

09;10;12

## Переходное излучение нерелятивистских электронных сгустков на диафрагмах

© В.Н. Болотов, С.И. Кононенко, В.И. Муратов, В.Д. Федорченко

Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина,  
61007 Харьков, Украина  
e-mail: renic@iemr.vl.net.ua

(Поступило в Редакцию 27 июня 2003 г.)

Описываются эксперименты по созданию электромагнитных импульсов (ЭМИ) с помощью нерелятивистских сгустков электронов, пролетающих через диафрагмы разных радиусов. Полученные экспериментальные результаты совпадают с выводами теории переходного излучения при пролете нерелятивистских заряженных частиц через проводящие экраны с отверстиями. Проведенные исследования могут быть использованы при создании устройств, для получения ЭМИ с управляемыми характеристиками, а также для построения теории переходного излучения с участием электродинамических структур сложных геометрий.

### Введение

Как хорошо известно, электромагнитное излучение, генерируемое заряженными частицами, возможно не только при их ускоренном движении, но и при движении этих частиц с постоянной скоростью. Существенным условием возникновения излучения электромагнитных волн в этом случае является наличие материальных сред. Если заряженная частица движется прямолинейно и равномерно вблизи проводящей среды или влетает в нее, то она возбуждает в этой среде токи, изменяющиеся со временем. Наводимые токи порождают электромагнитное излучение. Движение с постоянной скоростью вблизи диэлектриков приводит к их локальной поляризации во времени и в пространстве и соответственно к излучению электромагнитных волн, но уже с гораздо меньшими интенсивностями. Таким образом, электромагнитное излучение связано с перестройкой поля системы заряженная частица—среда. Этот класс электромагнитных явлений лежит в основе определения основных видов излучения: переходное излучение, дифракционное излучение и излучение Смита—Парселла [1,2]. Несколько в стороне от этих видов излучений стоит излучение Вавилова—Черенкова, которое также возникает при равномерном и прямолинейном движении заряженных частиц, но со скоростями, превышающими фазовую скорость света в данной среде.

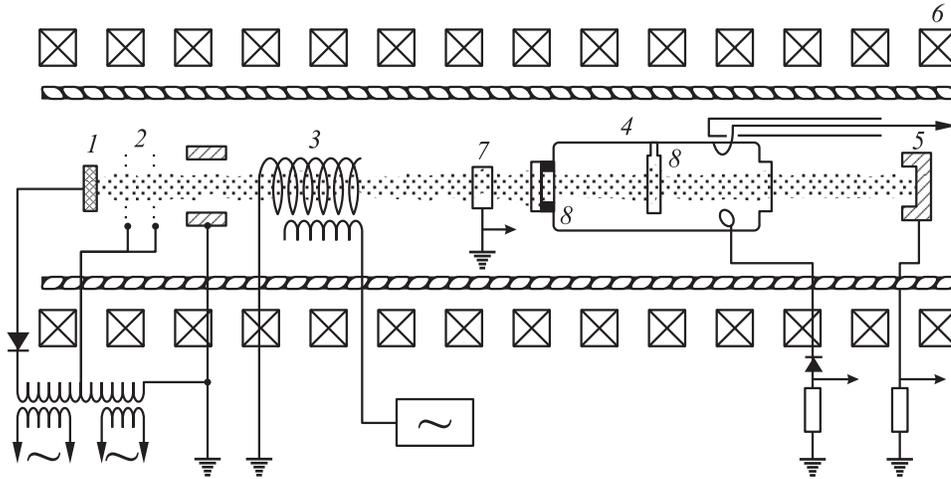
В настоящее время большой интерес представляет создание мощных ЭМИ малой длительности. Одним из механизмов, на базе которого осуществляется рождение ЭМИ, является его генерация с помощью быстрой перестройки поля, происходящей в системе заряженный сгусток электронов—проводящее твердое тело. Широкополосное переходное излучение планируется использовать в импульсной радиолокации. Следует также отметить, что в настоящее время уже построены и нашли широкое применение генераторы микроволнового излучения, работа которых происходит с использованием дифракционного излучения [2].

