На правах рукописи

## Вуколов Артем Владимирович

## Оптическое излучение Смита-Парселла, генерируемое пучком электронов нерелятивистских энергий.

# 01.04.20 - Физика пучков заряженных частиц и ускорительная техника

## ΑΒΤΟΡΕΦΕΡΑΤ

## Диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

Томск, 2006г.

## Работа выполнена в Томском политехническом университете.

## Научный руководитель: доктор физико-математических наук, профессор Потылицын А.П.

Официальные оппоненты: Доктор физико-математических наук, профессор Болотовский Борис Михайлович, ФИАН, г. Москва.

> Кандидат физико-математических наук, с.н.с Полевин Сергей Декабрьевич, ИСЭ СО РАН, г.Томск.

Ведущая организация Научно-исследовательский институт ядерной физики Московского государственного университета.

Защита состоится <u>20 марта 2006 года в 15 часов</u> на заседании диссертационного совета <u>Д 212.269.05 Томского политехнического</u> университета по адресу: <u>634050, г.Томск, пр.Ленина 2а, ФГНУ НИИ ЯФ</u>

С диссертацией можно ознакомиться в научно-технической библиотеке Томского политехнического университета.

Автореферат разослан " " февраль 2006г.

Ученый секретарь Диссертационного совета Кандидат физико-математических наук



Кононов В.К.

## Общая характеристика работы Актуальность работы.

В последние годы в ряде мировых научных центров были созданы лазеры на свободных электронах (ЛСЭ) для генерации интенсивного монохроматического излучения в инфракрасном и субмиллиметровом диапазонах. Подобные ЛСЭ используют пучок электронов с энергией порядка 50-200МэВ, проходящий через ондулятор с периодом в несколько сантиметров. Одной из перспективных схем является ЛСЭ, основанный на механизме излучения Смита-Парселла (ИСП), который позволяет получать излучение в указанном диапазоне на пучке электронов с энергией меньше 1МэВ.

ИСП генерируется при прохождении заряженной частицы параллельно поверхности периодической структуры (например дифракционной решетки). Механизм излучения был предсказан Франком и впервые экспериментально наблюдался Смитом и Парселлом в оптическом диапазоне. Этот эффект вызвал значительный интерес у исследователей как возможный механизм для создания лазеров на свободных электронах в различных диапазонах длин волн [1,2,3]

К моменту начала исследований, положенных в основу диссертации, было разработано несколько теоретических моделей, описывающих ИСП в оптическом диапазоне для электронов с энергией Е≤100кэВ, результаты которых отличались более чем на порядок (например [3] и [4]).

Практически во всех проведенных экспериментах на подобных электронных пучках отсутствовал контроль за вкладом фоновых процессов излучения от электронов, непосредственно взаимодействующих с поверхностью мишени.

Наконец, все созданные модели описывают процесс ИСП для электронов, пролетающих строго параллельно поверхности решетки. В реальных условиях эксперимента электронный пучок обладает конечным

эмиттансом, который необходимо учитывать при проведении сравнения теории с экспериментом.

## Цель работы.

- 1. Экспериментальное и теоретическое исследование характеристик ИСП в оптическом диапазоне длин волн.
- 2. Измерение интенсивности ИСП при гарантированном отсутствии взаимодействия электронного пучка с решеткой.
- Разработка модели, позволяющей рассчитывать характеристики ИСП с учетом конечного эмиттанса пучка и проведение сравнения расчетных результатов с экспериментальными данными.
- 4. Определение диапазона длин волн для генерации ИСП с максимальным КПД на электронном пучке с заданным эмиттансом.

#### Научная новизна.

- Проведено экспериментальное и теоретическое исследование характеристик ИСП в оптическом диапазоне длин волн на пучке электронной пушки ЭММА-2У с эмиттансом ≈1,7×10<sup>-4</sup> π.мм.рад разрешением Δλ=3,5нм и чувствительностью ~5·10<sup>-13</sup> Вт.
- Предложена модель для оценки влияния конечного эмиттанса на характеристики излучения Смита-Парселла и созданы математические программы на основе теорий Ван-ден-Берга [5], Бахаймера [6] и М.Кретчмара [7] для расчетов характеристик ИСП в оптическом и инфракрасном диапазоне.
- 3. Проведено сравнение интенсивности излучения Смита-Парселла для перпендикулярного пролета электронов с энергией 75кэВ над решетками с периодом 1мкм и 833нм с расчетами по различным теориям для пучка электронов с конечным эмиттансом. Показано хорошее согласие экспериментальных данных с расчетами по теории Ван-ден-Берга.
- 4. Измерена монохроматичность линии ИСП и показано, что в уширение линии дает существенный вклад расходимость пучка в плоскости,

перпендикулярной решетке. Этот эффект ранее не учитывался в теоретических моделях.

