

ГЕНЕРАЦИЯ ИНТЕНСИВНОГО ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЕ СВЕРХКОРОТКИМИ ЭЛЕКТРОННЫМИ СГУСТКАМИ

К.В. Галайдыч, П.И. Марков, И.Н. Онищенко, Г.В. Сотников

*Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»,
Харьков, Украина*

E-mail: sotnikov@kipt.kharkov.ua

Проанализирован способ получения мощного излучения терагерцового диапазона, основанный на возбуждении кильватерного поля в диэлектрическом резонаторе интенсивными короткими электронными сгустками. В качестве резонатора был выбран отрезок металлического волновода длиной 0,145 см с диэлектрической втулкой с внутренним радиусом 100 и внешним 140 мкм, торцы которого закрыты металлическими стенками, прозрачными для электронов сгустков. На основе системы нелинейных уравнений, описывающих самосогласованное взаимодействие электронных сгустков и возбуждаемого ими электромагнитного поля, проведено численное исследование параметров мощного излучения, формируемого в резонаторе.

1. ВВЕДЕНИЕ

Разработка источников электромагнитного излучения терагерцового диапазона является перспективным и активно исследуемым направлением [1-6]. Интерес к исследованию таких источников связан с возможностями использования терагерцового излучения в медицинских, биофизических, астрофизических исследованиях, ускорительной технике и других направлениях. В настоящее время активно разрабатываются несколько методов для получения терагерцового излучения. Среди них - использование методов нелинейной оптики при распространении лазерных импульсов в газовой среде (см. [1,2] и цитированную там литературу); продвижение хорошо известных приборов вакуумной электроники (гиротронов) в терагерцовой области частот [3]; когерентное переходное излучение сверхкоротких сгустков, ускоренных лазерным импульсом в плотной плазме [4], черенковское излучение сгустков в диэлектрических структурах [5,6]. Получение терагерцового излучения благодаря классическим механизмам переходного и черенковского излучений стало возможным благодаря значительному прогрессу в получении коротких (несколько десятков микрон и ниже) сильноточных (с зарядом до нескольких десятков нанокulon) релятивистских электронных сгустков.

Несмотря на большое количество исследований терагерцовых источников излучения, в настоящее время не существует источника, позволяющего получить напряженности электрического поля порядка гигаВольт на метр и выше. Недавно [7] экспериментально было продемонстрировано, что такие высокие уровни полей можно достигнуть в диэлектрическом волноводе благодаря черенковскому излучению мощного электронного сгустка. Ясно, что для использования этого способа получения терагерцового излучения необходимы диэлектрические структуры с поперечными размерами порядка сотен микрометров и электронные сгустки длительностью и временем следования порядка десятков фемтосекунд и пикосекунд соответственно. Исследование диэлектрических резонаторов, возбуждаемых по-

следовательностями релятивистских электронных сгустков, в терагерцовом диапазоне частот показало, что они позволяют существенно увеличить напряженности возбуждаемых электромагнитных полей [8,9] по сравнению с волноводами. Ниже мы рассмотрим генерацию электромагнитного излучения в диэлектрическом резонаторе терагерцового диапазона частот одиночным сгустком и последовательностью сгустков. При использовании последовательности сгустков мы оценим предельное количество сгустков, возбуждающих поля, близкие по амплитуде к достигнутым пробойным полям в диэлектрическом волноводе терагерцового диапазона [7].

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим цилиндрический резонатор радиуса b и длиной L , частично заполненный однородным и изотропным диэлектриком с диэлектрической проницаемостью ε , диаметром вакуумного канала $2a$. В резонатор, вдоль его оси, инжектируются сплошные цилиндрические электронные сгустки радиусом r_b , длиной L_b , зарядом Q_b , с начальной скоростью частиц сгустка v_0 и периодом следования T . Будем моделировать сгустки макрочастицами, движение которых будем описывать в переменных Лагранжа.

