



**ФЕДЕРАЛЬНАЯ СЛУЖБА
ПО ИНТЕЛЛЕКТУАЛЬНОЙ СОБСТВЕННОСТИ**

(12) ОПИСАНИЕ ИЗОБРЕТЕНИЯ К ПАТЕНТУ

(21)(22) Заявка: 2013146140/07, 15.10.2013

(24) Дата начала отсчета срока действия патента:
15.10.2013

Приоритет(ы):

(22) Дата подачи заявки: 15.10.2013

(43) Дата публикации заявки: 20.04.2015 Бюл. № 11

(45) Опубликовано: 10.06.2015 Бюл. № 16

(56) Список документов, цитированных в отчете о поиске: ЖЭТФ, 1999, Т.115, с.1689. RU 2488909С1, 27.07.2013. RU 2175154С2, 20.10.2001. US 4453108А, 05.06.1984. US 7285916В2, 23.10.2007

Адрес для переписки:

456770, Челябинская обл., г. Снежинск, ул. Васильева, 13, а/я 245, ФГУП "РФЯЦ-ВНИИТФ им. академ. Е.И. Забабахина", Отдел интеллектуальной собственности, Кацману К.Б.

(72) Автор(ы):

Лазарев Юрий Николаевич (RU)

(73) Патентообладатель(и):

Российская Федерация, от имени которой выступает Государственная корпорация по атомной энергии "Росатом" (Госкорпорация "Росатом") (RU),

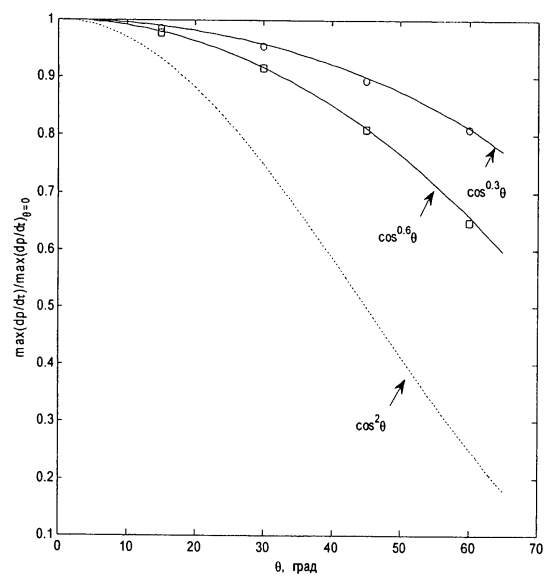
Федеральное государственное унитарное предприятие "РОССИЙСКИЙ ФЕДЕРАЛЬНЫЙ ЯДЕРНЫЙ ЦЕНТР-ВСЕРОССИЙСКИЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ ТЕХНИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ ИМЕНИ АКАДЕМИКА Е.И. ЗАБАБАХИНА" (RU)

(54) СПОСОБ ГЕНЕРАЦИИ ШИРОКОПОЛОСНОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СВЧ ДИАПАЗОНА

(57) Реферат:

Способ генерации широкополосного электромагнитного излучения СВЧ диапазона может быть использован в радиотехнической и электронной промышленности, в частности в технике генерации мощных широкополосных электромагнитных импульсов (ЭМИ) в сантиметровом, миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах. На электроды фотодиода подают импульс напряжения, фотокатод, имеющий форму фокусирующего

зеркала для лазерного излучения, наклонно облучают импульсным лазерным излучением, в результате чего с катода эмитируются электроны, которые ускоряются в вакуумированном межэлектродном промежутке, используя анод, прозрачный для генерируемого электромагнитного излучения. Технический результат - повышение эффективности преобразования электростатической энергии в энергию ЭМИ. 4 ил.



Фиг. 1



FEDERAL SERVICE
FOR INTELLECTUAL PROPERTY

(12) **ABSTRACT OF INVENTION**

(21)(22) Application: 2013146140/07, 15.10.2013

(24) Effective date for property rights:
15.10.2013

Priority:

(22) Date of filing: 15.10.2013

(43) Application published: 20.04.2015 Bull. № 11

(45) Date of publication: 10.06.2015 Bull. № 16

Mail address:

456770, Cheljabinskaja obl., g. Snezhinsk, ul.
Vasil'eva, 13, a/ja 245, FGUP "RFJaTs-VNIITF im.
akadem. E.I. Zababakhina", Otdel intellektual'noj
sobstvennosti, Katsmanu K.B.

(72) Inventor(s):

Lazarev Jurij Nikolaevich (RU)

(73) Proprietor(s):

Rossijskaja Federatsija, ot imeni kotoroj
vystupaet Gosudarstvennaja korporatsija po
atomnoj ehnergii "Rosatom" (Goskorporatsija
"Rosatom") (RU),
Federal'noe gosudarstvennoe unitarnoe
predpriyatje "ROSSIJSKIJ FEDERAL'NYJ
JaDERNYJ TsENTR-VSEROSSIJSKIJ
NAUChNO-ISSLEDOVATEL'SKIJ INSTITUT
TEKhNICHESKOJ FIZIKI IMENI
AKADEMIKA E.I. ZABABAKhINA" (RU)

(54) **METHOD OF GENERATION OF BROADBAND ELECTROMAGNETIC RADIATION OF UHF RANGE**

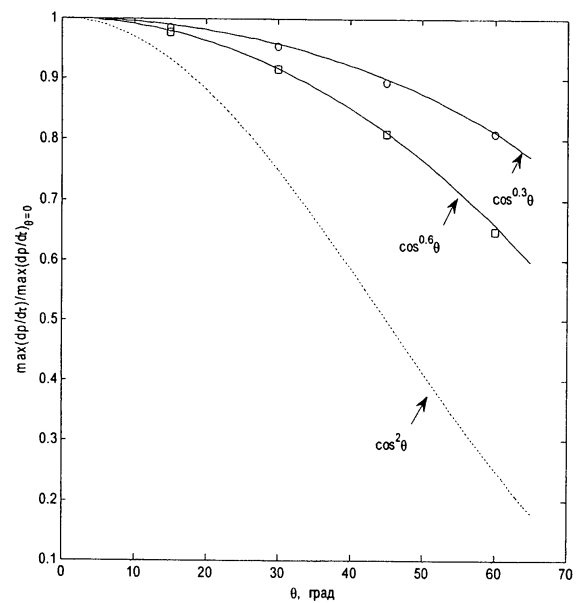
(57) Abstract:

FIELD: electricity.

SUBSTANCE: method of generation of broadband electromagnetic radiation of UHF range can be used in radio engineering and electronic industry, in particular, in devices of generation of powerful broadband electromagnetic impulses (EMI) in the centimetric, millimetric and submillimetric ranges. The photo diode electrodes are powered by voltage impulse, the photocathode with a shape of the focusing mirror for laser radiation is obliquely irradiated with the pulse laser radiation therefore from the cathode electrons are emitted which are accelerated in the vacuumised inter-electrode interval, using the anode, transparent for the generated electromagnetic radiation.

EFFECT: improvement of efficiency of transformation of electrostatic energy into energy of electromagnetic radiation.

4 dwg



Фиг. 1

Изобретение относится к технике СВЧ и может быть использовано при разработке генераторов мощных широкополосных электромагнитных импульсов (ЭМИ) в сантиметровом, миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах длин волн.

