Письма в ЖЭТФ, том 98, вып. 10, с. 665 – 669

О роли поверхностных токов в проводящих мишенях в формировании дифракционного и переходного излучения релятивистских электронов

Г. А. Науменко[1], *А. П. Потылицын, М. В. Шевелев, В. В. Соболева, В. В. Блеко*

Томский политехнический университет, 634050 Томск, Россия

Поступила в редакцию 3 сентября 2013 г.

Метод поверхностных токов и метод псевдофотонов широко используются при исследовании взаимодействия релятивистских электронов с веществом. Простой анализ выявляет противоречия между этими методами в отношении возбуждения поверхностных токов на поверхности проводящей мишени. Для разрешения данного противоречия были измерены поверхностные токи на передней и задней поверхностях проводящей мишени в геометрии дифракционного излучения. В эксперименте были зарегистрированы поверхностные токи на задней поверхности мишени, от которой генерируется обратное дифракционное излучение. В то же время на передней поверхности мишени, которая традиционно рассматривается как источник дифракционного излучения в направлении движения электронов, поверхностные токи отсутствуют. Аналогичные результаты были получены в той же геометрии на пучке реальных фотонов. В совокупности эти результаты подтверждают применимость метода псевдофотонов для анализа эффектов взаимодействия поля релятивистских электронов с толстыми (толще скин-слоя) проводящими мишенями и ошибочность применения метода поверхностных токов для излучения в направлении движения электронов.

DOI: 10.7868/S0370274X13220037

В настоящей работе рассматриваются проблемы, непосредственно относящиеся к формированию излучения в направлении движения релятивистских заряженных частиц, пролетающих вблизи плоской наклонной проводящей поверхности. В силу одинаковой природы переходного излучение (ПИ) и дифракционного излучение (ДИ) дальнейшие рассуждения и результаты, полученные для ДИ, будут справедливы также и для ПИ. Имеются по крайней мере две точки зрения на процесс формирования ПИ и ДИ от проводящих мишеней: приближение поверхностных токов и подход с точки зрения псевдофотонов.

В первом подходе ПИ и ДИ рассматриваются как излучения поверхностных токов, индуцированных на проводящей поверхности мишени полем релятивистской заряженной частицы. Этот подход в приложении к ДИ от наклонной полуплоскости описан в [1]. В [2] подобный подход использовался как для обратного ПИ, так и для ПИ в направлении движения электронов безотносительно к толщине поверхности мишени. Для ДИ эта точка зрения была наиболее наглядно продемонстрирована в статье В.М. Болотовского [3], где поверхностным токам приписывается основная роль в эффекте длины формирования излучения в направлении движения заряженной частицы. Этот эффект представляется как результат деструктивной интерференции поля заряженной частицы с полем, излучаемым поверхностными токами на передней поверхности мишени, обращенной в сторону улетающей частицы, что приводит к ослаблению электромагнитного поля на длине формирования излучения.

Второй подход – метод псевдофотонов, предложенный Ферми [4] и развитый Вильямсоном [5], – широко используется для теоретических исследований электромагнитных процессов (см., например, [6] и [7]). Согласно этому подходу поле заряженной частицы может быть заменено полем фотонов, которые в данном случае называются псевдофотонами (в [7] используется термин "виртуальные кванты", который следует отличать от аналогичного термина в квантовой теории). Указанный подход обеспечивает хорошую точность для ультрарелятивистских заряженных частиц, когда скорость частицы становится близка к скорости света ($v \sim c$) (см. [6]). В этом случае продольная компонента электрического поля частицы пренебрежимо мала и поле частицы, являясь практически поперечным, проявляет при взаимодействии с веществом те же свойства, что и поле реальных фотонов. Рассмотрим взаимодействие реаль-

[1] e-mail: naumenko@npi.tpu.ru

ных фотонов с зеркалом (толстым проводящим экраном с толщиной, намного большей глубины скин-слоя, и отражающей способностью, близкой к единице). Ясно, что реальные фотоны, падающие на зеркало, отражаются почти полностью. Они не проникают через мишень и не возбуждают поверхностные токи на обратной (передней) поверхности зеркала. Если электромагнитное поле частицы и реальные фотоны имеют одинаковые свойства, то мы можем ожидать того же характера взаимодействий электромагнитного поля релятивистской частицы с зеркалом, а именно, в отличие от представления с точки зрения поверхностных токов, отсутствия поверхностных токов на передней поверхности зеркала.