Плотность тока для цепочки бесконечно тонких электронных сгустков радиусом r_0 можно записать в виде:

$$\vec{j} = j_b \vec{e}_z = I_b \frac{\delta(r-r_0)}{2\pi r_0} \int_0^t dt_0 \Psi(t_0) \frac{dZ_L}{dt} \times \delta(z - Z_L(t, t_0)) \Pi(t, t_0), \quad (1)$$

где: \vec{e}_z - единичный вектор вдоль оси z , t_0 - время влета макрочастицы в резонатор, $Z_L(t, t_0)$ - продольная координата макрочастицы в момент времени t , I_b - амплитуда тока сгустка на входе в резонатор. Интегрирование в (1) производится только по тем частицам, которые в данный момент времени находятся в резонаторе. Это условие описывается функцией $\Pi(t, t_0)$, которая принимает значение 1 для частиц, находящихся

ся внутри резонатора, и 0 для частиц, покинувших резонатор или еще не инжектированных.

Форма тока на входе в резонатор описывается видом функции $\Psi(t_0)$, которая для рассматриваемого случая последовательности одинаковых сгустков с однородным распределением заряда представляется в виде цепочки прямоугольных импульсов:

$$\Psi(t_0) = \sum_{i=0}^{N_b-1} \theta(t_0 - iT) - \theta(t_0 - L_b / v_0 - iT), \quad (2)$$

где: N_b – число инжектированных сгустков.

Система уравнений, описывающих самосогласованное взаимодействие электронных сгустков с электромагнитным полем резонатора состоит из уравнений Максвелла для поля:

$$\text{rot} \vec{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \vec{j}, \quad \text{rot} \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \quad \text{div} \vec{H} = 0, \quad (3)$$

и уравнений движения частиц пучка:

$$\frac{dZ_L(t, t_0)}{dt} = \frac{P_L}{m_L \sqrt{1 + (P_L / m_L c)^2}}, \quad (4)$$

$$\frac{dP_L(t, t_0)}{dt} = q_L E_z(t, Z_L, r_0).$$

Радиальным движением частиц сгустка пренебрегалось.

Из уравнений (3) получаем уравнения для напряженности магнитного поля в вакуумном канале (область I - $0 \leq r \leq a$) и в диэлектрике (область II - $a < r \leq b$)

$$(\Delta \vec{H}^I)_\varphi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 H_\varphi^I}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c} \frac{\partial j_b}{\partial r}, \quad (5)$$

$$(\Delta \vec{H}^{II})_\varphi - \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 H_\varphi^{II}}{\partial t^2} = 0. \quad (6)$$

Аксиально-симметричные решения уравнений (5)-(6) будем искать в виде разложения по собственным функциям азимутального магнитного поля в вакуумном канале и в диэлектрике:

$$H_\varphi^I(t, r, z) = \sum_{n,m} C_{nm}(t) \left(-\frac{ik_{nm}}{k_{v, nm}} \frac{I_1(k_{v, nm} r)}{I_0(k_{v, nm} a)} \right) \cos k_{zm} z, \quad (7)$$

$$H_\varphi^{II}(t, r, z) = \sum_{n,m} C_{nm}(t) \left(-\frac{i\varepsilon k_{nm}}{k_{d, nm}} \frac{F_1(k_{d, nm} r)}{F_0(k_{d, nm} a)} \right) \cos k_{zm} z, \quad (8)$$

где: $F_i(x) = J_i(x)Y_0(k_{d, nm} b) - Y_i(x)J_0(k_{d, nm} b)$, J_i, Y_i, I_i - цилиндрические функции i -го порядка, $i=0,1$; $k_{zm} = \pi m / L$ - продольное волновое число; $k_{v, nm}^2 = k_{zm}^2 - \omega_{nm}^2 / c^2$; $k_{d, nm}^2 = \varepsilon \omega_{nm}^2 / c^2 - k_{zm}^2$; c - скорость света в вакууме; $k_{nm} = \omega_{nm} / c$.

