

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ДИФРАГИРОВАННОГО ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ ИНДИКАЦИИ РАСХОДИМОСТИ ПУЧКА РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ В ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СЛОИСТОЙ СРЕДЕ

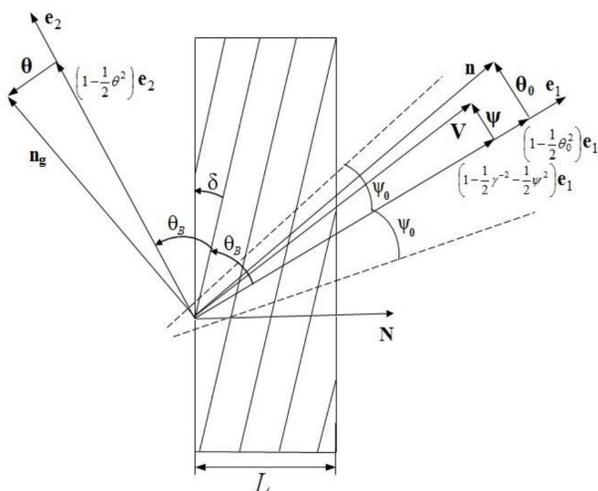
С. В. Блажевич¹⁾, М.В. Бронникова¹⁾, И.Н. Бардакова¹⁾, А.В. Носков^{1,2)}

¹⁾Белгородский государственный университет, Белгород, Россия

²⁾Белгородский государственный технологический университет им. В. Г. Шухова, Белгород, Россия

Впервые использовать дифрагированное переходное излучение (ДПИ) в монокристалле для индикации расходимости пучка релятивистских электронов было предложено и теоретически исследовано в работах [1,2]. В настоящей работе исследуется возможность использования для этой цели дифрагированного переходного излучения пучка релятивистских электронов, пересекающего тонкую мишень с периодической слоистой структурой. В рамках динамической теории дифракции получено выражение для углового распределения дифрагированного переходного излучения (ДПИ) пучка релятивистских электронов в периодической слоистой структуре, соответствующее угловому распределению электронов в пучке. На основе полученного выражения предложены варианты определения параметров расходимости пучка электронов путем решения задачи минимизации специальной целевой функции, сформированной на основе углового распределения ДПИ. Проведенные расчеты демонстрируют эффективность предлагаемых алгоритмов на примере ДПИ в слоистой структуре углерод-вольфрам.

Рассмотрим пучок релятивистских электронов, пересекающих периодическую в геометрии рассеяния Брэгга (Рис.1), слоистую мишень, состоящую из чередующихся слоев толщиной l_1 и l_2 , и диэлектрическими восприимчивостями соответственно χ_1 и χ_2 ($T=l_1+l_2$ период слоистой мишени). Отражающие слои расположены под некоторым углом δ к поверхности мишени (Рис.1), что соответствует случаю асимметричного отражения поля излучения ($\delta=0$ - частный случай симметричного отражения).



Получено выражение для угловой плотности ДПИ

$$\frac{d^2 N_{ДПИ}^{(s)}}{d\theta_{\perp} d\theta_{\parallel}} = \frac{e^2 |\chi'_g| C^{(s)}}{\pi 2 \sin^2 \theta_B} \varepsilon \sqrt{\varepsilon} \operatorname{th} \left(\frac{b^{(s)}}{\sqrt{\varepsilon}} \right) \frac{1}{\pi \psi_0^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{\Omega^{(s)}}{\Delta} - \frac{\Omega^{(s)}}{\Delta - \chi'_0} \right)^2 e^{-\frac{\psi_{\perp}^2 + \psi_{\parallel}^2}{\psi_0^2}} d\psi_{\perp} d\psi_{\parallel}.$$