5. Определен диапазон длин волн для генерации ИСП на созданной установке с максимальным КПД и показано, что на пучке с указанным эмиттансом максимальный КПД соответствует диапазону длин волн

~30мкм 
$$\left\langle \frac{dP}{Id\Omega} \right\rangle \approx 2 \cdot 10^{-9} \frac{Bm}{M\kappa A \cdot cmepa\partial}$$

#### Практическая значимость.

Результаты настоящей работы имеют практическое значение для создания интенсивных пучков монохроматического излучения в оптическом и инфракрасном диапазонах. Используя простейшие модели излучения Смита-Парселла, было вычислено уширение линии ИСП за счет конечной апертуры монохроматора, вертикальной и горизонтальной расходимости Данное приближение электронного пучка. позволяет получить полуколичественные оценки для учета влияния конечного эмиттанса пучка на характеристики ИСП. Это, в свою очередь, позволяет использовать полученные результаты для оценки возможности создания нового типа ЛСЭ на основе ИСП, где монохроматичность линии в спектре играет определяющую роль.

Предложенная модель позволяет по заданному эмиттансу пучка определить оптимальные параметры решетки для генерации ИСП и находить диапазон длин волн, соответствующий максимально достижимой мощности ИСП.

#### Положения, выносимые на защиту:

 Экспериментальные результаты измерений интенсивности ИСП для перпендикулярного пролета электронов с энергией 75кэВ над дифракционной решеткой с периодом 1мкм и 833нм.

- Сравнение с результатами других экспериментов, показывающие разумное совпадение с экспериментом [3] и значительное отличие от результатов работы [4].
- Экспериментальные результаты измерений оптического переходного излучения, возникающего в алюминиевой мишени под действием пучка электронов с энергией 25-75кэВ.
- 4. Модель для оценки влияния конечного эмиттанса на характеристики излучения Смита-Парселла.
- Математические программы на основе теорий Ван-ден-Берга, Бахаймера и М.Кретчмара для расчетов характеристик ожидаемого в эксперименте ИСП.
- Эксперимент и расчет определяющего влияния расходимости электронного пучка в плоскости, перпендикулярной решетке, на монохроматичность линии ИСП.
- 7. Рекомендуемый диапазон длин волн для генерации ИСП на созданной установке с максимальным КПД.

## Апробация работы:

Основные результаты работы докладывались на международных конференциях и совещаниях:

- XXXII Международная конференция "По физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами" г. Москва, Россия, 28 мая 2002г.
- Международный симпозиум Radiation from Relativistic Electrons in Periodic Structures (RREPS-03), г. Томск, Россия, 7-9 сентября, 2003г.
- Международный НПК симпозиум "Физико-технические проблемы атомной энергетики и промышленности", г.Томск, Россия, 7-9 июня, 2004г.
- XIX Международный семинар по ускорителям заряженных частиц, г.Алушта, Крым, Украина, 12-18 сентября 2005г.

Результаты работы обсуждались на семинарах кафедры Прикладной физики ТПУ.

#### Публикации:

Материалы, изложенные в диссертации, опубликованы в журналах "Известия высших учебных заведений", "Письма в ЖЭТФ", "Известия ТПУ".

Основные научные результаты, включенные в диссертацию, опубликованы в работах [15-21].

Значительная часть материалов диссертации опубликована в соавторстве с Ю.Н.Адищевым, А.П.Потылицыным, G.Kube.

#### Структура и содержание диссертации:

Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и списка цитируемой литературы; содержит 90 страниц, 2 таблицы, 80 рисунков, 53 библиографических ссылки.

**Во введении** приведены историческая справка, обзор работ по проблеме, состояние исследований к моменту начала работы, обоснование необходимости проведения дальнейших исследований, постановка задачи для данной работы и основные положения, выносимые на защиту.

В первой главе диссертации кратко описаны теоретические модели ИСП (модель Ван ден Берга [5] для абсолютно проводящих поверхностей и модель, разработанная Кретчмаром [7] пригодная для треугольного профиля решетки).



Рис.1. Определение геометрии модели Ван ден Берга.

Геометрия расположения решетки и пучка, рассматриваемая в теории, показана на рис.1. Электрон пролетает вдоль решетки на расстоянии  $d=z_0-z_{max}$  с постоянной скоростью поперек канавок решетки. Точка z = 0 расположена

в нижнем, z<sub>max</sub> в верхнем положение канавки решетки, θ, Φ углы направления излучения, D - период решетки, L - длина решетки,  $\bar{\kappa}$  -- волновой вектор. Основное дисперсионное соотношение:

$$n \cdot \lambda = D \cdot \left(\frac{1}{\beta} - \cos\theta \sin\Phi\right),\tag{1}$$

Во второй главе описывается экспериментальная установка, созданная для исследования ИСП в оптическом диапазоне. Подробно описывается устройство и работа всех узлов установки, созданной на основе электронного микроскопа ЭММА-2У. Исходя из конструктивных особенностей микроскопа был выбран угол наблюдения  $\theta$ =130<sup>0</sup>, что определило требования к параметрам решетки. На рис.2 приведена схема экспериментальной установки. На врезке показано расположение пучка относительно решетки.



