

# Когерентное излучение релятивистских электронов в диэлектрических фибрах в миллиметровом диапазоне длин волн

Г. А. Науменко<sup>1)</sup>, А. П. Потылицын, В. В. Блеко, В. В. Соболева

Томский политехнический университет, 634050 Томск, Россия

Поступила в редакцию 29 октября 2013 г.

Генерация пучком релятивистских электронов видимого света в диэлектрических фибрах рассматривалась в работе X. Artru and C. Ray, Nucl. Inst. Meth. В **309** (2013). В ней изучались характеристики излучения, индуцируемого в материале фибера электромагнитным полем релятивистской заряженной частицы, и подчеркивалось их отличие от традиционных механизмов излучения, таких, как переходное и дифракционное. В нашей статье представлены результаты экспериментального исследования характеристик такого излучения в миллиметровом диапазоне длин волн. Показано, что в зависимости от геометрии расположения фибера относительно траектории заряженной частицы излучение может генерироваться через различные механизмы. Продемонстрирована перспективность использования фибров для невозмущающей диагностики пучков ускорителей.

DOI: 10.7868/S0370274X14240047

Следуя терминологии, использованной в статье [1], будем понимать под фибром однородный диэлектрический волновод, радиус  $a$  которого сопоставим с длиной волны излучения  $\lambda$ , распространяющегося вдоль фибера с малыми потерями. Авторы цитируемой статьи рассматривали два случая возбуждения электромагнитной волны в фибре полем релятивистской заряженной частицы, пролетающей вблизи фибера (или пересекающей его):

1) частица пролетает вблизи фибера на значительном удалении от его концов (*particle-induced guided light*, PIGL-I);

2) траектория частицы расположена вблизи фибера (PIGL-II).

В обоих случаях излучение в фибре может генерироваться кулоновским полем частицы без прямого взаимодействия заряженной частицы с материалом фибера, если прицельный параметр  $h$  (минимальное расстояние между траекторией частицы и осью фибера) удовлетворяет условию  $h \leq \gamma\lambda$ , где  $\gamma$  – лоренц-фактор, через механизм так называемого поляризационного излучения. К поляризационному излучению, возбуждаемому без прямого взаимодействия заряда с веществом, относятся дифракционное излучение (ДИ) [2] и излучение Вавилова–Черенкова (ИВЧ) [3, 4].

С точки зрения интуитивного понимания процессов взаимодействия кулоновского поля релятивистских электронов с диэлектриком полезно ис-

пользовать метод псевдофотонов, который был предложен Э. Ферми [5] и развит Е. Вильямсом [6]. Согласно этой точке зрения ДИ можно представить как преломление кулоновского поля релятивистских электронов на поверхности фибера. Излучение Вавилова–Черенкова является результатом интерференции излучения, индуцированного в фибре кулоновским полем электрона в каждой точке траектории электрона, и удовлетворяет условию  $\cos \eta = 1/n\beta$ , где  $\eta$  – угол излучения по отношению к направлению пучка электронов,  $\beta$  – скорость электронов в единицах скорости света,  $n$  – коэффициент преломления материала мишени. Такое наглядное представление позволяет проводить анализ основных характеристик рассматриваемых типов излучения. В данной интерпретации излучение PIGL-I обусловлено черенковским механизмом, а PIGL-II – в основном дифракционным излучением.

Оптические фибры, в которых излучение генерируется при непосредственном прохождении частицы через материал фибера, нашли применение в средствах диагностики современных ускорителей, например в качестве монитора потерь циркулирующего пучка [7]. В работах [8, 9] описывалась методика измерения профиля пучка путем регистрации интенсивности черенковского излучения, генерируемого в наборе фибров при его сканировании в направлении, перпендикулярном пучку. В цитируемых работах, а также в ряде других работ (см. [10, 11]) особое внимание уделялось изменению оптических характеристик фибров при радиационной нагрузке под изу-

<sup>1)</sup>e-mail: naumenko@npi.tpu.ru

чаемым пучком. Было показано, что интегральная доза до нескольких десятков Гр приводит к существенному “потемнению” волокон. Это ограничивает их применение в диагностике.

