

Механизм развития пучково-плазменного разряда в газодинамической ловушке

Владимир Владимирович Глинский¹, Евгения Павловна Волчок²
Владимир Вадимович Анненков³, Игорь Валериевич Тимофеев⁴

Новосибирский государственный университет
Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН
Новосибирск, Россия

¹v.v.glinskiy@yandex.ru, <https://orcid.org/0000-0003-4251-4635>

²e.p.volchok@gmail.com, <https://orcid.org/0000-0002-8520-3207>

³annikov.phys@gmail.com, <https://orcid.org/0000-0002-5577-8595>

⁴I.V.Timofeev@inp.nsk.su, <https://orcid.org/0000-0001-5083-9777>

Аннотация

В работе изучается механизм зажигания плазменного разряда в газодинамической ловушке (ГДЛ) в объеме, сечение которого значительно превышает сечение инжектируемого электронного пучка. Это свойство пучково-плазменного разряда делает привлекательным использование относительно маломощных электронных пучков для создания в открытых ловушках стартовой плазмы с параметрами, достаточными для ее дальнейшего эффективного нагрева с помощью нейтральной инжекции. Несмотря на то что эффективная ионизация плазмы далеко за пределами электронного пучка в открытых ловушках экспериментально наблюдается уже более 60 лет, детальный механизм этого явления до сих пор не ясен. Особенно много вопросов возникает в режимах, которые реализуются в таких больших термоядерных установках, как ГДЛ, где длина релаксации пучка оказывается существенно меньше длины ловушки, а возбуждаемые пучком плазменные колебания локализованы вблизи входной магнитной пробки. На основе недавних экспериментов [E. I. Soldatkina et al. Nucl. Fusion 62, 066034 (2022)] был предложен сценарий развития разряда в ГДЛ, согласно которому компактная область интенсивных плазменных колебаний сначала быстро расширяется по радиусу, ионизируя газ в окрестности магнитной пробки за пределами магнитной силовой трубки, по которой движется пучок, а затем начинается более медленный процесс ионизации в остальном объеме ловушки. Этот процесс реализуется как за счет хвоста надтепловых электронов, которые формируются в зоне турбулентности, так и благодаря тепловым электронам, которые получают энергию из области накачки по каналу продольной электронной теплопроводности. Чтобы оценить, насколько хорошо предложенный сценарий объясняет наблюдаемую в экспериментах динамику роста плотности плазмы в разных частях установки, в работе проводится PIC-моделирование радиального расширения зоны мелкомасштабной плазменной турбулентности и предлагается упрощенная модель ударной ионизации во всем объеме ловушки как тепловыми, так и надтепловыми электронами.

Ключевые слова

пучково-плазменный разряд, низкотемпературная плазма, открытые ловушки

Финансирование

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант № 22-22-00514.

Для цитирования

Глинский В. В., Волчок Е. П., Анненков В. В., Тимофеев И. В. Механизм развития пучково-плазменного разряда в газодинамической ловушке // Сибирский физический журнал. 2023. Т. 18, № 3. С. 43–60. DOI 10.25205/2541-9447-2023-18-3-43-60

Mechanism of Beam-Plasma Discharge Development in the Gas Dynamic Trap

Vladimir V. Glinskiy¹, Evgeniia P. Volchok²
Vladimir V. Annenkov³, Igor V. Timofeev⁴

Novosibirsk State University,
Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS,
Novosibirsk, Russia

¹v.v.glinskiy@yandex.ru, <https://orcid.org/0000-0003-4251-4635>

²e.p.volchok@gmail.com, <https://orcid.org/0000-0002-8520-3207>

³annanov.phys@gmail.com, <https://orcid.org/0000-0002-5577-8595>

⁴I.V.Timofeev@inp.nsk.su, <https://orcid.org/0000-0001-5083-9777>

Abstract

The work studies how a plasma discharge in the Gas Dynamic Trap (GDT) is ignited in a volume significantly exceeding the volume of the injected electron beam. This property of a beam-plasma discharge makes it attractive to use relatively low-power electron beams to create starting plasma in open traps with parameters sufficient for its further effective heating by the neutral injection. Despite the fact that effective ionization of plasma far beyond the electron beam in open traps has been observed experimentally for more than 60 years, the detailed mechanism of this phenomenon is still not clear. Particularly many questions arise in regimes that are implemented in such large fusion facilities as GDT, where the relaxation length of the beam turns out to be significantly less than the length of the trap, and the turbulence excited by the beam is localized near the entrance magnetic mirror. Based on recent experiments [E.I. Soldatkina et al. Nucl. Fusion 62, 066034 (2022)], we have proposed a scenario for the development of a discharge in GDT, according to which a compact region of intense plasma turbulence first rapidly expands radially, ionizing the gas outside the beam tube in the vicinity of a magnetic mirror, and then a slower ionization process begins in the rest trap volume both due to the tail of suprathermal particles that are formed in the turbulence zone, and due to thermal electrons that receive energy from the pumping region via the longitudinal electron thermal conductivity. To assess how well this scenario explains the experimentally observed dynamics of plasma density growth in different parts of the facility, we carry out particle-in-cell simulations of the radial expansion of the turbulence zone and propose a simplified model of impact ionization in the entire volume of the trap by both thermal and suprathermal electrons.

Keywords

beam-plasma discharge, low-temperature plasma, mirror traps

Funding

The work is financially supported by RSF, grant № 22-22-00514.

For citation

Glinskiy V. V., Volchok E. P., Annenkov V. V., Timofeev I. V. Mechanism of beam-plasma discharge development in the Gas Dynamic Trap. *Siberian Journal of Physics*, 2023, vol. 18, no. 3, pp. 43–60 (in Russ.). DOI 10.25205/2541-9447-2023-18-3-43-60

Введение

Первые эксперименты по зажиганию плазменного разряда электронным пучком в открытых магнитных ловушках [1–5] проводились в начале 60-х годов прошлого века на весьма компактных установках. Длина коллективной релаксации пучка, как правило, была сопоставима с расстоянием между магнитными пробками и составляла десятки сантиметров, а пробочное отношение, обеспечивающее сжатие сечения пучка, было невысоким (2–4). Кроме того, магнитные поля в таких ловушках были настолько слабыми, что электронная циклотронная частота не превышала плазменной ($\Omega_e < \omega_p$). В этих условиях было естественно предполагать [6], что плазменные колебания возбуждаются пучком сразу по всей длине ловушки и при движении в менее плотную периферийную плазму должны выходить на верхнегибридный резонанс. Благодаря этому резонансу плазменные колебания способны передавать энергию пучка плазменным электронам вне его сечения, способствуя радиальному перемещению фронта ионизации далеко за пределы той магнитной силовой трубки, по которой движется пучок.

Но такой механизм не годится для объяснения результатов недавних экспериментов на газодинамической ловушке (ГДЛ) [7], в которых инжекция весьма тонкого (радиусом < 1 мм

в пробке) электронного пучка с током 5–8 А и энергией 25 кэВ приводила к полной ионизации плазмы с плотностью 10^{12} – 10^{13} см⁻³ во всем объеме ловушки. Отличительной особенностью этих экспериментов было то, что длина релаксации пучка в них (~ 5 см) была мала по сравнению с расстоянием между пробками ($\simeq 7$ м), а большое пробочное отношение (~ 30) делало входную пробку наиболее предпочтительным местом для развития пучковой неустойчивости. Результаты экспериментов подтвердили предположение о локализации зоны интенсивных плазменных колебаний вблизи входной пробки, что потребовало пересмотра старых представлений о механизме выноса колебаний на периферию. Действительно, в режиме сильного магнитного поля ($\Omega_e/\omega_p = 10$ – 25) следовало бы ожидать, что в спектре пучковой неустойчивости должны доминировать продольные ленгмюровские волны, распространение которых в менее плотные участки периферийной плазмы запрещено законами геометрической оптики. Численное моделирование пучково-плазменного взаимодействия при характерных параметрах ГДЛ методом частиц в ячейках [8] показало, что пучок, диаметр которого сопоставим с размером плазменного скин-слоя c/ω_p , вместо ленгмюровских волн раскачивает косые вистлеры, которые не только способны заходить в менее плотную плазму до того предела, который им диктует геометрическая оптика, но и проникают дальше этого предела благодаря нелинейным эффектам. Такое свободное распространение раскачиваемых пучком колебаний к периферии плазмы делает возможным радиальное расширение зоны турбулентности за счет ударной ионизации периферийной плазмы электронами, осциллирующими в поле плазменных колебаний.

