

**СЕКЦИЯ 4. МЕТОДЫ ГЕНЕРАЦИИ И ПРИМЕНЕНИЯ
ТЕРАГЕРЦОВЫХ ВОЛН**

Генерация высших гармоник в сверхрешетке на основе графена в присутствии постоянного и переменного электрических полей	
<i>С.Ю. Глазов, Н.Е. Мещерякова, Д.В. Мартынов</i>	2
Аналитическое исследование особенностей генерации терагерцового излучения при взаимодействии двух разночастотных оптических импульсов большой длительности	
<i>К.А. Горошко, С.А. Штумпф</i>	6
Высокочастотный импеданс и абсорбция полупроводниковой сверхрешетки, находящейся под внешним периодическим воздействием	
<i>В.В. Макаров, О.И. Москаленко, А.О. Сельский, А.Г. Баланов, А.А. Короновский, А.Е. Храмов</i>	8
Методика измерения частотных характеристик терагерцового спин-инжекционного излучателя с помощью дифракционной решетки	
<i>С.Г. Чигарев</i>	12

ГЕНЕРАЦИЯ ВЫСШИХ ГАРМОНИК В СВЕРХРЕШЕТКЕ НА ОСНОВЕ ГРАФЕНА В ПРИСУТСТВИИ ПОСТОЯННОГО И ПЕРЕМЕННОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ

С.Ю. Глазов¹, Н.Е. Мещерякова², Д.В. Мартынов¹

¹Волгоградский государственный социально-педагогический университет

²Волгоградский Институт Бизнеса
ser-glazov@yandex.ru

В последнее время активно изучаются сверхрешетки (СР) на основе графена, которые могут быть сформированы путем создания в образце дополнительного периодического потенциала. В работе [1] предложена модель СР на основе графена, образующаяся за счет периодической модуляции запрещенной зоны. Возможность проявления ряда нелинейных физических эффектов в графене и структурах на его основе связана с непараболичностью и неаддитивностью его энергетического спектра.

Закон дисперсии носителей заряда в СР на основе графена на полосчатой подложке в одноминизонном приближении хорошо описывается следующим выражением [2]:

$$\varepsilon(\vec{p}) = \Delta \left(f_1 + \sqrt{f_2^2 + f_3^2 (p_y d / \hbar)^2 + f_4^2 (1 - \cos(p_x d / \hbar))} \right), \quad (1)$$

где Δ - полуширина запрещенной зоны щелевой модификации графена, p_x , p_y - компоненты квазиимпульса электрона, $d = d_1 + d_2$ - период СР, d_1 и d_2 - ширины полосок бесщелевого и щелевого графена, а коэффициенты f_i подбираются численно на основе непосредственного решения дисперсионного соотношения из [1]. Спектр (1) периодичен по p_x и сохраняет неаддитивность, присущую спектру графена.

В [3] получено выражение для постоянной составляющей и амплитуд высших гармоник плотности тока в СР на основе графена в присутствии постоянного и переменного электрических полей, поляризованных вдоль оси сверхрешетки и предсказана возможность усиления и подавления гармоник плотности тока.

В данной работе численно исследована зависимость амплитуд высших гармоник от характеристик приложенных полей. Выявлены области параметров рассматриваемой системы для первых четырех гармоник, амплитуды каждой из которых превосходит все остальные.

Амплитуда k -ой гармоники плотности тока определяется выражением

$$j_k = \sqrt{a_k^2 + b_k^2}, \quad (2)$$

где $j_0 = en\Delta df_4^2 / \pi\hbar$, n - концентрация электронов в зоне проводимости,

$$B_l = \frac{1}{A} \int_{-\pi}^{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sin(z) \sin(lz) dz}{\sqrt{f_2^2 + f_3^2 y^2 + f_4^2 (1 - \cos(z))}} \times$$

$$\times \int_{-\pi}^{\pi} \frac{\cos(lx)}{1 + \exp(\delta \{f_1 + \sqrt{f_2^2 + f_3^2 y^2 + f_4^2 [1 - \cos(x)]}\})} dx dy,$$

$$A = \int_{-\pi}^{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left[1 + \exp(\delta \{f_1 + \sqrt{f_2^2 + f_3^2 y^2 + f_4^2 [1 - \cos(x)]}\}) \right]^{-1} dx dy,$$

$$\sin \varphi_n = \frac{1}{\sqrt{1 + (l\Omega/v + nw)^2}}, \quad \cos \varphi_n = \frac{l\Omega/v + nw}{\sqrt{1 + (l\Omega/v + nw)^2}},$$

$w = \omega/v$, $\delta = \Delta/k_b T$, $\Omega = eE_1 d/\hbar$ - штарковская частота.

$$a_k = j_0 \sum_l B_l \left\{ J_0 \left(\frac{eE_0 dl}{\hbar \omega} \right) J_k \left(\frac{eE_0 dl}{\hbar \omega} \right) (\sin \varphi_k \cos \varphi_k + (-1)^k \sin \varphi_{-k} \cos \varphi_{-k}) + \right.$$

$$+ \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n} \left(\frac{eE_0 dl}{\hbar \omega} \right) \left[J_{k-2n} \left(\frac{eE_0 dl}{\hbar \omega} \right) (\sin^2 \varphi_{k-2n} - (-1)^{k-2n} \sin^2 \varphi_{-(k-2n)}) - J_{k+2n} \left(\frac{eE_0 dl}{\hbar \omega} \right) \times \right.$$

