

УДК 533.951.2, 533.9.01
DOI 10.25205/2541-9447-2019-14-4-5-16

Численное моделирование электромагнитной эмиссии при инъекции электронного пучка в плазму с сильными поперечными градиентами плотности

В. В. Глинский^{1,2}, И. В. Тимофеев¹, В. В. Анненков^{1,2}, А. В. Аржанников^{1,2}

¹ Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН
Новосибирск, Россия

² Новосибирский государственный университет
Новосибирск, Россия

Аннотация

Недавние эксперименты по инъекции килоамперного электронного пучка в замагниченную плазму на установке ГОЛ-ПЭТ показали, что мощность субтерагерцового излучения, выходящего вдоль магнитного поля, возрастает более чем на порядок, если в плазме предварительно созданы сильные поперечные градиенты плотности. В данной работе влияние поперечных неоднородностей плотности плазмы на эффективность генерации электромагнитного излучения вблизи гармоник плазменной частоты изучается с помощью численного моделирования на основе метода частиц в ячейках. Расчеты, проведенные для реальной относительной плотности пучка и реальных пространственных масштабов неоднородности, показали, что пучковая неустойчивость развивается только в ямах плотности, а малый поперечный размер ее локализации, сравнимый с длиной волны, способствует более эффективной конверсии неустойчивых колебаний в электромагнитные. Несмотря на то, что излучение на плазменной частоте оказывается запертым поперек ведущего магнитного поля, оно может покидать область генерации при уменьшении плотности плазменного столба в продольном направлении.

Ключевые слова

электромагнитное излучение, пучково-плазменное взаимодействие, линейная конверсия мод

Источник финансирования

Работа поддержана Российским научным фондом (проект № 19-12-00250). Вычисления проведены с использованием ресурсов Центра научных ИТ-сервисов ИВТ СО РАН.

Для цитирования

Глинский В. В., Тимофеев И. В., Анненков В. В., Аржанников А. В. Численное моделирование электромагнитной эмиссии при инъекции электронного пучка в плазму с сильными поперечными градиентами плотности // Сибирский физический журнал. 2019. Т. 14, № 4. С. 5–16. DOI 10.25205/2541-9447-2019-14-4-5-16

Computer Simulations of Electromagnetic Emissions Produced via Injection of Electron Beam into a Plasma with Strong Transverse Density Gradients

V. V. Glinskiy^{1,2}, I. V. Timofeev¹, V. V. Annenkov^{1,2}, A. V. Arzhannikov^{1,2}

¹ Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS
Novosibirsk, Russian Federation

² Novosibirsk State University
Novosibirsk, Russian Federation

Abstract

Recent experiments on the injection of kiloampere electron beams into a magnetized plasma at the GOL-PET facility have shown that the power of sub-terahertz radiation escaping from the plasma along the magnetic field increases

by more than an order of magnitude if strong transverse density gradients are preliminarily created in the plasma. In this paper, the influence of transverse inhomogeneities of plasma density on the efficiency of electromagnetic radiation generation near the harmonics of the plasma frequency is studied using particle-in-cell simulations. Simulations performed for the real relative density of the beam and the real spatial scales of the inhomogeneity show that the beam instability develops only in the density wells, and the small transverse size of its localization comparable with the wavelength contributes to a more efficient conversion of unstable oscillations into electromagnetic ones. Despite the fact that radiation at the plasma frequency is blocked across the leading magnetic field, it can leave the generation region with the decrease of the plasma density in the longitudinal direction.

Keywords

electromagnetic radiation, beam-plasma interaction, linear mode conversion

Funding

This work is supported by the Russian Scientific Foundation (project number 19-12-00250). Simulations were carried out using computational resources of the Center of scientific IT-services of ICT SB RAS.

For citation

Glinskiy V. V., Timofeev I. V., Annenkov V. V., Arzhannikov A. V. Computer Simulations of Electromagnetic Emissions Produced via Injection of Electron Beam into a Plasma with Strong Transverse Density Gradients. *Siberian Journal of Physics*, 2019, vol. 14, no. 4, p. 5–16. (in Russ.) DOI 10.25205/2541-9447-2019-14-4-5-16

Введение

Генерация электромагнитного (ЭМ) излучения вблизи гармоник плазменной частоты в процессе коллективного взаимодействия плазмы с потоками электронов является одной из фундаментальных проблем физики плазмы, которая в настоящее время активно изучается как применительно к солнечным радио [1–3] и субтерагерцовым [4; 5] вспышкам, так и в связи с разработкой мощного источника терагерцового излучения [6; 7]. В терагерцовой области спектра методы, основанные на коллективном возбуждении плазменных колебаний и их дальнейшей конверсии в электромагнитные волны, имеют ряд преимуществ по сравнению со стандартными методами вакуумной электроники. В частности, плазма позволяет использовать сильноточные электронные пучки мультигигаваттной мощности, а частота излучения, привязанная к гармоникам плазменной частоты, может легко перестраиваться за счет вариации плотности плазмы. Теоретические и численные исследования последних лет показывают, что эффективность преобразования мощности электронного пучка в мощность излучения в подобных схемах может достигать нескольких процентов [8–10]. Это открывает принципиальную возможность генерации терагерцовых импульсов гигаваттного уровня мощности.