На основе этих представлений в работе [8] обсуждался следующий возможный сценарий развития плазменного разряда в ГДЛ:

- пучок свободно проходит в газе через всю установку, при этом первые 150–200 мкс в ионизации участвуют преимущественно электроны пучка, поскольку большинство вновь рожденных электронов плазмы имеют энергию ниже потенциала ионизации I , а те, что превышают этот порог, участвуют в процессе один раз и не способны сделать этот процесс экспоненциально быстрым;
- затем плотность плазмы внутри силовой трубки пучка оказывается достаточно большой для развития пучковой неустойчивости, это означает, что в плазме появляются колебания электронов, энергия осцилляторного движения которых превышает I , что приводит к экспоненциально быстрой ионизации плазмы в области, продольные размеры которой ограничены длиной релаксации пучка (~ 5 см), предполагается, что на этой же стадии область турбулентности расширяется по радиусу до размеров, значительно превышающих размер пучка, и ограничивается специальными лимитерами;
- ионизация за пределами турбулентной области, в которой и сосредоточены все энергопотери пучка, идет как за счет выходящего из нее потока быстрых (надтепловых) частиц, ускоряемых турбулентными полями, так и за счет тепловых электронов, которые получают энергию из области накачки благодаря классической электронной теплопроводности вдоль магнитного поля.

Чтобы оценить адекватность этого сценария, сформулируем на его основе упрощенную модель, которая будет описывать динамику роста плотности плазмы в различных частях установки и результаты которой можно сравнивать с данными зондовых и интерферометрических измерений в ГДЛ. Для демонстрации принципиальной возможности радиального движения фронта ионизации за счет проникновения на периферию плазмы интенсивных плазменных колебаний мы проведем численные расчеты релаксации пучка методом частиц в ячейках, при этом в PIC (Particle-In-Cell) модели будут самосогласованно учтены процессы ударной ионизации, скорость наработки плазмы в которых зависит от амплитуды локального электрического поля. Кроме получения качественной картины явления, PIC-модель может дать еще и полезные количественные заключения относительно полной мощности, которая закачивается пучком в турбулентную область, и функции распределения ускоряемых в ней быстрых частиц. Зная эту информацию, мы строим упрощенную модель плазмы, функция распределения

которой в каждой точке установки представляется в виде максвелловского ядра, температура которого определяется из решения уравнения теплопроводности с заданным локализованным источником нагрева, и постоянного во времени надтеплого хвоста с известным распределением по энергиям. Плотность тепловой части при этом растет с учетом ионизационных процессов от всех частиц.

2. PIC-моделирование турбулентной области

2.1. Описание PIC-модели

Детальное численное моделирование турбулентных процессов в системе «плазма – пучок» проводилось с использованием собственного релятивистского электромагнитного 2D3V PIC-кода, основанного на методе частиц в ячейках. Метод подразумевает решение уравнений движения для модельных макрочастиц, движущихся в электромагнитных полях, вычисляемых на сетке посредством решения уравнений Максвелла. Для моделирования динамики плазмы из первых принципов использовались хорошо известные вычислительные схемы Бориса [9] и Йи [10], описывающие самосогласованную эволюцию частиц и полей. Вычисление токов осуществлялось с помощью сохраняющего заряд метода Езиркепова [11]. На торцах вычислительной области реализованы открытые граничные условия, позволяющие поддерживать однородное распределение частиц плазмы на краях системы, а также моделировать реалистичную инжекцию электронного пучка через границу плазмы. Более детальное описание реализации открытых границ и основных численных схем представлено в работе [12].

Схема вычислительной области представлена на рис. 1. В центре системы расположен столб полностью ионизованной плазмы, по которому слева направо распространяется электронный пучок, возбуждающий интенсивные плазменные колебания. Для моделирования процесса ионизации электрическими полями в области развитой пучково-плазменной турбулентности столб плазмы помещен в газ, содержащий малую затравку электронной плотности на уровне $n_s = 10^{-1}n_0$ (где n_0 – плотность однородной полностью ионизованной плазмы). Суммарная плотность вещества в этой области нормирована на n_0 . Соответственно, плотность газа $n_g/n_0 = 1 - n_s/n_0$. Длина вычислительной области составляет $L_x = 92 c/\omega_p$, что при начальной плотности $n_0 = 4 \cdot 10^{-12} \text{ см}^{-3}$ соответствует $\approx 24 \text{ см}$. Область релаксации электронного пучка со скоростью $v_b = 0,3283c$ ($E_b = 30 \text{ кэВ}$) и плотностью $n_b = 0,0107n_0$ полностью укладывается в длину системы.

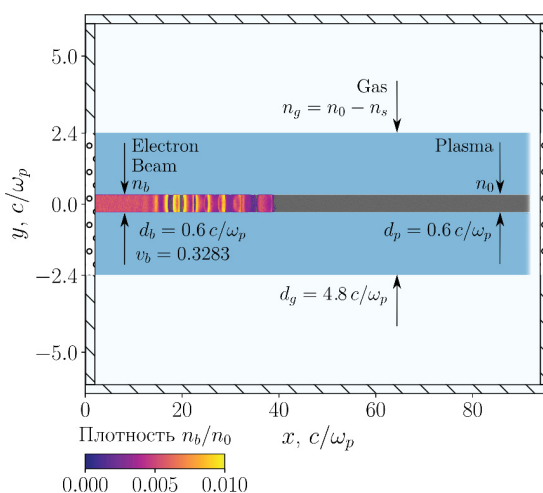


Рис. 1. Схема вычислительной области в задаче об ионизации плазмы турбулентными полями

Fig. 1. Layout of the computational domain in the problem of plasma ionization by turbulent fields

Электронный пучок диаметром $d_b = 0,6 \text{ c}/\omega_p$ с температурой $T_b = m_e \Delta v_b^2 / 2 = 1 \text{ эВ}$ описывается гауссовым распределением по углам θ с большим разбросом, которое получается при пересчете начального распределения с $\Delta\theta = 0,05$ в области слабого магнитного поля на диоде в область сильного магнитного поля $\Omega_e/\omega_p = 9,653$ в предположении сохранения энергии и магнитного момента частиц пучка. Такая постановка соответствует транспортировке электронного пучка от места создания в область пробки на установке ГДЛ. Для того чтобы избежать влияния шумовых полей, плотность плазменного столба при приближении к правой границе области плавно понижается до n_s .

В коде реализованы диагностики, позволяющие записывать распределение частиц каждого сорта по скоростям в выбранной области и во всей системе, а также распределение полей и плотности по координатам в разные моменты времени. Пространственный шаг вычислительной сетки составляет $\Delta x = \Delta y = 0,02 \text{ c}/\omega_p$, временной – $\Delta t = 0,01 \omega_p^{-1}$. Для вычисления используется 100 частиц каждого вида в ячейке. Модельные макрочастицы описываются сплайнами второго порядка.

