

**BELARUS STATE UNIVERSITY
INSTITUTE FOR NUCLEAR PROBLEMS**

**BASIC AND APPLIED
PHYSICAL RESEARCH
2002–2009**

Collected Papers

Editor: Professor V. G. Baryshevsky

**MINSK
2009**

**БЕЛОРУССКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ**

**ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ
И ПРИКЛАДНЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ
ИССЛЕДОВАНИЯ
2002–2009 гг.**

Сборник научных трудов

Под редакцией
профессора В. Г. Барышевского

**МИНСК
2009**

УДК 53(082)
ББК 22.3я43
Ф94

Редакционная коллегия:
доктор физико-математических наук,
профессор *В. Г. Барышевский* (отв. редактор);
кандидат физико-математических наук
С. Н. Сытова (отв. секретарь);
доктор физико-математических наук *М. В. Коржик*;
доктор физико-математических наук *А. С. Лобко*;
доктор физико-математических наук *С. А. Максименко*;
доктор физико-математических наук *В. В. Тихомиров*

Ф94 **Фундаментальные** и прикладные физические исследования. 2002–2009 гг. :
сб. науч. тр. / редкол. : В. Г. Барышевский (отв. ред.) [и др.] ; под ред. проф. В. Г. Барышевского. – Минск : БГУ, 2009. – 415 с. : ил.
ISBN 978-985-518-147-8.

В сборнике представлены результаты научных исследований, выполненных сотрудниками НИИ ЯП БГУ за 2002–2009 гг. в области ядерной и теоретической физики, прикладной физики и приборостроения.

Предназначено для научных работников, а также студентов и аспирантов физических специальностей вузов.

УДК 53(082)
ББК 22.3я43

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОБЪЕМНОГО ЛАЗЕРА НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ С СЕТОЧНЫМ РЕЗОНАТОРОМ

В. Г. Барышевский, Н. А. Белоус, А. А. Гуринович, В. А. Евдокимов, А. С. Лобко, П. В. Молчанов, А. В. Оськин, В. И. Столярский

Генерация объемного лазера на свободных электронах (ОЛСЭ) с сеточным фотонным кристаллом, созданным из натянутых металлических нитей, была исследована в режиме лампы обратной волны. Исследования порога генерации были проведены для различных сеточных фотонных кристаллов и получена зависимость порога генерации от длины фотонного кристалла.

1. Введение

В настоящее время широко распространены генераторы, использующие излучение электронного пучка в периодической замедляющей структуре (лампы бегущей волны, лампы обратной волны, лазеры на свободных электронах) [1]. Дифракционное излучение [2] в периодической структуре лежит в основе работы лампы бегущей волны [3, 4], лампы обратной волны и лазеров, использующих излучение Смит – Парсела [5–7], а также объемных лазеров на свободных электронах, использующих двух- или трехмерную распределенную обратную связь [8–11]. Использование смит-парселовских лазеров и подобных им устройств ограничено необходимостью точной проводки электронного пучка над замедляющей структурой (электронный пучок должен проходить на расстоянии $\delta \leq \frac{\lambda\beta\gamma}{4\pi}$ над дифракционной структурой, здесь λ – длина волны излучения, $\beta = v/c$, где v – скорость электронного пучка, γ – Лоренц-фактор). Электрическая стойкость резонатора ограничивает мощность излучения и ток электронного пучка. Длина волны излучения обычных волноводных систем существенно ограничивается требованием на поперечные размеры резонатора, которые не могут существенно превосходить длину волны.

Большая часть указанных проблем может быть преодолена в ОЛСЭ [8–12]. В ОЛСЭ благодаря объемному характеру взаимодействия с электромагнитной волной взаимодействует большая часть электронного пучка. Поперечные размеры резонатора ОЛСЭ могут существенно превосходить длину волны $D \gg \lambda$. Кроме того, электронный пучок и мощность излучения распределены по всему объему, что улучшает электрическую прочность системы. Один из типов ОЛСЭ [11] может быть создан на основе объемного сеточного резонатора (сеточного фотонного кристалла), который образован периодически натянутыми диэлектрическими или металлическими нитями. Сеточная структура из диэлектрических

нитей была исследована в [13], где было продемонстрировано, что добротность такого фотонного кристалла может быть достаточно высокой (10^4 – 10^6).

Теоретический анализ [14, 16] показал, что в диапазоне длин волн, в котором толщина скин-слоя меньше радиуса металлической нити, периодическая металлическая сетка слабо поглощает электромагнитное излучение и сеточный фотонный кристалл из металлических нитей оказывается почти прозрачным для такого излучения. Выводы, сделанные в [14], позволили обосновать возможность создания ОЛСЭ с сеточным фотонным кристаллом из металлических нитей.

Первая генерация ОЛСЭ с сеточным фотонным кристаллом из металлических нитей была получена в эксперименте [15] в полном соответствии с выводами [14].

В настоящем сообщении исследуется зависимость интенсивности генерируемого излучения от длины фотонного кристалла в режиме лампы обратной волны.

2. Концепция

Распространение волн через фотонные кристаллы является предметом многочисленных исследований [17–20].

Существует ряд трудностей, возникающих при рассмотрении взаимодействия электромагнитной волны с фотонным кристаллом из металлических нитей. Хорошо известно, что металлическая сетка хорошо отражает электромагнитные волны, поэтому возникает вопрос, будет ли волна проникать в резонатор, внутри которого помещен набор металлических сеток (см. рис. 1). Теоретический анализ [14, 16] показал, что фотонный кристалл из металлических нитей не поглощает электромагнитные волны и почти прозрачен в диапазоне частот от гигагерц до терагерц. В этом диапазоне глубина скин-слоя δ для большинства металлов составляет не больше нескольких микрон (например, для 10 ГГц $\delta_{Cu} = 0.66$ мкм, $\delta_{Al} = 0.8$ мкм, $\delta_W = 1.16$ мкм и т. д.), поэтому металлические нити могут рассматриваться как идеально проводящие.

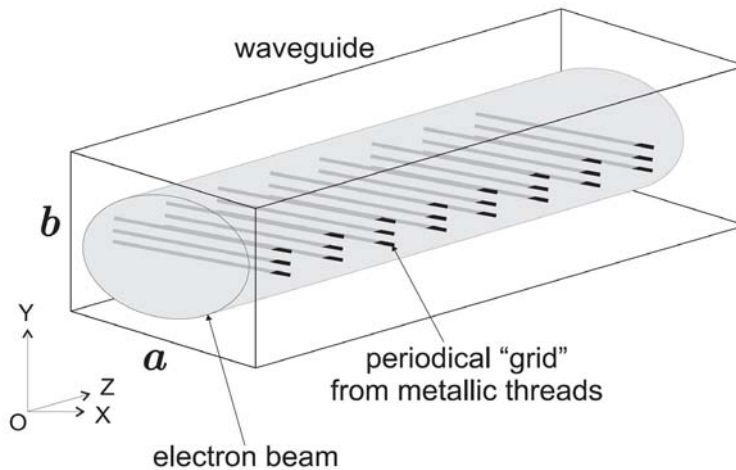


Рис. 1. Сеточный фотонный кристалл

В соответствии с работами [14, 16] показатель преломления фотонного кристалла можно записать в виде

$$n_{\parallel(\perp)}^2 = 1 + \frac{\eta_{\parallel(\perp)}}{k^2}, \quad (1)$$

где

$$\eta_{\parallel(\perp)} = \frac{4\pi}{\Omega_2} \frac{A_0}{1 + i\pi A_0 - 2CA_0}, \quad (2)$$

n_{\parallel} и n_{\perp} – показатели преломления для волн с поляризацией, параллельной и перпендикулярной оси нити соответственно; $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число; R – радиус нити; $\Omega_2 = d_y \cdot d_z$, где d_y и d_z – период фотонного кристалла вдоль оси y и z соответственно, $C = 0.5772$ константа Эйлера. Величины $A_{0(\parallel)}$ и $A_{0(\perp)}$ для идеально проводящего цилиндра определены в [15, 16]:

$$\begin{aligned} A_{0(\parallel)} &= \frac{1}{\pi} \frac{J_0(kR)N_0(kR)}{J_0^2(kR) + N_0^2(kR)} + \frac{i}{\pi} \frac{J_0^2(kR)}{J_0^2(kR) + N_0^2(kR)}, \\ A_{0(\perp)} &= \frac{1}{\pi} \frac{J_0'(kR)N_0'(kR)}{J_0'^2(kR) + N_0'^2(kR)} + \frac{i}{\pi} \frac{J_0'^2(kR)}{J_0'^2(kR) + N_0'^2(kR)}, \end{aligned} \quad (3)$$

где J_0, N_0, J_0' и N_0' – функции Бесселя и Неймана и их производные соответственно.

Для описания нитей с конечной проводимостью следует пользоваться выражениями:

$$\begin{aligned} A_{0(\parallel)} &= \frac{i}{\pi} \frac{J_0(k_t R)J_0'(kR) - \sqrt{\varepsilon_t} J_0'(k_t R)J_0(kR)}{J_0(k_t R)H_0^{(1)'}(kR) - \sqrt{\varepsilon_t} J_0'(k_t R)H_0^{(1)}(kR)}, \\ A_{0(\perp)} &= \frac{i}{\pi} \frac{J_0(k_t R)J_0'(kR) - \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_t}} J_0'(k_t R)J_0(kR)}{J_0(k_t R)H_0^{(1)'}(kR) - \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_t}} J_0'(k_t R)H_0^{(1)}(kR)}, \end{aligned} \quad (4)$$

где ε_t – диэлектрическая проницаемость материала нити, $k_t = \sqrt{\varepsilon_t} k$, $H_0^{(1)}$ – функция Ханкеля нулевого порядка. Выражения (3) могут быть получены из (4) при $\varepsilon_t \rightarrow \infty$.

Разница в показателях преломления для волн с разной поляризацией ($n_{\parallel} \neq n_{\perp}$) свидетельствует о том, что система обладает оптической анизотропией (т. е. двулучепреломлением и дихроизмом). Устранить эту анизотропию можно, чередуя положение нитей в фотонном кристалле, т. е. расположив нити в каждом слое ортогонально нитям в предыдущем и последующем слоях.

Излучение Смит – Парсела (дифракционное излучение) возникает при прохождении электронного пучка через фотонный кристалл при выполнении условия

$$\omega - \vec{k}n(k)\vec{v} = \vec{\tau}\vec{v}, \quad (5)$$

где \vec{v} – скорость электронного пучка, $\vec{\tau}$ – вектор обратной решетки фотонного кристалла и $n(k)$ – показатель преломления (см. выражение (1)). Пусть вектор скорости электронного пучка направлен вдоль оси OZ , тогда (5) можно записать в виде

$$k - \tau_z \beta = k n(k) \beta \cos \theta, \quad (6)$$

где $\beta = \frac{v}{c}$, угол между \vec{k} и скоростью электронного пучка θ , $\tau_z = \frac{2\pi m_h}{d_z}$, а $m_h = 1, 2, \dots$ номер гармоники. Корни этого уравнения определяют спектр частот дифракционного излучения, возникающего при движении электрона в фотонном кристалле.

Согласно [14, 16], дифракционное излучение в металлическом волноводе прямоугольного сечения с сеточным фотонным кристаллом внутри описывается уравнением, подобным (6):

$$\left(\frac{\omega - \tau_z v}{v}\right)^2 = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 - (\kappa_{mn}^2 - \eta), \quad (7)$$

где η определяется выражением (2), а собственные значения κ_{mn} определяются поперечными размерами волновода (ширина a и высота b):

$$\kappa_{mn}^2 = \left(\frac{\pi m}{a}\right)^2 + \left(\frac{\pi n}{b}\right)^2. \quad (8)$$

Корни уравнения (7) для $\frac{\eta}{\tau_z^2 \beta^2} \ll 1$ можно записать в виде

$$\begin{aligned} \omega_1(m, n) &= \frac{\tau_z v}{1 - \beta^2} \left(1 - \beta \sqrt{1 - \frac{(\kappa_{mn}^2 - \eta) (1 - \beta^2)}{\tau_z^2 \beta^2}} \right), \\ \omega_2(m, n) &= \frac{\tau_z v}{1 - \beta^2} \left(1 + \beta \sqrt{1 - \frac{(\kappa_{mn}^2 - \eta) (1 - \beta^2)}{\tau_z^2 \beta^2}} \right). \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь уместно вспомнить, что $\tau_z = \frac{2\pi m_h}{d_z}$, где $m_h = 1, 2, \dots$ номер гармоники. Из (9) следует, что чем выше номер гармоники, тем выше частота излучения. Например, для электронного пучка с энергией 200 кэВ при $\theta \sim 20^\circ$ и $d_z = 1.6$ см частоты излучения, соответствующие первой гармонике ($m_h = 1$), определяются двумя корнями выражения (7) – это 10 ГГц и 40 ГГц соответственно, а для 30-й гармоники ($m_h = 30$) эти частоты: 230 ГГц и 1 ТГц.

3. Экспериментальная установка

Сеточный фотонный кристалл был изготовлен из вольфрамовых нитей диаметром 100 мкм, натянутых в волноводе прямоугольного сечения с поперечными размерами $a = 35$ мм, $b = 35$ мм и длиной 300 мм (см. рис. 1).

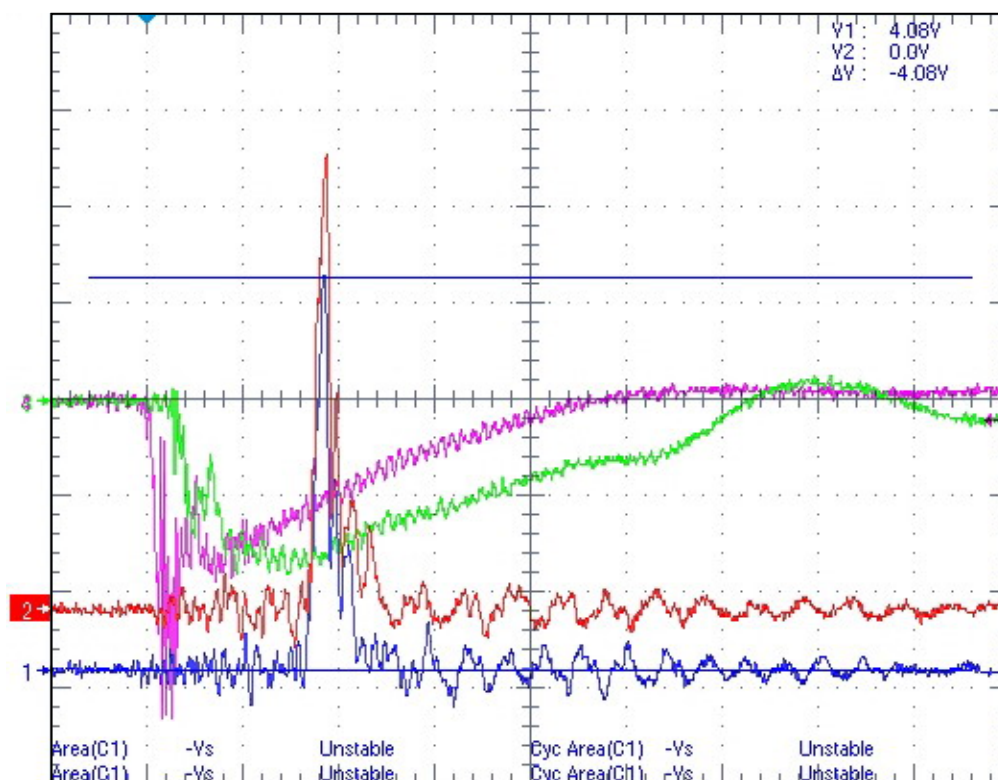


Рис. 2. Пример полученной осциллограммы

Расстояние между нитями в направлении OZ составляло $d_z = 12.5$ мм, выбранный период обеспечивал излучение на частоте ~ 8.4 ГГц. Электронный пучок диаметром 32 мм с энергией электронов ~ 200 кэВ и током ~ 2 кА проводился через сеточную структуру в магнитном поле $\sim 1.55-1.6$ Тл.

Сеточная структура была изготовлена в виде отдельных рамок, содержащих 1, 3 или 5 параллельных нитей, отстоящих друг от друга на расстояние $d_y = 6$ мм. Рамки были соединены таким образом, чтобы создать сеточную структуру с периодом d_z . Измерения частоты излучения проводились с использованием волноводных фильтров, перестраиваемых в диапазоне 7.8 – 12.4 ГГц с полосой пропускания 0.25 ГГц, 0.5 ГГц и 1 ГГц. Ослабление излучения в полосе непропускания фильтра ~ 25 дБ.

4. Результаты эксперимента

Целью эксперимента было изучение зависимости интенсивности генерируемого излучения от длины фотонного кристалла.

В этом эксперименте максимальная мощность излучения ОЛСЭ для 1 нити в рамке составляет 1.5 кВт, для 3 нитей – 5 кВт и 10 кВт для 5 нитей. Пример осциллограммы, полученной в эксперименте, приведен на рис. 2. Измери-

тельные каналы 1 и 2 использовались для регистрации формы СВЧ импульса в измерительном канале без фильтра (канал 1) и с частотным фильтром (канал 2), канал 3 для регистрации тока пучка и канал 4 напряжения на диоде. Шаг временной шкалы – 80 нс.

По экспериментальным осциллограммам был получен спектр излучения генератора ОЛСЭ, максимум спектра плотности мощности излучения находится в полосе 8.3–8.6 ГГц (рис. 3).

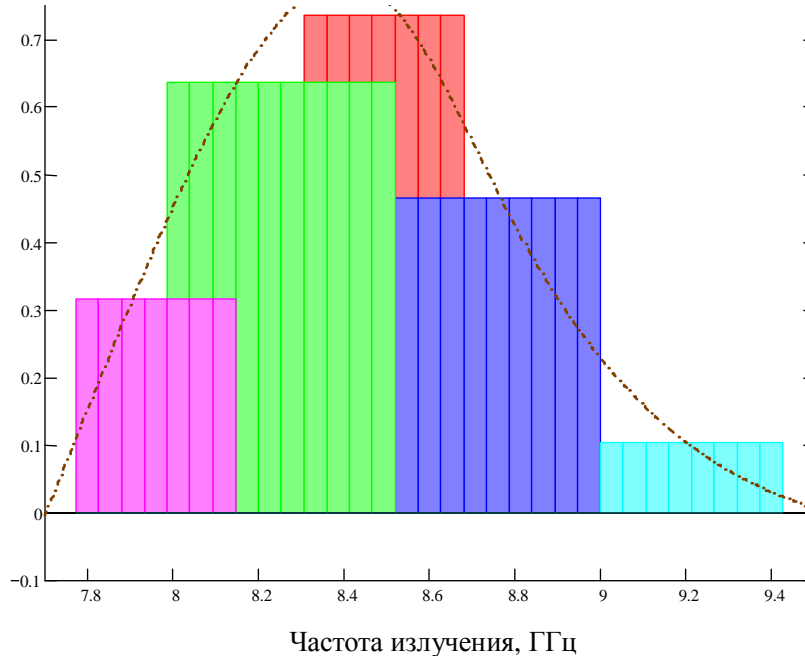


Рис. 3. Частотный спектр излучения ОЛСЭ

В ходе работ была получена зависимость частоты излучения от величины магнитного поля, магнитная перестройка частоты в полосе 8.0–8.9 ГГц. На рис. 4 представлены частотные кривые зависимости пиковой и средней мощности излучения импульса от величины ведущего магнитного поля для двух частотных диапазонов 8.0–8.45 ГГц и 8.45–8.9 ГГц. Максимальная мощность излучения была нормирована на единицу. Характерный минимум в области 1,7 Тл соответствует циклотронному поглощению обратной электромагнитной волны вращающимся электронным пучком.

Были проведены два типа экспериментов для исследования зависимости порога генерации от длины сеточного резонатора.

1. Была исследована зависимость мощности излучения от длины фотонного кристалла для структуры с одной нитью в рамке, равноотстоящей от верхней и нижней стенок волновода (рис. 5). Измерения были проведены для 4, 8, 10 и 24 рамок.

Результаты этих измерений приведены на рис. 6, где мощность излучения нормирована к максимальному значению мощности (1.5 кВт).

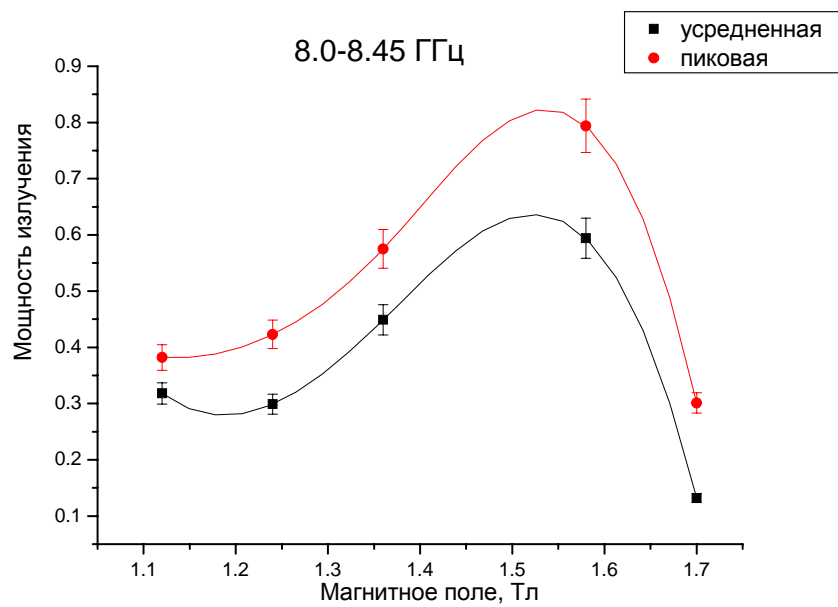
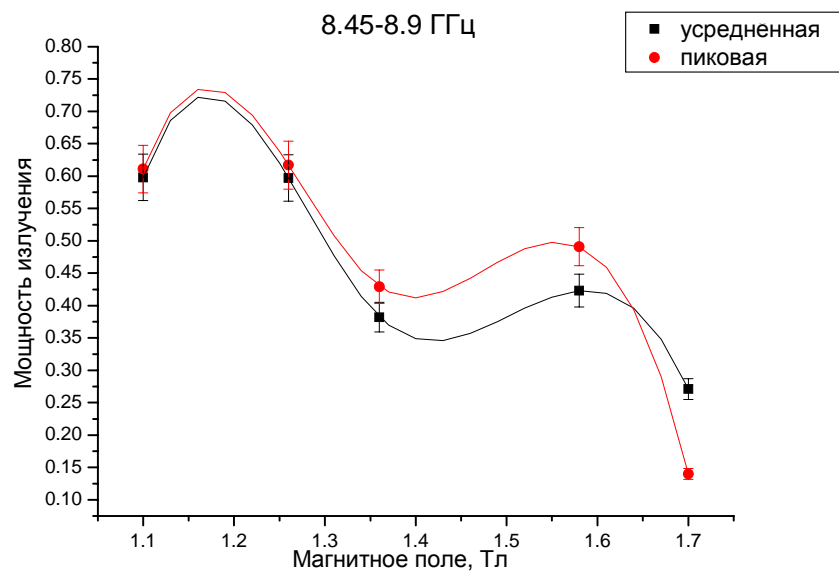


Рис. 4. Магнитная перестройка частоты излучения

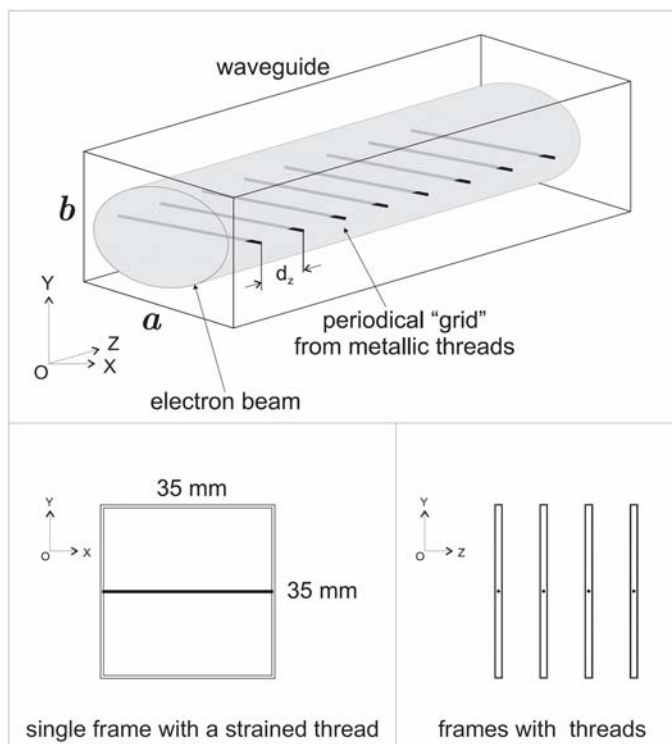


Рис. 5. Фотонный кристалл с одной нитью в рамке, равноотстоящей от верхней и нижней стенок волновода

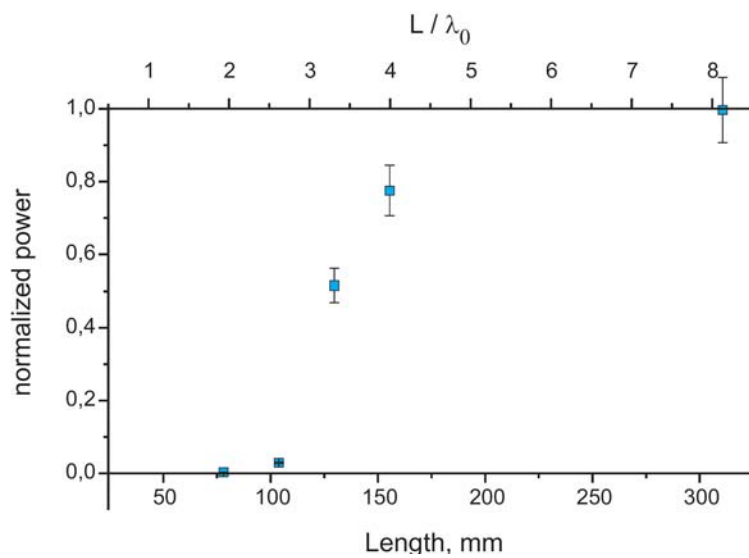


Рис. 6. Зависимость мощности излучения от длины фотонного кристалла с 1 нитью в рамке, верхняя шкала показывает длину кристалла в длинах волн L/λ_0 , где $\lambda_0 = 3.6$ см

2. Была исследована зависимость мощности излучения от длины фотонного кристалла для структуры с пятью нитями в рамке, отстоящими друг от друга на расстоянии $d_y = 6$ мм (рис. 7). Измерения были проведены для 4, 6, 10, 12, 14 и 22 рамок.

Результаты этих измерений приведены на рис. 8, где мощность излучения нормирована к максимальному измеренному значению мощности (10 кВт). Сплошная кривая на этом рисунке – результат численного моделирования.

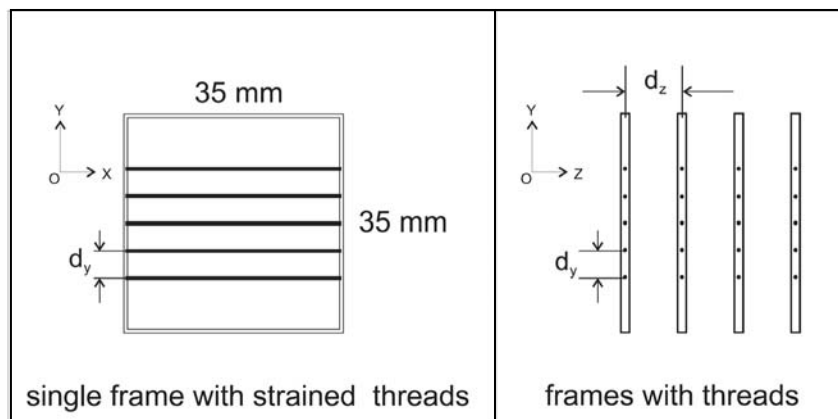


Рис. 7. Фотонный кристалл с пятью нитями в рамке, натянутыми на расстоянии $d_y = 6$ мм друг от друга

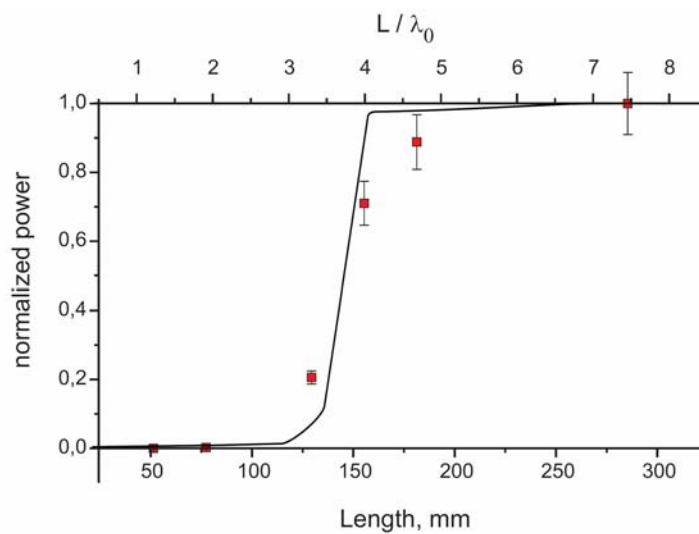


Рис. 8. Экспериментально измеренная зависимость мощности излучения от длины фотонного кристалла с 5 нитями в рамке показана точками и результат моделирования мощности излучения электронного пучка с энергией ~ 200 кэВ и плотностью тока ~ 2 кА/см² (сплошная кривая)

5. Заключение

Генерация объемного лазера на свободных электронах (ОЛСЭ) с сеточным фотонным кристаллом, созданным из натянутых металлических нитей, была исследована в режиме лампы обратной волны. Исследования порога генерации были проведены для различных сеточных фотонных кристаллов и получена зависимость порога генерации от длины фотонного кристалла. Использование объемных резонаторов описанного типа позволяет ослабить требования на форму электронного пучка и точность его проводки, поскольку в данной системе электронный пучок проходит непосредственно сквозь фотонный кристалл.