Известен способ генерации импульсов СВЧ-излучения в приборе с виртуальным катодом (ВК) [1] (Hwang G.S., Wu M.W., Song P.S., Hou W.S., "High power microwave generation from a tunable radially extracted vircator", J. Appl. Phys., 1991, №69(3), P.1247). Этот способ генерации заключается в том, что в диодной области прибора создается импульсный электронный пучок с током выше предельного, который инжектируется через сетчатый анод в пространство дрейфа, где из-за действия объемного заряда электронов формируется виртуальный катод. Часть электронов отражается от ВК и совершает колебательное движение между реальным и виртуальным катодами. Энергия этих электронов передается электромагнитному полю. Параметры и положение виртуального катода осциллируют во времени и также вносят вклад в энергию излучения. Недостатком этого способа является низкая (около нескольких процентов) эффективность преобразования энергии электронного пучка в энергию излучения.

Наиболее близким к предлагаемому способу и выбранным в качестве прототипа является способ генерации электромагнитного излучения СВЧ диапазона, описанный в работе [2] (Ю.Н. Лазарев, П.В. Петров, «Генератор ЭМИ СВЧ диапазона на основе сверхсветового источника», ЖЭТФ, 1999, Т.115, С.1689), основанный на использовании для генерации ЭМИ распространяющегося со сверхсветовой скоростью импульса тока, возникающего над анодом, при инициируемом лазерным излучением разряде высоковольтного фотодиода. Он позволяет получить мощный широкополосный направленный импульс электромагнитного излучения.

Недостатком данного технического решения является сравнительно низкая (примерно, 12%) эффективность преобразования запасенной электростатической энергии в электромагнитную. Для достижения более высоких значений эффективности преобразования требуется существенно более высокий уровень интенсивности генерируемого излучения.

В рассматриваемом прототипе используется непрозрачный для ЭМИ анод и электромагнитная волна, уходящая от источника, генерируется в области над анодом. В этом случае [3, 4] (А.В. Солдатов, А.А. Соловьев, М.С. Терехина, Физика плазмы, 2007, Т.33, С.795, Ю.Н. Лазарев, Ю.Г. Сырцова, ЖЭТФ, 2012, Т.141, С.177) поверхностная плотность дипольного момента, ее производные по времени изменяются пропорционально $\cos^2\theta$, θ - угол падения лазерного излучения, инициирующего разряд фотодиода, что приводит к существенному снижению мощности и энергии ЭМИ при углах $\theta \geq 45^\circ$. Виновницей этого, как показано в [4], является электромагнитная волна внутри разрядного промежутка, амплитуда которой значительно возрастает вследствие многократного отражения от электродов и которая заметно тормозит ускоряющиеся электроны, уменьшая их энергию $\propto \cos^2\theta$. При непрозрачном для ЭМИ, но прозрачном для электронов аноде излучение выводится только из области над анодом, внутренняя электромагнитная волна, запертая внутри фотодиода, не дает никакого вклада в ЭМИ, уходящее от фотодиода, и в то же время отбирает значительную долю энергии электронов. Снижения энергетических характеристик источника можно избежать, если использовать для генерации ЭМИ фотодиод с прозрачным для ЭМИ анодом, в котором нет отрицательного влияния внутренней электромагнитной волны, поскольку исключены ее отражения от анода. В случае прозрачного для ЭМИ анода беспрепятственный выход внутренней волны снижает ее амплитуду. Однако в целом амплитуда волны, уходящей от источника, увеличивается. Благодаря расширению области генерации,

которая теперь включает как внутреннюю, так и внешнюю области фотодиода, и увеличению энергии электронов над анодом существенно увеличивается эффективность преобразования электростатической энергии в электромагнитную.

5 Задача настоящего изобретения заключается в создании способа, позволяющего получать импульсы широкополосного электромагнитного излучения СВЧ диапазона с существенно более высокими значениями интенсивности излучения и, как следствие, с более высокой эффективностью преобразования электростатической энергии в энергию ЭМИ.

10 Поставленная задача решается тем, что в способе генерации широкополосного электромагнитного излучения (ЭМИ) СВЧ диапазона, заключающемся в том, что на электроды фотодиода подают импульс напряжения, фотокатод, имеющий форму фокусирующего зеркала для лазерного излучения, наклонно облучают импульсным лазерным излучением, в результате чего с катода эмитируются электроны, которые ускоряются в вакуумированном межэлектродном промежутке, согласно изобретению, 15 используют анод, прозрачный для генерируемого электромагнитного излучения.

Технический результат заявляемого способа состоит в получении гораздо более интенсивной генерации ЭМИ и существенном увеличении эффективности преобразования электростатической энергии в электромагнитную вследствие увеличения 20 размеров области генерации ЭМИ и энергии электронов над анодом. Лазерное излучение обеспечивает образование необходимого количества электронов и благодаря катоду в форме фокусирующего ЛИ зеркала - синхронизацию излучения, испускаемого различными частями фотодиода.

Наличие в заявляемом изобретении признаков, отличающих его от прототипа, позволяет считать его соответствующим условию «новизна».

25 Новые признаки (а именно то, что используют анод, прозрачный для генерируемого ЭМИ) не выявлены в технических решениях аналогичного назначения. На этом основании можно сделать вывод о соответствии заявляемого изобретения условию «изобретательский уровень».

30 Настоящее изобретение иллюстрируется конкретными примерами, которые, однако, не являются единственно возможными, но наглядно демонстрируют возможность достижения приведенными совокупностями существенных признаков требуемого результата.

На фиг.1 приведены данные численного расчета зависимости амплитуды dp/dt от θ при разряде фотодиода с прозрачным для электронов и ЭМИ анодом. \circ - γ -1=0.04, \square - γ -1=0.2

40 На фиг.2 представлены результаты численного расчета зависимости η_t от γ -1 для фотодиода с прозрачным для ЭМИ и электронов анодом для различных углов падения ЛИ. $\theta=30^\circ$, \circ - численный расчет, — - $\eta_t=0.48(\gamma-1)^{0.45}$; $\theta=45^\circ$, + - численный расчет, — — — - $\eta_t=0.77(\gamma-1)^{0.35}$; $\theta=60^\circ$, \square - численный расчет, - - - - $\eta_t=0.92(\gamma-1)^{0.25}$.

На фиг.3 приведены результаты расчета зависимости амплитуды dp^{in}/dt от θ для двух вариантов анода: \circ - анод непрозрачен для ЭМИ, \square - анод прозрачен для ЭМИ. γ -1=0.2.

45 На фиг.4 представлены результаты расчета зависимости эффективности преобразования электростатической энергии в электромагнитную η_{in} от γ -1 для различных углов падения ЛИ. Анод прозрачен для ЭМИ и непрозрачен для электронов, $\theta=60^\circ$ - \circ , $\theta=45^\circ$ -+, $\theta=30^\circ$.

Физические основы предложенного изобретения поясняются ниже.

Поскольку размеры рассматриваемого источника значительно больше характерной длины волны излучения, то изучение такого источника сводится к изучению разряда плоского фотодиода.

5 Электромагнитное поле бесконечного плоского дипольного слоя.