Собственные частоты ω_{nm} резонатора определяются как корни дисперсионного уравнения:

$$\varepsilon k_{v, nm} \frac{F_1(k_{d, nm} a)}{F_0(k_{d, nm} a)} - k_{d, nm} \frac{I_1(k_{v, nm} a)}{I_0(k_{v, nm} a)} = 0. \quad (9)$$

Найдем вид функций $C_{nm}(t)$. Для этого подставим выражения (7) и (8) в уравнения (5) и (6) и учтем выражение (1) для плотности тока. Умножим каждое уравнение на соответствующую часть собственной функции, определяемую выражениями в круг-

лых скобках уравнений (7),(8), проинтегрируем каждое уравнение по соответствующую объему частичной области и сложим результаты. Тогда, используя условие ортогональности для тригонометрических функций, а также условие ортогональности для собственных радиальных функций магнитного поля:

$$\int_0^a dr r \frac{k_{n_1 m}}{k_{v, n_1 m}} \frac{I_1(k_{v, n_1 m} r)}{I_0(k_{v, n_1 m} a)} \frac{k_{n_2 m}}{k_{v, n_2 m}} \frac{I_1(k_{v, n_2 m} r)}{I_0(k_{v, n_2 m} a)} + \int_a^b dr r \frac{\varepsilon k_{n_1 m}}{k_{d, n_1 m}} \frac{F_1(k_{d, n_1 m} r)}{F_0(k_{d, n_1 m} a)} \frac{\varepsilon k_{n_2 m}}{k_{d, n_2 m}} \frac{F_1(k_{d, n_2 m} r)}{F_0(k_{d, n_2 m} a)} = N_{n_1 m} \delta_{n_1 n_2}, \quad (10)$$

где: $\delta_{n_1 n_2}$ - символ Кронекера, а норма N_{nm} равна

$$N_{nm} = -\frac{a^2 \omega_{nm}^2 I_1^2(k_{v, nm} a)}{2c^2 I_0^2(k_{v, nm} a) k_{v, nm}^2 k_{d, nm}^2} \times \left\{ (k_{d, nm}^2 + \varepsilon^2 k_{v, nm}^2) \frac{I_1^2(k_{v, nm} a)}{I_1^2(k_{v, nm} a)} - \frac{2(k_{d, nm}^2 + \varepsilon k_{v, nm}^2) I_0(k_{v, nm} a)}{k_{v, nm} a I_1(k_{v, nm} a)} \frac{4}{\pi^2 a^2 F_1^2(k_{d, nm} a)} \right\}, \quad (11)$$

получим линейное дифференциальное уравнение второго порядка для искоемых функций $C_{nm}(t)$, которое имеет следующий вид:

$$\frac{d^2 C_{nm}}{dt^2} + \omega_{nm}^2 C_{nm}(t) = i \frac{2\alpha_m c I_b}{LN_{nm}} \frac{k_{nm} I_0(k_{v, nm} r_0)}{I_0(k_{v, nm} a)} \times \int_0^t dt_0 \Psi(t_0) \cos k_{zm} Z_L(t, t_0) \frac{dZ_L}{dt} \Pi(t, t_0), \quad (12)$$

$$\int_0^t dt_0 \Psi(t_0) \cos k_{zm} Z_L(t, t_0) \frac{dZ_L}{dt} \Pi(t, t_0),$$

где $\alpha_0 = 1$, $\alpha_m = 2$ при $m \neq 0$.

