

# Генерация терагерцового излучения при оптическом пробое газа

А. М. Быстров, Н. В. Введенский, В. Б. Гильденбург<sup>1)</sup>

Институт прикладной физики РАН, 603950 Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию 26 сентября 2005 г.

После переработки 2 ноября 2005 г.

Исследовано терагерцовое излучение плазменных колебаний, возбуждаемых при оптическом (аксиконном) пробое газа в присутствии внешних полей других частотных диапазонов. Показано, что спектры и интенсивность колебаний и порождаемого ими излучения сильно зависят от характера пространственно-временной эволюции образующейся плазмы. Интенсивность максимальна при быстром создании плазмы с резкой границей и падает до весьма малых значений для объектов с плавным профилем плотности. Предложены новые схемы и режимы пробоя, позволяющие, согласно предварительным оценкам, достигнуть уровня излучаемой энергии  $\sim 10$  мДж при умеренных интенсивностях ионизирующего лазерного излучения.

PACS: 52.35.-g, 52.38.-r, 52.59.Ye

1. Процесс пробоя среды лазерными импульсами высокой интенсивности может сопровождаться, как известно, генерацией собственных колебаний и волн в образующейся плазме. Существуют два различных физических механизма этого явления. Первый из них связан с действием на свободные электроны усредненной пондеромоторной силы, вызывающей возбуждение свободных ленгмюровских волн в кильватерном следе лазерного импульса. Продольные поля этих волн способны ускорять синхронные с ними электроны до высоких энергий, благодаря чему данный механизм лежит в основе интенсивно разрабатываемых в последние годы лазерно-плазменных методов ускорения заряженных частиц [1]. Достаточно хорошо известен, хотя и менее исследован, другой механизм возбуждения собственных колебаний и волн, связанный непосредственно с ростом плотности плазмы и обусловленной им параметрической перестройкой модового спектра волн в ионизируемой области среды в процессе оптического пробоя [2–7]. В отличие от первого, нелинейного по своей физической природе, механизма, второй механизм по сути дела является линейным, что при умеренных интенсивностях полей накачки обеспечивает гораздо более высокую эффективность преобразования их энергии в энергию свободных колебаний. Роль накачки, из которой черпается энергия возбуждаемых колебаний, в этом механизме может играть, в принципе, как само ионизирующее излучение [3, 4], так и внешние сторонние поля других частотных диапазонов (включая и статические) [2, 5–7]. Поскольку

значительная часть энергии колебаний может переизлучаться когерентным образом в окружающее пространство, а их частотами можно управлять в широких пределах путем изменения параметров ионизируемой среды (например, давления газа), данный механизм представляется достаточно перспективным как средство генерации электромагнитного излучения в некоторых трудно доступных частотных диапазонах (ТГц, мягкий рентген). В частности, в работах [5–7] изучались теоретически и экспериментально различные схемы генерации терагерцового излучения, возникающего при оптическом пробое газа в присутствии статических электрических полей. Рассматривался пробой, создаваемый пучком, фокусируемым в пространство между пластинами заряженного плоского конденсатора [6], а также быстрые волны ионизации в фокальной области цилиндрической линзы (в пространственно-периодическом электрическом поле) [5] и на оси бесселевого пучка, формируемого аксиконной линзой (в однородном электрическом поле) [7].

Полученные результаты демонстрируют принципиальную возможность использования явления параметрического преобразования полей при пробое среды для генерации терагерцового излучения. Однако проведенные исследования не позволяют рассчитать реальную эффективность такого преобразования и указать (хотя бы качественно) оптимальные условия его осуществления, поскольку оставляют в стороне важные вопросы, касающиеся зависимости интенсивности возбуждаемых колебаний и порождаемого ими излучения от характера пространственно-временной эволюции плазмы в процессе пробоя. В ис-