Механизм ионизации реализован следующим образом. Возбуждаемые тонким электронным пучком колебания могут проникать в окружающий газ на долю длины волны, сообщая затравочным электронам в этой области дополнительную энергию. Если осцилляторная энергия электронов превысит потенциал ионизации $\mathcal{E}_0(t) = m_e v_\varepsilon^2 / 2 > I$, где $v_\varepsilon = eE_0 / (m_e c \omega_p) \sin(\omega_p t)$, такие электроны будут способны ионизовать частицы нейтрального газа в результате столкновений с ними. Изменение плотности электронов в таком случае будет пропорционально остаточной плотности газа, числу уже рожденных электронов и сечению ионизации:

$$\frac{dn_e}{dt} = (n_0 - n_e(t))n_e(t) \int_I^\infty \sigma(\mathcal{E}) |v_\varepsilon| \delta(\mathcal{E} - \mathcal{E}_0(t)) d\mathcal{E}, \quad (1)$$

где в приближении холодной плазмы ее функция распределения описывается дельта-функцией по энергиям. В качестве сечения ионизации используется аналитическая аппроксимация на базе двухчастичных столкновений, описанная в работе [13]:

$$\frac{d\sigma(W, \mathcal{E})}{dW} = \frac{4\pi a_0^2}{I(t+2)} \left\{ \frac{1}{(w+1)^2} + \frac{1}{(t-w)^2} - \frac{1}{(w+1)(t-w)} + \frac{4}{3} \left[\frac{1}{(w+1)^3} + \frac{1}{(t-w)^3} \right] \right\}, \quad (2)$$

где $a_0 = \hbar^2 / m_e e^2$ – боровский радиус, а также введены обозначения: $t = \mathcal{E}/I$ – энергия налетающих электронов, $w = W/I$ – энергия рожденных электронов, которая изменяется от 0 до $W = (\mathcal{E} - I)/2$. Полное сечение ионизации, соответственно,

$$\sigma(\mathcal{E}) = \int_0^{(\mathcal{E}-I)/2} \frac{d\sigma(W, \mathcal{E})}{dW} dW. \quad (3)$$

Приведенная аппроксимация хорошо согласуется с экспериментальными данными для сечения ударной ионизации в области малых энергий налетающих электронов, которые и учитываются в данной постановке задачи.

В вычислительном коде на каждом шаге по времени Δt для каждой пространственной ячейки, где присутствует неионизованный газ, вычисляется среднее по узлам электрическое поле. Если обезразмеренное на величину $m_e c \omega_p / e$ поле оказывается больше, чем $E_I = \sqrt{2I / (m_e c^2)} \approx 0,007$, то плотность, приписываемая каждой частице из данной ячейки, увеличивается по закону

$$n(t + \Delta t) / N_e = n(t) / N_e \frac{\exp(\alpha)}{1 + n(t)(\exp(\alpha) - 1)}, \quad (4)$$

полученному путем интегрирования выражения (1) по времени. Здесь N_e – число частиц в ячейке и

$$\alpha = \int_0^{\Delta t} \sigma(\varepsilon_0)/\sigma_0 |v_\varepsilon| dt, \quad (5)$$

где $\sigma_0 = \omega_p/(n_0 c)$ – величина размерности сечения. Плотность газа в ячейке уменьшается на соответствующую величину $\Delta n = n(t + \Delta t) - n(t)$.

2.2. Механизм расширения зоны турбулентности

Численное моделирование процесса релаксации электронного пучка в условиях, близких к реализуемым на установке ГДЛ, показало [8], что даже в сильном магнитном поле тонкий ($d_b \sim c/\omega_p$) электронный пучок возбуждает интенсивные плазменные колебания, которые могут проникать в спадающую плотность плазмы и даже выходить за ее пределы на расстояния порядка $l \sim v_b/\omega_p$. Рассмотрим начальную стадию этого процесса (рис. 2, а), когда плазма присутствует только в объеме пучка.

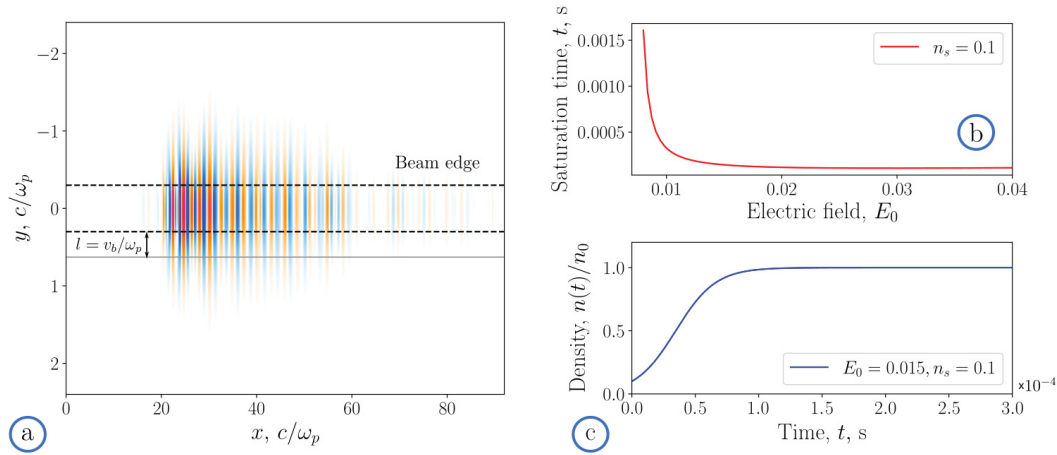


Рис. 2. (а) Продольные электрические поля, генерируемые тонким пучком ($d_b = 0,6 c/\omega_p$, $v_b = 0,3283 c$, $n_b = 0,0107 n_0$). (б) Время, требуемое для достижения полной ионизации плазмы при $n_s = 10^{-1} n_0$, в зависимости от амплитуды электрического поля в этой точке. (в) Рост плотности со временем при $n_s = 10^{-1} n_0$ и $E_0 = 0,015$

Fig. 2. (a) Longitudinal electric fields generated by a thin beam ($d_b = 0,6 c/\omega_p$, $v_b = 0,3283 c$, $n_b = 0,0107 n_0$). (b) Time needed for the complete plasma ionization at $n_s = 10^{-1} n_0$ as a function of the local electric field amplitude. (c) Temporal growth of plasma density at $n_s = 10^{-1} n_0$ and $E_0 = 0,015$

Для того чтобы ионизация могла произойти, безразмерная амплитуда электрического поля, выходящего за пределы плазмы, должна превышать $E_0 > \sqrt{2I/(m_e c^2)} \approx 0,007$. Согласно результатам численного моделирования, амплитуда выступающих электрических полей вблизи края пучка составляет $\sim 0,015$. Аналитические оценки времени полной ионизации плазмы ($n(t_s) - 1 < 10^{-3}$) в точке с уровнем затравки порядка $n_s = 10^{-1} n_0$ для такого поля (по формуле (1)) предсказывают $t_s \sim 150$ мкс (рис. 2, б, в). Эти обстоятельства позволяют предположить, что рассматриваемый механизм ионизации способен описать быстрое радиальное расширение плазмы в области релаксации пучка.

Чтобы проверить это предположение, было проведено численное моделирование, в котором столб плазмы, по которой распространяется электронный пучок, окружен слабо ионизованным газом с затравкой электронной плотности на уровне 10 % от плотности плазмы в цен-

тре системы (см. рис. 1). Поскольку ионизация – достаточно медленный процесс на масштабе времен электронной динамики, воспроизводимой методом частиц в ячейках, сечение ионизации, используемое в моделировании, было искусственно увеличено на несколько порядков ($\sigma_{eff} = 10^4 \sigma(\varepsilon)$), что эквивалентно увеличению скорости процесса во столько же раз.

Результаты моделирования представлены на рис. 3. Слева показана карта плотности электронов в момент времени $\sim 6000\omega_p^{-1}$. Динамика расширения поперечного профиля плазмы в сечении, обозначенном пунктирной линией, показана на рис. 3, *справа*.