Таким образом, между указанными подходами возникает принципиальное противоречие в отношении возбуждения поверхностных токов на передней поверхности толстой проводящей мишени. Заметим, что такого противоречия нет в отношении возбуждения поверхностных токов на задней поверхности, обращенной к налетающей частице. Дело в том, что отражение реальных фотонов и псевдофотонов от зеркала есть ни что иное, как возбуждение поверхностных токов полем налетающей волны или полем заряженной частицы и дальнейшая генерация излучения этими токами в обратном направлении.

Наиболее убедительным разрешением рассматриваемого противоречия может быть прямое измерение поверхностных токов на передней и задней поверхностях толстой проводящей мишени. При этом возникает вопрос о соответствии частотных характеристик поверхностных токов спектральному диапазону измеряемого ДИ или ПИ. Имеет ли отношение измеряемый поверхностный ток к тому излучению, которое мы рассматриваем? Для ответа на данный вопрос рассмотрим фурье-образ уравнений Максвелла и уравнения непрерывности зарядов и токов, предварительно исключив из уравнений Максвелла магнитное поле:

$$\begin{cases} \Delta \mathbf{E}_\omega + \omega^2 \mathbf{E}_\omega = 4\pi \left(\boldsymbol{\nabla} \rho_\omega - i\omega \mathbf{j}_\omega \right), \\ \mathrm{div} \mathbf{E}_\omega = 4\pi \rho_\omega, \end{cases} \tag{1}$$

$$\mathrm{div} \mathbf{j}_\omega - i\omega\rho_\omega = 0. \tag{2}$$

Здесь и далее используется система единиц, в которой скорость света $c = 1$.

Очевидно, что в отсутствие токов и зарядов мы получим однородное волновое уравнение без источников. Из (2) следует, что если для некоторого диапазона частот $\mathbf{j}_\omega = 0$, то для этого диапазона частот $\rho_\omega = 0$ и (1) превращается в однородное уравнение без источников. Применительно к нашей задаче это значит, что если для некоторого диапазона частот отсутствуют поверхностные токи от мишени, то в этом диапазоне не может генерироваться излучение от мишени и единственным источником излучения остается ток релятивистской частицы. Таким образом, диапазон частот измерения поверхностных токов ставится в соответствие диапазону частот излучения, генерируемого этими токами.

Исследования проводились на электронном пучке микротрона со следующими параметрами: энергия электронов 6.1 МэВ, длительность макроимпульса 3–5 мкс, частота макроимпульсов 1–8 Гц, длина электронного сгустка $\sigma_b \approx 2$ мм, число электронов в электронном сгустке $N_e \approx 10^8$, число сгустков в макроимпульсе $\approx 10^4$, размер пучка на выходе из микротрона $4 \times 2\,\text{мм}^2$, угловая расходимость выведенного пучка $\sigma = 0.08$ рад. Параметры пучка микротрона (σ_b) позволяют использовать когерентные свойства излучения в миллиметровом диапазоне длин волн для исследования ДИ и индукции поверхностных токов. В этом диапазоне интенсивность излучения и величина поверхностных токов возрастают на 8 порядков (пропорционально N_e) и становятся доступными для измерения с использованием существующих детекторов.

В целях исключения проблем, связанных с прямым контактом релятивистских электронов с материалом мишени, измерения осуществлялись в геометрии ДИ: одновременно измерялись обратное ДИ и поверхностный ток. Схема измерения приведена на рис. 1. Измерения проводились при двух положениях мишени: датчик поверхностного тока находился на передней или на задней поверхности мишени. Таким образом, оба эти измерения были выполнены в одинаковых условиях, что позволяет проводить относительное сравнение токов на обеих поверхностях. Для измерения углового распределения обратного ДИ использовался метод с применением параболического телескопа, описанный в [8]. Он обеспечивает измерение характеристик обратного ДИ в представлении дальней зоны. Для измерения поверхностного тока использовалась известная методика, которая применяется для измерения поверхностного тока в мониторах положения пучка [9]. На рис. 2 показан датчик поверхностного тока, встроенный в мишень ДИ. Мишень со встроенным датчиком поверхностного тока могла перемещаться в горизонтальном направлении для изменения прицельного параметра h. Для обеспечения соответствия обратного ДИ поверхностным токам при измерении зависимости от прицельного параметра расстояние между щелями датчика было выбрано равным 3 мм (четверть средней длины волны регистрируемого ДИ). Согласно [9] это со-

