

## Стимулированное излучение Смита–Парселла

А. Н. Алейник, А. С. Арышев<sup>1)</sup>, Е. А. Богомазова, Б. Н. Калинин, Г. А. Науменко, А. П. Потылицын, Г. А. Саруев,  
А. Ф. Шарафутдинов

НИИ ядерной физики Томского политехнического университета, 634050 Томск, Россия

Поступила в редакцию 17 февраля 2004 г.

Проектирование лазеров на свободных электронах (ЛСЭ) на основе ондуляторов в субмиллиметровом диапазоне длин волн сопряжено с проблемами изготовления ондуляторов с очень малым периодом. Также для этого необходимы ускорители с высокой энергией электронного пучка ( $> 50$  МэВ). Следует принимать во внимание и то, что в таких устройствах используются прецизионные и дорогостоящие магнитные системы. В ряде работ рассматривался альтернативный механизм ЛСЭ, основанный на использовании излучения Смита–Парселла (ИСП). Для реализации обратной связи в подобном ЛСЭ необходимо использовать принципиально иную схему резонатора. В работе представлены результаты экспериментального исследования стимулированного излучения Смита–Парселла (ИСП) в “поперечном” резонаторе.

PACS: 41.60.–m, 41.85.Qg

Лазеры на свободных электронах (ЛСЭ) на основе ондуляторного излучения, генерируемого при прохождении электронного пучка через периодическую магнитную структуру [1, 2], получили широкое распространение [3, 4]. Создание ЛСЭ в субмиллиметровом диапазоне длин волн на основе компактного электронного ускорителя и ондулятора связано с проблемами создания ондулятора с малым периодом, сложностью и дороговизной его магнитной системы и необходимостью использования ускорителя с низким эмиттансом электронного пучка. Поэтому становится очевидным поиск альтернативных механизмов для создания ЛСЭ. Так, например, в работах [5–7] была рассмотрена возможность использования излучения Смита–Парселла (ИСП) для ЛСЭ. Излучение Смита–Парселла [8] представляет собой дифракционное излучение электронов, пролетающих в вакууме вблизи периодической структуры. Подобный прибор, использующий непрерывный пучок электронов (оротрон), может быть дешевле и компактнее традиционного ЛСЭ [9]. При использовании ИСП становится необходимым использовать “поперечный” резонатор, так как излучение генерируется под большими углами к направлению электронного пучка.

Несколько лет назад появилась идея использовать заранее банчируемый электронный пучок для создания так называемого широкополосного ЛСЭ в миллиметровом диапазоне длин волн, которая была проверена в эксперименте [10], где использовалось когерентное синхротронное излучение (со сплошным спектром) банчируемого электронного пучка, на-

капливаемое в обычном (“продольном”) оптическом резонаторе для стимуляции излучения от последующих сгустков. В работе [11] также регистрировалось широкополосное стимулированное переходное излучение в далеком инфракрасном диапазоне.

В работе [12] экспериментально исследовался ЛСЭ на основе ИСП, генерируемого электронами с энергией  $E_{e^-} = 10$  кэВ, пролетающими вблизи стандартной “объемной” решетки. Обратная связь осуществлялась поперечным резонатором, который включал в себя решетку–мишень и решетку–отражатель. Как было показано в [13, 14], использование “плоской” решетки, состоящей из периодически расположенных проводящих полосок (стрипов), разделенных непроводящими промежутками, ведет к заметному возрастанию эффективности генерации излучения. Кроме того, максимум ИСП от плоской решетки расположен в плоскости, перпендикулярной поверхности решетки, в отличие от ИСП от объемной решетки, которое обладает двумодальным распределением по азимутальному углу, что позволяет использовать сравнительно простую схему резонатора.