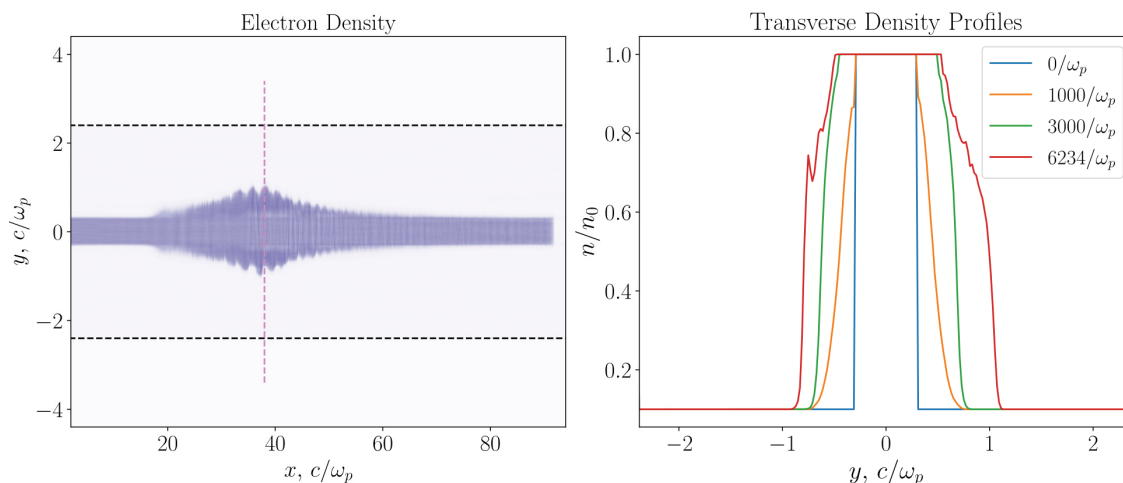


Рис. 3. Ионизация газа в области турбулентных полей: *слева* – карта электронной плотности в момент времени $t\omega_p = 6234$ (черные пунктирные линии обозначают область, занятую слабо ионизованным газом); *справа* – поперечные профили плотности электронов в разные моменты времени на линии, обозначенной слева

Fig. 3. Gas ionization in the region of turbulent fields. Left: electron density map in the moment $t\omega_p = 6234$ (black dashed lines limit the region of the weakly ionized gas). Right: transverse profiles of electron density at different times along the line indicated in left figure

Видно, что за время расчета (~ 50 нс) поперечный размер плазменного столба в области, где возбуждены интенсивные плазменные колебания, увеличился почти в 3 раза. Если учесть, что скорость процесса ионизации была искусственно увеличена, то время расширения зоны турбулентности с реалистичным сечением ионизации оценивается на уровне $\sim 0,5$ мс. Полученные результаты позволяют сделать вывод о принципиальной возможности такого механизма ионизации, при этом расширение турбулентной области происходит на временах, сравнимых с экспериментально наблюдаемым временем нарастания плотности в ловушке, поэтому динамику этого процесса надо учитывать при последующих интерпретациях экспериментальных данных.

2.3. Генерация надтепловых частиц в области релаксации пучка

За пределами области релаксации генерация плазмы происходит благодаря процессам ударной ионизации атомов газа как электронами пучка, так и электронами плазмы, ускоренными турбулентными полями и способными распространяться вдоль силовых линий магнитного поля в глубь ловушки. Этот процесс ускоряется благодаря нагреву электронов уже наработанной плазмы за счет потока энергии, поступающего из области релаксации пучка по каналу продольной электронной теплопроводности. Чтобы определить вклад тепловых и ускоренных частиц в процесс ионизации, необходимо оценить долю энергии, которую электронный пучок теряет на нагрев плазмы, а также основные параметры распределения быстрых электронов. С этой целью было проведено моделирование инжекции тонкого электронного пучка в широ-

кую однородную плазму. На рис. 4, *a* показано расположение диагностик продольного потока энергии (синие пунктирные линии) и функции распределения частиц по продольным скоростям в области турбулентности (черный прямоугольник). Для реалистичного описания процесса передачи энергии от электронов пучка плазме в данном моделировании учитывалась ионная динамика. Параметры электронного пучка были следующими: ширина $d_b = 0,9 c/\omega_p$, скорость $v_b = 0,3018c$ (энергия 25 кэВ) и плотность $n_b = 0,0263n_0$. Начальная температура электронов $T_e = 20$ эВ, ионов – 5 эВ. Каждый сорт частиц моделировался 49 частицами в ячейке. Внешнее магнитное поле составляло $\Omega_e/\omega_p = 8$. Остальные параметры системы совпадают с перечисленными ранее.

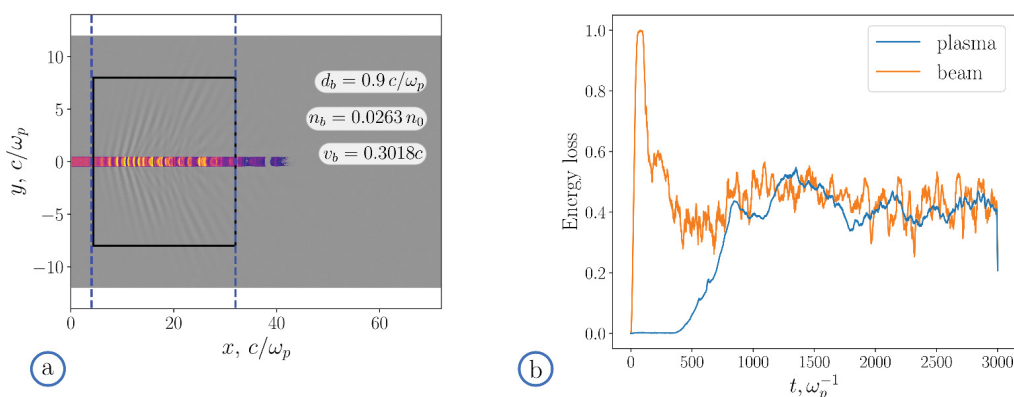


Рис. 4. Результаты измерения энергопотерь пучка и распределения электронов плазмы: *a* – карта плотности электронов плазмы (серым) и пучка (цветом). Пунктирные линии обозначают границы области наиболее интенсивной релаксации пучка, на которых диагностировались потоки энергии. Прямоугольником обозначены границы области, где производилось вычисление функции распределения частиц; *b* – энергоданс пучка и плазмы в области релаксации (оранжевая кривая соответствует разности потоков энергии через сечения, ограничивающие зону релаксации, синяя кривая соответствует мощности, которая выносится быстрыми электронами плазмы из области релаксации. Обе зависимости нормированы на мощность пучка, которая вносится в систему через границу вычислительной области)

Fig. 4. Density map for both plasma electrons (grey) and beam (colour). Dashed lines show the boundaries of the beam relaxation region where the energy flux is measured. The solid rectangle limits the area where distribution functions of particles are calculated (*a*). Energy balance of beam and plasma in the relaxation region: the orange curve shows the difference of energy fluxes through sections limiting the relaxation zone, the blue curve corresponds to the power carried out by fast plasma electrons from the relaxation region. Both dependences are normalized to the beam power, which is introduced into the system through the boundary of the computational domain (*b*)

Результаты измерения энергопотерь пучка и распределения электронов плазмы представлены на рис. 4, *b* и 5. На рис. 4, *b* показана разница потоков энергии, переносимой электронным пучком через границы области релаксации (оранжевая кривая). Энергия, которая выносится электронами плазмы из этой области, показана синей кривой. Электронный пучок при прохождении области релаксации теряет примерно половину своей энергии. Большая часть этой энергии, как можно видеть на рис. 4, *b*, выносится за пределы области релаксации электронами плазмы, ускорившимися турбулентными полями. В однородной плазме инжекция электронного пучка приводит к формированию противоположно направленных надтепловых потоков электронов, покидающих область релаксации, что показано на рис. 5, *a*, где представлено распределение электронов плазмы в пространстве скоростей, построенное по всей вычислительной области в начале расчета (до момента релаксации пучка) и в более поздний момент времени. Суммарный поток энергии, уносимый этими электронами, в среднем примерно соответствует

мощности, которую пучок теряет при взаимодействии с плазмой. Отличие между этими величинами в среднем составляет $\sim 2\%$. Это означает, что на нагрев тепловых электронов тратится около 4–5 % от мощности энергопотерь пучка.