Простейший фотоэмиссионный источник ЭМИ это бесконечный плоский фотодиод с прозрачным для света и электронов анодом, облучаемый плоским потоком импульсного светового излучения, например лазерного. Выбиваемые световым излучением электроны ускоряются в межэлектродном электрическом поле и, пролетев
10 через сетку-анод, формируют в надсеточном пространстве излучающий дипольный слой. Если световое излучение формирует сверхсветовой импульс тока вблизи поверхности фотокатода, то импульс ускоренных электронов над анодом будет также сверхсветовым:

$$15 \quad j_z = j_z \left(z, t - \frac{x}{v} \right), \quad v = \frac{c}{\sin \theta}, \quad (1)$$

θ - угол падения светового излучения.

Генерируемая этим распределением тока электромагнитная волна есть решение
20 следующей задачи:

$$\frac{1}{c} \frac{\partial E_x}{\partial t} = - \frac{\partial H_y}{\partial z},$$

$$25 \quad \frac{1}{c} \frac{\partial E_z}{\partial t} = - \frac{4\pi}{c} j_z + \frac{\partial H_y}{\partial x}, \quad (2)$$

$$30 \quad \frac{1}{c} \frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x},$$

$$E_x = E_z = H_y \Big|_{t-x/v=0} = 0, \quad E_x \Big|_{z=0} = 0, \quad (3)$$

35 при $z \rightarrow \infty$ уходящая электромагнитная волна.

Так как плотность тока j_z , являющаяся единственной причиной возникновения поля,

и граничные условия зависят от x и t только в комбинации $t - \frac{x}{v}$, то и все другие

40 величины должны зависеть от x и t аналогично. Это позволяет снизить размерность

задачи, перейдя от переменных t, x, z к переменным $\xi = t - \frac{x}{v}, z$. В этих переменных

45 для компоненты поля E_x справедливо следующее уравнение:

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \left(1 - \frac{c^2}{v^2}\right) \frac{\partial^2 E_x}{\partial \xi^2} = \frac{4\pi}{v} \frac{\partial j_z}{\partial z}. \quad (4)$$

5 Решение задачи (3, 4) (в чем нетрудно убедиться подстановкой) можно представить в виде:

$$10 \quad E_x(z, \xi) = \frac{2\pi}{v} \left\{ \int_0^z dz_1 j_z \left(z_1, \xi - \frac{z - z_1}{c} \sqrt{1 - \frac{c^2}{v^2}} \right) + \right. \\ 15 \quad \left. + \int_0^\infty dz_1 j_z \left(z_1, \xi - \frac{z + z_1}{c} \sqrt{1 - \frac{c^2}{v^2}} \right) - \right. \\ \left. - \int_z^\infty dz_1 j_z \left(z_1, \xi + \frac{z - z_1}{c} \sqrt{1 - \frac{c^2}{v^2}} \right) \right\}. \quad (5)$$

20 Если плотность тока локализована внутри некоторого интервала Δz , то при $z > \Delta z$:

$$25 \quad E_x(z, \xi) = \frac{2\pi}{v} \left\{ \int_0^\infty dz_1 j_z \left(z_1, \xi - \frac{z - z_1}{c} \sqrt{1 - \frac{c^2}{v^2}} \right) + \right. \\ \left. + \int_0^\infty dz_1 j_z \left(z_1, \xi - \frac{z + z_1}{c} \sqrt{1 - \frac{c^2}{v^2}} \right) \right\}. \quad (6)$$

30 Так как $\Delta z \sim \bar{v} T_j$, где \bar{v} - средняя скорость электронов излучающего слоя, T_j - характерное время изменения тока, то

$$35 \quad \frac{\Delta z}{c} \sqrt{1 - \frac{c^2}{v^2}} \sim T_j \frac{\bar{v}}{c} \sqrt{1 - \frac{c^2}{v^2}} < T_j$$

и, следовательно, запаздыванием в выражении (6) можно пренебречь

$$40 \quad E_x(z, \xi) \approx \frac{4\pi}{v} \int_0^\infty dz_1 j_z \left(z_1, \xi - \frac{z}{c} \sqrt{1 - \frac{c^2}{v^2}} \right) = \frac{4\pi}{v} \dot{P} \left(t - \frac{x}{v} - \frac{z}{c} \sqrt{1 - \frac{c^2}{v^2}} \right), \quad (7)$$

45 здесь $P(t) = -e \int_0^\infty dz_1 z_1 n_e(z_1, t) + const$ - поверхностная плотность дипольного момента,

$n_e(z, t)$ - плотность электронов в слое, $\dot{P} = dP/dt$.

Используя (7), получим

$$H_y(z, \xi) \approx \frac{4\pi}{\sqrt{v^2 - c^2}} \dot{P} \left(t - \frac{x}{v} - \frac{z}{c} \sqrt{1 - \frac{c^2}{v^2}} \right). \quad (8)$$

5 Выражения (7, 8) для полей генерируемой электромагнитной волны показывают, что она распространяется в направлении зеркальном к направлению падения света.

Вне области локализации плотности тока значения генерируемых полей зависят только от первой производной по времени поверхностной плотности дипольного момента.

10 В случае плоского источника конечных размеров полученные выражения для полей справедливы в ближней зоне источника. При характерном поперечном размере источника D и межэлектродном зазоре L возможная величина ошибки мала, $\sim 4L/D \ll 1$.

Поверхностная плотность дипольного момента.

15 Для расчета поверхностной плотности дипольного момента необходимы траектории движения электронов как внутри, так и вне фотодиода. Наиболее просто получить решение уравнений движения при нормальном падении светового излучения на бесконечный плоский фотокатод. В этом случае генерация ЭМИ отсутствует и выбитые светом электроны движутся только во внешнем ускоряющем поле и поле объемного заряда. Плотность дипольного момента, полученную для $\theta=0$, можно использовать
20 для приближенного описания поля излучения при $\theta \neq 0$, которое будет тем точнее, чем меньше влияние электромагнитного поля на движение электронов.

Задача имеет два временных масштаба: T_p - характерное время собственных колебаний электронной плазмы (время формирования объемного заряда), T_0 - время
25 движения электрона между электродами при начальной разности потенциалов. При низких плотностях тока эмиссии электронов $T_p \gg T_0$ и динамика процесса разряда фотодиода и генерации ЭМИ определяется T_p ($T_j = T_p$). При высоких плотностях тока эмиссии $T_p \ll T_0$ и в роли характерного времени задачи выступает T_0 .

30 Поле излучения выражается через производные по времени плотности дипольного момента. Значит, мощность излучения будет тем выше, чем меньше характерное время задачи и, следовательно, максимальные мощности излучения могут быть получены только в режиме ограничения тока объемным зарядом, когда $T_p \ll T_0$. Именно эта область и рассматривается в дальнейшем.

