

## КОМПАКТНЫЙ ИСТОЧНИК ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В КВАНТОВОЙ ЯМЕ С ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНОЙ ГОФРИРОВАННОГО ВОЛНОВОДА

© 2015 г. Л.Ю. Щурова, В.А. Намиот\*, Д.Р. Саркисян\*\*

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991, Москва, Ленинский просп., 53;

\*Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, 119992, Москва, Воробьевы горы;

\*\*Department of Pharmaceutical Biosciences, Uppsala University, PO Box 591, SE-751 24 Uppsala, Sweden

E-mail: ljustia@gmail.com

Поступила в редакцию 15.04.15 г.

Когерентные источники излучения электромагнитных волн терагерцового частотного диапазона весьма перспективны для различных приложений, в том числе в биологии и медицине. В работе предложена схема компактного терагерцового источника, в котором эффект генерации электромагнитных волн достигается за счет взаимодействия электронов в квантовой яме с электромагнитной волной гофрированного волновода. Показано, что в предложенной схеме возможна генерация электромагнитных волн с частотой  $10^{12}$  с<sup>-1</sup> с выходной мощностью излучения до 25 мВт.

*Ключевые слова:* терагерцовый источник, гофрированный волновод, электроны в квантовой яме.

### СХЕМА ИСТОЧНИКА ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Терагерцовый частотный диапазон, занимающий интервал от 0,3 до 10 ТГц, обладает рядом специфических особенностей и представляет в связи с этим значительный интерес для широкого круга фундаментальных и прикладных исследований в различных областях физики, биологии и медицины [1]. В терагерцовом частотном диапазоне находится большое число сильных линий вращательных переходов, а также линий колебательных и колебательно-вращательных переходов сложных органических молекул. Именно в терагерцовом диапазоне частот лежат биологически важные коллективные моды ДНК и белков. При этом энергия квантов терагерцового излучения недостаточна для разрушения химических связей молекул, поэтому воздействие терагерцовых волн является сравнительно безопасным для живых организмов. Установлено, что терагерцовое излучение не оказывает термического воздействия, не является ионизирующим (в отличие от рентгеновского) и не повреждает ДНК [2]. В то же время вопрос, может ли терагерцовое излучение

модифицировать какую-то часть генов, остается открытым и активно изучается [3].

Терагерцовое излучение обладает достаточно большой проникающей способностью и может быть применено для выявления патологий и инородных образований методами терагерцовой томографии. Диагностика с использованием терагерцового излучения способна обнаруживать различия в плотности тканей и выявлять, например, содержание в них воды. Терагерцовая томография позволяет обнаруживать различные виды рака с помощью наиболее безопасных и наименее агрессивных и болезненных диагностических систем. Некоторые частоты терагерцовых волн могут найти применение в стоматологии для объемного изображения зубов, более безопасного и точного, чем обычный рентгеновский анализ. Терагерцовое излучение также позволяет проводить безвредную для человека диагностику глубины и степени ожогов [4].

Природными источниками терагерцового излучения являются Солнце и звезды, однако в атмосфере Земли терагерцовые волны поглощаются водяным паром и молекулярным кислородом. В принципе любая молекула постоянно генерирует терагерцовое излучение, но проблема в том, что оно чрезвычайно слабое

Сокращение: СВЧ – сверхвысокочастотный.

и распространяется не далее чем на один–два метра.

В то же время существуют проблемы создания искусственных источников терагерцового излучения [5]. Терагерцовые частоты занимают промежуточное положение между оптическим диапазоном, где используются приборы оптоэлектроники, и сверхвысокочастотным (СВЧ) диапазоном, где господствуют электровакуумные приборы. Разработанные во второй половине XX века оптоэлектронные приборы (лазеры) плохо подходят для генерации излучения в промежуточном терагерцовом диапазоне из-за теплового размытия лазерных уровней. В области создания вакуумных терагерцовых источников, в числе генераторов когерентного излучения на свободных электронах и синхротронов, в последнее десятилетие достигнуты значительные результаты [6], однако такие источники дороги и громоздки и не могут иметь широкого применения.

В настоящее время наиболее актуальной является задача создания достаточно интенсивных и в то же время компактных источников когерентного терагерцового излучения, весьма востребованных для различных приложений.

Мы предлагаем схему компактного источника терагерцового излучения, в которой используются некоторые методы и идеи, нашедшие успешное воплощение в электровакуумных СВЧ-генераторах (типа ламп обратной волны и ламп бегущей волны). Генерация терагерцовых волн в предлагаемой схеме генератора осуществляется, как и в электровакуумных СВЧ-генераторах, за счет эффективного энергообмена между электронами и электромагнитной волной волновода. Однако непосредственное взаимодействие методов, развитых для источников СВЧ-волн, невозможно, в предлагаемой схеме терагерцового источника они существенно изменены.

В электровакуумных СВЧ-устройствах электронный пучок эффективно взаимодействует с электромагнитной волной и передает ей свою энергию в условиях, когда фазовая скорость электромагнитной волны близка к скорости электронов. В электровакуумных генераторах электроны, взаимодействующие с электромагнитным полем, летят в вакууме, не испытывая столкновений на всей длине пролета электронов. Скорость электронов в режиме их баллистического транспорта достаточно высока, но скорость распространяющейся в волноводе электромагнитной волны (равная скорости света) на порядок и более превышает скорость электронов. Поэтому в генераторах СВЧ-волн для обеспечения необходимого условия эффек-

тивного энергообмена между электронами и электромагнитной волной (условия синхронизма взаимодействия электронов с волной) обычно используют замедляющие системы, снижающие скорость распространяющейся в волноводе электромагнитной волны до скорости электронов.

Мы предлагаем схему терагерцового генератора, в котором взаимодействующие с электромагнитным полем электроны дрейфуют в квантовой яме, испытывая большое число соударений. Длина свободного пробега таких электронов много меньше длины области взаимодействия, а их дрейфовая скорость на порядки ниже скорости баллистических электронов. В этом случае использовать замедляющие системы, снижающие скорость распространяющейся в волноводе электромагнитной волны терагерцового частотного диапазона до скорости направленного движения электронов, крайне сложно. Из-за малых характерных размеров таких замедляющих систем значительно увеличивается поглощение энергии волны в волноводе. В области терагерцовых частот одновременно замедлить волну и избежать потерь крайне сложно.