В работах [12–14] успешно развивались методы невозмущающей диагностики на основе ДИ. Есть основания надеяться на то, что невозмущающая диагностика с использованием гибких волокон, в которых излучение генерируется пучком, пролетающим вблизи волокон, также может иметь хорошие перспективы. Однако, насколько нам известно, исследования характеристик излучения, возбуждаемого полем релятивистских частиц, пролетающих вблизи волокон, до последнего времени не проводились.

В настоящей статье мы представляем результаты экспериментального исследования характеристик излучения, генерируемого полем релятивистских электронов в волокнах в миллиметровом диапазоне длин волн, которое проводилось на электронном пучке микротрона Томского политехнического университета со следующими параметрами: энергия электронов 6.1 МэВ, длительность макроимпульса 3–5 мкс, частота макроимпульсов 1–8 Гц, длина электронного сгустка  $l_b \approx 2$  мм, число электронов в электронном сгустке  $N_e \approx 10^8$ , число сгустков в макроимпульсе  $\approx 10^4$ , размер пучка на выходе из микротрона  $4 \times 2$  мм<sup>2</sup>, угловая расходимость выведенного пучка  $\sigma = 0.08$  рад. Для измерения интенсивности излучения использовался детектор DP20M, работающий при комнатной температуре, с параметрами, указанными в [15]. Эффективность детектора в области длин волн  $\lambda = (3–21)$  мм постоянна с точностью около 15%. Чувствительность детектора составляет 0.3 В/мВт.

Выбор диапазона связан с характеристиками используемого электронного пучка: энергия электронов 6 МэВ, длина электронных сгустков, т.е. среднеквадратичная длина сгустка в приближении гауссовского распределения электронов в сгустке 2 мм. Это соответствует генерации когерентного излучения в диапазоне длин волн  $\lambda > \lambda_0 = 8$  мм.

В эксперименте проводились исследования зависимости интенсивности излучения, которое генерируется и распространяется в волокнах, от положения волокна относительно электронного пучка (от угла  $\theta$  между волоком и электронным пучком и от прицельного параметра  $h$ , т.е. от расстояния между электронным пучком и волоком). Использовались прямые цилиндрические тефлоновые волокна диаметром 10 мм, длиной 500 мм с показателем преломления  $n = 1.41$ . Исследование проводилось для двух геометрий положения волокна:

1) электронный пучок и фибер лежат в одной плоскости. В этом случае прицельным параметром  $h$  является расстояние между электронным пучком и концом волокна (рис. 1а);

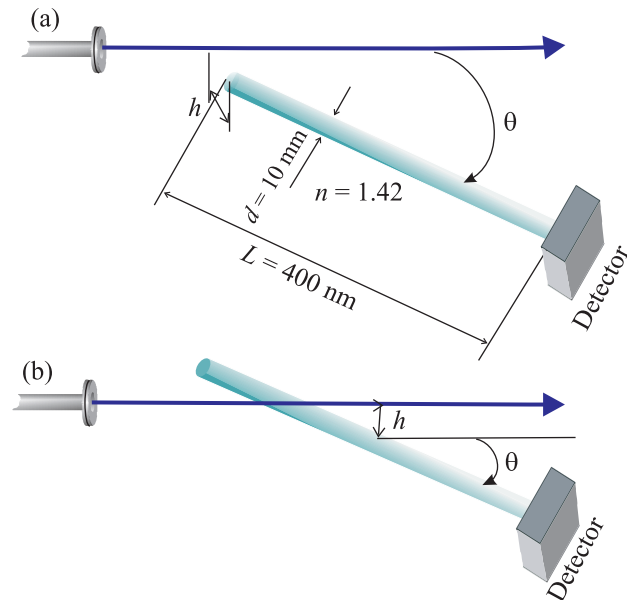


Рис. 1. Геометрия положения волокна

2) фибер расположен под электронным пучком на расстоянии  $h$  (рис. 1б). Конец волокна находится на расстоянии  $l > \gamma\lambda$  от электронного пучка (где  $\gamma$  – лоренц-фактор электронов,  $\lambda$  – длина волны измеряемого излучения).