35 Рассмотрим бесконечный плоский диод с прозрачным для электронов анодом, заряженный до напряжения φ_0 , $e\varphi_0/mc^2 = \gamma - 1 \ll 1$. Ось z направлена по нормали к поверхностям катода ($z=0$) и анода ($z=L$). Катод облучается импульсом светового излучения с плоским фронтом, нормально падающим на поверхность катода и выбивающим из нее электроны с плотностью тока $j_k(t)$. Несмотря на то, что поле E_z
40 изменяется и во времени и в пространстве, в начале разряда существует достаточно большой промежуток времени, в течение которого каждый электрон движется под действием постоянной силы, испытывающей скачок при переходе через анод. На заряд $d\sigma = -j_k(t_1)dt$, эмитированный с поверхности катода в момент времени $t=t_1$, при $t > t_1$, внутри диода действует электрическое поле

$$45 \quad E^{in}(t_1) = -E_0 + 4\pi \int_0^{t_1} dt_2 j_k(t_2), \quad (13)$$

направленное вдоль z . Это то значение электрического поля, которое было на катоде в момент появления электрона. Оно состоит из внешнего поля $-E_0$ и поля объемного заряда уже эмитированных к этому моменту времени электронов. Вне диода действует только поле объемного заряда

5

$$E^{out}(t_1) = 4\pi \int_0^{t_1} dt_2 j_k(t_2). \quad (14)$$

Таким образом, действующее на электрон электрическое поле и траектория движения электрона описываются следующими уравнениями:

10

$$\frac{dE}{dt} = 4\pi j_k, \quad E(t=0) = -E_0 = -\frac{\varphi_0}{L}, \quad (15)$$

15

$$\frac{d^2 Z(t, t_1)}{dt^2} = -\frac{e}{m} \begin{cases} E(t_1), & Z \leq L \\ E(t_1) + E_0, & Z > L \end{cases} \quad (16)$$

$$dZ/dt|_{t=t_1} = 0, \quad Z(t=t_1) = 0$$

20

Пусть для определенности плотность тока эмитированных электронов изменяется линейно со временем

$$j_k(t) = j_t \cdot t. \quad (17)$$

25

В случае использования лазерного излучения (ЛИ) это примерно соответствует поведению эмиссионной плотности тока при малых временах ($t < \tau_F$, τ_F - ширина фронта лазерного импульса).

Запишем уравнения (15, 16) в безразмерном виде.

30

$$\frac{du}{d\tau} = b^3 \tau, \quad u(0) = -1, \quad (18)$$

$$\frac{d^2 z(\tau, \tau_1)}{d\tau^2} = -2 \begin{cases} u(\tau_1), & z \leq 1 \\ u(\tau_1) + 1, & z > 1 \end{cases} \quad (19)$$

35

$$z(\tau_1, \tau_1) = 0, \quad \left. \frac{dz}{d\tau} \right|_{\tau=\tau_1} = 0$$

40

Здесь $u=E/E_0$, $\tau=t/T_0$, $b=T_0/T_p$, $z=Z/L$, $T_p = \left(mc\sqrt{2(\gamma-1)}/4\pi e j_t \right)^{\frac{1}{3}}$ - характерное

время собственных колебаний электронной плазмы, $T_0 = \sqrt{2/(\gamma-1)} L/c$ - время движения электрона между электродами при начальной разности потенциалов φ_0 .

45

Уравнения (18, 19) имеют следующее решение:

$$u = -w = -1 + b^3 \tau^2 / 2, \quad (20)$$

$$z(\tau, \tau_1) = \begin{cases} z^{in}(\tau, \tau_1), & \tau \leq \tau_A(\tau_1) \\ z^{out}(\tau, \tau_1), & \tau > \tau_A(\tau_1) \end{cases}, \quad (21)$$

$$z^{in}(\tau, \tau_1) = w(\tau_1)(\tau - \tau_1)^2, \quad \tau \leq \tau_A(\tau_1), \quad (22)$$

$$z^{out}(\tau, \tau_1) = -\frac{1}{\tilde{w}} + 2\frac{\tau - \tau_1}{\sqrt{\tilde{w}}} + (\tilde{w} - 1)(\tau - \tau_1)^2, \quad (23)$$

$$\tau > \tau_A(\tau_1), \quad \tilde{w} = w(\tau_1),$$

$\tau_A(\tau_1) = \tau_1 + 1/\sqrt{\tilde{w}}$ - момент времени, когда электрон, испущенный при $\tau = \tau_1$ попадает на анод и покидает межэлектродный промежуток. Этот электрон вновь пересечет анод и возвратится в межэлектродный промежуток в момент времени

$$\tau_R(\tau_1) = \tau_1 + (1 + \tilde{w})/\sqrt{\tilde{w}}(1 - \tilde{w})..$$

Функция $\tau_A(\tau_1)$ - монотонно возрастающая функция τ_1 , в то время как $\tau_R(\tau_1)$ имеет минимум: $\tau_R^{\min} \approx 3.3$, что свидетельствует о пересечении электронных траекторий при достаточно больших временах, порядка τ_R^{\min} или более.

Момент времени τ_i , в который две электронные траектории пересекаются, находится из решения уравнения $\partial z^{out}(\tau, \tau_1)/\partial \tau_1 = 0$. Обозначим τ_m минимальное из всех возможных значений τ_i : $\tau_m = \min(\tau_i)$.

Однозначная связь между временем, когда был испущен электрон, и действующим на него полем существует только до тех пор, пока электронные траектории не пересекаются. Следовательно, выражения (13, 14) для действующего на электрон электрического поля справедливы только при $\tau \leq \tau_m$. Тогда же можно пользоваться и выражениями (22, 23) для траекторий движения электронов. При

$T_0/T_p \rightarrow \infty$ $\tau_m = 16/3\sqrt{3} \approx 3.08$. Для задач, изучающих генерацию электромагнитного поля, это достаточно большое время, поскольку к этому моменту генерация практически заканчивается.

Из полученного решения уравнений движения также следует, что при $\tau = \tau_b = \sqrt{2/b^3}$ электрическое поле на катоде обращается в 0 и электроны, выбитые световыми квантами при $\tau \geq \tau_b$, не могут покинуть поверхность катода и внести вклад в разрядный ток;

при $\tau \leq 1$ все эмитированные электроны находятся внутри диода.

Зная траектории движения электронов, можно вычислить плотность дипольного момента и ее производные по времени внутри и вне диода (далее в этом разделе в выражениях для p и ее производных опущен знак минус):

$$p^{in}(\tau) = \int_{q^{in}} dqz^{in}(\tau, \tau_1) + q^{out} \eta(\tau - 1) =$$

$$= b^3 \int_{\alpha}^{\beta} d\tau_1 \tau_1 z^{in}(\tau, \tau_1) + q^{out} \eta(\tau - 1), \quad (24)$$

$\tau_b < 1, 0 < \tau \leq \tau_b \Rightarrow \alpha = 0, \beta = \tau, \tau_b < \tau < 1 \Rightarrow \alpha = 0, \beta = \tau_b; \tau \geq 1 \Rightarrow \alpha = \tau_L, \beta = \tau_b$, где τ_L решение уравнения $\tau_A(\tau_L) = \tau$, $q^{out} = b^3 \tau_L^2 / 2$, $\eta(x)$ - единичная функция: $\eta = 1$, если $x \geq 0$, $\eta = 0$, если $x < 0$.

