

УДК 537.87 621.373

DOI 10.25205/2541-9447-2018-13-1-13-24

**А. В. Аржанников<sup>1,2</sup>, П. В. Калинин<sup>1,2</sup>, Е. С. Сандалов<sup>2</sup>, С. Л. Сеницкий<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup> *Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН  
пр. Академика Лаврентьева, 11, Новосибирск, 630090, Россия*

<sup>2</sup> *Новосибирский государственный университет  
ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия*

*A.V.Arzhannikov@inp.nsk.su, sinitsky@inp.su  
P.V.Kalinin@inp.nsk.su, E.S.Sandalov@inp.nsk.su*

## **ЧАСТОТНО-СЕЛЕКТИВНЫЕ СВОЙСТВА ПЛАНАРНОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ ДЛЯ ДВУХСТАДИЙНОЙ ГЕНЕРАЦИИ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ**

Представлены результаты компьютерного 3D-моделирования и «холодных» измерений частотно-селективных характеристик основных компонентов планарной электродинамической системы для двухстадийной генерации терагерцового излучения, в которой используется двумерная распределенная обратная связь. В процессе исследований проведено сопоставление расчетных и измеренных значений анализируемых характеристик с целью поиска оптимальной геометрии компонентов электродинамической системы. Произведенная оптимизация должна обеспечить достижение высокого уровня мощности и когерентности как на первой стадии, когда осуществляется генерация миллиметрового излучения, так и на второй стадии, когда происходит преобразование миллиметрового излучения в терагерцовое через рассеяние на электронном пучке.

*Ключевые слова:* распределенная обратная связь, двухстадийная схема генерации, терагерцовое излучение, ленточный электронный пучок.

### **Введение**

Двумерная (2D) распределенная обратная связь дает возможность создавать генераторы когерентного электромагнитного излучения с очень широким поперечным сечением волнового потока. Исследования такого механизма пространственной синхронизации электромагнитных колебаний в случае планарного мазера на свободных электронах (МСЭ) ведутся на установке ЭЛМИ (ИЯФ СО РАН, Новосибирск) [1]. Ранее было предложено и проанализировано

несколько вариантов схемы двухстадийной генерации мощных импульсов терагерцового излучения с использованием подобного механизма обратной связи [2–4]. Проведенный теоретический анализ этих схем показал возможность достижения мегаваттного уровня мощности в импульсе терагерцового излучения [4]. Для проведения первой серии экспериментов, направленных на создание терагерцового генератора, нами была выбрана простая двухстадийная схема, в которой использованы технические решения, примененные ранее в экспериментах по ге-

---

\* Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 16-08-00811 и 18-02-00232).

нерации импульсов мощного миллиметрового излучения в двухканальном планарном МСЭ с двумя ленточными пучками: 1 МэВ / 1 кА / 5 мкс [5]. В этих экспериментах были достигнуты следующие параметры импульса миллиметрового излучения: частота – 75 ГГц, ширина спектра – 20 МГц, длительность импульса около 200 нс, мощность импульса из отдельного канала ~ 20 МВт. Достигнутые параметры импульсов излучения позволяют нам использовать один из каналов двухканального МСЭ в качестве низкочастотной секции двухстадийного генератора, в которой реализуется 1-я стадия процесса, а именно генерация мощного импульса 4-миллиметрового излучения. Этот импульс далее должен передаваться с помощью брэгговского волнового дефлектора в высокочастотную секцию, где осуществляется 2-я стадия процесса генерации. В этой секции поступающее 4-миллиметровое излучение преобразуется в квазистоячую волну в результате прохождения через волновой трансформатор. Сформированная им квазистоячая волна будет рассеиваться на другом ленточном электронном пучке, проходящем в резонаторе, что обеспечит преобразование частоты излучения в терагерцовый диапазон. В статье представлены параметры и технические решения для элементов электродинамической системы двухстадийного генератора, полученные на основе 3D-моделирования и результатов «холодных» экспериментов.

#### **Схема эксперимента для исследования двухстадийной генерации терагерцового излучения**

Экспериментальная установка для исследования двухстадийной генерации терагерцового излучения включает в себя два плоских канала длиной 1,1 м, отделенных друг от друга металлической перегородкой (рис. 1). Два ленточных электронных пучка (1 МэВ / 1 кА / 5 мкс, поперечное сечение  $0,4 \times 7$  см) транспортируются в ведущем однородном магнитном поле  $B_{\parallel} \leq 1,7$  Тл внутри нижнего и верхнего вакуумных каналов. Нижний канал выполняет функцию генератора миллиметрового излучения (ММ-секция), а верхний преобразует миллиметровое излучение в терагерцовое (ТГц-секция двухстадийного генератора). Попе-

речные сечения этих каналов равны  $0,95 \times 9$  и  $0,6 \times 9$  см соответственно. Для осуществления генерации миллиметрового излучения, внутри ММ-секции создается ондуляторное магнитное поле с амплитудой  $B_{\perp} \leq 0,17$  Тл и пространственным периодом 4 см, которое обеспечивает раскачку колебаний в электронном пучке. Электродинамическая система ММ-секции представляет собой комбинированный резонатор, состоящий из входного (2D) и выходного (1D) брэгговских рефлекторов, соединенных между собой регулярной секцией волновода. Этот резонатор дополнен волновым дефлектором, который предназначен для передачи миллиметрового излучения в ТГц-секцию. Эти рефлекторы образованы двумя параллельными проводящими пластинами с различной формой поверхностной гофрировки. В случае 1D-рефлектора, гофрировка представляет собой параллельные канавки прямоугольного сечения, нарезанные перпендикулярно к направлению движения пучка, в случае 2D-рефлектора, гофрировка представляет собой двумерную последовательность углублений в виде «шахматной доски».

