

УДК 530.12:530.51

ИЗЛУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН СВЕРХСВЕТОВЫМИ ИСТОЧНИКАМИ

С. В. Афанасьев

Тверской государственный университет
кафедра общей физики

Предлагаются теоретические расчёты и некоторые экспериментальные данные по исследованию когерентного излучения электромагнитных волн различными моделями сверхсветовых источников типа электронного, светового зайчика или заряженной нити, падающей на границу раздела двух сред.

Ключевые слова: сверхсветовые источники, черенковское излучение, синхротронное излучение, диэлектрический волновод

ELECTROMAGNETIC WAVE EMISSION BY FASTER-THAN- LIGHT SOURCES

S. V. Afanasiev

Tver State University
Chair of General Physics

Theoretical calculations and some experimental results on the study of coherent electromagnetic wave emission in different models of faster-than-light models of electronic, light spot or charged filament types falling on the boundary between two media.

Keywords: faster-than-light sources, Cherenkov radiation, synchrotron radiation, dielectric waveguide

Начиная с первых работ [1; 2] по настоящее время вопросы теории излучения сверхсветовых источников (ССИ) вызывают значительный интерес как у теоретиков, так и у экспериментаторов. Об этом свидетельствуют обзоры, периодически выходящие в центральных научных журналах [3-6]. В дополнение к указанным работам в настоящей статье даётся краткий обзор исследований по данной тематике, выполненных на кафедрах теоретической и общей физики ТвГУ.

1. Когерентное переходное излучение. Применение электромагнитного излучения широкого диапазона частот в физике твёрдого тела, ядерной физике и других областях возможно при наличии мощных, узконаправленных источников. Ранее рассматривались модели ССИ, в которых предполагали постоянными значения параметров излучающей системы, таких, как скорость

электронов в пучке, скорость сканирования. В [7] исследовалось влияние скачкообразного изменения скорости сканирования электронного пучка на характеристики излучения. Было показано, что при малых изменениях скорости сканирования луча полные потери в основном определяются черенковским излучением.

В [8] отмечалось, что переходное излучение возникает также и при изменении во времени электрических или магнитных свойств среды. Ниже [9] рассчитываются характеристики излучения ССИ типа падающей на границу раздела двух сред заряженной нити.

Ток частиц заряда q , имеющих скорость $\mathbf{v} = \{0, 0, v\}$ может быть задан в виде

$$\mathbf{j}(r, t) = qv\delta(y) \int_{-\infty}^{\infty} d\alpha \cdot \delta(x - \alpha) \cdot \delta(z - \alpha \cdot \operatorname{tg}\psi - vt), \quad (1)$$

где ψ – угол наклона фронта частиц к границе раздела двух сред с $\varepsilon_{1,2}$ и $\mu_{1,2}$, соответственно.

В определённой спектральной области [1] расчёт можно проводить для скачкообразного изменения свойств сред, то есть считать $\varepsilon_{1,2}^{(1)}, \mu_{1,2}^{(1)}$ и $\varepsilon_{1,2}^{(2)}, \mu_{1,2}^{(2)}$ постоянными для $t < 0$ и $t > 0$ соответственно, считая, что их изменение происходит в момент $t = 0$.

В итоге получим для энергии излучения в единицу времени, например, для W^{**} во второй среде, при изменении свойств этой среды, следующее выражение:

$$\frac{dW^{**}}{dt} = \frac{q^2}{4\pi} \int \frac{d\omega}{\omega} \frac{v_* v^2 (\varepsilon_2^{(1)} \mu_2^{(1)})^2 \left(\varepsilon_2^{(1)} \sqrt{\frac{\mu_2^{(2)}}{\varepsilon_2^{(2)}}} - \sqrt{\varepsilon_2^{(1)} \mu_2^{(1)}} \right)^2}{c^3 \mu_2^{(2)} \left| \frac{v_*^2}{c^2} \varepsilon_2^{(1)} \mu_2^{(1)} - 2 \right|} \times$$

$$\times \left[\frac{1}{\varepsilon_1^{(1)} \sqrt{\varepsilon_2^{(1)} \mu_2^{(1)} - \frac{c^2}{v_*^2}}} + \varepsilon_2^{(1)} \sqrt{\varepsilon_1 \mu_1 - \frac{c^2}{v_*^2}} \left(\frac{1 + \frac{v}{c} \sqrt{\varepsilon_1 \mu_1 - \frac{c^2}{v_*^2}}}{1 - \frac{v^2}{c^2} \varepsilon_1 \mu_1 + \frac{c^2}{v_*^2}} - \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2^{(1)} + \frac{v}{c} \sqrt{\varepsilon_1 \mu_1 - \frac{c^2}{v_*^2}}} \right) \right]^2 \quad (2)$$

Аналогичные выражения могут быть получены для любой среды при скачкообразном изменении её свойств. Анализ соответствующих выражений показывает, что W^{**} может превышать интенсивность черенковского излучения при соответствующих параметрах сред и скачка.