**Рис.2** Экспериментальная установка: 1) катод; 2) анод; 3) конденсоры; 4) система перемещения; 5) монохроматор; 6) ФЭУ; 7) микровинт; 8) решетка; 9) цилиндр Фарадея.

Измерения тока проводились с помощью цилиндра фарадея, ток с цилиндра замерялся при помощи универсального амперметра B7-21. Были получены значения (4±0.01)мкА при энергии пучка электронов 25 кэВ, (5±0.012)мкА при энергии 50 кэВ и (6±0.014)мкА при энергии 75 кэВ. Погрешность измерения силы тока определялась как, ±(0.2+0.02I<sub>k</sub>/I<sub>x</sub>)% где I<sub>k</sub> – конечные значения пределов измерений, I<sub>x</sub> – показания прибора. Были

получены следующие параметры пучка: размер пучка в центре решетки *l*≈50 мкм; эмиттанс пучка 1.7×10<sup>-4</sup> π.мм.рад. В эксперименте использовалось два типа решеток - с синусоидальным и с треугольным профилем.

Характеристики решетки с синусоидальным профилем.: D=1мкм (1000 линий/мм), поверхность – золото (толщина 700±50 нм), подложка – алюминий. L×B×C=10×10×10 мм, L – длина, B – ширина, C – высота подложки, глубина канавки ~500нм. Подобная решетка позволит согласно расчетам по формуле (1) для энергии пучка 75кэВ наблюдать под углом  $\theta$ =130<sup>0</sup> ИСП с длинами волн  $\lambda_4^{meop}$ =686нм,  $\lambda_5^{meop}$ =549нм,  $\lambda_6^{meop}$ =457нм четвертого, пятого и шестого порядка дифракции.

Характеристики решетки с треугольным профилем.:  $\alpha=26,44^{\circ}$ , D=833нм (1200 линий/мм), поверхность – алюминий (толщина 700±50 нм), подложка – стекло (ВК7). L×B×C=25×25×10 мм, L – длина, B – ширина, C – высота подложки, глубина канавки ~330нм. Подобная решетка позволит согласно расчетам по формуле (1) для энергии пучка 75кэВ наблюдать под углом  $\theta=130^{\circ}$  ИСП в оптическом диапазоне с длиной волны  $\lambda_{3}^{meop}=745,5$ нм,  $\lambda_{4}^{meop}=558$ нм,  $\lambda_{5}^{meop}=447$ нм третьего, четвертого и пятого порядков дифракции.

Оптическая система состояла из монохроматора со стеклянной призмой, системы автоматического вращения призмы и ФЭУ.

Монохроматор располагался относительно оси пучка электронов под углом  $\theta \pm \Delta \theta = 130^{0} \pm 1,15^{0}$ . В нашем эксперименте использовался фотоумножитель ФЭУ-84-3 с SbKNaCs фотокатодом с конверсионной эффективностью 8 % и световой чувствительностью фотокатода 19·10<sup>-5</sup> А/лм для рабочего напряжения U≈1800 В. Для калибровки монохроматора использовался лазер (с длиной волны  $\lambda = 632,8$  нм и шириной линии ≈10<sup>-2</sup> нм.) и два светодиода. Выбором щелей монохроматора измерительная система была настроена на разрешающую способность  $\Delta\lambda \approx 3,5$  нм ( $\Delta\lambda$  – полная ширина на полувысоте измеренного спектра). С установленными щелями мы рассчитали телесный угол оптической системы -  $\Delta\Omega \approx 5 \cdot 10^{-4}$ . Для калибровки

системы использовали светодиоды: красный (АЛ307БМ, λ=619,6 нм) и синий (HLMP-Δ08, λ=490 нм).

В третьей главе представлены результаты экспериментальных исследований по оптическому переходному излучению (ОПИ) электронов с Е≤75кэВ, поскольку именно этот механизм является фоновым при исследовании эффекта ИСП. Кроме того, переходное излучение с непрерывным спектром может быть использовано для калибровки чувствительности нашей оптической системы в широком диапазоне длин волн.

Наиболее полная теория переходного излучения, в том числе при наклонном падении частицы на границу раздела была разработана В.Е.Пафомовым [8,9]. В общем случае угловое распределение спектральной плотности энергии излучения дается формулой (2):

$$\frac{dI^{\parallel}}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2 \beta_z^2 \cos^2 \theta_z |1-\varepsilon|^2}{\pi^2 c[(1-\beta_y \cos \theta_y)^2 - \beta_z^2 \cos^2 \theta_z]^2 \sin^2 \theta_z} \times \frac{\left|(1-\beta_z \sqrt{\varepsilon-\sin^2 \theta_z} - \beta_z^2 - \beta_y \cos \theta_y) \sin^2 \theta_z + \beta_y \cos \theta_y \beta_z \sqrt{\varepsilon-\sin^2 \theta_z}\right|^2}{(1-\beta_y \cos \theta_y - \beta_z \sqrt{\varepsilon-\sin^2 \theta_z})(\varepsilon \cos \theta_z + \sqrt{\varepsilon-\sin^2 \theta_z})}$$
(2)

Здесь  $\varepsilon(\lambda)=n(\lambda)+ik(\lambda)$  – диэлектрическая проницаемость металла,  $\theta_z$ ,  $\theta_x$ ,  $\theta_y$  – угол наблюдения переходного излучения относительно координатных осей,  $\beta_z=\beta \cos \psi$  – проекция скорости частицы на нормаль к поверхности (на ось z),  $\beta_y=\beta \sin \psi$  – проекция на ось Y. В нашем случае исследовался спектральный состав и интенсивность ОПИ для алюминиевой мишени при различных энергиях пучка.

