\text{int}}^{(s)}, \\ R_1^{(s)} &= \frac{(1 + \rho^{(s)2} \kappa^{(s)2})^2}{|\Delta^{(s)}|^2} |\Delta_1^{(s)}|^2, \\ R_2^{(s)} &= \frac{(1 + \rho^{(s)2} \kappa^{(s)2})^2}{|\Delta^{(s)}|^2} |\Delta_2^{(s)}|^2, \\ R_{\text{int}}^{(s)} &= -2 \frac{(1 + \rho^{(s)2} \kappa^{(s)2})^2}{|\Delta^{(s)}|^2} \text{Re}(\Delta_1^{(s)} \Delta_2^{(s)*}), \end{aligned} \quad (24)$$

где звездочка “*” является комплексным сопряжением.

Получим выражения, описывающие спектрально-угловую плотность ПИ и интерференцию ПРИВ и ПИ

$$\omega \frac{d^2 N_{\text{ПИ}}^{(s)}}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{\pi^2} \Omega^{(s)2} \times \left(\frac{1}{\gamma^{-2} + (\theta_{\perp} - \psi_{\perp})^2 + (\theta_{\parallel} - \psi_{\parallel})^2 - \chi'_0} - \frac{1}{\gamma^{-2} + (\theta_{\perp} - \psi_{\perp})^2 + (\theta_{\parallel} - \psi_{\parallel})^2} \right)^2 R_{\text{ПИ}}^{(s)}, \quad (25a)$$

$$R_{\text{ПИ}}^{(s)} = \left| \frac{2K^{(s)} e^{-ib^{(s)} \left(\sigma^{(s)} + \frac{ip^{(s)}(1-\varepsilon)}{2\varepsilon} \frac{\xi^{(s)}}{\varepsilon} \right)}}{\Delta^{(s)}} + 1 \right|^2, \quad (25b)$$

$$\omega \frac{d^2 N_{ИИТ}^{(s)}}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{\pi^2} \Omega^{(s)2} \frac{1}{\gamma^{-2} + (\theta_{\perp} - \psi_{\perp})^2 + (\theta_{\parallel} - \psi_{\parallel})^2 - \chi_0'} \times$$

$$\times \left(\frac{1}{\gamma^{-2} + (\theta_{\perp} - \psi_{\perp})^2 + (\theta_{\parallel} - \psi_{\parallel})^2 - \chi_0'} - \frac{1}{\gamma^{-2} + (\theta_{\perp} - \psi_{\perp})^2 + (\theta_{\parallel} - \psi_{\parallel})^2} \right) R_{ИИТ}^{(s)}, \quad (26a)$$

$$R_{ИИТ}^{(s)} = 2 \operatorname{Re} \left[\frac{(1 - i\rho^{(s)} \kappa^{(s)})^2}{\Delta^{(s)}} (\Delta_1^{(s)} - \Delta_2^{(s)}) \left(\frac{2K^{(s)*} e^{ib^{(s)} \left(\frac{\sigma^{(s)} - i\rho^{(s)}(1-\varepsilon) - \xi^{(s)}}{2\varepsilon} \right)}}{\Delta^{(s)*}} + 1 \right) \right]. \quad (26b)$$

Выражение $R_{ИИ}^{(s)}$ описывает спектр ПИ, а выражение $R_{ИИТ}^{(s)}$ описывает интерференцию спектров ПИ и ПРИВ.

Полученные выражения (23-26) нормированные на один электрон, описывающие спектрально-угловые плотность ПРИВ, ПИ и их интерференцию, с учетом отклонения направления скорости электрона \mathbf{V} относительно оси электронного пучка \mathbf{e}_1 , то есть содержащие угол $\psi(\psi_{\perp}, \psi_{\parallel})$, является главным результатом настоящей работы. Они получены в общем случае асимметричного отражения поля электрона относительно поверхности мишени и зависят от коэффициента асимметрии ε .

2.2. Спектрально-угловая плотность ПРИВ в случае тонкой непоглощающей мишени

Рассмотрим монокристалл такой толщины, чтобы длина пути электрона в пластинке $L_e = L / \sin(\theta_B + \delta)$ была больше длины экстинкции рентгеновских волн в кристалле: $b^{(s)} = \frac{L_e}{2L_{ext}} \gg 1$, что является условием проявления динамических эффектов в излучении. Будем рассматривать тонкую непоглощающую мишень, когда длина пути фотона в мишени ($L_f \approx L_e$) будет значительно меньше длины поглощения рентгеновских волн в монокристалле $L_{abs} = 1 / \omega \chi_0''$: $2b^{(s)} \rho^{(s)} = L_f / L_{abs} \ll 1$. Исключим поглощение из рассмотрения, положив $\rho^{(s)} = 0$, тогда из (23-24) получим:

$$\omega \frac{d^2 N_{\text{ПРИВ}}^{(s)}}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{\pi^2} \frac{\Omega^{(s)2}}{(\gamma^{-2} + (\theta_{\perp} - \psi_{\perp})^2 + (\theta_{\parallel} - \psi_{\parallel})^2 - \chi'_0)^2} R_{\text{ПРИВ}}^{(s)}, \quad (27a)$$

$$R_{\text{ПРИВ}}^{(s)} = R_1^{(s)} + R_2^{(s)} + R_{\text{int}}^{(s)}, \quad (27б)$$

$$R_1^{(s)} = \frac{1}{\xi^{(s)2} - \varepsilon + \varepsilon \sin^2 \frac{b^{(s)} \sqrt{\xi^{(s)2} - \varepsilon}}{\varepsilon}} \frac{\sin^2 \left(\frac{b^{(s)}}{2} \left(\sigma^{(s)} - \frac{\xi^{(s)} - \sqrt{\xi^{(s)2} - \varepsilon}}{\varepsilon} \right) \right)}{\left(\sigma^{(s)} - \frac{\xi^{(s)} - \sqrt{\xi^{(s)2} - \varepsilon}}{\varepsilon} \right)^2}, \quad (27в)$$

$$R_2^{(s)} = \frac{1}{\xi^{(s)2} - \varepsilon + \varepsilon \sin^2 \frac{b^{(s)} \sqrt{\xi^{(s)2} - \varepsilon}}{\varepsilon}} \frac{\sin^2 \left(\frac{b^{(s)}}{2} \left(\sigma^{(s)} - \frac{\xi^{(s)} + \sqrt{\xi^{(s)2} - \varepsilon}}{\varepsilon} \right) \right)}{\left(\sigma^{(s)} - \frac{\xi^{(s)} + \sqrt{\xi^{(s)2} - \varepsilon}}{\varepsilon} \right)^2}, \quad (27г)$$

$$R_{\text{int}}^{(s)} = \frac{-1}{\xi^{(s)2} - \varepsilon + \varepsilon \sin^2 \frac{b^{(s)} \sqrt{\xi^{(s)2} - \varepsilon}}{\varepsilon}} \times \frac{\cos \left(b^{(s)} \frac{\sqrt{\xi^{(s)2} - \varepsilon}}{\varepsilon} \right) \left[\cos \left(b^{(s)} \frac{\sqrt{\xi^{(s)2} - \varepsilon}}{\varepsilon} \right) - \cos \left(b^{(s)} \left(\sigma^{(s)} - \frac{\xi^{(s)}}{\varepsilon} \right) \right) \right]}{\left(\sigma^{(s)} - \frac{\xi^{(s)} - \sqrt{\xi^{(s)2} - \varepsilon}}{\varepsilon} \right) \left(\sigma^{(s)} - \frac{\xi^{(s)} + \sqrt{\xi^{(s)2} - \varepsilon}}{\varepsilon} \right)} \quad (27д)$$

Выражения (27) справедливы при $\xi^{(s)}(\omega) > \sqrt{\varepsilon}$, в этой области и находится пик ПРИВ (см (20)). Данный факт учитывался при выводе этих выражений.

В настоящей работе будем проводить численные расчеты спектрально-угловых характеристик излучений для монокристаллической пластинки углерода C(111). Пучок релятивистских электронов с энергией $E = 255.5 \text{ МэВ}$ ($\gamma = 500$) пересекает мишень углерода. Угол между системой дифрагирующих атомных плоскостей монокристалла - $\theta_B = 16.2^\circ$, частота Брэгга - $\omega_B = 10.9 \text{ кэВ}$.

Система отражающий плоскостей монокристалла (111) расположена под углом $\delta = -5.7^\circ$ к поверхности мишени, то есть рассматривается случай асимметричного отражения поля электрона относительно поверхности мишени ($\varepsilon \approx 2$). Расчеты будем проводить для σ - поляризации ($s=1$). Будем рассматривать случай, когда электрон движется вдоль оси пучка ($\psi_\perp = 0, \psi_\parallel = 0$). Угол наблюдения $\theta_\perp = 4 \text{ мрад}$, $\theta_\parallel = 0$. В этом случае спектральная переменная из (11) принимает следующий вид :

$$\eta^{(1)}(\omega) = \frac{2 \sin^2 \theta_B}{V^2 |\chi'_g|} \left(1 - \frac{\omega}{\omega_B} \right).$$

На рис. 2 представлены кривые, построенные по формулам (27а) и (27г), описывающие спектрально-угловую плотность ПРИВ при фиксированном угле наблюдения. Кривые демонстрируют рост спектрально-угловой плотности ПРИВ при увеличении толщины мишени.