В нашем эксперименте ИСП генерировалось на плоской периодической мишени, состоящей из проводящих полосок, нанесенных на диэлектрик. В первом приближении можно считать, что мишень состоит из идеально проводящих полосок, разделенных вакуумными промежутками, что позволяет оценить энергию излучения в расчете на один электрон для нашей геометрии [13]:

$$W_{sp} = W_{ss} \cdot F_{strip} \cdot F_N,$$

<sup>1)</sup>e-mail: alar@chair12.phtd.tpu.edu.ru

где  $W_{ss}$  – интенсивность дифракционного излучения от полубесконечной плоскости:

$$W_{ss} = \frac{\alpha}{4\pi^2} \frac{\exp\left(-\frac{4\pi h}{\gamma\lambda}\right)}{1 - \cos\theta},$$

$$F_{\text{strip}} = 4 \sin^2\left(\frac{\pi a}{\lambda} (\cos\theta - 1/\beta)\right),$$

$$\beta = \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma^2}}, \quad \gamma - \text{лоренц-фактор},$$

$$F_N = \frac{\sin^2\left(\frac{N_S \varphi_0}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{\varphi_0}{2}\right)}, \quad \varphi_0 = \frac{2\pi d}{\lambda} (\cos\theta - 1/\beta).$$

Здесь  $\alpha = 1/137$  – постоянная тонкой структуры,  $a$  – ширина стрипа,  $d$  – период решетки,  $\lambda$  – длина волны ИСП,  $\beta$  – скорость электрона,  $\theta$  – угол наблюдения.

Показанная на рис.1 зависимость длины волны ИСП от угла наблюдения рассчитана для следующей геометрии:  $\theta = 90^\circ$ ,  $\gamma = 12$ ,  $d = 12.7$  мм и  $a = d/2$ ,  $k = 1.3$  – порядки дифракции. Из рисунка видна строгая зависимость длины волны излучения от угла наблюдения. Для эксперимента мы вы-

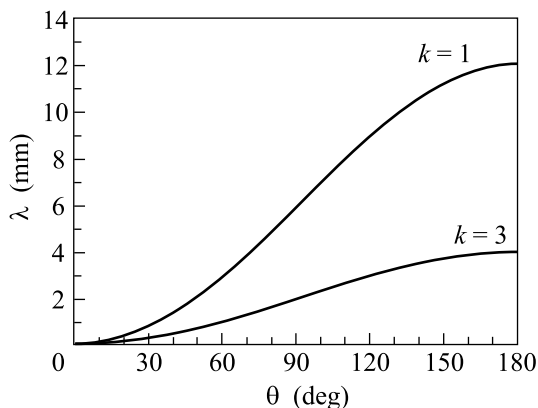


Рис.1. Зависимость длины волны ИСП от угла наблюдения.  $\theta = 90^\circ$ ,  $\gamma = 12$ ,  $d = 12.7$  мм и  $a = d/2$ ,  $k = 1.3$  – порядки дифракции

брали угол наблюдения  $\theta = \pi/2$ , что соответствует  $\lambda = d$ . Учет конечного числа стрипов ( $N_s = 12$  в нашем случае) ведет к уширению линии ИСП до значений  $\Delta\lambda/\lambda \approx 0.17$  [15].

В случае банчиrowанного релятивистского электронного пучка, если длина волны излучения  $\lambda$  сравнима или больше длины сгустка  $L_b$ , все электроны сгустка излучают когерентно. В этом случае интенсивность излучения пропорциональна  $N_e^2$  ( $N_e$  – число электронов в сгустке).

Если поперечный размер электронного пучка  $\sigma_x$  удовлетворяет условию  $\sigma_x \ll \gamma\lambda$ , интенсивность когерентного излучения Смита–Парселла (КИСП) может быть выражена через продольный формфактор:

$$W_{coh} = N_e^2 \left| f_z \left( \frac{2\pi \cdot \sigma_z}{\lambda \cdot \beta} \right) \right|^2 \cdot W_{SP}.$$

Здесь  $f_z$  – продольный геометрический формфактор [10, 11].