$p = P/P_0$ - безразмерная плотность дипольного момента, $P_0 = mc^2[\gamma - 1]/4\pi e$, $P_0 \cdot q(\tau) = P_0 b^3 \tau^2 / 2$ - заряд, эмитированный с катода к моменту времени τ , $q = q^{in} + q^{out}$, q^{in} - безразмерный заряд, находящийся внутри диода, q^{out} - вне.

$$p^{out}(\tau) = \int_{q^{out}} dqz^{out}(\tau, \tau_1) - q^{out} \eta(\tau - 1),$$

$$= \left(b^3 \int_0^{\tau_L} d\tau_1 \tau_1 z^{out}(\tau, \tau_1) - q^{out} \right) \eta(\tau - 1). \quad (25)$$

Как уже отмечалось, при исследовании процесса излучения электромагнитных волн интерес представляют производные плотности дипольного момента, поскольку генерируемые электромагнитные поля выражаются через эти величины.

$$\frac{dp^{in}}{d\tau} = \frac{1}{15} \begin{cases} \tau(1 - w(\tau))(7 + 3w(\tau)), & 0 < \tau \leq \tau_b \\ 15\tau - 8\tau_b, & \tau_b < \tau \leq 1 \\ \tau_L(8 + 4\bar{w} + 3\bar{w}^2) + 15\bar{w}^{3/2} - 8\tau_b, & \tau > 1, \end{cases} \quad (26)$$

$$\bar{w} = w(\tau_L).$$

$$\frac{dp^{out}}{d\tau} = 4(1 - \sqrt{\bar{w}}) - \frac{b^6 \tau_L^4}{4\sqrt{\bar{w}}} - \frac{b^6 \tau_L^5}{20}, \quad (27)$$

Максимальные значения безразмерных функций $dp^{in}/d\tau$, $dp^{out}/d\tau$, с ошибкой $\leq 3\%$ описываются следующими формулами ($b \gg 1$):

$$\left(\frac{dp^{in}}{d\tau} \right)_{\max} = \chi_1^{in}(b) \approx 1 - \frac{8}{15} \sqrt{\frac{2}{b^3}}, \quad \tau_{\max}^1 = 1,$$

$$\left(\frac{dp^{out}}{d\tau} \right)_{\max} = \chi_1^{out}(b) \approx 0.92 - \frac{0.1}{b^{1.5}}, \quad \tau_{\max}^1 \approx 1.73 + \frac{1.15}{b^{1.5}},$$

Таким образом, при достаточно больших значениях плотности тока эмиссии ($b \gg 1$)

амплитудные значения производных плотности дипольного момента по времени пропорциональны соответствующим масштабным коэффициентам:

$$\left(\frac{dP^{in}}{dt}\right)_{\max} \approx \frac{P_0}{T_0} \propto \frac{(\gamma-1)^{\frac{3}{2}}}{L}, \quad (28)$$

$$\left(\frac{dP^{out}}{dt}\right)_{\max} \approx 0.92 \frac{P_0}{T_0} \propto \frac{(\gamma-1)^{\frac{3}{2}}}{L}, \quad (29)$$

и, следовательно, зависят только от энергии $mc^2(\gamma-1)$, которую электроны могут набрать при прохождении через диод, и длины межэлектродного промежутка L . Детали поведения эмиссионного тока роли не играют. Главное, чтобы он был настолько большим, что $b \gg 1$.

Мощность и энергия источника

Оценку значений энергии U и мощности Φ источника проще всего получить, рассматривая его излучение в ближней зоне. В зоне источника расходимость пучка излучения еще пренебрежимо мала, фронт пучка плоский и площадь поперечного сечения пучка излучения равна площади проекции излучающей поверхности на плоскость, перпендикулярную направлению распространения излучения, а магнитное поле пропорционально первой производной по времени поверхностной плотности дипольного момента

$$U = \frac{c \cdot S}{4\pi} \cos^2 \theta \int_0^\infty dt \cdot H^2 = \frac{4\pi \cdot S}{c} \frac{\sin^2 \theta}{\cos^2 \theta} \int_0^\infty dt \cdot \left(\frac{\partial P}{\partial t}\right)^2$$

$$\Phi = \frac{c \cdot S}{4\pi} \cos^2 \theta \cdot H^2 = \frac{4\pi \cdot S}{c} \frac{\sin^2 \theta}{\cos^2 \theta} \left(\frac{\partial P}{\partial t}\right)^2$$

Фотодиод с непрозрачным для ЭМИ анодом

В случае непрозрачного для ЭМИ анода уходящая от источника волна генерируется в области над анодом и, следовательно, $P=P^{out}$. Так как согласно [3, 4] $P^{out}(\theta) \approx \cos^2 \theta P^{out}(\theta=0)$, то, используя решение задачи о разряде бесконечного плоского диода, можно представить dP^{out}/dt в следующем виде:

$$dP^{out} / dt \approx \cos^2 \theta (P_0 / T_0) p^{out} (t/T_0), \quad (31)$$

где безразмерная функция $p^{out}(\tau) = dp^{out}/d\tau$.

После подстановки (31) в (30) и проведения необходимых вычислений

$$\left(\int_0^\infty d\tau (dp^{out} / d\tau)^2 \approx 1, (dp^{out} / d\tau)_{\max} = 1 \right) \text{ получим:}$$

45

$$\Phi_{\max}^{out} \approx \frac{m^2 c^5}{8\pi e^2} (0.92)^2 \sin^2 \theta \cos^3 \theta \left(\frac{\gamma - 1}{L} \right)^3 V, \quad (32)$$

$$U^{out} \approx \frac{m^2 c^4}{8\pi e^2} \sin^2 \theta \cos^3 \theta \sqrt{2(\gamma - 1)} \left(\frac{\gamma - 1}{L} \right)^2 V$$

$V=SL$, $[S]=\text{см}^2$, $[L]=\text{см}$.

Функция $\sin^2 \theta \cos^3 \theta$ в имеет максимум в точке $\theta=\theta_m$, $\cos \theta_m = \sqrt{0.6}$, $\sin^2 \theta_m \cos^3 \theta_m \approx 0.186$.

С единицы площади рассматриваемого источника ЭМИ можно снять ($\theta=\theta_m$):

$$\frac{\Phi_{\max}^{out}}{S} \approx 5.48 \cdot 10^7 (\gamma - 1) \left(\frac{\gamma - 1}{L} \right)^2 \left(\frac{em}{\text{см}^2} \right) \quad (33)$$

$$\frac{U^{out}}{S} \approx 3.05 \cdot 10^{-3} (\gamma - 1)^{3/2} \left(\frac{\gamma - 1}{L} \right) \left(\frac{\partial \mathcal{H}}{\text{см}^2} \right)$$

Зная энергию СВЧ излучения и энергию, запасенную в межэлектродном промежутке

$$U_D = \frac{m^2 c^4}{8\pi e^2} \left(\frac{\gamma - 1}{L} \right)^2 V, \quad (34)$$

можно найти КПД источника

$$\eta_{out} = \frac{U^{out}}{U_D} = \sin^2 \theta \cos^3 \theta \sqrt{2(\gamma - 1)} < 0.263 \sqrt{\gamma - 1}. \quad (35)$$

Фотодиод с прозрачным для ЭМИ анодом

В общем случае при разряде фотодиода движение электронов происходит как внутри, так и вне фотодиода (над анодом). Соответственно возникают две области генерации электромагнитной волны: внутренняя и внешняя, с общей границей между ними - анодом. Ясно, что характеристики генерируемых электромагнитных волн должны зависеть от свойств этой границы. Однако до недавнего времени этому обстоятельству не придавалось должного значения. Изучался лишь вариант источника с непрозрачным для ЭМИ анодом, в котором электромагнитная волна, уходящая от источника, была волной, генерируемой в области над анодом. Обнаруженная сильная зависимость энергетических характеристик генерируемого ЭМИ от угла падения ЛИ стала неприятным сюрпризом, заставившим искать выход из создавшейся ситуации.