<sup>1)</sup>e-mail: gil@appl.sci-nnov.ru

пользовавшихся теоретических моделях [2, 5, 7] рассматривалась лишь однородная плазма с резкой границей, а время пробоя предполагалось исчезающе малым. Целью данной работы является анализ процессов преобразования внешних (как статических, так и переменных) полей в поля собственных колебаний плазмы, образующейся при пробое газа, с учетом ее реальной неоднородности, конечного времени создания, а также игнорировавшегося ранее радиационного затухания возбуждаемых плазменных колебаний. Как мы увидим, учет этих факторов может радикальным образом изменить картину рассматриваемого явления. В частности, плавный перепад плотности в пограничном слое плазмы приводит (даже в условиях мгновенной ионизации газа) к сильному дополнительному уширению спектра возбуждаемых собственных колебаний и подавлению их излучающей компоненты.

2. Имея в виду схему генерации [7], использующую излучение быстрой поперечной волны поляризации, которая возбуждается за фронтом сверхсветовой волны пробоя в узкой приосевой области аксиконной линзы, мы исследуем, в первую очередь, собственные квазиэлектростатические колебания (на частотах порядка максимальной плазменной частоты  $\omega_{p0}$ ), возбуждаемые в присутствии заданного внешнего (переменного или постоянного) электрического поля в нестационарной цилиндрически симметричной плазме. Плазма создается коротким (с длительностью  $\tau_p \sim 100$  фс) лазерным импульсом, сфокусированным при помощи конической линзы (аксикона) в так называемый бесселев волновой пучок, распространяющийся без расходимости вдоль оси симметрии  $z$  на расстояние  $\Delta z = L$ , зависящее от радиуса волнового пучка  $b$  на входе в линзу и угла наклона  $\vartheta_0$  прошедших через нее лучей к оси (в частности, в условиях экспериментов [8]  $\vartheta_0 \sim 0.1$ ,  $b \sim 1$  см,  $L \sim b/\sin \vartheta_0 \sim 10$  см). Скорость волны ионизации, создаваемой на отрезке  $\Delta z$  лазерным импульсом, равна фазовой скорости световой волны  $V_i = c/\cos \vartheta_0 > c$ . Заданное внешнее поле  $\mathbf{E}_0 = \mathbf{e}_x E_{0x}$  (в рассматриваемой схеме перпендикулярное оси  $z$ ) либо однородно и постоянно (как это предполагалось в работе [7]), либо представляет собой волну частоты  $\omega_0$ , бегущую с фазовой скоростью  $V_0$  по оси  $z$ :

$$E_{0x} = E_0 \cos(\omega_0 t - h_0 z), \quad h_0 = \omega_0/V_0. \quad (1)$$

В последнем случае мы фактически предполагаем, что ионизирующий лазерный импульс вводится внутрь открытого или закрытого радиоволновода, направляющего волну определенного типа. Частоты  $\omega_{p0}$ ,  $\omega_0$ , характерное время ионизации  $\tau_i$  и радиус об-

разующегося плазменного цилиндра  $a$  в интересующем нас случае удовлетворяют условиям  $\omega_0 \tau_i \ll 1$ ,  $\omega_0 \ll \omega_{p0}$ ,  $a \ll L$ ,  $h_0 a \ll 1$ ,  $a \omega_{p0} \ll c$ , позволяющим рассчитывать возмущения поля и электронной плотности в каждом данном поперечном сечении  $z = \text{const}$  на основании решения двухмерной квазиэлектростатической задачи о потенциальных колебаниях радиально-неоднородной нестационарной плазмы во внешнем поперечном поле  $\mathbf{E}_0$ , пренебрегая в этих расчетах продольной неоднородностью как самого этого поля, так и создаваемого в нем плазменного цилиндра. Продольная координата  $z$  при таком подходе войдет в решение лишь как параметр, определяющий момент начала пробоя  $t_b = z/V_i$  и фазу внешнего поля в этот момент  $\phi_b = \omega_0 t_b - h_0 z$ , а плотность плазмы (фактически, плотность ионов)  $N(r, \tau)$ , полностью определяемая динамикой оптического пробоя, представляет собой функцию расстояния до оси  $r$  и “запаздывающего” времени  $\tau = t - t_b$ .