#### **Выбор параметров для проведения компьютерного моделирования**

Для исследования волновых свойств одномерных и двумерных брэгговских структур был использован пакет «CST Microwave Studio»<sup>1</sup>. Этот пакет позволяет по результатам компьютерного 3D-моделирования распространения волнового поля внутри брэгговской структуры производить разложение по модам прошедшего и отраженного волновых потоков, тем самым находить коэффициенты прохождения и отражения волноводных мод с приемлемой точностью. В качестве источника возбуждения полей в таких структурах нами использовался сигнал в виде гауссова волнового пакета с несущей частотой 75 ГГц и шириной спектра на полувысоте 10 ГГц, который подавался на вход брэгговской структуры. Этот сигнал возбуждал широкий набор волноводных мод, в том числе и основную моду типа  $H_{10}$ . Эта мода интересна тем, что имеет максимум электрического поля в плоскости

<sup>1</sup> <https://www.cst.com/products/cstmws>

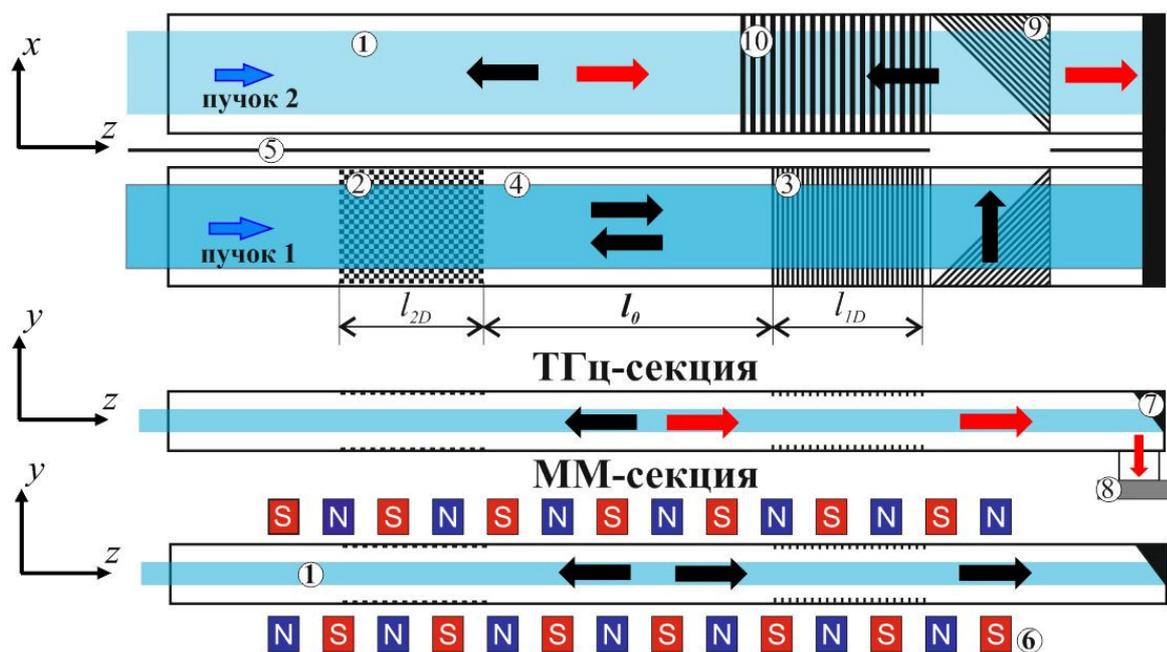


Рис. 1. Схема эксперимента ЭЛМИ для изучения двухстадийной схемы генерации терагерцового излучения: 1 – ленточные электронные пучки; 2 – 2D-рефлектор; 3 – 1D-рефлектор; 4 – регулярная секция волновода; 5 – перегородка между каналами; 6 – планарный ондулятор (показан в  $yz$ -плоскости); 7 – коллектор пучка; 8 – выходное окно; 9 – волновой дефлектор; 10 – волновой трансформатор

симметрии канала (плоскости  $xz$ ), вследствие чего эффективность ее взаимодействия с ленточным пучком наиболее высока. Кроме того, факт возбуждения именно этой волны был зарегистрирован в экспериментах по генерации мощных импульсов миллиметрового излучения в планарном МСЭ с ленточным электронным пучком [5].

Одной из основных задач компьютерного моделирования компонентов электродинамической системы является достижение необходимой точности численного решения при ограниченных ресурсах вычислительной машины, которое осуществляется путем оптимизации расчетной модели. В текущей работе этот процесс производился путем подбора параметров разбиения прямоугольной сетки, на которой решалась задача для вычисления значений полей. Как правило, увеличение числа разбиений приводит к повышению точности счета, однако вместе с этим резко возрастает количество потребляемых ресурсов: вычислительной мощности процессора, объема оперативной памяти и времени расчета.

Для нахождения оптимальной частоты дискретизации геометрии брэгговских структур, т. е. такой, при которой численное ре-

шение практически не изменялось при дальнейшем увеличении этой частоты, нами были проведены несколько последовательных расчетов одной и той же модели при рекомендуемом «стандартном» числе разбиений с последующим равномерным увеличением этого числа. Рекомендуемое разработчиками пакета «стандартное» число разбиений для простых электродинамических задач имеет величину 3–4 отрезка на длине волны излучения по каждой из пространственных координат, а максимальная частота дискретизации в наших расчетах была доведена до величин 25 и 20 в случае одномерного и двумерного рефлекторов соответственно. Полученное по результатам проведенных расчетов относительное среднеквадратичное отклонение амплитуды отраженной волны типа  $H_{10}$  от «точного» решения в зависимости от числа точек разбиений на длину волны представлено на рис. 2. В качестве «точного» было взято такое решение, которое не изменяется в пределах 1% при дальнейшем увеличении частоты дискретизации.