Чтобы определить вклад ускоренных турбулентностью электронов плазмы в процесс ионизации, необходимо определить их долю относительно тепловых электронов плазмы и детали их распределения по скоростям. Как можно видеть на рис. 5, *a*, взаимодействие электронного пучка с плазмой приводит к возбуждению в области релаксации столь интенсивных полей, что часть плазменных электронов, обладавших начальной температурой 20 эВ, ускоряется до энергий порядка энергии пучка. В ходе моделирования в области релаксации пучка диагностировалось распределение электронов плазмы по продольной скорости. Чтобы определить параметры распределения электронов, в полученные данные вписывалась функция распределения вида

$$f_e(v_{\parallel}) = N_{\mathcal{M}} f_{\mathcal{M}}(v_{\parallel}) + N_{\kappa} f_{\kappa}(v_{\parallel}). \quad (6)$$

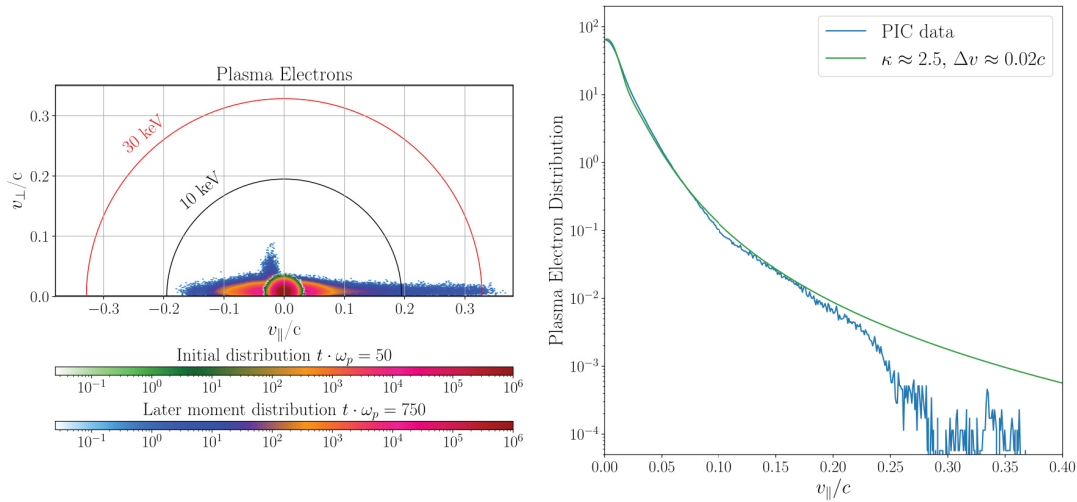


Рис. 5. Результаты измерения энергопотерь пучка и распределения электронов плазмы: *a* – распределение электронов плазмы в пространстве $(v_{\perp}, v_{\parallel})$, измеренное по всей вычислительной области в начальный и более поздний ($t \cdot \omega_p = 750$) моменты времени; *b* – функция распределения электронов плазмы в области релаксации пучка в зависимости от модуля продольной скорости (синяя кривая соответствует данным, полученным в численном моделировании; зеленая – теоретическая функция распределения, представляющая собой сумму максвелловского и каппа-распределений)

Fig. 5. Distribution of plasma electrons in $(v_{\perp}, v_{\parallel})$ -space measured in the whole computational domain both in the initial and later ($t \cdot \omega_p = 750$) moment of time (*a*). Distribution of plasma electrons over the longitudinal velocity module inside the beam relaxation region. The blue curve is given from PIC simulations and the green one is its theoretical approximation by the sum of Maxwellian and kappa-distributions (*b*)

Основная часть электронов плазмы описывается максвелловским распределением $f_{\mathcal{M}}$, с температурой ~ 20 эВ, которая на протяжении всего процесса изменяется незначительно. Поскольку в рассматриваемой области присутствуют плазменные колебания, распределение электронов будет смещено на величину $u(t) = E_0 \sin t$, где под E_0 подразумевается усредненная по области амплитуда электрического поля. Размер диагностируемой области много больше длины волны колебаний, а распределение поля неоднородно по длине, поэтому усредненная амплитуда составляет $E_0 \approx 0,003$ (амплитуда колебаний в этой области меняется на порядок). Ядро распределения плазменных электронов будем аппроксимировать усредненной по периоду колебаний сдвинутой максвелловской функцией:

$$f_{\mathcal{M}}(v_{\parallel}) = \int_0^{2\pi} \exp\left(-\frac{(v_{\parallel}-u(t))^2}{2v_T^2}\right) dt. \quad (7)$$

Параметры надтепловой популяции электронов описываются распределением вида

$$f_{\mathcal{K}}(v_{\parallel}) = \frac{v_{\parallel}/\Delta v}{(1+v_{\parallel}^2/\Delta v^2)^{\kappa}}. \quad (8)$$

Максвелловская часть функции распределения нормирована на единицу так, что $\int N_{\mathcal{M}} f_{\mathcal{M}}(v_{\parallel}) dv_{\parallel} = 1$, в таком случае коэффициент $N_{\mathcal{K}}$ с точностью до нормировочных множителей соответствует относительной концентрации быстрых электронов. На основе данных численного моделирования установлено, что надтепловая популяция электронов плазмы, формирующаяся в результате релаксации электронного пучка, описывается функцией (8) с разбросом $\Delta v = 0,02c$ и показателем степени $\kappa = 2,5$ (рис. 5, b). Плотность таких электронов оказывается на порядок выше плотности электронного пучка $n_h \approx 10n_b$. Зная мощность, которая идет на нагрев тепловых электронов в области релаксации, а также распределение быстрых частиц, вылетающих из этой области, построим упрощенную модель ионизации в остальном объеме ловушки.

3. Упрощенная модель ионизации во всем объеме ГДЛ

3.1. Описание модели

Для описания более медленной стадии ионизации плазмы во всем объеме ГДЛ будем использовать упрощенный подход, в котором область релаксации пучка будет выступать источником энергии для нагрева тепловых электронов вдоль силовых линий магнитного поля, а также источником быстрых частиц, которые свободно покидают область релаксации и за счет электронного удара ионизируют газ в остальном объеме ловушки. Таким образом, функцию распределения плазменных электронов в каждой пространственной точке будем представлять суммой максвелловского ядра с переменными во времени плотностью и температурой и степенного надтеплого хвоста, распределение которого будем считать неизменным во времени. Динамика плотности тепловых электронов будет описываться уравнением ударной ионизации, в которой участвуют как тепловые, так и надтепловые частицы, а изменение температуры будет определяться из уравнения переноса тепла вдоль силовых линий неоднородного магнитного поля открытой ловушки с классическим коэффициентом электронной теплопроводности, вычисленным С. И. Брагинским в [14].

3.1.1. Уравнение теплопроводности

Для упрощенного описания процесса переноса тепла были использованы следующие допущения:

- плазма остается неподвижной на протяжении всего процесса;
- перенос тепла поперек магнитного поля сильно ослаблен из-за его большой величины, при которой продольный коэффициент электронной теплопроводности на порядки превышает поперечный ($\kappa_{\parallel}^e \gg \kappa_{\perp}^e$):

$$\kappa_{\parallel}^e = 3,16 \frac{n_e T_e \tau_e}{m_e}, \quad \kappa_{\perp}^e = 4,66 \frac{n_e T_e}{m_e \Omega_e^2 \tau_e}; \quad (9)$$

- пренебрегается влиянием магнитного поля на интеграл столкновения Ландау.

При сделанных выше предположениях двумерное уравнение теплопроводности сводится к одномерному в координатах вдоль силовой линии магнитного поля l :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{A}{n_e} \left[\frac{\partial}{\partial l} \left(T^{5/2} \frac{\partial T}{\partial l} \right) - \frac{T^{5/2}}{B} \frac{\partial T}{\partial l} \frac{\partial B}{\partial l} \right] + \frac{2}{3n_e} Q(t), \quad (10)$$

где B – модуль магнитного поля, Q – мощность нагрева единицы объема плазмы, а $A = 3,16 \cdot 2/3$ – постоянный числовой коэффициент.