Так, например, для гауссовского продольного распределения  $|f_z|^2 > 0.5$  для  $\sigma_z/\lambda < 0.13$  ( $\sigma_z$  – продольный размер сгустка, в качестве которого выбрано утроенное значение стандартного отклонения). Таким образом, оценка мощности КИСП от одного макроимпульса длительностью 2–6 мкс для нашего ускорителя [15] составляет  $\sim 0.6$  Вт.

Периодическая мишень, состоящая из медных полосок размерами  $6.35 \times 50 \times 0.03$  мм, нанесенных с периодом  $d = 12.7$  мм на подложку из стеклотекстолита, может быть использована одновременно как генератор излучения и как зеркало резонатора. В нашем эксперименте ИСП с длиной волны, совпадающей с периодом решетки, генерируется в направлении, перпендикулярном электронному пучку ( $\theta = 90^\circ$ ). Таким образом, резонатор для обратной связи должен также располагаться перпендикулярно электронному пучку. Если ширина стрипа равна половине периода решетки, коэффициент отражения такой решетки для длин волн  $\lambda \approx d$  близок к единице [16]. Следовательно, мы можем использовать решетку в качестве зеркала объемного резонатора. Резонансные условия для этого резонатора будут следующими:  $2L = k \cdot \lambda$ , где  $L$  – длина резонатора,  $k$  – целое. Для получения резонанса между банчами необходимо, чтобы соблюдалось следующее условие:  $\lambda_{RF} = m \cdot 2L$ , где  $\lambda_{RF}$  – длина волны высокочастотной системы (расстояние между банчами),  $m$  – целое. Учитывая условия Смита–Парселла  $\lambda = d$  для  $\theta = \pi/2$ , мы можем получить систему уравнений, из которой можно определить параметры мишени и резонатора:

$$2L = k \cdot \lambda, \quad \lambda_{RF} = m \cdot 2L, \quad \lambda = d.$$

Эксперимент, схема которого показана на рис.2, был проведен на микротроне НИИ ядерной физики при Томском политехническом университете. Параметры микротрона описаны в [15, 17]. Пучок микротрона с энергией 6.1 МэВ состоит из макробанчей, следующих с частотой 8 Гц. Каждый макробанч содержит  $10^4$  микробанчей с длиной  $L_b \approx 6$  мм, имеющих населенность  $10^8$  электронов. Расстояние между микробанчами  $\lambda_{RF} = 114$  мм определяется ВЧ системой микротрона.

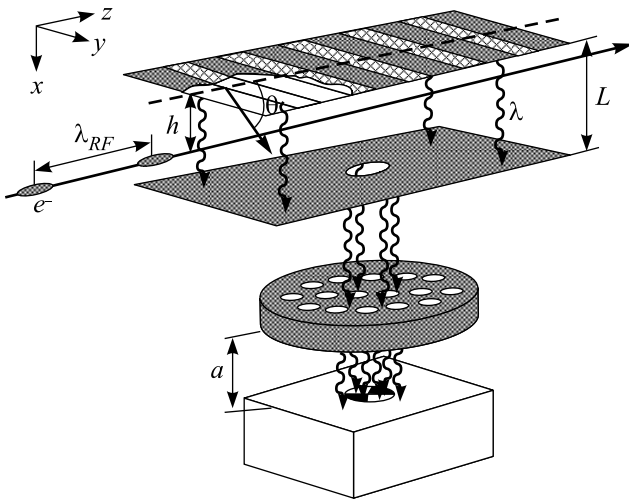


Рис.2. Геометрия эксперимента

Резонатор располагался в вакуумной камере, зеркало резонатора имело две степени свободы для изменения параметра  $L$  и для подстройки степени перекрытия мишени зеркалом. Были выбраны следующие параметры резонатора:  $m = 1$ ,  $k = 9$ , так что  $d = 12.7$  мм и  $L = 57$  мм. Нижнее зеркало имело отверстие с диаметром 10 мм для вывода стимулированного излучения в детектор. Расстояние от зеркала резонатора до окна детектора составляло 60 см. Наши оценки показали, что влиянием ближневолновой зоны для условий эксперимента можно пренебречь. Для измерения фона в каждой точке была использована управляемая “шторка”. Статистическая ошибка измерений составила не больше 5%.