$$\left. \times (\sin^2 \varphi_{k+2n} - (-1)^{k+2n} \sin^2 \varphi_{-(k+2n)}) \right] + J_{2n-1} \left(\frac{eE_0 dl}{\hbar \omega} \right) \left[J_{k+2n-1} \left(\frac{eE_0 dl}{\hbar \omega} \right) \times \right. \quad (3)$$

$$\left. \times (\sin \varphi_{k+2n-1} \cos \varphi_{k+2n-1} - (-1)^{k+2n-1} \sin \varphi_{-(k+2n-1)} \cos \varphi_{-(k+2n-1)}) - J_{k-2n+1} \left(\frac{eE_0 dl}{\hbar \omega} \right) \times \right.$$

$$\left. \times (\sin \varphi_{k-2n+1} \cos \varphi_{k-2n+1} - (-1)^{k-2n+1} \sin \varphi_{-(k-2n+1)} \cos \varphi_{-(k-2n+1)}) \right] \left. \right\}$$

$$b_k = j_0 \sum_l B_l \left\{ -J_0 \left(\frac{eE_0 dl}{\hbar \omega} \right) J_k \left(\frac{eE_0 dl}{\hbar \omega} \right) (\sin^2 \varphi_k - (-1)^k \sin^2 \varphi_{-k}) + \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n} \left(\frac{eE_0 dl}{\hbar \omega} \right) \times \right.$$

$$\times \left[J_{k-2n} \left(\frac{eE_0 dl}{\hbar \omega} \right) (\sin \varphi_{k-2n} \cos \varphi_{k-2n} + (-1)^{k-2n} \sin \varphi_{-(k-2n)} \cos \varphi_{-(k-2n)}) - J_{k+2n} \left(\frac{eE_0 dl}{\hbar \omega} \right) \times \right.$$

$$\left. \times (\sin \varphi_{k+2n} \cos \varphi_{k+2n} + (-1)^{k+2n} \sin \varphi_{-(k+2n)} \cos \varphi_{-(k+2n)}) \right] + J_{2n-1} \left(\frac{eE_0 dl}{\hbar \omega} \right) \times \quad (4)$$

$$\times \left[J_{k-2n+1} \left(\frac{eE_0 dl}{\hbar \omega} \right) (\sin^2 \varphi_{k-2n+1} + (-1)^{k-2n+1} \sin^2 \varphi_{-(k-2n+1)}) - J_{k+2n-1} \left(\frac{eE_0 dl}{\hbar \omega} \right) \times \right.$$

$$\left. \times (\sin^2 \varphi_{k+2n-1} + (-1)^{k+2n-1} \sin^2 \varphi_{-(k+2n-1)}) \right] \left. \right\}.$$

Одноминизонное приближение требует выполнения условия $v_f/(\Delta d) \leq 0.25$, где $v_f \approx 10^8 \text{ cm/s}$ - скорость Ферми в графене. Для численных оценок в настоящей работе предполагалось $f_1 = -0.007479$, $f_2 = 0.428302$, $f_3 = 0.251077$, $f_4 = 0.327737$, $T \sim 70 \text{ K}$, $n \sim 10^{10} \text{ cm}^{-2}$, $v \sim 10^{11} \text{ c}^{-1}$, $d \sim 10^{-6} \text{ cm}$, $2\Delta \approx 0.26 \text{ eV (SiC)}$, $j_0 \approx 40 \text{ mA/cm}$.

Численный анализ (2) показал, что меняя характеристики приложенных полей E_1 , E_0 и ω , можно добиться существенного подавления или усиления соответствующей гармоники.

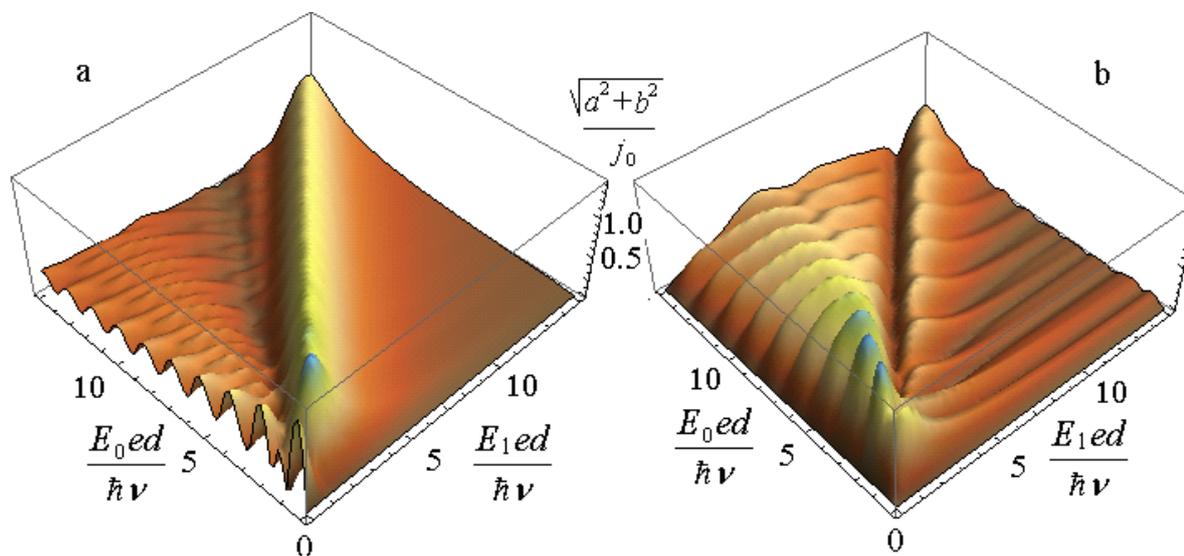


Рис.1 Зависимость первой (а) и второй (б) гармоник плотности тока от амплитуды переменного электрического поля $eE_0d/\hbar\nu$ и постоянного электрического поля $eE_1d/\hbar\nu$; $\omega/\nu=0.5$.