Поэтому мы предлагаем здесь другой способ осуществления фазового синхронизма. В предлагаемой схеме терагерцового генератора возможна ситуация, когда скорость электромагнитной волны практически равняется скорости света в пустоте, а дрейфующие электроны, тем не менее, оказываются в состоянии эффективно передавать ей свою энергию.

Предлагаемое устройство представляет собой открытый волновод, внутри которого имеется тонкая многослойная пластина, включающая два различных диэлектрических слоя. Граница раздела диэлектрических слоев имеет форму гофрированной поверхности. В один из диэлектрических слоев включен квазидвухмерный полупроводниковый канал проводимости для электронов (рис. 1). Электроны, движущиеся в квантовой яме, взаимодействуют с неоднородным электрическим полем, формирующимся вблизи гофрированной границы диэлектриков в поле распространяющейся в волноводе электромагнитной волны. Период гофра и параметры электронной системы подбираются таким образом, чтобы обеспечить наиболее эффективное взаимодействие электронов с волной.

Фазовый синхронизм в такой схеме основан на использовании приповерхностных мод волновода, формирующихся вблизи гофрированной границы раздела диэлектрических слоев. Электроны, дрейфующие в квантовой яме (расположенной вблизи гофра) в поперечном на-

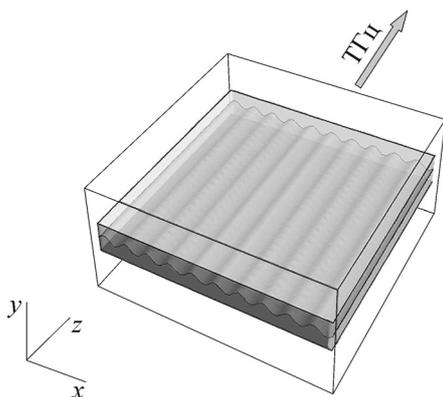


Рис. 1. Пластина из двух диэлектрических слоев с гофрированной границей раздела.

правлении волновода, взаимодействуют с поперечным электрическим полем индуцированной приповерхностной электромагнитной волны (рис. 2.). Подбирая приложенное напряжение, которое задает среднюю дрейфовую скорость электронов,  $v_e$ , и период гофра  $L$ , который определяет и волновое число  $k_c = 2\pi/L$ , и фазовую скорость приповерхностной волны  $v_f = \omega/k_c$  (где  $\omega$  – частота волны), можно достигнуть условия фазового синхронизма:  $v_e \approx v_f$ . Для периода гофра  $L \sim 0,1-1,0$  мкм (создание структур с такими параметрами достижимо при современном уровне технологии) фазовая скорость электромагнитной волны с частотой  $\omega \sim 10^{12}$  с<sup>-1</sup> оказывается порядка  $\sim 10^6-10^7$  см/с. Такие же значения может иметь дрейфовая скорость электронов в канале проводимости.

Следовательно, период гофра и параметры электронной системы могут быть выбраны таким образом, чтобы обеспечить условие эффективного взаимодействия носителей заряда с электромагнитной волной. При этом усиливающаяся объемная электромагнитная волна распространяется вдоль волновода со скоростью, близкой к скорости света  $c \gg v_f$ .

Процесс распространения электромагнитной волны сопровождается процессами ее затухания, связанными с потерями энергии электромагнитной волны на джоулево тепло. В предлагаемой схеме с открытым волноводом электромагнитное поле волны сосредоточено не только в диэлектрической пластине, где имеются омические потери энергии волны, но и в вакуумной области вне пластины. Использование именно открытого волновода может позволить уменьшить потери электромагнитной волны (и улучшить, таким образом, условие генерации).

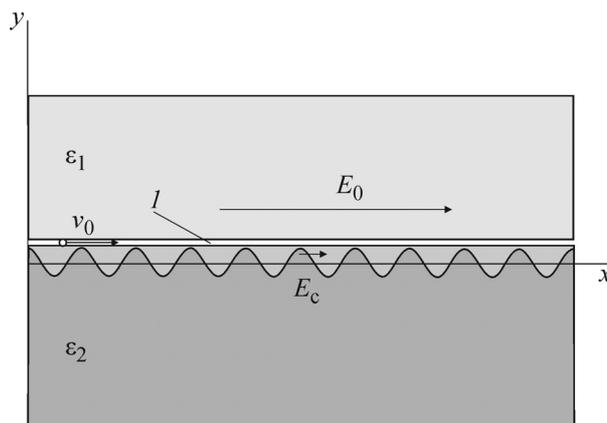


Рис. 2. Профиль пластины, которая должна находиться внутри открытого волновода. Пластина включает диэлектрический слой с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_1$  (закрашен светло-серым цветом) и диэлектрический слой с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_2$  (закрашен темно-серым цветом) с гофрированной границей раздела слоев. В полупроводниковой квантовой яме  $l$ , расположенной над гофрированной границей в слое с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_1$  ( $\epsilon_1 < \epsilon_2$ ), носители заряда в приложенном электрическом поле могут дрейфовать со скоростью  $v_0$ .  $E_0$  – электрическое поле объемной ТЕ-волны открытого волновода,  $E_c$  – электрическое поле приповерхностной волны вблизи границы диэлектриков, экспоненциально убывающее при удалении от нее.

В работах [7,8] в рамках гидродинамического подхода мы исследовали взаимодействие электромагнитных волн вблизи гофрированной диэлектрической поверхности с пучком электронов, движущихся в вакууме, т.е. для случая баллистического транспорта электронов. В данной работе рассматривается ситуация, когда электроны, взаимодействующие с электромагнитной волной гофра, движутся в квантовой яме. Гидродинамическая модель такой системы должна учитывать диффузию и дрейф электронов. Вычисления взаимодействий электромагнитных волн с носителями заряда с учетом столкновений и диффузии электронов кратко представлены в нашей недавней работе [9].

Во втором разделе представлены результаты вычислений неоднородного электрического поля волны, наведенного вблизи гофрированной поверхности диэлектриков. В третьем разделе описано взаимодействие системы носителей заряда, дрейфующих в квантовой яме, с неоднородным электрическим полем волны вблизи границы диэлектриков. Определены параметры рассматриваемой системы, при которых усиление электромагнитного поля наиболее эффективно. В четвертом разделе мы даем краткие выводы.

2. ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ ВОЛНЫ  
В ОТКРЫТОМ ВОЛНОВОДЕ  
С ПЛАСТИНОЙ ИЗ ДВУХ  
ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СЛОЕВ  
С ГОФРИРОВАННОЙ  
ГРАНИЦЕЙ РАЗДЕЛА

Мы предлагаем схему компактного терагерцового генератора, представляющего собой открытый волновод с тонкой многослойной пластиной внутри волновода. Полупроводниковый канал проводимости для электронов включен в один из диэлектрических слоев пластины и расположен над гофрированной границей диэлектриков.

В рассматриваемой задаче полупроводниковый слой (канал проводимости) тонкий, толщина этого слоя значительно меньше высоты гофра, поэтому задачу о вычислении электрических полей вблизи гофра и задачу о воздействии электрических полей на электроны можно разделить. В этом разделе решается задача о вычислении электрических полей без учета электронов. В следующем разделе в задачу включены электроны, взаимодействующие с электрическим полем волны.

Открытый волновод, в котором могут распространяться электромагнитные волны, в том числе волны с частотой  $\omega$  терагерцового диапазона, включает в себя диэлектрическую пластину толщиной  $2a$ , состоящей из двух диэлектрических слоев с различными значениями диэлектрической проницаемости,  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$  ( $\epsilon_1 < \epsilon_2$ ) (рис. 2). В условиях, когда толщина пластины достаточно мала,  $a \ll c/\omega$ , и при не слишком больших величинах  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$  ( $\epsilon_1 < 10$ ) основная часть энергии электромагнитной волны сосредоточена в области вне пластины. Электромагнитная волна в таком волноводе распространяется со скоростью  $c$ , близкой к скорости света в вакууме.

Рассмотрим случай ТЕ-волны, распространяющейся в  $z$ -направлении волновода. Представляет интерес именно волна ТЕ-типа, имеющая пучность электрического поля в центре поперечного сечения волновода – в области гофрированной границы диэлектриков и канала проводимости для электронов.

В случае прямоугольной пластины с плоской поверхностью раздела диэлектриков электрическое поле ТЕ-волны направлено вдоль оси и имеет вид

$$\mathbf{E}_{\text{ТЕ}}(\mathbf{r}, t) = (\mathbf{e}_x E_x(y)) \exp(kz - \omega t). \quad (1)$$

Величина  $x$ -компоненты электрического поля ТЕ-волны  $E_x$  может быть представлена как

$$E_x \approx \begin{cases} E_0 \cos(\chi y) & |y| \leq a, \\ E_0 \exp(-s|y|) & |y| \geq a. \end{cases} \quad (2)$$

Здесь  $\chi$  и  $s$  – поперечные составляющие волнового вектора электромагнитной волны в диэлектрике и в вакууме соответственно. Величины  $\chi$  и  $s$  связаны соотношениями  $sa = \frac{1}{\epsilon} \chi a \operatorname{tg}(\chi a)$  и  $(\chi a)^2 + (sa)^2 = \frac{\omega^2 a^2}{c^2} (\epsilon - 1)$ , где  $\epsilon = \sqrt{\epsilon_1 \epsilon_2}$  – среднее значение диэлектрической проницаемости материала, заполняющего волновод.

Но для однородной диэлектрической пластины, а также для многослойной пластины с ровной границей раздела диэлектриков электрическое поле ТЕ-волны также однородно, и в этом случае эффективное взаимодействие электронов с электрическим полем волны должно отсутствовать.

Мы предлагаем схему волновода с диэлектрической пластиной, в которой граница раздела двух диэлектрических слоев представляет собой гофрированную поверхность (рис. 1, 2). Волновод с такой пластиной также может служить волноводом для волны ТЕ-типа, причем скорость ее распространения вдоль оси  $z$  по-прежнему имеет порядок величины скорости света. Но в этом случае в окрестности гофрированной границы диэлектриков в поле распространяющейся в волноводе объемной электромагнитной волны возникает дополнительная приповерхностная волна, экспоненциально затухающая при удалении от гофрированной границы диэлектриков. Действительно, электрическое поле ТЕ-волны волновода (невозмущенной волны) вызывает поляризацию зарядов в области гофрированной границы раздела диэлектрических слоев. Такая поляризация, в свою очередь, индуцирует вторичное поле, которое накладывается на поле невозмущенной волны. Величина неоднородного в  $x$ -направлении электрического поля индуцированной приповерхностной моды может быть сравнима с полем объемной волны волновода в локальной области вблизи границы диэлектриков и экспоненциально убывает при удалении от нее. С неоднородным полем этой волны могут взаимодействовать электроны, движущиеся в  $x$ -направлении в двухмерном канале проводимости, расположенном в зоне гофра.

Пусть координата границы диэлектриков меняется по периодическому закону в поперечном сечении волновода, например по закону  $y(x) = R \cos(k_c x)$ , где  $k_c = 2\pi/L$ , амплитуда гофра  $R$  значительно меньше толщины пластины,

$R \ll 2a$ , и период гофра  $L$  много меньше ширины пластины. Будем предполагать, что канал проводимости для электронов достаточно тонкий (имеет ширину  $h \ll R$ ) и поэтому не изменяет структуру полей электромагнитной волны в диэлектрике. Электрическое поле волны в таком волноводе может быть представлено в виде суммы  $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_{\text{ТЕ}}(\mathbf{r}, t) + \mathbf{F}(\mathbf{r}, t)$ . Здесь электрическое поле невозмущенной ТЕ-волны  $\mathbf{E}_{\text{ТЕ}}(\mathbf{r}, t)$  определяется выражениями (1) и (2). Вторичное электрическое поле  $\mathbf{F}(\mathbf{r}, t)$  обусловлено поляризацией диэлектрика в зоне гофра. Поле приповерхностной волны  $\mathbf{F}(\mathbf{r}, t)$  сравнимо с величиной поля объемной ТЕ-волны волновода  $\mathbf{E}_{\text{ТЕ}}(\mathbf{r}, t)$  только в очень узкой области (с шириной порядка  $R$ ) вблизи гофрированной границы диэлектриков. Вне этой области поле  $\mathbf{F}(\mathbf{r}, t)$  существенно меньше, чем  $\mathbf{E}_{\text{ТЕ}}(\mathbf{r}, t)$ .