3.1.2. Ионизация

Уравнение ионизации в нашей модели имеет вид

$$\frac{dn_e}{dt} = (n_0 - n_e) \int_0^\infty \sigma(E) v_E f_e(t, E) dE, \quad (11)$$

где E является энергией электрона, $v_E = \sqrt{2E/m_e}$, а $\sigma(E)$ и f_e – сечение ионизации и функция распределения электронов в плазме.

Подразумевая, что характерные времена изменения физических величин много больше электронного времени столкновений τ_e , будем считать, что в процессе ионизации электроны плазмы рождаются холодными, а затем они мгновенно обмениваются энергией с окружающими электронами. Тогда при наличии надтепловых частиц с функцией распределения f_κ функция распределения электронов f_e может быть представлена в виде

$$f_e(t, E) = f_M + f_\kappa, \quad f_M = (n_e/T_e) \exp(-E/T_e), \quad (12)$$

а мощность нагрева Q в форме

$$Q(t) = Q_{source} - \left(\frac{3}{2} T + I \right) \dot{n}_{plasma} - \frac{3}{2} T \dot{n}_{hot}, \quad (13)$$

где Q_{source} – мощность нагрева вследствие взаимодействия плазмы с электронным пучком, \dot{n}_{plasma} и \dot{n}_{hot} – плотности электронов, родившихся в единицу времени из-за столкновений с плазменными и надтепловыми электронами соответственно.

3.1.3. Решение уравнений теплопроводности и ионизации

Для решения уравнений (10) и (11) был разработан численный параллельный код, в котором процесс ионизации вдоль выделенных силовых линий рассматривается независимо. В каждом расчете исходные уравнения решались на 11 силовых линиях, изображенных на рис. 6, а: от линии, проходящей по центру установки, до линии, касающейся лимитера. Вдоль каждой линии в узлах равномерной пространственной сетки с шагом $dl = 0,656$ см на каждом временном шаге, равном $dl = 9,38 \cdot 10^{-11}$ сек, вычислялась плотность, а затем температура плазмы.

В начальный момент времени вдоль всех линий задавалась плотность нейтрального газа $n_0 = 2,2 \cdot 10^{13}$ см⁻³, плотность затравочной плазмы $n_e = 0,1n_0$, температура электронов $T_e = 0,025$ эВ. Эта же температура поддерживалась на обоих концах системы в течение всех расчетов. Мощность энергопотерь пучка не зависела от времени и задавалась формулой

$$Q_{source} = \frac{P_b}{\pi^{3/2} r_{pl}^2 \Delta z} \exp \left(- \left(\frac{z - z_0}{\Delta z} \right)^2 \right), \quad (14)$$

где $r_{pl} = 2,8$ см – радиус силовой линии, проходящей через лимитер, $z_0 = -350,05$ см – координата центра зоны релаксации, $2\Delta z = 5$ см – ее продольная длина, $P_b = 4,05 \cdot 10^{10}$ эрг/с – доля мощности пучка, идущая на нагрев тепловых электронов и составляющая 5 % от его полных энергопотерь. Q_{source} находилась из условия

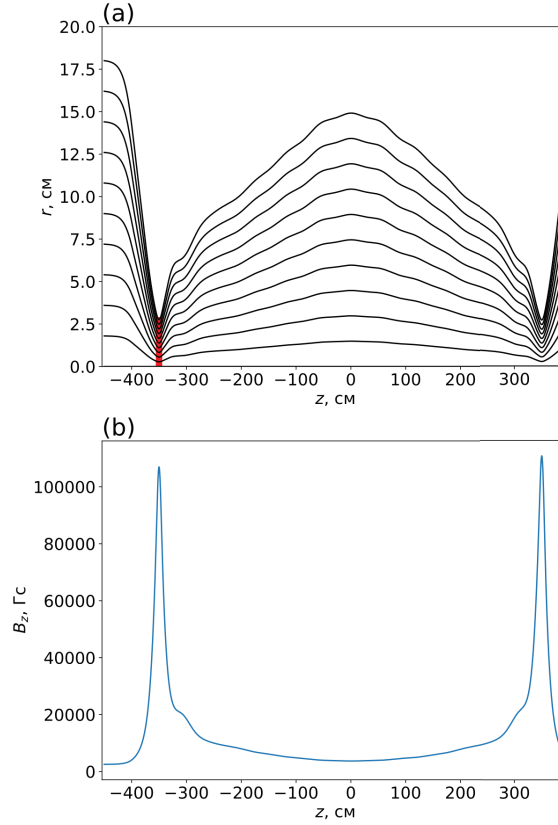


Рис. 6. Силовые линии (a) и продольное магнитное поле B_z (b) вдоль оси установки ГДЛ, использованные в расчетах. Зона релаксации пучка обозначена красным цветом

Fig. 6. Magnetic field lines (a) and the longitudinal magnetic field B_z (b) along the axis of the GDT facility used in the simulations. The beam relaxation zone is shown by red

$$\int_{all\ plasma} Q_{source} dz 2\pi r dr = P_b. \quad (15)$$

Функция распределения быстрых частиц была задана в виде

$$f_{\kappa}(E) = n_h \frac{2(\kappa-1)}{m_e \Delta v^2} \frac{1}{(1+E/\Delta E)^{\kappa}}. \quad (16)$$

Тут плотность надтепловых электронов вследствие их замагниченности зависит от плотности в пробке n_{plug} и магнитного поля как

$$n_h = n_{plug} \frac{B}{B_{plug}}, \quad (17)$$

где значения параметров $\Delta v = 0,02c$, $\Delta E = m_e \Delta v^2 / 2$, $\kappa = 2,5$, $n_{plug} = 10n_b = 10,4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ взяты из PIC-расчетов. Магнитное поле в моделированиях соответствовало экспериментальному полю в ГДЛ (рис. 6, b).

3.2. Роль тепловых и надтепловых частиц в процессе ионизации

В упрощенной модели считается, что, во-первых, область релаксации расширяется намного быстрее процесса передачи тепла от левой пробки к остальной установке, и, во-вторых, измеренную по всей зоне релаксации функцию распределения надтепловых электронов f_x можно продолжить на всю установку. Чтобы понять относительную роль тепловых и надтепловых частиц в процессе ионизации, было проведено два расчета: в первом моделировании рассчитывался процесс ионизации без участия популяции надтепловых электронов (т. е. $n_h = 0 \text{ см}^{-3}$), во втором же учитывалось ее присутствие.

3.2.1. Роль тепловых частиц

Представленные на рис. 7 результаты моделирования с $n_h = 0 \text{ см}^{-3}$ показывают, что в зоне релаксации происходит нагрев до $T_e \sim 5 \text{ эВ}$, после чего посредством теплопроводности равновесная температура устанавливается вдоль всей установки за 0,6 мс (из рис. 7, с видно, что график температуры в этот момент времени совпадает с графиком в момент $t = 2 \text{ мс}$). Благодаря такому плавному распространению температуры в левой части установки процесс ионизации начинается раньше, чем в правой (рис. 7, d, e, f).