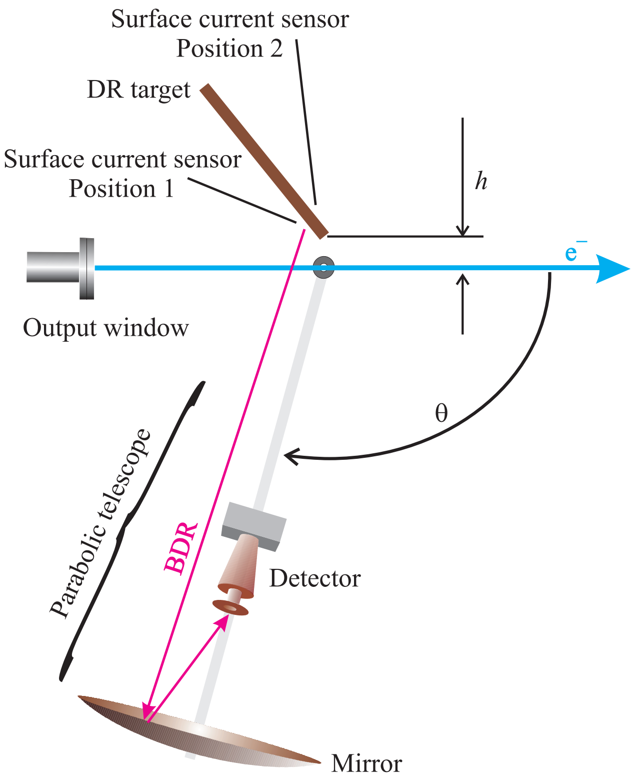

Рис. 1. Схема эксперимента по измерению поверхностного тока, индуцированного полем релятивистских электронов, и обратного дифракционного излучения (BDR). Position 1 и Position 2 – расположения датчика при измерении поверхностного тока на задней и передней поверхностях мишени соответственно

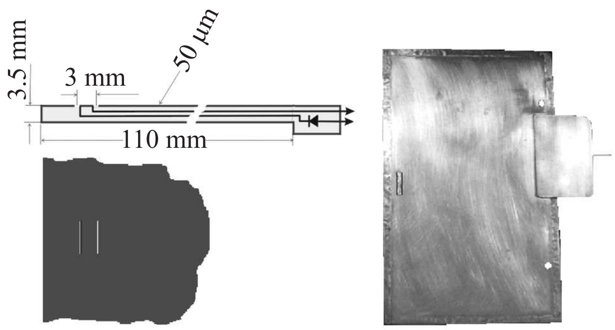

Рис. 2. Датчик поверхностного тока, встроенный в мишень ДИ (схема и фотография)

ответствует максимуму чувствительности датчика в области 25 ГГц. Чувствительность датчика составляла ≈ 50 мВ/(мА/см) (нижняя оценка). Ширина щели равнялась 0.4 мм. Для измерения фона датчика поверхностного тока мы заклеивали его щели проводящей фольгой с помощью проводящего клея.

Измеренные интенсивность обратного ДИ в максимуме его углового распределения (рис. 3) и поверх-

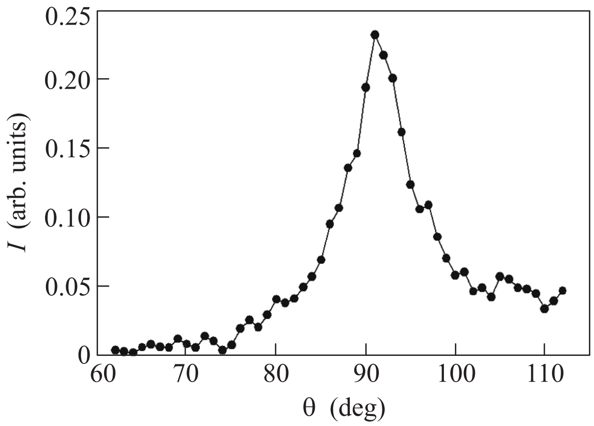

Рис. 3. Угловое распределение обратного ДИ

ностный ток как функции прицельного параметра для обоих положений мишени (с датчиком на передней и на задней поверхностях мишени) после вычитания фона представлены на рис. 4 и 5. Максимальная