Так как для рассматриваемых условий параметр $v^{(s)} \approx 0.4$, то область полного внешнего отражения (21) имеет значение: $-5.30 < \eta^{(s)}(\omega) < -2.43$.

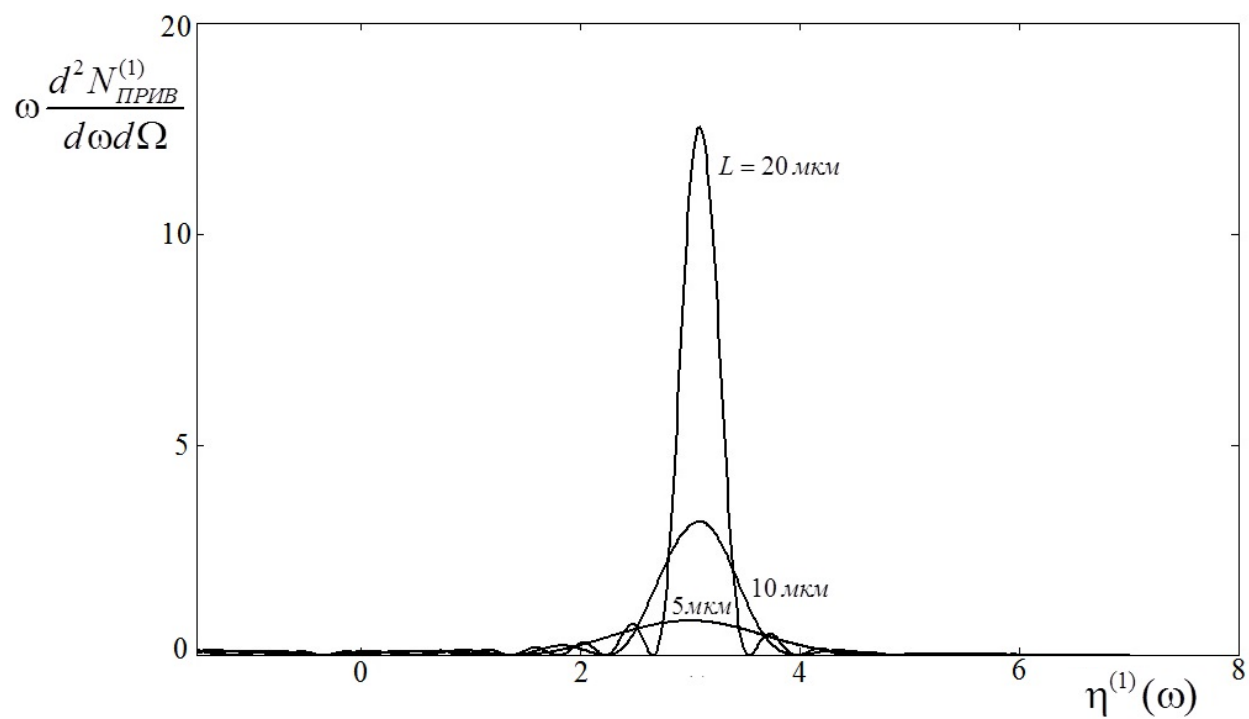


Рис.2 Рост спектрально-угловой плотности ПРИВ при увеличении толщины мишени. Угол наблюдения $\theta_{\perp} = 4 \text{ мрад}$, $\theta_{\parallel} = 0$.

2.3 Спектрально-угловая плотность ПИ в случае тонкой непоглощающей мишени

Выражение описывающее переходное излучение (25) в случае тонкой непоглощающей мишени ($\rho^{(s)} = 0$) принимает вид

$$\omega \frac{d^2 N_{III}^{(s)}}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{\pi^2} \Omega^{(s)2} \times \left(\frac{1}{\gamma^{-2} + (\theta_{\perp} - \psi_{\perp})^2 + (\theta_{\parallel} - \psi_{\parallel})^2} - \frac{1}{\gamma^{-2} + (\theta_{\perp} - \psi_{\perp})^2 + (\theta_{\parallel} - \psi_{\parallel})^2 - \chi_0'} \right)^2 R_{III}^{(s)}, \quad (28a)$$

$$R_{III}^{(s)} = 1 + \frac{\xi^{(s)2} - \varepsilon}{\xi^{(s)2} - \varepsilon + \varepsilon \sin^2 \frac{b^{(s)} \sqrt{\xi^{(s)2} - \varepsilon}}{\varepsilon}} \times \left[1 - \frac{1}{\sqrt{\xi^{(s)2} - \varepsilon}} \left(\left(\xi^{(s)} + \sqrt{\xi^{(s)2} - \varepsilon} \right) \cos \left(b^{(s)} \left(\sigma^{(s)} - \frac{\xi^{(s)} - \sqrt{\xi^{(s)2} - \varepsilon}}{\varepsilon} \right) \right) - \left(\xi^{(s)} - \sqrt{\xi^{(s)2} - \varepsilon} \right) \cos \left(b^{(s)} \left(\sigma^{(s)} - \frac{\xi^{(s)} + \sqrt{\xi^{(s)2} - \varepsilon}}{\varepsilon} \right) \right) \right]. \quad (28b)$$

Выражение (28) справедливо для всех возможных значений величин $\xi^{(s)}(\omega) = \eta^{(s)}(\omega) + \frac{1 + \varepsilon}{2v^{(s)}}$, и существенно отличается от формулы для ПИ из аморфной пластины той же толщины L . Это отличие вызвано эффектами динамической дифракции. Оно является значительным только в окрестности Брэгговской частоты $|\xi^{(s)}(\omega)| \leq \varepsilon^{1/2}$. Вне окрестности $|\xi^{(s)}(\omega)| \gg \varepsilon^{1/2}$ выражение (28) принимает вид хорошо известного выражения, для ПИ образованного в аморфной диэлектрической пластинки [14], которое с учетом отклонения скорости электрона относительно оси пучка принимает вид

$$\omega \frac{d^2 N_{III}^{(s)}}{d\omega d\Omega} = 2 \frac{e^2}{\pi^2} \Omega^{(s)2} \left(\frac{1}{\gamma^{-2} + (\theta_{\perp} - \psi_{\perp})^2 + (\theta_{\parallel} - \psi_{\parallel})^2} - \frac{1}{\gamma^{-2} + (\theta_{\perp} - \psi_{\perp})^2 + (\theta_{\parallel} - \psi_{\parallel})^2 - \chi'_0} \right)^2 \times (1 - \cos(b^{(s)} \sigma^{(s)})), \quad (29)$$

где

$$b^{(s)} \sigma^{(s)} = \frac{\omega L}{2 \sin(\delta + \theta_B)} \left(\gamma^{-2} + (\theta_{\perp} - \psi_{\perp})^2 + (\theta_{\parallel} - \psi_{\parallel})^2 - \chi'_0 \right).$$

Так как мы рассматриваем динамические эффекты, то нас будут интересовать частоты близкие к Брэгговской частоте ω_B . Из выражения (29) следует, что деструктивная интерференция волн ПИ испущенных из входной и выходной поверхностей монокристаллической пластинки будет полностью подавлять частоты далекие от Брэгговской частоты при резонансном условии

$$b^{(s)} \sigma^{(s)} = 2\pi n, \quad (30)$$

где n - натуральное число.

На рис.3 представлены кривые построенные по формуле (28), описывающие спектрально-угловую плотность переходного излучения при фиксированном угле наблюдения $\theta_{\perp} = 4 \text{ мрад}$, $\theta_{\parallel} = 0$. Кривые построены при различных, мало отличающихся толщинах мишени. Кривая построенная при $L = 38.5 \text{ мкм}$, соответствует выполнению условия деструктивной интерференции волн ПИ излученных от передней и задней поверхности мишени (30).

Область полного внешнего отражения имеет вид $-5.30 < \eta^{(s)}(\omega) < -2.43$, что соответствует горизонтальному участку графиков функции на рис.3.

Из рис.3 следует, что незначительное изменение толщины мишени не будет резко спектрально-угловую плотность ПИ в условиях деструктивной интерференции. Однако небольшое увеличение толщины мишени ($L = 38.6 \text{ мкм}$) приводит к уменьшению спектрально-угловой плотности ПИ справа и увеличению ее слева, что может быть использовано при идентификации пика ПРИВ, так как он расположен справа, при $\eta^{(s)}(\omega) > -2.43$.