Поле  $\mathbf{F}(\mathbf{r}, t)$  вызвано воздействием на диэлектрическую границу электрического поля волны волновода  $\mathbf{E}_{\text{ТЕ}}(\mathbf{r}, t)$ . Однако поскольку длина ТЕ-волны,  $\lambda = 2\pi/\chi$ , значительно превышает высоту гофра и расстояние между его вершинами,  $\lambda \gg R$ ,  $\lambda \gg L$ , то на расстояниях, характерных для гофра, электрическое поле ТЕ-волны можно считать потенциальным. Обозначим это поле как  $\mathbf{E}_0$ , где  $\mathbf{E}_0 = E_0 \mathbf{e}_x \cdot \cos(\chi y) \approx E_0 \mathbf{e}_x$ . Кроме того, поскольку граница диэлектриков однородна по координате  $z$ , задача о вычислении наведенного гофром электрического поля становится эффективно двухмерной и может быть описана скалярным потенциалом  $\phi(x, y)$ , удовлетворяющим уравнению Лапласа. Этот потенциал различен в средах с различными значениями диэлектрической проницаемости. Обозначим потенциал как  $\phi^{(1)}(x, y)$  в слое с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_1$  и  $\phi^{(2)}(x, y)$  в слое с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_2$ . Функции  $\phi^{(1)}(x, y)$  и  $\phi^{(2)}(x, y)$ , каждая внутри своей области определения, удовлетворяют уравнению Лапласа  $\Delta \phi^{(1)}(x, y) = 0$  и  $\Delta \phi^{(2)}(x, y) = 0$ . На границе областей должны выполняться условия непрерывности потенциала и нормальной составляющей вектора электрической индукции.

Неоднородное электрическое поле вблизи гофра  $\mathbf{E}^{(i)} = -\nabla \phi^{(i)}$ , формирующиеся вблизи гофра в поле  $\mathbf{E}_0$ , также могут быть представлены суммой пространственных гармоник. Условия непрерывности для тангенциальных и нормальных составляющих электрических полей на границе диэлектриков имеют вид:

$$\mathbf{E}^{(1)}\boldsymbol{\tau} = \mathbf{E}^{(2)}\boldsymbol{\tau}, \tag{3}$$

$$\epsilon_1 \mathbf{E}^{(1)}\mathbf{n} = \epsilon_2 \mathbf{E}^{(2)}\mathbf{n}, \tag{4}$$

где  $\boldsymbol{\tau} = \{1, -R \sin(k_c x)\}$  касательный вектор к границе диэлектриков в точке с координатами  $(x, y)$ ,  $\mathbf{n} = \{-R \sin(k_c x), 1\}$  – нормальный вектор к границе диэлектриков, функция  $y(x)$  описывает границу диэлектриков в поперечном сечении диэлектрической пластины.

Поскольку гофрированная граница диэлектриков описывается периодической функцией координаты  $x$ , электростатические потенциалы  $\phi^{(i)}(x, y)$  и электрические поля  $E^{(i)}(x, y)$  также периодические функции по  $x$  и могут быть представлены суммой пространственных гармоник.

Вклад отдельных гармоник в электрическое поле  $E^{(i)}(x, y)$  мы вычисляли в программе «Математика». Согласно нашим расчетам, в случае, когда величины диэлектрических проницаемостей  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$  различаются в два раза и более, учет семи членов ряда разложения по гармоникам оказывается достаточным, чтобы погрешность вычисления коэффициентов полей и потенциалов не превышала бы нескольких процентов.

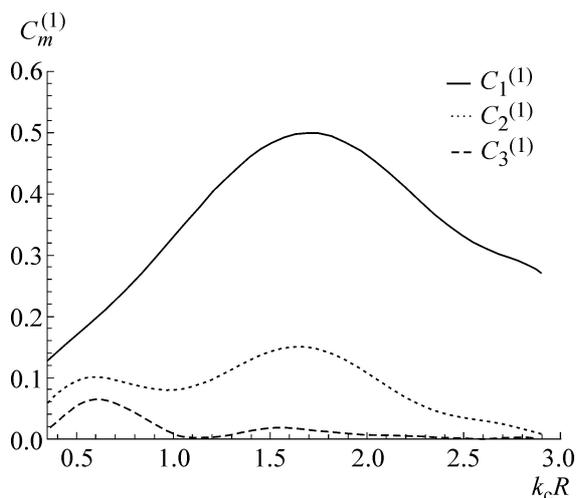
Полученное таким образом выражение для  $x$ -компоненты электрического поля  $E_x^{(1)}$  в верхнем слое (выше гофра,  $y > R \cos(k_c x)$ ) вблизи гофра имеет вид:

$$E_x^{(1)} = E_0 + E_c^{(1)} = E_0 + E_0 \sum_{m=0}^{\infty} C_m^{(1)} \cos(mk_c x) e^{-mk_c |y|}. \tag{5}$$

Значения коэффициентов  $C_m^{(1)}$ , описывающих вклад  $m$ -й гармоники в электрическое поле над гофром (значение верхнего индекса  $i = 1$ ), зависят от формы и размеров гофра и от параметров диэлектрических материалов  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$ . В случае, когда граница раздела диэлектрических слоев описывается функцией  $y(x) = R \cos(k_c x)$ , каждый из коэффициентов  $C_m^{(1)}$  может быть представлен как функция от  $k_c R$ .

Численный расчет мы проводили на примере пластины с диэлектрическими слоями из кварца ( $\epsilon_1 = 4,5$ ) и сапфира ( $\epsilon_2 = 9,3$ ). На рис. 3 представлены вычисленные значения коэффициентов  $C_1^{(1)}$ ,  $C_2^{(1)}$  и  $C_3^{(1)}$ , характеризующих вклад, соответственно, первой, второй и третьей гармоник в неоднородное электрическое поле над гофром, в зависимости от  $k_c R$ . При  $k_c R \geq 1$  величины  $C_1^{(1)}$  значительно превышают  $C_2^{(1)}$  и  $C_3^{(1)}$ . Величины коэффициентов  $C_m^{(1)}$  для  $m > 3$  оказываются значительно меньше, чем  $C_1^{(1)}$ ,  $C_2^{(1)}$  и  $C_3^{(1)}$ .