В эксперименте использовалась перпендикулярная геометрия, т.е. угол под которым пучок электронов падает на мишень  $\psi=0^\circ$ . Угол, под которым регистрируется переходное излучение  $\Theta=50^\circ$ . В качестве мишени использовалась алюминиевая пластинка, толщина которой 4мм, диаметр 32мм.

В эксперименте детектировалось переходное излучение, которое попадает в коллиматор размерами S=2×10мм<sup>2</sup>, соответствующий телесному

углу ΔΩ=5×10<sup>-4</sup> (H=200мм). Далее спектр переходного излучения анализировался монохроматором.

При проведении данного эксперимента измерялись спектры переходного излучения и фоновые спектры, когда электронный пучок проходил мимо мишени. Для получения истинного спектра переходного излучения из общего спектра вычитался фон. Для различных диапазонов длин волн и различных энергий электронов статистическая ошибка составляла не более ~70%. На рис.3 приведен результат расчета мощности излучения, отнесенной к единичному интервалу длин волн  $\frac{\Delta P}{\Delta \lambda}$  [Вт/нм], для энергии электронов 75кэВ.



Рис.3 Сравнение экспериментальных данных с теоретическими для энергии 75 кэВ.

Удовлетворительное согласие экспериментальных измерений с расчетами, сделанными по многократно проверенной теории, доказывает верность калибровки нашей оптической системы во всем измеряемом диапазоне. Зарегистрированный выход мощности ОПИ составил порядка ~10<sup>-14</sup>Вт/нм, что подтверждает оценку чувствительности аппаратуры, полученную из экспериментов с лазером.

**В четвертой главе** приведены результаты экспериментальных измерений спектров ИСП, проведена обработка и сравнение спектров с теорией, и исследованы факторы, влияющие на монохроматичность ИСП.

Исходя из параметров электронного пучка было выбрано расстояние между центром пучка электронов и решеткой (импакт-параметр) d~62мкм

(треугольный профиль), d~42мкм (синусоидальная). В отличие от эксперимента [10], мы практически исключили взаимодействие частиц пучка с материалом решетки (при дальнейшем уменьшении импакт-параметра, когда периферийная часть электронного пучка касалась начальной и конечной части решетки мы наблюдали, свечение начального и конечного участков решетки).

На рис.4,5 показаны измеренные спектры ИСП электронов с энергией 75кэВ для решеток с треугольным профилем (ток I<sub>e</sub>≈1мкА) и синусоидальным (ток I<sub>e</sub>≈3мкА) для азимутального угла  $\phi$ =90<sup>0</sup>. В первом случае шаг монохроматора соответствовал сдвигу по длине волны  $\Delta\lambda$ =0,35нм. Время экспозиции в каждой точке составило 10сек., что соответствовало статистике отсчетов в каждом "кармане" гистограммы N≈150 в области максимума ( $\lambda$ ≈550нм.). В спектре мы наблюдали три достоверных пика с максимумами для длин волн  $\lambda_4^{\text{экспер}}$ =690нм,  $\lambda_5^{\text{экспер}}$ =555нм,  $\lambda_6^{\text{экспер}}$ =440нм (с шириной  $\Delta\lambda/\lambda$ ≈9,6% см. Рис.4), что хорошо согласуется с расчетными значениями по дисперсионному соотношению Смита-Парселла для n=4,5,6 порядков дифракции  $\lambda_4^{\text{meop}}$ =686нм,  $\lambda_5^{\text{meop}}$ =550нм,  $\lambda_6^{\text{meop}}$ =457нм.

Число "полезных" событий под каждым пиком составляло N<sub>6</sub>≈3750, Наблюдается N<sub>5</sub>≈12250, N₄≈3000. некоторое расхождение между экспериментальными значениями пиков в спектре и теоретическими отношение  $\frac{\Delta \lambda}{\lambda_{mean}} = \frac{\lambda_{_{3KCR}} - \lambda_{mean}}{\lambda_{mean}}$ максимальное значениями, однако не превышает 3%. Для пучка диаметром ≈50мкм в фокусе и током I=3мкА, D=1мкм, n=5, на линии  $\lambda_5^{meop}$ =550нм экспериментальное значение мощности полезного сигнала - ∆Р<sub>синус</sub>≈36·10<sup>-12</sup>Вт. Таким образом, мы зарегистрировали уровень яркости на 1мкА:

$$\frac{\Delta P}{I\Delta\Omega} = 24 \cdot 10^{-9} \frac{Bm}{M\kappa A \cdot cmepa\partial}$$
(синусоида. n=5)



Рис.4 Подгонка гауссианами разности между "полезным" спектром и фоном.