Экспериментальное изучение электромагнитной эмиссии в терагерцовом диапазоне частот, возникающей в процессе инжекции в плазму электронного пучка с энергией 0,5–1 МэВ и током 10–20 кА, началось в 2010–2014 гг. на установках ГОЛ-3 и ГОЛ-3Т [11–13]. В настоящее время эти исследования продолжаются на установке ГОЛ-ПЭТ [14; 15] в Институте ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН. Недавние эксперименты [15] на этой установке показали, что электромагнитное излучение вблизи плазменной частоты (150–200 ГГц) генерируется преимущественно вдоль ведущего магнитного поля, а его мощность возрастает в 10–30 раз, если в плазме предварительно создается сильно неоднородный радиальный профиль плотности. Полная мощность излучения в режиме с сильными поперечными градиентами плотности плазмы оценивается на уровне 4 МВт. Измерения с помощью системы Томсоновского рассеяния показали, что в отдельных выстрелах плотность плазмы может меняться в несколько раз на длине 0,5 см. В некоторых выстрелах на поперечном профиле плотности плазмы наблюдается квазипериодическая структура (рис. 1). Очевидно, что столь сильные градиенты плотности должны существенно влиять как на линейную стадию раскачки пучковой неустойчивости, так и на эффективность конверсии неустойчивых плазменных колебаний в электромагнитные волны, способные выходить из плазменного столба. Поскольку характерный масштаб неоднородности оказывается сравним с длиной волны возбуждаемых пучком плазменных колебаний, стандартные методы анализа волновых процессов на основе приближения геометрической оптики в этих условиях теряют свою применимость.

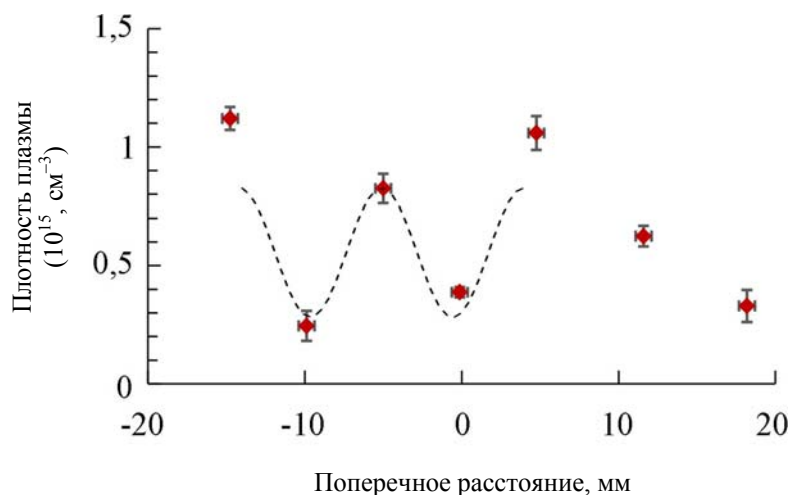


Рис. 1. Радиальный профиль плотности плазмы:
 точки – результаты экспериментальных измерений из работы [15],
 штрихованная линия – аппроксимация периодической функцией $n/n_0 = 1 + 0,5\cos(2\pi r/L)$,
 где $n_0 = 5,5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $L = 9,06 \text{ мм}$

Fig. 1. Radial profile of plasma density:
 the points – results of experimental measurements from the paper [15],
 the dashed line – approximation by the periodic function $n/n_0 = 1 + 0.5 \cos(2\pi r/L)$,
 where $n_0 = 5.5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, $L = 9.06 \text{ mm}$

В данной работе для изучения основных особенностей развития пучковой неустойчивости в сильно неоднородной плазме и генерации ЭМ излучения на гармониках плазменной частоты в этих условиях используется численное моделирование на основе метода частиц в ячейках (Particle In Cell, PIC). PIC моделирование проводится для тех значений относительной плотности пучка и пространственного масштаба поперечной неоднородности, которые были реализованы в пучково-плазменном эксперименте [15], что позволяет проводить сравнение с его результатами.

PIС модель

Для моделирования самосогласованной динамики пучково-плазменной системы в возбуждаемых электромагнитных полях мы используем параллельный 2D3V PIC код на основе метода частиц в ячейках, реализованный для сопроцессоров Nvidia [16]. Электромагнитные поля вычисляются при помощи стандартного алгоритма с использованием метода конечных разностей во временной области (FDTD) [17]. Для движения макрочастиц используется схема с перешагиванием [18], а для вычисления токов – сохраняющая заряд схема Езиркепова [19]. Чтобы обеспечить непрерывный приток частиц в систему, в численной модели реализованы открытые граничные условия. Это предполагает использование специальных буферов, в которых поддерживаются заданные распределения частиц пучка и плазмы по импульсу. Подробное описание соответствующего алгоритма можно найти в работе [20].

Схематический вид расчетной области показан на рис. 2. Центральная часть этой области занята слоем водородной плазмы конечной ширины, который в 2D3V геометрии предполагается неограниченным и однородным вдоль оси z . Электроны внутри слоя первоначально располагаются в тех же пространственных точках, что ионы, а электрические и магнитные поля, за исключением постоянного и однородного ведущего магнитного поля B_x , повсюду равны нулю. Для изучения того влияния, которое оказывают поперечные градиенты плотности плазмы на эффективность генерации ЭМ волн, в работе моделируется два пространственных

распределения плотности: (1) однородное распределение $n(x,y) = 1$ и (2) канал с пониженной плотностью, поперечный профиль которого описывается функцией $n(x) = 1 + 0,5\cos(2\pi y/L)$, аппроксимирующей экспериментальные точки на рис. 1. За область релаксации пучка канал пониженной плотности искривлен в плоскости (x, y) с целью вывода ЭМ излучения на плазменной частоте в вакуум.