В настоящей работе исследуется влияние диафрагмы разных геометрий на генерирование электромагнитных волн при прохождении через диафрагмы сгустков заряженных электронов.

### Эксперимент

Эксперимент проводился на установке, представленной на рис. 1. Через металлическую трубу диаметром 9 см, расположенную в однородном магнитном поле напряженностью 400 Ое, инжектируются два взаимоперпендикулярных электронных пучка. Эмиттером электронов первого пучка является таблетка гексаборида лантана радиусом 0.3 см, второго — плоская танталовая спираль, пронизываемая электронами первого пучка. Скорости пучков составляли  $3.6 \cdot 10^9$  и  $3.3 \cdot 10^9$  см/с, суммарный ток — 40–50 мА. Ускоряющее напряжение на электронных пушках — синусоида 50 Нз, что позволяло наблюдать высокочастотные сигналы во времени при любых энергиях от минимальной (пороговой) до максимальной (рис. 2). Рабочее давление в камере  $2 \cdot 10^{-6}$  мм Нг. Начальное возмущение создавалось подачей от внешнего генератора высокочастотного напряжения на модулятор (3 на рис. 1), представляющий собой замедляющую спираль длиной 15 см, связанную с генератором через дополнительную спираль с обратной намоткой. Модулирующее напряжение на частоте порядка 1 ГНз подавалось от генератора Г4-37А мощностью 1 Вт. За модулятором на некотором расстоянии ( $\sim 40$  см) располагался объемный резонатор (4 на рис.1), сигналы с которого с помощью петель связи детектировались и подавались на осциллограф С1-69 или на анализатор спектра, имеющий диапазон частот на 40 ГНз.

Электронные сгустки формируются волнами Бернштейна—Грина—Крускала (БК-волнами) [3,4]. Это стационарные нелинейные волны, профиль которых определяется начальной функцией распределения захваченных частиц. При определенных соотношениях скоростей и плотностей модулированных пучков удается создать

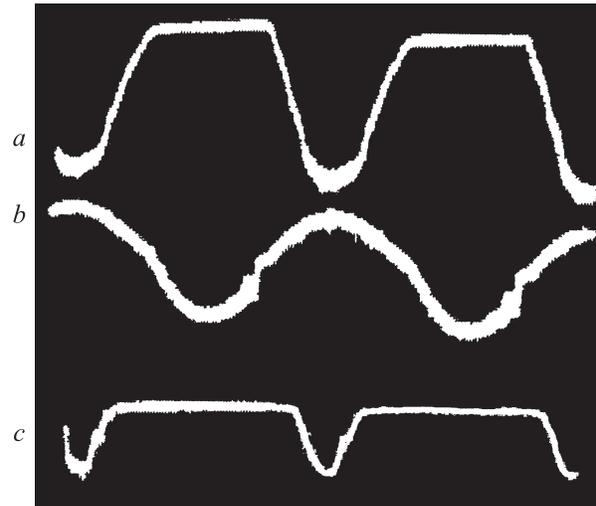


**Рис. 1.** Схема экспериментальной установки: 1, 2 — электронные пушки; 3 — модулятор; 4 — резонатор; 5 — коллектор; 6 — магнитная система; 7 — емкостной зонд; 8 — диафрагма с отверстием, которая располагалась в центре резонатора или на его входе.

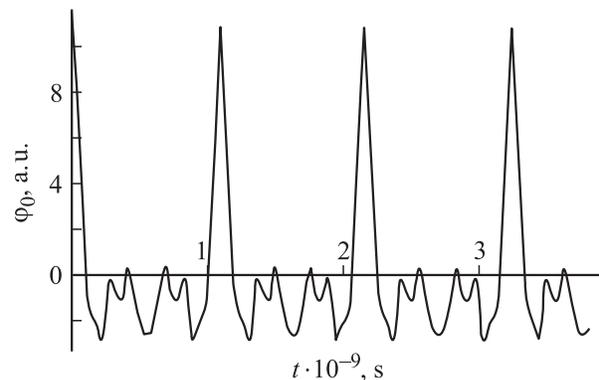
БГК-волны, изменение потенциала которых со временем имеет вид узкого импульса. Так как начальная стадия эволюции волны наиболее благоприятна для изменения ее формы, формирование электронного сгустка начинается раньше, чем амплитуда первой гармоники достигнет максимальной величины.