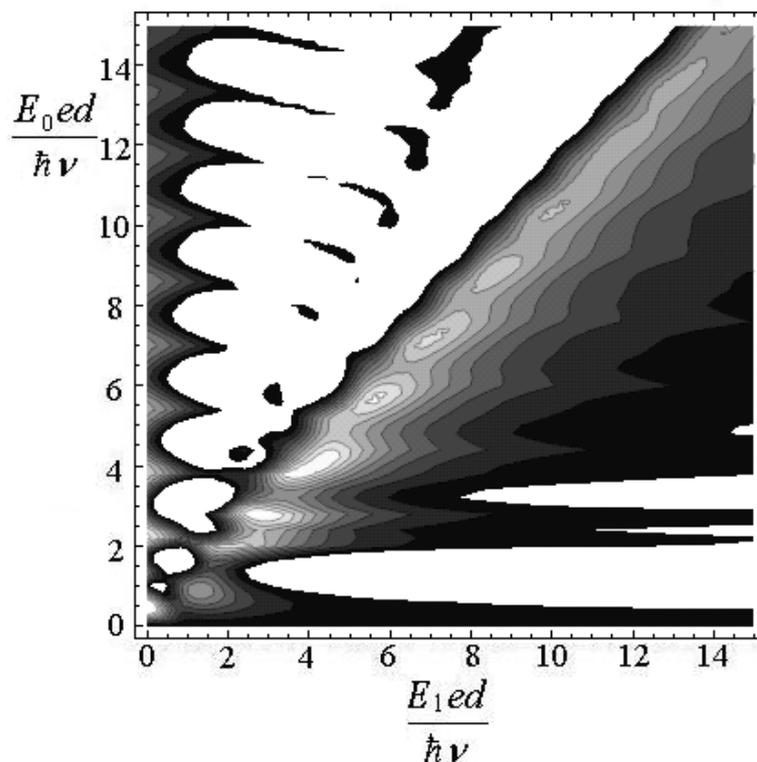


Рис.2 Разностная характеристика первой и четвертой гармоник плотности тока от амплитуды переменного электрического поля $eE_0d/\hbar\nu$ и постоянного электрического поля $eE_1d/\hbar\nu$; $\omega/\nu=0.5$.

На Рис.1 представлены графики зависимости амплитуды первой (а) и второй (б) гармоник плотности тока от обезразмеренных величин амплитуды переменного электрического поля и напряженности постоянного электрического поля.

Для анализа эффективности генерации соответствующей гармоники использовались разностные диаграммы. На Рис.2 приведена разностная диаграмма первой и четвертой гармоник плотности тока. По ней можно определить области значений полей, для которых амплитуда первой гармоники превосходит амплитуду четвертой. Проводя численный анализ разностных характеристик легко получить области значений полей, при которых первая гармоника превосходит все остальные.

На Рис.3 представлены области полей для которых значения первых четырех гармоник максимальны. На легенде числа 1, 2, 3, 4 соответствуют номерам гармоник.

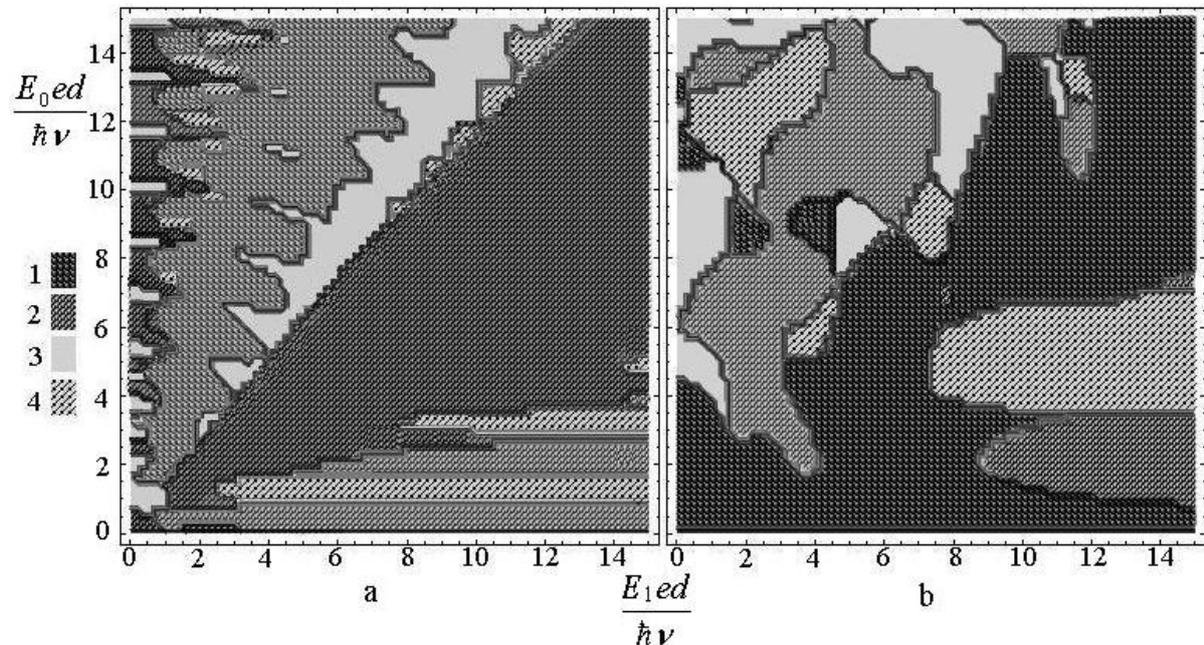


Рис.3 Диаграмма максимумов первых четырех гармоник при а) $\omega/\nu = 0.5$; б) $\omega/\nu = 2$.