В геометрии, показанной на рис. 1а, измерена интенсивность излучения в зависимости от угла волокна относительно направления движения электронов при различных значениях прицельного параметра  $h$  (рис. 2а). На рис. 2б показана та же зависимость для случая, когда входной торец волокна закрыт проводящим экраном с диаметром, равным диаметру волокна. Зависимости приведены в одинаковом масштабе интенсивности излучения. Из рис. 2а видно, что при открытом торце волокна интенсивность излучения максимальна в области углов  $\theta = 20^\circ - 30^\circ$ . В области  $\theta > 50^\circ$  и  $10 \text{ мм} < h < 60 \text{ мм}$  интенсивность наблюдаемого излучения слабо зависит от наличия экрана. При закрытом торце волокна интенсивность излучения в области углов  $\theta = 20^\circ - 30^\circ$  подавлена. Вместе с тем профиль интенсивности излучения в области  $\theta > 40^\circ$  и  $10 \text{ мм} < h < 60 \text{ мм}$  сохраняется. Отсюда следует, что основной вклад в генерацию наблюдаемого в волокне излучения при малых значениях  $\theta$  дает ДИ релятивистских электронов на торце волокна. Для сравнения серой сплошной линией на рис. 2а в тех же относительных единицах по-

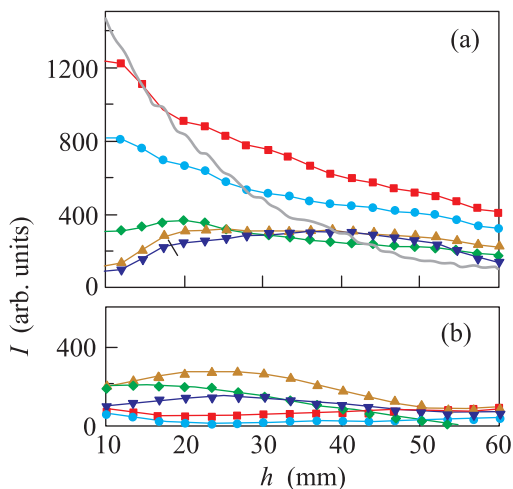


Рис. 2. Интенсивность излучения в зависимости от прицельного параметра  $h$  при различных значениях угла ориентации  $\theta$ :  $\blacksquare$  –  $\theta = 20^\circ$ ,  $\bullet$  –  $\theta = 30^\circ$ ,  $\blacklozenge$  –  $\theta = 50^\circ$ ,  $\blacktriangle$  –  $\theta = 70^\circ$ ,  $\blacktriangledown$  –  $\theta = 90^\circ$ , серая сплошная линия – зависимость обратного ДИ в случае плоской проводящей мишени. (а) – Входной торец волокна открыт. (б) – Входной торец волокна закрыт проводящим экраном

казана аналогичная зависимость обратного ДИ от плоской проводящей мишени, измеренная в дальней зоне по методике, описанной в [15], в телесный угол 0.048 рад. Видно, что интенсивность излучения от волокна сопоставима с интенсивностью ДИ от плоской проводящей мишени, которое уже используется в невозмущающей диагностике релятивистских пучков. Это позволяет надеяться на успешное использование волокон в диагностике.

В эксперименте, выполненном в геометрии, показанной на рис. 1b, волокно располагалось под электронным пучком так, что центр волокна находился строго под пучком. В этой геометрии измерялась интенсивность излучения в зависимости от угла  $\theta$  при различных значениях прицельного параметра  $h$  (рис. 3).

Следует отметить, что в данной геометрии мы наблюдаем осцилляции в угловой зависимости. Для проверки наличия вклада отражения излучения от конца волокна аналогичные измерения проводились для случая, когда конец волокна был экранирован поглотителем. Эти измерения показали такие же результаты. Следовательно, вклад отражения отсутствует.

В плане использования волокон в диагностике пучков немаловажным свойством является их гибкость. При этом важны знания о падении излучения в волокне в зависимости от степени его изгиба. Понятно, что при радиусе изгиба, сравнимом с диаметром волокна, почти все излучение будет покидать волокно через его стенки. Теоретически эта проблема