Характер совместной пространственно-временной эволюции оптического поля и плазмы в аксиконном пробое существенно зависит от соотношения между концентрацией нейтральных молекул газа  $N_g$ , определяющей максимум плотности плазмы  $N_{\text{max}}$ , и значением плотности  $N_1 = N_{cL} \sin^2 \vartheta_0$ , отвечающим условию полного отражения оптического излучения ( $N_{cL} = m\omega_L^2/4\pi e^2$  – критическая концентрация на оптической частоте  $\omega_L$ ). Согласно результатам расчета, основывающегося на решении соответствующей самосогласованной задачи [4], при сравнительно умеренных (достигнутых к настоящему времени во многих исследовательских лабораториях) параметрах ионизирующих лазерных импульсов, на которые мы ориентируемся в этой работе (интенсивность  $I \sim 10^{14} - 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup>,  $\tau_p \sim 100$  фс), возможны два существенно различных сценария рассматриваемого процесса. В первом сценарии, реализующемся в условиях, когда образующаяся плазма сильно экранирует излучение ( $N_g > N_1$ ), радиальный профиль плотности  $N(r)$  на всех этапах имеет “колоколообразную” форму (с максимумом на оси, равным или близким  $N_g$ ) и характеризуется неким единым масштабом  $a(\tau)$ . Второй сценарий реализуется в условиях, когда плазма даже при полной (однократной) ионизации газа слабо возмущает оптическое поле ( $N_g \ll N_1$ ). Процесс пробоя в этом случае разделяется на две стадии. На первой стадии, заканчивающейся к моменту полной ионизации газа на оси, процесс идет по сценарию первого типа (радиальный профиль остается одномасштабным). На второй стадии вблизи оси возникает непрерывно расширяющаяся область однородной плазмы с  $N = N_g$  (плато радиуса  $r = R(\tau)$  на

профиле плотности). В конце этой стадии оба характерных размера (внешний радиус  $a$  и радиус плато  $R$ ) определяются поперечным размером бesselева пучка ( $a \sim R \sim c/\omega_L \sin \vartheta_0$ ), а их разность (ширина переходной пограничной области)  $a - R \sim (0.2 - 0.3)a$ .

**3. Взаимодействие образующейся неоднородной плазмы с внешним полем  $E_0$  в рамках используемого приближения может быть описано системой уравнений для объемной плотности заряда  $\rho$  и потенциала самосогласованного поля  $E = -\nabla\varphi(r, \tau)$**

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial \tau^2} + \nu \frac{\partial \rho}{\partial \tau} + \omega_p^2 \rho = \frac{1}{4\pi} \nabla \omega_p^2 \cdot \nabla \varphi; \quad \Delta \varphi = -4\pi \rho. \quad (2)$$

Здесь  $\omega_p^2(r, \tau) = 4\pi e^2 N(r, \tau)/m$ ,  $\nu$  – эффективная частота соударений электронов с тяжелыми частицами. Первое из уравнений (2) легко получается из закона сохранения заряда и уравнения для плотности электронного тока  $\partial \mathbf{j}/\partial \tau + \nu \mathbf{j} = (\omega_p^2/4\pi)\mathbf{E}$ , справедливо при любой скорости изменения плотности плазмы  $N$  в процессе пробоя [3, 4]. Ввиду принимаемой однородности внешнего поля нас интересует решение дипольного типа, в котором потенциал поля вне плазмы представляет собой сумму потенциалов заданного внешнего поля и поля двухмерного (линейного) электрического диполя с погонной плотностью дипольного момента  $P = \iint \rho x ds$  (интеграл берется по площади поперечного сечения цилиндра). Функция  $\varphi(r, \tau)$ , как следует из условия ее ограниченности при  $r = 0$  и непрерывности поля и потенциала при  $r = a$ , удовлетворяет граничным условиям  $\varphi(0, \tau) = 0$ ,  $(\partial \varphi / \partial r)_{r=a} + \varphi(a)/a = -2E_{0x}x/r$ .