Согласно [3, 4] снижение амплитуды плотности дипольного момента является следствием торможения ускоряющихся электронов в поле генерируемой ими волны. Амплитуда этой волны достигает значений, сравнимых с ускоряющим полем из-за сложения волн, отраженных от электродов фотодиода. Отсюда следует, что можно предотвратить или уменьшить этот нежелательный рост амплитуды электромагнитной волны внутри фотодиода, если полностью или частично лишить волну возможности отражаться от электродов. Для этого достаточно использовать прозрачный для ЭМИ анод. Можно назвать, по крайней мере, два случая, когда анод будет прозрачным для ЭМИ.

Когда толщина анода меньше толщины скин-слоя

Когда проволочки сетчатого анода расположены перпендикулярно плоскости

падения света.

Итак, предположим, что электромагнитная волна проходит через анод фотодиода, который прозрачен и для электронов. Проинтегрировав уравнение Максвелла для компоненты поля E_z по области локализации плотности тока электронов $L_j \approx 2L$

$$\frac{\cos^2 \theta}{c} \frac{\partial E_z}{\partial \xi} - \sin \theta \frac{\partial E_x}{\partial z} = -\frac{4\pi}{c} j_z,$$

получим:

$$\frac{\cos^2 \theta}{c} \frac{\partial}{\partial \xi} \int_0^{L_j} dz E_z - \sin \theta E_x(L_j, \xi) = -\frac{4\pi}{c} \dot{P}(\xi)$$

Как было показано ранее, вне области локализации плотности тока

$$E_x(L_j, \xi) = \frac{4\pi}{c} \sin \theta \dot{P} \left(\xi - \frac{L_j}{c} \cos \theta \right) \approx \frac{4\pi}{c} \sin \theta \dot{P}(\xi),$$

(предполагается, что $L_j \cos \theta / c \ll T_0$). Следовательно

$$\frac{\cos^2 \theta}{c} \frac{\partial}{\partial \xi} \int_0^{L_j} dz E_z = -\cos^2 \theta \frac{4\pi}{c} \dot{P}(\xi) \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \frac{\partial}{\partial \xi} \int_0^{L_j} dz E_z = -4\pi \dot{P}(\xi)$$

Таким образом, в выражении, связывающем E_z и \dot{P} , отсутствует $\cos^2 \theta$ и оно совпадает с аналогичным выражением при $\theta=0$, когда генерации электромагнитной

волны вообще нет. Следовательно, можно считать, что $\dot{P}_{\max} \approx P_0 / T_0$ и для компоненты поля E_z справедлива следующая оценка:

$$E_z \approx \frac{4\pi \sin^2 \theta}{\cos \theta} \dot{P} \sim \frac{\sin^2 \theta}{\cos \theta} \frac{P_0}{T_0} = \frac{\sin^2 \theta}{\cos \theta} \sqrt{\frac{\gamma-1}{2}} E_0$$

Из этой оценки следует, что в рассматриваемом случае при достаточно низких ускоряющих напряжениях и/или достаточно малых углах падения, когда

$\sqrt{\gamma-1} \sin^2 \theta / \cos \theta \ll 1$, влиянием электромагнитной волны на движение электронов можно пренебречь.

В генерации волны принимают участие как внутренняя, так и внешняя области фотодиода. Поэтому поверхностная плотность дипольного момента есть сумма внутренней и внешней плотностей:

$$P = P^{\text{in}} + P^{\text{out}}$$

Соответственно

$$dP/dt = dP^{\text{in}}/dt + dP^{\text{out}}/dt.$$

Из решения задачи о разряде бесконечного плоского диода следует, что dP/dt можно

представить в следующем виде:

$$dP/dt \approx (P_0/T_0) p(t/T_0), \quad (36)$$

где безразмерная функция $p(\tau)=dp/d\tau$ имеет амплитуду ≈ 1 .

5 Подставляя (36) в (30), с учетом того, что $\int_0^\infty d\tau (dp/d\tau)^2 \approx 2.1$, а $(dp/d\tau)_{\max} \approx 1.17$,

получим выражения для характеристик рассматриваемого источника излучения.

$$10 \quad \Phi_{\max} \approx 1.37 \frac{m^2 c^5}{8\pi e^2} \frac{\sin^2 \theta}{\cos \theta} \left(\frac{\gamma-1}{L} \right)^3 V, \quad V = S \cdot L \quad (37)$$

$$U \approx 3 \frac{m^2 c^4}{8\pi e^2} \frac{\sin^2 \theta}{\cos \theta} \sqrt{\gamma-1} \left(\frac{\gamma-1}{L} \right)^2 V$$

15

$$[S] = \text{см}^2, \quad [L] = \text{см}.$$

С единицы площади рассматриваемого фотоэмиссионного источника ЭМИ можно снять:

$$20 \quad \frac{\Phi_{\max}}{S} \approx 4.76 \cdot 10^8 (\gamma-1) \left(\frac{\gamma-1}{L} \right)^2 \frac{\sin^2 \theta}{\cos \theta} \left(\frac{\text{вт}}{\text{см}^2} \right) \quad (38)$$

$$25 \quad \frac{U}{S} \approx 3.48 \cdot 10^{-2} (\gamma-1)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{\gamma-1}{L} \right) \frac{\sin^2 \theta}{\cos \theta} \left(\frac{\text{дж}}{\text{см}^2} \right)$$

кпд источника

$$30 \quad \eta_i \approx 3 \frac{\sin^2 \theta}{\cos \theta} \sqrt{\gamma-1}. \quad (39)$$

Полученные аналитические результаты опираются на предположение, что выполняется сильное неравенство $L_j \cos \theta / c \ll T_0$. Кроме того, предполагается, что $L_j \approx 2L$. В результате чего исходное неравенство сводится к неравенству

$$35 \quad \sqrt{2(\gamma-1)} \cos \theta \ll 1, \quad (40)$$

которое при $\gamma-1 \ll 1$ (например, $\gamma-1$ меньше или порядка 0.01) выполняется для всех углов. Таким образом, при $\gamma-1 \ll 1$ полученные результаты применимы, если справедливо предположение $L_j \approx 2L$. Размер области, где локализованы электроны, изменяется в течение разряда и, вообще говоря, может быть заметно больше $2L$. Однако, для оценки предельных характеристик, времена после момента времени τ_{\max} , когда производная $dp/d\tau$, а с ней и амплитуды полей достигает максимума, интереса не представляют. При

45 $T_0/T_p \gg 1$ $\tau_{\max} \approx \sqrt{2}$. В этот момент, согласно выражению для траектории электрона (23), все электроны находятся внутри отрезка $0 \leq z \leq 2L$. Учет поля волны не может увеличить размер этого промежутка, поскольку волна тормозит электроны. Следовательно, выбор $L_j \approx 2L$ обоснован и неравенство (40) выполняется всегда, когда

$\gamma-1 \ll 1$.