Спектр для треугольного профиля показан на рис.5. Измерения проводились с шагом  $\Delta\lambda$ =0,35нм и экспозицией в каждой точке 15сек, что соответствовало статистике отсчетов N≈220 в области ( $\lambda$ ≈750нм.). Вновь в спектре наблюдались яркие максимумы для длин волн  $\lambda_3^{scnep}$ =745нм,  $\lambda_4^{scnep}$ =560нм,  $\lambda_5^{scnep}$ =450нм, что хорошо согласуется с расчетными значениями по дисперсионному соотношению Смита-Парселла для n=3,4,5 порядков дифракции  $\lambda_3^{meop}$ =745,5нм,  $\lambda_4^{meop}$ =558нм,  $\lambda_5^{meop}$ =447нм, причем отклонение  $\frac{\Delta\lambda_3}{\lambda_{3meop}}$ =0,6%,  $\frac{\Delta\lambda_5}{\lambda_{5meop}}$ =0,6%, что согласуется с теорией гораздо

лучше, чем результаты для синусоидальной решетки.



Рис.5 Измеренный спектр, для треугольного профиля решетки.

Следует отметить, что измеренная ширина линии для треугольной решетки и для λ<sub>3</sub>=745нм составляет около 10нм, что значительно уже, чем

для синусоидальной. По-видимому, этот факт, а также значительное расхождение в положении экспериментальных и теоретических линий для синусоидальной решетки, объясняется ее несовершенством.

Экспериментальное значение мощности полезного сигнала для пучка диаметром  $\approx 50$ мкм в фокусе и током I=1мкA для  $\lambda_3$ =745нм и  $\lambda_5$ =447нм, решетки периодом D=833нм, для порядков дифракции n=3 и n=5, соответствует  $\Delta P_3^{\text{треуг}} \approx 3,2 \cdot 10^{-12}$  BT,  $\Delta P_5^{\text{треуг}} \approx 2,8 \cdot 10^{-12}$  BT. Таким образом, уровень яркости на 1мкA:

$$\frac{\Delta P}{I\Delta\Omega} = 6,4 \cdot 10^{-9} \frac{Bm}{\kappa A \cdot cmepa\partial}$$
(треугольная. n=3)  
$$\frac{\Delta P}{I\Delta\Omega} = 5,6 \cdot 10^{-9} \frac{Bm}{\kappa A \cdot cmepa\partial}$$
(треугольная. n=5)

Суммарная ошибка измерений не превышает 50%.

В эксперименте [3] измеренная мощность ИСП для порядка дифракции n=2 и пучка током 0.25 мкА и энергией 100 кэВ, составляла ∆Р≈3·10<sup>-11</sup> Вт, а яркость на единицу тока:

$$\frac{\Delta P}{I\Delta\Omega} = 16 \cdot 10^{-9} \frac{Bm}{M\kappa A \cdot cmepa\partial}$$

В работе [4] получена мощность ИСП в оптическом диапазоне 34 мкВт/(см<sup>2</sup> стерад) для пучка с током 3 мА и энергией 120 кэВ. В цитируемом эксперименте детектор просматривал площадь решетки 0,5 мм<sup>2</sup>, что соответствует уровню яркости:

$$\frac{\Delta P}{I\Delta\Omega} = 5,7 \cdot 10^{-11} \frac{Bm}{M\kappa A \cdot cmepa\partial}$$

Можно отметить, что наши результаты удовлетворительно согласуются с данными эксперимента [3], тогда как результаты работы [4] более чем на два порядка ниже. Легко показать, что величина  $\frac{\Delta P}{I\Delta\Omega}$  с точностью до постоянного множителя совпадает с угловой плотностью интенсивности излучения Смита-Парселла:

$$\frac{\Delta P}{I\Delta\Omega} \left[ \frac{Bm}{M\kappa A \cdot cmepad} \right] = 10^{-6} \frac{\Delta W}{\Delta\Omega} \left[ \frac{\Im B}{cmepad} \right]$$

Чтобы сравнить полученные экспериментальные результаты с моделями Ванден-Берга и Кретчмара было проведено усреднение по параметрам пучка. При проведении усреднения мы полагали, что величины  $|R_n|^2$  (структурный фактор [5]) и  $|Q_n|^2$  (резонансный фактор [7]) остаются неизменными. Согласно расчетам Ван-ден-Берга для решеток с прямоугольным [11] и синусоидальным профилем [12] структурный фактор будет соответствовать  $|R_n|^2 \approx 1$ , а согласно расчетам проведенным по теории Кретчмара  $|Q_3|^2 = 5070$ .