Нетрудно показать, что в случае однородного цилиндра с резкой границей ( $\omega_p(r < a) = \omega_{p0} = \text{const}$ ) заряд сосредоточен на поверхности плазмы ( $\rho \sim \delta(r - a)$ ), а дипольный момент удовлетворяет известному уравнению

$$\ddot{P} + \nu \dot{P} + \omega_c^2 P = (\omega_c^2/2)a^2 E_{0x}, \quad (3)$$

в котором частота так называемого геометрического резонанса цилиндра  $\omega_c = \omega_{p0}/\sqrt{2}$  и внешнее поле  $E_{0x}$  могут рассматриваться как заданные произвольные функции времени. Переход от скачкообразных распределений плотности к плавным, как было показано еще в работах [9, 10], приводит к сильному изменению колебательных свойств плазменного объекта. Спектр плазменных колебаний становится сплошным, поскольку в каждой точке они имеют свою собственную частоту  $\omega_p(r)$  [10], а геометрический резонанс сильно ослабляется из-за резонансного поглощения при  $N \approx N_c = m\omega_c^2/4\pi e^2$  [9].

С целью описания колебательных процессов в неоднородной и нестационарной плазме, образующей-

ся в интересующих нас условиях оптического пробоя газа, уравнения (2) с указанными выше граничными условиями и отвечающими смыслу поставленной задачи нулевыми начальными условиями  $\rho = \partial \rho / \partial \tau = 0$  при  $\tau = 0$  интегрировались численно. Пространственно-временные распределения плотности  $N(r, \tau)$ , моделирующие описанные выше сценарии пробоя, аппроксимировались некоторыми достаточно простыми кусочно-аналитическими функциями. В качестве основных параметров, входящих в определение этих функций (которые мы здесь не приводим ввиду их сравнительной громоздкости), задавались: максимальное значение плотности  $N_{\text{max}} = N_g$ , время установления стационарного состояния (характерное время ионизации)  $\tau_i$  и структурные параметры этого состояния – радиус ионизированной области  $a$  и радиус плато  $R$  (отличный от нуля лишь для второго сценария). Ввиду принятых условий  $\omega_0 \tau_i \ll 1$ ,  $\omega_0 \ll \omega_{p0}$  внешнее поле в проводившихся расчетах предполагалось постоянным (не зависящим от  $\tau$ ):  $E_{0x} = E_0 \cos \phi_b$ .

Результаты расчета представлены на рис.1–3. На рис.1 показаны временные зависимости погонного дипольного момента  $p(\tau)$ , нормированного на его

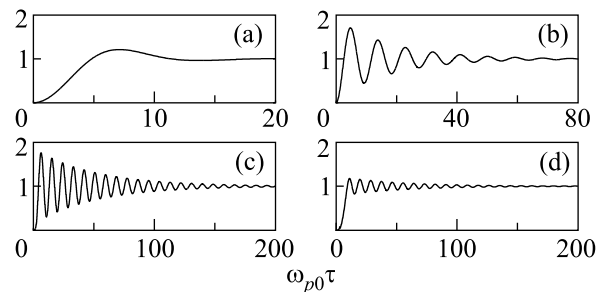


Рис.1. Дипольный момент  $p(\tau) = P(\tau)/P_0$ ;  $\nu/\omega_c = 5 \cdot 10^{-3}$ ; (а)  $R/a = 0$ ,  $\omega_{p0}\tau_i = 0$ , (б)  $R/a = 0.75$ ,  $\omega_{p0}\tau_i = 0$ , (с)  $R/a = 0.9$ ,  $\omega_{p0}\tau_i = 3$ , (д)  $R/a = 0.9$ ,  $\omega_{p0}\tau_i = 10$