Как видно из рис. 2, при увеличении числа разбиений по пространственной координате

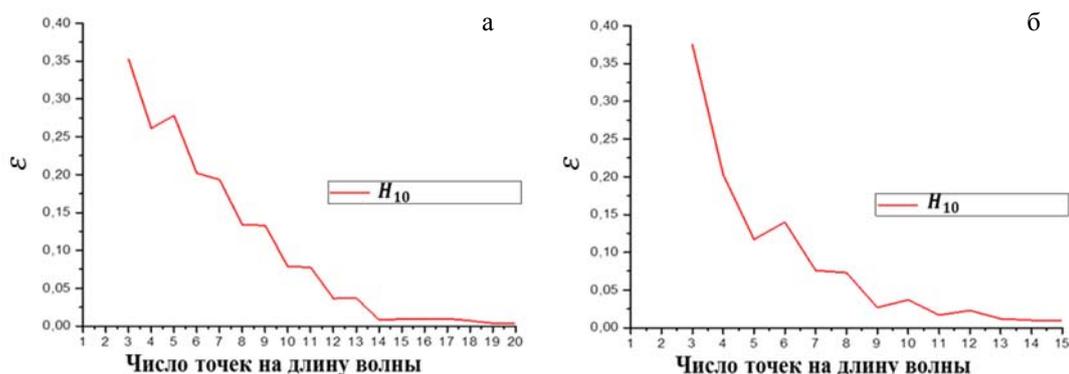


Рис. 2. Зависимость относительного среднеквадратичного отклонения  $\varepsilon$  расчетной величины амплитуды отраженной волны типа  $H_{10}$  от числа точек разбиения на размере одной длины волны по одной из осей координат: а – результат для одномерного рефлектора; б – результат для двумерного рефлектора

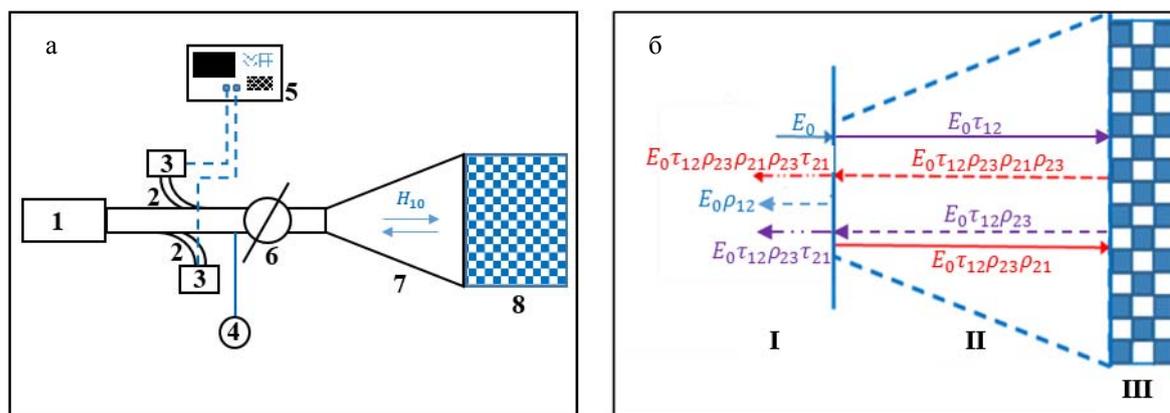


Рис. 3. Схема измерительного стенда (а): 1 – генератор высокочастотных сигналов; 2 – направленные ответвители; 3 – детекторы для измерения мощности падающей и отраженной волн; 4 – волномер; 5 – осциллограф; 6 – аттенюатор; 7 – пирамидальный рупор; 8 – исследуемый элемент. Схема двухзеркальной модели для описания отражения волн в измерительной системе (б): I – волновод; II – рупор; III – исследуемый элемент

нате от 3 до 15 величина среднеквадратичного отклонения  $\varepsilon$  монотонно снижается до уровня 0,01 и в дальнейшем остается практически неизменной. Этот результат свидетельствует о том, что при числе разбиений больше 15 достигается хорошая сходимость решения, которое уже не зависит от числа дальнейших разбиений. На основании полученных результатов были подобраны оптимальные частоты дискретизации для каждого элемента электродинамической системы. Так, по координатам  $x$  и  $z$  оптимальный шаг сетки, как правило, составлял 200÷250 мкм при характерном масштабе гофрировки в этих направлениях 2 мм. При дискретизации по координате  $y$  шаг сетки вдали от гофри-

рованной поверхности выбирался близким к 200 мкм, а по мере приближения к ней он постепенно снижался до уровня в 3÷5 раз меньше, чем глубина нарезки элемента гофрировки. При этом шаг сетки по координате  $y$  выбирался таким, чтобы деление глубины нарезки на его величину давало целое число. Например, при глубине гофрировки двумерного рефлектора 200 мкм шаг сетки по  $y$  выбирался равным 50 мкм, что соответствовало числу узлов сетки – 5. Таким образом, оптимизация пространственных частот дискретизации элементов гофрировки рефлекторов позволила нам при достаточно подробном описании их профиля существенно улучшить точность расчетов даже при

умеренном потреблении ресурсов компьютера.

### Методика измерения коэффициента отражения элементов

Для проведения измерений свойств элементов электродинамической системы в условиях отсутствия в них электронного пучков (так называемые «холодные» эксперименты) нами был создан измерительный стенд, который позволил провести измерения коэффициентов отражения этих элементов. Схема стенда представлена на рис. 3, а.

Функционирование приборов и узлов этого измерительного стенда реализуется в определенной последовательности. Высокочастотный генератор (1) создает электромагнитную волну в волноводе типа  $H_{10}$  с частотой, линейно изменяющейся во времени в интервале частот 70÷80 ГГц. Эта волна направляется через аттенюатор (6) в пирамидальный рупор (7), который формирует волну, близкую по структуре полей к  $H_{10}$ , на входе в исследуемый элемент электродинамической системы (8). Геометрические размеры пирамидального рупора: длина  $l_r = 1$  м, выходное сечение рупора  $1 \times 10$  см, угол раствора  $\alpha_r = 6^\circ$ . С помощью направленных ответвителей (2) и детекторов (3) регистрируется мощность как падающей, так и отраженной волны в зависимости от времени с помощью осциллографа Tektronix-TDS 3054 (5). Аттенюатор (6) предназначен для ослабления отраженного сигнала и предотвращения образования стоячих волн в области волновода, где расположены направленные ответвители.

Регистрация отраженной волны от исследуемого элемента в данной схеме измерения осложняется тем обстоятельством, что в рупоре спонтанно формируется паразитный низкодобротный резонатор, который искажает измерения коэффициента отражения падающей волны типа  $H_{10}$ . Этот паразитный резонатор образуется за счет небольшого отражения обратной волны  $H_{10}$  на левом конце рупора, которое дополняется за счет конверсии других типов волн в  $H_{10}$ -волну. Заметим, что все высшие моды, полностью отражаются на левом конце рупора, так как в исследуемом диапазоне частот только волна типа  $H_{10}$  может распростра-

няться в волноводе в обратном направлении. Таким образом, детектор мощности отраженной волны регистрирует результат интерференции многих волн, одна из которых отразилась непосредственно от исследуемого элемента и пришла в волновод, а другие попадают в волновод только после многократного отражения от двух паразитных рефлекторов, роль которых выполняют вход в рупор и исследуемый элемент. В связи с этим обстоятельством была разработана специальная методика измерений коэффициента отражения от исследуемого на стенде элемента.