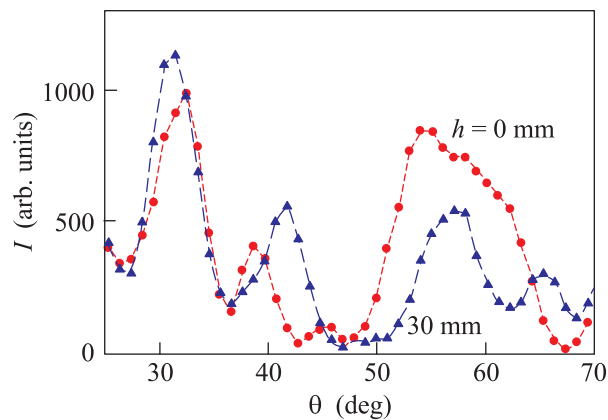


Рис. 3. Интенсивность излучения в геометрии с рис. 1b (PIGL-I) как функция угла  $\theta$  при различных значениях прицельного параметра  $h$

рассматривалась, например, в работе [16]. Интенсивность излучения, проходящего через изогнутый фибер, может быть представлена в виде

$$I = I_0 e^{-2\alpha\omega\Phi}, \tag{1}$$

где  $\alpha$  – фактор ослабления излучения из [16] в рабочем диапазоне кинематических переменных,  $\omega$  – частота излучения,  $\Phi = L/R$  – угол изгиба волокна в рад,  $L$  – длина волокна,  $I_0$  – интенсивность излучения при  $\Phi = 0$ . Это выражение может быть использовано для сравнения с экспериментальными результатами после усреднения по длине волны в области регистрации спектра в эксперименте. Схема измерения интенсивности излучения релятивистских электронов на выходе гибкого волокна в зависимости от кривизны его изгиба представлена на рис. 4. В экс-

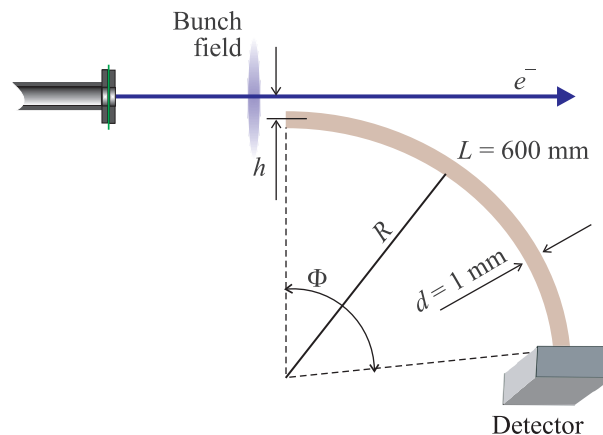


Рис. 4. Геометрия измерения излучения в гибком волокне

перименте использовался цилиндрический фибер из органического полимера с диаметром  $d = 11$  мм, дли-

ной 600 мм и показателем преломления  $n = 1.5$ . На рис. 5 приведена экспериментальная зависимость ин-

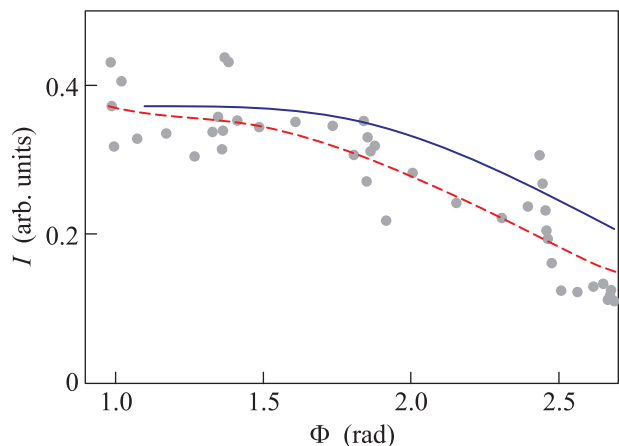


Рис. 5. Зависимость интенсивности излучения от относительной кривизны фибера. Точки – эксперимент, штриховая линия – сглаженные экспериментальные данные, сплошная линия – расчет по формуле (1)

тенсивности излучения на выходе из фибера от его относительной кривизны, а также теоретическая зависимость, полученная из выражения (1) для условий эксперимента. Теоретическая кривая нормирована на значения интенсивности, измеренной в эксперименте при  $\Phi = 1$ . Наблюдается удовлетворительное согласие экспериментальных результатов с теоретическим расчетом.