На рис. 4 представлены вычисленные при  $y = R$  величины поля первой пространственной гармоники  $E_1^{(1)}/E_0$  от координаты  $k_c x$  для различной амплитуды гофра:  $k_c R = 0,3; 1,2; 1,7;$



**Рис. 3.** Зависимости величины коэффициентов  $C_m^{(1)}$ , характеризующих вклад первой, второй и третьей гармоники в электрическое поле электромагнитной волны над гофром при  $y = R$ , в зависимости от  $k_c R$  ( $R$  – амплитуда гофра,  $k_c = 2\pi/L \approx \omega/v_0$ ,  $L$  – период гофра,  $\omega$  – частота волны).

2,0. При  $y = R$  амплитуда поля первой гармоники достигает наибольшего значения при  $k_c R \approx 1,2$  и составляет в максимуме  $E_1^{(1)}/E_0 = 0,15$ . Действительно, для гофра малой высоты ( $k_c R \ll 1$ ) индуцированное электрическое поле оказывается малым из-за слабой поляризации зарядов на границах диэлектриков. В то же время для слишком высокого гофра ( $k_c R \gg 1$ ) индуцированное этим зарядом поле  $E_c$  в значительной степени затухает в области  $y \approx R$  (в области, где расположен канал проводимости для электронов).

Таким образом, наведенное в области над гофром неоднородное электрическое поле является полем электромагнитной волны волновода и в окрестности гофра может быть описано как  $\mathbf{F}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_c^{(1)}(x, y) \cos(kz - \omega t)$ . С направленным вдоль оси  $x$  неоднородным полем этой волны могут взаимодействовать электроны, движущиеся в  $x$ -направлении в квантовой яме в узком слое выше гофра (при  $y \approx R$ ). Наибольший вклад в зависящую от координат  $x$  и  $y$  часть поля  $\mathbf{E}_c^{(1)}$  в выражении (5) дает первая пространственная гармоника. С учетом вклада первой гармоники  $x$ -компонента электрического поля приповерхностной волны при  $y = R$  (в области канала проводимости) может быть описана как

$$F_1(r, t) = E_0 C_1^{(1)}(k_c R) \exp(-k_c R) \cos(kz + k_c x - \omega t). \quad (6)$$

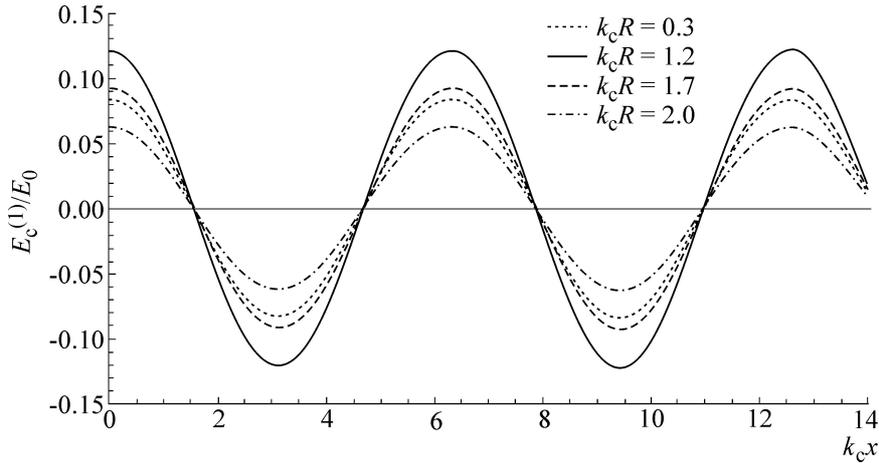
Оптимальные геометрические параметры амплитуды и периода гофра, при которой ам-

плитуда первой пространственной гармоники неоднородного электрического поля имеет максимальное значение, составляет  $k_c R \approx 1,2$ .

### 3. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА С ПОЛЕМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ

Рассмотрим систему носителей заряда, движущихся в квазидвухмерном канале проводимости в поперечном направлении волновода под действием как приложенного напряжения, так и неоднородного поля, наведенного вблизи границы диэлектриков электрическим полем собственной волны волновода с частотой  $\omega$  (рис. 2). Будем рассматривать взаимодействие электронов с первой пространственной гармоникой электрического поля приповерхностной волны, амплитуда которой максимальна. В этом случае условие синхронизма взаимодействия носителей заряда, дрейфующих вдоль оси  $x$  со средней скоростью  $v_e$ , с электрическим полем приповерхностной волны, направленным также вдоль оси  $x$ , выражается соотношением  $v_e = \omega/k_c$ , где  $k_c = 2\pi/L$ , и достигается путем выбора периода гофрировки  $L$ . (На самом деле скорость потока электронов  $v_e$  должна чуть превышать  $\omega/k_c$ , тогда возможно усиление электромагнитной волны волновода в результате энергообмена между носителями заряда и полем волны.)

В результате синхронного взаимодействия с полем электромагнитной волны поток носителей заряда приобретает модуляцию скорости. Процесс модуляции скорости сопровождается формированием волны электронной плотности. Часть носителей заряда, испытывающих торможение в электрическом поле волны в зоне гофра, отдает электромагнитной волне свою энергию, в то время как ускоряющиеся электроны забирают энергию волны. В ситуации, когда скорость потока носителей заряда чуть превышает фазовую скорость электромагнитной волны, число электронов, отдающих свою энергию волне, оказывается больше числа электронов, забирающих энергию волны. В результате при движении волны электронной плотности во всем пространстве взаимодействия происходит преобразование энергии электронов в энергию электромагнитной волны и усиление электромагнитной волны. Увеличение электрического поля приповерхностной волны и усиление вследствие этого взаимодействия электронов с полем волны вызывает, в свою очередь, увеличение амплитуды волны электронной плотности и увеличение энергии, отданной от электронов полю волны. Так, в режиме поло-



**Рис. 4.** Вычисленные зависимости величины поля первой пространственной гармоники  $E_1^{(1)}/E_0$  над гофром (при  $y = R$ ) от координаты  $k_c x$  для различных значений амплитуды гофра:  $k_c R = 0,3; 1,2; 1,7; 2,0$ ;  $k_c = 2\pi/L$ ,  $L$  – период гофра.

жительной обратной связи устанавливаются незатухающие электромагнитные колебания: возникает режим автогенерации.

Для описания системы носителей заряда, резонансно взаимодействующих с полем волны, необходима самосогласованная система уравнений, учитывающих как изменение полей электромагнитной волны в волноводе, так и изменение локальных скоростей  $\mathbf{v}(x, t)$  и плотностей  $n(x, t)$  системы носителей заряда.