Литература

1. *Granatstein V. L., Parker R. K., Armstrong C. M.* // Proc. IEEE. 1999. Vol. 87. P. 5.
2. *Болотовский Б. М., Воскресенский Г. В.* // УФН. 1966. Vol. 88. P. 209.
3. *Kompfner R.* // Wireless World. 1946. Vol. 52. P. 369.
4. *Pierce R.* // Proc. IRE. 1947. Vol. 35. P. 111.
5. *Smith S. J., Purcell E. M.* // Phys. Rev. 1953. Vol. 92. P. 1069.
6. *Salisbury W. W.* // US Patent. 1953. 2,634,372; J. Opt. Soc. Am. 1970. Vol. 60. P. 1279.
7. *Doucas G., Mulvey J. H. et al.* // Phys.Rev.Lett. 1992. Vol. 69. P. 1761; *Walsh J. E.* // US Patent 1996. 5,790,585.
8. *Baryshevsky V. G.* // NIM. A. 2000. Vol. 445. P. 281; LANL e-print archive physics/9806039.
9. *Baryshevsky V. G., Batrakov K. G. et al.* // NIM A. 2002. Vol. 483. P. 21.
10. *Baryshevsky V. G., Batrakov K. G. et al.* // NIM A. 2003. Vol. 507. P. 137.
11. *Baryshevsky V. G. et al.* // Eurasian Patent no. 004665.
12. *Baryshevsky V. G., Feranchuk I. D.* // Phys.Lett. A. 1984. 141.
13. *Baryshevsky V. G., Batrakov K. G. et al.* // NIM A. 1997. 71.
14. *Baryshevsky V. G., Gurinovich A. A.* // LANL e-print archive: physics/0409107.
15. *Baryshevsky V. G., Batrakov K. G. et al.* // LANL e-print archive physics/0409125.
16. *Baryshevsky V. G., Gurinovich A. A.* // NIM B. 2006. Vol. 252. P. 92.
17. *Pokrovsky A. L., Efros A. L.* // Phys. Rev. B. 2002. Vol. 65. P. 045110.
18. *Pokrovsky A. L.* // Phys. Rev. B. 2004. Vol. 69. P. 195108.
19. *Smirnova E. I., Chen C. et al.* // J. Appl. Phys. 2002. Vol. 91(3). P. 960.
20. *Smirnova E. I., Chen C.* // J. Appl. Phys. 2003. Vol. 93(10). P. 5859.
21. *James R. W.* The Optical Principles of Diffraction of X-Rays. 1982.
22. *Chang Shih-Lin.* Multiple diffraction of x-rays in crystals. 1984.
23. *Nikolsky V. V.* Electrodynamics and propagation of radio-wave. 1978.

EXPERIMENTAL STUDY OF A VOLUME FREE ELECTRON LASER WITH A "GRID" RESONATOR

**V. G. Baryshevsky, N. A. Belous, A. A. Gurinovich, V. A. Evdokimov,
A. S. Lobko, P. V. Molchanov, A. V. Oskin, V. I. Stolyarsky**

Operation of Volume Free Electron Laser with a "grid" photonic crystal, built from periodically strained metallic threads, was studied in the backward wave regime. Generation threshold was observed for different "grid" photonic crystals. Dependence of the generation threshold on the resonator length was investigated.

ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ОБЪЕМНОГО ЛАЗЕРА НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ С СЕТОЧНЫМ РЕЗОНАТОРОМ С ПЕРЕМЕННЫМИ ПАРАМЕТРАМИ

В. Г. Барышевский, А. А. Гуринович

Рассмотрены электродинамические свойства и генерация излучения в объемном лазере на свободных электронах с сеточным резонатором (сеточным фотонным кристаллом) с изменяющимися в пространстве параметрами. Получены уравнения, описывающие генерацию излучения в объемном лазере на свободных электронах с сеточным резонатором. Показано, что использование фотонного кристалла с переменным периодом увеличивает интенсивность излучения и позволяет создать динамический вигглер с переменным периодом. Это позволяет создать двухкаскадный ЛСЭ с переменными параметрами, эффективность которого может быть значительно выше, чем эффективность обычного ЛСЭ.

1. Введение

Дифракционное излучение [1] в периодических структурах лежит в основе работы лампы бегущей волны (ЛБВ) [2, 3], лампы обратной волны (ЛОВ) и таких устройств, как смит-парселовский лазер [4–6] и объемный лазер на свободных электронах [7–10].

Объемный лазер на свободных электронах (ОЛСЭ) – это генератор излучения, использующий неоднородную распределенную обратную связь, создаваемую брэгговскими дифракционными решетками или фотонным кристаллом.

Один из типов ОЛСЭ [11] может быть создан на основе объемного сеточного резонатора (сеточного фотонного кристалла), который образован периодически натянутыми диэлектрическими или металлическими нитями [1, 12, 13, 15].

В настоящей статье рассмотрены электродинамические свойства и генерация излучения в объемном лазере на свободных электронах с сеточным резонатором (сеточным фотонным кристаллом) с изменяющимися в пространстве параметрами.

Получены уравнения, описывающие генерацию излучения в объемном лазере на свободных электронах с сеточным резонатором. Показано, что использование фотонного кристалла с переменным периодом увеличивает интенсивность излучения и позволяет создать динамический вигглер с переменным периодом. Это позволяет создать двухкаскадный ЛСЭ с переменными параметрами, эффективность которого может быть значительно выше, чем эффективность обычного ЛСЭ.

2. Теория генерации в ОЛСЭ с фотонным кристаллом с переменным периодом

Уравнения, описывающие генерацию ОЛСЭ с фотонным кристаллом (рис. 1), можно получить, рассмотрев систему уравнений Максвелла и уравнений движения для частицы в электромагнитном поле:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{H} &= \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \vec{j}, \operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \\ \operatorname{div} \vec{D} &= 4\pi\rho, \frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \vec{j} = 0, \end{aligned} \quad (1)$$

здесь \vec{E} и \vec{H} – электрическое и магнитное поля, \vec{j} и ρ – плотность тока и заряда, электромагнитная индукция $D_i(\vec{r}, t') = \int \varepsilon_{il}(\vec{r}, t-t') E_l(\vec{r}, t') dt'$ и, следовательно, $D_i(\vec{r}, \omega) = \varepsilon_{il}(\vec{r}, \omega) E_l(\vec{r}, \omega)$, индексы $i, l = 1, 2, 3$ соответствуют осям x, y, z .

Плотность тока и заряда определяются выражениями:

$$\vec{j}(\vec{r}, t) = e \sum_{\alpha} \vec{v}_{\alpha}(t) \delta(\vec{r} - \vec{r}_{\alpha}(t)), \quad \rho(\vec{r}, t) = e \sum_{\alpha} \delta(\vec{r} - \vec{r}_{\alpha}(t)),$$

где e – заряд электрона, \vec{v}_{α} – скорость частицы α (α нумерует частицы пучка);

$$\frac{d\vec{v}_{\alpha}}{dt} = \frac{e}{m\gamma_{\alpha}} \left\{ \vec{E}(\vec{r}_{\alpha}, t) + \frac{1}{c} [\vec{v}_{\alpha} \times \vec{H}(\vec{r}_{\alpha}, t)] - \frac{\vec{v}_{\alpha}}{c^2} (\vec{v}_{\alpha} \cdot \vec{E}(\vec{r}_{\alpha}, t)) \right\},$$

здесь $\gamma_{\alpha} = (1 - \frac{v_{\alpha}^2}{c^2})^{-\frac{1}{2}}$ – Лоренц-фактор, $\vec{E}(\vec{r}_{\alpha}, t)$ и $\vec{H}(\vec{r}_{\alpha}, t)$ – электрическое и магнитное поля в точке, где находится частица α , $\vec{r}_{\alpha} = \vec{r}_{\alpha}(t)$.

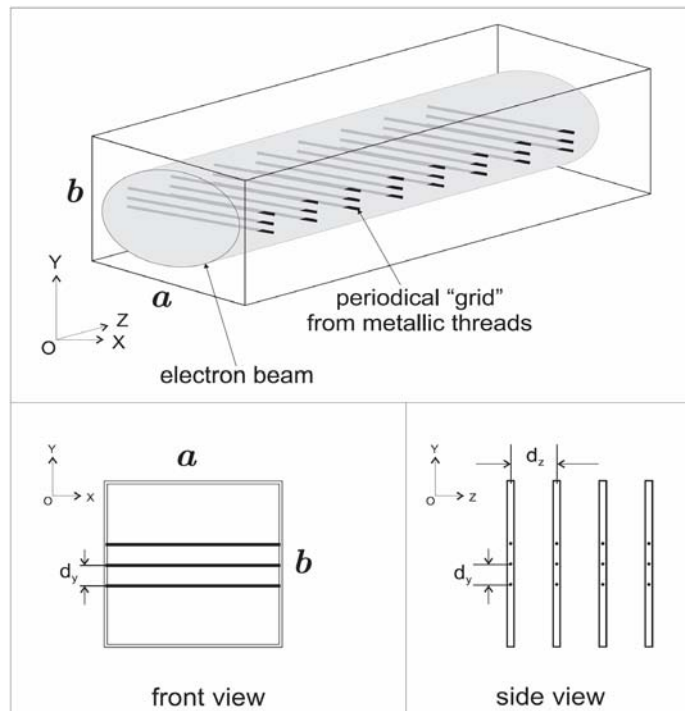


Рис. 1. Сеточный фотонный кристалл

Тензор диэлектрической проницаемости можно записать в виде $\hat{\varepsilon}(\vec{r}) = 1 + \hat{\chi}(\vec{r})$, где $\hat{\chi}(\vec{r})$ – диэлектрическая восприимчивость. При $\hat{\chi} \ll 1$ систему (1) можно записать:

$$\Delta \vec{E}(\vec{r}, t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int \hat{\varepsilon}(\vec{r}, t - t') \vec{E}(\vec{r}, t') dt' = 4\pi \left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{j}(\vec{r}, t)}{\partial t} + \vec{\nabla} \rho(\vec{r}, t) \right). \quad (2)$$

Для идеальной дифракционной решетки $\hat{\chi}(\vec{r}) = \sum_{\vec{\tau}} \hat{\chi}_{\vec{\tau}}(\vec{r}) e^{i\vec{\tau}\vec{r}}$, где $\vec{\tau}$ – вектор обратной решетки [16, 17].

Пусть период дифракционной решетки (фотонного кристалла) плавно меняется на расстоянии, значительно превосходящем период дифракционной решетки (фотонного кристалла). В этом случае удобно представить восприимчивость $\hat{\chi}(\vec{r})$ в форме, в которой ее используют в теории дифракции рентгеновских лучей в искаженных кристаллах [18]:

$$\hat{\chi}(\vec{r}) = \sum_{\vec{\tau}} e^{i\Phi_{\vec{\tau}}(\vec{r})} \hat{\chi}_{\vec{\tau}}(\vec{r}), \quad (3)$$

где $\Phi_{\vec{\tau}}(\vec{r}) = \int \vec{\tau}(\vec{r}') d\vec{l}'$, $\vec{\tau}(\vec{r}')$ – вектор обратной решетки вблизи точки \vec{r}' . Выражения для восприимчивости $\hat{\chi}$ сеточного фотонного кристалла получены в [1, 12]:

$$\chi_{\parallel(\perp)} = \frac{4\pi}{\Omega_2 k^2} \frac{A_{0\parallel(\perp)}}{1 + i\pi A_{0\parallel(\perp)} - 2CA_{0\parallel(\perp)}}, \quad (4)$$

символы \parallel и \perp обозначают волны с поляризацией параллельной и перпендикулярной оси нитей, образующих сеточный фотонный кристалл соответственно. $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число; R – радиус нити; $C = 0.5772$ – постоянная Эйлера; $\Omega_2 = d_y \cdot d_z$, где d_y и d_z – периоды фотонного кристалла вдоль осей y и z соответственно. Значения $A_{0(\parallel)}$ и $A_{0(\perp)}$ для нитей с конечной проводимостью получены в работе [1]:

$$A_{0(\parallel)} = \frac{i}{\pi} \frac{J_0(k_t R) J_0'(kR) - \sqrt{\varepsilon_t} J_0'(k_t R) J_0(kR)}{J_0(k_t R) H_0^{(1)'}(kR) - \sqrt{\varepsilon_t} J_0'(k_t R) H_0^{(1)}(kR)},$$

$$A_{0(\perp)} = \frac{i}{\pi} \frac{J_0(k_t R) J_0'(kR) - \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_t}} J_0'(k_t R) J_0(kR)}{J_0(k_t R) H_0^{(1)'}(kR) - \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_t}} J_0'(k_t R) H_0^{(1)}(kR)},$$

где ε_t – диэлектрическая проницаемость материала нити, $k_t = \sqrt{\varepsilon_t} k$, $H_0^{(1)}$ – функция Ханкеля нулевого порядка, J_0 и J_0' – функции Бесселя и их производные.

В рассматриваемом случае, в отличие от теории дифракции рентгеновских лучей, $\hat{\chi}_{\vec{\tau}}$ зависит от \vec{r} благодаря тому, что выражение для $\hat{\chi}_{\vec{\tau}}$ зависит от объема элементарной решетки Ω_2 фотонного кристалла, который, в отличие от случая естественного кристалла, может существенно меняться в пространстве. Следует напомнить, что для идеального кристалла без искажений, волна,

распространяющаяся в кристалле, может быть представлена в виде суперпозиции плоских волн:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \sum_{\vec{r}=0}^{\infty} \vec{A}_{\vec{r}} e^{i(\vec{k}_{\vec{r}} \vec{r} - \omega t)}, \quad (5)$$

где $\vec{k}_{\vec{r}} = \vec{k} + \vec{\tau}$.

В рассматриваемом случае решение (2) можно записать в виде (сравните с [18]):

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \text{Re} \left\{ \sum_{\vec{r}=0}^{\infty} \vec{A}_{\vec{r}} e^{i(\phi_{\vec{r}}(\vec{r}) - \omega t)} \right\}, \quad (6)$$

где $\phi_{\vec{r}}(\vec{r}) = \int_0^{\vec{r}} k(\vec{r}') d\vec{l}' + \Phi_{\vec{r}}(\vec{r})$ и $k(\vec{r})$ могут быть найдены как решения дисперсионного уравнения вблизи точки с координатами \vec{r} , интегрирование ведется по квазиклассической траектории, которая описывает движение волнового пакета в фотонном кристалле с искажениями решетки.

Рассмотрим случай, когда все волны, участвующие в процессе дифракции, лежат в одной плоскости (двухволновая дифракция, многоволновая дифракция [17, 16]), т. е. все вектора обратной решетки $\vec{\tau}$ компланарны. Пусть вектор поляризации волны ортогонален плоскости дифракции.

Запишем (6) в виде $\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{e} E(\vec{r}, t)$, где

$$E(\vec{r}, t) = \text{Re} \left\{ \vec{A}_1 e^{i(\phi_1(\vec{r}) - \omega t)} + \vec{A}_2 e^{i(\phi_2(\vec{r}) - \omega t)} + \dots \right\}, \quad (7)$$

$$\phi_1(\vec{r}) = \int_0^{\vec{r}} \vec{k}_1(\vec{r}') d\vec{l}', \quad (8)$$

$$\phi_2(\vec{r}) = \int_0^{\vec{r}} \vec{k}_1(\vec{r}') d\vec{l}' + \int_0^{\vec{r}} \vec{\tau}(\vec{r}') d\vec{l}'. \quad (9)$$

Умножение (2) на \vec{e} дает

$$\Delta E(\vec{r}, t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int \hat{\epsilon}(\vec{r}, t - t') E(\vec{r}, t') dt' = \quad (10)$$

$$= 4\pi \vec{e} \left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{j}(\vec{r}, t)}{\partial t} + \vec{\nabla} \rho(\vec{r}, t) \right). \quad (11)$$

Подставляя (7) в (11), можно получить

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2} e^{i(\phi_1(\vec{r}) - \omega t)} [2i \vec{k}_1(\vec{r}) \vec{\nabla} A_1 + i \vec{\nabla} \vec{k}_1(\vec{r}) A_1 - k_1^2(\vec{r}) A_1 + \\ & + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_0(\omega, \vec{r}) A_1 + i \frac{1}{c^2} \frac{\partial \omega^2 \epsilon_0(\omega, \vec{r})}{\partial \omega} \frac{\partial A_1}{\partial t} + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_{-\vec{r}}(\omega, \vec{r}) A_2 + \\ & + i \frac{1}{c^2} \frac{\partial \omega^2 \epsilon_{-\vec{r}}(\omega, \vec{r})}{\partial \omega} \frac{\partial A_2}{\partial t}] + \text{сопряженные члены} = \\ & = 4\pi \vec{e} \left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{j}(\vec{r}, t)}{\partial t} + \vec{\nabla} \rho(\vec{r}, t) \right), \quad (12) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2} e^{i(\phi_2(\vec{r}) - \omega t)} [2i \vec{k}_2(\vec{r}) \vec{\nabla} A_2 + i \vec{\nabla} \vec{k}_2(\vec{r}) A_2 - k_2^2(\vec{r}) A_2 + \\ & + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_0(\omega, \vec{r}) A_2 + i \frac{1}{c^2} \frac{\partial \omega^2 \varepsilon_0(\omega, \vec{r})}{\partial \omega} \frac{\partial A_2}{\partial t} + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_z(\omega, \vec{r}) A_1 + \\ & + i \frac{1}{c^2} \frac{\partial \omega^2 \varepsilon_z(\omega, \vec{r})}{\partial \omega} \frac{\partial A_1}{\partial t}] + \text{сопряженные члены} = 4\pi \vec{e} \left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{j}(\vec{r}, t)}{\partial t} + \vec{\nabla} \rho(\vec{r}, t) \right), \end{aligned}$$

где $\vec{k}_2(\vec{r}) = \vec{k}_1(\vec{r}) + \vec{\tau}$, $\varepsilon_0(\omega, \vec{r}) = 1 + \chi_0(\vec{r})$ и использовано обозначение $\chi_0(\vec{r}) = \chi_{\tau=0}(\vec{r})$, $\varepsilon_z(\omega, \vec{r}) = \chi_\tau(\vec{r})$. Заметим, что для численного анализа (12) при $\chi_0 \ll 0$ удобно использовать $\vec{k}_1(\vec{r})$ в виде $\vec{k}_1(\vec{r}) = \vec{n} \sqrt{k^2 + \frac{\omega^2}{c^2} \chi_0(\vec{r})}$.

Пусть период решетки фотонного кристалла изменяется только вдоль одной оси и это ось z .

Рассмотрим правую часть (2) и примем во внимание, что микроскопические токи и плотности представимы в виде суммы членов, содержащих дельта-функции, следовательно, правая часть может быть записана в виде

$$\begin{aligned} & e^{-i(\vec{k}_\perp \vec{r}_\perp + \phi_z(z) - \omega t)} 4\pi \vec{e} \left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{j}(\vec{r}, t)}{\partial t} + \vec{\nabla} \rho(\vec{r}, t) \right) = \quad (13) \\ & = -\frac{4\pi i \omega e}{c^2} \vec{e} \sum_\alpha \vec{v}_\alpha(t) \delta(\vec{r} - \vec{r}_\alpha(t)) e^{-i(\vec{k}_\perp \vec{r}_\perp + \phi_z(z) - \omega t)} \theta(t - t_\alpha) \theta(T_\alpha - t), \end{aligned}$$

где t_α – время влета частицы α в резонатор, T_α – время вылета частицы из резонатора, θ – функции в (13) отражают тот факт, что в моменты времени, предшествующие t_α и следующие за T_α , частица α не дает вклада в процесс.

Предположим, что для проводки электронного пучка через зону генерации используется сильное поле. Тогда задача становится одномерной (компоненты v_x и v_y подавлены). Усредняя правую часть (13) по положениям частицы в пучке, точкам влета частицы в резонатор $r_{\perp 0\alpha}$ и времени влета частицы в резонатор t_α , мы можем получить

$$\begin{aligned} & e^{-i(\vec{k}_\perp \vec{r}_\perp + \phi_z(z) - \omega t)} 4\pi \vec{e} \left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{j}(\vec{r}, t)}{\partial t} + \vec{\nabla} \rho(\vec{r}, t) \right) = \\ & = -\frac{4\pi i \omega \rho \mathcal{G}_1 u(t) e}{c^2} \frac{1}{S} \int d^2 \vec{r}_\perp \frac{1}{T} \int_0^t e^{-i(\phi_1(\vec{r}, \vec{r}_\perp, t, t_0) + \vec{k}_\perp \vec{r}_\perp - \omega t)} dt_0 = \quad (14) \\ & = -\frac{4\pi i \omega \rho \mathcal{G}_1 u(t) e}{c^2} \left\langle \left\langle e^{-i(\phi_1(\vec{r}, \vec{r}_\perp, t, t_0) + \vec{k}_\perp \vec{r}_\perp - \omega t)} dt_0 \right\rangle \right\rangle, \end{aligned}$$

где ρ – плотность электронного пучка, $u(t)$ – средняя скорость электронов, зависящая от времени из-за потерь энергии на излучение, $\mathcal{G}_1 = \sqrt{1 - \frac{\omega^2}{\beta^2 k_1^2 c^2}}$,

$\beta^2 = 1 - \frac{1}{\gamma^2}$, $\langle \langle \dots \rangle \rangle$ означает усреднение по поперечной координате точки влета частицы в резонатор $r_{\perp 0\alpha}$ и времени влета t_α .

Согласно [19], процедуру усреднения в (14) можно упростить, рассматривая случайные фазы (они входят в (14) в виде разностей), обусловленные случайными значениями поперечной координаты и времени влета. Поэтому двойное интегрирование по $d^2 \vec{r}_{\perp 0} dt_0$ можно заменить одиночным [19].

Система (12) в этом случае преобразуется к виду:

$$2ik_{1z}(z) \frac{\partial A_1}{\partial z} + i \frac{\partial k_{1z}(z)}{\partial z} A_1 - (k_{\perp 1}^2 + k_{1z}^2(z)) A_1 + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_0(\omega, z) A_1 + i \frac{1}{c^2} \frac{\partial \omega^2 \varepsilon_0(\omega, z)}{\partial \omega} \frac{\partial A_1}{\partial t} +$$

$$+ \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{-\tau}(\omega, z) A_2 + i \frac{1}{c^2} \frac{\partial \omega^2 \varepsilon_{-\tau}(\omega, z)}{\partial \omega} \frac{\partial A_2}{\partial t} = i \frac{2\omega}{c^2} J_1(k_{1z}(z)),$$
(15)

$$2ik_{2z}(z) \frac{\partial A_2}{\partial z} + i \frac{\partial k_{2z}(z)}{\partial z} A_2 - (k_{\perp 2}^2 + k_{2z}^2(z)) A_2 + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_0(\omega, z) A_2 + i \frac{1}{c^2} \frac{\partial \omega^2 \varepsilon_0(\omega, z)}{\partial \omega} \frac{\partial A_2}{\partial t} +$$

$$+ \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{\tau}(\omega, z) A_1 + i \frac{1}{c^2} \frac{\partial \omega^2 \varepsilon_{\tau}(\omega, z)}{\partial \omega} \frac{\partial A_1}{\partial t} = i \frac{2\omega}{c^2} J_2(k_{2z}(z)),$$

где токи J_1, J_2 определяются выражениями

$$J_m = 2\pi j \mathcal{G}_m \int_0^{2\pi} \frac{2\pi - p}{8\pi^2} (e^{-i\phi_m(t, z, p)} + e^{-i\phi_m(t, z, -p)}) dp,$$

$$\mathcal{G}_m = \sqrt{1 - \frac{\omega^2}{\beta^2 k_m^2 c^2}}, \quad m=1, 2, \quad \beta^2 = 1 - \frac{1}{\gamma^2},$$
(16)

$j = en_0 v$ – плотность тока, $A_1 \equiv A_{\tau=0}$, $A_2 \equiv A_{\tau}$, $\vec{k}_1 = \vec{k}_{\tau=0}$, $\vec{k}_2 = \vec{k}_1 + \vec{\tau}$. Выражения для J_1 для k_1 независящих от z были получены в работе [19].

Если в процессе дифракции участвуют больше двух волн, то система уравнений (15) должна быть дополнена уравнениями для A_m , имеющими вид, подобный A_1 и A_2 .

Получим теперь уравнение для фазы. Из выражений (8, 9) следует, что

$$\frac{d^2 \phi_m}{dz^2} + \frac{1}{v} \frac{dv}{dz} \frac{d\phi_m}{dz} = \frac{dk_m}{dz} + \frac{k_m}{v^2} \frac{d^2 z}{dt^2}.$$
(17)

Введем новую функцию $C(z)$ таким образом, что

$$\frac{d\phi_m}{dz} = C_m(z) e^{-\int_0^z \frac{1}{v} \frac{dv}{dz} dz'} = \frac{v_0}{v(z)} C_m(z),$$
(18)

$$\phi_m(z) = \phi_m(0) + \int_0^z \frac{v_0}{v(z')} C_m(z') dz'.$$

Тогда

$$\frac{dC_m(z)}{dz} = \frac{v(z)}{v_0} \left(\frac{dk_m}{dz} + \frac{k_m}{v^2} \frac{d^2 z}{dt^2} \right).$$
(19)

В одномерном случае уравнение движения можно записать:

$$\frac{d^2 z_\alpha}{dt^2} = \frac{e\mathcal{G}}{m\gamma(z_\alpha, t, p)} \operatorname{Re} E(z_\alpha, t), \quad (20)$$

следовательно,

$$\begin{aligned} \frac{dC_m(z)}{dz} &= \frac{v(z)}{v_0} \frac{dk_m}{dz} + \\ &+ \frac{k_m}{v_0 v(z)} \frac{e\mathcal{G}_m}{m\gamma^3(z, t(z), p)} \operatorname{Re} \{ A_m(z, t(z)) e^{i\phi_m(z, t(z), p)} \}, \\ \frac{d\phi_m(t, z, p)}{dz} \Big|_{z=0} &= k_{mz} - \frac{\omega}{v}, \quad \phi_m(t, z, p) \Big|_{z=0} = p, \end{aligned} \quad (21)$$

$$A_1 \Big|_{z=L} = E_1^0, \quad A_2 \Big|_{z=L} = E_2^0, \quad A_m \Big|_{t=0} = 0, \quad m = 1, 2, \quad t > 0, \quad z \in [0, L], \quad p \in [-2\pi, 2\pi],$$

L – длина фотонного кристалла.

Эти уравнения должны быть дополнены уравнениями для $\gamma(z, p)$. Хорошо известно, что

$$mc^2 \frac{d\gamma}{dt} = e\vec{v}\vec{E}. \quad (22)$$

Следовательно,

$$\frac{d\gamma(z, t(z), p)}{dz} = \sum_l \frac{e\mathcal{G}_l}{mc^2} \operatorname{Re} \left\{ \sum_l A_l(z, t(z)) e^{i\phi_l(z, t(z), p)} \right\}.$$

Уравнения (15, 18, 21, 22) позволяет описать процесс генерации в ЛСЭ с переменными параметрами фотонного кристалла. Анализ системы (21) может быть упрощен заменой $\gamma(z, t(z), p)$ его значением, усредненным по начальной фазе

$$\langle \gamma(z, t(z)) \rangle = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \gamma(z, t(z), p) dp.$$

Следует заметить, что закон изменения параметров может быть как плавный, так и ступенчатый. Анализ такой системы показывает, что ее эффективность существенно превосходит эффективность системы с постоянными параметрами. Применение фотонных кристаллов позволяет создать разные конструкции ОЛСЭ (рис. 2).