ЛИТЕРАТУРА

1. П. В. Ратников // Письма в ЖЭТФ. 2009. Т.90. №.6. С.515.
2. Д.В. Завьялов, В.И. Конченков, С.В. Крючков // ФТП. 2012. Т.46. №.1. С.113.
3. С.Ю. Глазов, Н.Е. Мещерякова // Наносистемы: физика, химия, математика. 2012. Т.3. №1. С.64.

АНАЛИТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ГЕНЕРАЦИИ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ДВУХ РАЗНОЧАСТОТНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ БОЛЬШОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ

К.А. Горошко, С.А. Штумпф

Санкт-Петербургский государственный научно-исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия
ksugoroshko@mail.ru

В последнее десятилетие достигнут значительный прогресс в развитии методов получения терагерцового (ТГц) излучения. Созданные уже во многих научных лабораториях установки позволяют экспериментально изучать ТГц волны. Тем не менее, каждый эксперимент остается дорогостоящим и сложным в постановке. Поэтому актуально развитие способов предварительного теоретического изучения и моделирования этих явлений [1]. В центре внимания настоящей работы находится генерация терагерцового (ТГц) излучения, как один из эффектов, возникающих при взаимодействии фемтосекундных оптических импульсов в среде с кубической нелинейностью. Рассматривается генерация ТГц излучения в поле двух разночастотных импульсов большой длительности (более 10 колебаний светового поля). В работе выведены уравнения эволюции огибающих сонаправленных импульсов большой длительности при их взаимодействии в диэлектрических средах с нормальной групповой дисперсией и безынерционной кубической нелинейностью. Выведено и подробно исследовано уравнение, аналитически описывающее генерацию терагерцового излучения в поле таких импульсов. Дополнительно приведены выражения, описывающие генерацию излучения на кратных частотах.

Общее уравнение для поля [2] записывается в приближении медленно меняющихся огибающих, что позволяет адекватно описать эволюцию импульсов большой длительности и проанализировать возникающие эффекты их взаимодействия в среде.

За исходное взято уравнение эволюции поля светового импульса из малого числа колебаний [2]:

$$\frac{\partial E}{\partial z} + \frac{N_0}{c} \frac{\partial E}{\partial t} - a \frac{\partial^3 E}{\partial t^3} + g E^2 \frac{\partial E}{\partial t} = 0, \quad (1)$$

где $E(z,t)$ – поле волны излучения, распространяющееся вдоль оси z , c – скорость света, N_0 , a – параметры, характеризующие типичную нерезонансную зависимость показателя преломления диэлектрической среды от частоты ω в диапазоне ее прозрачности $n = N_0 + ca\omega^2 - c\frac{b}{\omega^2}$, $g = \frac{4\pi\chi}{c^2}$ – описывает нелинейность поляризационного отклика среды, χ –

нелинейная восприимчивость среды. Третье слагаемое описывает дисперсию линейного показателя преломления вещества, четвертое – кубическую безынерционную нелинейность поляризованности среды.

Решение уравнения ищется в виде:

$$E = \frac{1}{2} \varepsilon_1(z, t) e^{i\alpha_1} + \frac{1}{2} \varepsilon_2(z, t) e^{i\alpha_2} + \frac{1}{2} \varepsilon_3(z, t) e^{i\alpha_3} + \text{к. с.}, \quad (2)$$

где $\alpha_1 = \omega_1 t - k_1 z$; $\alpha_2 = \omega_2 t - k_2 z$; $\alpha_3 \neq 2\alpha_1 - \alpha_2$; $\omega_3 = 2\omega_1 - \omega_2$.

Подстановка (2) представляет собой суперпозицию двух разночастотных импульсов и генерируемого терагерцового излучения. В результате подстановки (2) в (1), в настоящей работе получена система уравнений, которая описывает эволюцию огибающих двух исходных световых импульсов и огибающей генерируемого ТГц излучения.

Результатом данной работы являются уравнения, аналитически описывающие генерацию терагерцового излучения и излучения на комбинационных частотах в поле двух фемтосекундных импульсов большой длительности. Выявлены закономерности и особенности процесса генерации ТГц излучения и предложены способы повышения эффективности генерации терагерцового излучения рассматриваемым способом.

Достоверность полученных результатов определяется полным совпадением с уравнением, выведенным в статье [3] с использованием идентичного математического аппарата. Уравнение описывает генерацию третьей гармоники при дифракции фемтосекундных импульсов на щели.