2. Синхротронное излучение сверхсветового источника.

Ондулятор. Уникальные свойства синхротронного излучения и разнообразные применения его в науке и технике [10] побудили ряд исследователей [11; 12] рассмотреть аналогичное излучение ССИ. Нами рассматривается иная модель ССИ, дающего излучение, аналогичное [11; 12]. Такая модель источника создаётся следующим образом: узкий пучок заряженных частиц под действием отклоняющего устройства вычерчивает по поверхности экрана окружность некоторого радиуса. Если ψ – угол наклона фронта частиц к поверхности экрана в точке касания, то скорость пятна ("зайчика") равна

$$v_* = v \operatorname{ctg} \psi, \quad (3)$$

где v – скорость частиц. Из (3), в свою очередь, следует, что при уменьшении угла наклона ψ (что можно сделать, меняя параметры установки) скорость источника может принимать любые значения, также и больше c . При пересечении частицами поверхности экрана возникает переходное излучение, тогда вследствие интерференции волн возможно возникновение излучения, аналогичного по свойствам синхротронному. Энергия излучения на гармонике номера n собственной частоты ω_0 принимает значение

$$W_n = \frac{4q^2 \beta^2 \omega_0^2}{c} \frac{\sin^3 \theta}{(1 - \beta^2 \cos^2 \theta)^2} J_n^2(n\beta_* \sin \theta) d\theta, \quad (4)$$

где $\beta_* = \frac{v_*}{c}$.

Используя формулу Шотта для рядов Каптейна, нам удалось просуммировать члены в (4) и получить выражение, определяющее зависимость интенсивности излучения от угла θ .

$$W_o = \frac{2g^2 \beta^2 \omega_0^2}{c} \frac{\sin^3 \theta}{(1 - \beta^2 \cos^2 \theta)^2} \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \beta_*^2 \sin^2 \theta}} - 1 \right). \quad (5)$$

Таким образом, для $\beta_* \ll 1$ распределение интенсивности по углам θ в основном определяется множителем $\sin^3 \theta (1 - \beta^2 \cos^2 \theta)^{-2}$. Но этот множитель дает характерное для переходного излучения распределение интенсивности (см. [8]). При $\beta, \beta_* \ll 1$ максимум интенсивности лежит вблизи плоскости экрана ($\varphi \sim \pi/2$). Если $\beta \sim 1$, то максимум смещается в малые углы θ . Интересен случай $\beta_* > 1$. Здесь мы наблюдаем сочетание синхротронного излучения сверхсветового источника с

черенковским, характеризуемым направленностью излучения согласно выражению

$$\cos\left(\frac{\pi}{2}-\theta\right)=\frac{1}{\beta_*}, \beta_* > 1. \quad (6)$$

Для анализа спектральных характеристик необходимо было воспользоваться асимптотиками функций Бесселя большого индекса, полученными А.А. Соколовым и другими [14] при создании теории синхротронного излучения. Было показано, что при $\beta_* > 1$ максимум интенсивности приходится на критическую частоту $\omega_c = \frac{3}{2} \frac{c}{a} \beta_* [2(\beta_* - 1)]^{-3/2}$.

Аналогично решалась задача о модели ССИ в ондуляторе – линейном ускорителе с синусоидальной траекторией движения заряженных частиц [15]. Были найдены спектральные и угловые характеристики СС черенковского, нормального и аномального эффектов Доплера, излучений.

3. Плоский диэлектрический слой. В [2] отмечалось, что большое число интересных задач об изучении сверхсветовых источников возникает в направляющих системах или волноводах. Особо отметим диэлектрические волноводы, обладающие определенной избирательностью, так как в них распространяется конечное число типов волн [17].

Ниже получено решение задачи о возбуждении диэлектрического слоя толщины h потоком заряженных частиц, расположенных в пространстве вдоль прямой линии, перемещающиеся со скоростью $v = \{-v, 0, 0\}$ и создающей ток [18].

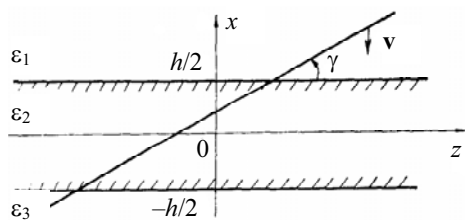
$$j(r, t) = gv\delta(y) \int_{-\infty}^{+\infty} da \delta(z - a) \delta(x - atg\gamma + vt) \quad (7)$$

где g – заряд на единицу длины заряженной нити. Взаимное расположение заряженной нити и диэлектрического слоя показано на рис. 1.