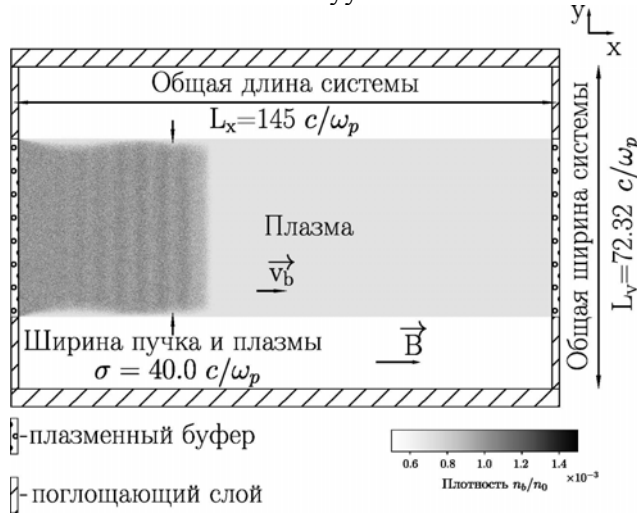


Рис. 2. Схема расчетной области

Fig. 2. The layout of simulation box

В силу вычислительной трудоемкости PIC расчетов поперечный размер плазмы σ выбран равным одному периоду экспериментально наблюдаемой вариации плотности L . В единицах c/ω_p , где c – скорость света, $\omega_p = (4\pi e^2 n_0/m_e)^{1/2}$ – плазменная частота, e и m_e – заряд и масса электрона, а $n_0 = 5,5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ – средняя по сечению плотность плазмы, поперечный размер плазменного слоя составляет величину $\sigma = 40c/\omega_p$. Размер плазмы вдоль магнитного поля определяется длиной релаксации пучка и для характерных параметров эксперимента может быть выбран равным $L_x = 145c/\omega_p$.

В начальный момент времени электроны плазмы имеют максвелловское распределение по импульсам $f_e \propto \exp(-\mathbf{p}^2/(2\Delta p_e^2))$ с температурой $T_e = \Delta p_e^2/(2m_e) = 80 \text{ эВ}$, а ионы считаются холодными. Из левого буфера в плазму равномерно по ее сечению инжектируются частицы пучка, которые характеризуются сдвинутым максвелловским распределением с относительной плотностью $n_b/n_0 = 0,001$, средней скоростью $v_b/c = 0,9$ и температурой $T_b = 64 \text{ кэВ}$. Величина удерживающего плазму постоянного и однородного магнитного поля $\mathbf{B} = (B_x, 0, 0)$ определяется отношением электронной циклотронной и плазменной частот, которое в интересующих нас экспериментах было на уровне $\Omega = eB_x/(m_e c \omega_p) = 0,4$.

Чтобы предотвратить накопление генерируемого электромагнитного излучения в системе, используются граничные поглощающие слои, внутри которых значения ЭМ полей на каждом временном шаге умножаются на коэффициент $k < 1$, зависящий от расстояния до границы. В предыдущих наших работах эти поглощающие слои использовались также для измерения мощности электромагнитного излучения, которое могло покинуть плазму. В данной постановке задачи гораздо больший интерес для нас представляет регистрация излучения, которое распространяется вдоль плазменного столба и способно в дальнейшем выходить из плазмы вдоль силовых линий магнитного поля при постепенном снижении ее плотности. Использование поглощающего слоя на краях плазмы в этом случае не позволит разделить вклады потенциальных и электромагнитных волн, поэтому для измерения мощности продольного потока излучения мы будем вычислять вектор Пойнтинга через сечение плазменного столба.

В представленных расчетах шаг сетки в обоих направлениях составляет $h = 0,04 c/\omega_p$, а шаг по времени равен $\tau = 0,02\omega_p^{-1}$. Приемлемый уровень шума достигается при использовании более миллиарда макрочастиц (100 макрочастиц с параболическим ядром каждого сорта в ячейке).

Результаты моделирования

В качестве первого шага на пути к пониманию процессов коллективной релаксации пучка в плазме с сильными градиентами плотности исследуем, можно ли увеличить эффективность ЭМ эмиссии по сравнению со случаем однородной плазмы за счет создания одной лишь поперечной неоднородности (канала с пониженной плотностью). Приближение геометрической оптики дает очевидный ответ: любые плазменные волны, раскачиваемые пучком на черенковском резонансе с продольным показателем преломления $N_{\parallel} > 1$, не могут линейно конвертироваться в ЭМ волны, показатель преломления которых в вакууме не превышает единицы, в силу сохранения величины N_{\parallel} в продольно однородной плазме. Однако пространственный масштаб наблюдаемых в эксперименте на ГОЛ-ПЭТ поперечных неоднородностей плотности плазмы (см. рис. 1) сравним с длиной волны раскачиваемых пучком колебаний, поэтому ответ на поставленный вопрос не является заранее очевидным и требует моделирования задачи из первых принципов.

Плазма с однородной плотностью

Рассмотрим сначала инжекцию пучка в слой плазмы однородной плотности $n(x, y)/n_0 = 1$. В спектре пучковой неустойчивости в этом случае с самого начала доминирует распространяющаяся вдоль магнитного поля ленгмюровская волна с частотой $\omega = \omega_p$ и волновым числом $k = \omega_p/v_b$, удовлетворяющим условию черенковского резонанса. Из карт электромагнитных полей, представленных на рис. 3, а, б, в, г, а также пространственного распределения плотности пучка (рис. 3, е), видно, что неустойчивые колебания заполняют собой весь объем плазмы. Линейная конверсия такой волны в ЭМ волны становится возможной только после появления возмущений ионной плотности, которые нарастают вследствие развития модуляционной неустойчивости доминирующей плазменной волны. Регистрация поперечного потока ЭМ излучения осуществляется после прохождения им вакуумного промежутка на границе поглощающего слоя. Из Фурье-спектров электрических полей E_x и E_z (рис. 3, ж, з), измеренных вдоль этой границы, видно, что выходящее из плазмы излучение сосредоточено в основном вблизи плазменной частоты ω_p и лишь малая доля его спектральной энергии приходится на вторую гармонику $2\omega_p$. Полная мощность такого излучения P_{\perp} достигает 0,01 % мощности инжектируемого пучка $P_b \approx (\gamma_b - 1)m_e c^2 n_b v_b S$ (рис. 3, и), где γ_b – релятивистский фактор пучка, а S – площадь его поперечного сечения. Чтобы оценить, насколько большой поток энергии ЭМ поля течет вдоль плазменного слоя, проинтегрируем продольную компоненту вектора Пойнтинга по поперечному сечению плазмы и получим мощность излучения в продольном направлении:

$$\frac{P_{\parallel}}{P_b} = \frac{1}{(\gamma_b - 1)n_b v_b \sigma} \int_{-\sigma/2}^{\sigma/2} dy (E_y B_z - E_z B_y). \quad (1)$$