Рассмотрим более подробно модель, названную моделью двух рефлекторов, которая позволила нам учесть эффект интерференции отраженных волн. Введем следующие обозначения:  $\rho(\omega), \tau(\omega)$  – это амплитудные коэффициенты отражения и прохождения для каждого из рефлекторов, зависящие от частоты и направления движения волны, соответственно;  $E_0$  – амплитуда падающей волны. Отражение волн от рассматриваемых рефлекторов наглядно представлено на рис. 3, б. Основное уравнение, описывающее процесс отражения в модели двух рефлекторов, выглядит следующим образом:

$$K = E_{\text{отр}} / E_0 = \rho_{12} + \tau_{12} \cdot \rho_{23} \cdot \tau_{21} \cdot e^{i\varphi} + \tau_{12} \cdot \rho_{23}^2 \cdot \rho_{21} \cdot \tau_{21} \cdot e^{2i\varphi} + \dots \quad (1)$$

Вследствие малости  $\rho_{21}$  – коэффициента отражения обратной волны  $H_{10}$  в области перехода волновода в рупор, коэффициент геометрической прогрессии  $\rho_{23}\rho_{21}e^{i\varphi}$  в выражении (1) тоже мал по модулю, поэтому в бесконечной сумме (1) можно ограничиться только первыми двумя членами, что дает

$$|K|^2 = |\rho_{12}|^2 + |\tau_{12}|^2 \cdot |\rho_{23}|^2 \cdot |\tau_{21}|^2 + 2 \cdot |\rho_{12}| \cdot |\tau_{12}| \cdot |\rho_{23}| \cdot |\tau_{21}| \cdot \cos(\varphi + \delta). \quad (2)$$

Выражение (2) имеет максимум в случае, когда  $\varphi + \delta = 2m\pi$  и минимум при  $\varphi + \delta = (2m + 1)\pi$ . В наших измерениях, проведенных по указанной выше схеме, зависимость от времени мощности отраженной волны имела характер сильно модулированного сигнала. В этих условиях, если построить огибающую этого высокочастотного

сигнала, удается получить зависимости максимального  $|K|_{\max}^2$  и минимального  $|K|_{\min}^2$  коэффициентов отражения волны от частоты. Зная эти величины, можно составить систему уравнений для нахождения искомой величины  $|\rho_{23}|^2$ :

$$\begin{cases} (|K|_{\max}^2 + |K|_{\min}^2) / 2 = |\rho_{12}|^2 + |\tau_{12}\tau_{21}|^2 \cdot |\rho_{23}|^2 \\ (|K|_{\max}^2 - |K|_{\min}^2) / 2 = 2 \cdot |\rho_{12}| \cdot |\tau_{12}\tau_{21}| \cdot |\rho_{23}| \end{cases} \quad (3)$$

Для решения системы уравнений (3) необходимо отдельно измерить в эксперименте коэффициенты либо  $|\rho_{12}|^2$ , либо  $|\tau_{12}\tau_{21}|^2$ . Для этого в «первом» эксперименте сразу после рупора вместо исследуемого элемента устанавливается поглотитель излучения с эффективностью, близкой к 100%. В этом случае  $|\rho_{23}| \approx 0$ , и величина  $|\rho_{12}|^2$  определялась из первого уравнения системы (3). Во «втором» эксперименте выход рупора закрывался хорошо проводящей металлической пластиной, в результате чего коэффициент отражения с выхода рупора приобретал значение  $\rho_{23} = -1$ . Это позволяло из решения системы (3) определять одновременно и  $|\rho_{12}|^2$ , и  $|\tau_{12}\tau_{21}|^2$ .

Результаты расчетов частотных зависимостей коэффициентов отражения  $|\rho_{12}|^2$

и  $|\rho_{23}|^2$  в случае, когда исследуемым на стенде элементом был одномерный рефлектор, представлены на рис. 4. Зависимости получены по результатам измерений в двух последовательно проведенных экспериментах в одинаковых условиях. Результаты этих двух экспериментов представлены на рисунке линиями разного цвета. Как видно из рис. 4, а и б, несмотря на заметную разницу в значениях  $|\rho_{12}|^2$ , полученных на основе результатов первого и второго экспериментов, коэффициенты отражения одномерного рефлектора  $|\rho_{23}|^2$  в обоих случаях достаточно близки. Это совпадение свидетельствует о том, что данная методика, учитывающая всего лишь два отражения волны из всей отмеченной выше последовательности отражений, позволяет измерять частотные зависимости коэффициента отражения элементов в случае, если этот коэффициент существенно превышает уровень  $|\rho_{12}|^2$  во всем диапазоне частот.

### Исследование волновых свойств отдельных элементов

Рассмотрим по отдельности элементы всей электродинамической системы терагерцового генератора. Здесь мы опишем геометрию этих составляющих электродинамической системы и изложим результаты измерений и расчетов их волновых свойств.