ЛИТЕРАТУРА

1. С.А.Штумпф//СПб: СПбГУ ИТМО. 2009. –С. 124.
- 2.С.А. Козлов, В.В.Самарцев “Основы фемтосекундной оптики” М.: ФИЗМАТЛИТ, 2009.С. 291.
3. А.А. Дроздов, С.А. Козлов, А.А. Сухоруков и Ю.С. Кившарь “Интерференция уширения спектра излучения из-за фазовойсамо модуляции утроенных частот при взаимодействии однопериодных оптических волн”

ВЫСОКОЧАСТОТНЫЙ ИМПЕДАНС И АБСОРБЦИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ СВЕРХРЕШЕТКИ, НАХОДЯЩЕЙСЯ ПОД ВНЕШНИМ ПЕРИОДИЧЕСКИМ ВОЗДЕЙСТВИЕМ

В.В. Макаров¹, О.И. Москаленко¹, А.О. Сельский¹, А.Г. Баланов²,

А.А. Короновский¹, А.Е. Храмов¹

¹Саратовский Государственный Университет им Н.Г. Чернышевского

²Department of Physics, Loughborough University, Loughborough LE11 3TU, United Kingdom

vladmak404@gmail.com

Исследование различных явлений в полупроводниковых сверхрешетках в настоящее время является важной и активно исследуемой задачей электроники сверхвысококачастотного и терагерцового диапазонов [1,2]. С практической точки зрения представляется важным исследование высококачастотного (ВЧ) импеданса сверхрешетки, так как это позволяет проанализировать поведение сверхрешетки в различных электронных схемах и устройствах СВЧ и ТГц-диапазонов, в которых сверхрешетка может выступать либо в качестве генератора, либо смесителя ВЧ сигналов. В данном докладе представлены результаты численного исследования свойств ВЧ импеданса полупроводниковой сверхрешетки под внешним гармоническим воздействием.

Для описания коллективной динамики заряда в полупроводниковой сверхрешетке используется стандартная модель, основанная на самосогласованной системе уравнений Пуассона и непрерывности, которые интегрируются численно [3]. Внешнее гармоническое воздействие представляет собой переменное напряжение $V(t) = V_m \cos(f_e t)$ (V_m – амплитуда внешнего воздействия), прикладываемое к сверхрешетке вместе с постоянным напряжением V . В работе рассматривается сверхрешетка как без внешнего приложенного магнитного поля, так и с постоянным наклонным магнитным полем B (магнитное поле дает возможность управления динамикой колебаний в сверхрешетке [4]).

Для расчета ВЧ импеданса использовался подход, развитый в работе [5]. Временной ряд колебаний тока $I(t)$, протекающего через сверхрешетку, раскладывался в спектр с помощью преобразования Фурье, и рассматривалась гармоника тока, соответствующая частоте f_e внешнего воздействия. Амплитуда $|Z|$ и фаза φ_Z импеданса рассчитывались по следующим формулам:

$$|Z| = V_m / I(f_e), \quad \varphi_Z = \varphi_U - \varphi_I(f_e), \quad (1)$$

где $I(f_e)$ – амплитуда гармоники тока на частоте внешнего воздействия, $\varphi_I(f_e)$ – фаза гармоники тока, определяемая по спектру Фурье, φ_U – фаза внешнего воздействия.

Чтобы оценить поглощение мощности на сверхрешетке рассчитывалась абсорбция:

$$A(f_e) = \langle I(t) \cos(2\pi f_e t) \rangle_t, \quad (2)$$

где $\langle \cdot \rangle_t$ означает усреднение по времени. Величина $A > 0$ соответствует поглощению на частоте f_e , а $A < 0$ – вынужденному (стимулированному) излучению в перпендикулярном к сверхрешетке направлении.

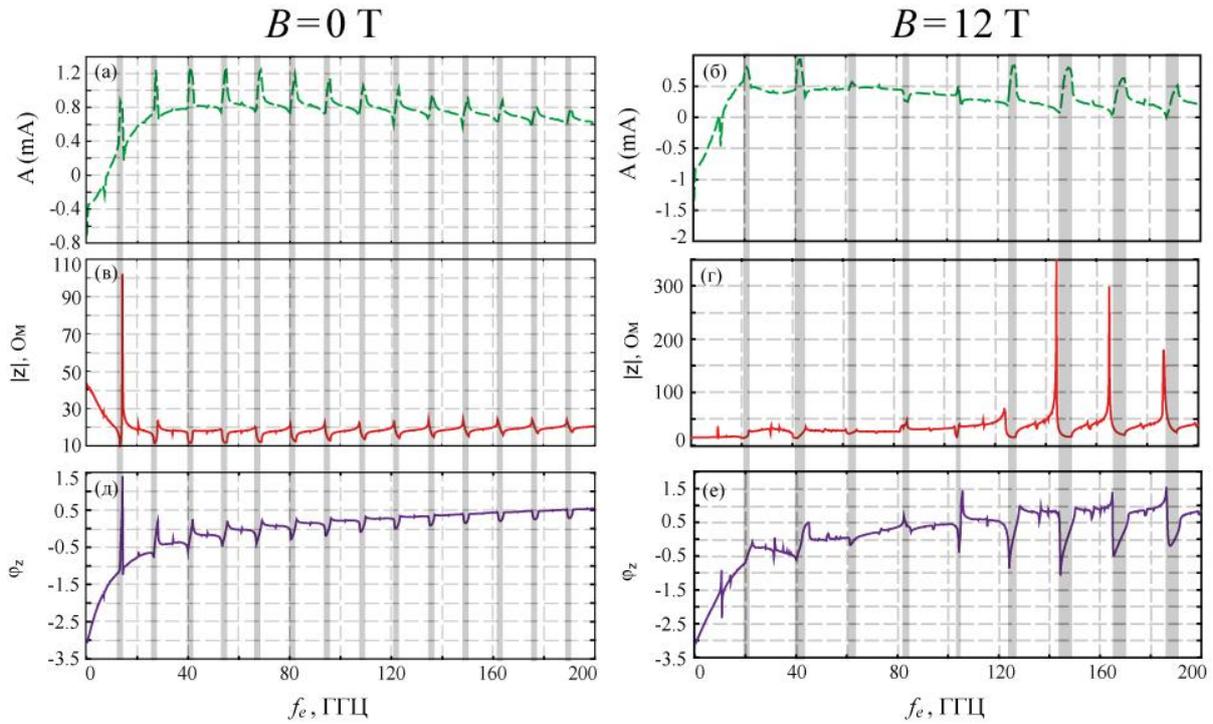


Рис.1 Абсорбция (а, б), амплитуда (в, г) и фаза (д, е) ВЧ импеданса в отсутствии (а, в, д) и при наличии (б, г, е) внешнего магнитного поля. Постоянное напряжение питания сверхрешетки $V_m = 610$ мВ, амплитуда внешнего воздействия $V_m = 60$ мВ