Следует заметить, что в ЛСЭ (ЛБВ, ЛОВ) с резонатором (дифракционной решеткой, фотонным кристаллом), параметры которого меняются по длине (например, вдоль оси z), возникает электромагнитная волна с зависящим от z пространственным периодом (см. (6)). Это означает, что в резонаторе образуется динамический ондулятор с зависящим от z периодом. Хорошо известно, что такой ондулятор может существенно увеличить эффективность ондуляторного ЛСЭ. Предлагаемый динамический ондулятор с изменяющимся по длине периодом может использоваться для создания двухкаскадного ЛСЭ, который заметно эффективнее обычных систем. Более того, период динамического ондулятора

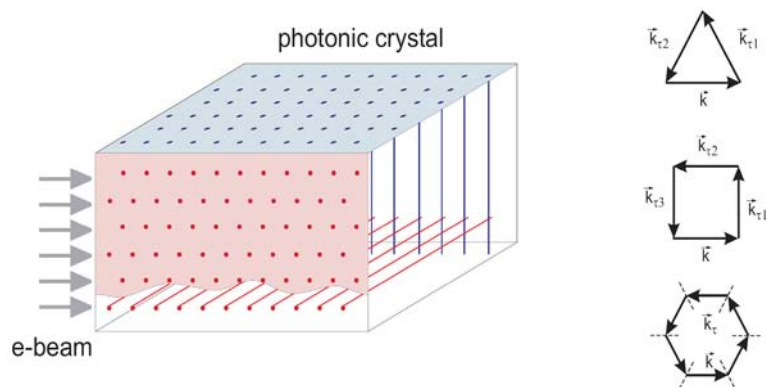


Рис. 2. Пример фотонного кристалла с расположением нитей, обеспечивающим многоволновую распределенную обратную связь. Нити расположены так, чтобы связать несколько (три, четыре, шесть,) волн, возникающих в результате дифракции, и в вертикальной и в горизонтальной плоскостях. Электронный пучок занимает весь объем кристалла

может быть заметно меньше, чем это возможно сделать в обычных ондуляторах. К тому же, благодаря зависимости фазовой скорости электро-магнитной волны от времени, в предлагаемой системе возможно сжатие импульса излучения.

3. Заключение

Рассмотрены электродинамические свойства и генерация излучения в объемном лазере на свободных электронах с сеточным резонатором (сеточным фотонным кристаллом) с изменяющимися в пространстве параметрами. Получены уравнения, описывающие генерацию излучения в объемном лазере на свободных электронах с сеточным резонатором. Показано, что использование фотонного кристалла с переменным периодом увеличивает интенсивность излучения и позволяет создать динамический вигглер с переменным периодом. Это позволяет создать двухкаскадный ЛСЭ с переменными параметрами, эффективность которого может быть значительно выше, чем эффективность обычного ЛСЭ.

Литература

1. Болотовский Б. М., Воскресенский Г. В. // УФН. 1966. Т. 88. С. 209.
2. Kompfner R. // Wireless World. 1946. Vol. 52. P. 369.
3. Pierce R. // Proc. IRE. 1947. Vol. 35. P. 111.
4. Smith S. J, Purcell E. M. // Phys. Rev. 1953. Vol. 92. P. 1069.
5. Salisbury W. W. // US Patent 1953. 2,634,372; J. Opt. Soc. Am. 1970. Vol. 60. P. 1279.
6. Doucas G., Mulvey J. H. et al. // Phys. Rev. Lett. 1992. Vol. 69. P. 1761; Walsh J. E. // US Patent 1996. 5,790,585.
7. Baryshevsky V. G. // NIM A. 2000. Vol. 445. P. 281; LANL e-print archive physics/9806039.
8. Baryshevsky V. G., Batrakov K. G. et al. // NIM A. 2002. Vol. 483. P. 21.
9. Baryshevsky V. G., Batrakov K. G. et al. // NIM A. 2003. Vol. 507. P. 137.

10. *Granatstein V. L., Parker R. K., Armstrong C. M.* // Proc. IEEE. 1999. Vol. 87, №5.
11. *Baryshevsky V. G., Batrakov K. G.* et al. // NIM Vol. 393A. 1997. 71.
12. *Baryshevsky V. G., Gurinovich A. A.* // LANL e-print archive: physics/0409107
13. *Baryshevsky V. G., Batrakov K. G.* et al. // LANL e-print archive: physics/0409125.
14. *Baryshevsky V. G., Gurinovich A. A.* // NIM B. 2006. Vol. 252. P. 92.
15. *Baryshevsky V. G., Belous N. A.* et al. // LANL e-print arXiv: physics/0605122.
16. *James R. W.* The Optical Principles of Diffraction of X-Rays. 1982.
17. *Chang S.-L.* Multiple diffraction of x-rays in crystals. 1984.
18. *Takagi S.* // Acta Crystall. 1962. Vol. 15. P. 1311.
19. *Batrakov K. G., Sytova S. N.* // Comp. Math. Math. Phys. 2005. Vol. 45, № 4. P. 666.

ELECTRODYNAMICAL PROPERTIES OF A VOLUME FREE ELECTRON LASER WITH A "GRID" RESONATOR WITH VARIABLE PARAMETERS

V. G. Baryshevsky, A. A. Gurinovich

The electrodynamic properties and lasing in Volume Free Electron Laser with a "grid" resonator ("grid" photonic crystal) with changing in space parameters are considered. The equations describing lasing of VFEL with such a resonator are obtained. It is shown that use of diffraction gratings (photonic crystal) with variable period increases radiation intensity and provide to create the dynamical wiggler with variable period. This makes possible to develop a double-cascaded FEL with variable parameters, which efficiency can be significantly higher then that of conventional system.

ПЕРВЫЕ ШАГИ В ИССЛЕДОВАНИИ ХАОТИЧЕСКОЙ ДИНАМИКИ ОБЪЕМНЫХ ЛАЗЕРОВ НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ

С. Н. Сытова

Использование открытой учеными НИИ ЯП закономерности возрастания инкремента неустойчивости пучка частиц, пролетающего через пространственно-периодическую мишень, от числа волн, возбуждаемых в решетке, в условиях дифракции Брэгга легло в основу создания принципиально новых генераторов электромагнитного излучения – объемных лазеров на свободных электронах (ОЛСЭ). Принципы и теоретические основы функционирования ОЛСЭ были заложены в работах [1], [2] как основа создания рентгеновского лазера и продолжены в [3–8]. Первое экспериментальное наблюдение генерации ОЛСЭ в миллиметровом диапазоне было проведено в НИИ ЯП БГУ в 2001 г. [9–10]. Подтверждено, что с использованием объемной распределенной обратной связи (ОРОС) могут работать не только ОЛСЭ, но и лампы обратной волны (ЛОВ), лампы бегущей волны (ЛБВ) и др. типы электромагнитных усилителей и генераторов. В 2004 г. в НИИ ЯП создана ЛОВ и ОЛСЭ с сеточным резонатором, работающие в сантиметровом диапазоне длин волн [11]. Такого рода генераторы в различных диапазонах необходимы для создания нового поколения ускорителей элементарных частиц, передачи электромагнитной энергии на большие расстояния, нагрева термоядерной плазмы, высокостабильных передатчиков для систем связи в СВЧ-диапазоне и т. д.

Отличительной особенностью ОЛСЭ является использование в качестве объемных резонаторов одно-, двух- и трехмерных дифракционных решеток, обеспечивающих объемную распределенную обратную связь и, как следствие, возможность плавной перестройки частоты в широком диапазоне частот, получения высокой мощности излучения и генерации излучения одновременно на нескольких частотах. Двух- или трехмерные дифракционные решетки позволяют распределить взаимодействие по большому объему и снизить ограничения на мощность в резонаторе, что дает возможность получать на многие порядки большие мощности излучения благодаря отсутствию электрических пробоев по сравнению с другими системами, например, лазерами на свободных электронах (ЛСЭ).

Линейный режим работы ОЛСЭ изучен достаточно хорошо [3–7], но он быстро сменяется нелинейной стадией, на которой происходит основная генерация излучения. Математические модели, описывающие эту стадию работы, представляют собой системы многомерных нелинейных интегро-дифференциальных уравнений. Очевидно, что нелинейный режим работы может быть исследован только с использованием численных методов, поскольку аналитически получить решения таких систем уравнений не представляется возможным.

Проведенное математическое моделирование нелинейной стадии работ ОЛСЭ [12–19] подтвердило все основные физические закономерности и прин-

ципы работы ОЛСЭ, в частности, радикальное изменение пороговых условий генерации ОЛСЭ, предсказанные в работах [1, 2]. В ходе численных экспериментов были исследованы:

- пороги генерации по плотности тока пучка, длине мишени, поглощению мишени, факторам асимметрии дифракции для двух- и трехволновых ОЛСЭ;
- ширина режима усиления по плотности тока пучка для двух- и трехволновых ОЛСЭ включая геометрию Лауэ;
- режим SASE (self-amplified stimulated emission) в геометрии Лауэ и Лауэ – Лауэ;
- электродинамическая картина в геометрии Брэгга с внешними зеркалами для различных коэффициентов отражения;
- режим генерации в геометрии Лауэ с внешними зеркалами;
- различные режимы в области вырождения корней для трехволновых геометрий Брэгг – Брэгг и Брэгг – Лауэ в зависимости от параметра отстройки от точного выполнения черенковского условия, системных параметров и факторов асимметрии дифракции.

Показано, что существует оптимальный набор параметров для эффективной генерации излучения в каждом из вышеперечисленных случаев.

При моделировании ОЛСЭ мы столкнулись с хаотическим характером нелинейных режимов работы ОЛСЭ [13–19]. Их исследование очень важно, поскольку изменение управляющих параметров ведет через бифуркации к изменению режимов работы ОЛСЭ. В работах [14–16] продемонстрирован переход с ростом тока от стадии стационарного нелинейного насыщения к колебательной динамике с последовательным удвоением периода и далее к хаотическому поведению. В работах [17–19] приведены карты динамических режимов осцилляций ОЛСЭ на параметрических плоскостях: плотность тока – фактор асимметрии, плотность тока – отклонение от условия синхронизма, плотность тока – длина резонатора.

Данная работа посвящена дальнейшему исследованию хаотической динамики ОЛСЭ. Проведено сравнение работы ОЛСЭ в режиме усиления и режиме генерации при прочих равных условиях, а также чувствительность решений к малым возмущениям начальных данных, что является хорошей верификацией используемых численных алгоритмов и программных средств. Получены карты динамических режимов перехода к хаосу в ОЛСЭ в зависимости от изменения плотности тока и диэлектрической проницаемости резонатора, а также одного из системных параметров.

1. Физическая и математическая модели ОЛСЭ

Резонатор установки ОЛСЭ-10 [9] был сформирован двумя дифракционными решетками с различными периодами и двумя гладкими боковыми стенками. Взаимодействие первой дифракционной решетки (возбуждающей) с электронным пучком генерирует излучение Смит – Парсела. Вторая (резонансная) решетка обеспечивает распределенную обратную связь между полем и электронным пучком посредством динамической дифракции Брэгга. Конструкция

резонатора позволяет изменять его параметры в течение эксперимента (вращать и изменять расстояние между дифракционными решетками и электронным пучком). Это обеспечивает возможность настройки условий двухволновой дифракции.

Электродинамические свойства объемного резонатора [11], который сформирован периодической структурой, построенной из металлических нитей в прямоугольном волноводе, зависят от условий дифракции. В этом случае возникает эффект аномальной передачи электромагнитных волн подобно эффекту Бормана, хорошо известному из динамической теории рентгеновской дифракции [2]. Вторая (резонансная) решетка обеспечивает распределенную обратную связь между излучением и электронным пучком посредством динамической брэгговской дифракции.

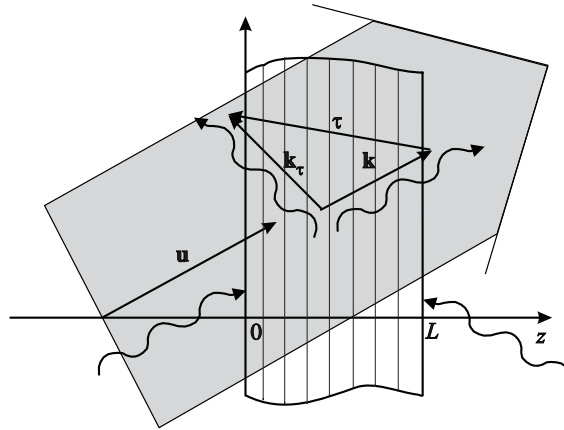


Рис. 1. Объемная схема ОЛСЭ в геометрии Брэгга

Обе эти схемы ОЛСЭ могут быть сведены к следующей простой модели акуратным определением диэлектрической проницаемости среды. На рис. 1 изображена объемная схема двухволнового ОЛСЭ в геометрии Брэгга. Электронный пучок со скоростью \mathbf{u} «падает» под некоторым углом на полубесконечную трехмерную пространственно-периодическую мишень толщиной L . Электроны пучка в мишени начинают испускать спонтанное излучение, которое при одновременном выполнении условий дифракции [20]

$$2\mathbf{k}\boldsymbol{\tau} + \boldsymbol{\tau}^2 \approx 0$$

и условия синхронизма – условия Вавилова – Черенкова:

$$\omega - \mathbf{k}\mathbf{u} = 0, \quad (1)$$

преобразуется в коллективное квазичеренковское излучение с частотой ω и волновыми векторами \mathbf{k} и $\mathbf{k}_\tau = \mathbf{k} + \boldsymbol{\tau}$, где $\boldsymbol{\tau}$ – вектор обратной решетки мишени. Таким образом, реализуется т. н. режим генератора (осциллятора) в ОЛСЭ. При наличии падающих на мишень внешних электромагнитных волн с волновыми векторами \mathbf{k} и (или) \mathbf{k}_τ может реализоваться режим усиления.

В геометрии Брэгга могут быть реализованы несколько различных режимов работы: 1) величина тока меньше критической и коллективное излучение отсутствует; 2) при достижении критической величины тока становится возможен

режим усиления электронным пучком внешних падающих электромагнитных волн; 3) при дальнейшем увеличении тока и превышении им порогового значения j_{th} реализуется режим генерации.

Уравнения, описывающие нелинейную стадию работы ОЛСЭ, получаются из уравнений Максвелла в приближении медленно меняющихся амплитуд:

$$\Delta \mathbf{E} - \nabla(\nabla \mathbf{E}) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \frac{\partial \mathbf{j}_b}{\partial t},$$

где \mathbf{E} – напряженность электрического поля, \mathbf{j}_b – плотность тока электронного пучка.

В случае двухволновой дифракции решение ищется в виде

$$\mathbf{E} = \mathbf{e} (E e^{i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)} + E_\tau e^{i(\mathbf{k}_\tau \mathbf{r} - \omega t)}),$$

$$\mathbf{j}_b = \mathbf{e} j e^{i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)},$$

где i – мнимая единица, \mathbf{e} – вектор поляризации [20].

Пучок моделируется усреднением по фазам влета электронов в область взаимодействия [21]. Этот метод хорошо известен и широко применяется для расчета ЛБВ, ЛОВ, ЛСЭ и других электронных приборов. Как было показано в наших исследованиях, этот метод также хорошо работает при моделировании динамики пучка в ОЛСЭ [14]. Более того, поскольку уравнение для пучка имеет более сложный вид, чем обычно используемый в литературе [25], [28], это позволило учесть тонкие эффекты, связанные со взаимодействием пучка и электромагнитного поля в условиях ОРОС. Итак, система, моделирующая двухволновой ОЛСЭ, выглядит следующим образом:

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \gamma c \frac{\partial E}{\partial z} + 0.5i\omega l E - 0.5i\omega \chi_\tau E_\tau = F(j), \quad (2)$$

$$\frac{\partial E_\tau}{\partial t} + \gamma_1 c \frac{\partial E_\tau}{\partial z} - 0.5i\omega \chi_{-\tau} E + 0.5i\omega l_1 E_\tau = 0,$$

$$F(j) = 2\pi j \Phi \int_0^{2\pi} \frac{2\pi - p}{8\pi^2} (\exp(-i\Theta(t, z, p)) + \exp(-i\Theta(t, z, -p))) dp, \quad (3)$$

$$\frac{d^2 \Theta(t, z, p)}{dz^2} = \frac{e\Phi}{m\gamma^3 \omega^2} \left(k - \frac{d\Theta(t, z, p)}{dz} \right)^3 \operatorname{Re} (E(t - z/u, z) \exp(i\Theta(t, z, p))), \quad (4)$$

$$\Theta(t, 0, p) = p, \quad \frac{d\Theta(t, 0, p)}{dz} = k_z - \omega/u, \quad (5)$$

$$E|_{z=0} = E_0, \quad E_\tau|_{z=L} = E_{\tau 0}.$$

где $\gamma_{0,1}$ – направляющие косинусы, $\Phi = \sqrt{l_0 + \chi_0 - 1/(u/c\gamma)^2}$, $\beta_1 = \gamma_0 / \gamma_1$ – фактор асимметрии, $l = l_0 + \delta$, δ – отклонение от точного выполнения условия Черенкова, γ – Лоренц-фактор пучка, $\epsilon_0 = 1 + \chi_0$ – диэлектрическая проницаемость

резонатора, $\chi_0, \chi_{\pm\tau}$ – коэффициенты разложения диэлектрической восприимчивости резонатора в ряд по векторам обратной решетки. Функция $\Theta(t, z, p)$ описывает фазу электронов относительно электромагнитной волны.

Системные параметры l_0 и l_1 имеют вид

$$l_0 = \frac{\mathbf{k}^2 c^2 - \omega^2 \varepsilon_0}{\omega^2}, \quad l_1 = \frac{\mathbf{k}_\tau^2 c^2 - \omega^2 \varepsilon_0}{\omega^2}.$$

Дисперсионное уравнение, соответствующее двухволновой системе (2), записывается следующим образом:

$$\begin{vmatrix} l_0 & -\chi_\tau \\ -\chi_{-\tau} & l_1 \end{vmatrix} = 0 \quad \text{или} \quad l_0 l_1 - \chi_\tau \chi_{-\tau} = 0.$$

При задании системного параметра l_0 параметр l_1 определяется из данного дисперсионного уравнения.

Необходимые численные методы для решения системы (2) – (5) были разработаны в [12–14]. Создан комплекс программ VOLC для моделирования ОЛСЭ [16] – «инструмент» для моделирования работы экспериментальной физической установки ОЛСЭ, создаваемой в НИИ ЯП.

2. Хаос в ОЛСЭ

Хаотическая динамика – естественная тенденция широкого класса систем к переходу в состояния, в которых обнаруживается как детерминированное поведение, так и непредсказуемость. Хорошо известны примеры хаотической динамики, например, турбулентность в жидкости, газе и плазме, хаос в биологических и химических системах и т. д. [22]. Известно, что в одно- и двумерных системах существуют только устойчивые состояния равновесия и периодические движения. Только в гладкой дифференцируемой динамической системе с числом степеней свободы большим 2 возможна хаотизация движений. Система, описывающая ОЛСЭ и рассматриваемая в настоящей работе, именно такова.

Бифуркация – качественное изменение поведения динамической системы, ее перестройка, происходящая при переходе управляющего параметра μ через некоторое критическое бифуркационное значение μ_0 – точку бифуркации. В этой точке у системы появляется «выбор» из нескольких возможных моделей поведения, в котором присутствует элемент случайности. Знание основных точек бифуркаций позволяет существенно облегчить исследование реальных систем, в частности предсказать характер новых движений, возникающих в момент перехода системы в качественно другое состояние, оценить их устойчивость и область существования.

Изучение хаотического поведения ЛСЭ занимает немало места в современных исследованиях [23–27], в частности, известны параметризация нелинейных и хаотических колебаний ЛСЭ [23], [27]. В работе [27] было показано, что для ЛСЭ существуют следующие возможные сценарии перехода к хаосу: удвоение периода, квазипериодичность и перемежаемость. Квазипериодичность связана с бифуркациями Хопфа, которые вводят новую частоту в систему. Перемежаемость связана с бифуркациями седловых точек, т. е. столкновением устойчивой

и неустойчивой точек, которые затем исчезают. Здесь после хаоса может появиться вновь регулярное движение.

Аналитическое исследование хаоса в системе (2) – (5) представляется невозможным из-за ее сильной нелинейности. Кроме того, большое количество внешних управляющих параметров, таких как, например, ток пучка, длина системы, направляющие косинусы ОРОС, поглощение мишени, факторы асимметрии дифракции, параметры отстройки, системные параметры l_i и т. д. многократно увеличивает объем работы. Прохождение электронного пучка через пространственно-периодическую мишень в ОЛСЭ ведет к возникновению разнообразных особенностей динамики генерации, которые происходят из-за нелокальной природы взаимодействия между электронным пучком и электромагнитным полем в условиях ОРОС. Так как ОЛСЭ – нелинейная динамическая система, она характеризуется различными режимами работы, а именно – устойчивое состояние, периодичность, квазипериодичность и хаос.

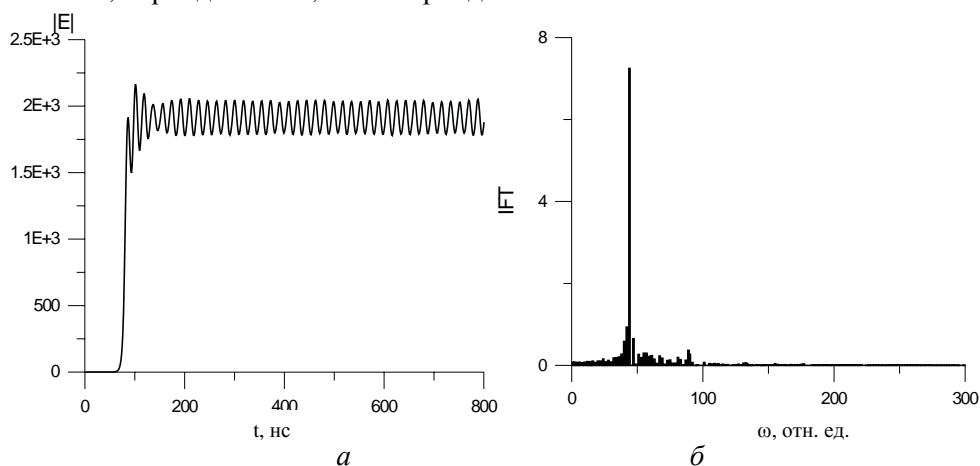


Рис. 2. Периодический режим (а) и его энергетический спектр (б)

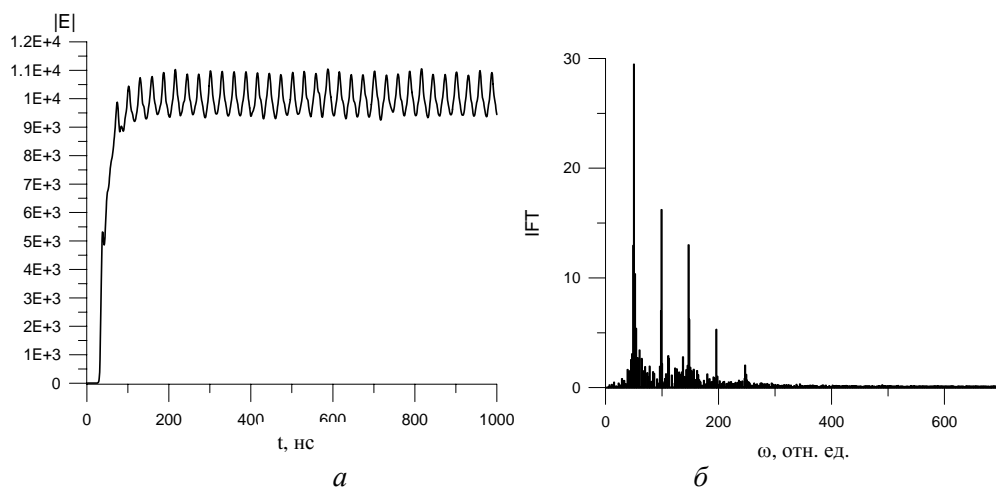


Рис. 3. Периодический режим с одной частотой и ее линейной комбинацией (а), его энергетический спектр (б)

3. Исследование хаоса в режиме генерации

Сначала ограничимся исследованием хаотического поведения в двумерной системе для геометрии Брэгга в режиме генерации. Характерные периодические режимы изображены на рис. 2–8 для следующего набора исходных параметров: $\lambda = 3$ см, $L = 20$ см, $j = 400 \div 3000$ А/см², $\beta = (-20) \div (-1)$, $\delta kL = -20 \div 20$, $l_0 = 1.0$, $\chi_0 = -0.1$, $\chi_r = 0.1$.

На рисунках 2 и 3 типичные периодические режимы с одной частотой и ее линейной комбинацией показаны вместе с их энергетическими спектрами (ИГТ). В некоторых областях параметрической карты перехода к хаосу период удваивается и учетверяется.

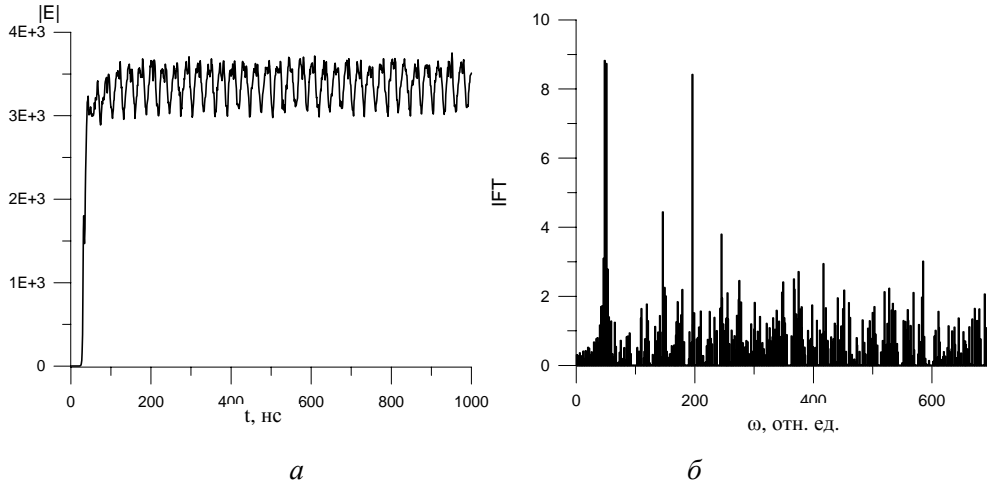


Рис. 4. «Слабый» хаос (а) и его энергетический спектр (б)

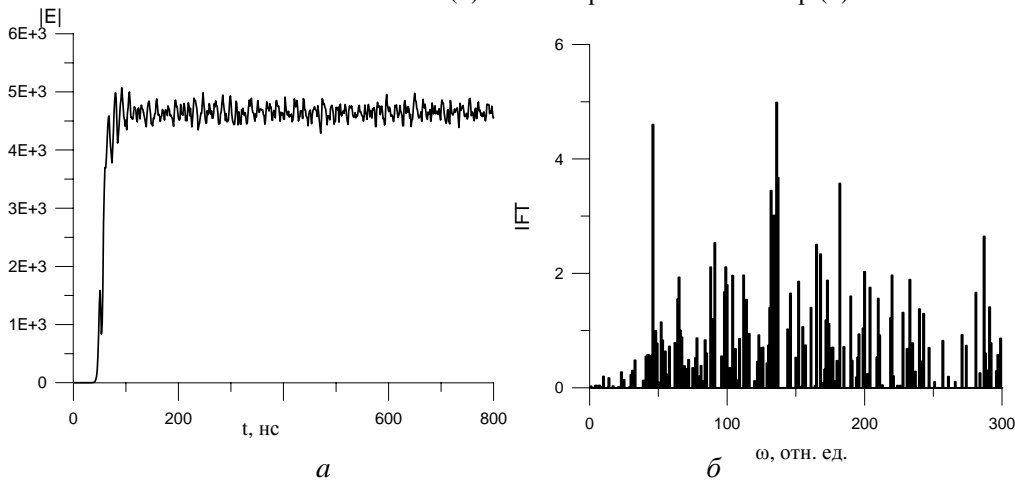


Рис. 5. Хаотические автоколебания (а) и соответствующий энергетический спектр (б)

Другой типичный режим – квазипериодические колебания с несоизмеримыми частотами, возникающими при бифуркациях Хопфа будет приведен ниже на рис. 8 и 10. В некоторых областях этот режим преобразуется в так называемый «слабый» хаос [26], где зависимость амплитуды от времени выглядит как приближительное повторение однотипных пиков близких размеров за приблизительно равные промежутки времени. Этот процесс изображен на рис. 4. «Слабый» хаос и квазипериодичность ведут к стохастическим автоколебаниям или «развитому» хаосу, представленному на рис. 5.