Решив уравнение (12), приняв за начальное условие тот факт, что до инжекции сгустков в резонатор поле в нем отсутствовало, можно получить выражение для $H_\varphi(t, r, z, r_0)$ в случае бесконечно тонкого сгустка. Таким образом, для коэффициентов разложения искомого магнитного поля $C_{nm}(t)$ получим следующее выражение:

$$C_{nm}(t) = i \frac{2\alpha_m I_b}{LN_{nm}} \frac{I_0(k_{v, nm} r_0)}{I_0(k_{v, nm} a)} \int_0^t dt' \int_0^{t'} dt_0 \sin \omega_{nm}(t-t') \times \Psi(t_0) \cos k_{zm} Z_L(t', t_0) \frac{dZ_L}{dt'} \Pi(t', t_0). \quad (13)$$

Из уравнений Максвелла следуют соотношения между компонентами электромагнитного поля:

$$-\frac{\partial H_\varphi}{\partial z} = \frac{1}{c} \frac{\partial D_r}{\partial t}, \quad \frac{\partial E_z}{\partial r} = \frac{\partial E_r}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial H_\varphi}{\partial t}. \quad (14)$$

Эти соотношения с учетом граничных условий на идеально проводящей металлической поверхности резонатора, а также на внутренней поверхности диэлектрика, позволяют получить следующие выражения для радиальной $E_r(t, r, z)$ и продольной $E_z(t, r, z)$ компонент вектора напряженности электрического поля:

$$E_z^I(t, r, z, r_0) = -\frac{2I_b}{L} \sum_{n,m} \frac{\alpha_m}{N_{nm}} \frac{I_0(k_{v, nm} r_0)}{I_0(k_{v, nm} a)} \cos k_{zm} z \times \left\{ \frac{I_0(k_{v, nm} r)}{I_0(k_{v, nm} a)} \left(A_{nm}(t) - \frac{k_{zm}^2}{k_{v, nm}^2} B_m(t) \right) + \frac{k_{zm}^2 \omega_{nm}^2 (\varepsilon - 1)}{c^2 k_{v, nm}^2 k_{d, nm}^2} B_m(t) \right\},$$

$$E_z''(t, r, z, r_0) = -\frac{2I_b}{L} \sum_{n,m} \frac{\alpha_m}{N_{nm}} \frac{I_0(k_{v, nm} r_0)}{I_0(k_{v, nm} a)} \cos k_{zm} z \times \frac{F_0(k_{d, nm} r)}{F_0(k_{d, nm} a)} \left(A_{nm}(t) + \frac{k_{zm}^2}{k_{d, nm}^2} B_m(t) \right), \quad (15)$$

$$E_r^l(t, r, z, r_0) = -\frac{2I_b}{L} \sum_{n,m} \frac{\alpha_m}{N_{nm}} \frac{I_0(k_{v, nm} r_0)}{I_0(k_{v, nm} a)} \sin k_{zm} z \times \frac{k_{zm}}{k_{v, nm}} \frac{I_1(k_{v, nm} r)}{I_0(k_{v, nm} a)} (A_{nm}(t) + B_m(t)),$$

$$E_r''(t, r, z, r_0) = -\frac{2I_b}{L} \sum_{n,m} \frac{\alpha_m}{N_{nm}} \frac{I_0(k_{v, nm} r_0)}{I_0(k_{v, nm} a)} \sin k_{zm} z \times \frac{k_{zm}}{k_{d, nm}} \frac{F_1(k_{v, nm} r)}{F_0(k_{v, nm} a)} (A_{nm}(t) + B_m(t)), \quad (16)$$

где функции $A_{nm}(t)$ и $B_m(t)$ равны

$$B_m = \int_0^t dt' \int_0^{r_0} dt_0 \Psi(t_0) \cos k_{zm} Z_L \frac{dZ_L}{dt'} \Pi(t', t_0),$$

$$A_{nm} = \int_0^t dt' \int_0^{r_0} dt_0 \Psi(t_0) \cos \omega_{nm} (t-t') \cos k_{zm} Z_L \frac{dZ_L}{dt'} \Pi(t', t_0).$$

Поле от сгустка конечной толщины можно получить, просуммировав по всем радиусам частиц r_0 , на которые разбит моделируемый сгусток. Так для продольного электрического поля имеем

$$E_z(t, r, z) = \frac{1}{\pi r_b^2} \int_0^{r_b} dr_0 2\pi r_0 E_z(t, r, z, r_0). \quad (17)$$

Аналогичные выражения записываются для компонент $E_r(t, r, z)$ и $H_\phi(t, r, z)$.