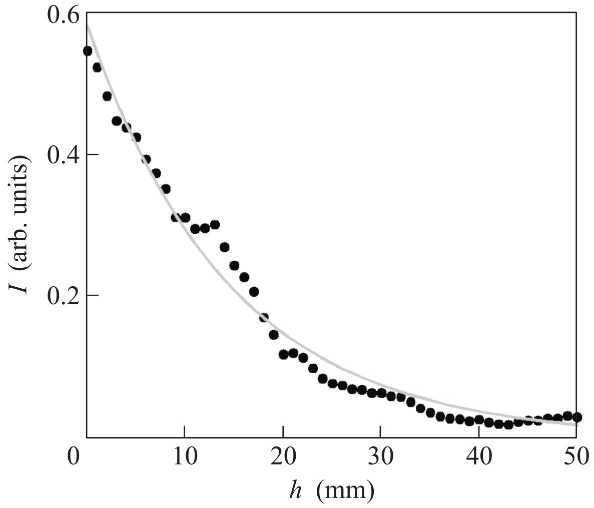

Рис. 4. Измеренная зависимость интенсивности обратного ДИ от прицельного параметра. Сплошная линия – аппроксимация $W = A\exp(-4\pi h/\gamma\lambda)$ при $A = 0.58$, $\gamma = 12$ и $\lambda = 15.3$ мм

зарегистрированная плотность поверхностного тока составила 0.15 мА/см (нижняя оценка). Для сравнения сплошной кривой на рис. 5 приведен расчет плотности поверхностного тока в области датчика, выполненный по теоретической модели ДИ, описанной в [10]. Отсюда фурье-образ компоненты плотности поверхностного тока, перпендикулярной краю мишени, выражается как

$$J_x = B_{q\omega}\frac{p+i\tau}{\sqrt{(p-k)\,(k+i\tau)}}, \tag{3}$$

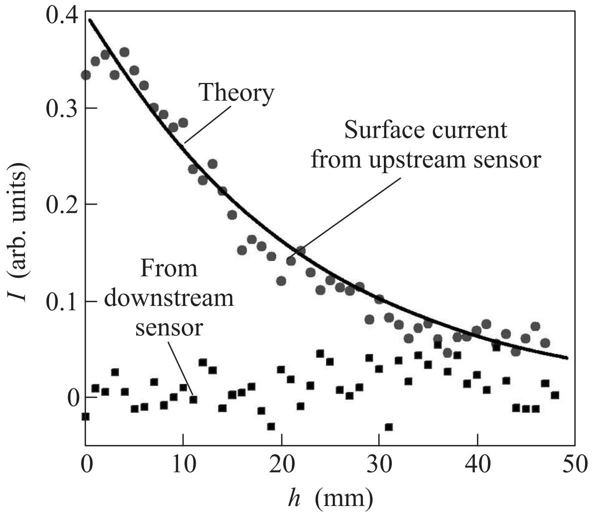

Рис. 5. Измеренная зависимость поверхностного тока от прицельного параметра на передней (downstream) и задней (upstream) поверхностях мишени. Сплошная кривая – расчет по [10]

где $B_{q\omega} = \dfrac{e}{4\pi^2}\dfrac{\beta\sqrt{p-i\tau}}{\alpha\cos\theta+i\omega\sin\theta}\exp\left(-\dfrac{\alpha h}{\beta}\right)$, $\alpha = \sqrt{\omega^2/\gamma^2+q^2\beta^2}$, $p = \sqrt{\omega^2-q^2}$, $\tau = (\alpha\sin\theta - i\omega\cos\theta)/\beta$, $\omega = 2\pi/\lambda$, k и q – компоненты волнового вектора, h – прицельный параметр.