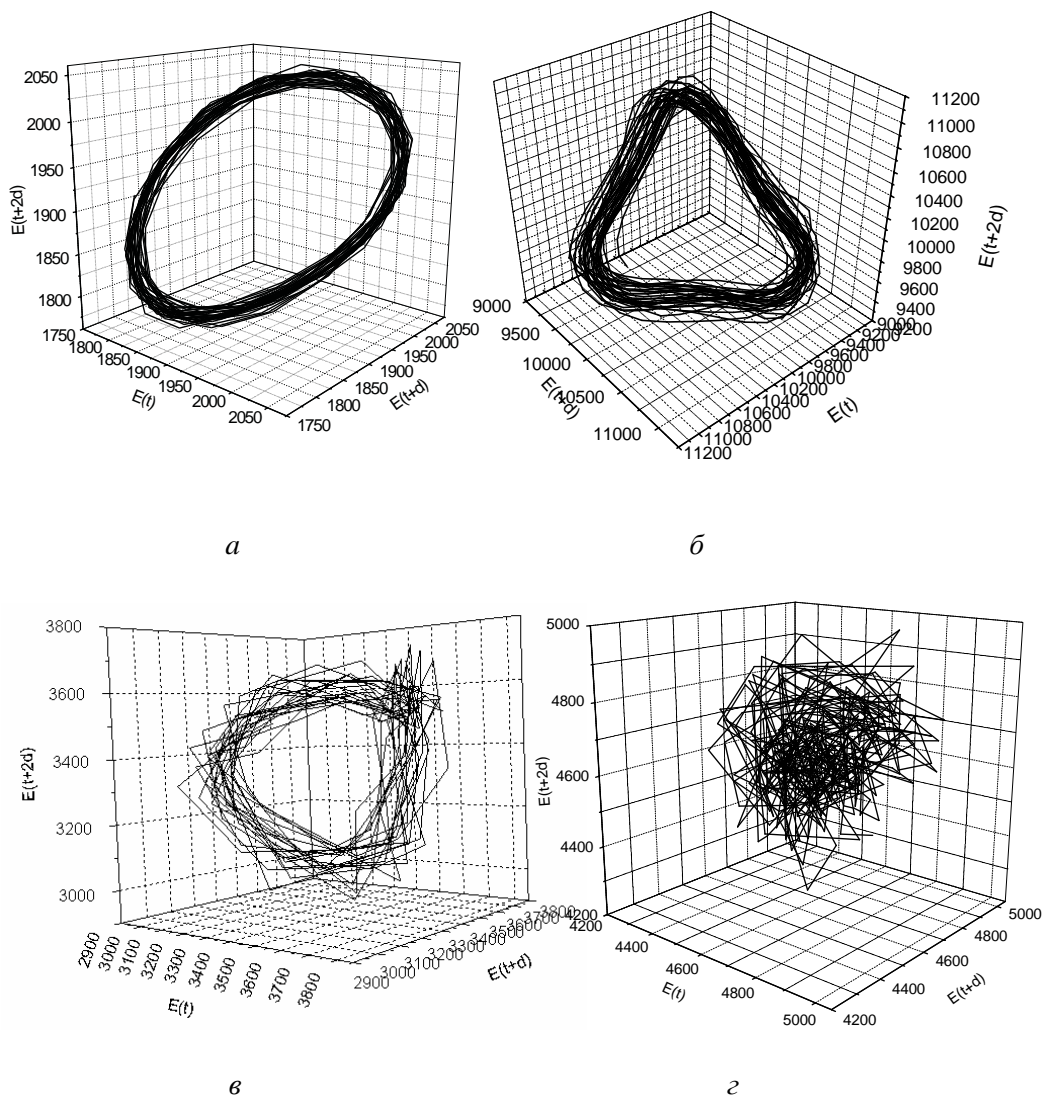


Рис. 6. Аттракторы для периодического (а), периодического с линейной комбинацией частот (б), «слабого» хаотического режима (в) и хаотических автоколебаний (г)

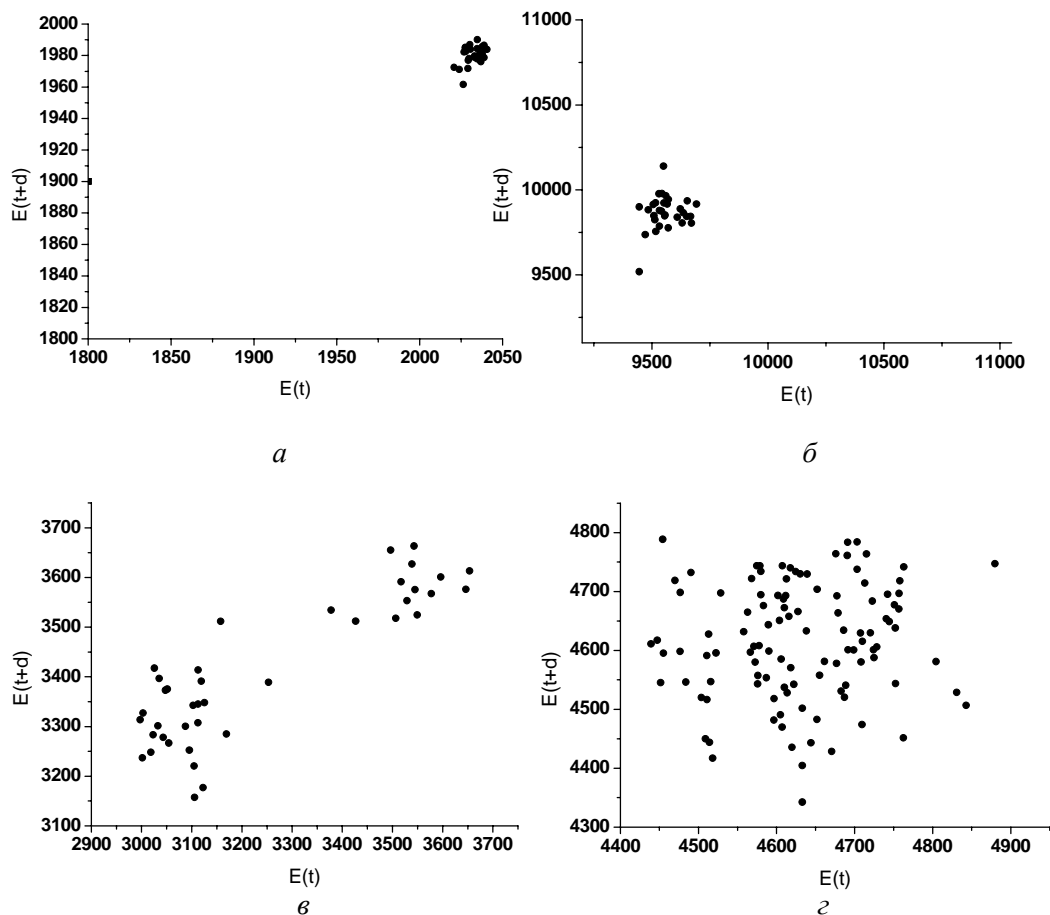


Рис. 7. Сечения Пуанкаре для периодического (а), периодического с линейной комбинацией частот (б), «слабого» хаотического режима (в) и хаотических автоколебаний (г), соответствующие рис. 6

Аттракторы – множество точек в фазовом пространстве динамической системы, к которым стремятся траектории системы – являются очень хорошей иллюстрацией периодических и хаотических режимов работы динамических систем. Соответствующие рис. 2–5 аттракторы изображены на рис. 6. Период d для каждого рисунка свой и не превышает 20 нс.

Аттракторы периодических решений расположены приблизительно в одной плоскости в фазовом пространстве, в то время как аттрактор слабого хаоса изогнут как восьмерка. Хаотические автоколебания представлены спутанным клубком линий, в котором не удастся выявить какую-либо упорядоченную структуру. Это хорошо можно продемонстрировать на так называемых сечениях или отображениях Пуанкаре [22], которые изображены на рис. 7. Здесь во всех случаях для удобства площадка S секущей поверхности выбиралась параллельной плоскости (X, Y) (или точнее $(E(t), E(t+d))$), поскольку интересующие нас фазовые траектории пересекают ее многократно.

Алгоритм построения сечения Пуанкаре был основан на последовательном просмотре наборов данных, используемых для построения аттракторов, и восстановлении координат точек (x, y, z_0) при пересечении фазовой траектории площадки S с координатой $z = z_0$.

Как и следовало ожидать, сечения Пуанкаре для периодических и хаотических режимов ОЛСЭ имеют соответствующий вид, а именно: для одноперiodических режимов сечения представляют собой односвязные компактные множества, а хаотические – неравномерно распределены в большом объеме. На рис. 11, *в* квазипериодический двухчастотный режим представлен двумя множествами, описывающими обе частоты.

Теперь рассмотрим переход к хаосу через перемежаемость. На рис. 8 показана следующая цепочка бифуркаций при изменении параметра плотности тока $j = 1750 \div 2350 \text{ А/см}^2$:

квазипериодичность ↔ хаос ↔ перемежаемость ↔ периодичность.

Для токов j , меньших 1750 А/см^2 (как это будет продемонстрировано ниже), наблюдаются области с периодичностью, квазипериодичностью и слабым хаосом. Аттракторы, соответствующие графику 5 на рис. 8, изображены на рис. 9. Энергетический спектр, представляющий квазипериодические колебания с двумя несоизмеримыми частотами, соответствующий рис. 8, *а*, кривая 1, изображен на рис. 10. Здесь же представлен аттрактор, который имеет форму двух изогнутых в пространстве четырехугольников, смещенных друг относительно друга, каждый из которых описывает свою частоту.

При численном решении систем уравнений всегда возникает вопрос, является ли наблюдаемый «хаос» хаосом на самом деле либо результатом некорректного учета ошибок округления или конечного порядка аппроксимации дифференциальных уравнений разностными. Одним из возможных ответов на данный вопрос является исследование чувствительности решений к малым возмущениям начальных данных. Если неустойчивость решений будет наблюдаться именно для хаотических режимов, а для периодических и квазипериодических решение будет устойчивым, то это явится хорошей верификацией используемых численных алгоритмов и программных средств. Аналитически проверить устойчивость и сходимость предложенных разностных методов не представляется возможным в силу сильной нелинейности полученной разностной и исходной дифференциальной системы.

В работе [26] показано, что неустойчивость фазовых траекторий динамического хаоса, проявляющаяся в высокой чувствительности движения к малым возмущениям начальных условий, присуща динамике ЛОВ. Исследуем свойства чувствительности полученных решений к возмущениям стартовой плотности тока пучка j для различных режимов работы ОЛСЭ-генератора. На рис. 11, *а* для слабого хаоса наблюдается отстройка от решения при изменении значения плотности тока на $\delta j = 10^{-8} \text{ А/см}^2$, хотя общая форма решения сохраняется, в то время как для периодического режима заметные отличия в решении наблюдаются при $\delta j = 10 \text{ А/см}^2$, которое уже, очевидно, не является малым возмущением. Это же справедливо и для квазипериодического режима (рис. 8, кривая 2), изображенного на рис. 12 в логарифмической шкале.

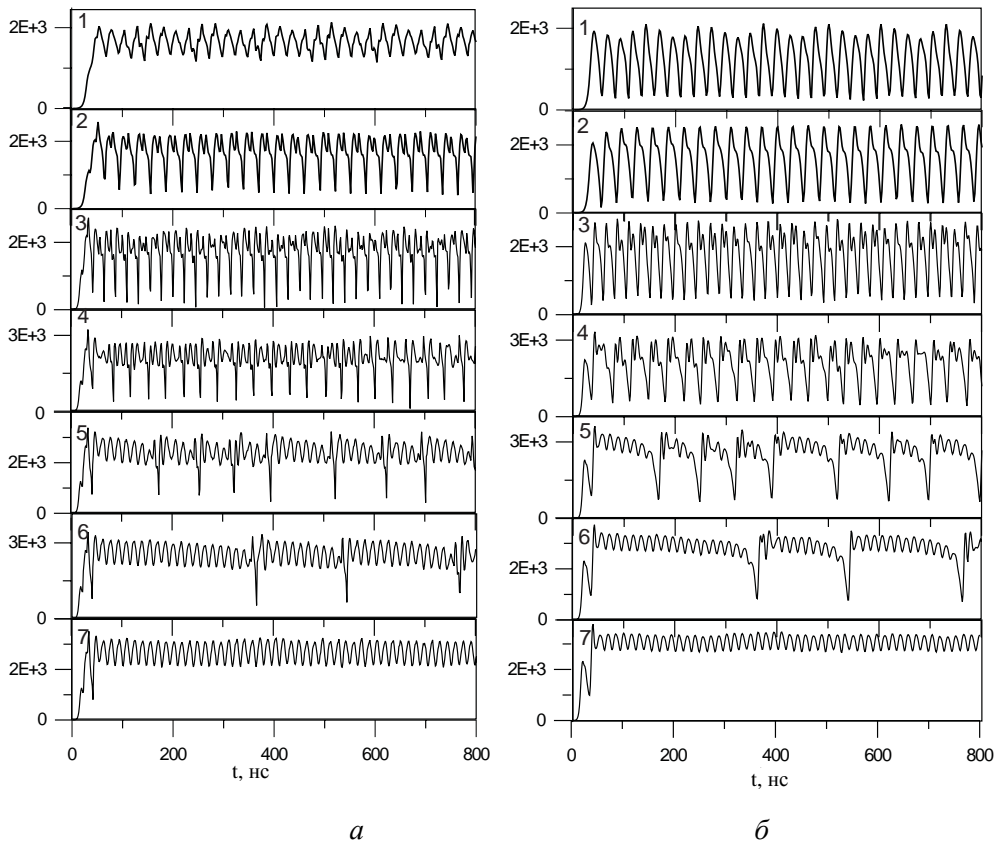


Рис. 8. Переход к хаосу через квазипериодичность и перемежаемость для проходящей (а) и дифрагированной (б) волн при плотности тока j , равной 1) 1750 A/cm^2 , 2) 1950 A/cm^2 , 3) 2150 A/cm^2 , 4) 2220 A/cm^2 , 5) 2300 A/cm^2 , 6) 2340 A/cm^2 , 7) 2350 A/cm^2

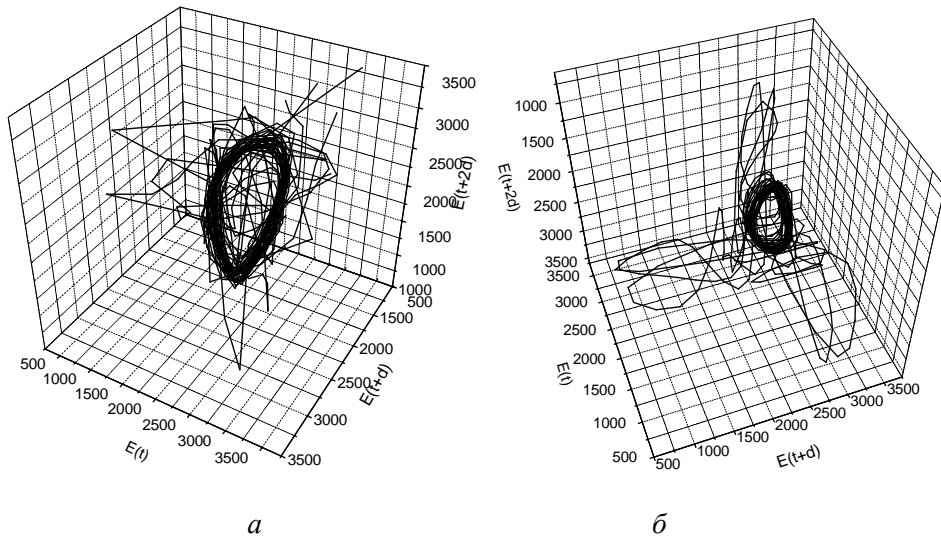


Рис. 9. Аттракторы для проходящей (а) и дифрагированной (б) волн, $j = 2340 \text{ A/cm}^2$

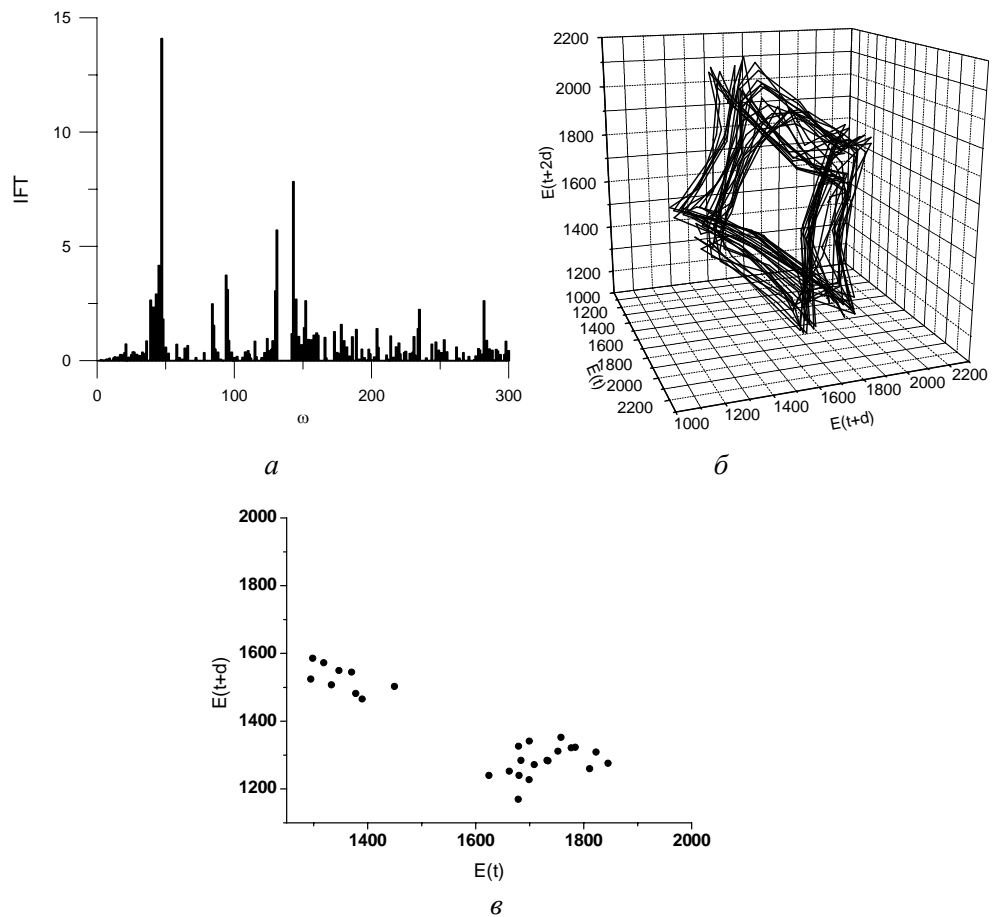


Рис. 10. Энергетический спектр (а), аттрактор (б) и сечение Пуанкаре (в) для квазипериодического режима при $j = 1750 \text{ A/cm}^2$

Еще одним важным параметром, характеризующим сложную внутреннюю динамику системы, являются старшие ляпуновские характеристические показатели [22]. Пусть для двух близких начальных условий

$$f(t_1) \approx f(t_2)$$

задано малое возмущение

$$\Delta^0 = f(t_1) - f(t_2).$$

Если обозначить

$$\Delta_t \approx f(t_1 + t) - f(t_2 + t),$$

то можно записать, что

$$\Delta_t \approx \Delta^0 \exp(\lambda t).$$

Здесь показатель Ляпунова λ характеризует среднюю скорость экспоненциального разбегания соседних точек, что ведет к хаосу. Кроме этого, он определяет среднюю потерю информации о состоянии динамической системы с течением

времени. В N -мерной динамической системе существует ровно N ляпуновских показателей. Старший показатель предоставляет наибольшую информацию о системе, поскольку если он положителен, то система является хаотической. В частности, для размерности $N = 3$ набор показателей Ляпунова соответствует следующим вариантам поведения системы: $\langle -, -, - \rangle$ – притягивающая неподвижная точка, $\langle 0, -, - \rangle$ – предельный цикл, $\langle 0, 0, - \rangle$ – двумерный тор, $\langle +, 0, - \rangle$ – странный аттрактор (слабый хаос). В случае большей размерности может существовать вариант $\langle +, +, 0, \dots \rangle$, соответствующий гиперхаосу, когда положительных показателей больше одного.

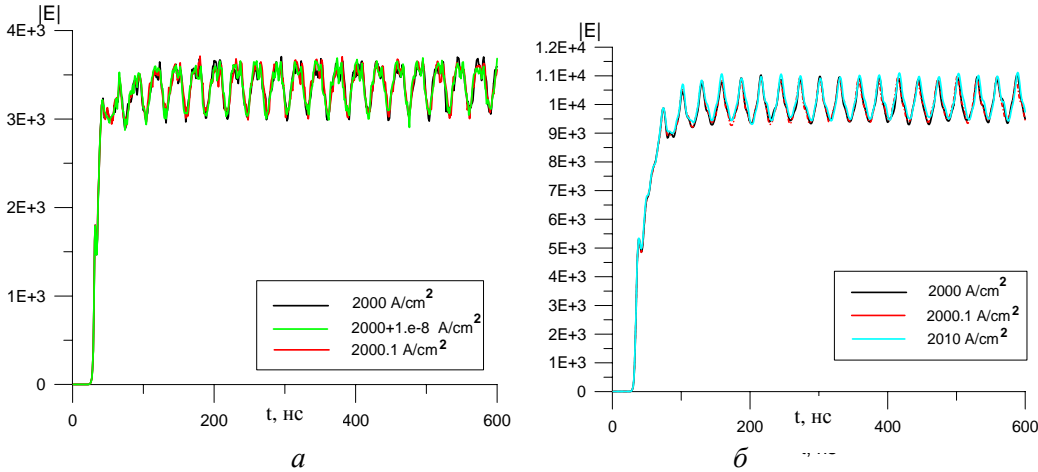


Рис. 11. Чувствительность (а) слабого хаотического решения (рис. 4) и (б) периодического решения (рис. 3) генератора к возмущению плотности тока пучка

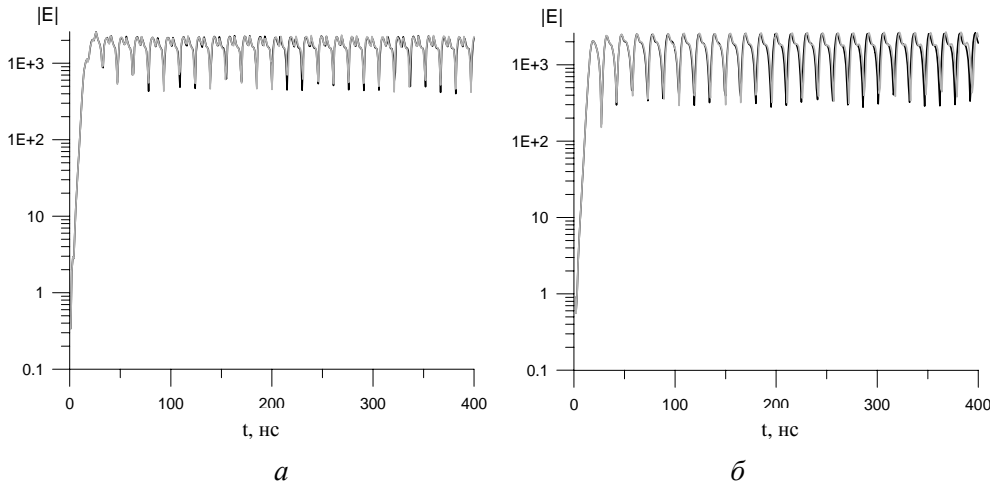


Рис. 12. Чувствительность квазипериодического решения (рис. 8, графики 2) для проходящей (а) и дифрагированной (б) волн к возмущению плотности тока пучка, черная линия – $j = 1950 \text{ A/cm}^2$, серая линия – $j = 1960 \text{ A/cm}^2$

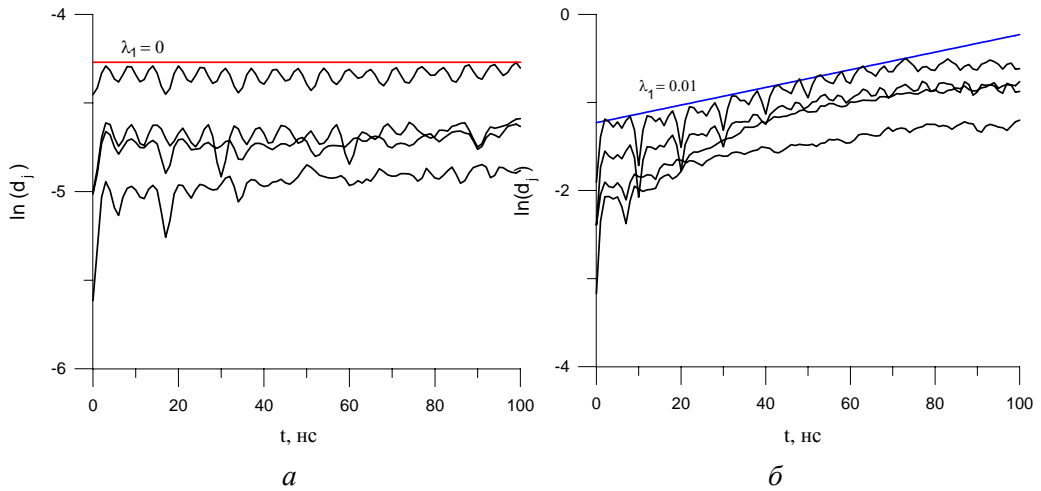


Рис. 13. Старшие показатели Ляпунова для (а) периодического режима (рис. 2) и (б) хаотических автоколебаний (рис. 8, а, кривая 4, $j = 2340 \text{ А/см}^2$)

Преимуществом алгоритма Розенштейна [28], которым мы пользовались, и кода L1D2 [29] является использование только одного набора данных относительно небольшой размерности (вплоть до нескольких сот временных точек). В соответствии с этим алгоритмом рассматривается множество значений функции в зависимости от времени вида:

$$\{f_1, f_2, \dots, f_N\}.$$

Из этого множества значений строятся векторы состояний:

$$F_i = [f_i, f_{i+J}, \dots, f_{i+(m-1)J}],$$

где J есть задержка, а m – размерность вложения.

Из векторов состояний F_i формируется реконструируемая траектория

$$F = [F_1, F_2, \dots, F_M]^T.$$

Если рассмотреть расхожимость в i -й момент времени:

$$d_j(i) = \min_{F_j} \|F_j - F_j\|,$$

где $\|\cdot\|$ есть Евклидова норма, то

$$\ln d_j(i) \approx \ln \Delta_j^0 + \lambda_1(i\Delta t),$$

где Δ_j^0 – начальное малое возмущение, Δt – шаг по времени.

На рисунке 13 приводится аппроксимация старших показателей Ляпунова для периодического режима (рис. 2, а) с $\lambda_1 = 0$ (как и должно быть в случае предельного цикла) и хаотических автоколебаний (рис. 8, а, кривая 1) с $\lambda_1 = 0.01$. Каждая из осциллирующих кривых соответствует проведенным по программе

L1D2 вычислениям (данные были отнормированы) для различных значений задержек J и размерностей вложения m . Как и следовало ожидать, в первом случае старший показатель Ляпунова равен нулю, что полностью соответствует решению с предельным циклом, а во втором – показатель положителен. Здесь можно было бы привести аналогичное рис. 11 и рис. 12 исследование чувствительности решения к малым возмущениям начальных данных – и в первом случае решение было бы устойчиво, а во втором – нет (подобное исследование для случая ОЛСЭ-усилителя и возмущения амплитуды падающей на систему внешней волны $|E|$ при $j = 2340 \text{ A/cm}^2$ приведено на рис. 16, б).