При проведенном ниже численном моделировании система дифференциальных уравнений, состоящая из уравнений движения частиц сгустка и уравнений для dA_{nm}/dt и dB_m/dt , решалась численно методом Рунге-Кутты четвертого порядка.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Целью численных расчетов по возбуждению кильватерных полей электронными сгустками в диэлектрическом резонаторе был анализ возможности получения полей достаточно высокой напряженности в терагерцовом диапазоне частот.

Для численных расчетов были выбраны следующие значения параметров: длина резонатора $L=0.145$ см, радиус резонатора $b=140$ мкм, радиус вакуумного канала в диэлектрике $a=100$ мкм, длина сплошного электронного сгустка $L_b=20$ мкм, радиус сгустка $r=20$ мкм, энергия электронов сгустков составляла 170 МэВ, заряд одиночного сгустка - $Q_b=0,3$ нКл. Частота следования сгустков была выбрана совпадающей с собственной частотой резонатора $\omega_{1,12}$. Равенство частоты следования сгустков собственной частоте резонатора дает возможность осуществления когерентного сложения полей от сгустков регулярной последовательности [8]. На Рис.1 приведены собственные частоты рассматриваемого резонатора, рассчитанные согласно уравнению (9), и частоты собственных колебаний пучка. Выбранные поперечные размеры резонатора дают

значение резонансной частоты первой радиальной гармоники 1034 ГГц. Остальные три резонансные частоты равны: 3143, 5593 и 8154 ГГц. На Рис.1 хорошо видны широкие полосы дисперсионных зависимостей, где собственные частоты резонатора и частоты колебаний сгустка близки. Поэтому сгусток может возбуждать колебания с широким спектром.

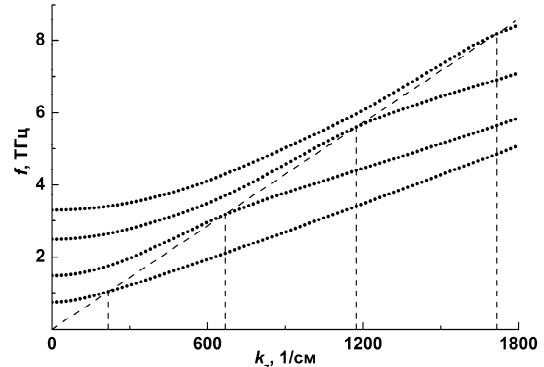


Рис.1. Собственные частоты первых 4 поперечных гармоник диэлектрического резонатора с размерами: $a=100$ мкм, $b=140$ мкм, $L=0,145$ см и $\epsilon=3$.

Пунктирная линия показывает собственные частоты колебаний пучка

Сказанное подтверждается Рис.2, где показан спектр частот, возбуждаемый одиночным электронным сгустком в резонаторе. Спектр получен по истечении 43,5 пс после выхода сгустка из резонатора.

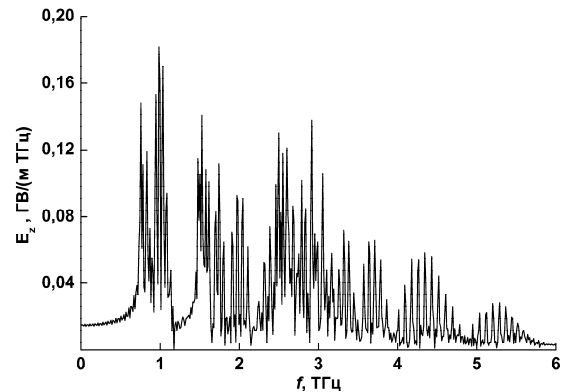


Рис.2. Спектр продольного электрического поля, возбуждаемого в резонаторе одиночным сгустком

Из Рис.2 видно, для выбранных размеров одиночный релятивистский электронный сгусток возбуждает колебания терагерцового диапазона. Широкий спектр получается за счет возбуждения большого числа нерезонансных частот (см. Рис.1), которые можно трактовать как поле переходного излучения, возбуждаемое электронным сгустком при инжекции и выходе из резонатора. Наибольшие амплитуды в спектре приходятся на частоту, с которой сгусток находится в резонансе, а также близкие к ней. На Рис.3 приведено распределение амплитуды продольной составляющей электрического поля по длине резонатора, а также пространственное распределение радиальной составляющей электрического поля в момент времени, когда единичный сгусток находится вблизи выходного торца резонатора.

