

## ВОЗБУЖДЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ИМПУЛЬСОВ РЕЛЯТИВИСТСКИМИ ЭЛЕКТРОННЫМИ ПУЧКАМИ

© В.А.Балакирев, Г.Л.Сидельников

### Введение

Генераторы на базе сильноточных релятивистских электронных пучков (СРЭП) (карсинотроны, магнетроны, клистроны, гиротроны, виркаторы и др.) предназначены для получения узкополосных импульсных сигналов, длительность которых  $\tau_p$  существенно превосходит период  $T$  высокочастотных электромагнитных колебаний ( $\tau_p/T \gg 1$ ), и не пригодны для генерации мощных сверхширокополосных электромагнитных импульсов (ЭМИ), для которых  $\tau_p \leq T$ . Ясно, что для эффективной генерации сверхширокополосных ЭМИ необходимо использовать нерезонансные (ударные) механизмы излучения, например, такие как спонтанное когерентное переходное излучение СРЭП [1]. Для этого в область возбуждения ЭМИ должны поступать СРЭП, имеющие заданную длительность тока (фронтов импульса поля). Короткие импульсные электронные пучки (сгустки) с длительностью 0.1–10 нс, энергией 0.5–1 МэВ и пиковыми значениями тока 1–40 кА могут быть получены либо преобразованием длинноимпульсных пучков в последовательности электронных импульсов (модулированные пучки) [2], либо прямой генерацией СРЭП короткой и ультракороткой длительности в сильноточных ускорителях [3].

Принципиально важной особенностью переходного излучения, возникающего при движении заряженной частицы в электрически (магнитно) неоднородной среде, является то, что эффект имеет место при постоянной скорости частиц. Благодаря этому свойству, поле переходного излучения электронного пучка пропорционально его току [1], а не производной тока по времени, как в случае излучения традиционными антеннами [4]. Ниже предлагается несколько схем генерации сверхширокополосных ЭМИ на переходном излучении СРЭП.

# 1. Переходное излучение ЭМИ при пересечении электронным пучком проводящего экрана

Модель излучающего устройства в виде полуограниченного цилиндрического волновода с фланцем изображена на рис. 1. Из камеры дрейфа 1 через фольгу 2 аксиально-симметричный сгусток выводится в свободное пространство. При пересечении электронным сгустком проводящей плоскости, которая включает в себя фольгу 2 и проводящий экран 3, формируется ЭМИ. Будем для простоты считать, что радиус проводящего экрана неограниченно большой. В волновой зоне импульс электромагнитного излучения описывается выражением [1]

$$H_{\varphi} = \frac{2}{cR} I \left( t - \frac{R}{c} \right) \frac{\beta \sin \theta}{1 - \beta^2 \cos^2 \theta}, \quad (1)$$

где  $H_{\varphi}$  — магнитное поле излучения,  $c$  — скорость света в пустоте,  $R$  — расстояние от начала координат до точки наблюдения,  $\theta$  — угол между продольной осью и вектором  $\mathbf{R}$ ,  $I(t)$  — ток сгустка,  $t$  — время,  $\beta = v_0/c$ ,  $v_0$  — скорость пучка.

Из выражения (1) следует важный вывод, что форма импульса излучения в точности повторяет форму импульса тока, т. е. антенна, роль которой в этой схеме играет сам электронный пучок, обладает свойством широкополосности. Максимум интенсивности излучения в случае  $\gamma \gg 1$ ,  $\gamma$  — релятивистский фактор, приходится на малый угол  $\theta \approx 1.7/\gamma \ll 1$ . Определим КПД пучкового излучателя как отношение излученной энергии к кинетической энергии импульсного пучка. Поле излучения и кинетическая энергия могут быть вычислены соответственно по следующим формулам:

$$w_{rad} = \int_{-\infty}^{\infty} dt \frac{c}{8\pi} R^2 \int_S |H_{\varphi}|^2 ds, \quad w_{kin} = Qmc^2(\gamma - 1)/e.$$

Внутреннее интегрирование в первой формуле проводится по поверхности единичной сферы,  $Q = \int_{-\infty}^{\infty} I(t - z/c) dt$  — заряд сгустка. В случае гауссовского тока пучка  $I(t) = I_b \exp(-t^2/\tau_p^2)$  для КПД пучкового излучателя имеем

$$\eta = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{I_b}{I_A(\gamma - 1)} \left( \frac{1 + \beta^2}{2\beta} \ln \frac{1 + \beta}{1 - \beta} - 1 \right), \quad (2)$$

$I_b$  — пиковое значение тока пучка,  $I_A = mc^3/e = 17$  кА,  $m$  — масса электрона,  $e$  — заряд. Так, например, для электронного пучка с параметрами, легко реализуемыми в эксперименте: максимальным током пучка 8 кА и энергией 1 мэВ, около 40% кинетической энергии пучка трансформируется в энергию ЭМИ.

## 2. Переходное получение ЭМИ при инжекции сгустка из полубесконечного волновода

Рассмотрим излучающую систему, выполненную в виде полубесконечного цилиндрического волновода. Торец волновода закрыт идеально проводящей диафрагмой, прозрачной для частиц пучка. Электронный сгусток движется в волноводе вдоль оси и через диафрагму (фольгу) выводится в свободное пространство. В отличие от предыдущей схемы излучателя в данной схеме отсутствует идеально проводящий экран (фланец).