Рисунок 3 показывает, что продольный поток энергии ЭМ полей в этом случае слабо меняется в разных сечениях плазмы (рис. 3, е) и сопоставим по мощности с потоком излучения, выходящим поперек плазменного столба (рис. 3, и).

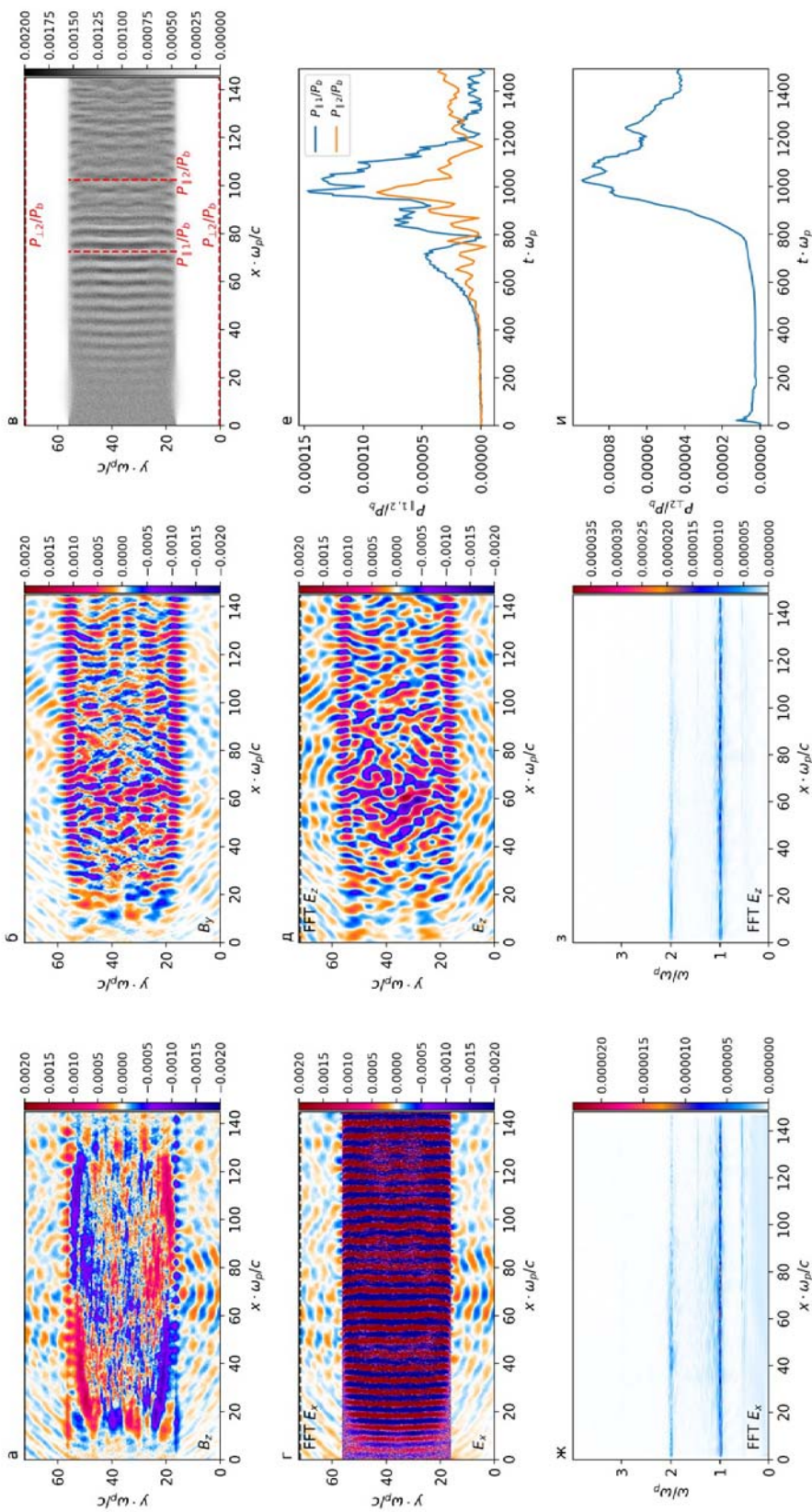


Рис. 3. Результаты PIC расчетов в однородной плазме: карты электромагнитных полей $B_z(x, y)$ – (а), $B_y(x, y)$ – (б), $E_x(x, y)$ – (в), $E_z(x, y)$ – (г), карта плотности пучка $n_b(x, y)/n_0 - (\epsilon)$ в момент времени $\omega_p l = 1026$; Фурье-спектры электрических полей $E_x(x, \omega)$ – (ж) и $E_z(x, \omega)$ – (з), измеренных в различных точках x на граничном поглощающем слое; (е) мощность продольного потока ЭМ полей (J) в разных сечениях плазменного столба (сечения показаны на рисунке в штриховыми линиями) как функция времени; (и) мощность поперечного потока ЭМ излучения $P_{\perp 2}/P_b$, измеряемая на поглощающем слое как функция времени