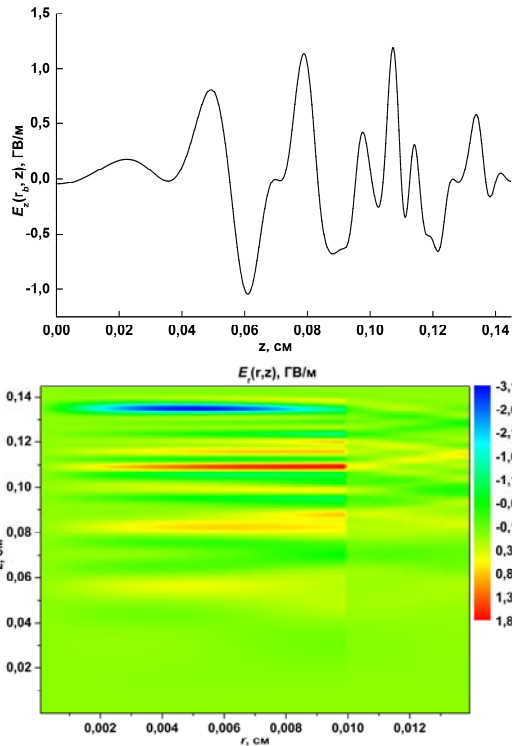


Рис.3. Аксиальное распределение продольной составляющей электрического поля и (r,z) -распределение поперечной составляющей электрического поля

На рисунке аксиального распределения продольного электрического поля видно, что амплитуда поля имеет значительную величину в области от сгустка (находящегося вблизи выходного торца резонатора) до группового фронта волны синхронной со сгустком, а затем уменьшается по мере приближения к выходному торцу резонатора (за счет волны гашения).

На приведенном двумерном (r,z) -распределении поперечного электрического поля, зануляющегося на оси резонатора и терпящего скачок на границе диэлектрика, хорошо видны черенковские конусы в области диэлектрика.

При этом запасенная в резонаторе энергия электромагнитного поля составляет $\sim 0,24$ мДж (энергия одного электронного сгустка равна 51 мДж).

На Рис.4 приведен спектр продольного электрического поля, возбуждаемого в резонаторе цепочкой, состоящей из 40 сгустков. Частота следования сгустков равнялась частоте первой резонансной гармоники диэлектрического резонатора, т.е. 1034 ГГц.

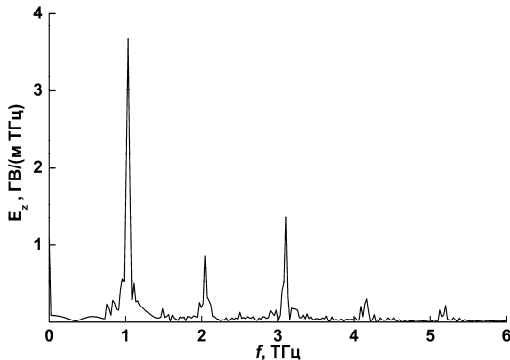


Рис.4. Спектр продольного электрического поля, возбуждаемого в резонаторе последовательностью из 40 сгустков ($t = 37,8$ нс)

Сравнивая спектральные плотности от последовательности сгустков и от одиночного сгустка видно, что последовательность сгустков усиливает резонансную гармонику, а также колебания с частотами, близкими к кратным резонансной частоте, и подавляет нерезонансную. За счет этого происходит разрежение спектра.