Задача об определении электромагнитного поля в областях  $r < a$ ,  $r > a$  сводится к решению сингулярного интегрального уравнения [5] в пространстве продольных волновых чисел. В предельном случае малого радиуса волновода  $a \ll \sigma_p$  расчеты дают следующее выражение для поля излучения [1]:

$$H_\varphi = \frac{I(t - R/c)}{cR} \left( \frac{\beta \sin \theta}{1 - \beta \cos \theta} + \frac{\sin \theta}{1 + \cos \theta} \right). \quad (3)$$

Первое слагаемое связано с излучением электронного пучка, тогда как второе определяет излучение тока, наведенного пучком на внешней поверхности волновода. Электронный пучок излучает вперед под углом к оси  $\theta \approx 1.7/\gamma$ . Максимум же излучения наведенного тока приходится на угол  $\theta = \pi$ . Это связано с направляющими свойствами тонкого цилиндрического проводника [1]. Импульс излучения по форме повторяет импульс тока пучка.

## 3. Переходное возбуждение ТЕМ импульса в полубесконечной коаксиальной линии

Преобразование энергии СРЭП в энергию ЭМИ может быть осуществлено в специальном устройстве — конвертере. Возможная схема такого устройства на базе коаксиальной линии изображена на рис. 2. Из камеры дрейфа, выполненной в виде круглого волновода, импульсный электронный пучок попадает на центральный цилиндрический проводник. Радиус сгустка меньше радиуса внутреннего проводника коаксиала. В результате переходного излучения

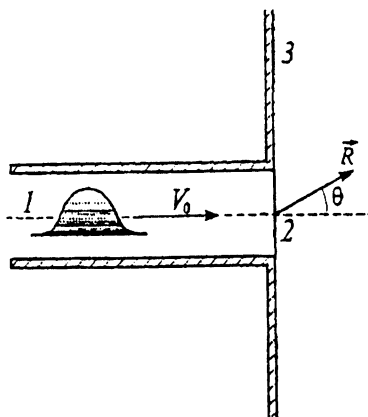


Рис. 1.

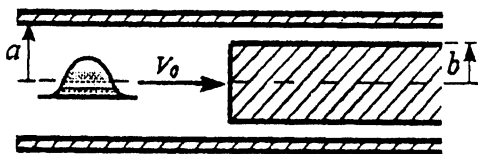


Рис. 2.

пучка в коаксиальной линии возбуждается импульс ТЕМ поля, который запитывает сверхширокополосную антенну. Аналитическое решение поставленной задачи может быть получено в квазистатическом приближении  $a/c\tau_p \ll 1$ , где  $a$  — радиус волновода. Этот случай представляет наибольший интерес, поскольку вклад волноводных мод в поле излучения пренебрежимо мал. Для поля возбужденного ТЕМ импульса в этом приближении получаем простое выражение

$$H_\varphi = \frac{2}{cR} I \left( t - \frac{z}{c} \right).$$

Из этой формулы следует, что форма и амплитуда ТЕМ импульса определяются только током сгустка. Мощность, переносимая ТЕМ импульсом, и КПД преобразования кинетической энергии СРЭП в энергию ЭМИ для гауссовского пучка определяются выражениями

$$P = \frac{2I^2(t)}{c} \ln \frac{a}{b}, \quad \eta = \sqrt{2} \frac{I_b}{I_A(\gamma - 1)} \ln \frac{a}{b},$$

$b$  — радиус центрального проводника.

В частности, при  $a = 2.7b$ , энергии 1 МэВ, токе 10 кА эффективность преобразования составляет 40%. Максимальная мощность излучения достигает 6 ГВт.

### Заключение

Исследованы физические механизмы возбуждения сверхширокополосных ЭМИ на основе переходного излучения СРЭП. Предложены различные схемы пучковых излучателей ЭМИ гигаваттного уровня на основе преобразования кинетической энергии короткоимпульсных СРЭП в энергию сверхширокополосных ЭМИ. Такое преобразование может быть осуществлено за счет когерентного перехода излучения сгустка электронов или последовательности сгустков. Исследования показали, что переходное излучение является эффективным механизмом генерации ЭМИ. Форма импульса ЭМИ и его длительность близки к соответствующим характеристикам импульса тока электронного пучка. КПД излучателей, использующих пучки с током 5–20 кА и энергией 0.5–1 МэВ, может составлять 30–60%. Перспективным механизмом возбуждения ЭМИ является также магнитотормозное излучение короткоимпульсного СРЭП во внешнем магнитном поле, излучение, формируемое короткоимпульсным СРЭП при образовании виртуального катода.

### Список литературы

- [1] Балахирев В.А., Сидельников Г.Л. Переходное излучение модулированных электронных пучков в неоднородной плазме. Обзор. Харьков, 1994. 104 с.
- [2] Friedman M., Serlin V., Lan Yu. // Proc. of 8th Intern. Conf. High-Power Particle Beams. July 2–5, Novosibirsk, USSR, 1990. V. 1. P. 53.
- [3] Желтов В.А., Коробков С.А., Петренко А.Н. // ПТЭ. 1990. № 1. С. 37–41.
- [4] Хармут Х. Несинусоидальные волны в радиолокации и радиосвязи. М.: Радио и связь, 1985. 376 с.
- [5] Гагов Ф.Д. Краевые задачи. М.: Наука, 1977. 638 с.

Национальный научный  
центр  
Харьковский  
физико-технический  
институт

Поступило в Редакцию  
9 ноября 1995 г.  
В окончательной редакции  
28 марта 1996 г.