Fig. 3. Results of PIC simulations in the uniform plasma: the maps of electromagnetic fields $B_z(x, y)$ – (a), $B_y(x, y)$ – (б), $E_x(x, y)$ – (в), $E_z(x, y)$ – (г), the map of beam density $n_b(x, y)/n_0 - (\epsilon)$ in the moment $\omega_p l = 1026$; Fourier spectra of electric $E_x(x, \omega)$ – (ж) and $E_z(x, \omega)$ – (з) measured in various points x at the boundary absorbing layer; (е) the power of longitudinal flux of EM fields (J) in different plasma cross sections (cross sections are indicated in the plot (е) by dashed lines) as a function of time; (и) the power of the transverse EM flux $P_{\perp 2}/P_b$ measured at the simulation boundary as a function of time

Плазма с поперечной неоднородностью

Выясним, как изменится эффективность ЭМ эмиссии при инжекции пучка в плазму с такими же поперечными градиентами плотности, какие наблюдаются в эксперименте. Наложим на плазму периодическое возмущение $n/n_0 = 1 + 0,5 \cos(2\pi r/L)$, которое на длине одного периода представляет собой канал с пониженной центральной плотностью $n/n_0 = 0,5$, растущей к периферии до максимального значения $n/n_0 = 1,5$ (рис. 4, а). Как видно из рис. 4, з, ж, несмотря на то, что пучок по-прежнему инжектируется по всему сечению плазменного слоя, возбуждение плазменных колебаний сильно локализовано вблизи ямы плотности. Видно также, что неустойчивость срывается даже вблизи стенок канала, где модуль градиента плотности так же мал, как и в окрестности ямы. Частота неустойчивых ленгмюровских волн, бегущих по дну канала, определяется локальной плазменной частотой, которая в 2 раза меньше плазменной частоты ω_p , вычисленной по средней плотности n_0 ($\omega_1/\omega_p \approx 0,71$). Трехкратное увеличение плотности плазмы на периферии канала приводит к непрозрачности его стенок для ЭМ колебаний с частотами $\omega/\omega_p < 1,22$. Это значит, что даже при эффективной линейной конверсии резонансных с пучком колебаний в ЭМ волны выходить из плазмы сможет только излучение вблизи удвоенной локальной плазменной частоты $\omega_2/\omega_p \approx 1,42$. Для подтверждения принципиальной возможности выхода запертого в канале излучения на плазменной частоте за область интенсивной релаксации пучка канал изгибается, как показано на рис. 4, а, и выходит в вакуум.

Как видно из рис. 4, в, на котором демонстрируется мощность прошедшего через вакуум поперечного потока излучения от времени, генерация ЭМ волн на плазменной частоте в канале начинается раньше, чем в однородной плазме. Это объясняется тем, что конверсия неустойчивых колебаний в электромагнитные внутри канала не требует нарастания модуляционной неустойчивости, а происходит уже на тех поперечных градиентах плотности плазмы (см. рис. 4, а), которые были заданы в начальный момент времени. Возможность такой конверсии, по-видимому, связана с сильной локализацией возбуждаемых полей на масштабах порядка длины волны. Как видно из рис. 4, ж, первая вспышка излучения ($\omega_p t = 800$) имеет ярко выраженную ТЕ поляризацию (E_z, B_x, B_y), а ее спектральная энергия сосредоточена вблизи локальной плазменной частоты $\omega_1/\omega_p \approx 0,71$, вычисляемой по плотности на дне канала (рис. 4, и). Вычисляя вектор Пойнтинга на границе плазмы, в месте выхода канала в вакуум, легко убедиться, что первая вспышка действительно сосредоточена вблизи устья канала. Мощность этой вспышки лишь незначительно ниже, чем в однородной плазме (рис. 4, в), хотя объем плазмы, в котором развивается пучковая неустойчивость, уменьшился в несколько раз. Последующая вспышка, измеренная в момент времени $\omega_p t = 1300$ после начала инжекции (см. рис. 4, в), связана с эмиссией на второй гармонике плазменной частоты $\omega_2/\omega_p \approx 1,42$ (рис. 4, е). Это излучение появляется после нарастания продольной мелкомасштабной модуляции плотности плазмы (рис. 4, б), свободно проходит через стенки канала (рис. 4, д) и оказывается в 2 раза более мощным, чем излучение на плазменной частоте в однородной плазме. Такое усиление эмиссии на второй гармонике связано с включением механизма пучково-плазменной антенны [10; 21], который начинает эффективно работать, если поперечный размер неустойчивой системы «плазма – пучок» становится сопоставим с длиной волны излучения.

Что касается продольного потока энергии, переносимого ЭМ полями внутри канала, то его мощность можно оценить, вычисляя в формуле (1) вклад полей с ТЕ поляризацией. Как видно из рис. 4, з, ж, только ТЕ мода способна выходить в вакуум через изогнутый участок канала. Из сравнения сплошной и штриховой черных кривых на рис. 5 видно, что