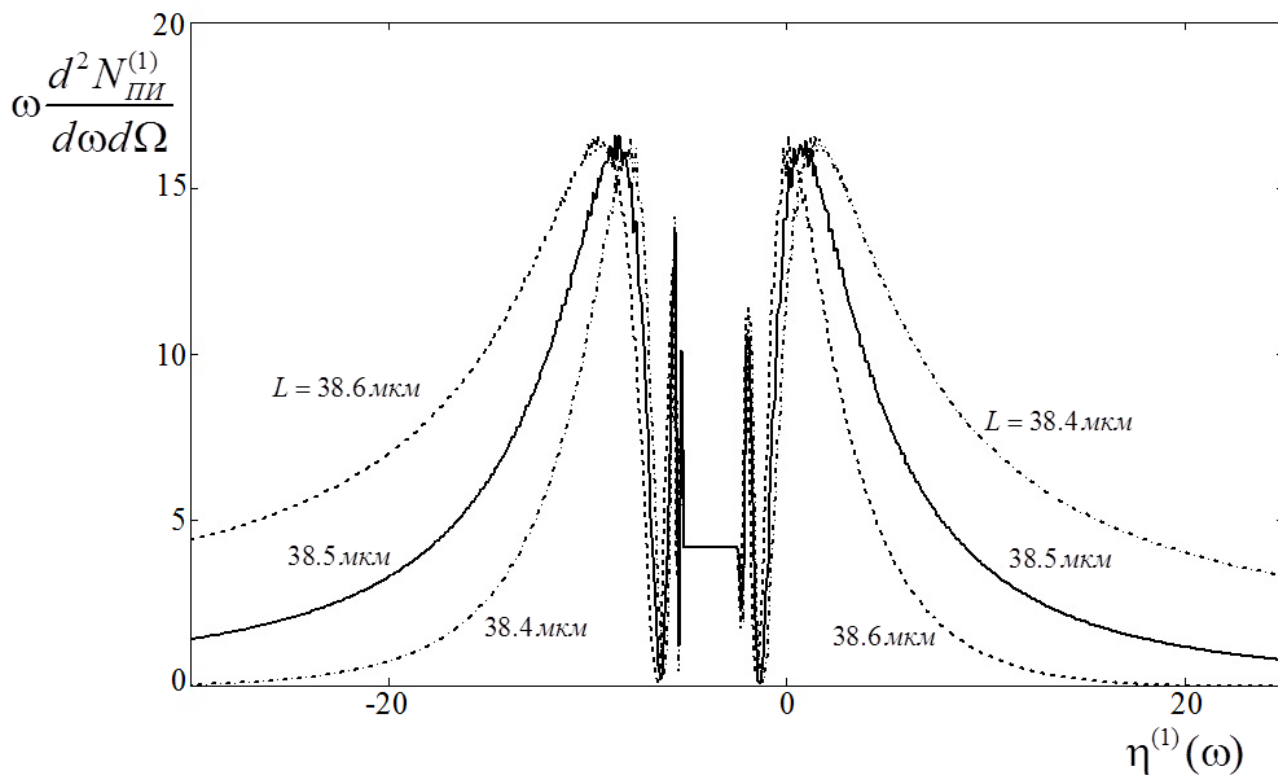


Рис.3 Спектрально-угловая плотность ПИ в случае деструктивной интерференции волн ПИ, с частотами далекими от брэгговских, генерируемых на передней и задней границы мишени ($L = 38.5 \text{ мкм}$), то есть при условии (30) ($n=30$).

2.4 Спектрально-угловая плотность ПИ в случае тонкой непоглощающей мишени

Выражение описывающее интерференцию ПРИВ и ПИ в случае тонкой непоглощающей мишени ($\rho^{(s)} = 0$) принимает вид

$$\omega \frac{d^2 N_{ИИТ}^{(s)}}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{\pi^2} \Omega^{(s)2} \frac{1}{\gamma^{-2} + (\theta_{\perp} - \psi_{\perp})^2 + (\theta_{\parallel} - \psi_{\parallel})^2 - \chi'_0} \times \left(\frac{1}{\gamma^{-2} + (\theta_{\perp} - \psi_{\perp})^2 + (\theta_{\parallel} - \psi_{\parallel})^2 - \chi'_0} - \frac{1}{\gamma^{-2} + (\theta_{\perp} - \psi_{\perp})^2 + (\theta_{\parallel} - \psi_{\parallel})^2} \right) R_{ИИТ}^{(s)}, \quad (31a)$$

$$R_{ИИТ}^{(s)} = \frac{1/2}{\xi^{(s)2} - \varepsilon + \varepsilon \sin^2 \frac{b^{(s)} \sqrt{\xi^{(s)2} - \varepsilon}}{\varepsilon}} \left[R_{ПРИВ1,ПИ}^{(s)} - R_{ПРИВ2,ПИ}^{(s)} \right], \quad (31б)$$

$$R_{ПРИВ1,ПИ}^{(s)} = \frac{1}{\sigma^{(s)} - \frac{\xi^{(s)} - \sqrt{\xi^{(s)2} - \varepsilon}}{\varepsilon}} \left[2 \left(3\sqrt{\xi^{(s)2} - \varepsilon} + \xi^{(s)} \right) \sin^2 \left(\frac{b^{(s)}}{2} \cdot \left(\sigma^{(s)} - \frac{\xi^{(s)} - \sqrt{\xi^{(s)2} - \varepsilon}}{\varepsilon} \right) \right) + \left(\xi^{(s)} - \sqrt{\xi^{(s)2} - \varepsilon} \right) \left(\cos \left(\frac{2b^{(s)} \sqrt{\xi^{(s)2} - \varepsilon}}{\varepsilon} \right) + \cos \left(b^{(s)} \left(\sigma^{(s)} - \frac{\xi^{(s)} + \sqrt{\xi^{(s)2} - \varepsilon}}{\varepsilon} \right) \right) \right) \right], \quad (31c)$$

$$R_{ПРИВ2,ПИ}^{(s)} = \frac{1}{\sigma^{(s)} - \frac{\xi^{(s)} + \sqrt{\xi^{(s)2} - \varepsilon}}{\varepsilon}} \left[2 \left(3\sqrt{\xi^{(s)2} - \varepsilon} - \xi^{(s)} \right) \sin^2 \left(\frac{b^{(s)}}{2} \cdot \left(\sigma^{(s)} - \frac{\xi^{(s)} + \sqrt{\xi^{(s)2} - \varepsilon}}{\varepsilon} \right) \right) + \left(\xi^{(s)} + \sqrt{\xi^{(s)2} - \varepsilon} \right) \left(\cos \left(\frac{2b^{(s)} \sqrt{\xi^{(s)2} - \varepsilon}}{\varepsilon} \right) - \cos \left(b^{(s)} \left(\sigma^{(s)} - \frac{\xi^{(s)} - \sqrt{\xi^{(s)2} - \varepsilon}}{\varepsilon} \right) \right) \right) \right], \quad (31д)$$

Выражения $R_{ПРИВ1,ПИ}^{(s)}$ и $R_{ПРИВ2,ПИ}^{(s)}$ описывают интерференцию переходного

излучения с первой и второй ветвью ПРИВ.

На рис. 4 представлены кривые описывающие ПРИВ, ПИ и их интерференцию. Кривые построены по формулам (27), (28) и (31) при фиксированном угле наблюдения $\theta_{\perp} = 4 \text{ мрад}$, $\theta_{\square} = 0$. При этом толщина мишени $L = 38.8 \text{ мкм}$, что соответствует большему падению спектрально-угловой плотности ПИ справа, чем при $L = 38.6 \text{ мкм}$ (см. рис.3). Из рисунка следует деструктивная интерференция волн ПРИВ и ПИ в рассматриваемых условиях.

На рис.5 представлены кривые, построенные при тех же условиях, что на рис.4, но при другом угле наблюдения $\theta_{\perp} = 5 \text{ мрад}$, $\theta_{\square} = 0$. Из рисунка видно, что интерференция ПРИВ и ПИ мала, но конструктивна.