Спектральный диапазон КИСП определяется длиной электронного сгустка ( $\sim 6$  мм). Для регистрации излучения был использован детектор на основе широкополосной антенны с предусилителем выходного сигнала. Полоса чувствительности детектора лежит в диапазоне  $\lambda = 1 - 20$  мм, чувствительность  $\approx 1.3$  В/Вт, диаметр входного окна детектора 10 мм.

Для измерения спектра были использованы 6 волновых фильтров с диаметрами  $D_c = 5, 6, 7, 8, 10, 15$  мм, критическая длина волны фильтра связана с диаметром соотношением  $\lambda_c = 1.7 \cdot D_c$  [18].

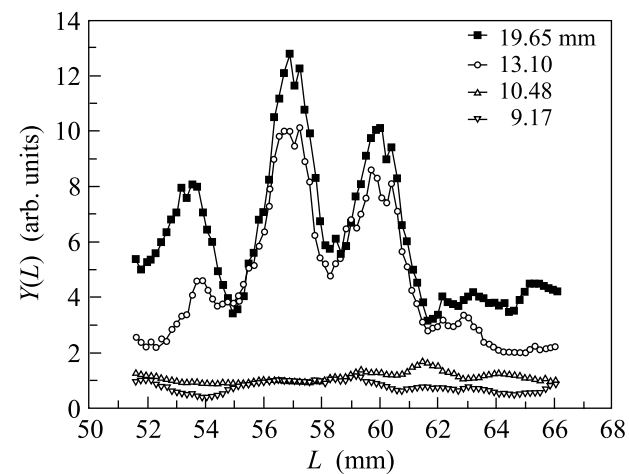
Было экспериментально исследовано стимулированное КИСП (когерентность излучения подтверждается токовой зависимостью, см. [17]) в апертуру детектора  $1/2\gamma$  для различных фильтров (различных  $\lambda_c$ ) при изменении расстояния  $L$  между зеркалом и мишенью. Таким образом, принимая во внимание, что пропускная способность фильтров  $\epsilon$  может апроксимироваться тета-функцией  $\theta(\lambda_c - \lambda)$ , был измерен выход излучения

$$Y(\lambda_c, L) = \int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_c} W(\lambda, L) d\lambda,$$

где  $\lambda_{\min}$  – предел чувствительности детектора ( $\lambda_{\min} < \lambda_c$ ). Отсюда можно восстановить зависимость интенсивности стимулированного ИСП от длины волны и параметра  $L$ :

$$W(\lambda, L) = \frac{\partial Y(\lambda, L)}{\partial \lambda}.$$

На рис.3 показаны экспериментальные зависимости функции  $Y(L)$  для различных параметров  $\lambda_c$ . Как следует из рисунка, для длин волн  $\lambda > 10.48$  мм при

Рис.3. Зависимости выхода стимулированного КИСП от длины резонатора  $L$ 

выполнении условий резонанса наблюдается заметное увеличение выхода КИСП (по крайней мере, в 6 раз). Как следует из оценок, ширина спектральной линии КИСП около 17%, следовательно, минимальная длина волны излучения  $\lambda_{\min} \approx 11.6$  мм, что хорошо согласуется с результатами измерений. Три пика в зависимости от параметра  $L$  соответствуют резонансам различных порядков. Расстояние между пиками  $\Delta L = 3$  мм  $\approx \lambda/4$  (в отличие от эксперимента [10], где  $\Delta L \approx \lambda/2$ ) обусловлено тем, что отражение от решетки происходит без изменения фазы (см. [16]). Результаты измерений свидетельствуют о регистрации стимулированного КИСП. На рис.4 показан вид функции  $W(\lambda, L)$ . Пик в зависимости от  $\lambda$  соответствует пику в спектре КИСП и совпадает с периодом решетки, как и ожидалось.