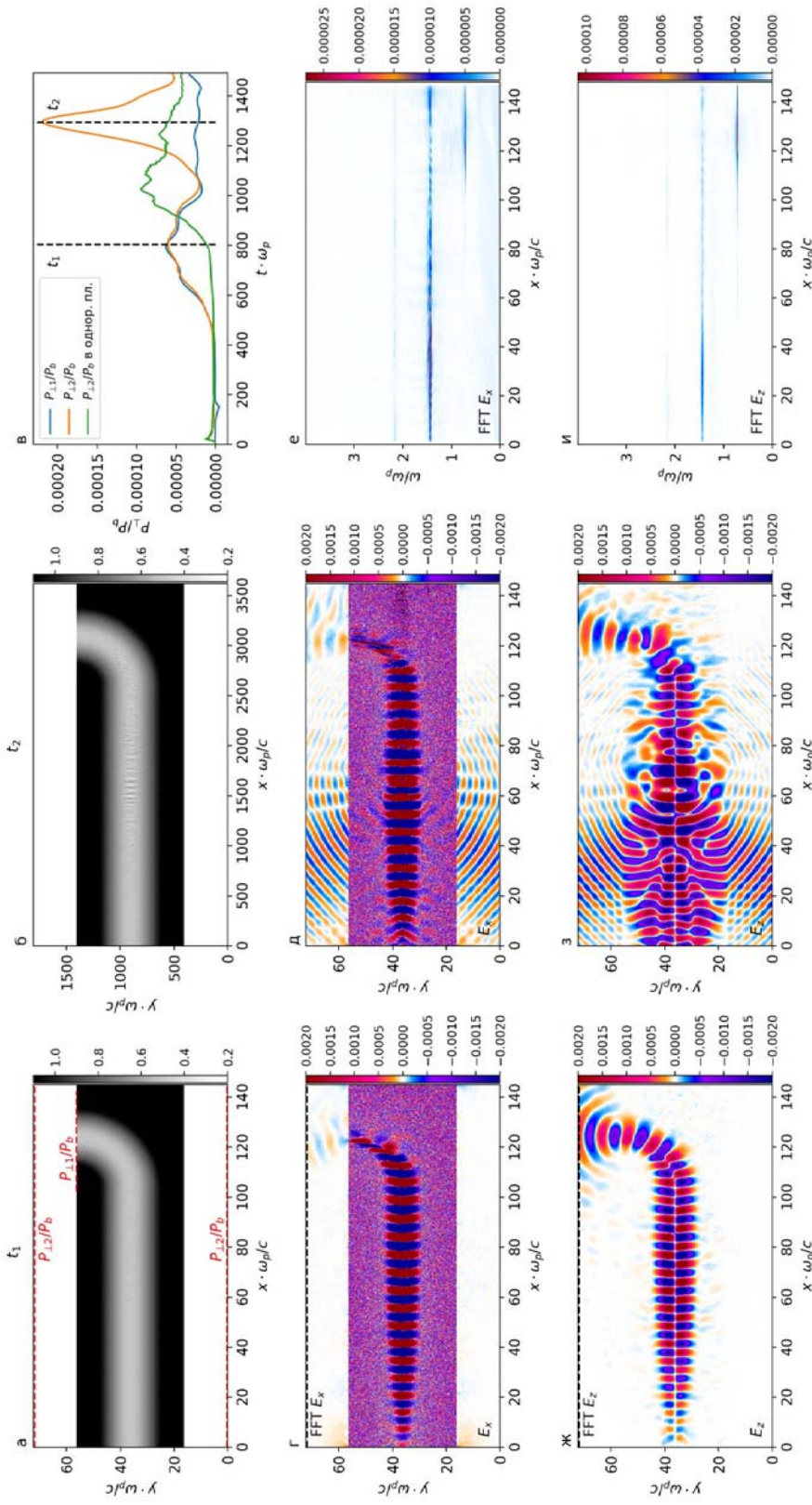


Рис. 4. Результаты PIC расчетов в неоднородной плазме с каналом: карта плотности ионов $n_i(x,y)/n_0$ – (a) и электрических полей $E_x(x,y)$ – (б) и $E_z(x,y)$ – (ж) в момент времени $\omega_{p1} = 800$; карта плотности ионов $n_i(x,y)/n_0$ – (б) и электрических полей $E_x(x,y)$ – (д) и $E_z(x,y)$ – (з) в момент времени $\omega_{p2} = 1300$; (e) мощность поперечного потока излучения $P_{\perp 2}/P_b$, измеренная на поглощающих слоях как функция времени в плазме с каналом (оранжевая кривая) и в однородном случае (зеленая кривая) (мощность потока через устье канала $P_{\perp 2}/P_b$ показана синей кривой); Фурье-спектры электрических полей $E_x(x,\omega)$ – (e) и $E_z(x,\omega)$ – (и), измеренных в различных точках x на верхнем поглощающем слое

Fig. 4. Results of PIC simulations in the inhomogeneous plasma with a channel: the map of ion density $n_i(x,y)/n_0$ – (a) and electric fields $E_x(x,y)$ – (б) and $E_z(x,y)$ – (ж) in the moment $\omega_{p1} = 800$; the map of ion density $n_i(x,y)/n_0$ – (б) and electric fields $E_x(x,y)$ – (д) and $E_z(x,y)$ – (з) in the moment $\omega_{p2} = 1300$; (e) the power of transverse radiation flux $P_{\perp 2}/P_b$, measured at absorbing layers as a function of time in the channel plasma (orange) and in the uniform plasma case (green) (the power of EM flux through the channel mouth is shown by a blue curve); Fourier spectra of electric fields $E_x(x,\omega)$ – (e) and $E_z(x,\omega)$ – (и) measured in different points x along the upper absorbing layer

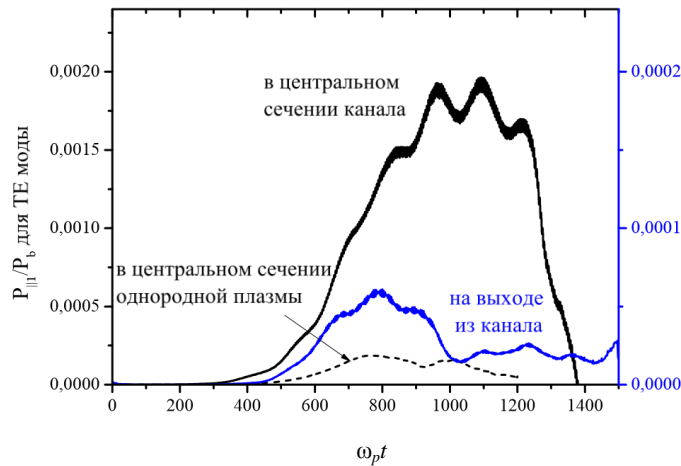


Рис. 5. Мощность P_{\parallel}/P_b , переносимая ЭМ колебаниями с ТЕ поляризацией в центральном сечении канала (сплошная черная кривая) и в центральном сечении однородного плазменного столба (штриховая черная кривая). Мощность поперечного потока ТЕ моды $P_{\perp 1}/P_b$, выходящего из устья канала в вакуум (синяя кривая)