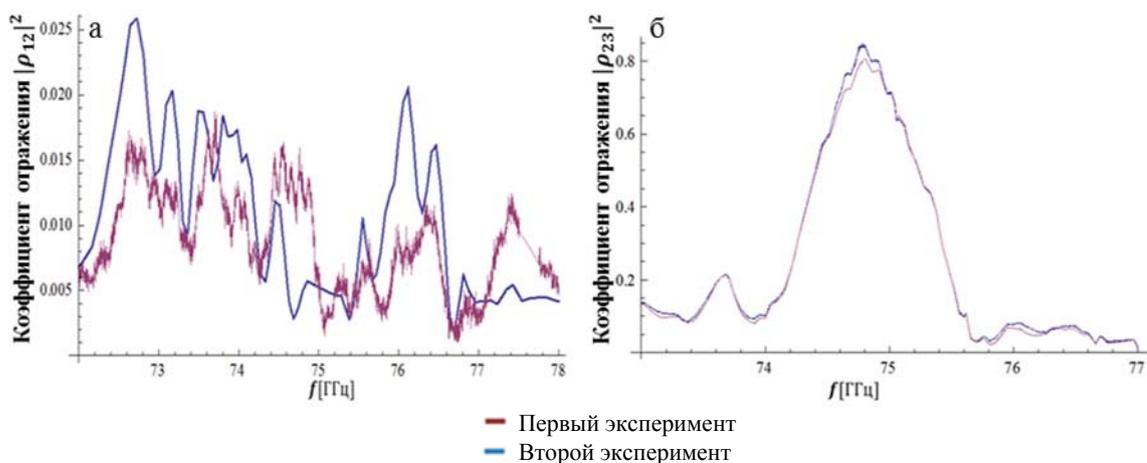


Рис. 4. Отличие величин коэффициентов отражения от входа в рупор  $|\rho_{12}|^2$  (а) и от одномерного рефлектора  $|\rho_{23}|^2$  (б), полученных по результатам измерений в двух одинаковых экспериментах

*1D- и 2D-рефлекторы*

Расположенный на входе в комбинированный резонатор ММ-секции терагерцового генератора двумерный брэгговский рефлектор имеет гофрировку пластин в виде «шахматной доски» с длиной  $l_{2D} = 20$  см, глубиной нарезки  $a_{2D} = 220$  мкм и периодом  $d_{2D} = 4$  мм (рис. 5, б). Координаты  $y$  двух обращенных друг к другу поверхностей этого рефлектора описываются выражением

$$y_{1,2}(x, z) = \pm \left( d + a_{2D} \left[ \text{sign}(\cos(h_{2D}z - h_{2D}x)) + \text{sign}(\cos(h_{2D}z + h_{2D}x)) \right] \right) / 2,$$

где  $d$  – средний зазор между пластинами рефлектора,  $h_{2D} = 2\pi / d_{2D}$  –  $x$  и  $z$  компоненты трансляционного вектора решетки. Амплитуда основной Фурье-гармоники такой гофрировки равна  $A_{1,1} = 16a_{2D} / \pi^2$ .

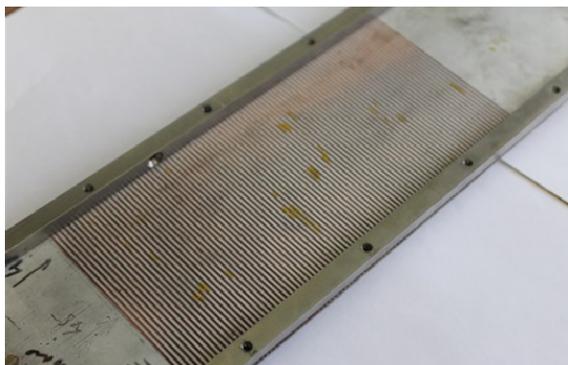
Для расположенного на выходе этого комбинированного резонатора одномерного рефлектора, гофрированного в виде набора параллельных борозд прямоугольного сечения, аналогичные параметры его пластин имели следующие значения: длина  $l_{1D} = 20$  см, глубина гофрировки  $a_{1D} = 70$  мкм, период  $d_{1D} = 2$  мм (рис. 5, а). Координаты  $y$  двух обращенных друг к другу поверхностей этого рефлектора определяются выражением

$$y_{1,2} = \pm \left[ d + 2a_{1D} \text{sign}(\cos(h_{1D}z)) \right] / 2,$$

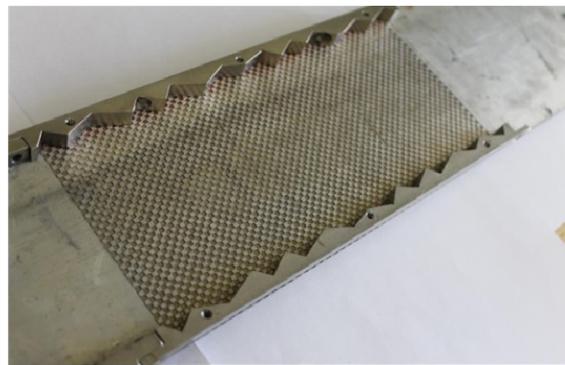
где  $h_{1D} = 2\pi / d_{1D}$  – трансляционный вектор решетки. Основная Фурье-гармоника такой гофрировки имеет амплитуду  $A_1 = 4a_{1D} / \pi$ .

На рис. 6 представлены результаты 3D-моделирования и «холодных» экспериментов для частотных зависимостей коэффициентов отражения одномерного и двумерного брэгговских рефлекторов. Как видно из рис. 6, а, и расчетный, и измеренный коэффициенты отражения одномерного рефлектора для волны типа  $H_{10}$  имеют близкие значения полосы частот на полувысоте  $74,5 \div 75,5$  ГГц, достигают максимума вблизи одной и той же частоты  $74,8$  ГГц, и величины этих максимумов практически совпадают. Таким образом, из сравнения результатов расчета и моделирования коэффициентов отражения, можно сделать вывод о том, что они в целом хорошо согласуются, но различаются в характере поведения частотной зависимости вблизи максимума.

Аналогичные зависимости коэффициента отражения для двумерного рефлектора (см. рис. 6, б) также демонстрируют хорошее совпадение ширины полос на полувысоте  $74,3 \div 74,9$  ГГц, а также близкое положение максимумов отражения величиной  $R \approx 25\%$  на частоте  $74,7$  ГГц. Однако в случае двумерного рефлектора очевидно существенное различие результатов расчета и измерений вне рабочей полосы частот, которое связано с низким значением коэффициентов отражения двумерного рефлектора. Это обстоятельство обуславливает заметное влияние многократных отражений внутри рупора на результаты измерений, которые не учтены в примененной нами методике обработки осциллограмм мощности отраженной волны.