В эксперименте используются электронные пучки с закритической скоростью [5,6], которые усиливают только волны конечной амплитуды, превышающей пороговое значение, выше которой происходит захват частиц волной. Поэтому шумы малых амплитуд закритическим пучком не усиливаются и не создают помех, искажающих эволюционный процесс. Итак, если начальную функцию распределения захваченных частиц сделать постоянной вдоль траекторий частиц, то можно создать незатухающие электронные волны. Профиль этой волны определялся с помощью емкостного зонда (7 на рис. 1). Исследование гармонического состава сигнала проводилось анализатором спектра, которым измерялись амплитуды восьми гармоник, нормированные на амплитуду основной частоты. Калибровка высокочастотного тракта осуществлялась с помощью стандартных генераторов. Решая обратную задачу Фурье для частоты модуляции 925 МГц, можно было определить форму потенциала сгустка во времени, которая, как видно из рис. 3, имеет вид узкого импульса с полушириной порядка  $10^{-10}$  с. Зная скорость сгустка, можно было определить его продольный размер  $l$ , который составлял 0.3 см. Поперечный размер сгустка определяется размерами катода и равен 0.6 см. Аналогичные результаты были получены на других частотах модуляции.

Экспериментально было обнаружено, что электронные сгустки, пролетая через металлические диафрагмы разных размеров (8 на рис. 1), генерируют переходное электромагнитное излучение [1,7]. Для диагностики излучения использовался объемный резонатор