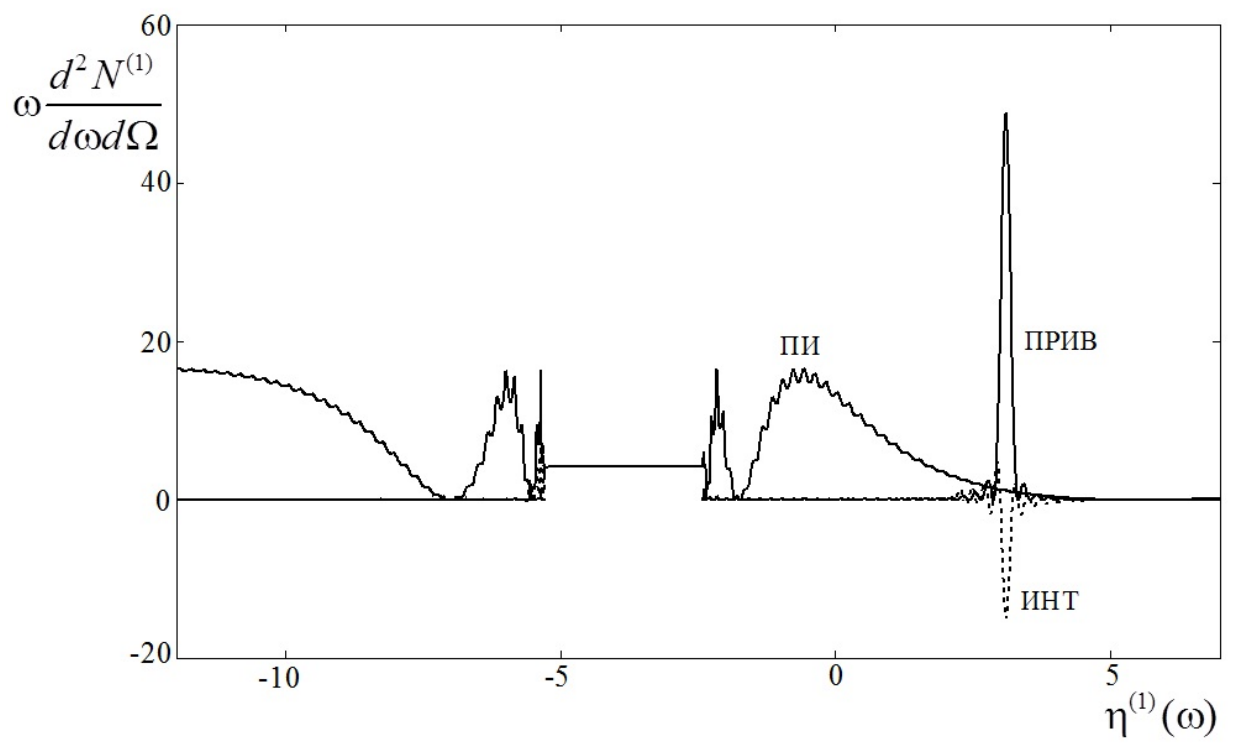


Рис.4 Спектрально-угловые плотности ПРИВ, ПИ и их интерференция при толщине мишени , $L = 38.8 \text{ мкм}$, которая немного больше $L = 38.5 \text{ мкм}$ - соответствующей условию (30). Угол наблюдения $\theta_{\perp} = 4 \text{ мрад}$, $\theta_{\parallel} = 0$.

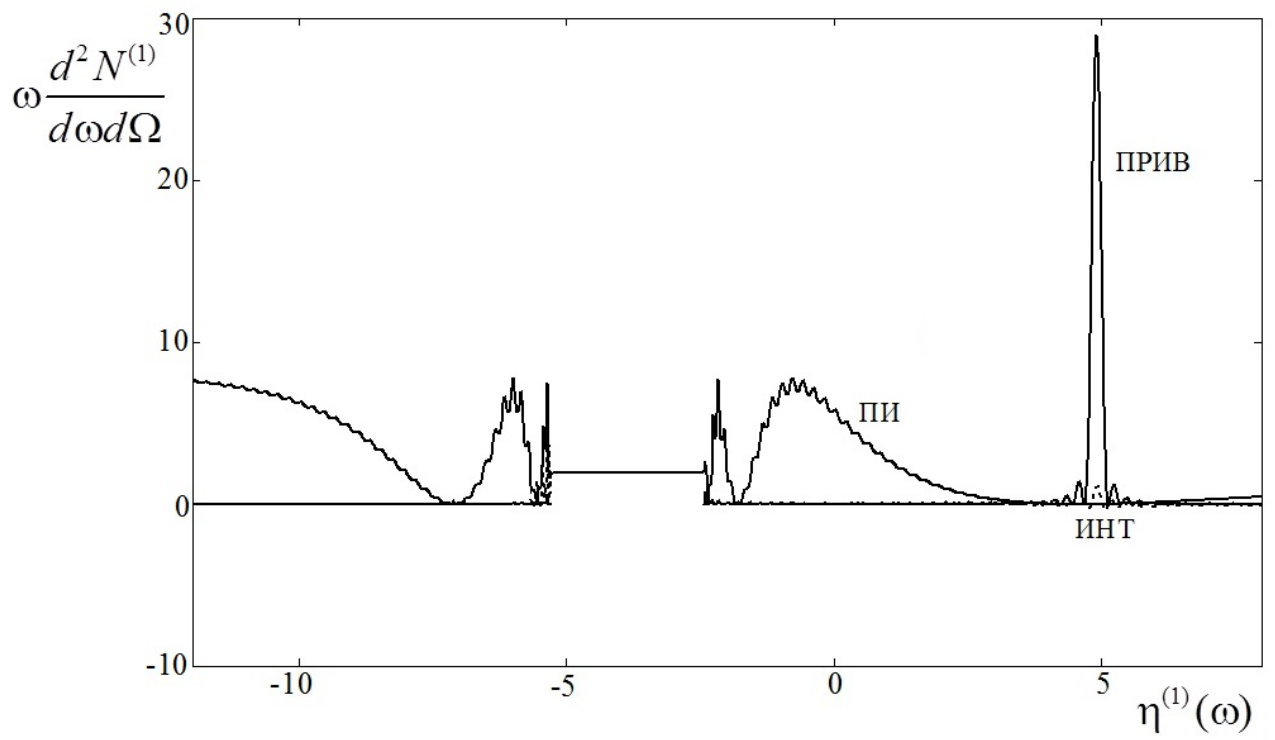


Рис.5 Тоже, что на рис. 4, но при угле наблюдения $\theta_{\perp} = 5 \text{ мрад}$, $\theta_{\square} = 0$.

2.5 Угловая плотность когерентного рентгеновского излучения

Найдем угловые плотности, проинтегрировав выражения (27), (28) и (31) по частотной функции $\xi^{(s)}(\omega)$, используя соотношение $\frac{d\omega}{\omega} = -\frac{|\chi'_g| C^{(s)}}{2\sin^2 \theta_B} d\xi^{(s)}$, которое следует из выражения для $\xi^{(s)}(\omega)$ в (11). Угловые плотности ПРИВ, ПИ и их интерференции принимают вид:

$$\frac{dN_{\text{ПРИВ}}^{(s)}}{d\Omega} = \frac{e^2 |\chi'_g| C^{(s)}}{\pi^2 2\sin^2 \theta_B} \frac{\Omega^{(s)2}}{(\gamma^{-2} + (\theta_{\perp} - \psi_{\perp})^2 + (\theta_{\parallel} - \psi_{\parallel})^2 - \chi'_0)^2} \int_{\sqrt{\varepsilon}}^{\infty} R_{\text{ПРИВ}}^{(s)} d\xi^{(s)}, \quad (32a)$$

$$\frac{dN_{\text{ПИ}}^{(s)}}{d\Omega} = \frac{e^2 |\chi'_g| C^{(s)}}{\pi^2 2\sin^2 \theta_B} \times \Omega^{(s)2} \left(\frac{1}{\gamma^{-2} + (\theta_{\perp} - \psi_{\perp})^2 + (\theta_{\parallel} - \psi_{\parallel})^2 - \chi'_0} - \frac{1}{\gamma^{-2} + (\theta_{\perp} - \psi_{\perp})^2 + (\theta_{\parallel} - \psi_{\parallel})^2} \right)^2 \int_{-\infty}^{\infty} R_{\text{ПИ}}^{(s)} d\xi^{(s)} \quad (32b)$$

$$\frac{dN_{\text{ИИТ}}^{(s)}}{d\Omega} = \frac{e^2 |\chi'_g| C^{(s)}}{\pi^2 2\sin^2 \theta_B} \Omega^{(s)2} \frac{1}{\gamma^{-2} + (\theta_{\perp} - \psi_{\perp})^2 + (\theta_{\parallel} - \psi_{\parallel})^2 - \chi'_0} \times \left(\frac{1}{\gamma^{-2} + (\theta_{\perp} - \psi_{\perp})^2 + (\theta_{\parallel} - \psi_{\parallel})^2 - \chi'_0} - \frac{1}{\gamma^{-2} + (\theta_{\perp} - \psi_{\perp})^2 + (\theta_{\parallel} - \psi_{\parallel})^2} \right) \int_{\sqrt{\varepsilon}}^{\infty} R_{\text{ИИТ}}^{(s)} d\xi^{(s)}. \quad (32c)$$

Для получение упрощенного выражения, описывающего угловую плотность ПРИВ в монокристалле, проинтегрируем выражение (32a) по частотной функции. Так как приоритетным является получение высокой угловой плотности ПРИВ, то наиболее интересным с этой точки зрения является случай $\varepsilon \geq 1$, когда основной вклад дает вторая ветвь ПРИВ $R_2^{(s)}$ (27г). Так как при условии $b^{(s)} \gg 1$ спектр ПРИВ достаточно узкий, то для интегрирования воспользуемся хорошо известной аппроксимацией $\frac{\sin^2(ax)}{x^2} \rightarrow \pi a \delta(x)$.