а



б

Рис. 5. Фотографии одномерного (а) и двумерного (б) брэгговских рефлекторов

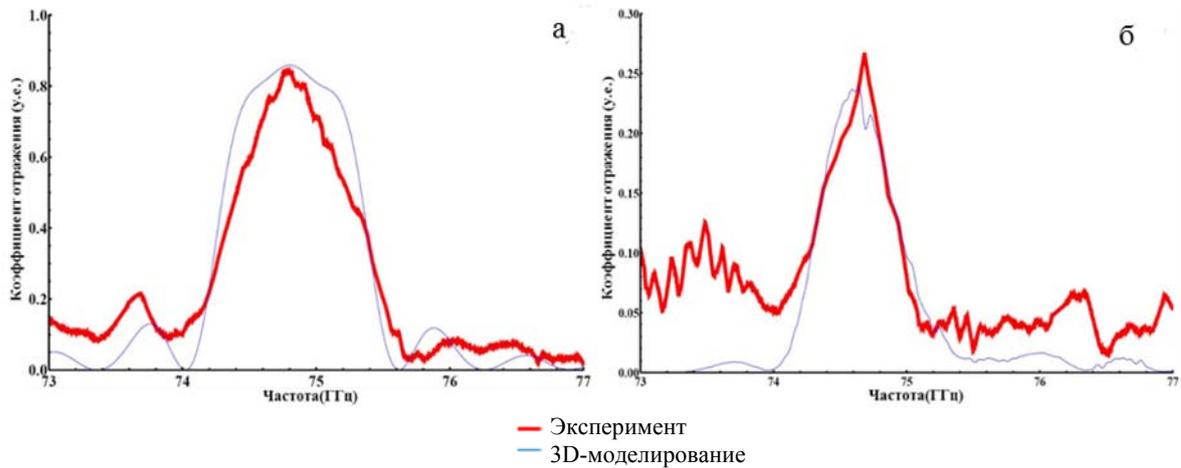


Рис. 6. Сопоставление результатов 3D-моделирования и «холодных» экспериментов для коэффициентов отражения одномерного (а) и двумерного (б) рефлектора

Помимо этого, изменение коэффициента отражения изготовленного двумерного рефлектора также обусловлено погрешностью изготовления двумерной гофрировки в виде «шахматной доски», которая создает незначительную примесь одномерной гофрировки и проявляется в возникновении паразитных полос отражения.

#### Волновой дефлектор

Основными задачами, поставленными в процессе разработки волнового дефлектора, были достижение высокой эффективности передачи излучения из ММ- в ТГц-секцию, а также воспроизведение структуры поля исходной волны на выходе из дефлектора. Чтобы найти оптимальную конфигурацию данного элемента, в моделировании варьировались две основные характеристики гофрировки: форма гофрированной области и глубина гофрировки. Для нахождения оптимальной формы гофрированной области была численно решена система уравнений связанных волн [6], описывающая преобразование продольной волны в поперечную и обратно при рассеянии на одномерной гофрировке поверхности, наклоненной под углом  $45^\circ$  к направлению падающей волны. В результате этого была найдена такая граница гофрированной области, которая обеспечила наиболее эффективную передачу основной моды ММ-секции в ТГц-секцию. Эта граница в области дефлектора  $x =$

$= -10 \div 10$  см,  $z = 0 \div 13$  см приблизительно описывается выражением

$$z = 2,69 \cdot \exp(|x|/2,9) - 3,58 \text{ [см]}.$$

После этого с помощью трехмерных электродинамических расчетов в пакете «CST Microwave Studio» для найденной области гофрировки была определена ее «оптимальная» глубина, при которой амплитуда паразитных мод высокого порядка была минимальной.

На рис. 7, а–г приведены результаты 3D-моделирования распределения плотности энергии волновых потоков  $|P_x|$  и  $|P_z|$  в средней плоскости дефлектора при подаче во входной порт дефлектора  $H_{10}$  волны с частотой 75 ГГц для двух глубин нарезки 370 и 300 мкм и одинаковой формы границы области гофрировки. Как видно из рисунка, для обоих потоков  $|P_x|$  и  $|P_z|$  при глубине нарезки дефлектора 370 мкм наблюдается заметная конверсия ( $\sim 20\%$ ) исходной волны в моды более высоких порядков, уровень которой существенно снижается при использовании «оптимальной» глубины гофрировки 300 мкм.

Сопоставляя результаты расчетов и «холодных» измерений эффективности передачи волны  $H_{10}$ , направляемой из ММ-секции в ТГц-секцию генератора (см. рис. 7, е), для изготовленного образца дефлектора с глубиной нарезки 370 мкм, можно сделать вывод об их качественном согласии как по