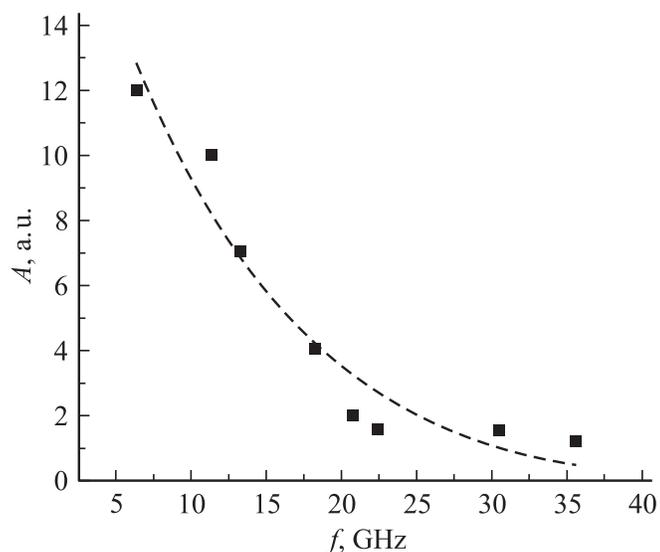


**Рис. 2.** Осциллограмма тока (a), ускоряющего напряжения (b), и высокочастотного сигнала с резонатора (c).

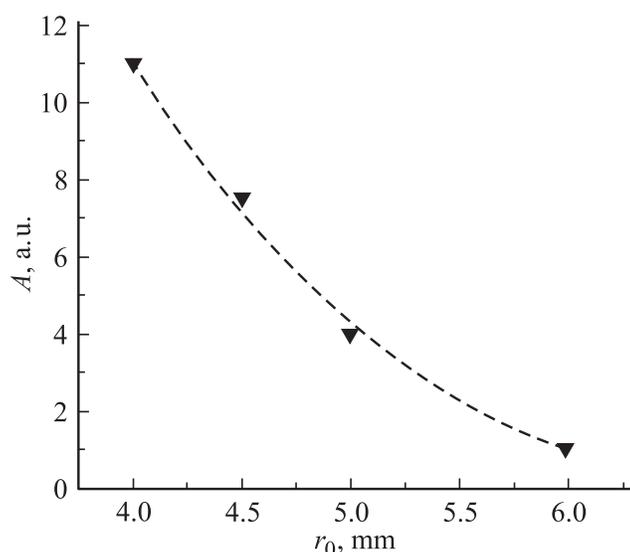


**Рис. 3.** Форма потенциала, создаваемого электронными сгустками.

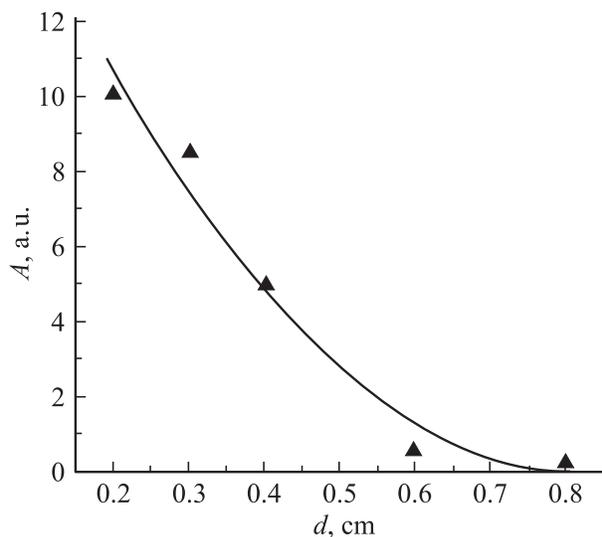
(4 на рис. 1) радиусом 1.75 см и длиной 13.6 см. Медная диафрагма диаметром 16 мм с отверстием ( $r_0 = 0.4$  см) и толщиной  $d = 0.2$  см располагалась в центре резонатора, где электрическое поле нижней моды  $H_{11}$  равно нулю. Частотный спектр возбуждаемых сгустком волн весьма широк, а резонатор выбирает лишь те, которые совпадают с его собственными частотами. На рис. 4 представлен характерный спектр частот электромагнитного излучения, измеренный на частоте модуляции 1.06 GHz. Мощность излучения на частоте 6.38 GHz измерялась термисторным мостом и составляла в импульсе 80 мВт.



**Рис. 4.** Спектр частот, излучаемых диафрагмой, расположенной в центре резонатора.



**Рис. 5.** Зависимость амплитуды излучения от радиуса отверстия диафрагмы.



**Рис. 6.** Зависимость амплитуды излучения от толщины диафрагмы.

Большое влияние на интенсивность и ширину спектра излучения оказывает материал, из которого изготовлена диафрагма. Сравнение для двух геометрически идентичных медной и керамической диафрагм показывает, что спектр на последней ограничен нижней собственной частотой резонатора и интенсивность излучения на медной диафрагме на два порядка больше, чем на керамической. Измерение спектров на диафрагме из ниобий-титанового сплава показывает, что они близки к спектрам на медной диафрагме.

Диафрагма располагалась как в центре, так и на входе резонатора. Для этого случая исследовалась зависимость интенсивности излучения от радиуса отверстия тонкой ( $d = 0.2$  см) диафрагмы (рис. 5) при неизменном радиусе пучка 0.3 см. Измерения проводились на нижней моде с частотой 6.38 GHz. Видно, что амплитуда излучения максимальна при радиусах отверстия, близких к радиусу пучка, и уменьшается с увеличением радиуса отверстия. Зависимость амплитуды излучения на той же частоте при оптимальном радиусе отверстия от ее толщины  $d$  представлена на рис. 6. Амплитуда переходного излучения максимальна при  $d < 1$  мм и резко падает при увеличении толщины диафрагмы, практически исчезая при толщине, большей длины сгустка электронов.

### Теоретическая модель переходного излучения нерелятивистских электронных сгустков на проводящем экране с отверстием

Рассмотрим излучение, возникающее при пролете с постоянной скоростью нерелятивистского электронного сгустка через круглое отверстие в проводящем экране. При этом накладывается условие на толщину экрана  $d$ ,

которая должна быть значительно меньше измеряемой длины волны,  $d \ll \lambda$ . Следуя работе [8], введем в рассмотрение цилиндрическую систему координат с осью  $z$ , проходящей через центр отверстия перпендикулярно плоскости экрана. Пусть  $a$  будет радиус отверстия, а  $S$  — плоскость  $z = 0$ . Через  $S_1$  и  $S_2$  обозначим части плоскости, совпадающие соответственно с экраном и отверстием.