Для исследования свойств сверхрешетки под внешним воздействием были построены зависимости абсорбции, амплитуды и фазы ВЧ импеданса от частоты внешнего воздействия в отсутствии и при наличии внешнего наклонного магнитного поля, которые показаны на рис.1 для фиксированной амплитуды внешнего воздействия $V_m = 60$ мВ. Области синхронизации соответствуют серым областям на рисунке. Хорошо видно, что амплитуда импеданса резко уменьшается в области синхронизации и остается примерно постоянной в этих областях, в асинхронном режиме имеет место скачок импеданса примерно в 5–10 раз при выходе из первого клюва синхронизации. Фаза импеданса меняется в области синхронизации в пределах от 0 до π/n , где n – номер клюва синхронизации, в асинхронном режиме между клювами синхронизации остается примерно постоянной. Заметим, что в то время как ВЧ импеданс падает в области синхронизации, абсорбция резко возрастает. Это позволяет нам предположить, что

синхронизация позволяет существенно увеличить поглощение мощности на частоте внешнего воздействия.

В системе с наклонным магнитным полем наблюдается резкое увеличение амплитуды импеданса на границе клювов синхронизации высоких порядков. Аналогичное поведение демонстрирует и абсорбция в областях синхронизации высокого порядка.

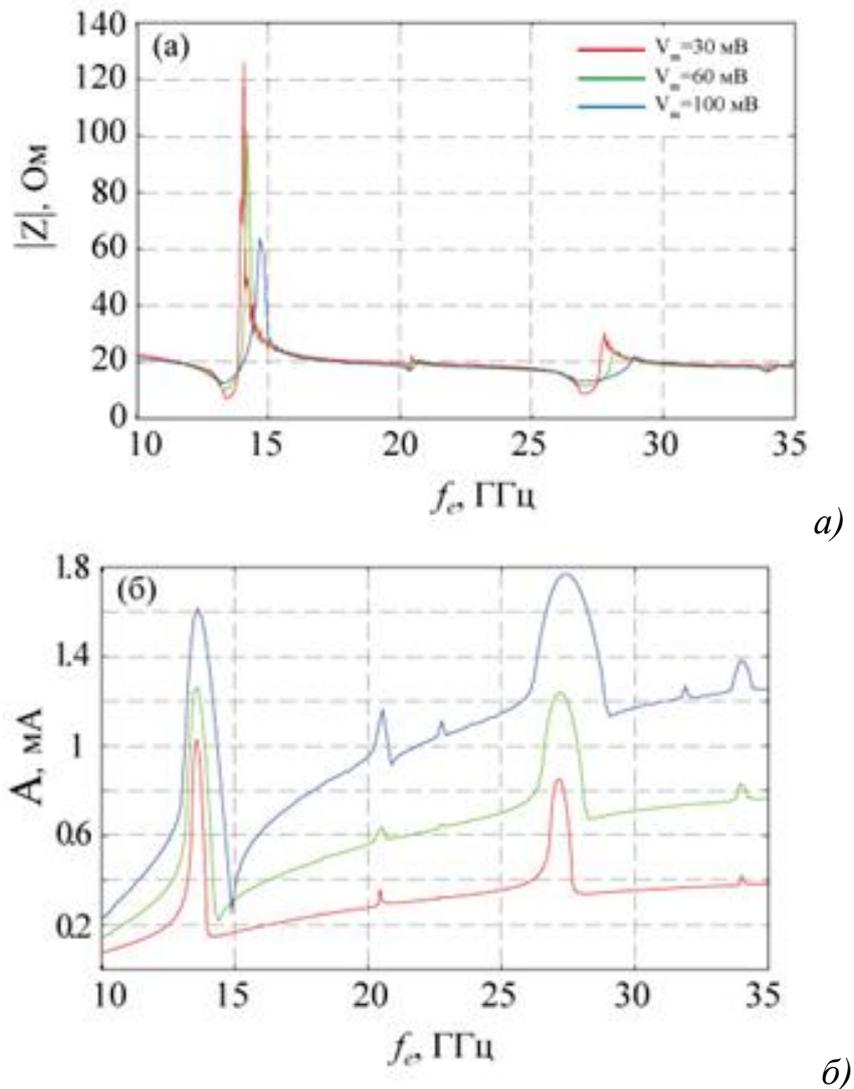


Рис. 2: Зависимости ВЧ импеданса (а) и абсорбции (б) при изменении частоты внешнего воздействия при различных амплитудах внешнего воздействия. Магнитное поле равно нулю, постоянное напряжения питания $V_0=510$ мВ.