ТЕ-волна волновода включает компоненты магнитного поля  $H_y$  и  $H_z$ . Поскольку частота столкновений дрейфующих электронов много большей циклотронной частоты, влияние магнитных полей на движение электронов оказывается пренебрежимо малым. Будем учитывать влияние только электрического поля, направленного вдоль оси  $x$  на движение зарядов в квантовой яме, расположенной при  $y \approx R$ .

В гидродинамическом приближении функции  $\mathbf{v}(x, t)$  и  $n(x, t)$  связаны кинетическим уравнением

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v}\nabla)\mathbf{v} = \frac{q}{m}(\mathbf{E}_{\text{app}} + \mathbf{F}^{(1)}) - \frac{\mathbf{v}}{\tau} - \frac{\nabla p}{mn} \quad (7)$$

и уравнением непрерывности

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \text{div}(n\mathbf{v}) = 0. \quad (8)$$

Здесь  $q$  и  $m$  – заряд и масса носителей заряда,  $\mathbf{E}_{\text{app}}$  – приложенное постоянное электрическое поле,  $\mathbf{F}^{(1)}$  – электрическое поле волны в волноводе,  $\tau^{-1}$  – частота столкновений носителей заряда. Последнее слагаемое в правой части уравнения (7) описывает влияние гради-

ента давления  $p$  в неоднородном газе носителей заряда.

Выражения для скорости и плотности электронов представим как  $n(x, t) = n_0 + \delta n(x, t)$  и  $v(x, t) = v_0 + \delta v(x, t)$ , где  $n_0$  и  $v_0$  – невозмущенные скорость и концентрация носителей заряда.

Вид решения, описывающего неоднородное электрическое поле волны в зоне гофра, представлен выше выражением (6), причем этой части задачи без ограничения общности можно положить  $z = 0$ . На начальном этапе генерации, пока справедливо линейное приближение, амплитуда электромагнитной волны увеличивается со временем по экспоненциальному закону с инкрементом  $\gamma$ . Тогда, с учетом выражения (6), представим вклад первой гармоники в электрическое поле волны при  $y = R$  как

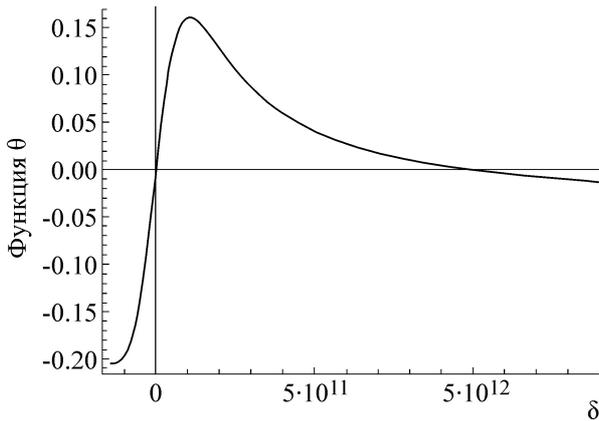
$$F_1(x, t) = E_0 C_1^{(1)}(k_c R) \exp(-k_c R) \sin(k_c x - \omega t) \exp(\gamma t).$$

При  $\tau^{-1} \gg \omega$  левой частью уравнения (7) можно пренебречь, тогда

$$\delta v = \mu F_1 - D \frac{1}{n_0} \frac{\partial \delta n}{\partial x}, \quad (9)$$

где  $\mu$  – подвижность,  $D$  – коэффициент диффузии носителей заряда в квантовой яме.

Мы решали систему уравнений (7) и (9) для граничных условий, когда на входе в пространство взаимодействия электронный поток не модулирован ни по скорости, ни по плотности ( $\delta v(0, t) = 0$ ,  $\delta n(0, t) = 0$ ). В первом порядке малости по  $\delta n(x, t)$  и  $\delta v(x, t)$  полученные выражения для переменной части концентрации и



**Рис. 5.** Зависимость величины функций  $\theta$ , характеризующих величину энергии  $P$ , передаваемой носителями заряда полю электромагнитной волны, от частоты  $\delta$ , где  $\delta = k_c v_0 - \omega$  при  $\omega = 10^{12} \text{ с}^{-1}$ ,  $k_c = 2 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$ ,  $v_0 = 5 \cdot 10^6 \text{ см/с}$ . Расчеты проведены на примере квантовой ямы из р-Si.

плотности носителей заряда в области вне границы  $x = 0$  имеют вид:

$$\delta n \approx \frac{n_0 k_c \mu E_0 C_1^{(1)} \exp(-k_c R)}{\delta^2 + (\gamma + Dk_c^2)^2} \{ -\delta \cos(k_c x - \omega t) - (Dk_c^2 + \gamma) \sin(k_c x - \omega t) \} \exp(\gamma t), \quad (10)$$

$$\delta v \approx \frac{\mu E_0 C_1^{(1)} \exp(-k_c R)}{\delta^2 + Dk_c^2} \{ \delta^2 \cos(kx - \omega t) - Dk^2 \delta \sin(kx - \omega t) \} \exp(\gamma t), \quad (11)$$

Здесь  $D$  – коэффициент диффузии,  $\delta = k_c v_0 - \omega$ ,  $\delta \ll \omega$ . В выражениях (10) и (11) учтено, что для типичных полупроводников с величиной коэффициента диффузии  $D > 1 \text{ см}^2/\text{с}$  выполняется условие  $\gamma \ll Dk_c^2$ .

Усиление электромагнитных волн может осуществляться в силу того, что носители заряда, по мере своего движения в канале проводимости, отдают энергию полю излучения. Ток носителей заряда, резонансно взаимодействующих с волной, представим суммой  $J(x, t) = J_n(x, t) + J_v(x, t)$ , где  $J_n(x, t) = e \cdot \delta n(x, t) v_0 L_z$  – ток волны плотности носителей заряда,  $J_v(x, t) = e \cdot \delta v(x, t) n_0 L_z$  – ток, обусловленный модуляцией скорости в системе носителей заряда,  $L_z$  – длина пластины.

Обозначим символом  $P$  работу, которую совершает этот ток  $J(x, t)$  над полем электромагнитной волны в единицу времени, усредненную по пути движения электронов:

$$P \approx - (1/2) q n_0 (C_1^{(1)} E_0)^2 \mu \theta e^{2\gamma t}. \quad (12)$$

Функция  $\theta = \frac{\delta(kv_0 + \delta)}{\delta^2 + (Dk_c^2)^2}$  характеризует эф-

фективность передачи энергии от системы носителей заряда полю электромагнитной волны.