Было показано, что диэлектрический слой будет служить волноводом для мод, у которых $\chi_1^2 > 0$ и $\chi_2^2 > 0$, что возможно при

$$1/\sqrt{\epsilon} < \beta_* < 1, \quad (8)$$

$$\beta_* = v_* / c.$$

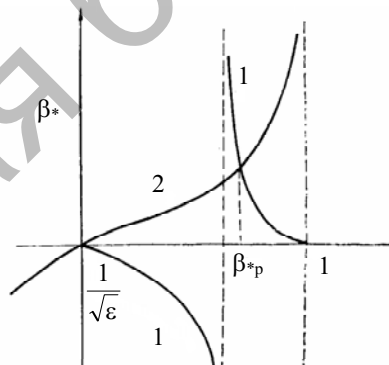


Р и с . 1. Заряженная нить и диэлектрический слой

Если учесть, что v_* есть скорость сканирования вдоль оси волновода области пересечения зарядами слоя и в то же время фазовая скорость распространяющихся волн в слое, то условие (8) при любой скорости частиц v может быть выполнено соответствующим выбором параметра γ (угла наклона фронта частиц к поверхности диэлектрического слоя). Конечное число возможных мод или постоянных распространения ω/v_* определяется из условия $\Delta = 0$. Интересным представляется случай, когда при заданных ω , ϵ и h имеется единственное решение для β_* уравнения

$$\operatorname{tg} h \frac{\omega \sqrt{\epsilon \beta_*^2 - 1}}{c \beta_*} = \frac{2\sqrt{(1 - \beta_*^2)(\epsilon \beta_*^2 - 1)}}{\beta_*^2(\epsilon + 1) - 1/\epsilon + \epsilon}, \quad (9)$$

что соответствует работе волновода в одномодовом режиме. Возможные значения указанных параметров при β_* , определяемом (8), находятся из условия $h(\omega/c)\sqrt{\epsilon - 1} \leq \pi$. Уравнение (9) может быть решено численно (см. рис. 2, где кривые 1 и 2 соответствуют функциям в правой и левой частях уравнения (9)).



Р и с . 2. Численное решение уравнения (9)

Остановимся теперь на механизмах возникновения излучения в диэлектрическом волноводе. Ими является переходное излучение [8] и черенковское, которое возможно при выполнении условия $v > c/\sqrt{\epsilon}$. Однако это условие для возбуждения рабочей моды за счет черенковского излучения не является достаточным: необходимо еще выполнение условия $\chi_2 = \omega/v$, при котором черенковская волна испытывает полное внутреннее отражение.

Потери энергии нити на создание бегущей моды имеют вид

$$W = i \frac{8q^2 v^2}{v_*} \int_{-\infty}^{+\infty} \left(\frac{\omega^2}{c^2} - \frac{\chi_2^2}{\epsilon} \right) \frac{B \sin(h/2)(\chi_2 + \omega/v)}{\chi_2 + \omega/v} d\omega. \quad (10)$$

При условии $\chi_2 = \omega/v$ (фактически задано соотношение $\beta = \beta_* / \sqrt{\epsilon\beta_*^2 - 1}$) интеграл имеет более простой вид

$$\frac{dW}{dt} = i4q^2 \beta^3 \sqrt{\omega\beta^2 - 1} \int_{-\infty}^{+\infty} \left(1 - \frac{1}{\epsilon\beta^2} \right) \left\{ \frac{\eta}{4} \left[\beta^2(\epsilon - 1) - 1 + \frac{1}{\epsilon^2} \right] - \right. \quad (11)$$

$$\left. - \frac{1}{\epsilon} \left(\frac{1}{\beta^2} - \frac{1}{2} \right) \sqrt{\beta^2(\epsilon - 1) - 1} \right\} \left[\frac{1}{\epsilon^2} - \beta^2(\epsilon - 1) + 1 - \frac{2}{\epsilon} \sqrt{\beta^2(\epsilon - 1) - 1} \operatorname{ctg} \eta \right]^{-1} \frac{d\eta}{\eta}$$

и сводится к сумме вычетов в точках

$$\eta_m = \operatorname{arctg} \frac{1/\epsilon^2 - \beta^2(\epsilon - 1) + 1}{2/\epsilon \sqrt{\beta^2(\epsilon - 1) - 1}} + m\pi, \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (12)$$

В итоге передаваемая энергия выражается через ϵ и β следующим образом:

$$\frac{dW}{dt} = 8\pi q^2 \beta^3 \sqrt{\epsilon\beta^2 - 1} \left(1 - 1/\epsilon\beta^2 \right) \times$$

$$\times \left\{ \frac{\left[\beta^2(\epsilon - 1) - 1 + 1/\epsilon^2 \right] \epsilon}{8(1 + \eta_0^2) \sqrt{\beta^2(\epsilon - 1) - 1}} - \frac{1/\beta^2 - 1/2}{2\eta_0(1 + \eta_0^2)} \right\}. \quad (13)$$

Численные оценки в (13) при $\beta = 0,99$ показывают, что при $\epsilon > 2$ потери растут линейно с ростом ϵ .