Представим результирующее поле в виде  $\mathbf{E}^t = \mathbf{E}^0 + \mathbf{E}$ ,  $\mathbf{H}^t = \mathbf{H}^0 + \mathbf{H}$ , где  $\mathbf{E}^0$  и  $\mathbf{H}^0$  — поле, создаваемое пучком в неограниченном пространстве, а  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$  — добавочное поле, генерируемое экраном. В случае проводящего экрана сгусток электронов возбуждает в нем переменные токи, которые и приводят к появлению полей  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$ . Если пучок электронов проходит через отверстие в диэлектрическом экране, то он поляризует диэлектрик. Возникающие токи поляризации также приводят к излучению электромагнитных волн, но с гораздо меньшей интенсивностью. В силу аксиальной симметрии отличными от нуля компонентами всех трех полей являются  $E_r$ ,  $E_z$  и  $H_\phi$  в цилиндрической системе координат. Этот факт легко понять, зная, что векторный потенциал совпадает по направлению со скоростью электронного сгустка и, таким образом, имеет только одну отличную от нуля компоненту  $A_z$ . Поля  $\mathbf{E}^0$  и  $\mathbf{H}^0$  экспоненциально затухают на бесконечности и не дают вклада в излучение.

Для определенности решение будем искать для точечной заряженной частицы в полупространстве  $z \geq 0$ . Для определения  $\mathbf{E}$  в волновой зоне необходимо решить неоднородное волновое уравнение с неоднородными граничными условиями. Представим  $\mathbf{E}$  в виде двух слагаемых

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2, \quad (1)$$

где  $\mathbf{E}_1$  — решение неоднородного уравнения с однородными граничными условиями,  $\mathbf{E}_2$  — решение однородного уравнения с неоднородными граничными условиями.

Первая задача сводится к определению поля излучения точечного заряда  $q$ , появляющегося на плоскости  $z = 0$  и движущегося с постоянной скоростью  $v$  вдоль оси  $z$ . При этом касательная компонента напряженности поля на всей плоскости равна нулю  $E_t = 0$ . Это соответствует случаю переходного излучения при вылете заряда из металла в вакуум. Таким образом, для  $v \ll c$ , где  $c$  — скорость света, решение первой задачи имеет вид

$$\mathbf{E}_1(\omega) = -\frac{qv \sin \vartheta}{\pi c^2} \frac{e^{-ikR_0}}{R_0} \vartheta_0, \quad (2)$$

где  $q$  — величина заряда;  $v$  — его скорость;  $\vartheta$  — угол между осью  $z$  и направлением в точку наблюдения;  $\vartheta_0$  — единичный вектор, направленный в сторону возрастания  $\vartheta$ ;  $k$  — волновое число;  $R_0$  — расстояние от центра отверстия до точки наблюдения.

Для решения второй задачи необходимо найти поле излучения по известному распределению тангенциальных компонент поля на плоскости  $z = 0$ . Поля на

поверхности заданы следующим образом:  $E_t = 0$  при  $r > a$ ;  $H_t = H_t^0$  при  $r < a$ . Здесь  $H_t^0$  — поле в случае отсутствия проводящего экрана. Это смешанная краевая задача. Ее решение в общем случае довольно сложно. Но для случая нерелятивистских пучков можно считать, что электрическое поле движущегося заряда совпадает с полем неподвижного заряда, помещенного в ту же точку, в которой в данный момент находится движущийся заряд. Тогда поле на отверстии имеет вид

$$\mathbf{E}_2(M) = \int_{S_2} \mathbf{E}''(M, P) dS_2, \quad (3)$$

где  $\mathbf{E}_2$  — интересующее нас поле в точке наблюдения  $M$ ;  $\mathbf{E}''$  — поле, создаваемое в точке  $M$  точечным магнитным диполем, расположенным в точке  $P$  на поверхности  $S_2$  ( $P \in S_2$ ), при этом отверстие  $S_2$  считается идеально проводящим (теорема Бабинне для переходного излучения [9]).