На рис. 2 показаны величины амплитуды импеданса и абсорбция при различных амплитудах внешнего воздействия вблизи первого и второго клювов синхронизации. В асинхронных режимах импеданс практически не меняется в зависимости от амплитуды V_m . В области синхронизации видно, что модуль импеданса тем меньше, чем меньше внешнее воздействие. При выходе из клюва синхронизации ситуация противоположна: – скачок

модуля импеданса максимален при наименьшей амплитуде внешнего переменного напряжения. Наибольшее различие мы видим в области скачка при выходе из клюва синхронизации. Такая тенденция имеет место как для первой, так и для второй областей синхронизации. Также хорошо видны изменения импеданса и абсорбции в области синхронизации на субгармониках.

Абсорбция, как видно из рис. 2б, для различных амплитуд внешнего воздействия возрастает в областях синхронизации и слабо изменяется в асинхронном режиме при изменении частоты. Следует отметить, что с увеличением амплитуды внешнего воздействия величина абсорбции увеличивается, то есть поглощение внешнего сигнала возрастает с ростом его амплитуды.

Таким образом, в работе показана возможность управления импедансом и абсорбцией сверхрешетки с помощью внешнего гармонического воздействия. Обнаруженные эффекты могут быть использованы для диагностики характеристик сверхрешетки и режимов ее колебаний в экспериментальных исследованиях.

Работа выполнена при поддержке Совета по грантам Президента Российской Федерации для поддержки молодых российских ученых – кандидатов наук (проект МК-672,2012,2) и ведущих научных школ (проект НШ-1430.2012.2).

ЛИТЕРАТУРА

1. L. Esaki and R. Tsu // IBM J. Res. Develop. E. 1970. V. 14. No 1. P. 61.
2. L.L. Bonilla and H.T.Grahn // Rep. Prog. Phys. E. 2005. V.68. No 3.P. 577.
3. A.G. Balanov, D. Fowler, A. Patan`e, L. Eaves, and T.M. Fromhold // Phys. Rev. E. 2008. V. 77. No 2 pt 2. P. 14.
4. A.O.Selskii, A.A. Koronovskii, A.E. Hramov, O.I. Moskalenko, K.N. Alekseev, M.T. Greenaway, F. Wang, T.M. Fromhold, A.V. Shorokhov, N.N. Khvastunov, and A.G. Balanov // Phys. Rev. B 2011. V. 84. P. 235311.
5. Jappsen, A. Amann, A. Wacker, E. Scholl, and E. Schomburg // J. Appl. Phys. E. 2002. V. 92. No 6. P. 3137.

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ ЧАСТОТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ТЕРАГЕРЦЕВОГО СПИН-ИНЖЕКЦИОННОГО ИЗЛУЧАТЕЛЯ С ПОМОЩЬЮ ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЕТКИ

С.Г.Чигарев

Фрязинский филиал института радиотехники и электроники
им. В.А.Котельникова РАН
chig50@mail/ru

Несмотря на интенсивные работы по освоению терагерцевого диапазона волн, на сегодня сохраняется дефицит, как источников, так и приемников сигналов этого диапазона, включая и измерителей частоты. В ряде публикаций, например [1], рассматривается работа принципиально нового спин-инжекционного излучателя с магнитным переходом. В этих работах исследуемый диапазон частот в пределах 1-10 ТГц устанавливался с помощью фильтров. Более детальное исследование частотных характеристик излучения в этих работах не проводилось. Для решения этой проблемы был использован опыт исследования излучения периодических структур (дифракционных решеток) СВЧ генераторов [2,3]. Известно, что дифракционные спектраллизаторы широко используются в оптическом и ближнем ИК-диапазонах. В них применяются многоканальные регистраторы с высокой разрешающей способностью. Однако отсутствие подобной регистрирующей аппаратуры в диапазоне частот 1-100 ТГц не позволяет применить их в этом диапазоне. В предлагаемой работе рассмотрена методика исследования частотного спектра излучателя с использованием более доступного, но и более громоздкого регистратора сигнала - ячейки Голея.

Методика основана на следующем. Известно [2], что при падении на дифракционную решетку плоской электромагнитной волны, длина волны которой λ , соизмерима или больше периода решетки l , угол падения волны α , в общем случае, не равен углу отражения β . При этом, согласно известному соотношению [4]

$$\sin \alpha + \sin \beta = n \lambda / l = a, \quad (1)$$

связь углов определяется дифракционным параметром $a = n\lambda/l$, n номер пространственной гармоники (моды), который может принимать как положительные, так и отрицательные целочисленные значения. В дальнейшем рассматриваются только положительные значения n . Таким образом, зная период дифракционной решетки, фиксированный угол регистрации сигнала и значение переменного угла падения при котором наблюдается дифракционный пик можно определить частоту излучения. Для определения n учтем то, что каждой исследуемой частоте f соответствует ряд дифракционных пиков, наблюдаемых под разными углами падения при фиксированном угле отражения, и каждый из пиков

имеет собственное значение дифракционного параметра a_n . При этом значения a_n пропорциональны n . Учитывая это, конкретную частоту f можно определить соотношением

$$f = c/la_1, \quad (2)$$

где c – скорость света, a_1 – наименьшее значение дифракционного параметра, соответствующее дифракционному пику наблюдаемого ряда, l – период дифракционной решетки.

Если среди наблюдаемых дифракционных пиков присутствуют пики имеющие значения a_m не кратные значению a_1 , то это означает многочастотный характер сигнала. Тогда следует определить номер гармоники m первого из таких пиков. При этом если $a_m = ma_n$, где a_n – значения дифракционного параметра одного из пиков более высокочастотного сигнала, то целочисленное значение m и будет номером гармоники низкочастотного пика. В противном случае пик со значением a_m является первым в ряду пиков низкой частоты, то есть $m = 1$. Правильность такой оценки можно проверить с помощью высокочастотных фильтров, исключая их помощью дифракционные пики соответствующие высокочастотной составляющей.