$$\Delta = \gamma^{-2} + (\theta_{\perp} - \psi_{\perp})^2 + (\theta_{\parallel} + \psi_{\parallel})^2, \quad \Omega^{(1)} = \theta_{\perp} - \psi_{\perp}, \quad \Omega^{(2)} = \theta_{\parallel} + \psi_{\parallel}, \quad b^{(s)} = \frac{\omega \left| \sin \left(\frac{\pi n}{1+r} \right) \right| |\chi'_2 - \chi'_1| C^{(s)}}{2\pi n \sin(\delta + \theta_B)} L, \quad \varepsilon = \frac{\sin(\theta_B - \delta)}{\sin(\theta_B + \delta)},$$

$$|\chi'_g| = \frac{\left| \sin \left(\frac{\pi n}{1+r} \right) \right| |\chi'_2 - \chi'_1|}{\pi n}, \quad r = \frac{l_2}{l_1}, \quad \chi'_0 = \frac{l_1 \chi'_1 + l_2 \chi'_2}{T}$$

Рис.1 Геометрия процесса излучения ДПИ

Определение параметров расходимости пучка электронов проводится по измеренному угловому распределению дифрагированного переходного излучения путем минимизации целевой функции

$$F_{\text{target}}(\psi_{0\perp}, \psi_{0\parallel}) = \left[\frac{d^2 N_{ДПИ}^{(s)}}{d\theta_{\perp} d\theta_{\parallel}}(\psi_{0\perp}, \psi_{0\parallel}) - \frac{d^2 N_{ДПИ}^{(s)} \text{exp}}{d\theta_{\perp} d\theta_{\parallel}} \right]^2,$$

формируемой с использованием наиболее характерных точек углового распределения ДПИ. Значения параметров расходимости $\psi_{0\perp}$ и $\psi_{0\parallel}$ в случае углового асимметричного распределения электронов в пучке вычислялись в процессе их приближения к «экспериментальным» $(\psi_{0\perp})^{(\text{exp})}$ и $(\psi_{0\parallel})^{(\text{exp})}$ по компьютерной программе поиска минимизации Гаука-Дживса. Важным преимуществом использования ДПИ, генерируемого релятивистскими электронами в слоистой мишени, является эффективность генерации на три порядка более высокая, чем в аналогичной монокристаллической мишени.

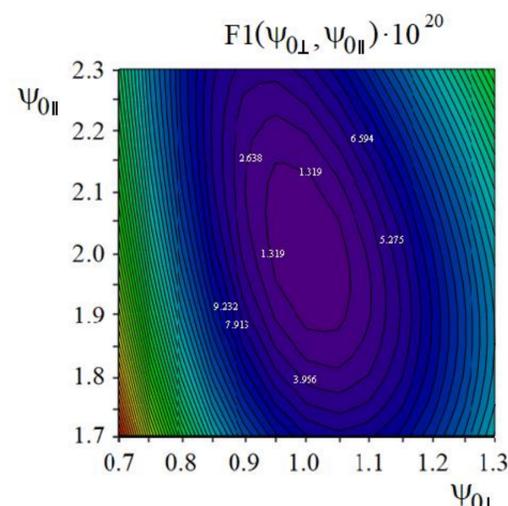


Рис. 2. Целевая функция для определения параметров расходимости электронного пучка $\psi'_{0\perp}$ and $\psi'_{0\parallel}$ по «измеренным» числам фотонов ДПИ $N_{DTR}^{\text{measured}}{}_{c\perp} = 1.559 \cdot 10^{-9}$ и $N_{DTR}^{\text{measured}}{}_{c\parallel} = 3.054 \cdot 10^{-9}$ (предварительно вычисленным для $\psi_{0\perp} = 1/\gamma$ и $\psi_{0\parallel} = 2/\gamma$). Параметры $\psi_{0\perp}$ и $\psi_{0\parallel}$ выражены в единицах $(1/\gamma)$ radians. Значение целевой функции в минимуме $F1(1/\gamma, 2/\gamma) = 0$.

1. С. В. Блажевич, М.В. Бронникова, А.В. Носков // Тезисы докладов XLIX международной Тулиновской конференции по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами (ФВЗЧК-2019), 29-31 мая, 2019 г., г. Москва, МГУ. С.82.
2. S.V. Blazhevich, M.V. Bronnikova, A.V. Noskov // Physics Letters A 384, Issue 16, (2020) 126321.