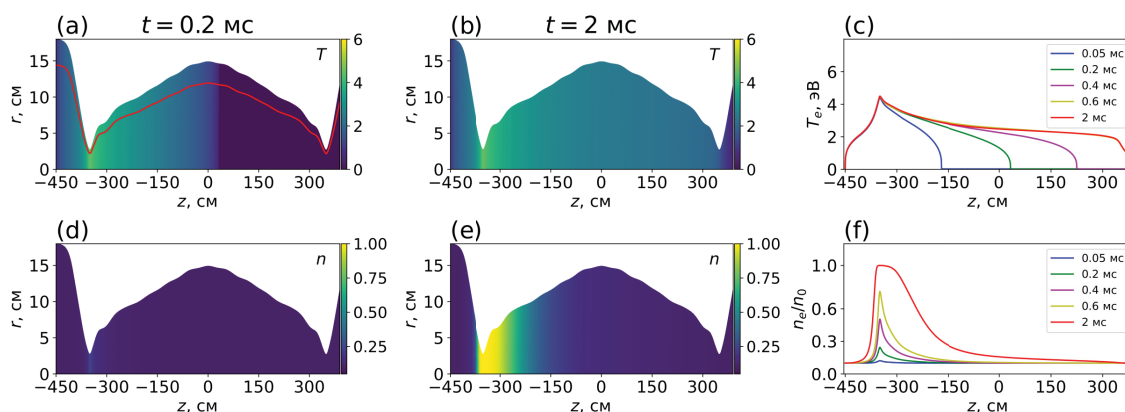


Рис. 7. Результаты моделирования плазмы без ионизации надтепловыми электронами: a, d и b, e – профили температуры и плотности плазменных электронов в моменты времени $t = 0,2 \text{ мс}$ и $t = 2 \text{ мс}$; c и f – проекции значений температуры и плотности электронов, измеренных вдоль красной силовой линии магнитного поля (см. a), на центральную ось установки в разные моменты времени

Fig. 7. Results of plasma simulations without ionization by superthermal electrons. (a), (d) and (b), (e) Temperature and density profiles for plasma electrons at $t = 0,2 \text{ ms}$ and $t = 2 \text{ ms}$. (c) and (f) Projections of electron temperature and density values measured along the magnetic field line (shown by red in (a)) onto the central axis of the facility in different moments of time

3.2.2. Роль надтепловых частиц

Протекание процесса ионизации меняется при добавлении в систему надтепловых электронов. Как видно из рис. 8, a–c, температура распространяется по установке медленнее и, в конце концов, ее фронт не доходит до правой пробки. Причина такого поведения – обильное рождение холодных электронов вследствие столкновений нейтрального газа с надтепловыми электронами, которые забирают энергию у окружающей плазмы (в модели не учитывается обмен энергией между хвостовыми и вновь рожденными электронами). Вследствие этого, в отличие от прошлого моделирования, в данном расчете влияние классической теплопроводности на процесс ионизации оказывается незначительным.

Как видно из рис. 8, b–f, основную роль в данном случае играют надтепловые электроны, которые ионизуют плазму сразу вдоль всей установки: в пробках вследствие сжатия пучка этих

частиц данный процесс протекает наиболее интенсивно, в центре установки из-за его расширения – менее интенсивно. Благодаря этому уже за 2 мс степень ионизации плазмы в центре установки превышает 0,5, в то время как в случае отсутствия быстрых частиц она была меньше 0,2.

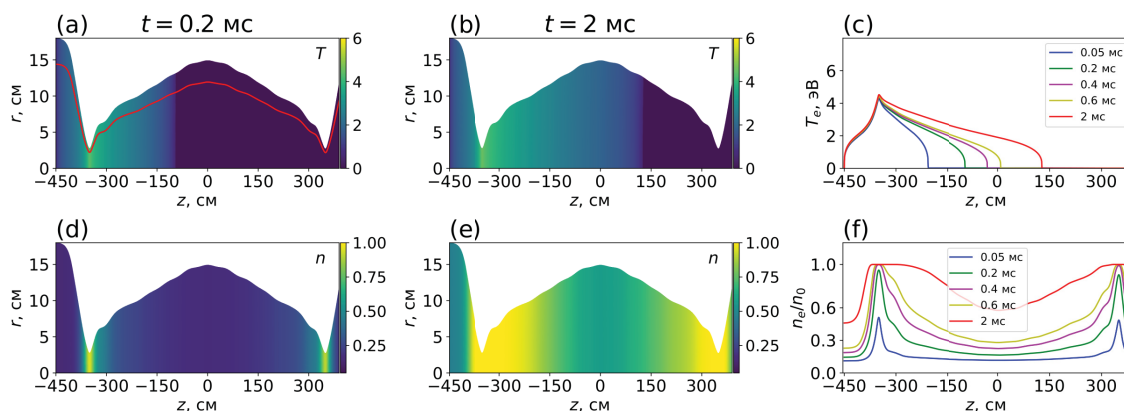


Рис. 8. Результаты моделирования плазмы с учетом ионизации надтепловыми электронами: *a*, *d* и *b*, *e* – профили температуры и плотности плазменных электронов в моменты времени $t = 0,2$ мс и $t = 2$ мс; *c* и *f* – проекции значений температуры и плотности электронов, измеренных вдоль красной силовой линии магнитного поля (см. *a*), на центральную ось установки в разные моменты времени

Fig. 8. Results of plasma simulations accounting for ionization by superthermal electrons. (*a*), (*d*) and (*b*), (*e*) Temperature and density profiles for plasma electrons at $t = 0,2$ ms and $t = 2$ ms. (*c*) and (*f*) Projections of electron temperature and density values measured along the magnetic field line (shown by red in *a*) onto the central axis of the facility in different moments of time.

3.3. Сравнение результатов моделирования с экспериментальными данными ГДЛ

Чтобы сравнить результаты моделирований с показаниями тройного ленгмюровского зонда, измеряющего плотность в точке с координатами ($r = 6$ см, $z = -293$ см), и показаниями дисперсионного интерферометра, измеряющего линейную плотность в центральном сечении плазменного столба (см. [7]), из расчетов были взяты зависимости этих величин от времени в тех же местах расчетной области (рис. 9).

Из рис. 9 видно, что вычисленные в модели локальная плотность в месте расположения зонда и линейная плотность электронов в центре ловушки имеют те же характерные времена роста, которые наблюдаются в эксперименте, однако количественного согласия с данными сразу двух диагностик не достигается. Вблизи входной пробки при $z = -293$ см ионизация идет быстрее, чем нужно, а в центральной части расчетной области, несмотря на значительное увеличение скорости ионизации по сравнению с моделированием без быстрых электронов, ее величины не хватает для объяснения экспериментальных данных.

Основной причиной такого несоответствия, на наш взгляд, является довольно низкая температура плазмы, которая ограничивается достаточно большими потерями тепла на стенку за счет классической электронной теплопроводности. Фактически температура электронов в численной модели не превышает 5 эВ, что существенно ниже показаний тройного ленгмюровского зонда (10–20 эВ). В действительности хорошо известно, что электронные потери тепла в пробочной ловушке ГДЛ значительно снижаются из-за формирования в расширителе скачка амбиполярного потенциала, что должно повышать температуру удерживаемой плазмы. Однако для корректного учета данного эффекта требуется гораздо более детальное кинетическое моделирование электронов.

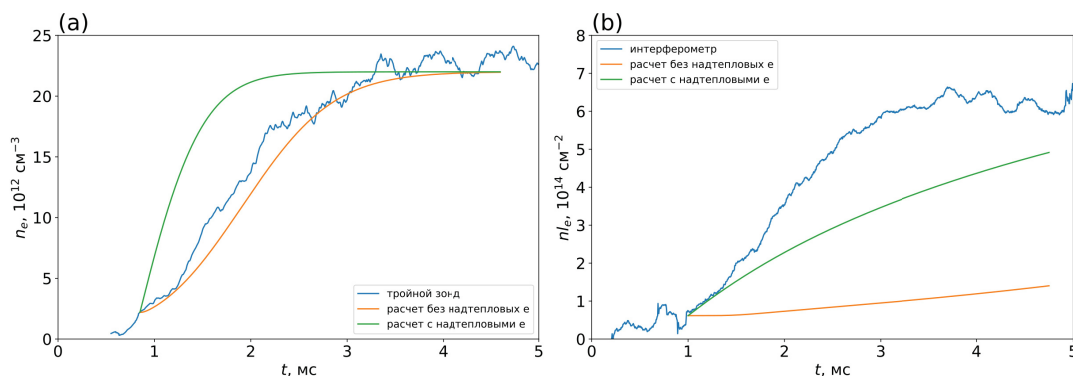


Рис. 9. Сравнение динамики плотности плазмы $n_e(t)$ (a), измеренной тройным ленгмюровским зондом, и линейной плотности $nl_e(t)$ (b), измеренной дисперсионным интерферометром в экспериментах на ГДЛ, с предсказаниями упрощенной модели ионизации