Обобщая результаты проведенных исследований, можно констатировать, что при измерении в геометрии, показанной на рис. 1а, при малых значениях угла  $\theta$  псевдофотоны поля электронов преломляются под небольшим углом к стенке фибера (меньшим угла, соответствующего углу полного внутреннего отражения, который для тефлона  $\approx 45^\circ$ ). Это излучение может быть классифицировано как ДИ на входном торце фибера. Оно распространяется вдоль фибера почти без потерь (см. рис. 2а в области вблизи точки  $\theta = 20^\circ$  и  $h = 20$  мм). В этом случае ДИ дает основной вклад в регистрируемое излучение. С увеличением угла  $\theta$  (см. рис. 2а и б в области вблизи точки  $\theta = 60^\circ$  и  $h = 30$  мм) ситуация обратная. Здесь основной вклад в регистрируемое излучение дает ИВЧ.

В геометрии показанной на рис. 1б, в отличие от геометрии с рис. 1а, мы наблюдаем осцилляции в угловой зависимости. Как было показано выше, они не являются результатом отражения от торца фибера. Чтобы понять причину такого поведения отметим, что горизонтальные (в нашей геометрии в плоско-

сти рисунка) компоненты поля электронов с левой и с правой стороны электронного пучка направлены противоположно друг другу. Это поле порождает ИВЧ с противоположными фазами в левой и правой половинах фибера. Интерференция данного излучения может вызвать осцилляции в угловой зависимости.

Работа выполнена при поддержке программы “Наука” Министерства образования и науки РФ # 2456.

1. X. Artru and C. Ray, Nucl. Instr. Meth. B **309**, 4 (2013).
2. A. P. Potylitsyn, M. I. Ryazanov, M. N. Strikhanov, and A. A. Tishchenko *Diffraction Radiation from Relativistic Particles*, STMP 239, Springer, Berlin, Heidelberg (2010).
3. T. Takahashi, Y. Shibata, K. Ishi, and M. Ikezawa, Phys. Rev. E **62**, 8606 (2000).
4. M. V. Shevelev, G. A. Naumenko, A. P. Potylitsyn, and Y. A. Popov, J. Phys.: Conf. Series **357**, 1 (2012).
5. E. Fermi, J. Phys. **29**, 315 (1924).
6. Williams, Matematisk-Fysiske Meddelelser Kongelige Danske Videnskabernes Selskab. **13**, 4 (1935).
7. P. Forck, J. Proceedintg of University Accelerator School, Darmstadt, Germany (2011).
8. S. Wu, G. Andonian, T. Campese, A. Murokh, R. Agustsson, R. K. Li, M. Fedurin, R. Malone, K. Kusche, and C. Swinson, *THPAC32, Proceedings of PAC2013*, Pasadena, CA USA (2013).
9. R. Agustsson, G. Andonian, and A. Murokh, *MOPE093. Proceedings of IPAC'10*, Kyoto, Japan (2010).
10. A. Contin, R. De Salvo, P. Gorodetzky, J. M. Helleboid, K. F. Johnson, P. Juillot, D. Lazic, and M. Lundin, Nucl. Instr. Meth. Phys. Research A **367**, 271 (1994).
11. G. Anzivino, J. Bai, C. Bencheikh, A. Contine, R. De Salvo, H. He, L. Liu, M. Lundin, M. R. Mondardini, K. Wang, X. Xia, C. Yang, and M. Zhao, Nucl. Instr. Meth. Phys. Research A. **346**(1, 2), 153 (1994).
12. M. Castellano, Nucl. Instr. Meth. Physics Research A **394**, 275 (1997).
13. P. Karataev, S. Araki, R. Hamat, R. Hamatsu, H. Hayano, T. Muto, G. Naumenko, A. Potylitsyn, N. Terunuma, and J. Urakawa, Phys. Rev. Lett. **93**, 244802 (2004).
14. J. Urakawa, H. Hayano, K. Kubo, H. Hayano, T. Muto, G. Naumenko, A. Potylitsyn, N. Terunuma, and J. Urakawa, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **472**, 309 (2001).
15. B. N. Kalinin, G. A. Naumenko, A. P. Potylitsyn, G. A. Saruev, L. G. Sukhikh, and V. A. Cha, JETP Lett. **84**, 3 (2006).
16. R. W. Smink, B. P. de Hon, and A. G. Tjihuis, Opt. Soc. Am. B **24**, 2610 (2007).