Fig. 5. The power P_{\parallel}/P_b transmitted by EM oscillations with the TE polarization in the central cross section of the channel (solid black line) and in the central cross section of the uniform plasma (dashed black line). The power of transverse flux of the TE mode $P_{\perp 1}/P_b$ escaping from the channel in vacuum (blue line)

в центральном сечении плазмы поток энергии, переносимый ТЕ модой, увеличивается в 10 раз, если в плазме присутствуют поперечные градиенты плотности. В единицах мощности пучка мощность этого потока достигает 0,2 %. В представленных расчетах, где на большей части длины релаксации пучка плазма имела строго поперечную неоднородность, за счет создания изогнутого канала удалось продемонстрировать выход только $1/30$ доли этого потока в вакуум (см. синюю кривую на рис. 5). Можно ли увеличить эту долю в присутствии продольных градиентов плотности и насколько эффективнее генерируемые ЭМ колебания могут покидать плазму вдоль силовых линий магнитного поля, предстоит выяснить в будущих расчетах, однако сам факт увеличения на порядок потока энергии ЭМ полей в плазме с сильными поперечными градиентами плотности плазмы дает, на наш взгляд, ключ к объяснению эффекта многократного увеличения мощности суб-ТГц излучения, наблюдаемого в экспериментах с сильно неоднородной предплазмой на установке ГОЛ-ПЭТ.

Выводы

В работе проведено моделирование коллективного взаимодействия килоамперного электронного пучка с плазмой и сопутствующих процессов электромагнитной эмиссии на гармониках плазменной частоты в присутствии сильных поперечных градиентов ионной плотности, наблюдаемых в недавних экспериментах на установке ГОЛ-ПЭТ. На основе сравнения РС расчетов, проведенных как для однородной плазмы, так и для случая сильной поперечной неоднородности, можно сделать вывод о локализации области развития пучковой неустойчивости в неоднородной плазме вблизи ям плотности на масштабах, сравнимых с длиной волны раскачиваемых пучком колебаний. Малый поперечный размер неустойчивой системы приводит к включению механизма плазменной антенны, благодаря которому генерация излучения на второй гармонике плазменной частоты, свободно выходящего через стенки моде-

лируемого канала, становится в 2 раза более эффективной, чем ЭМ эмиссия на плазменной частоте в однородной плазме. ЭМ колебания на плазменной частоте оказываются запертыми внутри ям плотности и не могут выходить из плазмы поперек оси системы. Несмотря на то, что поток энергии, создаваемый запертыми ЭМ полями, на порядок превышает аналогичный поток в однородной плазме (достигая уровня $P_{\parallel}/P_b \approx 0,2\%$) и мог бы объяснить наблюдаемое в эксперименте увеличение мощности ω_p -излучения вдоль плазменного столба до уровня нескольких мегаватт, попытка вывести его в вакуум в численной модели посредством изогнутого канала продемонстрировала пока тот же уровень мощности, который достигался в однородном случае ($\sim 0,01\%$ мощности инжектируемого пучка). Следующим очевидным шагом в исследовании возможности вывода столь интенсивных ЭМ колебаний в вакуум будет создание продольного градиента плотности плазмы в области интенсивной релаксации пучка, а также модификация численной модели, допускающей обрыв плазменного столба в продольном направлении и регистрацию излучения, выходящего в вакуум вдоль силовых линий магнитного поля.

Список литературы / References

1. **Reid H. A. S., Ratcliffe H.** A review of solar type III radio bursts. *Res. Astron. Astrophys.*, 2014, vol. 14, p. 773.
2. **Thurgood J. O., Tsiklauri D.** Self-consistent particle-in-cell simulations of fundamental and harmonic plasma radio emission mechanisms. *Astron. Astrophys.*, 2015, vol. 584, p. A83.
3. **Henri P., Sgattoni A., Briand C., Amiranoff F., Riconda C.** Electromagnetic Simulations of Solar Radio Emissions. *J. Geophys. Res.: Space Phys.*, 2019, vol. 124 (3), p. 1475–1490.
4. **Kaufmann P.** A New Solar Burst Spectral Component Emitting Only in the Terahertz Range. *Astrophys. J. Lett.*, 2004, vol. 603 (2), p. L121.
5. **Zaitsev V. V., Stepanov A. V., Melnikov V. F.** Sub-terahertz emission from solar flares: The plasma mechanism of chromospheric emission. *Astronomy Letters*, 2013, vol. 39, p. 650.
6. **Arzhannikov A. V., Timofeev I. V.** Generation of powerful terahertz emission in a beam-driven strong plasma turbulence. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 2012, vol. 54, p. 105004.
7. **Arzhannikov A. V., Burdakov A. V., Burmasov V. S., Ivanov I. A., Kasatov A. A., Kuznetsov S. A., Makarov M. A., Mekler K. I., Polosatkin S. V., Popov S. A. et al.** Dynamics and Spectral Composition of Subterahertz Emission from Plasma Column Due to Two-Stream Instability of Strong Relativistic Electron Beam. *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.*, 2016, vol. 6, p. 245.
8. **Timofeev I. V., Annenkov V. V., Arzhannikov A. V.** Regimes of enhanced electromagnetic emission in beam-plasma interactions. *Phys. Plasmas*, 2015, vol. 22, p. 113109.
9. **Annenkov V. V., Volchok E. P., Timofeev I. V.** Generation of high-power electromagnetic radiation by a beam-driven plasma antenna. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 2016, vol. 58, p. 045009.
10. **Timofeev I. V., Volchok E. P., Annenkov V. V.** Theory of a beam-driven plasma antenna. *Phys. Plasmas*, 2016, vol. 23, p. 083119.
11. **Arzhannikov A. V., Burdakov A. V., Kalinin P. V., Kuznetsov S. A., Makarov S. N., Mekler K. I., Polosatkin S. V., Postupaev V. V., Rovenskikh A. F., Sinitsky S. L., Sklyarov V. F., Sulyaev Yu. S., Thumm M. K. A., Vyacheslavov L. N.** Subterahertz Generation by Strong Langmuir Turbulence at Two-Stream Instability of High Current 1-MeV Rebs. *Vestnik NSU. Series: Physics*, 2010, vol. 5, no. 4, p. 44–49.
12. **Arzhannikov A. V., Burdakov A. V., Vyacheslavov L. N., Ivanov I. A., Ivantsivsky M. V., Kasatov A. A., Kuznetsov S. A., Makarov M. A., Mekler K. I., Polosatkin S. V. et al.** Diagnostic system for studying generation of subterahertz radiation during beam-plasma interaction in the GOL-3 facility. *Plasma Phys. Rep.*, 2012, vol. 38, p. 450.