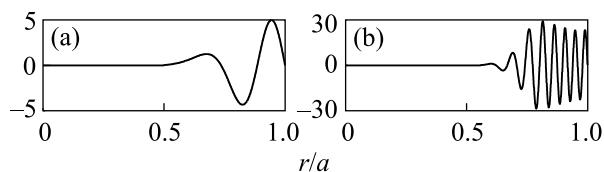


Рис.2. Радиальные распределения плотности заряда  $\rho a/E_{0x}$  на оси  $x$  при  $\nu/\omega_c = 5 \cdot 10^{-3}$ ,  $\tau_i = 0$ ,  $R/a = 0.5$ ; (а)  $\omega_{p0}\tau = 10$ , (б)  $\omega_{p0}\tau = 50$

стационарное значение  $P_b = a^2 E_{0x}/2$ . При малых  $\nu/\omega_c$  скорость затухания и амплитуда дипольных колебаний, сопровождающих переход от начального со-

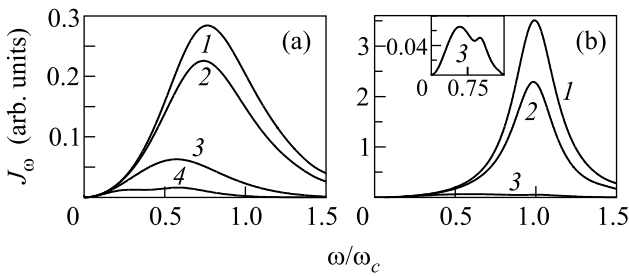


Рис.3. Спектры излучения  $J_\omega$ ; (a)  $R/a = 0$ ,  $\omega_{p0}\tau_i = 0, 3, 10, 20$  (кривые 1–4); (b)  $R/a = 0.6$ ,  $\omega_{p0}\tau_i = 0, 3, 10$  (кривые 1–3);  $\nu/\omega_c = 5 \cdot 10^{-2}$

стояния с  $P = 0$  в конечное состояние с  $P = P_b$ , сильно зависят от степени размытия границы плазмы (определяемой параметром  $R/a$ ) и безразмерного времени ионизации  $\omega_{p0}\tau_i$ . В отсутствие плато колебания весьма малы и быстро затухают даже в случае мгновенной ионизации (рис.1a); с ростом  $R/a$  амплитуда колебаний увеличивается, а скорость их затухания уменьшается (рис.1b). Рост времени ионизации  $\tau_i$  приводит к заметному снижению амплитуды возбуждаемых колебаний, начиная со значений параметра  $\omega_{p0}\tau_i \approx 3$ ; при  $\omega_{p0}\tau_i = 10$ ,  $R \approx a$  амплитуда снижена по сравнению со случаем  $\tau_i = 0$  уже примерно в пять раз (рис.1c,d).

Сильное затухание собственных дипольных колебаний плазменного цилиндра с плавным радиальным профилем плотности при малых частотах соударений может быть истолковано как проявление некоторого дополнительного (бесстолкновительного) механизма диссипации, связанного с перекачкой энергии крупномасштабной составляющей поля и поляризации плазмы в мелкомасштабную составляющую, не дающую вклада в дипольный момент. Этот процесс накопления энергии мелкомасштабной составляющей, обусловленный в конечном счете непрерывным ростом градиента фазы плазменных колебаний  $\omega_p(r)\tau$  с течением времени, иллюстрируется на рис.2, где показаны распределения плотности пространственного заряда  $\rho(r)$  в различные моменты времени. Заметим, что в реальных условиях процесс непрерывного уменьшения пространственного масштаба осцилляций рано или поздно будет остановлен включением “истинной” диссипации (например, не учтенным нами затуханием Ландау), однако для описания интересующих нас здесь дипольных колебаний цилиндра это уже не является существенным.

4. Для описания излучения, порождаемого собственными дипольными колебаниями, рассчитывались фурье-спектры второй производной дипольного момента. На рис.3 представлены частотные зависи-

мости величины  $J_\omega = |(d^2p/d\tau^2)_\omega|^2$ , определяющей спектральную интенсивность излучения в направлении главного максимума. Как видим, при малых  $\nu/\omega$  ширина линии  $\Delta\omega$  (определяемая рассмотренными “внутренними” потерями энергии) с уменьшением  $R/a$  и ростом  $\omega_{p0}\tau_i$  возрастает; при этом снижение максимальной интенсивности излучения  $J_{\omega \max}$  может достигать нескольких порядков.