Значение радиальной составляющей электрического поля, при котором происходит пробой диэлектрика, вследствие туннельной ионизации [7], устанавливает ограничение на число инжектируемых сгустков, так как при увеличении количества инжектированных сгустков поле в резонаторе будет монотонно нарастать. Если выбрать в качестве величины пробойного поля уже достигнутое его предельное значение ~ 10 ГВ/м [7], то при значении заряда отдельного сгустка 0.3 нКл предельное количество составляет примерно 40 сгустков. Именно поэтому при моделировании возбуждения резонатора цепочкой сгустков мы ограничились этим значением.

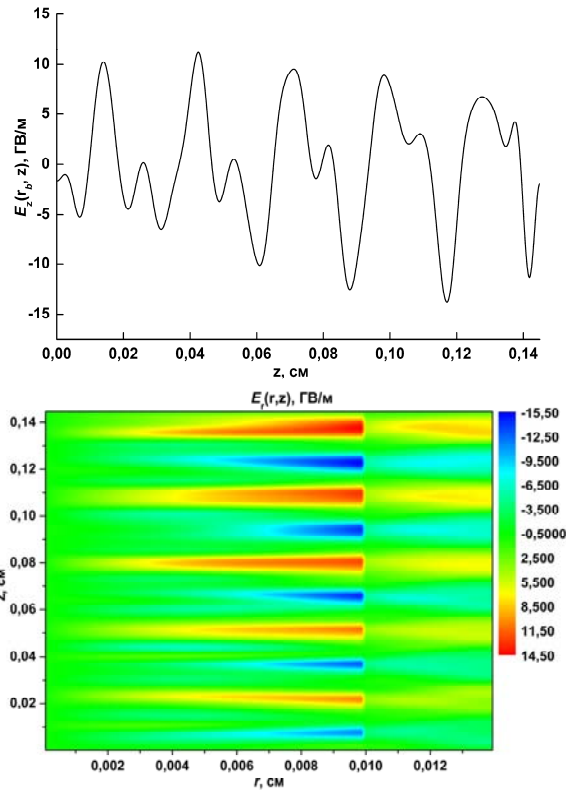


Рис.5. То же, что на Рис.3 после инжекции сорокового сгустка в резонатор ($t = 37,8$ нс)

На Рис.5 приведены зависимости, аналогичные зависимостям, показанным на Рис.3, для момента времени, когда сороковой сгусток вошел в резонатор. По мере увеличения числа инжектированных сгустков амплитуда поля в резонаторе нарастает, и в продольном направлении становится более монотонной с характерным пространственным периодом резонансной гармоники, изменяясь во времени так, что все сгустки остаются в тормозящих фазах поля, продолжая отдавать энергию полю. При этом изменяется и спектр возбуждаемого сгустками поля, что и демонстрирует Рис.4. Запасенная в резонаторе энергия электромагнитного поля для случая последовательности 40 сгустков составляет ~ 48 мДж.

ВЫВОДЫ

Показано, что используя сверхкороткие электронные сгустки для возбуждения кильватерных полей в диэлектрическом резонаторе с поперечными размерами порядка сотен микрометров возможна генерация интенсивного электромагнитного излучения в терагерцовом диапазоне частот с напряженностью электрических полей на уровне гига вольт на метр. Излучение последовательности сгустков имеет эквидистантный линейчатый спектр с частотами, кратными частоте следования. Для одиночного сгустка спектр излучения плотно заполнен всеми собственными частотами диэлектрического резонатора, амплитуда этих колебаний сравнима с амплитудой резонансных частот.