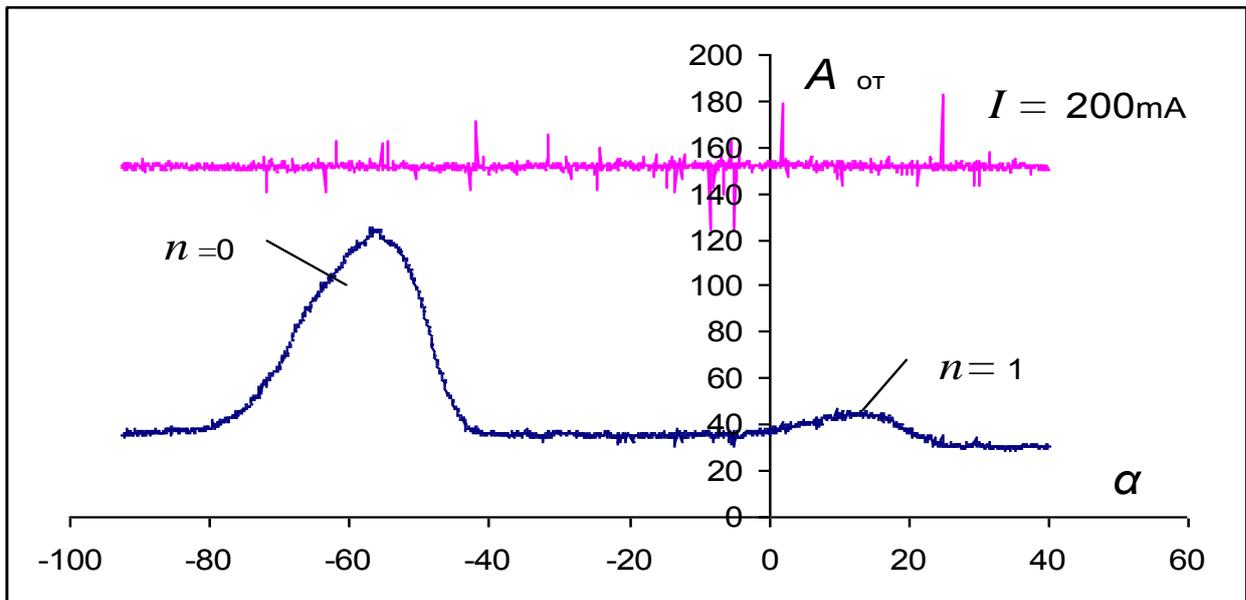


Рис.1. Осциллограмма поля дифракционного рассеяния при исследовании терагерцового излучения спин-инжекционного излучателя. Угол регистрации $\beta = 60^\circ$, период решетки $l = 30$ мкм.

Используемая нами в экспериментах установка аналогична описанной в [2,3] установке. Однако, в отличие от прежней установки в наших экспериментах подвижным был компактный спин-инжекционный излучатель, а регистратор сигнала находился в фиксированном положении. Для исследования частот излучения в диапазоне 1-12.5 ТГц была

использована прозрачная дифракционная решетка с периодом 30 мкм и апертурой диаметром 60мм. Угол регистрации сигнала (угол отражения) устанавливался в пределах 40° - 60° и был фиксированным в процессе всего эксперимента, а поворотная скамья с излучателем могла двигаться от угла $\alpha = -90^{\circ}$ до $\alpha = (\beta - 20^{\circ})$, который определялся положением ячейки Голея, - 20° учитывает размер самой ячейки.

Таким образом, были измерены частоты сигнала спин-инжекционного излучателя в диапазоне до 12,5 ТГц. Установлена связь регистрируемых дифракционных пиков с током, протекающем в магнитном переходе, а так же зависимость частоты от материала ферромагнитной пленки перехода. В экспериментах для исследуемых излучателей зафиксированы частоты в пределах 7 – 10 ТГц с полосой 10-14%. Характерная осциллограмма, получаемая при измерении, представлена на рис. 1. Здесь наблюдаются два пика. Один при угле падения 60° , что соответствует выполнению условию $-\alpha = \beta$, то есть это пик соответствующий $n = 0$. Второй пик наблюдается при значении $\alpha = 15^{\circ}$, что согласно (1) соответствует частоте излучения $f = 9,1$ ТГц.

Результаты работы показали возможность проводить в лабораторных условиях измерения частотных характеристик сигнала с помощью дифракционной решетки и ячейки Голея в качестве регистратора сигнала.

Автор благодарит П.Е.Зильбермана, Э.М. Эпштейна, В.А.Черепенина, В.Н.Корниенко и Г.М.Михайлова за помощь оказанную в проведении данной работы.

Работа выполнена при поддержке фонда РФФИ грант 10-02-00030 а.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю.В.Гуляев, П.Е.Зильберман, И.П.Маликов, Г.М.Михайлов, А.И.Панас, С.Г.Чигарев, Э.М.Эпштейн// Письма в ЖЭТФ 2011.Т. 93. В.5. С.289 – 292.
2. В.П.Шестопапов. “Физические основы миллиметровой и субмиллиметровой техники”. Т.2.М.: Наукова думка.Киев. 1985. С.195.
3. А.Н.Власов, В.А.Черепенин, С.Г.Чигарев //РЭ1990. Т. 35.В.8. С.1695-1701.
4. Б.М.Яворский, А.А.Детлаф. “Справочник по физике” М.: Наук1974. С.619.