В случае быстрой ионизации и малых внутренних потерь (то есть при  $\nu \ll \omega_c$ ,  $R \approx a$ ,  $\omega_{p0}\tau_i < 1$ ), представляющем наибольший практический интерес, решение системы (2) может быть найдено аналитически с использованием преобразования Лапласа. Отвечающий этому (приближенному) решению закон изменения дипольного момента описывается функцией

$$P = P_b[1 - \cos(\omega_c\tau) \exp(-\gamma_i\tau)]\theta(\tau), \quad (4)$$

где  $\gamma_i = \nu/2 + \omega_c l/a$ ,  $l = |N/\nabla N|_{N=N_c} \ll a$ ,  $\theta(\tau < 0) = 0$ ,  $\theta(\tau > 0) = 1$ . Зависимость (4) хорошо согласуется с приведенными выше результатами численного расчета ( $\gamma_i \approx \Delta\omega/2$ ) при  $l \ll a$  и может быть использована в приближенных оценках также и при  $l \sim a$ . Определяемая функцией (4) переменная составляющая поляризации  $P_\sim$  может быть представлена при учете (1) в виде суперпозиции двух (возбуждаемых на отрезке  $0 < z < L$  за движущимся фронтом ионизации) затухающих волн частоты  $\omega_c$  с различными продольными волновыми числами:

$$P_\sim = \frac{P_0}{2} [\cos(\omega_c t - h_1 z) + \cos(\omega_c t - h_2 z)] \exp(-\gamma_i\tau)\theta(\tau), \quad (5)$$

где  $P_0 = a^2 E_0/2$ ,  $h_{1,2} = \omega_c V_i^{-1} \pm \omega_0(V_i^{-1} - V_0^{-1})$ . Поскольку в рассматриваемых условиях эти волны являются быстрыми ( $V_{1,2} = \omega_c/h_{1,2} > c$ ), каждая из них излучает в направлениях, образующих углы  $\vartheta_{1,2} = \arccos(c/V_{1,2})$  с осью  $z$ ; угловая ширина максимумов излучения  $\Delta\vartheta_{1,2} \approx c/\omega_c L \sin \vartheta_{1,2}$ . Полная мощность  $\Pi$  и энергия  $W$  излучения в случае слабого затухания и быстрой ионизации, как нетрудно показать, рассчитывая электромагнитное поле в дальней зоне рассматриваемого линейного излучателя длины  $L \gg c/\omega_c$  и обобщая (4) и (5) с учетом радиационных потерь, определяются выражениями

$$\Pi = \frac{\pi\omega_c^3}{4c^2} P_0^2 L \exp(-2\gamma t), \quad W = \int_0^\infty \Pi dt = W_0 \frac{\gamma_r}{\gamma}. \quad (6)$$

Здесь  $\gamma_r = \pi\omega_c^3 a^2/8c^2$  – постоянная радиационного затухания,  $W_0 = P_0 E_0 L/2$  – энергия электростатического дипольного взаимодействия внешнего поля с

плазмой,  $\gamma = (\nu/2) + \omega_c l/a + \gamma_r$  – суммарная ширина линии, учитывающая как внутренние, так и радиационные потери. При конечных значениях  $\omega_{p0}\tau_i$  в выражения (6) должен, вообще говоря, вводиться поправочный множитель  $\mu < 1$ , зависящий от параметров  $R/a$  и  $\omega_{p0}\tau_i$ ; его величина может быть найдена на основании графиков рис.1,3.