13. Arzhannikov A. V., Burdakov A. V., Burmasov V. S., Gavrilenko D. E., Ivanov I. A., Kasatov A. A., Kuznetsov S. A., Mekler K. I., Polosatkin S. V., Postupaev V. V. et al. Observation of spectral composition and polarization of sub-terahertz emission from dense plasma during relativistic electron beam–plasma interaction. *Phys. Plasmas*, 2014, vol. 21, p. 082106.
14. Arzhannikov A. V., Thumm M. K. A., Burdakov A. V., Burmasov V. S., N. S., Ivanov I. A., Kalinin P. V., Kasatov A. A., Kurkuchekov V. V., Kuznetsov S. A. et al. Two Ways for High-Power Generation of Subterahertz Radiation by Usage of Strong Relativistic Electron Beams. *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.*, 2015, vol. 5, p. 478.
15. Arzhannikov A. V., Ivanov I. A., Kasatov A. A., Kuznetsov S. A., Makarov M. A., Mekler K. I., Polosatkin S. V., Popov S. S., Rovenskikh A. F., Samtsov D. A., Sinitsky S. L., Stepanov V. D., Annenkov V. V., Timofeev I. V. Well-directed flux of megawatt sub-mm radiation generated by a relativistic electron beam in a magnetized plasma with strong density gradients. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 2019, vol. 62, p. 045002.
16. Lindholm E., Nickolls J., Oberman S., Montrym J. NVIDIA Tesla: A Unified Graphics and Computing Architecture. *IEEE Micro*, 2008, vol. 28, p. 39–55.
17. Yee K. S. Numerical Solution of Initial Boundary Value Problems Involving Maxwell's Equations in Isotropic Media. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 1966, vol. 14 (3), p. 302–307.
18. Boris J. P. Relativistic plasma simulation-optimization of a hybrid code. In: Proc. of Fourth Conference on Numerical Simulations of Plasmas. Washington, D.C., 1970, p. 3–67.
19. Esirkepov T. Exact charge conservation scheme for particle-in-cell simulation with an arbitrary form-factor. *Computer Physics Communications*, 2001, vol. 135, p. 144.
20. Annenkov V. V., Berendeev E. A., Timofeev I. V., Volchok E. P. High-power terahertz emission from a plasma penetrated by counterstreaming different-size electron beams. *Phys. Plasmas*, 2018, vol. 25, p. 113110.
21. Annenkov V. V., Berendeev E. A., Volchok E. P., Timofeev I. V. Second harmonic electromagnetic emission in a beam-driven plasma antenna. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 2019, vol. 61, p. 055005.

*Материал поступил в редколлегию
Received
03.12.2019*

Сведения об авторах / Information about the Authors

Глинский Владимир Владимирович, старший лаборант Института ядерной физики имени Г. И. Будкера СО РАН (Новосибирск, Россия); магистрант Новосибирского государственного университета (Новосибирск, Россия)

Vladimir V. Glinskiy, laboratory assistant of the Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS (Novosibirsk, Russian Federation); graduate student, Novosibirsk State University (Novosibirsk, Russian Federation)

vova-glin@yandex.ru

Тимофеев Игорь Валериевич, доктор физико-математических наук, ведущий научный сотрудник Института ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН (Новосибирск, Россия)

Igor V. Timofeev, doctor of science, leading researcher of the Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS (Novosibirsk, Russian Federation)

timofeev@ngs.ru

Анненков Владимир Вадимович, кандидат физико-математических наук, научный сотрудник Института ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН (Новосибирск, Россия); ассистент кафедры физики плазмы ФФ Новосибирского государственного университета (Новосибирск, Россия)

Vladimir V. Annenkov, PhD, researcher of the Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS (Novosibirsk, Russian Federation); Assistant, Department of Plasma Physics, Novosibirsk State University (Novosibirsk, Russian Federation)

annenkov.phys@gmail.com

Аржанников Андрей Васильевич, доктор физико-математических наук, профессор, главный научный сотрудник Института ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН (Новосибирск, Россия); профессор Новосибирского государственного университета (Новосибирск, Россия)

Andrey V. Arzhannikov, doctor of science, professor, chief researcher of the Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS (Novosibirsk, Russian Federation); professor, Novosibirsk State University (Novosibirsk, Russian Federation)

arzhan1@ngs.ru