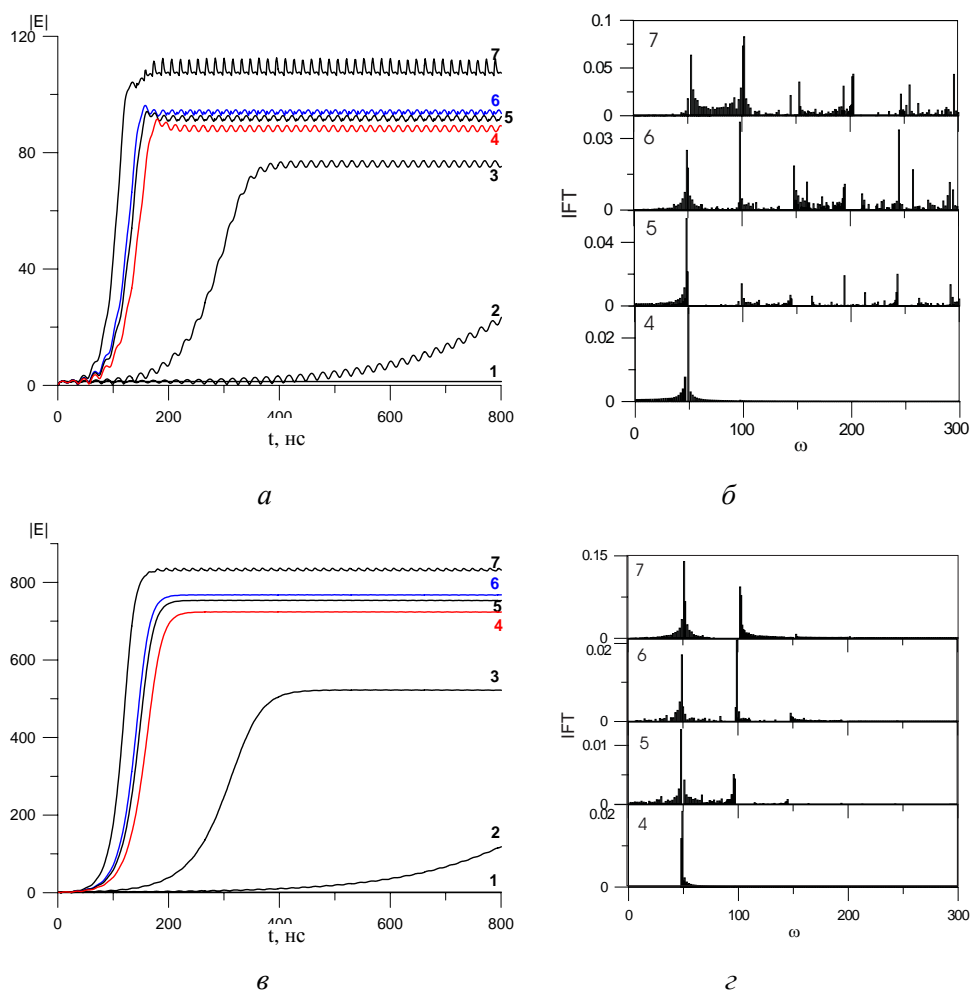


Рис. 14. Режимы периодичности и квазипериодичности для проходящей (а) и дифрагированной (в) волн в режиме усиления с соответствующими (б) и (г) энергетическими спектрами для следующих параметров плотности тока пучка j :
 1) 350 A/cm^2 , 2) 450 A/cm^2 , 3) 470 A/cm^2 , 4) 515 A/cm^2 , 5) 525 A/cm^2 ,
 6) 528 A/cm^2 , 7) 550 A/cm^2

4. Хаос в режиме усиления

Помимо режима генерации ОЛСЭ, представленного на рис. 2–11, мы исследовали режим усиления для амплитуды падающей внешней волны $|E| = 1$ при прочих равных условиях. Оказалось, что после преодоления порога генерации в режиме генерации существует область устойчивого состояния, в то время как в режиме усиления реализуется периодический режим. С увеличением тока пучка режим сильного усиления начинает качественно совпадать с режимом генерации. Это иллюстрируется на рис. 14 и 15.

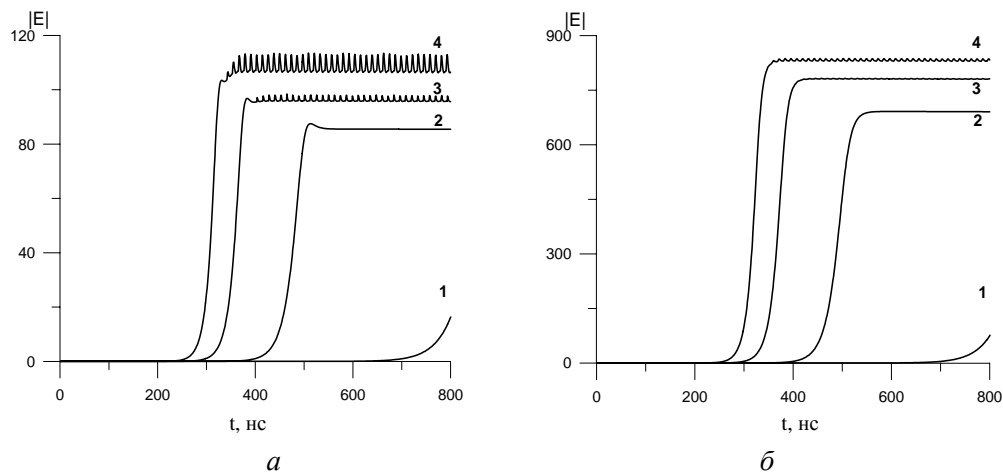


Рис. 15. Режимы устойчивости и периодичности для проходящей (а) и дифрагированной (б) волн в режиме генерации для следующих параметров плотности тока пучка j : 1) 490 A/cm^2 , 2) 505 A/cm^2 , 3) 530 A/cm^2 , 4) 550 A/cm^2

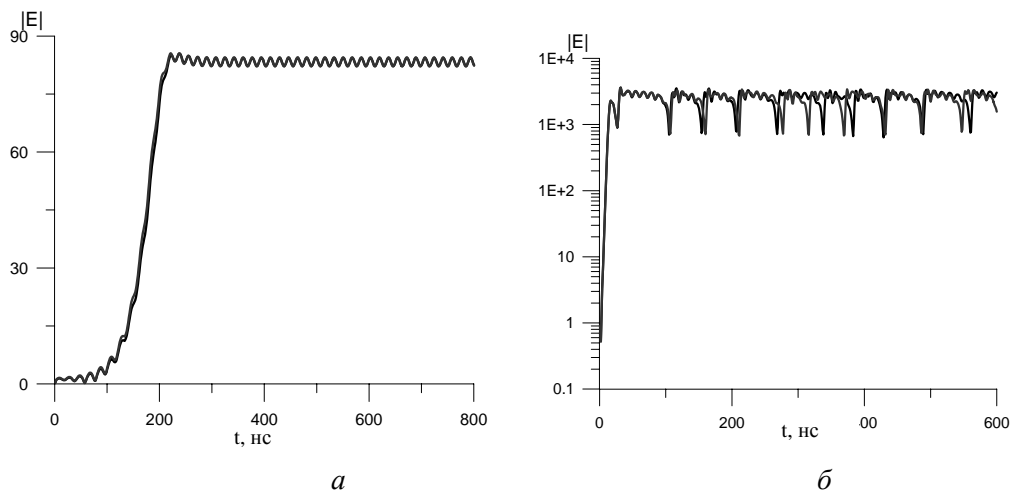


Рис. 16. Решение в случае возмущения начальных данных (а) $j = 500 \text{ A/cm}^2$, $|E| = 1$ (черная кривая) и $|E| = 1.1$ (серая кривая); (б) $j = 2340 \text{ A/cm}^2$, $|E| = 1$ (черная кривая) и $|E| = 1+10^{-15}$ (серая кривая)

Продолжим исследование устойчивости фазовых траекторий динамического хаоса к малым возмущениям начальных условий ОЛСЭ. Исследуем свойства чувствительности полученных решений к возмущениям начального условия $|E| = 1$ для режима усиления ОЛСЭ. На рис.16, *a* приведено решение системы для $j = 500 \text{ A/cm}^2$ для $|E| = 1$ и $|E| = 1.1$. Видно, что периодическое решение устойчиво к возмущению начальных данных, что нельзя сказать о хаотическом решении при $j = 2340 \text{ A/cm}^2$ (рис.16, *б*). Поскольку вычисления проводились с двойной точностью, то даже возмущение 10^{-15} чувствительно проявляется в решении.

5. Параметрические карты осцилляций в ОЛСЭ

В работах [17–19] приведены карты динамических режимов осцилляций ОЛСЭ на параметрических плоскостях: (j, β) , (j, δ) , (j, L) . Полученные картины перехода к хаосу с наличием областей периодичности, квазипериодичности и хаоса продемонстрировали, что среди различных режимов хаоса есть окна периодичности и для прошедших, и для дифрагированных волн, а увеличение плотности тока пучка не приводит к хаосу автоматически.

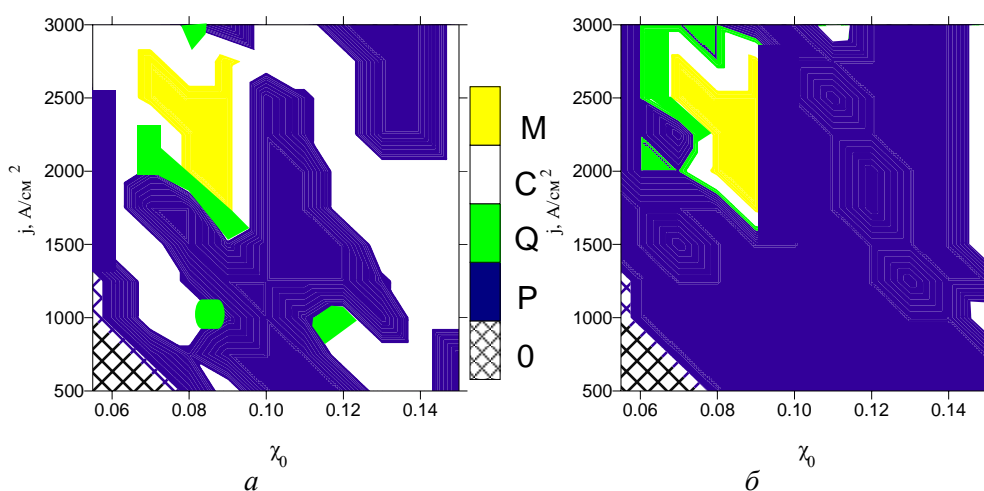


Рис. 17. Параметрическая картина перехода к хаосу в ОЛСЭ при изменении коэффициента $|\chi_0|$ разложения диэлектрической восприимчивости среды в ряд по векторам обратной решетки для прошедшей (*a*) и дифрагированной (*б*) волн.

0 описывает область ниже порога генерации. P – периодические режимы, Q – квазипериодичность, C – хаос, M – переход между высокоамплитудными и низкоамплитудными режимами

Рассмотрим следующие параметрические карты перехода к хаосу для параметров (j, χ_0) (рис. 17) и (j, l_0) (рис. 18). Изменение диэлектрической проницаемости резонатора может быть вызвано изменением материала и толщины нитей резонатора, а также расстояния между нитями. Анализ диэлектрической проницаемости фотонных кристаллов, используемых в ОЛСЭ в качестве резонаторов, проведен в работе [8]. Системный параметр l_0 описывает волновой вектор проходящей волны внутри резонатора.

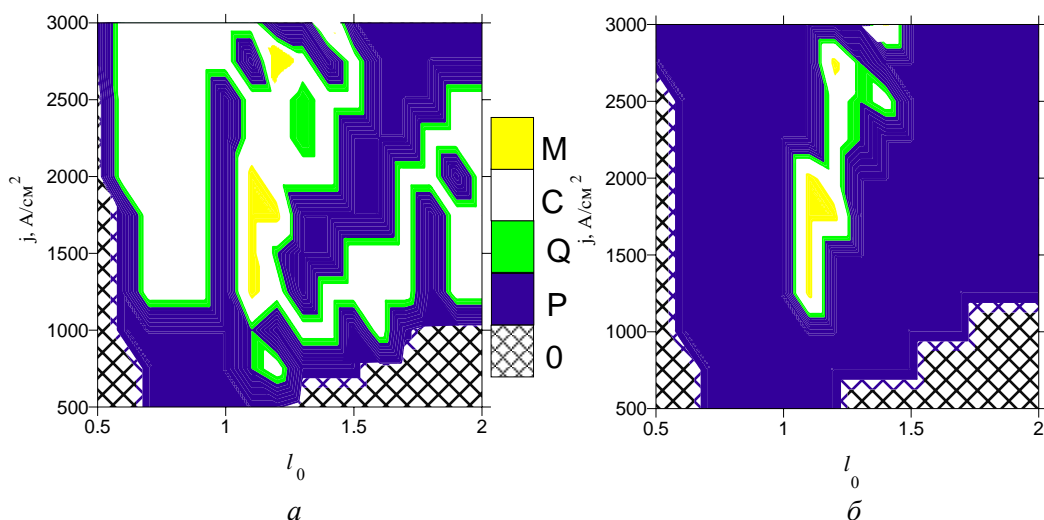


Рис. 18. Сценарий перехода к хаосу в ОЛСЭ при изменении системного параметра l_0 для прошедшей (а) и дифрагированной (б) волн. 0 означает, что плотность тока находится ниже порога. P – периодические режимы, Q – квазипериодичность, C – хаос, M – переход между высокоамплитудными и низкоамплитудными режимами

Из рисунков 17 и 18 видно, что обе параметрические карты достаточно грубы, для их уточнения требуется большая вычислительная работа. Данные параметрические карты не такие «пестрые», как полученные в [17–19]. Однако здесь, как и ранее в [17–19], наблюдается полоса периодичности вдоль порога генерации, которая затем сложным образом трансформируется в различные хаотические режимы через удвоение периода, бифуркации Хопфа, вводящие в систему новые основные частоты, а также через переходы между высокоамплитудными и низкоамплитудными режимами.

6. Заключение

Разработанные вычислительные алгоритмы могут эффективно применяться при моделировании нелинейных режимов работы ОЛСЭ, что было подтверждено численными экспериментами. Численные результаты согласуются с аналитическими оценками, полученными в линейном приближении. На основании проведенного анализа можно сделать вывод о возможности численно моделировать работу ОЛСЭ в будущих экспериментах.

Поскольку имеется свыше десяти управляющих параметров, то проблема исследования перехода к хаосу в ОЛСЭ представляется очень сложной. Однако даже исследование некоторых переходов между режимами «порядок – хаос» является важным в свете проводимых в НИИ ЯП экспериментальных исследований ОЛСЭ.

Литература

1. Baryshevsky V. G., Feranchuk I. D. // Physics Let. A. 1984. Vol.102. P. 141.
2. Барышевский В. Г. // Докл. АН СССР. 1988. Т. 299. С. 1336.
3. Барышевский В. Г., Дубовская И. Я., Феранчук И. Д. // Весці АН БССР. Сер. фіз.-мат. н. 1988, № 1. С. 92.

4. *Baryshevsky V. G., Batrakov K. G., Dubovskaya I. Ya.* // J. Phys. D. 1991. Vol. 24. P. 1250.
5. *Baryshevsky V. G., Batrakov K. G., Dubovskaya I. Ya.* // Phys. Stat. Sol. 1992. Vol. B169. P. 235.
6. *Baryshevsky V. G., Batrakov K. G., Dubovskaya I. Ya.* // NIM. 1994. Vol. A341. P. 274.
7. *Baryshevsky V. G., Batrakov K. G., Dubovskaya I. Ya.* // NIM. 1996. Vol. A375. P. 292.
8. *Baryshevsky V. G., Gurinovich A. A.* // NIM. 2006. Vol. B252, P. 92.
9. *Baryshevsky V. G., Batrakov K. G. et al.* // NIM. 2002. Vol. A483. P. 21
10. *Baryshevsky V. G., Batrakov K. G. et al.* // NIM. 2003. Vol. A507. P. 137.
11. *Baryshevsky V. G., Batrakov K. G. et al.* // NIM. 2006. Vol. B 252. P. 86.
12. *Batrakov K., Sytova S.* // Mathematical Modelling and Analysis. 2005. Vol. 10. P.1.
13. *Батраков К. Г., Сытова С. Н.* // ЖВМ и МФ. 2005. Т. 45, № 4. С. 690.
14. *Batrakov K., Sytova S.* // Nonlin. Phen. Compl. Syst. 2005. Vol. 8. P. 42.
15. *Batrakov K., Sytova S.* // Nonlin. Phen. Compl. Syst. 2005. Vol. 8, N4. P. 359.
16. *Batrakov K., Sytova S.* // Mathematical Modelling and Analysis. 2006. Vol. 11. P. 13.
17. *Sytova S.* // Mathematical Modelling and Analysis, 2008. Vol. 11. P. 263.
18. *Сытова С. Н.* // Вестник БГУ, сер. физ.-мат. н. 2008. N 9. С. 29.
19. *Sytova S.* // Proc. of the 6th Euromech Nonlinear Dynamics Conference (ENOC-2008). 2008. c7p69r4325.pdf
20. *Пинскер З. Г.* Рентгеновская кристаллооптика. 1982.
21. *Вайнштейн Л. А., Солнцев В. А.* Лекции по сверхвысокочастотной электронике. 1973.
22. *Шустер Г.* Детерминированный хаос: введение. 1984.
23. *Hur M. S., Lee H. J., Lee J. K.* // Phys. Rev. 1998. Vol. E58. P. 936.
24. *Coupric M. E.* // NIM. 2003. Vol. A507. P. 1.
25. *Гинзбург Н. С., Зотова И. В. и др.* // ЖТФ. 2002. Т. 7. С. 83.
26. *Кузнецов С. П., Трубецков Д. И.* // Известия вузов. Радиофизика. 2004. Т. XLVII. С. 383.
27. *Hahn S. L., Lee J. K.* // Phys. Rev. 1993. Vol. E48. P. 2162.
28. *Rosenstein M. T. et al.* // Physica. 1993. Vol. D65. P. 117.
29. <http://www.physionet.org/physiotools/lyapunov/11d2/>

FIRST STEPS IN INVESTIGATION OF CHAOTIC DYNAMICS IN VOLUME FREE ELECTRON LASER

S. N. Sytova

First lasing of Volume Free Electron Lasers (VFEL) in mm wavelength range was obtained recently [9]. So-called multi-wave volume distributed feedback (VDVB) where electromagnetic waves and electron beam spread angularly one to other is the distinctive feature of VFEL. The principles and theoretical foundations of VFEL operation based on mechanism of VDVB were proposed in [1]. The main VFEL characteristic property is that the increment of instability for an electron beam passing through a spatially-periodic target in degeneration points essentially increased in comparison with single-wave system. This means the noticeable reduction of electron beam current density necessary for achievement the generation threshold for all wavelength ranges regardless the spontaneous radiation mechanism.

In VFEL operation the linear stage investigated in [2–7] quickly changes into the nonlinear one where most of the electron beam energy is transformed into electromagnetic radiation. A detailed numerical analysis of this stage is necessary for experiment design, optimal geometry determination and result processing.

Mathematical model and numerical methods for VFEL nonlinear stage simulation were proposed [13], [14]. They are implemented in computer code VOLC [17]. Different VFEL

geometries were investigated [12–19] numerically. All numerical results are in good agreement with analytical predictions.

In electronic generators and amplifiers such as free electron lasers, backward wave tube, travelling wave tube etc. self-oscillations are due to interaction of electron beam and electromagnetic field under distributed feedback. Investigation of chaos in such devices is of great interest in modern physics. In VFEL chaotic dynamics is induced by such interaction too.

Investigation of chaos in VFEL is important in the light of experimental development of VFEL at Research Institute for Nuclear Problems. As more than ten control parameters are in the system it is very complicated to investigate the full picture of possible chaotic behaviour in VFEL. We restricted ourselves to investigate here the chaotic behaviour in two-wave VFEL for Bragg geometry in amplifier and oscillator generation regimes. We considered some cases of possible root to chaos in VFEL for laser intensity with corresponding space portraits and attractors. Solution bifurcation points corresponding to transitions between different regimes of generation are considered. Parametric maps with respect to electron beam current and (1) resonator susceptibility, (2) system parameter present complicated root to chaos with windows of periodicity and quasiperiodicity.

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА СПЕЦИАЛЬНЫХ ВЫСОКОДОБРОТНЫХ РЕЗОНАНСНЫХ СИСТЕМ И МИКРОВОЛНОВЫЕ ТЕХНОЛОГИИ

**В. А. Карпович, Г. Я. Слепян, В. Н. Родионова, Г. И. Волынец,
А. А. Савук, О. В. Танана, И. А. Гринчук**

Резонансные системы широко применяются в современной радиотехнике для частотной фильтрации электромагнитных колебаний, реализации обратной связи при их усилении и генерации. Явление резонанса и резонансные системы широко используются при измерении характеристик материальных сред, для создания различных промышленных установок и оборудования, в основе которых лежит принцип накопления электромагнитной энергии в резонансном объеме.

Наиболее актуальными задачами, возникающими при теоретическом и экспериментальном исследовании принципов создания резонансных систем в СВЧ диапазоне, являются разработка методик расчета широкополосных элементов связи резонансных систем с одноименными волноводами и техническое приложение полученных результатов для разработки установок для измерения электродинамических характеристик композитных материалов в СВЧ диапазоне, а также технологического оборудования для микроволнового нагрева, стерилизации, сушки различных диэлектрических материалов.

1. Новые типы элементов связи высокодобротных резонансных систем и прямоугольных волноводов

Одним из главных требований, предъявляемых к универсальному измерительному резонатору, является высокая собственная добротность в сочетании с широким диапазоном перестройки частоты. Поэтому весьма важным является вопрос о широкополосном элементе связи этого резонатора с СВЧ-трактом. В настоящее время ведется активный поиск оптимальных устройств связи с линиями передачи [1–6]. Практическая реализация бездиафрагменных элементов связи в коротковолновой части длин радиоволн вызывает технологические трудности изготовления [7, 8]. Совершенствование технологии и конструкции может эти трудности уменьшить, но представляет интерес и поиск новых физических принципов реализации элемента связи резонатора с прямоугольным волноводом в данном диапазоне частот. Один из таких принципов – использование в качестве элемента связи полупрозрачной решетки и разработка устройства связи на основе сужающегося волновода. Одним из главных достоинств таких элементов является возможность управлением добротностью связи $Q_{св}$ в широких пределах путем вариации конструктивных параметров. Другое существенное качество – повышенная технологичность (решетка может быть нанесена на диэлектрическую подложку и изготовлена средствами микроэлектроники), а сужающийся волновод может быть гальванически «нарощен» на технологическую оправку.

Конструкция элемента связи на основе полупрозрачной решетки показана на рис.1. Поле в волноводе записывается аналогично [9] в виде

$$\vec{H} = \frac{\vec{x}_0}{W_0} \frac{h_1}{k} \exp(-jh_1 z) A_1 \sin\left(\frac{\pi}{a} x\right), \quad (1)$$

где h_1 – постоянная распространения основной волны; W_0 – волновое сопротивление свободного пространства; k – волновое число волны в среде; x – декартова координата; a – размер широкой стенки волновода; A_1 – амплитудный коэффициент, выражаемый равенством

$$A_1 = -\frac{1}{N_1} \int (\vec{y}_0 \vec{E}) \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right) dS, \quad (2)$$

S_0 – апертура решетки (прямоугольник $c \times a'$); \vec{E} – поле в апертуре решетки; N_1 – норма волны; \vec{x}_0, \vec{y}_0 – единичные векторы.

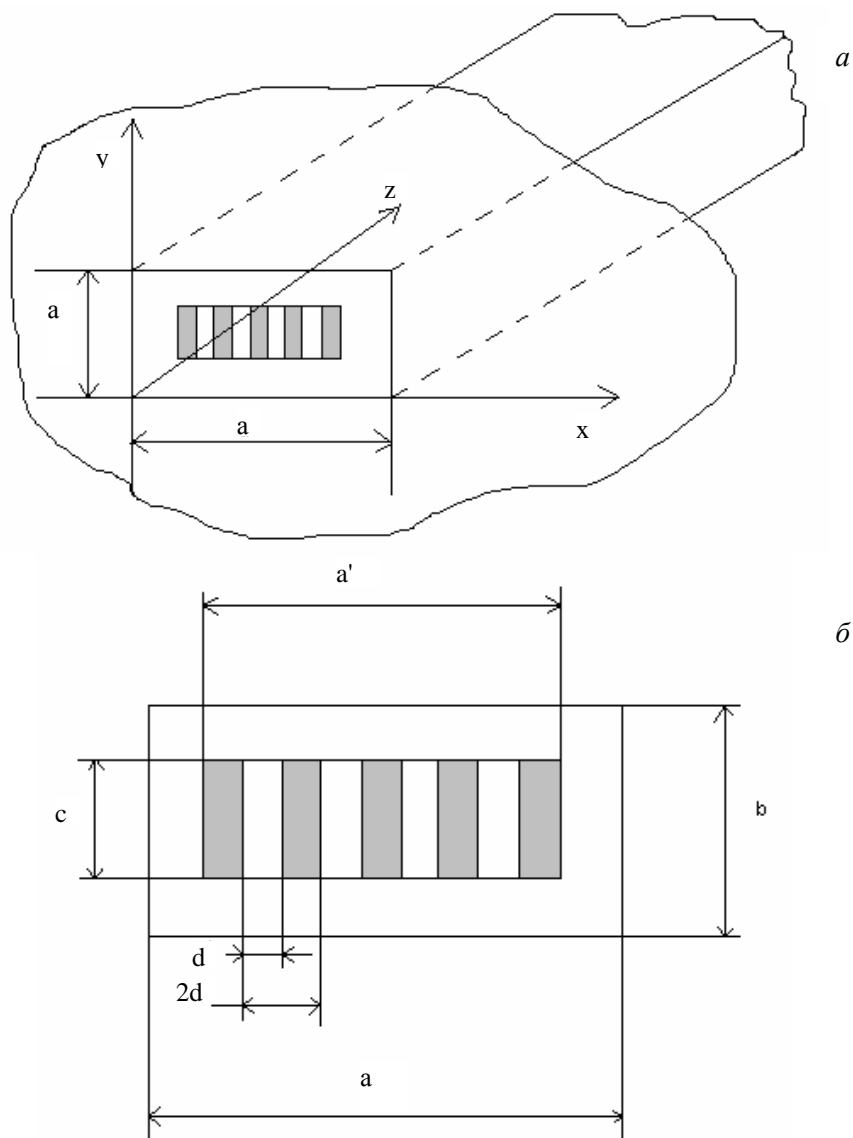


Рис. 1. Конструкция элемента связи: а – решетка связи в прямоугольном волноводе; б – конфигурация решетки связи

Вначале вычислим A_1 в пренебрежении диэлектрической подложкой, а затем выведем поправочный коэффициент, учитывающий ее влияние. Воспользуемся двухсторонними граничными условиями импедансного типа, имеющими в наших обозначениях вид [10]

$$E_y^+ - E_y^- = \frac{jk l_0}{2} W_0 (H_x^+ - H_x^-), \quad (3)$$

$l_0 = \frac{2d}{\pi} \ln\left(\frac{1}{\cos\theta}\right)$, где $\theta = \pi\alpha/2d$, α – полуширина ленты, d – полупериод решетки, индексами \pm обозначены поля внутри резонатора и волновода соответственно.

Особый интерес для элемента связи представляет частный случай редкой решетки, когда $\theta \ll 1$. Тогда $\cos\theta \cong 1 - \theta^2/2$ и для l_0 получаем приближенное равенство $l_0 \approx \pi\alpha^2/4d$. В этом приближении является оправданным использование упрощенного граничного условия (3) вместо более полной системы граничных условий, также приведенной в [10].

Используя (3), получаем

$$|A_1| = \frac{kl_0 W_0 c}{N_s} H_{0x} \int_0^{a'/2} \cos \frac{\pi x'}{a} dx' = \frac{kl_0 W_0 a c H_{0x}}{\pi N_s} \sin\left(\frac{\pi a'}{2a}\right), \quad (4)$$

H_{0x} – поле рабочего колебания резонатора на поверхности решетки. Для сравнения приведем формулу для $|A_1|$ в случае круглого отверстия [7]:

$$|A_1| = \frac{4}{3} r^3 \omega \mu_0 H_{0x} \frac{1}{N_s}, \quad (5)$$

где r – радиус отверстия, $\omega = 2\pi f$, μ_0 – магнитная проницаемость вакуума.

Сравнивая (5) с (4), мы приходим к заключению, что решетка эквивалентна круглому отверстию связи с эффективной магнитной поляризуемостью

$$M_{эф} = l_0 c I = \frac{l_0 a c}{\pi} \sin\left(\frac{\pi a'}{2a}\right). \quad (6)$$

Возможен также и другой способ вычисления $M_{эф}$, основанный на формуле для магнитной поляризуемости одиночной узкой щели с прямоугольной апертурой ($M \approx 4\pi\alpha^2 c/16$). Тогда

$$M_{эф} \cong \frac{\pi}{16} \frac{4\alpha^2 c}{2d} \sum_{p=1}^N 2d \sin\left[\frac{\pi}{a}(x_p + 2pd)\right], \quad (7)$$

где N – число щелей в решетке. Суммируя конечный ряд в (7), приходим к равенству $M_{эф} \approx \pi\alpha^2 c I/4d$, при условии $\theta \ll 1$ совпадающему с (6). Подобное

совпадение формул, полученных из различных исходных предпосылок, является дополнительным свидетельством правильности произведенных выкладок.