В работе [8] была решена эта задача в волновой зоне ( $\lambda \gg 2\pi a$ ) и найдено поле  $\mathbf{E}_2(M)$

$$\mathbf{E}_2(M) = \frac{qv \sin \vartheta}{\pi c^2} \frac{e^{-ikR_0}}{R_0} \left[ 1 - e^{-\omega a/v} \left( 1 + \frac{\omega a}{v} \right) \right] \vartheta_0. \quad (4)$$

Сложив выражения (2) и (4), можно получить полное поле излучения

$$\mathbf{E}(\omega) = -\frac{qv \sin \vartheta}{\pi c^2} \frac{e^{-ikR_0}}{R_0} e^{-\omega a/v} \left( 1 + \frac{\omega a}{v} \right) \vartheta_0. \quad (5)$$

Выражение (5) показывает, что наличие отверстия приводит к ослаблению переходного излучения. Более высокие частоты ослабевают сильнее.

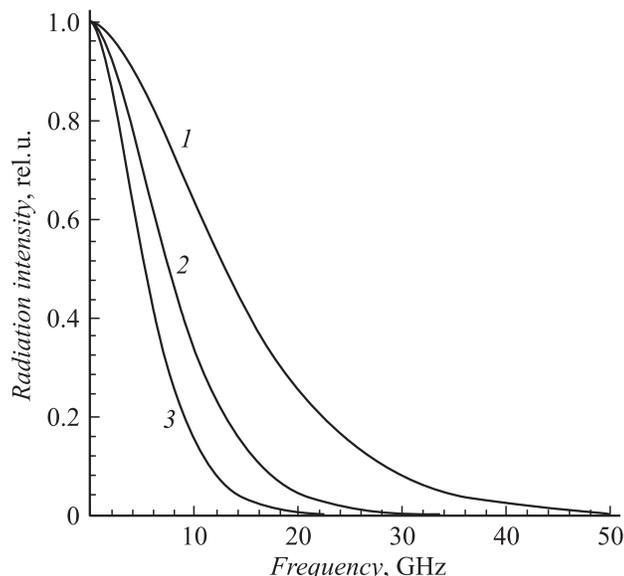
Спектральная плотность излученной  $W(\omega, \theta; a)$  энергии пропорциональна  $|\mathbf{E}|^2$ . Таким образом, нормированная интенсивность излучения имеет вид

$$W(\omega, \theta; a) = K \cdot v^2 \left[ e^{-\omega a/v} \left( 1 + \frac{\omega a}{v} \right) \right]^2 \sin^2(\theta). \quad (6)$$

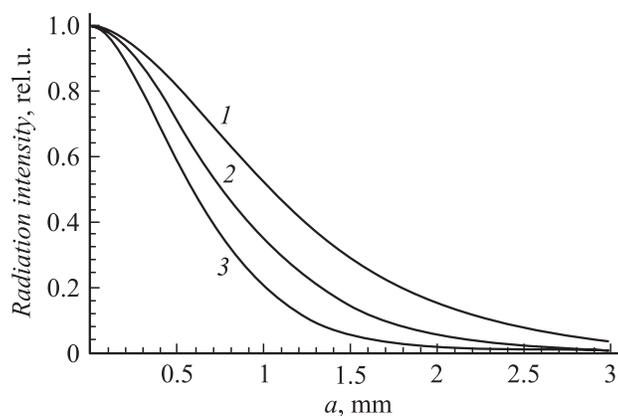
В экспериментах измерялась частота  $f$ , связанная с циклической частотой  $\omega$  известным соотношением  $\omega = 2\pi f$ . Все вычисления в данной работе проводились для  $\beta = v/c = 0.1$ . Интенсивность излучения нормировалась на величину интенсивности переходного излучения в отсутствие отверстия. На рис. 7 приведен спектр переходного излучения при наличии отверстий в проводящем экране.

Известно, что полная энергия, излученная при переходном излучении, стремится к бесконечности. Отверстия в экране приводят к „занулению“ высоких частот спектра (рис. 7), поэтому полная энергия переходного излучения при наличии отверстий в экране имеет конечное значение.