Выражение (32a) принимает в этом случае следующий вид

$$\frac{dN_{\text{ПРИВ}}^{(s)}}{d\Omega} = \frac{e^2 |\chi'_g| C^{(s)}}{\pi^2 2 \sin^2 \theta_B} \frac{\Omega^{(s)2}}{(\gamma^{-2} + (\theta_{\perp} - \psi_{\perp})^2 + (\theta_{\parallel} - \psi_{\parallel})^2 - \chi'_0)^2} \times \frac{\varepsilon \sigma^{(s)2} - 1}{(\varepsilon \sigma^{(s)2} - 1)^2 + \varepsilon \sigma^{(s)2}} \pi b^{(s)}, \quad (33)$$

$$\text{где } \sigma^{(s)} = \frac{1}{|\chi'_g| C^{(s)}} (\gamma^{-2} + (\theta_{\perp} - \psi_{\perp})^2 + (\theta_{\parallel} - \psi_{\parallel})^2 - \chi'_0).$$

Сравним численные расчеты, выполнены по формулам (32а) и (33). На рис. 6 показано хорошее совпадение расчетов по формулам (32а) и (33). Таким образом формула (33) точно описывает угловую плотность ПРИВ в случае тонкой непоглощающей мишени.

На рис.7 представлены кривые, построенные по формуле (33) для тех же параметров что рис.2. Кривые показывают рост угловой плотности ПРИВ при увеличении толщины мишени.

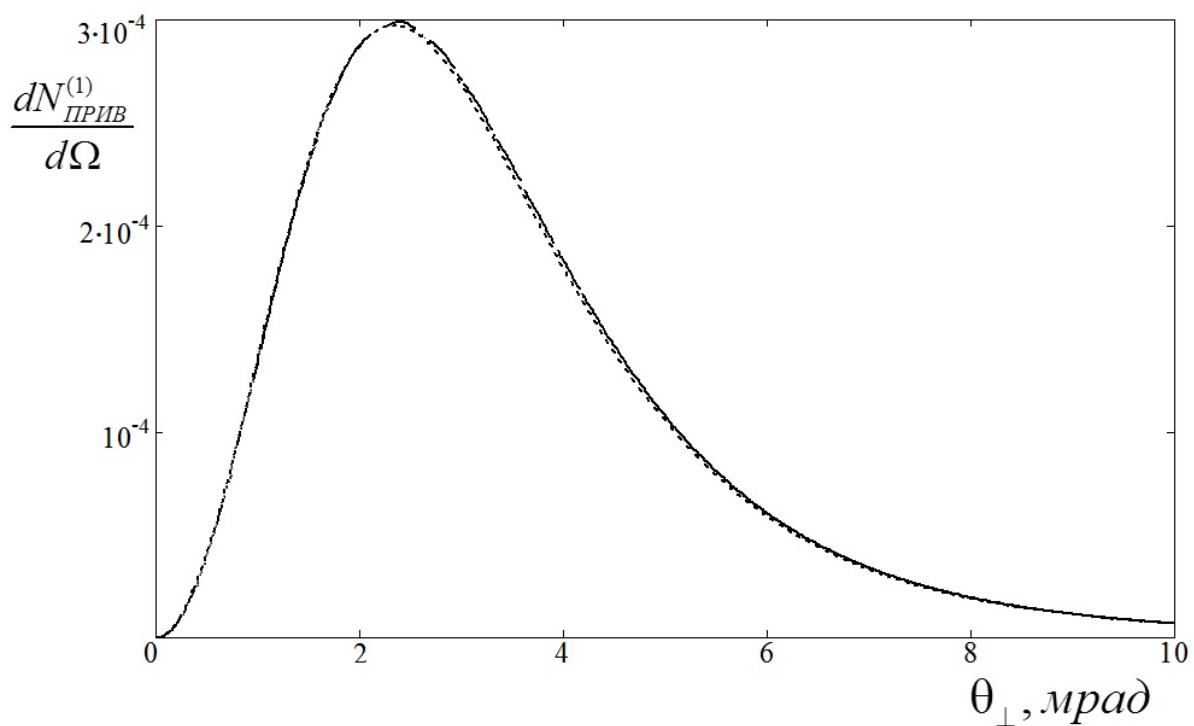


Рис.6 Угловая плотность ПРИВ построенная по формуле (32а)-сплошная кривая; по формуле (33)-пунктирная кривая.

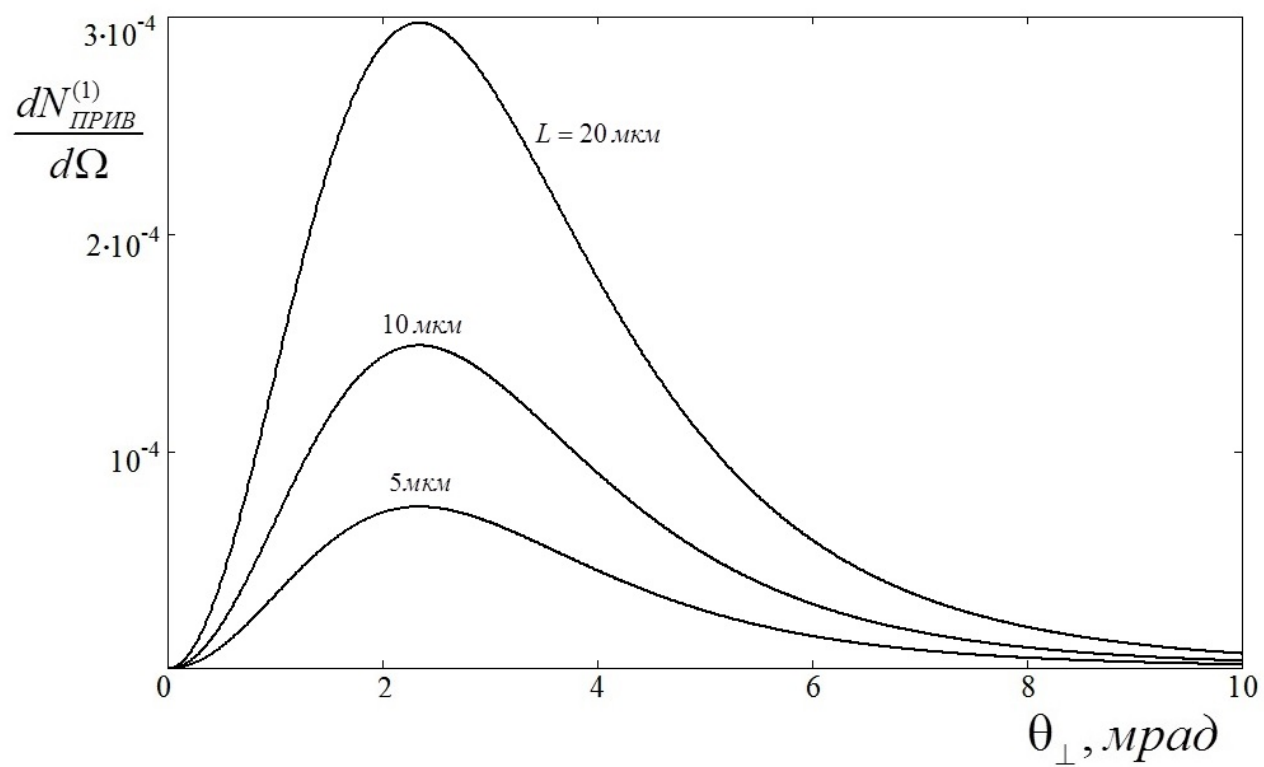


Рис.7 Угловая плотность ПРИВ для разных толщин мишени.