Перейдем к учету влияния диэлектрической подложки (рис. 2). Прежде всего отметим, что для поля рассматриваемой поляризации (электрическая компонента параллельна щелям) наличие на поверхности решетки границы раздела сред с различными ε не изменяет граничного условия (3) [12, 13].

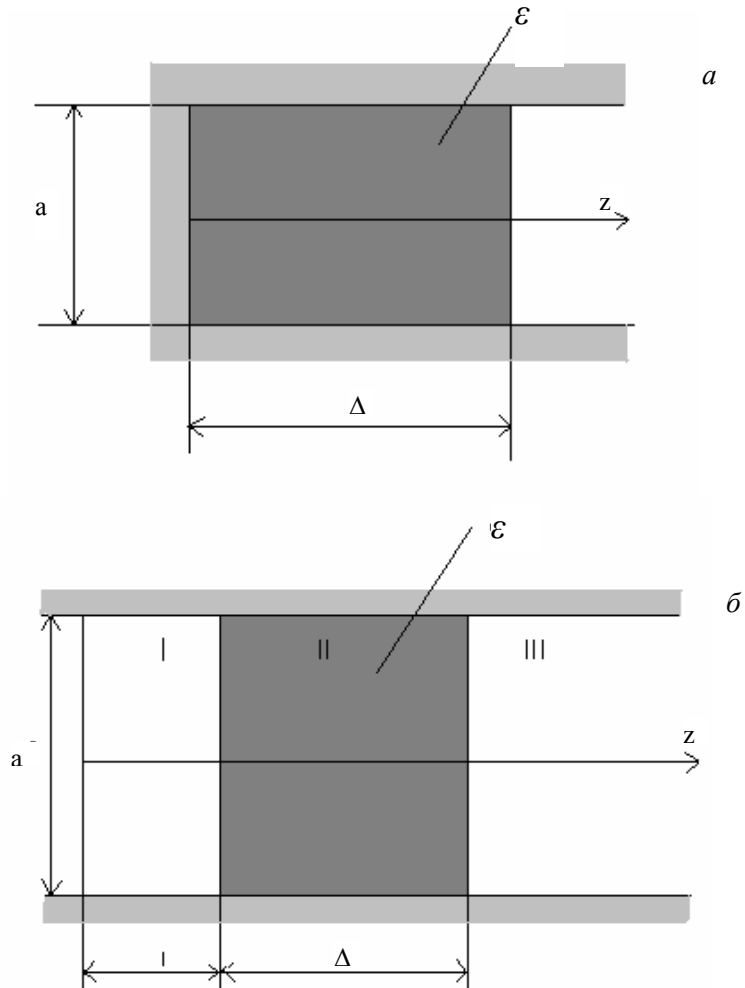


Рис. 2. Геометрия модельной задачи для возбуждения полубесконечного волновода с диэлектрической пластиной магнитным током: *a* – схема возбуждения магнитным током, расположенным на торцевой стенке; *б* – конфигурация частичных областей для решения ключевой задачи

Наличие подложки приводит к изменению амплитуды волн, возбуждаемых элементом связи, за счет эффектов парциального отражения от двух границ подложки. Чтобы учесть этот эффект фактически нам необходимо рассмотреть ключевую задачу о возбуждении полубесконечного прямоугольного волновода с диэлектрической пластиной магнитным током, расположенным на торцевой

стенке (рис. 2, а). Анализ удобно начать с более общей структуры (рис. 2, б) и лишь потом перейти к пределу $l \rightarrow 0$. Используем метод частичных областей; частичные области показаны на рис. 2, б римскими цифрами. Поля n -й собственной волны в каждой из частичных областей представляются в виде

$$\left. \begin{aligned} f_n^I(z) &= A_n \exp(jh_n z) + B_n \exp(-jh_n z), \\ f_n^{II}(z) &= C_n \exp(jh_n^\varepsilon z) + D_n \exp(-jh_n^\varepsilon z), \\ f_n^{III}(z) &= E_n \exp(jh_n z), \end{aligned} \right\}, \quad (8)$$

где B_n, C_n, D_n, E_n – неизвестные коэффициенты, $h_n = \sqrt{k^2 - (n\pi/a)^2}$, $h_n^\varepsilon = \sqrt{k^2 \varepsilon - (n\pi/a)^2}$, $A_n = \frac{j\varepsilon_0}{h_n} \int_{\Sigma} \vec{f} \vec{F}_n d\Sigma$ – амплитуда n -й волны в волноводе без

пластины, вычисленная по методике [11] (\vec{f} – плотность магнитного тока, \vec{F}_n – n -я собственная функция магнитного вектор-потенциала). Цель проводимых ниже вычислений – выразить E_n через A_n , пользуясь граничными условиями на границах раздела частичных областей. Они элементарны, поэтому сразу приведем окончательный результат. В пределе $l \rightarrow 0$ получаем

$$E_n = A_n \exp[j(h_n^\varepsilon - h_n)\Delta] \left(\frac{a_n - b_n}{a_n - b_n e^{2jh_n^\varepsilon \Delta}} \right), \quad (9)$$

где $a_n = (1 + h_n^\varepsilon/h_n)^2$, $b_n = (1 - h_n^\varepsilon/h_n)^2$.

Из (9) получаем $|E_n|^2 = \beta_n |A_n|^2$, где $\beta_n = \frac{(a_n - b_n)^2}{a_n^2 + b_n^2 - 2a_n b_n \cos(2h_n^\varepsilon \Delta)}$.

Введя обозначение $y_n = \left(\frac{h_n^\varepsilon}{h_n} \right)^2$, можно переписать β_n в виде

$$\beta_n = \frac{1}{1 + \frac{(1 - y_n)^2}{4y_n} \sin^2(h_n^\varepsilon \Delta)}. \quad (10)$$

Равенство (10) фактически решает поставленную задачу. Для нас представляет интерес частный случай его при $n = 1$, характеризующий основную волну. Для него окончательный результат представляется в виде

$$\beta_1 = \beta \approx \left\{ 1 + \frac{\left(\varepsilon - 1 \right)^2 \sin^2 \left[k\Delta \sqrt{\varepsilon - \left(\frac{\pi}{ka} \right)^2} \right]}{4 \left[1 - \left(\frac{\pi}{ka} \right)^2 \right] \left[\varepsilon - \left(\frac{\pi}{ka} \right)^2 \right]} \right\}^{-1} \quad (11)$$

Соотношение (11) есть форма решения, наиболее удобная для численных оценок и качественного анализа. В соответствии с ним, учет влияния подложки сводится к замене $M_{эфф} \rightarrow \sqrt{\beta} M_{эфф}$. Далее, для $Q_{св}$ можно применить соотношение, полученное для диафрагменных элементов в [7]:

$$Q_{св} \approx \frac{ab\lambda^2 L^2}{32\pi\beta M_{эфф}^2 \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2} \sqrt{\frac{L}{2r_0} \left(1 - \frac{L}{2r_0}\right)}}, \quad (12)$$

где a и b – размеры выходного волновода, λ – длина волны, r_0 – радиус кривизны зеркал, L – расстояние между зеркалами, $M_{эфф}$ – определяется равенством (6), а коэффициент β – соотношением (11). Проанализируем физический смысл соотношения (12). Из него видно, что управлять величиной $Q_{св}$ в широких пределах можно, варьируя $M_{эфф}$ путем изменения как размеров решетки a', c , так и коэффициента заполнения $\frac{\alpha}{d}$. Последнее остается единственной возможностью, если из конструктивно-технологических соображений решетку целесообразно выполнить занимающей все сечение волновода ($a' = a$, $b = c$). Далее, так как $\beta \leq 1$, влияние подложки приводит к деполяризации решетки и, как следствие, уменьшению связи при тех же геометрических размерах элемента. Для диэлектриков типа «поликор» ($\varepsilon \approx 10$) уменьшение связи может быть существенным, но его можно компенсировать, выбирая толщину подложки в соответствии с условием

$$k\Delta \sqrt{\varepsilon - \left(\frac{\pi}{ka}\right)^2} = \pi.$$

Полная компенсация возможна только на определенной частоте, но частичная компенсация реализуема в достаточно широком диапазоне.

Диэлектрические подложки позволяют существенно повысить рабочие частоты диафрагменных элементов связи, описанных в [7]. Ограничения на их рабочие частоты, как известно, связаны с уменьшением размера отверстия при росте частоты технологическими трудностями их изготовления. Подложка позволяет реализовать заданное $Q_{св}$ при большем размере отверстия и изготовить диафрагменный элемент средствами микроэлектроники. При этом в качестве материала подложки целесообразно использовать вещества со значительными ε (например, поликор), а оптимальную толщину выбирать в соответствии с условием

$$k\Delta_{opt} \sqrt{\varepsilon - \left(\frac{\pi}{ka}\right)^2} = \frac{\pi}{2},$$

где k соответствует средней частоте рабочего диапазона.

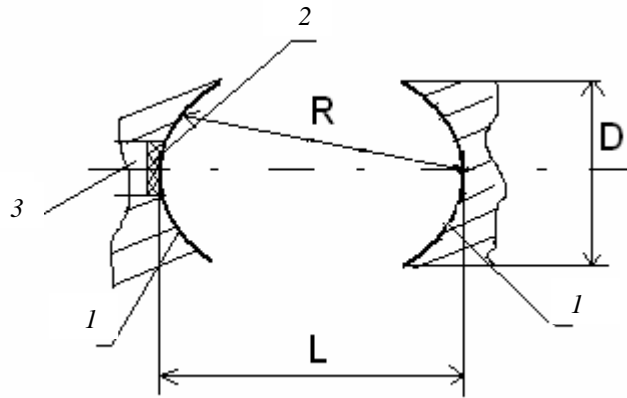


Рис. 3. Конструкция резонатора с элементом связи: 1 – зеркала ОР; 2 – элемент связи; 3 – возбуждающий волновод

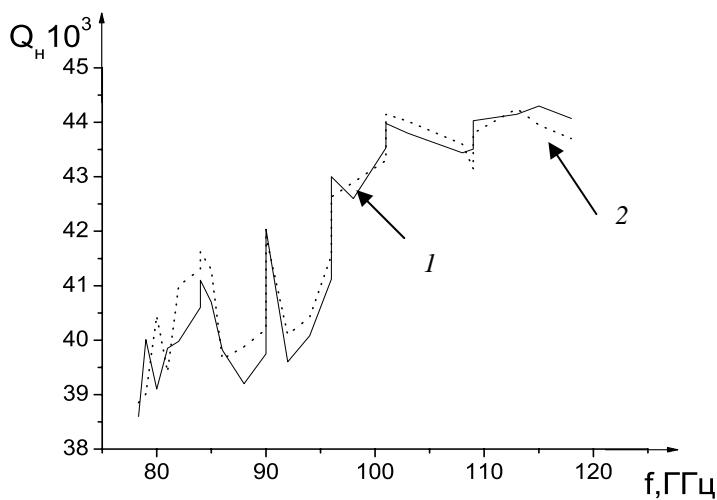


Рис. 4. Экспериментальные данные добротности открытого резонатора с различными устройствами связи: 1 – резонатор с плоской щелевой решеткой; 2 – резонатор с диафрагменным устройством связи

Параметром, характеризующим оптимальное согласование резонатора с СВЧ-трактом, является величина коэффициента стоячей волны (КСВ). Измерение КСВ проводили по стандартной методике [14].

Измерение КСВ производилось для устройства связи на основе дифракционной решетки, которая была установлена в открытый резонатор, в диапазоне частот 78–118 ГГц (рис.3).

Кроме измерения КСВ, экспериментально исследовался также и один из важнейших параметров – добротность резонатора (Q).

Результаты экспериментальных исследований приведены в табл. 1.

Результаты экспериментальных исследований ОР с новым элементом связи

f, ГГц	L _{пр} , дел	КСВ	Q _n
78.33	0.01	1.25	38600
79.01	1.38	1.6	40010
80.0	2.96	1.21	39100
81.0	4.82	1.3	39850
82.0	6.43	1.34	39980
84.0	9.7	1.41	40600
84.0	0.78	1.48	41100
85.0	2.42	1.38	40700
86.0	4.07	1.23	39820
88.0	7.34	1.18	39200
90.0	10.38	1.22	39750
90.0	0.68	1.37	42040
92.0	4.0	1.14	39600
94.0	7.16	1.26	40080
96.0	10.81	1.39	41120
96.0	0.42	1.48	43000
98.0	3.93	1.33	42600
101.0	9.75	1.46	43530
101.0	1.05	1.52	43980
103.0	3.7	1.54	43800
108.0	9.85	1.34	43440

На рисунке 4 приведены сравнительные экспериментальные данные нагруженной добротности Q_n резонатора с элементом связи на основе плоской решетки и нагруженной добротности резонатора с диафрагменным элементом связи в диапазоне 78–118 ГГц. Анализируя результаты, можно констатировать, что применение решетки практически не ухудшило нагруженную добротность резонатора.

Представляют также значительный интерес бездиафрагменные элементы связи через плавнерегулярные волноводные переходы. Такие элементы связи обеспечивают более высокую селекцию возбуждения мод, чем элементы с малыми отверстиями.

Рассматривались два типа резонаторов: резонатор с двумя идентичными сферическими зеркалами (рис. 5) и резонатор, одно из зеркал которого сферическое, а другое – плоский диск (рис. 6).

Элемент связи расположен в центре зеркала и представляет собой узкую щель размером $2a_1 \times b$ ($2a_1 \ll b$). К щели подсоединен плавный волноводный переход к волноводу связи стандартного сечения, ориентированный ортогонально поверхности зеркала. Плавный переход характеризуется законом нерегулярности $a = a(z)$, $b = const$, который в теоретическом анализе мы будем предполагать произвольным.

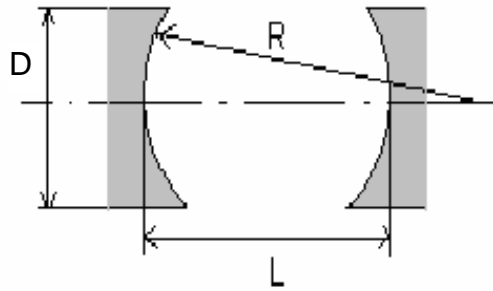


Рис. 5. Геометрия резонатора с двумя сферическими зеркалами

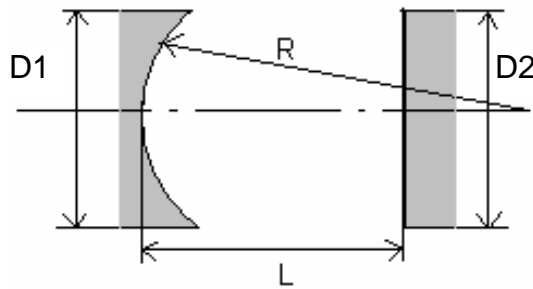


Рис. 6. Геометрия резонатора с одним сферическим и одним плоским зеркалом

Важнейшим физическим параметром элемента связи является добротность связи отдельного собственного колебания TEM_{0nq} , выражаемая соотношением:

$$Q_{CB} = \pi f_0 N / \Sigma, \quad (13)$$

где f_0 – резонансная частота; Σ – средняя за период мощность, поступающая из резонатора в волновод связи; N – норма колебания.

Конфигурация модельной задачи для электродинамического анализа элемента связи показана на рис 7.

В работе [15] приведен расчет добротности такого элемента связи. Предложено перейти от реального элемента связи к его прототипу, в котором узкие «электрические» стенки заменяются «магнитными» стенками. Это позволило перейти от сложной трехмерной электродинамической задачи к ключевой двумерной задаче, решаемой более простыми методами. Такой подход нашел широкое применение при расчете матриц рассеяния различных неоднородностей в микрополосковых линиях (модели Олинера [16]). Оказывается, что пределы его применимости значительно шире интегральных схем СВЧ: в частности, он может быть применен в задачах связи квазиоптических открытых резонаторов с прямоугольными волноводами.

Условие физической эквивалентности прототипа данному элементу связи заключается в равенстве волноводных импедансов рабочих мод в соответствующих сечениях элемента связи и его прототипа. Для этого размер широкой

стенки прототипа должен быть равен $b_{011} = b\nu$, где $\nu = (1 - (\lambda/2b)^2)^{1/2}$. Структура поля рабочих колебаний TEM_{0nq} в резонаторе практически не будет меняться, если «магнитные» стенки будут продолжены в резонатор. В частности, такая олинеровская модель позволяет вычислить Σ в волноводе. Мы представляем колебания в резонаторе, когда трехмерные гауссовские пучки в ключевой задаче переходят в плоские волны: по оси x в виде гауссовского пучка, а по оси y в виде волноводного. Σ будет такой же, как и в случае дифракции одного луча на одном зеркале с элементом связи, т. е.

$$\Sigma = \frac{2a_0 |T_0|^2 E_0^2 b \nu d}{W_0 L}, \quad (14)$$

где $2d$ – фокусное расстояние; $W_0 = 120\pi\Omega$; T_0 – коэффициент передачи.

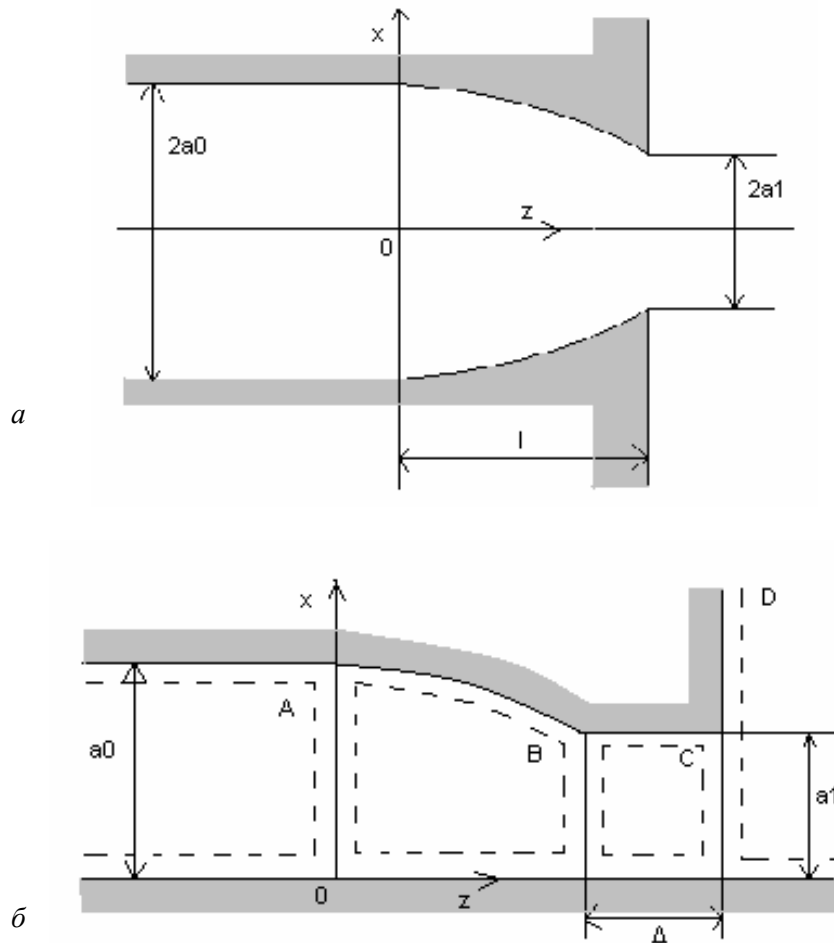


Рис. 7. Модельные задачи для электродинамического анализа элемента связи

Следовательно, для Q_{CB} :

$$Q_{CB} = \frac{\pi L^2}{\alpha \nu a_0 b |T_0|^2} \left(\frac{L}{\alpha R} \left(1 - \frac{L}{\alpha R} \right) \right)^{-\frac{1}{2}}, \quad (15)$$

где L – расстояние между зеркалами; R – радиус кривизны зеркал; α – коэффициент, зависящий от типа резонатора ($\alpha = 2$ для резонатора a ; $\alpha = 1$ для резонатора b).

Индексы собственного колебания n, q входят в \sum через L и T_0 : эти величины вычисляются на резонансных частотах, определяемых индексами n, q . Использование формулы для \sum требует вычисления или оценки $|T_0|^2$ из вспомогательной ключевой задачи. Простые аналитические оценки его затруднительны, но возможен высокоэффективный и строгий численный метод.

Формулы для \sum и Q_{CB} неприменимы в узких окрестностях частот вырождения диагонализированной кратности. Это связано с тем, что их вывод основан на теории малых возмущений (элемент связи мало изменяет величины ω_0 и N).

Для вычисления T_0 было проведено решение ключевой задачи, показанной на рис. 7, a , заключающееся в решении двумерного уравнения Гельмгольца:

$$\nabla_{xz}^2 \varphi + k^2 \varphi = 0,$$

для y – компоненты магнитного поля ($\varphi = H_y$), удовлетворяющей граничному условию Неймана на поверхности структуры, условию излучения на бесконечности и условию Мейкснера на ребре.

Вначале рассматривали модифицированную структуру, показанную на рис. 7, b ; к пределу $\Delta \Rightarrow 0$ переходили на заключительной стадии решения.

Подобная модификация рассматриваемой геометрической области часто используется в полуаналитических методах решения краевых задач электродинамики [17, 18] (полуобращение, метод вычетов, метод обобщенных матриц рассеяния и т. д.). Суть ее в том, что она позволяет легко выделить часть полного оператора, подлежащую аналитическому обращению. Применили неполный метод Галеркина с полуобращением сингулярных операторов в граничных условиях. Процедура полуобращения идентична предложенной в работе [19]. В областях A и C применялось разложение по собственным волнам регулярного волновода. В области $D(z > 1 + \Delta)$

$$\varphi(x, z) = \int_0^{\infty} A(\alpha) \cos \alpha x \exp(-\gamma(z-1-\Delta)) d\alpha + 2A_0 \cos k(z-1-\Delta), \quad (16)$$

где A_0 – амплитуда падающей плоской волны, $\gamma = \sqrt{\alpha^2 - k^2}$; $A(\alpha)$ – неизвестная спектральная амплитуда.

В нерегулярной области B использовали разложение

$$\varphi(x, z) = \sum_{n=0}^{\infty} P_n(z) \cos \frac{n\pi}{a(z)} (x - a(z)), \quad (17)$$

где $\bar{P} = \{P_n(z)\}$ – неизвестная вектор-функция.

Для нее при помощи стандартной схемы неполного метода Галеркина [20] получили систему собственных дифференциальных уравнений:

$$\bar{P}''(z) + H(z)\bar{P}'(z) + B(z)\bar{P}(z) = 0, \quad (18)$$

где $H(z), B(z)$ – заданные матрицы-функции.

Сшивание полей на границах частичных областей $z = 0, z = L, z = L + \Delta$ приводит к следующей системе равенств:

$$\begin{cases} \bar{P}'(0) + (\zeta_0 - \Gamma_0)\bar{P}(0) = 0, \\ \bar{P}(0) = \bar{T}, \\ \bar{P}'(l) + (\zeta_1 - \Gamma_1)\bar{P}(l) = 2\Gamma_1 E^+ \bar{c}, \\ \bar{P}(l) = E^- \bar{b} + E^+ \bar{c}, \end{cases} \quad (19)$$

$$\int_0^{\infty} A(\alpha) \cos \alpha x d\alpha + 2A_0 = \sum_{n=0}^{\infty} (c_n + b_n) \cos \frac{n\pi}{a_1} x, \quad 0 < x < a_1$$

$$\int_0^{\infty} A(\alpha) \gamma \cos \alpha x d\alpha = \sum_{n=0}^{\infty} (c_n - b_n) \gamma_n^{(1)} \cos \frac{n\pi}{a_1} x, \quad 0 < x < a_1$$

$$\int_0^{\infty} A(\alpha) \gamma \cos \alpha x d\alpha = 0, \quad a_1 < x < \infty$$

где \bar{T} – вектор амплитуд собственных волн, уходящих от нерегулярного участка в области A ; $\bar{b} = \{b_n\}, \bar{c} = \{c_n\}$ – векторы амплитуд соответственно прямых и встречных собственных волн в области C ; Γ и E – диагональные матрицы с элементами:

$$\Gamma_{0,1mn} = \delta_{mn} \gamma_n^{(0,1)}, \gamma = \sqrt{\alpha^2 - k^2},$$

$$\gamma_n^{(0,1)} = \sqrt{(n\pi/a_{0,1})^2 - k^2}, E_{mn} \pm = \delta_{mn} \exp(\mp \gamma_n^{(1)} \Delta),$$

δ_{mn} – символ Кронекера. Выражения для элементов матриц $\zeta_0, \zeta_1, H(Z), B(Z)$ приведены в работе [21].

Следующий этап состоял из исключения \bar{b} и \bar{c} из (7) (т. е. выражения их через $\bar{P}(l)$). В результате получается граничное условие для \bar{P} при $z = 1$, которое образует двухточечную краевую задачу для вектор-функции $\bar{P}(z)$. Это граничное условие имело вид

$$\bar{P}'(l) + (\zeta_1 - \Gamma_1)\bar{P}(l) + \Gamma_1 V^{-1} \bar{P}(l) = \Gamma_1 V^{-1} \Gamma_1^{-1} QW^{-1} \bar{r}, \quad (20)$$

где $V = I + \Gamma QW^{-1} Y$.

$$Y_{pn} = F_n^{\nu} (n\pi) = \frac{J_{2\nu}(n\pi)}{(2n\pi)^{\nu}}, \nu = \frac{\pi + 2\text{arctg}(a'l)}{6\pi + 4\text{arctg}(a'l)}.$$

$J_{\mu}(x)$ – функция Бесселя порядка μ ;

$$\begin{aligned}
Q_{nm} &= -(2 - \delta_{n0})\pi F_m(n\pi), W = W^{(1)} + W^{(2)}; \\
W_{pm}^{(1)} &= -a_1 2^{-4\nu} \frac{\Gamma(1+2\nu)\Gamma(m+p)(1-\delta_{p+m,0})}{\Gamma(1+m-p+\nu)\Gamma(1-m+p+\nu)\Gamma(1+m+p+2\nu)} - \\
& - \frac{\pi\delta_{p0}\delta_{m0}}{2^{4\nu+1}\Gamma^2(\nu+1)\gamma_0^{(1)}} + a_1 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{F_p^{(\nu)}(n\pi)F_m^{(\nu)}(n\pi)}{n\pi}, \\
W_{pm}^{(2)} &= -2a_1 \int F_p^{(\nu)}(\alpha a_1)F_m^{(\nu)}(\alpha a_1)q_{mp}(\alpha)d\alpha + a_1 \sum_{n=1}^{\infty} F_p^{(\nu)}(n\pi)F_m^{(\nu)}(n\pi)\varepsilon_n, \\
\varepsilon_n &= \frac{1}{\gamma_n^{(1)}a_1} - \frac{1}{n\pi}, \\
q_{mp}(\alpha) &= \left(\frac{1}{\gamma} - \frac{1}{\alpha}\right) + \delta_{m+n,0} \frac{1}{\alpha},
\end{aligned}$$

где $\Gamma(x)$ – гамма-функция.

Вектор r характеризует возбуждающий источник и определяется

$$r_n = 2A_0 F_n^{(\nu)}(0).$$

Для численного решения полученной краевой задачи была выполнена редукция всех матриц и векторов к их конечномерным аналогам [21]. После этого был использован метод направленной ортогонализации.

Интегралы в $W_{pm}^{(2)}$ представлялись рядами по степеням ka_1 , которые с привлечением двойной точности эффективно суммируются до $ka_1 < 10$. Суммирование медленно сходящихся рядов в $W_{pm}^{(1)}$ проводилось по методике [22].

Искомый коэффициент T_0 выражается через решение ключевой задачи равенством $T_0 = P_0(0)$.