В заключение отметим, что в проведенном эксперименте была использована строгая зависимость

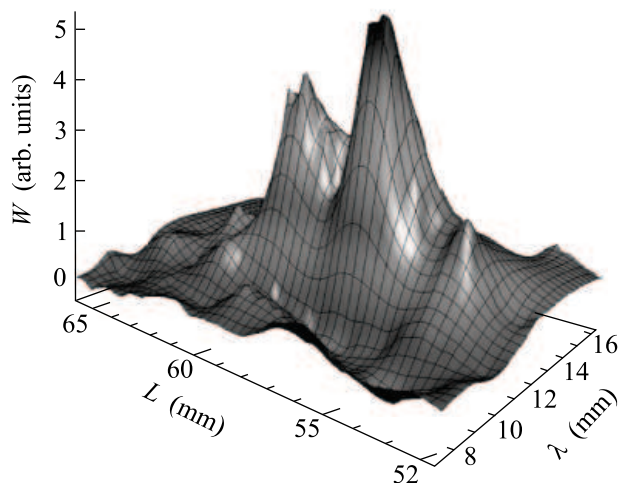


Рис.4. Зависимость интенсивности стимулированного КИСП от длины волны и параметра  $L$

длины волны излучения от угла наблюдения КИСП. Период решетки и длина резонатора были выбраны таким образом, чтобы выполнялись условия резонанса. Был измерен выход КИСП с помощью волновых фильтров. В отличие от эксперимента [10], где при регистрации стимулированного когерентного синхротронного излучения было зарегистрировано 30-кратное увеличение интенсивности выхода излучения при выполнении условий резонанса, мы зарегистрировали примерно 6-кратное увеличение, что может объясняться невозможностью полного исключения фона и малой добротностью резонатора "решетка-зеркало". В отличие от экспериментов [10, 11], стимулированное КИСП обеспечивает выход монохроматического излучения, длина волны которого определяется периодом решетки, геометрией резонатора и длиной банча.

1. H. Motz, J. Appl. Phys. **22**, 527 (1951).
2. J. M. J. Madey, J. Appl. Phys. **42**, 1906 (1971).
3. C. A. Brau, *Free electron lasers*, Academic Press, San Diego, 1990.
4. J. M. Ortega et al., NIM **A375**, 618 (1996).
5. A. Gover and A. Yariv, Appl. Phys. **16**, 121 (1978).
6. J. M. Wachtel, J. Appl. Phys. **50**, 49 (1979).
7. A. Doria, G. P. Gallerano, E. Giovenale et. al., Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. **A475**, 318 (1995).
8. S. J. Smith and E. M. Purcell, Phys. Rev. **92**, 1069 (1953).
9. Ф. С. Русин, Г. Д. Богомолов, Изв. вузов, Радиофизика **11**, 756 (1968).
10. Y. Shibata, K. Ishi, S. Ono et al., Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. **B145**, 49 (1998).
11. H. Lihn, P. Kung et al., Phys. Rev. Lett. **76**, 22 (1996).
12. V. Baryshevsky, K. Batrakov, A. Gurinovich et al., Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. **A483**, 21 (2002).
13. J. H. Brownell, J. Walsh, and G. Doucas, Phys. Rev. **E57**, 1 (1998).
14. A. P. Potylitsyn, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. **B145**, 60 (1998).
15. А. Н. Алейник, А. С. Арышев, Б. Н. Калинин и др., Изв. Вузов, Физика **1**, 85 (2004).
16. Л. А. Вайнштейн, *Теория дифракции. Электроника СВЧ*, М.: Радио и связь, 1995.
17. А. Н. Алейник, А. С. Арышев, Б. Н. Калинин и др., Письма в ЖЭТФ **76**, 397 (2002).
18. K. Hanke et al., *Beam diagnostics using coherent transition radiation at CLIC test facility*, CLIC Note 298, 19.04.1996.