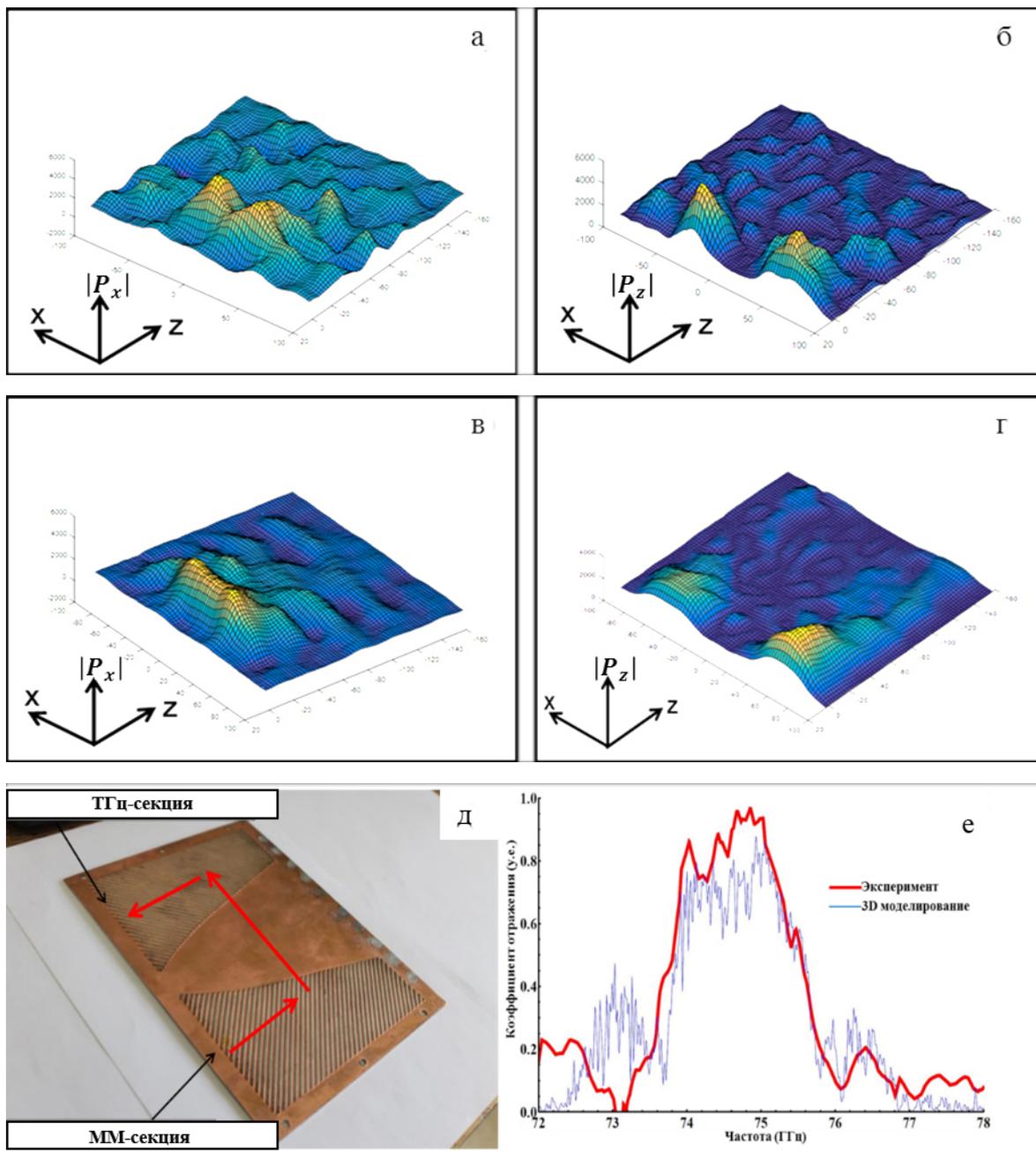


Рис. 7. Распределения плотности энергии волновых потоков  $|P_x|$  (а) и  $|P_z|$  (б) в средней плоскости дефлектора ( $y = 0$ ) в случае, когда глубина гофрировки  $h = 370$  мкм. Распределения  $|P_x|$  (в) и  $|P_z|$  (г) в случае, когда глубина нарезки имеет «оптимальную» величину  $h = 300$  мкм. Фото пластины дефлектора (д) и амплитудный коэффициент передачи излучения из ММ-секции в ТГц-секцию (е) для дефлектора с глубиной нарезки  $h = 370$  мкм

ширине области частот, так и по амплитудному коэффициенту передачи волны. Таким образом, несмотря на отличие глубины гофрировки изготовленного дефлектора от «оптимальной», измеренная эффективность передачи волны по амплитуде уже достигает 90 % в требуемой полосе частот 74÷76 ГГц. В соответствии с результатами 3D-модели-

рования эта эффективность должна еще увеличиться при выборе «оптимальной» глубины нарезки дефлектора.

#### Волновой трансформатор

Для увеличения эффективности взаимодействия пучка с миллиметровым излуче-



Рис. 8. Фотография изготовленного волнового трансформатора с одним сбоем фазы, который расположен посередине области нарезки

нием в ТГц-секции генератора планируется установить волновой трансформатор, назначением которого является преобразование бегущей волны в квазистоячую с одновременным увеличением амплитуды электрического поля волны. Такое преобразование волны выгодно для некоторого уменьшения частоты рассеянного излучения и приведения ее в интервал частот  $0,6 \div 1$  ТГц, что позволит в будущем осуществить селекцию мод посредством модифицированных брэгговских структур [7].

В качестве волнового трансформатора планируется использовать одномерный брэгговский отражатель с гофрировкой боковых поверхностей пластин по закону

$$y_{1,2} = \pm \left[ d_1 \pm 2a_1 \text{sign}(\cos(h_1 z)) \right] / 2,$$

имеющей один сбой фазы нарезки, равный  $\pi$ . На рис. 8 представлена одна из пластин такого трансформатора с одним сбоем фазы,

расположенным в центре области нарезки. На пластины этого трансформатора с размерами  $19,6 \times 10$  см нанесена гофрировка глубиной  $a_1 = 70$  мкм и периодом  $2\pi/h_1 = 0,4$  см, зазор между пластинами  $d_1$  равен  $0,6$  см.

Согласно результатам 3D-моделирования, использование такой брэгговской структуры в трансформаторе должно существенно увеличить амплитуду стоячей волны – примерно в 10 раз (рис. 9, а) в узкой полосе частот  $75,05 \div 75,2$  ГГц, что, с одной стороны, затрудняет попадание в него частоты излучения ММ-секции, но с другой – сужает диапазон частот рассеянной волны. Для исправления этого недостатка в настоящее время разработан новый брэгговский трансформатор с двумя сбоями фазы, который имеет более широкую полосу эффективного преобразования в квазистоячую волну, а также больший коэффициент усиления поля волны (рис. 9, б). Улучшение работы дефлектора и трансформатора должно существенно увеличить эффективность взаимодействия пучка с волной в ТГц-секции, что будет способствовать повышению мощности терагерцового излучения в будущих экспериментах на установке ЭЛМИ.

### Заключение

Проведено 3D-моделирование волновых свойств планарных одномерных и двумерных брэгговских структур с помощью пакета «CST Microwave Studio». Выработаны критерии выбора частоты разбиения по пространственным координатам, в которых