Глава 3. Влияние многократного рассеяния релятивистских электронов материалом среды на когерентное рентгеновское излучение, генерируемое пучком релятивистских электронов в монокристаллической мишени в направлении близком к оси пучка

3.1 Учет многократного рассеяния

Для учета многократного рассеяния излучающих электронов в среде проведем усреднение спектрально-угловых и угловых плотностей излучений по функции Гаусса углового распределения электронов в пучке, меняющейся за счет многократного рассеяния электрона с длиной пути прохождения в мишени t :

$$f(\psi, t) = \frac{1}{\pi(\psi_0^2 + \psi_s^2 t)} \cdot e^{-\frac{\psi^2}{\psi_0^2 + \psi_s^2 t}}, \quad (34a)$$

то есть усредним по расширяющемуся пучку прямолинейных траекторий излучающих электронов на длине пути электрона в мишени L_e . Где

$\psi_s^2 = \frac{E_s^2}{m^2 \gamma^2} \frac{1}{L_R}$ - средний квадрат угла многократного рассеяния электрона на единице длины, $E_s \approx \frac{4\pi m^2}{e^2} \approx 21 \text{ МэВ}$, L_R - радиационная длина. Если же

учитывать возможную зависимость среднего квадрата угла многократного рассеяния от длины пройденного пути t в монокристалле, то он тогда имеет

вид $\psi_s'^2 = \frac{E_s^2}{m^2 \gamma^2} \frac{1}{L_R} \left(1 + 0.038 L_n \left(\frac{t}{L_R} \right) \right)$ [15]. Тогда распределение (34a) принимает

следующий вид

$$f(\psi, t) = \frac{1}{\pi \left(\psi_0^2 + \psi_s'^2 t \left(1 + 0.038 L_n \left(\frac{t}{L_R} \right) \right) \right)} \cdot e^{-\frac{\psi^2}{\psi_0^2 + \psi_s'^2 t \left(1 + 0.038 L_n \left(\frac{t}{L_R} \right) \right)}} \quad (34б)$$

Усреднение спектрально-угловой плотности и угловой плотности излучений по расширяющемуся пучку прямолинейных траекторий излучающих электронов имеют вид

$$\left\langle \omega \frac{d^2 N_{\text{ПРИВ,ПИ,ИНТ}}^{(s)}}{d\omega d\Omega} \right\rangle = \frac{1}{\pi L_e} \int_0^{L_e} dt \iint d\psi_{\perp} d\psi_{\parallel} \frac{e^{-\frac{\psi^2}{\psi_0^2 + \psi_s^2 t}}}{\psi_0^2 + \psi_s^2 t} \omega \frac{d^2 N_{\text{ПРИВ,ПИ,ИНТ}}^{(s)}}{d\omega d\Omega}, \quad (35a)$$

$$\left\langle \frac{dN_{\text{ПРИВ,ПИ,ИНТ}}^{(s)}}{d\Omega} \right\rangle = \frac{1}{\pi L_e} \int_0^{L_e} dt \iint d\psi_{\perp} d\psi_{\parallel} \frac{e^{-\frac{\psi^2}{\psi_0^2 + \psi_s^2 t}}}{\psi_0^2 + \psi_s^2 t} \omega \frac{dN_{\text{ПРИВ,ПИ,ИНТ}}^{(s)}}{d\Omega}. \quad (35b)$$

3.2 Влияние многократного рассеяния на спектрально-угловую плотность излучения

Рассмотрим влияние многократного рассеяния на спектрально-угловую плотность ПРИВ. Из выражений (27а) и (27г) и (33) с учетом (35а) и (35б) следуют выражения, описывающие спектрально-угловую и угловую плотности ПРИВ в условиях многократного рассеяния

$$\left\langle \omega \frac{d^2 N_{\text{ПРИВ}}^{(s)}}{d\omega d\Omega} \right\rangle = \frac{e^2}{\pi^2} \frac{1}{\pi L_e} \iint \frac{\Omega^{(s)2}}{(\gamma^{-2} + (\theta_{\perp} - \psi_{\perp})^2 + (\theta_{\parallel} - \psi_{\parallel})^2 - \chi_0')^2} R_2^{(s)} \int_0^{L_e} \frac{e^{-\frac{\psi^2}{\psi_0^2 + \psi_s^2 t}}}{\psi_0^2 + \psi_s^2 t} dt d\psi_{\perp} d\psi_{\parallel}, \quad (36a)$$

$$\left\langle \frac{dN_{\text{ПРИВ}}^{(s)}}{d\Omega} \right\rangle = \frac{e^2}{\pi^2} \frac{|\chi_g'| C^{(s)}}{2 \sin^2 \theta_B} \frac{\pi b^{(s)}}{\pi L_e} \times$$

$$\times \iint \frac{\Omega^{(s)2}}{(\gamma^{-2} + (\theta_{\perp} - \psi_{\perp})^2 + (\theta_{\parallel} - \psi_{\parallel})^2 - \chi_0')^2} \frac{\varepsilon \sigma^{(s)2} - 1}{(\varepsilon \sigma^{(s)2} - 1)^2 + \varepsilon \sigma^{(s)2}} \int_0^{L_e} \frac{e^{-\frac{\psi^2}{\psi_0^2 + \psi_s^2 t}}}{\psi_0^2 + \psi_s^2 t} dt d\psi_{\perp} d\psi_{\parallel}. \quad (36b)$$

На рис.8 представлены кривые, построенные по формуле (36а), описывающие спектрально-угловую плотность ПРИВ с учетом многократного рассеяния электронов углеродом С, радиационная длина - $L_R = 12.7$ см. Начальная расходимость электронного пучка $\psi_0 = 0.1$ мрад. Параметры и условия те же, что на рис.2. На рисунке показан рост спектрально-угловой плотности ПРИВ при увеличении толщины мишени, как и на рис.2. При этом следует падение амплитуды спектрально-угловой плотности ПРИВ по сравнению с рис.2, когда многократное рассеяние не

учитывалось, однако растет спектральная ширина ПРИВ.

На рис. 9 представлены кривые для двух различных толщин мишени, для случаев когда квадрат угла многократного рассеяния на длине пути t принимает значения $\psi_s^2 t$ и $\psi_s'^2 t$.

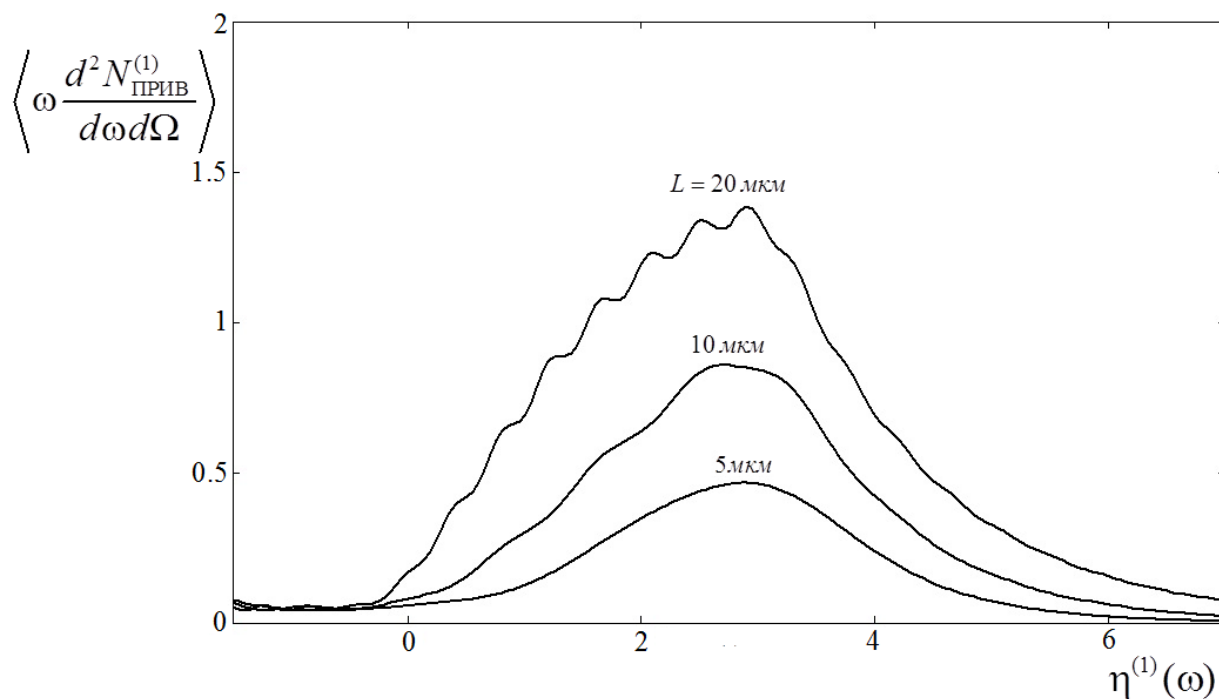


Рис.8 Спектрально – угловая плотность ПРИВ. Тоже, что на рис.2, но с учетом многократного рассеяния электронов пучка материалом среды и начальной расходимости электронного пучка $\psi_0 = 0.1 \text{ мрад}$.