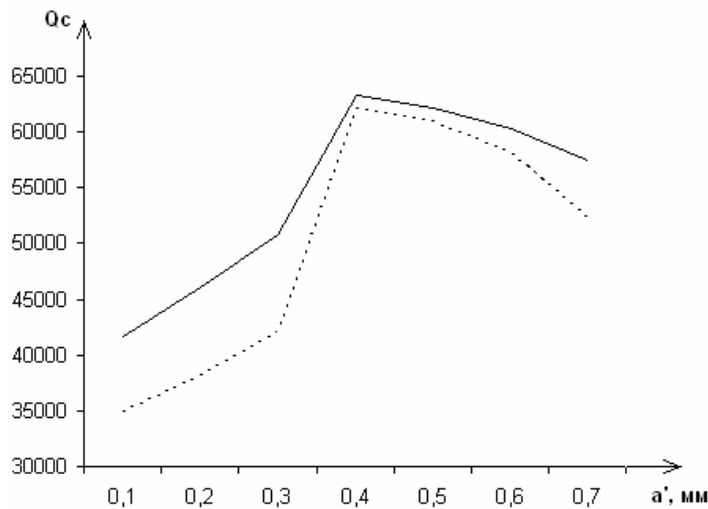


Рис. 8. Расчетная зависимость добротности связи от размера a_1 окна связи

Размеры плавных возбуждающих волноводов

Сечение возбуждающего волновода, $a \times b$, мм	5.2×2.6	2.4×1.8	1.6×0.8
Сечение щели на зеркале, $a_1 \times b$, мм	5.2×0.45	2.4×0.35	1.6×0.25



Рис. 9. Зеркало ОР с плавным волноводным переходом

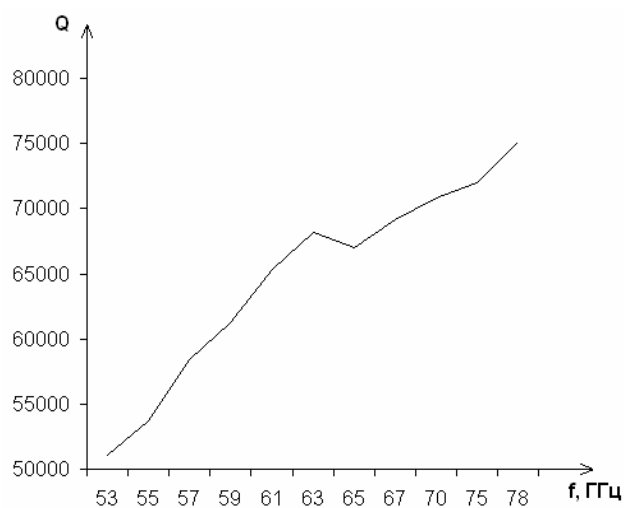


Рис. 10. Экспериментальные результаты частотной зависимости нагруженной добротности исследуемых резонаторов

Результаты расчетов добротности связи открытых резонаторов в диапазонах 53–78 ГГц; 78–18 ГГц; 118–178 ГГц в зависимости от размеров окна связи приведены на рис. 8 (сплошная линия – экспериментальные данные, пунктир – расчетные данные).

Проектировались и исследовались клинообразные нерегулярные переходы с $a(z) = a_0 + (a_1 - a_0)z/l$. В табл. 2 приведены размеры плавных возбуждающих волноводов каждого из ОР.

Параметром, характеризующим согласование резонатора с СВЧ трактом, является величина коэффициента стоячей волны (КСВ). Измерения КСВ проводили по стандартной методике [23]. В качестве источника сигнала использовались высокостабильные твердотельные генераторы, разработанные нами (нестабильность частоты $< 10^{-5}$, выходная мощность > 50 мВт).

На рисунке 9 представлено зеркало ОР с плавным волноводным переходом. Результаты экспериментального исследования нагруженной добротности открытых резонаторов в диапазонах 53–78 ГГц; 78–118 ГГц; 118–178 ГГц приведены на рис. 10.

2. Измерение поглощающих и отражающих характеристик наноразмерных углеродных композитов в СВЧ диапазоне радиоволн

Электродинамика наноразмерных углеродных композитов вызывает в последние годы все возрастающий интерес широким кругом прикладных возможностей для таких сред в современной радиофизике. Прикладные возможности нанокompозитов в значительной степени обусловлены тем, что их материальные характеристики могут кардинально отличаться от материальных характеристик составляющих их компонент. Нанокompозитные среды могут обладать совершенно необычными электромагнитными свойствами, не имеющими аналогов среди естественных сред. Пример – среды с отрицательным значением показателя преломления (так называемые среды Веселаго). Становятся актуальными экспериментальные исследования электромагнитных свойств искусственных нанокompозитов. Методы измерения, применяемые для естественных сред, не всегда могут быть автоматически перенесены на композиты, т. к. их материальные параметры могут варьироваться в широких пределах. Нами разработаны физические методы измерения и экспериментального исследования электрофизических параметров искусственных нанокompозитных сред в сверхвысокочастотном (СВЧ) диапазоне длин волн.

Для проведения экспериментов была создана схема (рис. 11). В нее включены вентили 2 для обеспечения развязки между различными элементами измерительной схемы (при этом обеспечен уровень переотражений < 0.2 дБ). Атенюаторы 3 включены для обеспечения стабильного уровня мощности (при этом обеспечено $7.0 \text{ мкВт} \pm 10 \text{ мкВ}$). В качестве задающего генератора 1 использован генератор на диоде Ганна (частотная стабильность 10^{-6} , достигнута использованием внешнего стабилизирующего гофрированного резонатора [25, 26] с $Q \cong 10^5$).

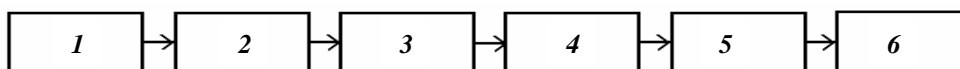


Рис. 11. Структурная схема измерения параметров нанокompозитных образцов:
 1 – генератор Ганна, 2 – вентиль, 3 – аттенюатор, 4 – волновод, 5 – волноводная вставка,
 6 – измеритель мощности

Методика измерений основывалась на использовании схемы замещения [24]. В качестве первого этапа производилось измерение прошедшей мощности P_0 при отсутствии образца. Затем измерялись величины P при наличии образца. Величина ослабления определялась по формуле

$$N = \lg\left(\frac{P_0}{P}\right). \quad (21)$$

При измерении порошковых образцов использовалась волноводная вставка. Вставка представляла собой отрезок стандартного волновода сечением 23×10 мм, длиной 4 мм. Входное и выходное сечения закрывались плоскими слоями фторопласта толщиной 0.1 мм. Выбор фторопласта в качестве материала обусловлен его малыми потерями (ослабление $\leq 0.1 \div 0.2$ дБ). Порошок помещался внутрь вставки и уплотнялся. Уплотнение необходимо для исключения погрешностей, связанных с флуктуациями плотности материала внутри образца и при переходе от одного образца к другому.

Для контроля точности измерений производились повторные измерения при различных ориентациях вставок относительно поперечного сечения волновода.

Углеродные нанотрубки получали по методике, аналогичной описанной в работе [27], углеродные нановолокна – [28]. Нанотрубки получали на катализаторе, содержащем 5 мас. % Co+Mo (1:3), при 940 °С. Первичные продукты отмывали от основной массы катализатора и сушили. Зольность определяли гравиметрическим методом с отжигом на воздухе при 850 °С. Точную величину зольности исследованной партии нанотрубок определить не удалось, однако по аналогии с другими партиями можно говорить, что она находится в пределах 6–8 мас. %. Некоторые свойства продуктов описаны в [29]. Результаты экспериментальных исследований углеродных нанотрубок и нановолокон приведены в табл. 3.

Таблица 3

Величина ослабления углеродных нанотрубок и углеродных нановолокон (РХТУ им. Д. И. Менделеева)

Частота, ГГц	Ослабление: углеродные нанотрубки (...Co-Mo- 5 мг)	Ослабление: углеродные нановолокна диаметр 30–60 нм, зольность 1.46–1.48 %, содержат никель
8.15	43.1	41.0
10.0	44.2	45.5
12.42	42.8	43.2

Как показывают измерения, представленные для экспериментального исследования образцы, имеют перспективы применения для создания миниатюрных неперестраиваемых фильтров для следящих приемников, используемых как пре- и постселекторы, а также при создании частотно-селективных ограничителей мощности, согласованных нагрузок. Основная перспектива применения дешевых углеродных нановолокон – широкополосные радиопоглощающие материалы.

3. Микроволновые технологии

С 1994 г. в НИИ ЯП ведутся исследования в области применения микроволновой энергии для сушки и стерилизации различных продуктов и материалов (древесина, грунт, минеральные субстраты, пищевые продукты, керамика и др.). К настоящему времени достоверно установлена высокая эффективность и экономичность технологий микроволновой сушки и стерилизации. Воздействие электромагнитных волн оказывает избирательное воздействие на патогенные микроорганизмы. Практическим приложением результатов этих исследований явилась разработка оборудования для сушки и стерилизации различных материалов [30, 31, 44]. Эффективность микроволновой стерилизации и сушки подтверждает многолетний начиная с 1996 г. опыт ее применения на предприятиях Республики Беларусь [32–43].

В 2006 г. микроволновая технология стерилизации диэлектрических материалов была награждена дипломом и серебряной медалью на VI Московском международном салоне инноваций и инвестиций.

4. Технология предпосевной биофизической обработки семян льна

Разработанная микроволновая технология предпосевной обработки семян льна – экологически безопасная биотехнология, в основе которой лежит информационное (частотное) воздействие микроволновой энергии малого уровня мощности на биологические объекты.

Это воздействие повышает энергию прорастания и иммунитет растений. Применение данной технологии позволяет уничтожить семенную инфекцию, повысить энергию прорастания семян, усиливает развитие корневой системы, увеличивает фотосинтезирующий аппарат растений, способствует более быстрому развитию растений и более раннему плодоношению.

Применяется при выращивании льна в качестве приема предпосевной активации семенного материала.

Разработка (см. табл. 4) прошла полевые испытания в следующих хозяйствах Республики Беларусь: ОАО «Поставский льнозавод», ОАО «Березинский льнозавод», ОАО «Пуховичлен», Слуцкая льносемястанция, Ляховичская льносемястанция.

Таблица 4

Основные технические характеристики оборудования

Наименование	РКЭС 1
Производительность, т/сутки	1–1,2
Потребляемая мощность, кВтч	1,8
Количество источников эм энергии, шт.	5
Ресурс источника эм энергии, лет	5
Габариты, м (уточняются)	1,5×1,5×3
Вес, кг (уточняется)	1200
Гарантия, мес.	24
Срок службы оборудования не менее, лет.	8



Рис. 12 . РКЭС 1

Степень готовности – оборудование готово к внедрению в массовое производство (см. рис. 12).

5. Полученные результаты

Были проведены полевые исследования влияния микроволновой обработки на рост и развитие льна-долгунца на примере трех сортов (двух среднеспелых «Е-68» и «Нива», и одного позднеспелого «Василек»), в пяти льносеющих хозяйствах Республики Беларусь. Получены следующие результаты.

1. Произошло повышение полевой всхожести за счет активации метаболических процессов у семян льна-долгунца, обработанных перед посевом микроволнами (табл. 5).

Таблица 5

Влияние микроволновой обработки на полевую всхожесть

Вариант опыта	Полевая всхожесть, %			
	«Поставы»	«Березино»	«Пуховичи»	«Слуцк»
3-й режим	76	–	–	–
2-й режим	74	60	83	75
Контроль	66	54	66	72
Протравитель	63	47	65	66

Примечание. «Ляховичи»: протравитель + микроволны – 72 %;
протравитель – 66 %.

2. В процессе вегетации отмечено наличие у варианта с микроволновой обработкой более мощной корневой системы и сокращение сроков прохождения фаз развития за счет лучшего обеспечения пластическими материалами, необходимых для растения.

3. Важным результатом эксперимента можно считать, что на обработанных участках не было отмечено наличия заболеваний.

4. Положительно сказалась микроволновая обработка на росте растений. Произошла активация микроволнами ферментов и уридифосфатглюкозы, которые участвуют в образовании волокон льна, в результате чего в варианте с микроволнами растения были выше, чем в других вариантах (табл. 6).

Таблица 6

Общая высота растений на экспериментальных участках

Вариант опыта	Общая высота растений, см				
	«Поставы»	«Березино»	«Пуховичи»	«Слуцк»	«Ляховичи»
3-й режим	82.8	–	–	–	–
2-й режим	78.0	98.9	90.4	97.8	–
Контроль	73.7	95.8	85.7	94.6	–
Протравитель	71.7	87.1	84.7	80.5	78.8
2-й режим + протравитель	–	–	–	–	90.9

Интенсивный рост всегда коррелирует с большим накоплением сухих веществ. Их накопление непосредственно связано с деятельностью фотосинтетического аппарата растения. Соответственно вариант с микроволнами имеет более высокую фотосинтетическую интенсивность, что отчетливо видно из табл. 7.

Таблица 7

Содержание сухого вещества фаза «елочка» (интенсивный рост)

Вариант опыта	Содержание сухого вещества, %
Режим	47
Протравитель	26
Контроль	20

5. Было установлено, что растения льна-долгунца, семена которых были обработаны перед посевом микроволнами, имели также большую ассимилирующую поверхность по сравнению с другими вариантами опытов и содержали больше хлорофилла. За счет этого увеличился экспорт ассимилянтов из листьев в стебель, что проявилось в более насыщенной окраске и способствовало формированию более сильного и мощного растения.

6. Необходимо отметить такой важный фактор, как сохранность растений к уборке, в этом случае также отмечено положительное влияние микроволновой обработки (табл. 8).

Сохранность растений на момент уборки

Вариант опыта	Количество растений к уборке, шт.				
	«Поставы»	«Березино»	«Пуховичи»	«Слуцк»	«Ляховичи»
3-й режим	1572	–	–	–	–
2-й режим	1568	912	1016	960	–
Контроль	892	856	776	792	–
Протравитель	1024	876	728	888	784
2-й режим + протравитель	–	–	–	–	896

7. Сохранность растений повлияла на продолжительность фотопериода, посеы оказались более густыми в тех вариантах опыта, где семена были обработаны микроволнами, и как следствие, растения более тонкие и вытянутые, а из длинных стеблей в процессе первичной обработки получают, как правило, длинное волокно. Все эти факторы помогают решить главную задачу льноводов, которая состоит в том, чтобы вырастить высокий, в меру тонкий и выровненный стеблестой.

8. Итогом всего растениеводческого производства является урожай и его качество.

а) Значительные результаты получены по урожайности семян на участках, обработанных микроволнами. В варианте с микроволнами прибавка по отношению к контролю на различных участках составила от 7 до 26 %, а по отношению к традиционной обработке протравителем от 13 до 44 % (табл. 9).

Таблица 9

Урожайность семян льна-долгунца, полученная при проведении полевых экспериментов

Вариант опыта	Урожайность семян, ц/га				
	«Поставы»	«Березино»	«Пуховичи»	«Слуцк»	«Ляховичи»
3-й режим	7.3	–	–	–	–
2-й режим	8.3	10.4	10.0	12.0	–
Контроль	6.4	7.7	7.8	11.2	–
Протравитель	5.6	5.8	5.8	7.9	4.6
2-й режим + протравитель	–	–	–	–	5.3

б) Влияние микроволн на качество урожая выразилось в качественном воздействии на ультраструктуру волокон, которое заключалось в увеличении наличия полисахаридов клеточной стенки и за счет этого увеличилось число лубяных пучков на отдельных экспериментальных участках (табл. 10).

Выход луба

Вариант опыта	Выход луба, %				
	«Поставы»	«Березино»	«Пуховичи»	«Слуцк»	«Ляховичи»
3-й режим	31	–	–	–	–
2-й режим	29	32	19	27	–
Контроль	28	34	12	28	–
Протравитель	30	31	15	26	28
2-й режим + протравитель	–	–	–	–	25

Номер льнотресты определяется в лабораториях льнозаводов по общепринятой методике. Результаты исследований приведены в табл. 11.

Таблица 11

Результаты определения номера льнотресты

Вариант опыта	Номер льнотресты				
	«Поставы»	«Березино»	«Пуховичи»	«Слуцк»	«Ляховичи»
3-й режим	0.50	–	–	–	–
2-й режим	0.50	1.25	1.0	1.50	–
Контроль	0.50	1.25	0.50	0.50	–
Протравитель	0.50	1.25	0.75	0.75	0.75
2-й режим + протравитель	–	–	–	–	1.00

Полученные данные дают основание сделать вывод, что необходимо постепенно отходить от традиционной и экологически небезопасной предпосевной обработки с использованием протравителя и широко применять обработку микроволнами, дающую положительные результаты по различным аспектам.

6. Оборудование для стерилизации почвенных субстратов с помощью электромагнитной энергии

Назначение: обеззараживание грунтов электромагнитным полем сверхвысокой частоты (СВЧ) (см. рис. 13).

Рекомендуемая область применения: стерилизация грунтов (уничтожение вредных насекомых, бактериальных и грибных патогенов, семян сорняков).

Преимущества перед известными аналогами: более высокий бактерицидный эффект, экологическая чистота, энергосбережение, отказ от пропаривания и применения хлорсодержащих препаратов.



Рис. 13. Оборудование для стерилизации почвенных субстратов полем сверхвысокой частоты

Результаты испытаний: результаты испытаний приведены в таблицах «Показатели эффективности микроволновой стерилизации».

Технико-экономический эффект: сравнение различных способов обработки грунтов показывает, что наименьшие удельные затраты энергии имеют место при СВЧ-обработке – $< 20 \text{ кВт ч/м}^3$, при обработке электрическим током $> 40 \text{ кВт ч/м}^3$, при обработке паром $> 70 \text{ кВт ч/м}^3$. Чем выше начальная влажность грунта, тем больше это преимущество.

Сведения об изобретении: установка обладает патентоспособностью (возможность патентования на территории России и других стран).

Обоснование применения электромагнитной энергии СВЧ:

Болезни растений могут быть вызваны вредными насекомыми, различными бактериями, вирусами и грибами, которые содержит почва. Грибы и бактерии вызывают гнилостные заболевания, а вирусы – мозаичный рисунок на листьях. Стерилизация почвы помогает избавиться от большей части почвообитающих организмов.

Основные болезни растений, которые могут вызываться патогенами, содержащимися в грунте:

Бурая пятнистость листьев, кладоспориоз. Возбудитель заболевания – гриб *Cladosporium fulvum* Cooke. Заболевание относится к числу распространенных и вредоносных в защищенном грунте. Кладоспориоз встречается в основном на листьях, но при эпифитотийном проявлении болезни признаки ее можно обнаружить на черешках, плодоножках, завязи. Первые признаки поражения проявляются на нижней стороне нижних листьев в виде светло-зеленых, а затем темно-бурых пятен с одинаковым налетом гриба. Позже на верхней стороне листьев образуются светло-зеленые, впоследствии желтеющие, буряющие пятна округлой или неправильной формы. Источниками первичной инфекции являют-

ся зараженные растительные остатки, а также споры гриба в почве, на оконных стеклах и поверхности культивационных сооружений. Семенами гриб не передается.

Стеблевая гниль. Это заболевание впервые было отмечено в 1990 г. Возбудитель – гриб *Didymilla lycopersici*. Болезнь проявляется в виде увядания, очень вредоносна. В нижней части стебля образуются бурые и черные пятна с мелкими пикнидами. На листьях иногда видны некротические пятна, окруженные желтым ободком. Темные углубляющиеся пятна появляются на плодах. Паразит зимует на пораженных и отмирающих остатках растений в виде аскоспор в почве, которые являются источником первичной инфекции.

Серая гниль. Возбудитель – гриб *Botrytis cinerea* Pers. Заболевание сильно поражает плоды и междоузлия стебля, особенно в пленочных теплицах, если в это время стоит прохладная, пасмурная погода. На зеленых или созревающих плодах появляются светло-зеленые, сначала мелкие, затем увеличивающиеся пятна, в центре их выделяются бурые точки. На этой стадии пятна выглядят водянистыми, впоследствии ткань загнивает. Зимует возбудитель серой гнили в виде склероций, в тепличном грунте образует конидии – на внутренней поверхности стекол.

Бактериальный рак. Возбудитель – бактерия *Corynebacterium michiganense* jensen. На черешках и стеблях больных растений появляются бурые полосы при продольном срезе. На плодах пятна мелкие, желтоватые или почти белые с центром. Пораженные плоды часто бывают неправильной формы, мякоть в отдельных местах бурая, плоды опадают.

Аскохитоз. Возбудитель – гриб *Ascochyta melonis* Pot. cucumis Fautr. et Roum. Поражает чаще всего листья и стебли. Листья покрываются крупными округлыми, ярко-желтыми или светлыми хлоротичными пятнами. На стеблях и междоузлиях места поражения становятся сухими, серыми и ткань покрывается множеством черных точек спороношения гриба. Одним из источников инфекции аскохитоза являются зараженные растительные остатки в почве.

Фузариоз. Поражение растений этой болезнью происходит в различные фазы роста и развития, начиная с фазы всходов, иногда даже проростков. Большинство высаженных на постоянное место растений, пораженных корневой гнилью, внешне до цветения почти не отличаются от здоровых. Со времени вступления в фазу плодоношения начинается их увядание. Первый признак заболевания взрослых растений – поникание верхушек в яркие полуденные часы. Главный корень больных растений постепенно буреет или полностью отмирает. Боковые корешки также частично или полностью отмирают. Основным источником заражения огурца фузариозом – почва, куда гриб попадает с растительными остатками. Возбудитель передается семенами.

Белая гниль. Возбудитель – гриб *Sclerotinia cinerea* Pers. Vu. Болезнь может развиваться на всех частях растений – корнях, стеблях, черешках, листьях и плодах. При поражении наземных органов ткань становится мягкой, слегка ослизняется, покрывается плотной грибницей, в которой впоследствии образуются черные склероции. Растения увядают, листья теряют тургор, засыхают. Возбудитель белой гнили передается по воздуху, а также переносится механически (на руках и инструментах). Заражение происходит почти всегда через ранки.

Мучнистая роса. На листьях образуется белый или сероватый налет, сначала в виде отдельных пятен, а затем вся пораженная поверхность покрывается налетом. Листья буреют и засыхают. Возбудители мучнистой росы зимуют в виде сумчатой стадии на остатках пораженных растений в почве.

7. Основные вредители овощных культур

Обыкновенный паутинный клещ. Это многоядный вредитель, особенно вредоносен для культуры огурца. Самка клеща широкоовальной формы, длиной 0,4–0,5 мм. Самка летних поколений – серовато-зеленого цвета с темными пятнами по бокам, зимующие самки оранжево-красные. Самцы более удлиненные, несколько меньше самок. Взрослые особи имеют четыре пары ног. Яйца мелкие, шаровидной формы, зеленовато-желтые, полупрозрачные. Личинки полушаровидной формы, длиной 0,12–0,13 мм, с тремя парами ног. Самка откладывает яйца вразброс на нижней стороне листа. Одна самка в течение периода жизни (2–3 недели) способна отложить до 150 яиц и более. В течение года паутинный клещ способен давать до 20 поколений. Первым внешним признаком повреждения является появление отдельных светлых пятен. При продолжительном питании вредителя пятна постепенно сливаются, листья желтеют и отмирают. Зимуют оплодотворенные самки в щелях теплиц под комочками почвы, сухими остатками растений, в пчелиных семьях.

Тепличная белокрылка. Относится к семейству Алейродид, отряда Равнокрылых хоботных насекомых. Взрослые насекомые имеют бледно-желтое тело длиной 1,5 мм с двумя парами мучнисто-белых крыльев. Самка несколько крупнее самца. Самка откладывает яйца, прикрепляя их к листу при помощи стебелька (ножки). На опушенных листьях яйца располагаются поодиночке, на гладких – группами, часто в виде кольца. Яйца продолговатой формы, сначала белые, затем приобретают темно-коричневый цвет, почти черный. Продолжительность развития яйца зависит от температуры и колеблется от 4 до 7 дней. Существует 4 личиночные стадии. Продолжительность развития белокрылки составляет 28–30 дней, плодовитость – в среднем 240 яиц. За период вегетации растений в теплице белокрылка развивается в 6–8 поколениях.

Табачный трипс. Широко распространенный вид полифага, чаще всего повреждает огурец. У трипса светло-желтая или коричневая окраска, тонкое удлиненное тело, узкие крылья с бахромой из волосков. Крылья и передние ноги желтоватого цвета. Одна самка вредителя откладывает до 100 яиц в ткани листьев растений, по 3–4 яйца в день. Развитие яйца длится 6–7 дней. Развитие личинок проходит на листьях, нимф – в почве. Развитие трипса от яйца до имаго проходит за 20–25 дней. За вегетационный период вредитель дает 6–8 поколений. В местах укусов от личинок и имаго трипсов на листьях образуются светло-желтые пятна угловатой формы. При сильном повреждении весь лист имеет беловато-желтые крапинки с черными точками – экскрементами трипсов. Листья становятся бурыми и засыхают. Для развития трипса оптимальная температура воздуха – 25–30 °С. В теплицах вредитель сохраняется на проростках сорняков.

Огуречный комарик. Взрослые комарики – мелкие, темно-серые, двукрылые насекомые, реже бескрылые (самки). Голова маленькая, полушаровидная, опущенная вниз. Яйца откладывают в почву или в трещины стебля огурца кучками по 20–80 штук. Яйца белые, овальные, блестящие. Продолжительность фазы яиц 5–10 дней. Развитие личинок длится 8 дней. Личинки беловатые, полупрозрачные, с просвечивающимся темным кишечником и с черной головой. Продолжительность личиночной фазы – 8–12 дней. Окукливаются личинки в почве, длительность фазы куколки – 7–8 дней. Весь цикл развивается при температуре 18–20 °С, длится 24–30 дней, в теплицах комарики могут давать до 8 поколений в год. Вредят личинки комариков, внедряясь в корень. Они проделывают ходы в корнях и разрушают их. Признаки повреждения растений обнаруживаются не сразу. Повреждения заметны в фазу цветения и плодоношения. Растения теряют тургор, увядают и гибнут.

Пасленовая минирующая муха. Минирующая муха в теплице повреждает в основном помидоры, но часто наносит вред рассаде капусты и листьям огурца. Развитие трипса от яйца до имаго проходит за 20–25 дней. За вегетационный период вредитель дает 6–8 поколений. В местах укулов от личинок и имага трипсов на листьях образуются светло-желтые пятна несколько угловатой формы. При сильном повреждении весь лист имеет беловато-желтые крапинки с черными точками – экскрементами трипсов. Листья становятся бурыми и засыхают. Для развития трипса оптимальная температура воздуха – 25–30 °С. В теплицах вредитель сохраняется на проростках сорняков.

Нематоды. Большую угрозу для огурца и томата представляют нематоды. Чаще встречаемыми видами галловых нематод являются: южная, песчаная и северная.

Южная галловая нематода распространена главным образом в защищенном грунте, опасный паразит огурца и томата. Нематода проникает в растение в точке роста корня. Поселяется в тканях корней, где, выделяя токсические вещества, вызывает образование галлообразных вздутий. Внутри галлов, где были отложены яйца, происходит развитие личинок. Личинки живут во вздутии корней или выходят в почву и переходят на другие растения. Растение, поврежденное галловой нематодой, отстаёт в росте и значительно снижает урожай. Галлообразование на корнях затрудняет водоснабжение и нарушает нормальное питание растений, поэтому вред от нематод особенно велик в жаркую погоду. На одном растении может быть до несколько сот галлов. Галлы бывают величиной от булавочной головки до 3–5 мм в диаметре. Галловая нематода теплолюбива. Развивается при температуре 25 °С в течение 21 дня, а при 17 °С – 40 дней. Для уничтожения в тепличном грунте вредных насекомых, микроорганизмов и семян сорняков применяют обычно обработки ядохимикатами или паром. Главный недостаток химического способа – в опасности накопления в грунте ядовитых веществ, термического – в большой трудоемкости (например, при «шатровом» способе обработки паром требуется 10 чел.-дн. на каждую тыс. кв. м). Сложность борьбы с вредоносными и распространенными вредителями и болезнями овощных культур заключается в видовом многообразии вредителей, исключительно высоких темпах размножения, высокой плодовитости. Многие

вредители, закончив питание (особенно трипсы) переселяются в почву, где превращаются в пронимфу и нимфу.

Разработанная нами технология основывается на стерилизующем эффекте СВЧ электромагнитных колебаний. Эффект заключается в избирательном нагреве патогенных микроорганизмов, являющихся влажными диэлектриками. Возбудители болезней при СВЧ воздействии погибают вследствие высокой скорости нарастания их температуры. За 1 секунду температура микроорганизма повышается на 5–7 градусов (при этом нагрев идет внутри организма). Регулируя время воздействия и интенсивность электромагнитного излучения, получили полную стерилизацию почвы или почвенных субстратов.

Основные технические характеристики оборудования для стерилизации грунта

1. Производительность, т/сут.....1–2
2. Потребляемая мощность, кВтч.....8–9
3. Количество микроволновых модулей, шт.....6
4. Рабочая частота источника э/м энергии, МГц.....2450 ± 100
5. Вес, кг.....1800

Результаты производственных испытаний оборудования для микроволновой стерилизации грунта (см. рис. 13) – положительные. Процент ингибирования возбудителей болезней растений составил 100 %. Жизнеспособных галловых нематод в различных стадиях развития после обработки почвы не обнаружено. Это дает основание утверждать о высокой эффективности метода микроволновой стерилизации почвы (см. табл. 12 – 17).