4. Заключение. Отметим ряд экспериментальных работ, не вошедших в указанные выше обзоры.

В [19] представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований генерации широкополосного направленного электромагнитного излучения ССИ, возникающего при наклонном падении фронта импульсного рентгеновского излучения на фотокатод плоского диода. Результаты численного моделирования, сопоставлены с экспериментальными данными, полученными с использованием установки «Искра-5» для создания лазерной плазмы в качестве источника рентгеновского излучения.

Было показано, что модель ССИ адекватно описывает полученные в эксперименте данные, излучение имеет направленный характер и малую длительность.

Аналогичные эксперименты проводились другими авторами [20; 21]. Ожидается, что в результате исследований будут сформированы требования, необходимые для создания лабораторного, а затем и компактного промышленного образца принципиально нового, сверхширокополосного, источника ЭМИ, который может найти применение в навигационной технике, в диагностике онкозаболеваний, в обработке металлов и покрытий, при создании приборов микроволновой электроники с длиной волны менее 1 см.

Список литературы

1. Гинзбург В.Л. Об эффекте Вавилова–Черенкова и аномальном эффекте Доплера в среде, в которой фазовая скорость волн больше скорости света в вакууме // ЖЭТФ. 1972. 62(1). С. 176.
2. Болотовский Б.М., Гинзбург В.Л. Эффект Вавилова-Черенкова и эффект Доплера при движении источников со скоростью больше скорости света в вакууме // УФН. 1972. 106(4). С. 577.
3. Гинзбург В.Л. Теоретическая физика и астрофизика. М.: Наука, 1981.
4. Болотовский Б.М., Серов А.В. Излучение сверхсветовых источников в вакууме // УФН. 2005. 175(9).
5. Болотовский Б.М. Серов Л.В. Переход излучения от протяженной системы зарядов // ЖТФ. 2002. 72(1). С. 3.
6. Болотовский Б.М., Быков В.П. Изв. вузов. Сер. "Радиофизика". Т.32. 1989. С. 386.
7. Афанасьев С.В., Мануйлов В.В. Микроскопические расчеты легких ядер // КГУ. Калинин. 1981.
8. Гинзбург В.Л., Цытович В.Н. Переходное излучение и переходное рассеяние // М.: Наука, 1984.
9. Афанасьев С.В. Излучение сфазированного потока заряженных частиц в нестационарной среде // Вестник ТвГУ. Серия: Физика. 2007. №6 (34).
10. Зрелов В.И. Излучение Вавилова-Черенкова и его применение в физике высоких энергий // 1968. Т 1,2. М.: Атомиздат.
11. Манева Г.М. Изв.вузов. Сер. «Радиофизика». 1976. Т 19, №7.
12. Эйдман В.Я. Астрофизика. Изв.вузов. Сер. «Радиофизика». 1972. Т 15, №4, С 634.

13. Афанасьев С.В. Изв.вузов Сер. «Радиофизика». 1976. Т 19, №10, С 1523.
14. Иваненко Д.Д., Соколов А.А. Классическая теория поля. М.: Гостехиздат, 1949.
15. Мириманов Р.Г. Миллиметровые и субмиллиметровые волны. М.: ИЛ, 1959.
16. Афанасьев С.В. Изв. вузов. Сер. «Радиофизика». 1974. Т17, №7. С. 1069.
17. Маркузе Д. Оптические волноводы. М.: Мир, 1974.
18. Афанасьев С.В. Изв. вузов. Сер. «Радиофизика». 1988. Т 31, №4. С. 376.
19. Лазарев Ю.Н., Петров П.В., Сырцова Ю.Г. Фотоэмиссионный импульсный источник широкополосного направленного электромагнитного излучения // ЖТФ. 2004. Т. 74, вып. 11. С.83.
20. Бессараб А.В. Труды РФЯЦ-ВНИИФ. Саров. 2001. №1. С. 518.
21. Политов В.Ю., Шушлебин А.Н. Забабахинские научные чтения. Снежинск: РФЯЦ-ВНИИТФ, 2003.

Об авторе:

АФАНАСЬЕВ Сергей Викторович – кандидат физ.-мат наук,
доцент кафедры общей физики ТвГУ