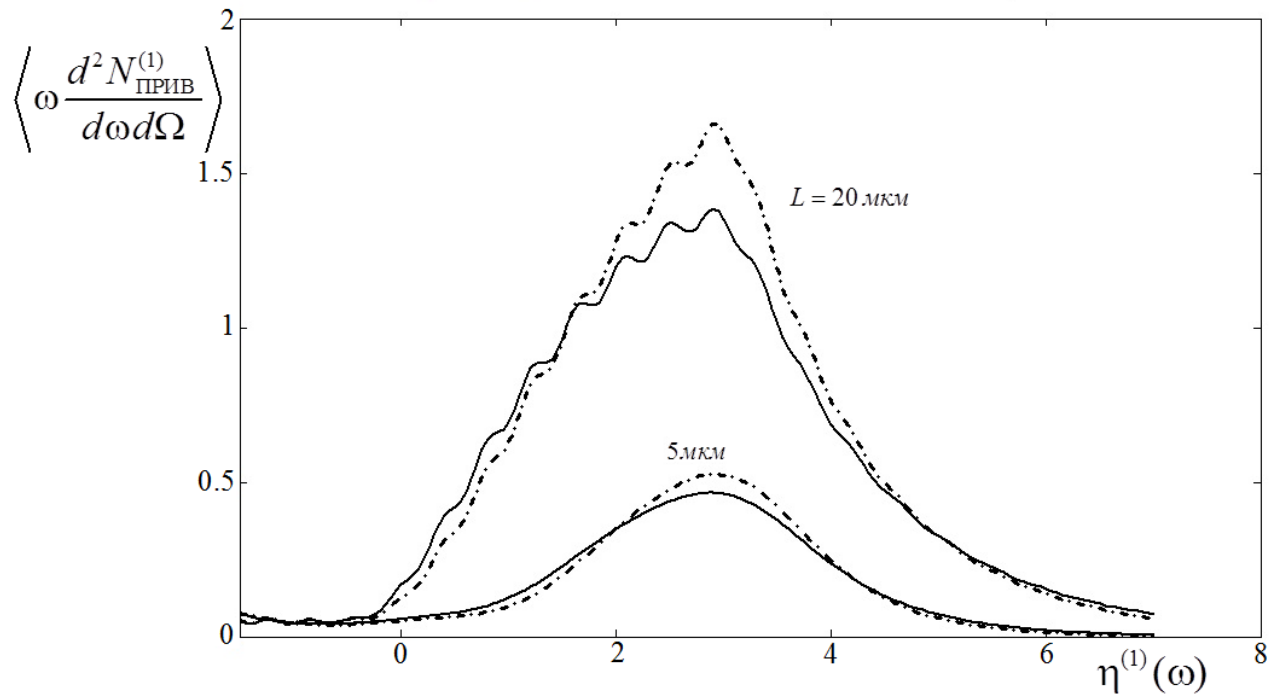


Рис.9 Тоже, что на рис.8. Сплошная кривая соответствует - $\psi_s^2 t$, штрих пунктирная- $\psi_s'^2 t$.

3.3. Рассмотрим влияние многократного рассеяния на угловую плотности ПРИВ.

Влияние многократного рассеяния на угловую плотности ПРИВ. На рис. 10 представлены кривые, построенные по формуле (36б), описывающие угловую плотность ПРИВ при различных толщинах мишени с учетом многократного рассеяния. Параметры и условия те же, что на рис. 7, когда начальная расходимость и многократное рассеяние не учитываются. Из сравнение рис. 7 и рис. 8 следует, что в рассматриваемых условиях для таких толщин мишени учет влияния многократного рассеяние на угловую плотность необходим. Однако многократное рассеяние на угловую плотность ПРИВ влияет не так сильно, как на спектрально-угловую плотность при фиксированном угле наблюдения (см. рис.2 и рис. 8).

На рис. 11 представлены кривые для двух различных толщин мишени, для случаев когда квадрат угла многократного рассеяния на длине пути t принимает значения $\psi_s^2 t$ и $\psi_s'^2 t$. Из рис.11 следует незначительное отличие при $L = 5 \text{ мкм}$.

На рис. 12 представлены кривые, описывающие угловые плотности ПРИВ для различной начальной расходимости электронного пучка, построенные по формуле (36б). Из рисунка следует, что угловая плотность ПРИВ слабо зависит от начальной расходимости электронного пучка, в рассматриваемом диапазоне расходимости.

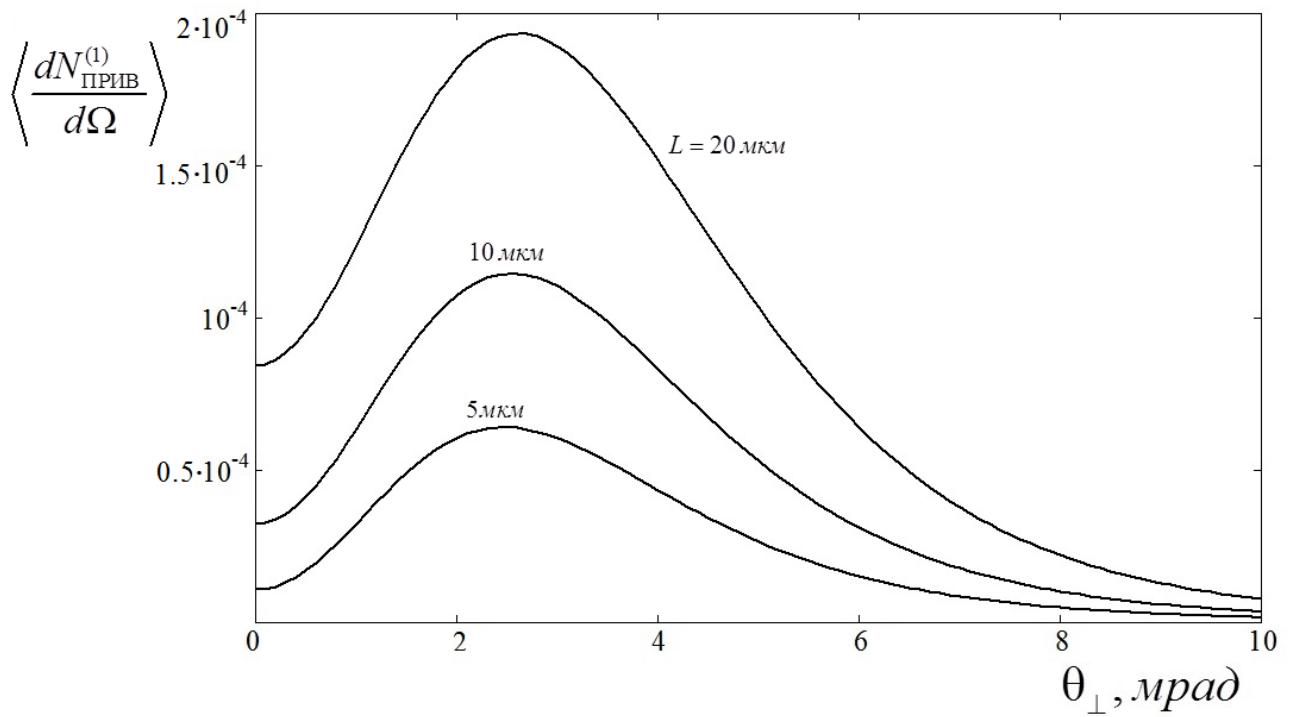


Рис.10. Угловая плотность ПРИВ. Тоже, что на рис.7, но с учетом многократного рассеяния электронов пучка материалом среды и начальной расходимости электронного пучка $\psi_0 = 0.1 \text{ мрад}$.

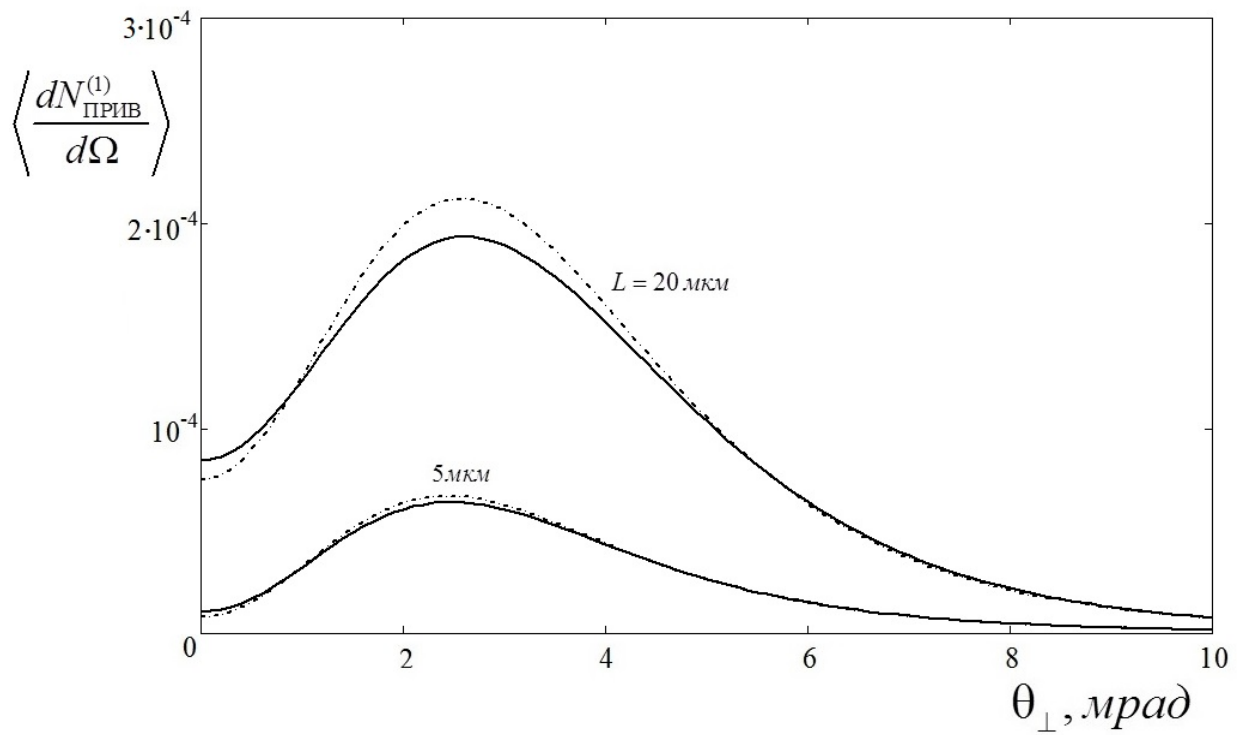


Рис.11 То же, что на рис.10. Сплошная кривая соответствует - $\psi_s^2 t$, штрих пунктирная- $\psi_s'^2 t$.