Из вида функций  $\theta$  следует, что при  $\delta = 0$ , когда дрейфовая скорость носителей заряда  $v_0$  в точности равна  $\omega/k_c$ , передачи энергии от системы носителей заряда к электромагнитной волне нет. Дело в том, что в этом случае волна плотности и волна скорости носителей заряда оказывается сдвинутой на  $\pi/2$  относительно волны взаимодействующего с носителями заряда поля. Чтобы передавать энергию волне, скорость носителей заряда должна быть немного выше  $\omega/k_c$ , что соответствует значениям величин  $\delta > 0$ . Однако не при всех положительных значениях  $\delta$  энергообмен между системой носителей заряда и электромагнитным полем сопровождается усилением волны.

На рис. 5 представлены значения функции  $\theta$  в зависимости от величины  $\delta$ , где  $\delta = k_c v_0 - \omega$ . Области  $\delta > 0$ , при которых величина функции  $\theta$  принимает положительные значения (а величина  $P < 0$ ), соответствует режим усиления поля электромагнитной волны. Отрицательным значениям функции  $\theta$  ( $P > 0$ ) отвечает режим ослабления электромагнитной волны.

Максимум передачи энергии от системы носителей заряда к полю электромагнитной волны волновода (максимум усиления электромагнитной волны) соответствует максимуму функции  $\theta$ , который достигается при  $\delta_g \approx Dk_c^2 \left( 1 - \frac{Dk_c^2}{k_c v_0} \right)$ .

Численные оценки мы провели на примере структуры с каналом проводимости из р-Si. Полупроводник р-Si имеет достаточно высокие значения критического поля пробоя ( $\approx 3 \cdot 10^5 \text{ В/см}$ ) и высокие значения дрейфовой скорости насыщения носителей заряда ( $\approx 1,5 \cdot 10^7 \text{ см/с}$ ) в высоких электрических полях при относительно малой подвижности электронов при комнатной температуре [10]. Кристаллические гетероструктуры  $\text{SiO}_2/\text{Si}/\text{SiO}_2$  к настоящему времени достаточно хорошо освоены [11].

Мы использовали для оценок значения подвижности при комнатной температуре  $\delta = 10^2 \text{ см} \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$  и дрейфовой скорости  $v_0 = 5 \cdot 10^6 \text{ см/с}$  в приложенном поле  $E_{\text{app}} \approx 5 \cdot 10^4 \text{ В/см}$ . Тогда на частоте  $\omega = 10^{12} \text{ с}^{-1}$  и при волновом числе  $k_c = \omega/v_0 = 2 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$  (что соответствует периоду гофрированной структуры  $L_c = 0,3 \text{ мкм}$ ) величина  $Dk_c^2 \approx 1,2 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$ . Частота столкновений дырок со-

ставляет  $\tau^{-1} = 10^{14} \text{ с}^{-1}$ , и, таким образом, выполняется условие  $\tau^{-1} \gg \omega$ .

При значении коэффициента усиления  $\gamma = 10^8 \text{ с}^{-1}$  ( $\gamma \ll Dk_c^2$ ) мы получили величину оптимальной расстройки  $\delta_g \approx 10^{11} \text{ с}^{-1}$ , при которой в линейном режиме усиления величина энергии, передаваемой от электронов электромагнитной волне, оказывается максимальной.

Ширина пластины  $L_x = 2\pi/\chi \approx 0,87 \text{ мм}$  выбиралась равной длине поперечной волны усиливаемой моды волновода с частотой  $\omega = 10^{12} \text{ с}^{-1}$ . Тогда величина поля в максимуме  $E_{\text{max}}$  (при котором экспоненциальный рост поля электромагнитной волны заканчивается и процесс выходит на квазистационарный режим) может достигать  $10^4 \text{ В/см}$ . Для оценок будем использовать значение поля  $E_0 \approx 170 \text{ В/см}$ , при котором заведомо выполняется линейный режим усиления.

Отрицательный поток мощности волны плотности носителей заряда, представленный выше выражением (12), преобразуется в положительный поток мощности электромагнитной волны.

Изменения в единицу времени энергии поля ТЕ-волны открытого волновода определяются суммой  $W_v + W_d$  вкладов изменения энергии электромагнитного поля вне пластины (в вакууме) и изменения энергии электромагнитного поля, сосредоточенного в пластине:

$$W_v \approx \frac{1}{4\pi} S \gamma e^{2\gamma} E_0^2 \frac{c^2}{\omega^2 a} \frac{\epsilon}{(\epsilon - 1)},$$

$$W_d \approx \frac{1}{4\pi} S \gamma e^{2\gamma} E_0^2 \left[ (\epsilon + 1) \left( \frac{\cos \alpha \chi \sin \alpha \chi + \alpha \chi}{\chi} \right) \right],$$

где  $S$  – площадь пластины.

Для структуры из кварца и сапфира с толщиной  $2a = 400 \text{ мкм}$  волновой вектор электромагнитной волны имеет значения  $s \approx a \frac{(\epsilon - 1) \omega^2}{\epsilon c^2} = 1,8 \text{ см}^{-1}$  в вакууме и значение  $\chi \approx (\epsilon - 1)^{1/2} \omega/c = 72,3 \text{ см}^{-1}$  в диэлектрике. Отношение энергии электромагнитной волны в диэлектрике к энергии электромагнитной волны в вакууме в этом случае составляет  $W_d/W_v \approx 10^{-3}$ .

Для возникновения генерации электромагнитной волны необходимо, чтобы коэффициент усиления электромагнитной волны  $\gamma$  значительно превышал инкремент  $\gamma_{\text{loss}} = \omega \text{tg} \beta \frac{W_d}{W_v + W_d}$ , характеризующий затухание волны вследствие диэлектрических потерь. Здесь  $\text{tg} \beta$  – тангенс угла диэлектрических потерь, зависящий от мате-

риала диэлектрика. Для структуры из кварца и сапфира ( $\text{tg} \beta \sim 10^{-4}$ ) с толщиной  $2a = 400 \text{ мкм}$  величина коэффициента диэлектрических потерь составляет  $\gamma_l \approx 3 \cdot 10^6$  для частоты  $\omega = 10^{12} \text{ с}^{-1}$ . Таким образом, условие  $\gamma \gg \gamma_{\text{loss}}$  удовлетворяется с достаточным запасом.