В разработанной модели для упрощения расчетов использовались следующие приближения. Пучок с заданным эмиттансом касается решетки только краями, а форму пучка аппроксимируем двумя конусами. Кроме того, для упрощения расчетов было сделано допущение о равномерном распределении электронов  $f(z) = \frac{const}{z_{max} - z_{min}}$  по высоте в пределах  $z_{min} \le z \le z_{max}$ .

Тогда усреднение по размерам пучка сводится к одномерному интегралу:

$$\left\langle \frac{dW}{d\Omega} \right\rangle = \pi \alpha \hbar c \frac{4}{L} \frac{n^2}{D} N \frac{\sin^2 \theta \sin^2 \Phi \cdot \left| R_n \right|^2}{\left(\frac{1}{\beta} - \cos \theta \sin \Phi\right)^3} \times \left(\frac{1}{\beta} - \cos \theta \sin \Phi\right)^3}, \text{ (Ван-ден-Берг)}$$
(3)  
$$\int_{0}^{L/2} dx \int_{Z_{\min}}^{Z_{\max}} dz \cdot \exp\left\{ -\frac{z}{h_{\inf}} \right\} \frac{1}{z_{\max}(x) - z_{\min}(x)}$$

$$\left\langle \frac{dW}{d\Omega} \right\rangle = \frac{\alpha \hbar c}{4\pi D} N \frac{\left|Q_{n}\right|^{2}}{\left(\frac{1}{\beta} - \cos\theta \sin\Phi\right)} \times \left(\frac{1}{\beta} - \cos\theta \sin\Phi\right)} . \text{ (Кретчмар)} \qquad (4)$$
$$\int_{0}^{L/2} dx \int_{Z_{\min}}^{Z_{\max}} dz \cdot \exp\left\{-\frac{z}{h_{\inf}}\right\} \frac{1}{z_{\max}(x) - z_{\min}(x)}$$

В формулах (3,4) N - число периодов решетки.

Для наших условий эксперимента оценка мощности по формулам (3,4)

дает следующий результат 
$$\left\langle \frac{dW}{d\Omega} \right\rangle \approx 1,7 \cdot 10^{-3} \frac{36}{cmepa\partial}$$
 (треугольный, n=3),  $\left\langle \frac{dW}{d\Omega} \right\rangle \approx 3 \cdot 10^{-3} \frac{36}{cmepa\partial}$  (синусоида, n=5), что находится в разумном согласии с экспериментальными значениями для треугольного профиля решетки  $\frac{\Delta W_{scen}}{\Delta \Omega} = 6,4 \cdot 10^{-3} \frac{36}{cmepa\partial}$ , тогда как для синусоидального согласие заметно хуже  $\frac{\Delta W_{scen}}{\Delta \Omega} = 24 \cdot 10^{-3} \frac{36}{cmepa\partial}$  (синусоида). Аналогичная оценка интенсивности по теории Кретчмара (8) дает результаты  $\left\langle \frac{dW}{d\Omega} \right\rangle \approx 148 \cdot 10^{-3} \frac{36}{cmepa\partial}$  (треугольный, n=3),  $\left\langle \frac{dW}{d\Omega} \right\rangle \approx 62,8 \cdot 10^{-2} \frac{36}{cmepa\partial}$  (синусоида, n=5), которые существенно расходятся с экспериментом.

Таким образом, можно сделать вывод, что модель Кретчмара для решетки с треугольным профилем дает неверные результаты как для ультрарелятивистского случая рассмотренного в работе [13], так и в нерелятивистском случае, поэтому в дальнейшем в расчетах использовалась теория Ван-ден-Берга и значение фактора  $|R_3|^2 \approx 1$  для наших экспериментальных условий.

Влияние расходимости пучка в горизонтальном (параллельно решетке) и вертикальном (перпендикулярно решетке) учитывалось следующим образом. Горизонтальный пролет электронов над решеткой, т.е. когда пучок пролетает параллельно поверхности решетки под углом α к перпендикуляру границы стрипа, оценивался по модели [6].

В этом случае сдвиг линии определяется соотношением:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \approx \frac{\lambda(\alpha) - \lambda(0)}{\lambda(0)} \approx \frac{1}{\cos\alpha} - 1 \approx \frac{\alpha}{2}$$
$$\lambda(\alpha) = \frac{D}{n\cos\alpha} (1/\beta - \cos\theta)$$

Для нашего случая  $\alpha_{max}=0,2^{\circ}$ , т.е. вклад горизонтальной расходимости в монохроматичность составляет:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\approx 6\cdot 10^{-4}\%\,.$$

Поэтому в нашем случае эффектами, связанными с горизонтальной расходимостью, на форму линии в спектре излучения можно пренебречь.