Однако интенсивность переходного излучения на выделенной частоте падает с увеличением радиуса отверстия в проводящем экране. Эти зависимости приведены



**Рис. 7.** Спектры переходного излучения, генерируемые электронными сгустками, при их прохождении через отверстия разных радиусов:  $a = 0.4$  (1),  $2 = 0.7$  (2),  $1$  mm (3).



**Рис. 8.** Зависимость относительной интенсивности переходного излучения от радиуса отверстия в экране для разных частот:  $f = 5$  (1),  $6.823$  (2),  $9$  GHz (3).

для разных частот на рис. 8. Приведенные графики показывают, что с увеличением радиуса отверстия интенсивность переходного излучения на выделенной частоте уменьшается.

## Заключение

В данной работе описана установка по созданию нерелятивистских электронных сгустков с использованием БГК-волн. Получаемые электронные сгустки генерируются с частотой порядка 1 GHz. Они представляют собой стабильные образования длиной 3 mm и диаметром 6 mm. Полученные в эксперименте электронные сгустки использовались для генерирования электромагнитного излучения при их прохождении через диафраг-

мы из разных материалов с отверстиями разных радиусов. Полученные результаты можно сравнить с теорией переходного излучения при прохождении заряженных частиц через проводящую плоскость с отверстиями [8]. Действительно, сравнивая графики зависимости интенсивности излучения от радиуса отверстия, полученные в экспериментах (рис. 5) и при теоретическом рассмотрении (рис. 8), видно, что они качественно совпадают. Их количественное совпадение также возможно, но для этого в теорию необходимо ввести эффективный радиус отверстия, который на порядок меньше соответствующих радиусов отверстий, используемых в экспериментах. Это связано с тем, что теория строилась для точечных частиц, а в экспериментах радиус пучка фактически был равен радиусу отверстия.

Следует отметить, что для релятивистских пучков хорошо разработана теория переходного излучения для проводящих экранов с отверстиями [9]. Но, к сожалению, результаты работы [9] не могут быть применимы для нерелятивистских пучков заряженных частиц. Это связано с тем, что данная теория [9] строилась в скалярном приближении теории дифракции, т.е. только для ультрарелятивистских частиц. Это приближение не предполагает предельного перехода к нерелятивистскому случаю.

На рис. 7 приведены спектры электромагнитного излучения, полученные теоретически для разных радиусов отверстий в диафрагмах. Видно, что с увеличением радиуса отверстия высокочастотные составляющие спектра стремятся к нулю. В данной работе этот результат подтверждается экспериментально (рис. 4).

Проведенные исследования демонстрируют возможность создания коротких (0.1 ns) электромагнитных импульсов. При этом их характеристиками (интенсивность излучения, спектральный состав, диаграмма направленности и т.д.) можно управлять с помощью диафрагм разных геометрий и составов.

## Список литературы

- [1] Гинзбург В.Л., Цытович В.Н. Переходное излучение и переходное рассеяние. М.: Наука, 1984. 360 с.
- [2] Шестопалов В.П. Дифракционная электроника. Харьков: Вища школа, 1976. 231 с.
- [3] Bernstein I.B., Green I.M., Kruskal M.D. // Phys. Rev. 1957. Vol. 108. P. 546–550.
- [4] Коваленко В.П. // УФН. 1983. Т. 139. Вып. 223–263.
- [5] Бакай А.С., Мазалов В.Д., Федорченко В.Д. // ЖЭТФ. 1979. Т. 76. С. 107–117.
- [6] Бакай А.С., Кривуля С.С., Федорченко В.Д., Муратов В.И. // Письма в ЖЭТФ. 1975. Т. 21. С. 226–228.
- [7] Калмыкова С.С., Курилко В.И. Физические механизмы коллективных переходных неустойчивостей потоков заряженных частиц. Киев: Наукова думка, 1989. С. 162–175.
- [8] Бобринев В., Брагинский В. // ДАН СССР. 1958. Т. 123. № 4. С. 634–636.
- [9] Болотовский Б.М., Галстян Е.А. // УФН. 2000. Т. 170. № 8. С. 809–830.