Показатели эффективности микроволновой стерилизации

Таблица 12

Возбудители	Интенсивность спороношения до обработки, %	Интенсивность спороношения после обработки, %	Ингибирование возбудителей, %
<i>Fusarium oxysporum</i> (корневая гниль)	92.8	0	100 %
<i>Botritis cinera</i> (серая гниль)	94.9	0	100 %
<i>Sclerotinia sclerotinian</i> (белая гниль)	85.4	0	100 %
<i>Corinebacterium michiganense</i> (бактериальный рак)	76.3	2.1	97.1 %

Таблица 13

Стадии развития	Количество жизнеспособных нематод в 0.1 мл почвенной вытяжки до обработки	Количество жизнеспособных нематод в 0.1 мл почвенной вытяжки после обработки
Личинка	6.2	0
Самки	7.0	0
Самцы	7.2	0

Таблица 14

Возбудители до обработки	Возбудители после обработки
Споры <i>Ascohyta cuscumeris</i> – 17–18 шт.	Обрывки мицелия
Споры сапрофитных грибов – массовое количество	Обрывки мицелия
Споры <i>Colletotrichum</i> – массовое количество	Обрывки мицелия
Споры <i>Botritis senerea</i> – массовое количество	Обрывки мицелия

Таблица 15

Возбудители	Наличие жизнеспособных колоний патогена
<i>Colletotrichum</i>	0
<i>Aspergillus</i> , <i>Ascochita</i> , <i>Penicillium</i>	0
<i>Mucor</i>	единичные
<i>Fusarium</i>	0

Таблица 16

Возбудитель	Наличие колоний после облучения живых	Наличие колоний после облучения погибших	Ингибирование возбудителей, %
<i>Ascochita</i>	0	10	100
<i>Colletotrichum</i>	0	20	100
<i>Fusarium</i>	0	0	–
<i>Botritis</i>	0	16	100
<i>Aspergillus</i>	0	22	100
<i>Mucor</i>	0	40	100



Рис. 14. Оборудование для микроволновой стерилизации пищевых добавок

8. Оборудование для микроволновой стерилизации пищевых добавок

Оборудование предназначено для высокоэффективной энергосберегающей технологии стерилизации продуктов, а также материалов для различных отраслей промышленности и сельского хозяйства на конвейере, в основе которой лежит высокое поглощение микроволновой энергии диэлектрическими материалами и отсутствие промежуточных носителей. На рис. 14 приведена фотография оборудования для стерилизации пищевых добавок из шрота расторопши «Здравушка».

Таблица 17

Результаты исследования режимов микроволновой стерилизации препаратов расторопши «Здравушка» по микробиологическим показателям

Показатели	Нормативы	Режимы стерилизации					
		1	2	3	4	5	К
1.КМАФАн М/кое/г/	Не более 1×10^4 Недоп. в 0.1 г	2.8×10^2 БГКП	1.3×10^2	6×10^2	3.2×10^2	Из-бы-точная мощность .	8×10^5 БГКП
2. БГКП	Недоп. в 1 г	Не обн.	Не обн.	Не обн.	Не обн.		Не обн.
3. E. coli	Недоп. в 1 г	Не обн.	Не обн.	Не обн.	Не обн.		Не обн.
4. St. aureus	Не более 200	Не обн.	Не обн.	Не обн.	Не обн.		Не обн.
5. B. cereus	Недоп. в 10 г	Не обн.	Не обн.	Не обн.	Не обн.		Не обн.
6. Патогенные в т. ч. сальмонелла	Не более 100		Не обн.	Не обн.	Не обн.		Не обн.
7. Дрожжи /кое/г/	Не более 100	$1,2 \times 10^4$					
8. Плесени /кое/г/			Не обн.	Не обн.	Не обн.		6×10^4

Технические характеристики оборудования

1. Оборудование выполняет микроволновую стерилизацию препаратов расторопши «Здравушка» в виде шрота, таблеток и капсул.
2. Производительность.....1–2 т/сутки.
3. Рабочая частота источника эм энергии, МГц.... 2450 ± 100 .
4. Питание оборудования – трехфазная сеть переменного тока напряжением 380 В, частотой 50 Гц.
5. Потребляемая мощность.....8 кВтч.
6. Габариты..... $4 \times 2.5 \times 1.5$ м.
7. Вес.....1300 кг.
8. Загрузка/выгрузка препаратов, фасованных в любую (не металлическую тару)ручная.
9. Гарантия.....12 мес.
10. Срок службы оборудования.....8 лет.

Оборудование должно располагаться в помещении, защищенном от попадания атмосферных осадков, предназначено для эксплуатации в условиях умеренного климата исполнения УЗ.1 по ГОСТ 15150-69.

9. Заключение

Предложены новые принципы широкополосного согласования высокодобротных резонансных систем с одномодовыми волноводами при помощи плавных волноводных переходов, обеспечивающих $KCB < 1.88$ и нагруженную добротность > 40000 волноводами в диапазоне частот 53–178 ГГц.

Проведено теоретическое и экспериментальное исследование новых принципов широкополосного согласования высокодобротных широкодиапазонных резонаторов с одномодовыми волноводами при помощи плоских щелевых решеток.

В результате спроектированы новые устройства связи, которые обеспечили $KCB < 1.6$ во всем диапазоне перестройки резонатора.

Данные устройства связи альтернативны бездиафрагменным устройствам связи, т. к. в миллиметровом диапазоне частот сужающиеся волноводы обычно изготавливают методом гальванического наращивания, что требует изготовления сверхточных оправок и является дорогостоящим технологическим процессом. Новые решетчатые устройства связи выполнены средствами микроэлектроники в виде интегральной схемы, что обусловило их высокую надежность и повторяемость результатов. Существенно, что они не требуют подгонки величины связи как в процессе производства, так и в процессе эксплуатации резонатора (при его частотной перестройке).

Особо следует отметить, что применение новых устройств связи в резонаторах практически не ухудшило нагруженную добротность резонатора.

Разработано стендовое оборудование и методики измерения электродинамических параметров нанокompозитных материалов.

Выполнен анализ электромагнитных задач для составных материалов. Разработана электродинамическая модель теплового взаимодействия СВЧ энергии с различными диэлектрическими материалами. Разработана математическая модель электродинамических и энергетических процессов функционирования микроволнового теплового модуля с рупорной конструкцией возбуждения и учетом диэлектрической нагрузки.

Сформулирована математическая постановка задачи для самосогласованной системы уравнений Максвелла и уравнения теплопроводности, связанных через комплексную диэлектрическую проницаемость нагреваемого материала.

Получены распределения возбуждаемых электромагнитных полей в объеме камеры и в диэлектрическом заполнении, а также характерные зависимости от σ и ϵ_r коэффициента поглощения диэлектриком, которые подаются в СВЧ-камеру через рупор.

Расположение открытых технологических окон конвейерной камеры СВЧ-нагрева выбраны таким образом, чтобы обеспечить защиту от паразитного излучения. Во всех разработанных образцах технологического оборудования для сушки и стерилизации различных диэлектрических материалов обеспечена равномерность нагрева.

Модульный принцип построения технологического оборудования позволил выполнять различные хозяйственные проекты по стерилизации, нагреву и сушке диэлектрических материалов в кратчайшие сроки.

Разработано высокоэффективное оборудование для микроволновой стерилизации почвы, сушки и стерилизации пищевых и биологически активных добавок. Разработано промышленное оборудование для биофизической микроволновой предпосевной обработки семян льна.

Литература

1. *Faby G., Schiinemann K.* // IEEE Trans. on MTT. 1997. Vol. 45. P. 2043.
2. *Matsui T., Akari K., Kijokawa M.* // IEEE Trans. on microwave theory and techniques. 2000. Vol. 48. P. 1043.
3. *Булгаков Б. М., Гламаздин В. В., Натаров М. П., Скресанов В. Н.* // РЭ. 1998. Т. 3. С. 46.
4. *Леонов Ю. И., Фурсов А. М.* // Радиотехника. 1986. Вып. 59. С. 22.
5. *Балаклицкий И. М., Ревин И. Д.* и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 1983. Т. 26. С. 235.
6. *Kuraev A. A., Natarov M. P., Rodionova V. N.* et al. // Int. J. Electronics. 1991. Vol. 70. P. 1005.
7. *Родионова В. Н., Слепян Г. Я.* // РЭ. 1989. Т. 34. С. 1357.
8. *Rodionova V. N., Slepyan A. Ya., Slepyan G. Ya.* // Electronics Letters. 1991. Vol. 27. P. 1427.
9. *Кисунько Г. В.* Электроника помех систем. 1949.
10. *Вайнштейн Л. А.* Теория дифракции и факторизации. 1966.
11. *Родионова В. Н., Слепян Г. Я.* // РЭ. 1986. Т. 31. С. 1915.
12. *Конторович М. И., Астрахан М. И.* и др. Электродинамика сетчатых структур. 1987.
13. *Нефедов Е. И., Сивов А. Н.* Электродинамика периодических структур. 1977.
14. *Альтман Д.* Устройства сверхвысоких частот. 1969.
15. *Ilyinsky A. S., Kuraev A. A.* et al. // Proc. of the URSI Int. Symposium of electromagnetic theory. Stockholm. 1989. P. 64.
16. *Родионова В. Н., Слепян Г. Я.* // ЖТФ. 1989. Т. 59. С. 7.
17. *Ilyinsky A. S., Slepyan G. Ya., Slepyan A. Ya.* Propagation, scattering and dissipation of electromagnetic waves. 1993.
18. *Шестопалов В. П., Кириленко А. А., Масалов С. А.* Матричные уравнения типа свертки в теории дифракции. 1984.
19. *Свешников А. Г., Ильинский А. С.* // Вычисл. математика и мат. физика. 1968. Т. 8. С. 363.
20. *Велиев Э. В., Веремей В. В., Шестопалов В. П.* // РЭ. 1988. Т. 33. С. 478.
21. *Левин М. Л.* // Техническая физика. 1948. Т. 18. С. 653.
22. *Lyarin V. P., Michalevsky V. S., Sinyavsky G. P.* // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. 1982. Vol. 30. P. 1107.
23. *Альтман Д.* Устройства сверхвысоких частот. 1969.
24. *Altman D.J.* Microwave devices. 1970.
25. *Ilyinsky A. S., Slepyan G. Ya., Slepyan A. Ya.* Propagation, scattering and dissipation of electromagnetic waves. 1993.
26. *Karpovich V. A., Rodionova V. N., Slepyan G. Ya.* // Electromagnetics. № 11, 2004.
27. *Раков Э. Г., Блинов С. Н.* и др. // Ж. прикл. химии, 2004. Т. 77. С. 193.
28. *Раков Э. Г., Гришин Д. А.* и др. // Ж. физ. химии. 2004. Т. 78. № 12. С. 2204.
29. *Золотухин И. В., Голев И. М.* и др. // Письма в ЖТФ. 2005. Т. 31. С. 54.
30. *Карпович В. А., Родионова В. Н., Притула И. В.* Патент РФ №5107 от 30.03.99, F 26B 3/347. Микроволновое устройство. Выд. 23.12.2002.
31. *Карпович В. А., Родионова В. Н., Притула И. В.* Патент РФ №5274 от 30.03.1999, F 26B 3/347. Устройство для СВЧ нагрева. Выд. 03.03.2003.
32. *Rodionova V. N., Karpovich V. A., Slepyan G. Ya.* // The Fourth Int. Kharkov Symposium "Physics and engineering of millimeter and sub-millimeter waves". 2001. P. 909.

33. *Karpovich V. A., Rodionova V. N., Slepyan G. Ya.* // Telecommunications and Radio Engineering. 2002. Vol. 57(2–3). P. 168.
34. *Rodionova V., Karpovich V.* et al. // V Inter. Symposium on physics and engineering of microwave, millimetre and submillimeter waves. Kharkov. 2004. P. 601.
35. *Ермолович А. А., Карпович В. А.* и др.// Миллиметровые волны в биологии и медицине. 2004. №1. С. 68.
36. *Ермолович А. А., Карпович В. А.* и др.// Гавриш. 2004. № 3. С. 36.
37. *Карпович В. А., Ермолович А. А.* и др.// Агропанорама. 2004. № 4. С.17.
38. *Vas'ko P., Ermolovich A.* et al. // V Inter. Symposium on physics and engineering of microwave, millimetre and submillimeter waves. Kharkov. 2004. P. 832.
39. *Ermolovich A., Karpovich V.* et al. // V Inter. Symposium on physics and engineering of microwave, millimetre and submillimeter waves. Kharkov. 2004. P. 874.
40. *Карпович В., Ермолович А.* // Радиомир. 2004. № 9. С. 21.
41. *Карпович В., Сидоров Е.* // Радиомир. 2004. № 11. С. 19.
42. *Karpovich V. A.* // Доклад на днях науки Республики Беларусь, Китай, Чанг-Чунь, июнь 2005 г.
43. *Карпович В. А., Ермолович А. А.* // 2 Международная конференция «Состояние и проблемы научного обеспечения овощеводства защищенного грунта». 2005. Москва.
44. *Карпович В. А., Родионова В. Н.* Патент РБ № 5580. Способ предпосевной обработки семян овощных или зерновых культур. Выд. 23.06.2003.

ELECTRODYNAMICS OF SPECIAL HIGH-QUALITY RESONANCE SYSTEMS AND MICROWAVE TECHNOLOGIES

**V. A. Karpovich, G. Ya. Slepyan, V. N. Rodionova, G. I. Volinets,
A. A. Savuk, O. V. Tanana, I. A. Grinchuk**

Resonance systems are widely spread in modern radiotechniques for frequent filtration of electromagnetic oscillations, realization of feedback by its strengthening and generation. Resonance effect and resonance systems are widely spread when measuring material environment's characteristics, for creation of different industrial plants and equipment, which is based on principle of savings electromagnetic energy in resonance volume.

The most relevant problems, arising during theoretical and practical investigating principles of creation of resonance systems in VHF-range are the development of calculation methods of broadband elements of connection of resonance systems with single-mode waveguides and technical supplement of received results for development of plants for measuring of electro-dynamics characteristics of composite materials in VHF-range and also high-quality equipment for microwave heating, sterilization, drying of different dielectric materials.

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	5
ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ И ФИЗИКИ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ	
<i>Барышевский В. Г., Ровба А. А.</i> Двухлучепреломление и спиновый дихроизм дейтронов в нуклонной мишени в области энергий 5–20 МэВ.....	8
<i>Барышевский В. Г., Ширвель А. Р.</i> Осцилляции спина и спиновый дихроизм дейтронов, вращающихся в накопительном кольце.....	18
<i>Силенко А. Я.</i> Тензорная электрическая поляризуемость дейтрона в экспериментах в накопительных кольцах.....	25
<i>Силенко А. Я.</i> Динамика спина в экспериментах по поиску электрических дипольных моментов частиц, проводимых в накопительных кольцах.....	47
<i>Барышевский В. Г., Черкас С. Л.</i> Чувствительность нейтронного кристалл-дифракционного эксперимента к электрическому дипольному моменту нейтрона и P-, T-нечетным ядерным силам.....	71
<i>Барышевский В. Г., Черкас С. Л., Мацукевич Д. Н.</i> Использование лазера, помещенного в аксиальное электрическое поле, для поиска нарушения P-, T-инвариантности.....	79
<i>Тихомиров В. В., Мальшиц В. В., Сягло С. Э., Целков Ю. А.</i> О возможностях исследования начальной стадии эволюции Вселенной.....	96
<i>Веренич К. А., Калашиников В. Л., Черкас С. Л.</i> Квантовая механика замкнутой коллапсирующей Вселенной.....	111
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ФИЗИКА ЧАСТИЦ И ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ	
<i>Коржик М. В., Качанов В. А., Анненков А. Н., Мисевич О. В., Федоров А. А.</i> Сцинтилляционные кристаллы вольфрамата свинца для точной электромагнитной калориметрии на ускорителях с высокой светимостью.....	118
<i>Дорменев В. И., Дробышев Г. Ю., Коржик М. В., Мисевич О. В.</i> Электромагнитный калориметр на основе кристаллов вольфрамата свинца для эксперимента PANDA (GSI, Германия).....	127
<i>Дробышев Г. Ю., Борисевич А. Е., Войтик О. Л., Делендик К. И.</i> Источник позитрониев на основе анодного оксида алюминия для эксперимента по измерению массы антиводорода.....	132
<i>Дробышев Г. Ю., Борисевич А. Е., Дорменев В. И., Коржик М. В., Корнеев А. Е., Мечинский В. А.</i> Применение кристаллов PWO в компенсированных гибридных калориметрах для экспериментальной физики высоких энергий.....	140
<i>Гниненко С. Н., Дробышев Г. Ю., Кирсанов М. М., Корнеев А. Е., Красников Н. В., Матвеев В. А.</i> Поиск тяжелого нейтрино в эксперименте CMS на LHC.....	151
<i>Барышевский В. Г., Батраков К. Г., Грубич А. О., Гуринович А. А., Лобко А. С., Ровба А. А., Сафронов П. Ф., Столярский В. И., Тарнопольский Б. А., Ульяенков А. П., Феранчук И. Д.</i> Когерентное тормозное и параметрическое рентгеновское излучение нерелятивистских электронов (КТПРИ).....	156
<i>Етиоре Г., Агафонов С. И., Грубич А. О., Лобко А. С., Лаптев А. И., Лопатик А. Р., Кутень С. А., Хрущинский А. А.</i> Подводный спектрометр для системы мониторинга нейтринного телескопа KM3NeT.....	175
ЭЛЕКТРОДИНАМИКА НАНОСТРУКТУР	
<i>Максименко С. А., Слепян Г. Я., Батраков К. Г., Кужир П. П., Мадьяров А. В., Немиленцев А. М., Хрущинский А. А., Шуба М. В.</i> Электромагнитные волны в наноструктурах.....	180

<i>Бондарев И. В.</i> Квантово-электродинамические явления в атомно-допированных углеродных нанотрубках	213
<i>Хрущинский А. А., Пушкарчук А. Л., Кутень С. А., Килин С. Я., Низовцев А. П.</i> Исследование механических параметров уединенных углеродных нанотрубок методами молекулярной динамики.....	228
<i>Мадьяров А. В.</i> Процессы взаимодействия квантовой точки с электромагнитными полями.....	239
<i>Немиленцев А. М.</i> Плотность фотонных состояний вблизи однослойной углеродной нанотрубки конечной длины.....	247

ПРИКЛАДНАЯ ЭЛЕКТРОДИНАМИКА

<i>Барышевский В. Г., Белоус Н. А., Гуринович А. А., Евдокимов В. А., Лобко А. С., Молчанов П. В., Оськин А. В., Столярский В. И.</i> Экспериментальное исследование объемного лазера на свободных электронах с сеточным резонатором.....	251
<i>Барышевский В. Г., Гуринович А. А.</i> Электродинамические свойства объемного лазера на свободных электронах с сеточным резонатором с переменными параметрами	261
<i>Сытова С. Н.</i> Первые шаги в исследовании хаотической динамики объемных лазеров на свободных электронах.....	270
<i>Карпович В. А., Слепян Г. Я., Родионова В. Н., Волынец Г. И., Савук А. А., Танана О. В., Гринчук И. А.</i> Электродинамика специальных высокочастотных резонансных систем и микроволновые технологии.....	290

МАГНИТНАЯ КУМУЛЯЦИЯ ЭНЕРГИИ

<i>Барышевский В. Г., Гуринович А. А.</i> Влияние радиационных потерь на процесс излучения в системе «взрывомагнитный генератор – емкостная нагрузка»	321
<i>Сытова С. Н., Тихомиров В. В., Черкас С. Л.</i> Одномерная и двумерная модели спирального магнитокумулятивного генератора: численный анализ и сравнение с экспериментом.....	327

МЕТОДЫ АНАЛИЗА СОСТАВА ВЕЩЕСТВА

<i>Дойников А. А.</i> Пространственно-временная динамика микропузырьковых контрастных агентов в ультразвуковых полях.....	336
<i>Shekhtman A.</i> Protein chemical ligation as an invaluable tool for structural NMR.....	353
<i>Кутень С. А., Хрущинский А. А., Миненко В. Ф., Кухта Т. С.</i> Использование Монте-Карло моделирования для оценки дозовых нагрузок на органы и ткани пациента во время рентгенологических исследований.....	359
<i>Иванов В. И., Лазарчик А. Н.</i> Концепция, задачи и результаты создаваемой сети компьютерного цитогенетического мониторинга населения Республики Беларусь в постчернобыльский период	379
<i>Черепица С. В., Бычков С. М., Коваленко А. Н., Мазаник А. Л., Макоед Н. М., Гремяко Н. Н., Кузменков Д. Е., Лучинина Я. Л.</i> Определение инспектируемых параметров дизельного топлива методом газовой хроматографии.....	392
<i>Черепица С. В., Бычков С. М., Коваленко А. Н., Мазаник А. Л., Селемина Н. М., Серединская О. Б.</i> Использование этанола в качестве внутреннего стандарта при газохроматографическом количественном определении содержания токсичных микропримесей в водке и спирте этиловом. От идеи до внедрения в повседневную практику.....	402

CONTENTS

INTRODUCTION.....	5
FUNDAMENTAL PROBLEMS OF NUCLEAR AND PARTICLE PHYSICS	
<i>Baryshevsky V. G., Rouba A. A.</i> Birefringence and spin dichroism for deuterons with energy 5 – 20 MeV in nucleon target.....	8
<i>Baryshevsky V. G., Shyrvel A. R.</i> Spin oscillations and spin dichroism (the birefringence effect) of deuterons rotating in a storage ring	18
<i>Silenko A. J.</i> Tensor electric polarizability of the deuteron in storage-ring experiments.....	25
<i>Silenko A. J.</i> Spin dynamics in experiments on a search for electric dipole moments of particales, performed in storage rings.....	47
<i>Baryshevsky V. G., Cherkas S. L.</i> Sensitivity of the neutron crystal diffraction experiment to the neutron EDM and to the nuclear P-T-violating forces	71
<i>Baryshevsky V. G., Cherkas S. L. , Matsukevich D. N.</i> Laser in axial electric field as a tool to search for P-, T- invariance violation.	79
<i>Tikhomirov V. V., Malyshchits V. V., Siahlo S. E., Tsalkou Yu. A.</i> On the possibility of investigation of the first stage of the Universe evolution	96
<i>Verenich K. A., Kalashnikov V. L., Cherkas S. L.</i> Quantum mechanics of a closed collapsing Universe.....	111
EXPERIMENTAL HIGH ENERGY AND PARTICLE PHYSICS	
<i>Korzhik M. V., Kachanov V. A., Annenkov A. N., Missevitch O. V., Fedorov A. A.</i> Lead tungstate scintillation crystals for precise electromagnetic calorimetry on high luminosity accelerators.....	118
<i>Dormenev V. I., Drobychev G. Yu., Korzhik M. V., Missevitch O. V.</i> Electromagnetic calorimeter based on the lead tungstate crystals for the PANDA experiment (GSI, Germany).....	127
<i>Drobychev G. Yu., Borisevich A. E., Voitik O. L., Delendik K. I.</i> Positronium source on a basis of anodic aluminum oxide for the experiment on a anti-hydrogen mass measurements.....	132
<i>Drobychev G. Yu., Borisevich A. E., Dormenev V. I., Korjik M. V., Karneyeu A. E., Mechinsky V. A.</i> Application of PWO crystals for construction of compensated hybrid calorimeters for experimental high energy physics.....	140
<i>Gninenko S. N., Drobychev G. Yu., M. Kirsanov M. M. , Korneev A. E., Krasnikov N. V., Matveev V. A.</i> Search for heavy neutrino on CMS experiment at LHC.....	151
<i>Baryshevsky V. G., Bartrakov K. G., Grubich A. O., Gurinovich A. A., Lobko A. S., Rouba A. A., Safronov P. F., Stolyarsky V. I., Tarnopolsky B. A., Ulyanenko A. P., Feranchuk I. D.</i> Coherent bremsstrahlung and parametric x-rays (CB&PXR) from non-relativistic electrons.....	156
<i>Etiopie G., Agafonov S. I., Grubich A. O., Lobko A. S., Laptev A. I., Lopatik A. R., Kuten S. A., Khruschinsky A. A.</i> Underwater spectrometer for monitoring system of KM3NeT neutrino telescope.....	175
ELECTRODYNAMICS OF NANOSTRUCTURES	
<i>Maksimenco S. A., Slepyan G. Ya., Batrakov K. G., Kuzhir P. P., Magyarov A. V., Nemilentsau A. M., Khrutchinski A. A., Shuba M. V.</i> Electromagnetic waves in nanostutures.....	180

<i>Bondarev I. V.</i> Quantum electrodynamic phenomena in atomically doped carbon nanotubes.....	213
<i>Khrutchinsky A. A., Pushkarchuk A. L., Kuten S. A., Kilin S. Ja., Nizovtsev A. P.</i> Research of mechanical parameters of individual carbon nanotubes by methods of the molecular dynamic.....	228
<i>Magyarov A. V.</i> The local field influence on signatures of excitonic Rabi oscillations in an isolated quantum dot driven by the coherent light field	239
<i>Nemilentsau A. M.</i> Photonic density of states in the vicinity of the single-wall finite-length CNT	247

APPLIED ELECTRODYNAMICS

<i>Baryshevsky V. G. , Belous N. A., Gurinovich A. A., Evdokimov V. A., Lobko A. S., Molchanov P. V., Oskin A. V., Stolyarsky V. I.</i> Experimental study of a Volume Free Electron Laser with a "grid" resonator.....	251
<i>Baryshevsky V. G., Gurinovich A. A.</i> Electrodynamical properties of a Volume Free Electron Laser with a "grid" resonator with variables parameters.....	261
<i>Sytova S. N.</i> First steps in investigation of chaotic dynamics in Volume Free Electron Laser.....	270
<i>Karpovich V. A., Slepyan G. Ya., Rodionova V. N., Volinets G. I., Savuk A. A., Tanana O. V., Grinchuk I. A.</i> Electrodynamics of special high-quality resonance systems and microwave technologies.....	290

MAGNETIC FIELDS CUMULATION

<i>Baryshevsky V. G., Gurinovich A. A.</i> Influence of radiative losses on the oscillation processes in the circuit "flux compression generator – capacitive load".....	321
<i>Sytova S. N., Tikhomirov V. V., Cherkas S. L.</i> One-dimensional and two-dimensional models of the helical flux compression generator: numerical analysis and comparison with experiment.....	327

METHODS OF MATTER ANALYSIS

<i>Doinikov A. A.</i> Spatio-temporal dynamics of microbubble contrast agents in ultrasound fields.....	336
<i>Shekhtman A.</i> Protein chemical ligation as an invaluable tool for structural NMR.....	353
<i>Kutsen S. A., Khrutchinsky A. A., Minenko V. F., Kuhta T. S.</i> Implementation of Monte carlo simulations for assessment of dose burdens on the tissues and organs of patients during diagnostic x-ray investigations	359
<i>Ivanov V. I., Lazarchik A. N.</i> Conception, tasks and results of constructing computer system of cytogenetic monitoring of population of Republic of Belarus in the postchernobyl period.....	379
<i>Charapitsa S. V., Bychkow S. M., Kavalenka A. M., Mazanik A. L., Makajed M. M., Hremiaka N. N., Kuzmiankou D. E., Luchynina J. L.</i> Determination of the basic inspected diesel fuels parameters by gas chromatograph method.....	392
<i>Charapitsa S. V., Bychkov S. M., Kovalenko A. N., Mazanik A. L., Selezmina N. M., Seredinskaya O. B.</i> The basic component (solvent) as the internal standard in the chromatographic quantity determination of impurities.....	402

Научное издание

**ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ
И ПРИКЛАДНЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ
ИССЛЕДОВАНИЯ
2002–2009 гг.**

Сборник научных трудов

В авторской редакции

Технический редактор *Г. М. Романчук*
Корректор *Н. П. Ракицкая*
Компьютерная верстка *С. Н. Сытовой*
Ответственный за выпуск *А. Г. Купцова*

Подписано в печать 22.05.2009. Формат 70×100/16. Бумага офсетная.
Гарнитура Таймс. Печать офсетная. Усл. печ. л. 31,95.
Уч.-изд. л. 25,23. Тираж 200 экз. Зак.

Белорусский государственный университет.
ЛИ № 02330/0494425 от 08.04.2009.
220030, Минск, проспект Независимости, 4.

Отпечатано с оригинала-макета заказчика.
Производственное республиканское унитарное предприятие
«Минсктиппроект».
ЛП № 02330/0494102 от 11.03.2009.
220123, Минск, ул. В. Хоружей, 13/61.