Концентрации дырок  $n_0$ , которая может обеспечить поток мощности волны плотности дырок для генерации электромагнитного излучения, определяется из закона сохранения энергии  $P = W_v + W_d$  и составляет для структур с приведенными выше параметрами величину  $n_0 \approx 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ . Выходная мощность электромагнитного излучения для пластины с площадью  $S = 1 \text{ см}^2$  достигает  $25 \text{ мВт}$ .

Процессы формирования и усиления волны плотности носителей заряда в рассматриваемой системе протекают в присутствии их столкновений. Обозначим символом  $Q$  величину энергии, которую теряют дрейфующие носители заряда при столкновениях в единицу времени,

$$Q = en_0 \mu E_{\text{app}}^2 L_x L_z.$$

Эффективность (коэффициент полезного действия) такого генератора может быть оценена как отношение полезной мощности  $P$  ко всей мощности, затраченной носителями заряда как на усиление электромагнитной волны, так и на столкновения:

$$\text{eff} = P / (P + Q).$$

Для схемы с приведенными выше параметрами эффективность генерации излучения на частоте  $\omega = 10^{12} \text{ с}^{-1}$  составляет  $\approx 1\%$  при мощности генерации  $25 \text{ мВт}$ .

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящее время имеется довольно много подходов к проблеме создания источников терагерцового излучения, имеются даже работающие устройства, но остались еще нерешенные проблемы. Усилия сегодня направлены не на разработку единичного прибора с уникальными параметрами, а на создание терагерцовых источников малых размеров и сравнительно простых в исполнении.

В этой связи предлагаемая в этой работе схема компактного терагерцового генератора, не требующего для работы низких температур и сильных магнитных полей, может иметь преимущества перед другими устройствами.

Описанная здесь схема терагерцового генератора представляет собой открытый волновод с тонкой многослойной диэлектрической пластиной. Вблизи гофрированной поверхности раздела

диэлектрических слоев в этой пластине в электрическом поле объемной волны волновода формируется замедленная электромагнитная волна, экспоненциально прижатая к этой гофрированной поверхности. Носители заряда, взаимодействующие с электрическим полем замедленной волны, дрейфуют в квазидвухмерном полупроводниковом канале проводимости, который включен в один из диэлектрических слоев и расположен вблизи гофра: в области, где неоднородное электрическое поле является достаточно сильным. Период и амплитуда гофра и параметры электронной системы подбираются так, чтобы обеспечить наиболее эффективное взаимодействие электронов с полем волны с частотой терагерцового диапазона. В результате синхронных взаимодействий электронов с волной происходит генерация усиления волны в волноводе.

Одним из преимуществ предложенной схемы является ее нечувствительность к разбросам технологических параметров. Параметры гофрировки, при которых выполняется условие фазового синхронизма, определить до нанесения гофрировки на структуру.

Сформулирована модель и проведены вычисления неоднородного электрического поля волны вблизи гофрированной границы раздела диэлектриков, координата которой меняется по косинусоидальному закону. В рамках гидродинамической модели, с учетом диффузии и дрейфа носителей заряда в квантовой яме, получены аналитические решения, описывающие волну плотности носителей заряда, взаимодействующих с первой пространственной гармоникой

неоднородного электрического поля волны вблизи гофра. Численные оценки представлены на примере структуры с пластиной из кварца и сапфира с кремниевым каналом проводимости. Получено, что в исследуемой системе возможна генерация электромагнитных волн с частотой  $10^{12} \text{ с}^{-1}$  с выходной мощностью излучения до 25 мВт и эффективностью 1%.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. X.-C. Zhang and J. Xu, *Introduction to THz Wave Photonics* (Springer, 2010).
2. A. G. Davis, E. H. Linfield, and M. B. Jonston, *Phys. Med. Biol.* **47**, 3679 (2002).
3. A. N. Bogomazova, E. M. Vassina, T. N. Goryachkovskaya, et al., *Sci. Reports* **5**, 7749 (2015).
4. A. J. Fitzgerald, E. Berry, N. N. Zinovev, et al., *Phys. Med. Biol.* **47** (21), R67 (2002).
5. R. A. Lewis, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **47**, 374001 (2014).
6. В. Л. Братман, А. Г. Литвак и Е. В. Суворов, *Успехи физ. наук* **181** (8), 867 (2011).
7. V. A. Namiot and L. Yu. Shchurova, *Phys. Lett. A* **375**, 2759 (2011).
8. V. A. Namiot and L. Yu. Shchurova, *Phys. Lett. A* **376**, 3445 (2012).
9. L. Yu. Shchurova and V. A. Namiot, *Phys. Lett. A* **377**, 2440 (2013).
10. M. E. Levinstein and S. L. Romyantsev, in *Handbook Series on Semiconductor Parameters*, Ed. by M. Levinstein, S. Romyantsev, and M. Shur (World Scientific, London, 1996), vol. 1, pp. 1–32.
11. Z. H. Lu and D. Grozea, *Appl. Phys. Lett.* **80**, 255 (2002).

## A Compact Source of Terahertz Radiation Based on Interaction of Electrons in a Quantum Well with an Electromagnetic Wave of a Corrugated Waveguide

L.Yu. Shchurova\*, V.A. Namiot\*\*, and D.R. Sarkisyan\*\*\*

\*Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Leninskii prosp. 53, Moscow, 119991 Russia

\*\*Skobeltsyn Research Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University, Leninskie Gory,  
Moscow, 119992 Russia

\*\*\*Department of Pharmaceutical Biosciences, Uppsala University, PO Box 591, SE-751 24 Uppsala, Sweden

Coherent sources of electromagnetic waves in the terahertz frequency range are very promising for various applications, including biology and medicine. In this paper we propose a scheme of a compact terahertz source, in which terahertz radiation is generated due to effective interaction of electrons in a quantum well with an electromagnetic wave of a corrugated waveguide. We have shown that the generation of electromagnetic waves with a frequency of  $10^{12} \text{ sec}^{-1}$  and an output power of up to 25 mW is possible in the proposed scheme.

*Key words:* terahertz source, corrugated waveguide, electrons in a quantum well