Для перехода к пространственным координатам осуществим обратное преобразование Фурье выражения (3):

$$J_x(x,y) = \int\limits_{-\infty}^{\infty}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\frac{1}{(2\pi)^2}e^{-i(qy+kx)}J_x\,dqdk. \qquad (4)$$

Здесь x и y – координаты точки на поверхности мишени. Далее значение плотности тока из выражения (4) находилось численно для условий эксперимента, $\lambda = 12$ мм и положения датчика тока на мишени $x = 8$ мм, $y = 0$. Аппроксимация зависимости тока от прицельного параметра кривой $W = A\exp(-2\pi h/\gamma\lambda)$ при $A = 0.4$, $\gamma = 12$ и $\lambda = 12$ мм практически совпадает с теоретическим расчетом. Из рис. 4 и 5 видно, что форма зависимости поверхностного тока от прицельного параметра на задней поверхности мишени соответствует расчету. В то же время ток на передней поверхности с точностью до ошибки измерения отсутствует, что согласуется с подходом на основе метода псевдофотонов. Для подтверждения этого вывода в той же геометрии были проведены измерения на пучке реальных фотонов от излучателя с длиной волны 15 мм по схеме, представленной на рис. 6. Пучок от излучателя фокусировался параболическим зеркалом на мишень. Отраженное от мишени излучение фокусировалось на детектор. В эксперименте измерялась зависимость показаний датчика поверхностного тока J на передней и задней поверхностях мишени от интенсивности W отраженного излучения (рис. 7). Сплошной линией

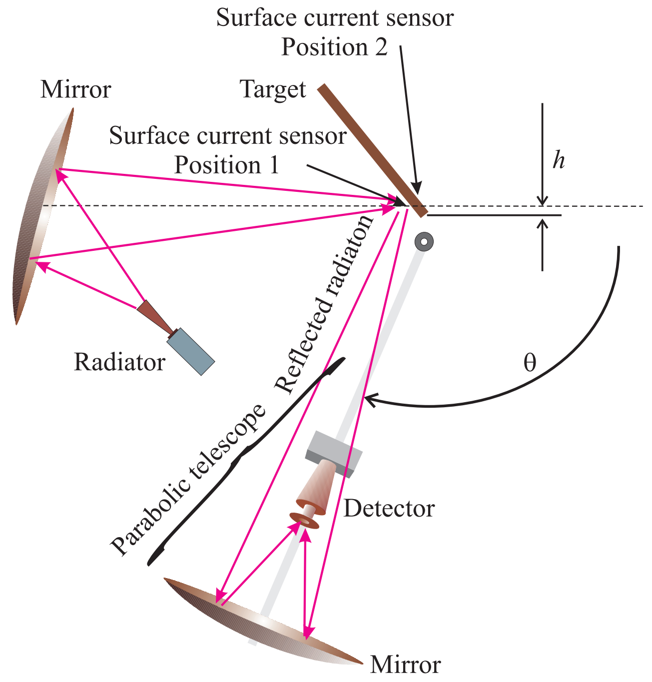

Рис. 6. Схема эксперимента по измерению поверхностного тока, индуцированного полем реальных фотонов, и излучения, отраженного от задней поверхности мишени. Position 1 и Position 2 – расположения датчика при измерении поверхностного тока на задней и передней поверхностях мишени соответственно

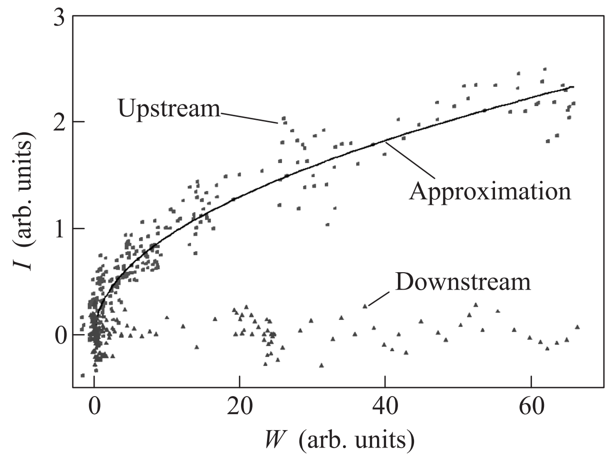

Рис. 7. Зависимость поверхностного тока на задней (upstream) и передней (downstream) поверхностях мишени от интенсивности излучения, падающего на мишень. Сплошная линия – аппроксимация верхней кривой функцией $J = aW^{0.49}$

на рисунке приведена аппроксимация этой зависимости для тока на задней поверхности мишени функцией $J = aW^b$ при $b = 0.49 \pm 0.04$.