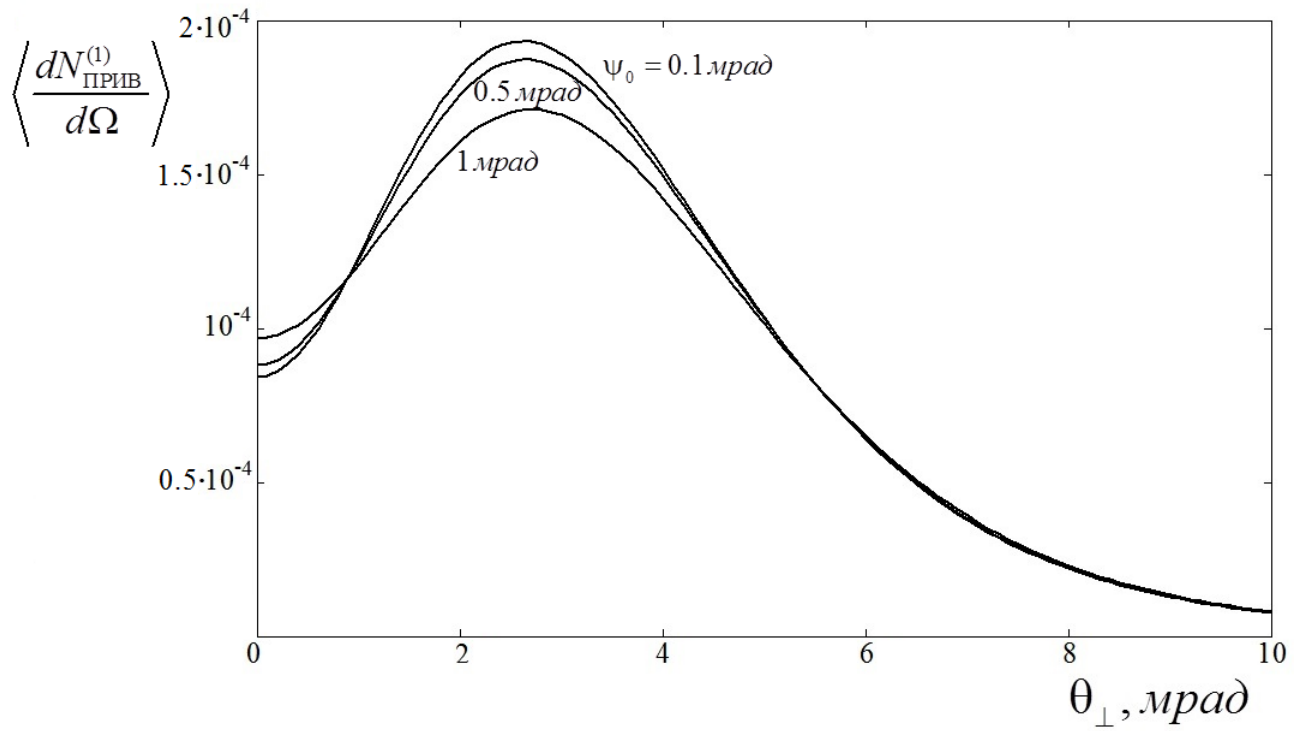


Рис.12 Угловые плотности ПРИВ для различной начальной расходимости пучка релятивистских электронов.

Заключение

В заключение приводятся основные результаты работы:

1. Развита динамическая теория когерентного рентгеновского излучения пучка релятивистских электронов вблизи направления скорости релятивистского электрона в монокристалле. Пучок релятивистских электронов пересекает монокристаллическую мишень в геометрии рассеяния Брэгга в общем случае асимметричного отражения поля электрона относительно поверхности мишени.
2. На основе двух волнового приближения динамической теории дифракции получены выражения, описывающие амплитуду напряженностей полей ПРИВ и ПИ излучаемые релятивистским электроном, движущимся под углом к оси электронного пучка.
3. Получены выражения, описывающие спектрально-угловую и угловую плотности ПРИВ, ПИ и их интерференцию.
4. Получены выражения, описывающие спектрально-угловую и угловую плотности ПРИВ, ПИ и их интерференцию в случай тонкой непоглощающей мишени, когда фотопоглощением можно пренебречь.
5. Проведены численные расчеты для конкретного случая, когда электрон с энергией $E = 255.5 \text{ МэВ}$ пересекает мишень углерода C(111) в случае асимметричного отражения поля электрона относительно поверхности мишени.
 - Показан рост спектрально-угловой и угловой плотности ПРИВ при увеличении толщины мишени.
 - Показано, что деструктивная интерференция волн ПИ испущенных из входной и выходной поверхностей монокристаллической пластинки будет полностью подавлять частоты далекие от частоты Брэгга при резонансном условии деструктивной интерференции. получено это условие
 - Показано, что незначительное изменение толщины мишени не будет резко менять спектрально-угловую плотность ПИ в условиях

деструктивной интерференции. Небольшое увеличение толщины мишени приводит к уменьшению спектрально-угловой плотности ПИ справа и увеличению ее слева, что может быть использовано при идентификации пика ПРИВ.

- Показан вклад ПРИВ, ПИ и их интерференции в спектрально-угловую плотность. Показано, что при различных углах наблюдения интерференция ПРИВ и ПИ может быть как конструктивной, так деструктивной.

б. Для учета многократного рассеяния излучающих электронов в среде проведено усреднение спектрально-угловых и угловых плотностей излучений по функции Гаусса углового распределения электронов в пучке, меняющейся за счет многократного рассеяния электрона с длиной пути прохождения в мишени.

- показан рост спектрально-угловой и угловой плотности ПРИВ при увеличении толщины мишени. Показано падение амплитуды спектрально-угловой плотности ПРИВ по сравнению с тем, когда многократное рассеяние не учитывалось, однако растет спектральная ширина ПРИВ.

- показано, что многократное рассеяние на угловую плотность ПРИВ влияет, не так сильно, как на спектрально-угловую плотность ПРИВ при фиксированном угле наблюдения.

- показано, что угловая плотность ПРИВ слабо зависит от начальной расходимости электронного пучка

Литература

1. М.Л. Тер-Микаэлян, Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях, АН АрмССР, Ереван (1969), с. 459.
2. Г.М. Гарибян, Ян Ши, ЖЭТФ 61, 930 (1971).
3. В.Г. Барышевский, И. Д. Феранчук, ЖЭТФ 61, 944 (1971).
4. Г.М. Гарибян, Ян Ши., ЖЭТФ 63, 1198 (1972).
5. V.G. Baryshevsky, I.D. Feranchuk, Phys. Lett. A 57, 183 (1976).
6. V.G. Baryshevsky, I.D. Feranchuk, J. Physique. (Paris) 44, 913 (1983).
7. H. Backe, N. Clawiter et al, in Proc. Of the Intern. Symp. on Channeling –Bent Crystals – Radiation Processes, 2003, Frankfurt am Main, Germany, EP Systema Vt., Debrecen, p.41.
8. А. Н. Алейник, А. Н. Балдин, Е. А. Богомазова, И .Е. Внуков и др. , Письма в ЖЭТФ 80, 447 (2004).
9. A.S. Kubankin, N.N. Nasonov, V.I., Sergienko, I.E.Vnukov, Nucl. Instr. and Meth. In Phys. Res. B 201, 97 (2003).
10. N. Nasonov, A. Noskov, Nucl. Instr. Meth. In Phys. Res. B 201, 67 (2003).
11. С. В. Блажевич, А.В. Носков, ЖЭТФ. – 2009– Т.136. – вып.6. – с.1043-1056.
12. В.А. Базылев, Н.К. Жеваго, Излучение быстрых частиц в веществе и внешних полях, Наука, Москва (1987), с. 272.
13. З.Г. Пинскер, Динамическое рассеяние рентгеновских лучей в идеальных кристаллах, Наука, Москва (1974), с. 369.
14. Гарибян Г.М., Ян Ши Рентгеновское переходное излучение. – Ереван: Изд. Арм ССР, 1983, 320с.
15. Particle Data Group, R. M. Barnett et al., Phys. Rev. D 54, 1 (1996).