5. Полученные результаты позволяют приближенно рассчитать мощность и энергию излучения в различных режимах пробоя и указать оптимальные условия реализации рассматриваемого механизма генерации терагерцового излучения. В частности, при значениях параметров, принятых в работе [7] (давление воздуха  $p = 1$  атм, внешнее статическое поле  $E_0 = 30$  кВ/см, частота  $f_c = \omega_c/2\pi = 30$  ТГц, размеры плазменного цилиндра  $a = 2$  мкм,  $L = 1$  см, угол фокусировки  $\vartheta_0 \approx 10^{-1}$ , частота соударений  $\nu = 10^{13}$  1/с), на основании данных работы [4] находим  $\omega_{p0}\tau_i \approx 20$ ,  $R = 0$  (реализуется первый сценарий пробоя). Большая величина  $\omega_{p0}\tau_i$  и отсутствие крутого перепада плотности на границе, как следует из графиков рис.1,3, приводят к сильному снижению амплитуды колебаний и интенсивности излучения. Для величины излучаемой энергии получаем в этом случае  $W \approx 3 \cdot 10^{-2} W_0 \approx 3 \cdot 10^{-13}$  Дж (вместо величины  $10^{-10}$  Дж, найденной в [7] без учета радиационного затухания колебаний в предположении мгновенной и однородной ионизации).

Внешнее поле  $E_0$  было взято в рассмотренном примере равным пороговому полю статического пробоя воздуха  $E_{th}(\text{кВ/см}) = 30p(\text{атм})$ . Этот порог может быть увеличен при переходе к переменным полям, для которых (в тех же единицах)  $E_{th} \approx 30p\sqrt{1 + (20p\lambda_0)^{-2}}$ , где  $\lambda_0(\text{см}) = 2\pi c/\omega_0$ . При этом плотность газа можно понизить до значений  $N_g < N_{cL} \sin^2 \vartheta_0$ , допускающих реализацию режима аксионного пробоя с  $\omega_{p0}\tau_i \sim 1$  и  $l \ll a$ . Параметры плазмы и порождаемого ею излучения сильно зависят в этом случае от угла  $\vartheta_0$ , радиуса пучка на линзе  $b$  и длин волн  $\lambda_0$  и  $\lambda_c = 2\pi c/\omega_c = 10^{-3}/\sqrt{p}(\text{атм})$ . Максимум излучаемой энергии достигается вблизи границы области квазистатического описания ( $\omega_c a/c \approx \omega_c/\omega_L \vartheta_0 = \sqrt{N_g/2N_{cL}} \vartheta_0^{-1} \approx 0.5$ ), где при значениях параметров, реализованных в эксперименте [8] ( $\lambda_L \approx 0.8$  мкм,  $I \sim 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>,  $\tau_p \sim 100$  фс), в широком диапазоне длин волн ( $6 \cdot 10^{-3}$  см  $< \lambda_c < \lambda_0 < 2$  см) имеем: оптимальный угол  $\vartheta_0 \approx 1.6 \cdot 10^{-4}/\lambda_c$ ,  $\omega_{p0}\tau_i < 3$ ,  $l/a \approx 0.1$ ,  $\gamma_r \approx \gamma/2 \approx 0.1\omega_c$ ,  $\Pi(\text{Вт}) \approx 10^6 (\lambda_c/\lambda_0)^2 b$ ,  $W(\text{Дж}) \approx 10^{-5} b \lambda_c^3/\lambda_0^2$  ( $\lambda_c$ ,  $\lambda_0$  и  $b$  выражены в см). В частности, при  $\lambda_0 = 0.1$  см,  $p = 10^{-2}$  атм и значениях  $b = 4$  см,  $\vartheta_0 = 1^\circ$ , реализовавшихся в экспериментах

[11], генерируется импульс излучения с  $\lambda_c \sim 10^{-2}$  см (центральная частота спектра  $f_c = 3$  ТГц), мощностью  $\Pi \approx 40$  кВт и энергией  $W \approx 4$  нДж.