Для учета вертикальной расходимости была разработанна модель, в которой рассматривался идеализированный случай, когда размером пучка в «фокусе» можно принебречь по сравнению с прицельным параметром. В этом случае изменяется угол наклона  $\theta_0$  пролетающего электрона, а положение детектора «зафиксировано» относительно решетки. Угол наблюдения  $\theta$  отсчитывается от плоскости решетки. Аналог формулы Смита-Парселла в этом случае записывается в виде [14]:

$$\lambda' = \frac{D}{n} \left( \frac{\cos \theta_0}{\beta} - \cos(\theta - \theta_0) \right)$$
(5)

Таким образом, сдвиг линии (монохроматичность) определяется соотношением

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \approx \frac{\lambda - \lambda'}{\lambda}$$

Для нашего случая  $\theta_0 = 0, 2^0$  оценка влияния вертикальной расходимости на ширину линии дает более заметную величину:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \approx 0,1\%.$$

Диапазон углов Ф и  $\theta$  определяется из геометрии эксперимента и апертуры монохроматора  $\theta \pm \Delta \theta = 130^{0} \pm 1,15^{0}$ ,  $\Phi \pm \Delta \Phi \approx 90^{0} \pm 0,6^{0}$ , что соответствует телесному углу  $\Delta \Omega = 4 \sin \theta \Delta \theta \cdot \Delta \Phi = 5 \cdot 10^{-4}$  для решетки с перпендикулярно направленными дорожками к пучку электронов и протяженностью L=25мм. Согласно формуле (1) легко получить уширение  $\Delta \lambda$  в зависимости от апертуры детектора  $\Delta \theta$ :

$$\Delta \lambda = \frac{D}{|n|} \sin \theta \cdot \Delta \theta$$

Для нулевого эмиттанса и апертуры ∆Θ=2,3<sup>0</sup>, мы получили оценку монохроматичности:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\sin\theta}{1/\beta - \cos\theta} \,\Delta\theta = 0.6\%$$

Кроме того, уширение линии происходит, в первую очередь, из-за увеличения расстояния между пролетающим электроном и решеткой для ненулевого угла пролета  $\theta_0$ . При удалении электрона от решетки большая часть решетки практически не дает вклада, т.е. вместо N периодов линия ИСП формируется при излучении гораздо меньшего числа периодов N<sub>эфф</sub> <<<N, где эффективное число периодов N<sub>эфф</sub> определяется и вертикальным углом влета. В расчетах геометрия выбиралась таким образом, чтобы на краю решетки траектория частицы касалась последней для максимального угла пролета  $\theta_0$ =4,2мрад.

Уширение линии ИСП было вычислено с использованием простейшей модели излучения Смита-Парселла для плоской решетки из проводящих стрипов с вакуумными промежутками, где профиль реальной решетки не учитывается. На рис.6 приведен расчет формы линии ИСП по предложенной модели для нашей апертуры, при усреднении по вертикальному угловому распределению, которое аппроксимировалось гауссианом, с дисперсией  $\sigma=1,4$ мрад. Как следует из рисунка, линия ИСП уширяется до значения  $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = 2,6\%$ .



**Рис.6** Форма линии ИСП после усреднения по вертикальному эмиттансу для экспериментальных значений апертуры монохроматора.

Однако данная модель позволяет получить только полуколичественные оценки для учета влияния конечного эмиттанса пучка на характеристики ИСП. Однако предложенная модель позволяет оценивать КПД нового типа ЛСЭ на основе ИСП, где монохроматичность линии в спектре играет определяющую роль.

На электронном пучке микроскопа ЭММА-2, диаметром  $\approx$ 50мкм в фокусе и эмиттансом  $1.7 \times 10^{-4}$   $\pi$ .мм.рад, под углами наблюдения  $\theta$  вблизи  $130^{0}$  подбором периода решеток для длины решетки L=25мм согласно расчетам с учетом усреднения по размерам пучка и заданного эмиттанса максимум мощности излучения Смита-Парселла достигается на длине волны

~30мкм (D≈11,2мкм), ~ $\left\langle \frac{dP}{Id\Omega} \right\rangle$ ≈ 2·10<sup>-9</sup>  $\frac{Bm}{_{MKA} \cdot cmepa\partial}$ , что превышает мощность в

световом диапазоне. Полученная оценка показывает возможность реализации на базе нашей установки лазера на свободных электронах по схеме предложенной в работе [1,3], в диапазоне длин волн ~30мкм.

## Основные результаты данной работы.

- Создана экспериментальная установка для получения и исследования излучения Смита-Парселла в оптическом диапазоне длин волн на основе электронного микроскопа ЭММА-2.
- Экспериментально измерены характеристики интенсивности ИСП для электронов с энергией 75кэВ пролетающими над дифракционными решетками с периодом 1мкм и 833нм.
- Проведено сравнение с расчетами и с результатами других экспериментов, показывающие разумное совпадение с экспериментом
  и значительное отличие от результатов работы [4]. Показано, что модель Бахаймера дает завышенные результаты, тогда как модель Ванден-Берга удовлетворительно согласуется с экспериментом.
- Экспериментально измерены характеристики оптического переходного излучения, возникающего в алюминиевой мишени под действием пучка электронов с энергией 25-75кэВ.
- 5. Разработана модель для оценки влияния конечного эмиттанса на характеристики излучения Смита-Парселла.