При значениях $\gamma-1 < 1$, например, около 0.2 или более и углах θ не слишком близких к 90° вместо сильного неравенства (40) может выполняться только слабое неравенство:

$$\sqrt{2(\gamma-1)} \cos \theta < 1.$$

Численное изучение разряда фотодиода с прозрачным для ЭМИ и электронов анодом показало, что и в этом случае все выводы аналитического подхода остаются в силе.

Анализ выражения (39) для КПД преобразования электростатической энергии в электромагнитную, с учетом ограничений, которые были сделаны в процессе вывода этого выражения, показывает, что рассматриваемый вариант фотоэмиссионного источника может иметь КПД заметно выше 50%. Этот вывод подтверждают результаты численных расчетов.

Если же анод непрозрачен для электронов, то характеристики генерируемого электромагнитного поля в ближней зоне будут определяться dP^{in}/dt . В этом случае

$$(dp^{in}/d\tau)_{\max}=1, \quad \int_0^{\infty} d\tau (dp^{in}/d\tau)^2 \approx 0.55, \quad \text{что приводит к соответствующим изменениям}$$

в выражениях для характеристик источника:

$$\frac{\Phi_{\max}^{in}}{S} \approx 3.48 \cdot 10^8 (\gamma-1) \left(\frac{\gamma-1}{L} \right)^2 \frac{\sin^2 \theta}{\cos \theta} \left(\frac{em}{cm^2} \right).$$

$$\frac{U^{in}}{S} \approx 0.9 \cdot 10^{-2} (\gamma-1)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{\gamma-1}{L} \right) \frac{\sin^2 \theta}{\cos \theta} \left(\frac{дж}{cm^2} \right)$$

$$\eta_{in} \approx 0.79 \sqrt{\gamma-1} \sin^2 \theta / \cos \theta.$$

Описание численных расчетов генерации ЭМИ при разряде плоского фотодиода

При численном изучении динамики разряда плоского фотодиода в двумерной постановке решались уравнения Максвелла и уравнения движения электронов. Предполагалось, что ЛИ облучает фотокатод, проходя через прозрачный для ЛИ анод. Исследовались характеристики электромагнитной волны внутри фотодиода для различных значений угла падения ЛИ. Длина фотодиода изменялась от $L_x=0.2$ см до $L_x=5$ см, межэлектродный зазор $L=0.1$ см, $\varphi(z=-L)=-100$ кВ, $\varphi(z=0)=0$. Данные расчетов в сравнении с соответствующими аналитическими результатами представлены на рисунках.

Результаты аналитического и численного исследования разряда плоского фотодиода, инициируемого плоским потоком ЛИ, наклонно падающим на фотокатод, показывают, что в случае использования прозрачного для ЭМИ анода

- при $\theta \geq 60^\circ$ плотность потока электромагнитной энергии в десять и более раз превышает плотность потока электромагнитной энергии источника с непрозрачным для ЭМИ анодом;

- КПД преобразования электростатической энергии в электромагнитную превышает 50%.

(повысить КПД и интенсивность электромагнитного излучения). Таким образом, источник электромагнитного излучения, использующий для генерации ЭМИ разряд

фотодиода с прозрачным для ЭМИ анодом, имеет существенно более высокие энергетические характеристики, чем его аналог в известном техническом решении с непрозрачным для ЭМИ анодом, в котором ЭМИ генерируется дипольным слоем над анодом. При $E_0 = \varphi_0/L \approx 10^6$ в/см, $L=0.1$ см $\theta=60^\circ$ мощность, снимаемая с 1 см^2 излучающей апертуры предлагаемого источника, будет $\sim 10^9$ Вт.

Снижения энергетических характеристик источника можно избежать, если использовать для генерации ЭМИ фотодиод с прозрачным для ЭМИ анодом, в котором нет отрицательного влияния внутренней электромагнитной волны, поскольку исключены ее отражения от анода. В случае прозрачного для ЭМИ анода беспрепятственный выход внутренней волны снижает ее амплитуду. Однако в целом амплитуда волны, уходящей от источника, увеличивается. Благодаря расширению области генерации, которая теперь включает как внутреннюю, так и внешнюю области фотодиода, и увеличению энергии электронов над анодом существенно увеличивается эффективность преобразования электростатической энергии в электромагнитную.

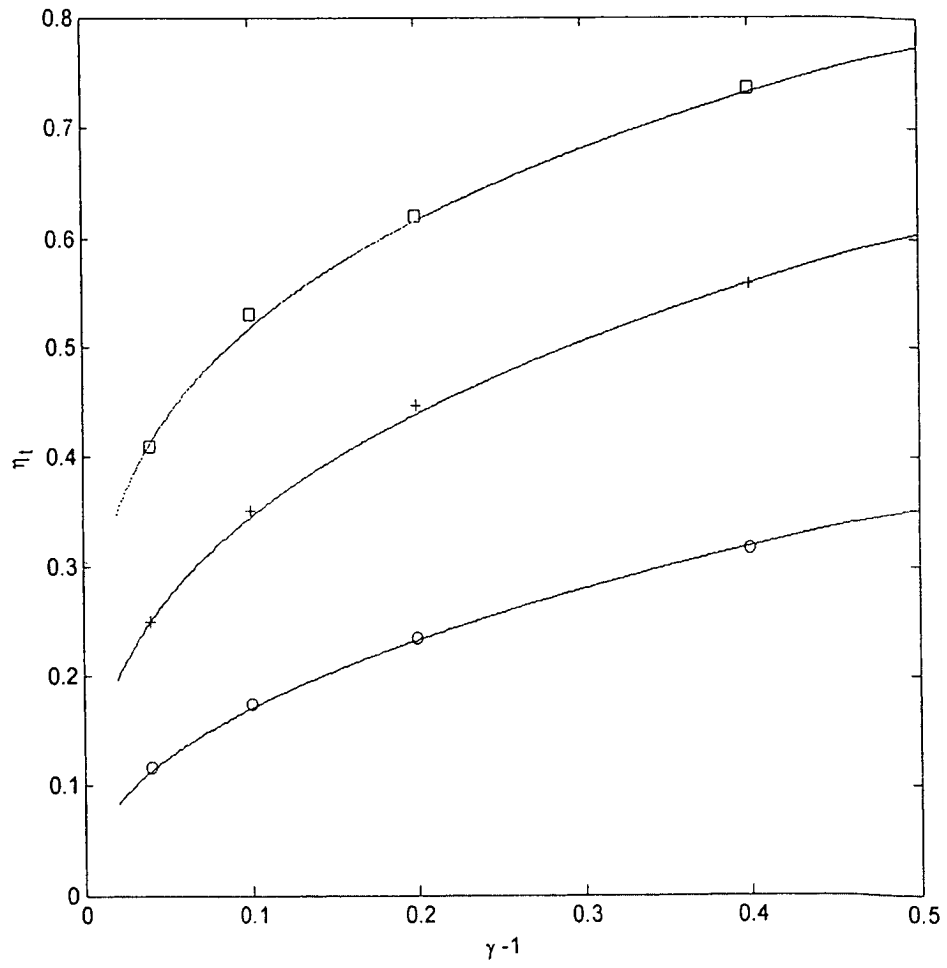
Использование данного изобретения позволит получать более мощные импульсы широкополосного ЭМИ СВЧ диапазона.