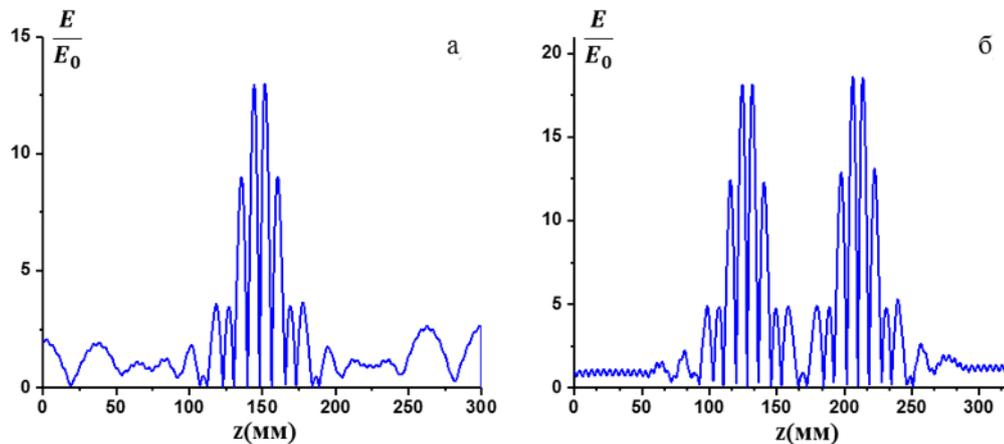


Рис. 9. Усиление амплитуды поля волны в области трансформатора с одним (а) и двумя (б) сбоями фазы

располагается сетка дискретизации пространства при численном решении задачи, для достижения точности расчета полей  $\sim 1\%$ .

Изготовлен стенд и разработана методика «холодных» измерений коэффициента отражения различных планарных брэгговских структур с учетом паразитного отражения от элементов стенда.

Проведено сравнение результатов 3D-моделирования и «холодных» измерений частотно-селективных характеристик основных компонентов планарной электродинамической системы, в результате которого продемонстрировано количественное согласие между ними.

С целью улучшения эффективности взаимодействия пучка с волной, накопленной в ТГц-секции двухстадийного генератора, с помощью «CST Microwave Studio» осуществлена оптимизация работы волнового дефлектора и трансформатора волны  $H_{10}$  в квазистоячую моду.

### Список литературы

1. Arzhannikov A. V., Ginzburg N. S., Zaslavsky V. Yu., Kalinin P. V., Peskov N. Yu., Sergeev A. S., Sinitsky S. L., Stepanov V. D., Thumm M. Generation of Powerful Narrow Band 75 GHz Radiation in a Free Electron Maser with Two Dimensional Distributed Feedback // Tech. Phys. Lett. 2013. Vol. 39. No. 9. P. 801–804.

2. Arzhannikov A. V., Ginzburg N. S., Kalinin P. V., Kuznetsov S. A., Peskov N. Yu., Rozental R. M., Sergeev A. S., Sinitsky S. L., Stepanov V. D., Thumm M., Zaslavsky V. Yu., Zotova I. V. Intercavity scattering scheme for two-stage generation of submillimeter radiation on the base of planar 2D Bragg FEM // Proc. of 6 Int. Workshop “Strong microwaves in plasma”. N. Novgorod, Russia, 2005. P. 228–232.

3. Аржанников А. В., Гинзбург Н. С., Заславский В. Ю., Зотова И. В., Калинин П. В., Кузнецов С. А., Малкин А. М., Песков Н. Ю., Сергеев А. С., Сеницкий С. Л., Степанов В. Д., Тумм М. Разработка двухстадийного планарного МСЭ терагерцового диапазона на основе ускорителя ЭЛМИ // Сибирский физический журнал. 2012. Т. 7, № 1. С. 5–14.

4. Аржанников А. В., Гинзбург Н. С., Денисов Г. Г., Калинин П. В., Песков Н. Ю.,

Сергеев А. С., Сеницкий С. Л. Использование кольцевого резонатора бегущей волны с брэгговскими дефлекторами в двухстадийном терагерцовом лазере на свободных электронах // Письма в ЖТФ. 2014. Т. 40, вып. 17. С. 12–21.

5. Arzhannikov A. V., Ginzburg N. S., Kalinin P. V., Kuznetsov S. A., Malkin A. M., Peskov N. Yu., Sergeev A. S., Sinitsky S. L., Stepanov V. D., Thumm M., Zaslavsky V. Yu. Using Two-Dimensional Distributed Feedback for Synchronization of Radiation from two Parallel Sheet Electron Beams in Free Electron Maser // Phys. Rev. Lett. 2016. Vol. 117. P. 114801.

6. Каценеленбаум Б. З. Теория нерегулярных волноводов с медленно меняющимися параметрами. М.: Изд-во АН СССР, 1961. 216 с.

7. Arzhannikov A. V., Ginzburg N. S., Kalinin P. V., Malkin A. M., Peskov N. Yu., Sergeev A. S., Sinitsky S. L., Thumm M., Zaslavsky V. Yu. Short-wavelength tunable Bragg reflectors based on coupling of propagating and cutoff waves: Modeling and experimental studies // Appl. Phys. Lett. 2012. Vol. 101. P. 083507.

**A. V. Arzhannikov**<sup>1,2</sup>, **P. V. Kalinin**<sup>1,2</sup>, **E. S. Sandalov**<sup>2</sup>, **S. L. Sinitsky**<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> *Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS  
11 Academician Lavrentiev Ave., Novosibirsk, 630090, Russian Federation*

<sup>2</sup> *Novosibirsk State University  
2 Pirogov Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation*

*A.V.Arzhannikov@inp.nsk.su, sinitsky@inp.su  
P.V.Kalinin@inp.nsk.su, E.S.Sandalov@inp.nsk.su*

### **SELECTIVE PROPERTIES OF A PLANAR ELECTRODYNAMIC SYSTEM FOR TWO-STAGE GENERATION OF TERAHERTZ RADIATION**

The paper presents the results of computer 3D-modeling and «cold» measurements of the selective properties, obtained for the main units of the planar electrodynamic system that is intended for the two-stage generation of terahertz radiation. During the investigations, the calculated and measured values characterizing these properties, were compared in order to search for the optimal geometry of the electrodynamic system units. The performed optimization should ensure the achievement of a high level of power and coherence both at the first stage, when mm-radiation is generated, and at the second stage, when it is converted to the terahertz band through scattering by an electron beam.

*Keywords:* distributed feedback, two-stage generation scheme, terahertz radiation, ribbon electron beam.

*For citation:*

Arzhannikov A. V., Kalinin P. V., Sandalov E. S., Sinitsky S. L. Selective Properties of a Planar Electrodynamic System for Two-Stage Generation of Terahertz Radiation. *Siberian Journal of Physics*, 2018, vol. 13, no. 1, p. 13–24. (In Russ.)

DOI 10.25205/2541-9447-2018-13-1-13-24