Значительного увеличения энергии можно добиться, по-видимому, отказавшись от ограничения  $E_0 < E_{th}$ . В этом случае быстрый оптический пробой должен осуществляться на фоне более медленного ионизационного процесса, вызываемого импульсами внешнего поля  $E_0(t)$ , возбуждающего собственные колебания. При условии достаточно хорошей синхронизации момента ввода  $t = t_b$  фемтосекундного лазерного импульса с моментом достижения максимума возбуждающего поля ( $E_0(t_b) = E_{0\text{max}}$ ) и не слишком большой плотности плазмы  $N < N_{c0} = m\omega_0^2/4\pi e^2$ , достигающейся к этому моменту, амплитуда возбуждаемых колебаний и излучаемая энергия будут определяться величиной  $E_{0\text{max}}$ . Такая ситуация может быть реализована, в частности, при давлении воздуха  $p = 10^{-3}$  атм (отвечающем частоте излучения  $f_c = 1$  ТГц) и значениях параметров возбуждающих микроволновых импульсов, достигнутых в настоящее время в ускоряющих системах электрон-позитронных коллайдеров [12] ( $\lambda_0 = 1$  см, длительность переднего фронта импульса  $\sim 3$  нс,  $E_{0\text{max}} \approx 4 \cdot 10^6$  В/см). При достаточно малом угле  $\vartheta_0 = 20'$ ,  $b = 4$  см,  $I \sim 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> в этих условиях получаем  $W \approx 10$  мДж. Результат этой предварительной оценки показывает, что при использовании импульсных возбуждающих полей рассматриваемый метод генерации может, в принципе, обеспечить достижение значений излучаемой энергии, существенно превышающих как экспериментально измеренные ( $< 100$  нДж), так и теоретически предсказываемые (100 мкДж) значения энергии, достигающиеся в лазерно-плазменных системах, использующих механизм пондеромоторного возбуждения плазменных колебаний и ускорения электронных сгустков в пучках высокой интенсивности ( $\sim 10^{19}$  Вт/см<sup>2</sup>) [13].

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, грант # 04-02-16684, и Российским фондом содействия отечественной науке.

1. T. Katsouleas, Nature **431**, 515 (2004).
2. S. C. Wilks, J. M. Dawson, and W. B. Mori, Phys. Rev. Lett. **61**, 337 (1988); M. I. Bakunov and A. V. Maslov, Phys. Rev. Lett. **79**, 4585 (1997); C. H. Lai, R. Liou, T. C. Katsouleas et al., Phys. Rev. Lett. **77**, 4764 (1996); V. B. Gildenburg and N. V. Vvedenskii, Prob. of Atomic Sci. and Techn., Ser. "Plasma Phys." **11**, 110 (2005).

3. V. B. Gildenburg, A. G. Litvak, and N. A. Zharova, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 2968 (1997); M. I. Bakunov, A. M. Bystrov, and V. B. Gildenburg, *Phys. Plasmas* **9**, 2803 (2002).
4. Н. В. Введенский, В. Б. Гильденбург, *Письма в ЖЭТФ* **76**, 440 (2002).
5. D. Hashimshony, A. Zigler, and K. Papadopoulos, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 2806 (2001).
6. T. Löffler and H. G. Roskos, *J. Appl. Phys.* **91**, 2611 (2002).
7. С. В. Голубев, Е. В. Суворов, А. Г. Шалашов, *Письма в ЖЭТФ* **79**, 443 (2004).
8. А. А. Бабин, А. М. Киселев, Д. И. Кулагин и др., *Письма в ЖЭТФ* **80**, 344 (2004).
9. В. Б. Гильденбург, *ЖЭТФ* **45**, 1978 (1963).
10. E. M. Barston, *Annals of Phys.* **29**, 282 (1964); Б. Б. Кадомцев, *Коллективные явления в плазме*, М.: Наука, 1988.
11. С. С. Бычков, С. В. Горлов, А. В. Макаров и др., *Квантовая электроника* **26**, 243 (1999).
12. Н. Н. Braun, S. Dobert, I. Wilson, and W. Wuensch, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 224801 (2003).
13. W. P. Leemans, J. van Tilborg, J. Faure et al., *Phys. Plasmas* **11**, 2899 (2004).