Для заявленного изобретения в том виде, как оно охарактеризовано в формуле изобретения, подтверждена возможность осуществления способа генерации широкополосного электромагнитного излучения СВЧ диапазона и способность обеспечения достижения усматриваемого заявителем технического результата.

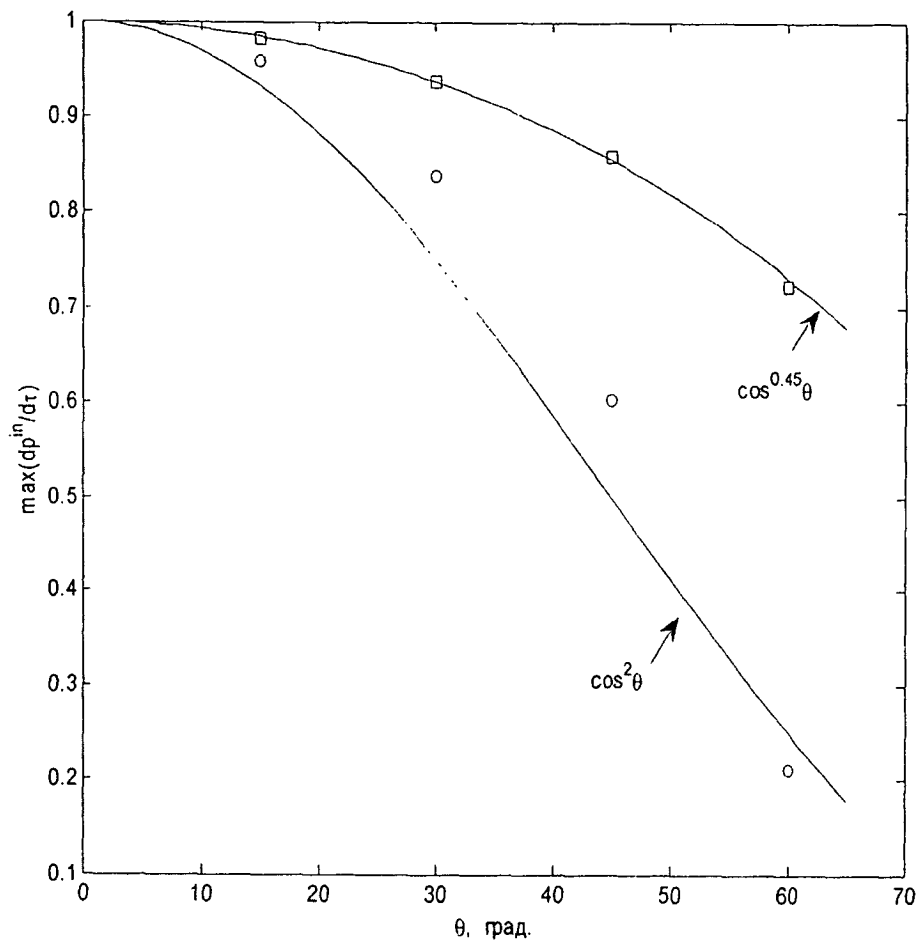
Следовательно, заявленное изобретение соответствует условию «промышленная применимость».

Формула изобретения

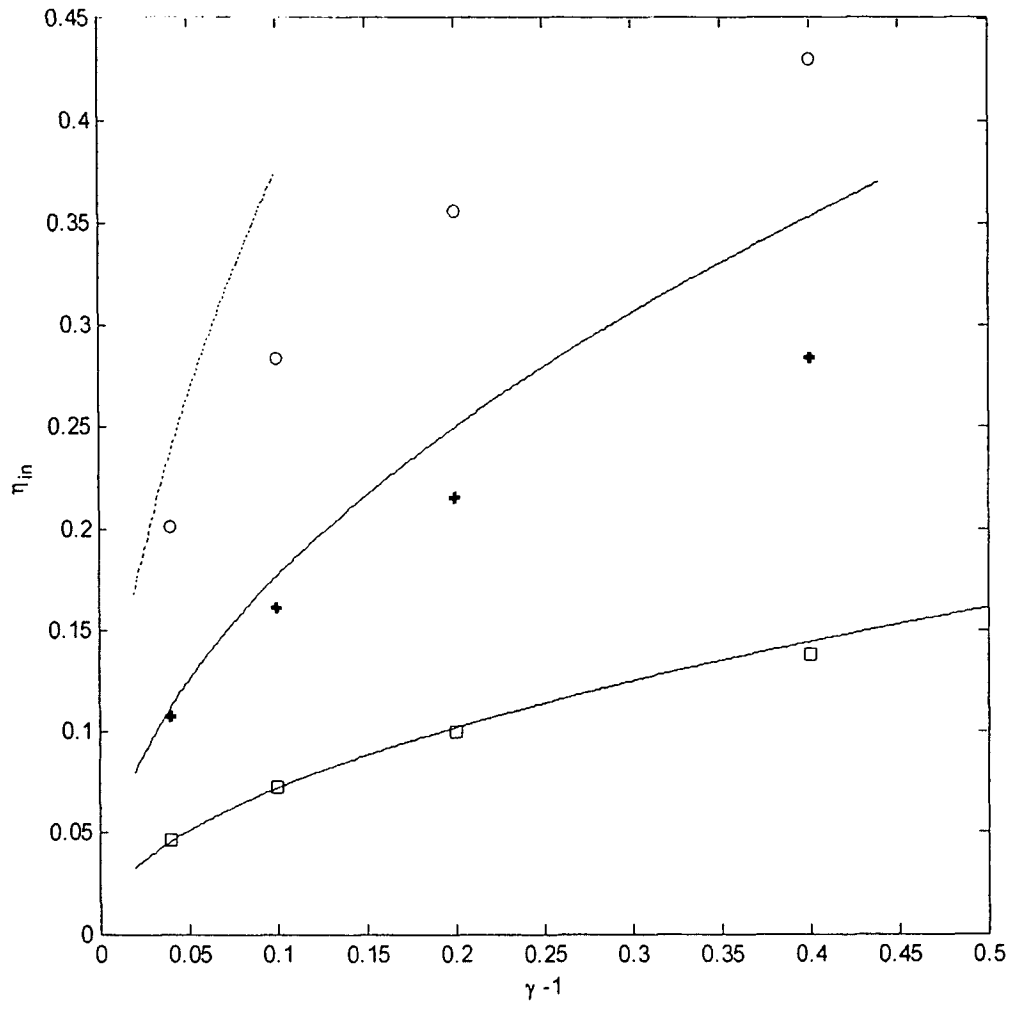
Способ генерации широкополосного электромагнитного излучения СВЧ диапазона, заключающийся в том, что на электроды фотодиода подают импульс напряжения, фотокатод, имеющий форму фокусирующего зеркала для лазерного излучения, наклонно облучают импульсным лазерным излучением, в результате чего с катода эмитируются электроны, которые ускоряются в вакуумированном межэлектродном промежутке, отличающийся тем, что используют анод, прозрачный для генерируемого электромагнитного излучения.



Фиг. 2



Фиг. 3



Фиг.4