Из рисунка видно, что, во-первых, датчик тока регистрирует величину, пропорциональную абсолютному значению напряженности поля, т.е. абсолютное значение поверхностного тока. Во-вторых, в отличие от задней поверхности мишени, на передней поверхности с точностью до ошибки измерения поверхностный ток отсутствует, что находится в полном согласии с подходом на основе метода псевдофотонов. В то же время мы видим, что применение модели поверхностных токов для вычисления излучения в направлении движения электронов является необоснованным. В связи с этим возникает естественный вопрос о замене подхода для объяснения природы ПИ и ДИ в направлении движения электронов и объяснения известного факта ослабления поля в направлении движения электронов в пределах зоны формирования излучения. Возможно, что для решения этой проблемы следует вернуться к идее Е.Л. Фейнберга, опубликованной в [11] и развитой в работах [12–16].

Отметим, что в настоящей работе мы исследовали взаимодействие поля релятивистских электронов с толстыми проводящими мишенями, которые для исследуемого диапазона длин волн обладают свойствами зеркала. Аналогичная задача для прозрачных и полупрозрачных мишеней (например, в рентгеновском диапазоне) требует отдельного рассмотрения.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта # 14.B37.21.0775 в рамках ФЦП "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России" и финансирования в рамках государственного задания Министерства образования и науки РФ (НИР 2.1799.2011).

1. J. H. Brownell and J. Walsh, Phys. Rev. E **57**(1), 1075 (1998).
2. S. Reiche and J. B. Rosenzweig, *Transition Radiation for Uneven, Limited Surfaces*, Proceedings of the 2001 Particle Accelerator Conference, Chicago (2001).
3. Б. М. Болотовский, *Труды Физического института АН СССР* (1982), т. 140, с. 95.
4. Е. Ферми, Физика **29**, 315 (1924).
5. E. Wiliams and K. Danske Vidensk, Selsk. **13**, 4 (1935).
6. M. L. Ter-Mikaelian, *High Energy Electromagnetic Processes in Condensed Media*, Wiley-Interscience, New York (1972).
7. J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics*, 3^{rd} ed., J. Willey&Sons, New-York (1998).
8. Б. Н. Калинин, Г. А.Науменко, А. П. Потылицын, Г. А. Саруев, Л. Г. Сухих, В. А. Ча, Письма в ЖЭТФ **84**(3), 136 (2006).
9. V. Sargsyan, *Comparison of Stripline and Cavity Beam Position Monitors*, TESLA Report 2004-03.
10. А. П. Казанцев, Г. И. Сурдутович, ДАН СССР **147**, 74 (1962).
11. Е. Л. Фейнберг, Усп. физ. наук **132**(2), 255 (1980).
12. Н. Ф. Шульга, С. В. Трофименко, В. В. Сыщенко, Письма в ЖЭТФ **93**(1), 3 (2011).
13. G. Naumenko, X. Artru, A. Potylitsyn, Yu. Popov, L. Sukhikh, and M. Shevelev, J. Phys.: Conference Series **236**, 012004 (2010).
14. H. D. Thomsen, J. Esberg, K. K. Andersen, M. D. Lund, H. Knudsen, U. I. Uggerhoj, P. Sona, A. Mangiarotti, T. J. Ketel, A. Dizdar, S. Ballestrero, and S. H. Connell, Phys. Rev. D **81**, 052003 (2010).
15. G. A. Naumenko, Y. A. Popov, and M. V. Shevelev, J. Physics: Conference Series **357**(1), 1 (2012).
16. G. A. Naumenko, L. G. Sukhikh, Yu. A. Popov, and M. V. Shevelev, Nuovo Cimento C **35**(4), 285 (2011).