ЛИТЕРАТУРА

1. С.В. Голубев, Е.В. Суворов, А.Г. Шалашов. О возможности генерации терагерцового излучения при оптическом пробое плотного газа // *Письма в ЖЭТФ*. 2004, 79, №7, с.443-447.
2. M. Chen, A. Pukhov, X.-Yu Peng, O. Willi. Theoretical analysis and simulations of strong terahertz radiation from the interaction of ultrashort laser pulses with gases // *Phys. Rev. E*. 2008, v.78, p.046406(7).
3. M.Yu. Glyavin, A.G. Luchinin, and G.Yu. Golubiatnikov. Generation of 1.5-kW, 1-THz Coherent Radiation from a Gyrotron with a Pulsed Magnetic Field // *Phys. Rev. Lett.* 2008, v.100, №1, p.015101(3).
4. W.P. Leemans, J. Tilborg, J. Faur, et al. Terahertz radiation from laser accelerated electron bunches // *Physics of plasmas*, 2004., v.11, №5, p.2899-2906.
5. A.M. Cook, J.B. Rosenzweig, M.C. Thompson, et al. Dielectric Wakefield Accelerating Structure as a Source of Terahertz Coherent Cherenkov Radiation // *Advanced Accelerator Concepts. AIP Conf. Proc.* 2006, v.877, p.831-836.
6. A.M. Cook, J.B. Rosenzweig, R. Tikhoplav, et al. Observation of Narrow-Band Terahertz Coherent Cherenkov Radiation from a Dielectric Structure // *Proc. PAC09*. Vancouver, Canada, May 4-8, 2009. Book of Abstracts, p.437.
7. M.C. Thompson, H. Badakov, A. M. Cook, et al. Breakdown limits on gigavolt-per-meter electron-beam-driven wakefields in dielectric structures // *Phys. Rev. Lett.* 2008, v.100, №21, p.214801(4).
8. В.А. Балакирев, И.Н. Онищенко, Д.Ю. Сидоренко, Г.В. Сотников. Ускорение заряженных частиц кильватерными полями в диэлектрическом резонаторе с каналом для возбуждающего сгустка // *Письма в ЖТФ*. 2003, 29, №4, с.39-45.
9. Н.И. Онищенко, Г.В. Сотников. Теоретические исследования резонаторной концепции ускорителя на кильватерных полях в диэлектрике // *Вопросы Атомной Науки и Техники. Серия «Плазменная электроника и новые методы ускорения»* (5). 2006, №5, с.203-207.

Статья поступила в редакцию 13.10.2009 г.

GENERATION OF INTENSIVE TERAHERTZ RADIATION IN DIELECTRIC STRUCTURE BY SUPERSHORT ELECTRON BUNCHES

K.V. Galaydych, P.I. Markov, I.N. Onishchenko, G.V. Sotnikov

For achievement of powerful radiation in terahertz range the theoretical research and numerical modeling of excitation of a wakefield the dielectric resonator by electron bunches is carried out. As the resonator the part of a metal waveguide in length of 0.145 sm, with the dielectric plug with internal radius 100 microns and external 140 microns which end faces are closed by metal walls has been chosen. On the basis of nonlinear equations system which describes self-consistent interaction of charged bunches and an electromagnetic field excited by them, numerical modeling excitation of the resonator is lead.

ГЕНЕРАЦІЯ ІНТЕНСИВНОГО ТЕРАГЕРЦОВОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ В ДІЕЛЕКТРИЧНІЙ СТРУКТУРІ НАДКОРОТКИМИ ЕЛЕКТРОННИМИ ЗГУСТКАМИ

К.В. Галайдич, П.І. Марков, І.М. Онищенко, Г.В. Сотніков

Для отримання потужного випромінювання у терагерцовому діапазоні проведено теоретичне дослідження та чисельне моделювання збудження кильватерних полів в діелектричному резонаторі електронними згустками. В якості резонатора було обрано відрізок металевого хвилеводу довжиною 0,145 см з діелектричною втулкою з внутрішнім радіусом 100 та зовнішнім 140 мкм, бокові сторони якого закриті металічними стінками. На основі системи нелінійних рівнянь, що описує самоузгоджену взаємодію заряджених згустків та збуджуваного електромагнітного поля, проведено чисельне моделювання збудження резонатора.