- Разработаны математические программы на основе теорий Ван-ден-Берга, П.Бахаймера и М.Кретчмара для расчетов характеристик ожидаемого в эксперименте ИСП.
- 7. Проанализировано влияние расходимости электронного пучка на монохроматичность линии ИСП.
- Вычислена длина волны для генерации ИСП на созданной установке с максимальным КПД.

## Цитируемая литература.

- 1. J.Urata, M. Goldstein, M.F. Kimmitt, A. Naumov, C. Platt, J.E. Walsh, Superradiant Smith-Purcell emission. - Phys. Rev. Lett. 80 (1998),516
- Y.Shibata, S.Hasebe, K.Ischi, S.Ono, M.Ikezawa, T.Nakazato, M.Oyamada, S.Urasawa, T.Takahashi, T.Matsuyama, K.Kobayaschi, Y.Fujita, Coherent Smith-Purcell radiation in the millimeter-wave region from aschort-bunched beam of relativistic electrons. - Phys. Rev. E 57 (1998)
- 3. A.Gover, P.Dvorkis, U.Elisha, Angular radiation pattern of Smith-Purcell radiation. J.Opt. Soc. Am. B 1, 723 (1984)
- 4. I.Shih et al., J.Opt. Soc. Am. B 1, 345 (1989)
- 5. P.M. Van den Berg. J. Opt. Soc. Am. 63, 689 (1973)
- 6. J.P.Bachheimer. J. Physique 31, 665 (1970)
- M.Kretchmar, A simple surface current model for Smith-Purcell radiation from a perfectly conducting reflection grating. - private Mitteilungen, Institute of a nuclear physics, University Mainz, 1997 (Germany)
- 8. В.Е.Пафомов. Изв. Вузов. Радиофизика, 5, 484 (1962)
- 9. В.Е.Пафомов. Предпринт ФИАН, №А-72 (1964)
- I.Shih, et al., Experimental investigation of radiation from the interaction of an electron beam and a conducting grating., Vol. 15, No.10., J.Opt Soc. Am. B 1, 559 (1990)
- P.M. Van den Berg, Smith-Purcell radiation from a line charge moving parallel to a reflection grating with rectangular profile. - J. Opt. Soc. Am. 64, 325 (1974)

- Van den Berg, Smith-Purcell radiation from a point charge moving parallel to a reflection grating. - J. Opt. Soc. Am. 63, 1588 (1973)
- G. Kube, Observation of optical Smith-Purcell radiation at an electron beam energy of 855 MeV. - Dissertation, Institute of a nuclear physics, University Mainz, 1998 (Germany)
- 14. Potylitsyn A.P., Karataev P.V., Naumenko G.A. Resonant diffraction radiation from an ultrarelativistic particle moving close to a tilyed grating. Phys. Review E. 2000. V. 61. № 6. P. 7039-7045.

# Основные результаты диссертации опубликованы в следующих печатных работах:

- 15. Ю.Н.Адищев, С.И.Арышев, А.В.Вуколов, А.П.Потылицын, Наблюдение излучения Смита-Парселла в оптическом и инфракрасном диапазонах при энергии электронного пучка 25-100кэВ. - Тезисы докладов XXXII международной конференции "По физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами.", г.Москва 27-29мая 2002г.
- 16. Yu.Adischev, A.Vukolov, A.Potylitsyn, G.Kube., Optical Smitt-Purcell radiation from 75keV electron. - тезисы докладов международной конференции (RREPS-03), "Radiation of relativistic electrons in periodical structures", September 8-11, 2003, Tomsk, Russia.
- 17. Ю.Н.Адищев, А.В.Вуколов, А.П.Потылицын, G.Kube, Оптическое излучение генерируемое пучком электронов 75кэВ. - Сборник тезисов докладов Международной НПК "Физико-технические проблемы атомной энергетики и промышленности (производство, наука, образование)" -Томск, 7-9 июня 2004.
- Ю.Н.Адищев, А.В.Вуколов, А.П.Потылицын, G.Kube, Экспериментальная установка для наблюдения эффекта Смита-Парселла на базе электронного микроскопа ЭММА-2У. - Известия ТПУ, 2004г., т.307, №6, Технические науки.

- Ю.Н.Адищев, А.В.Вуколов, А.П.Потылицын, G.Kube, Оптическое излучение, генерируемое пучком электронов 75кэВ. - Физика Известия Высших учебных заведений. №12, 2004г., стр.250.
- 20. Ю.Н.Адищев, А.В.Вуколов, Д.В.Карловец, А.П.Потылицын, G.Kube, Монохроматичность оптического излучения Смита-Парселла, генерируемого пучком электронов с энергией 75кэВ. - Письма в ЖЭТФ, том 82, вып. 3, 2005г., стр.124-127.
- 21. А.П.Потылицын, А.В.Вуколов, Сравнение угловых характеристик когерентного излучения Смита-Парселла для плоской и объемной решеток. - тезисы докладов XIX международного семинара по ускорителям заряженных частиц 12-18 сентября 2005г.