Fig. 9. Comparison of both plasma density dynamics $n_e(t)$ measured by a triple Langmuir probe (a) and linear density history $nl_e(t)$ measured by a dispersive interferometer (b) in GDT experiments with the predictions of our simplified ionization model

Заключение

В работе исследован возможный механизм развития пучково-плазменного разряда в открытой ловушке ГДЛ. Для подтверждения предположения о том, что плазменные колебания действительно обеспечивают радиальное движение фронта ионизации в области релаксации пучка, проведены РИС-расчеты, в которых наряду с процессами возбуждения и нелинейной эволюции плазменных колебаний учитываются также и процессы ударной ионизации электронами, осциллирующими в поле этих колебаний. Показано, что проникающие на периферию плазмы колебания действительно способны создать условия для ионизации находящегося там газа, при этом процесс расширения зоны турбулентности не является настолько быстрым, чтобы его динамику можно было не учитывать при описании развития разряда в остальном объеме ловушки. Кроме того, с помощью РИС-модели удалось определить, какую часть от инжектируемой мощности пучок оставляет в плазме и в какой пропорции эти энергопотери распределяются между тепловыми и надтепловыми электронами. Полученная информация о функции распределения ускоренных частиц затем используется для оценки их вклада в ионизацию в рамках более простой модели.

Для ответа на вопрос, как происходит ионизация газа в остальном объеме ловушки, создана упрощенная модель, в которой функция распределения плазменных электронов в каждой точке пространства представляется в виде суммы максвелловского ядра (тепловые электроны) и надтеплого хвоста. Область релаксации пучка представляет собой источник энергии для нагрева тепловых электронов и источник генерации быстрых частиц. Плотность тепловых электронов вне области релаксации растет благодаря ударной ионизации всеми частицами, а их температура определяется процессами переноса тепла из области источника за счет продольной электронной теплопроводности. Показано, что при том уровне генерации быстрых частиц, который наблюдается в РИС-расчетах, происходит заметное ускорение процесса ионизации по сравнению со случаем, когда учитываются только тепловые частицы. Проведено сравнение модельных расчетов динамики нарастания плотности во всем объеме ловушки с экспериментально измеренной локальной плотностью в месте расположения зонда и линейной плотности в центральном сечении ловушки. Показано, что модель в целом правильно предсказывает временные масштабы процессов, однако для получения количественного согласия с данными сразу двух экспериментальных диагностик требуется уточнение модели. В частности, необходимо учесть влияние амбиполярного потенциала в расширителе на электронные потери тепла,

а также изучить зависимость спектра быстрых частиц от радиуса за пределами области, по которой распространяется пучок. Это должно обеспечить более реалистичную экстраполяцию этого распределения на плазму большого сечения и создать условия для исследования влияния неоднородного профиля мощности нагрева на динамику разряда в ловушке.

Список литературы

1. Харченко И. Ф., Файнберг Я. Б., Николаев Р. М., Корнилов Е. А., Луценко Е. И., Педенко Н. С. Взаимодействие пучка электронов с плазмой в магнитном поле // Ядерный синтез: Дополнение. 1962. Ч. 3.
2. Smullin L. D., Getty W. D. Generation of a Hot, Dense Plasma by a Collective Beam-Plasma Interaction // Phys. Rev. Lett. 1962. Vol. 9. P. 3. DOI: 10.1103/PhysRevLett.9.3
3. Getty W. D., Smullin L. D. Beam-Plasma Discharge: Buildup of Oscillations // J. Appl. Phys. 1963. Vol. 34. P. 3421-3429. DOI: 10.1063/1.1729220
4. Alexeff I., Neidigh R. V., Peed W. F., Shipley E. D. and Harris E. G. Hot-Electron Plasma by Beam-Plasma Interaction // Phys. Rev. Lett. 1963. Vol. 10. P. 273. DOI: 10.1103/PhysRevLett.10.273
5. Закатов Л. П., Плахов А. Г., Рютов Д. Д., Шапкин В. В. Высокотемпературная электронная компонента в пучково-плазменном взаимодействии // ЖЭТФ. 1968. Т. 54.
6. Ryutov D. D. Contribution to the theory of beam heating of a plasma in an open trap // Nucl. Fusion. 1969. Vol. 9. P. 297. DOI: 10.1088/0029-5515/9/4/003
7. Soldatkina E. I., Pinzhenin E. I., Korobeynikova O. A., Maximov V. V., Yakovlev D. V., Solomakhin A. L., Savkin V. Ya., Kolesnichenko K. S., Ivanov A. A., Trunев Yu. A., Voskoboynikov R. V., Shulzhenko G. I., Annenkov V. V., Volchok E. P., Timofeev I. V. and Bagryansky P. A. Electron beam-plasma discharge in GDT mirror trap: experiments on plasma start-up with electron gun // Nucl. Fusion. 2022. Vol. 62. P. 066034. DOI: 10.1088/1741-4326/ac3be3
8. Timofeev I. V., Annenkov V. V., Volchok E. P. and Glinskiy V. V. Electron beam-plasma discharge in GDT mirror trap: particle-in-cell simulations // Nucl. Fusion. 2022. Vol. 62. P. 066033. DOI: 10.1088/1741-4326/ac3cdc
9. Boris J. P. Relativistic plasma simulation-optimization of a hybrid code // Proc. of 4th Conf. on Numerical Simulations of Plasmas (Washington, DC, USA 2–3 November 1970). Washington, DC, USA: Naval Research Laboratory, 1970. P. 3–67. URL: <https://books.google.ru/books?id=zqxSAQAACAAJ>
10. Yee K. Numerical solution of initial boundary value problems involving maxwell's equations in isotropic media // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 1966. Vol. 14. P. 302. DOI: 10.1109/TAP.1966.1138693
11. Esirkepov T. Zh. Exact charge conservation scheme for Particle-in-Cell simulation with an arbitrary form-factor // Computer Physics Communications. 2001. Vol. 135. P. 144. DOI: 10.1016/S0010-4655(00)00228-9
12. 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. DOI: 10.1063/1.5048245
13. Kim Y.-K. and Rudd M. E. Binary-encounter-dipole model for electron-impact ionization // Phys. Rev. A. 1994. Vol. 50. P. 3954. DOI: 10.1103/PhysRevA.50.3954
14. Брагинский С. И. Явления переноса в плазме // Вопросы теории плазмы / Под ред. М. А. Леонтовича. М.: Гос-атомиздат, 1963. Вып. 1. 183 с.

References

1. **Kharchenko I. F. et al.** Nucl. Fusion Suppl. 3, 1101 (1962). (in Russ.)
2. **Smullin L. D. and Getty W. D.** Generation of a Hot, Dense Plasma by a Collective Beam-Plasma Interaction. *Phys. Rev. Lett.* 9, 3 (1962); DOI: 10.1103/PhysRevLett.9.3
3. **Getty W. D. and Smullin L. D.** Beam-Plasma Discharge: Buildup of Oscillations. *J. Appl. Phys.* 34, 3421 (1963); DOI: 10.1063/1.1729220
4. **Alexeff I., Neidigh R. V., Peed W. F., Shipley E. D. and Harris E. G.** Hot-Electron Plasma by Beam-Plasma Interaction. *Phys. Rev. Lett.* 10, 273 (1963); DOI: 10.1103/PhysRevLett.10.273
5. **Zakatov L. P. et al.** High-temperature electron component in beam plasma interaction. *Sov. Phys. JETP* 27 583 (1968) (in Russ.)
6. **Ryutov D. D.** Contribution to the theory of beam heating of a plasma in an open trap. *Nucl. Fusion* 9, 297 (1969); DOI: 10.1088/0029-5515/9/4/003
7. **Soldatkina E. I., Pinzhenin E. I., Korobeynikova O. A., Maximov V. V., Yakovlev D. V., Solomakhin A. L., Savkin V. Ya., Kolesnichenko K. S., Ivanov A. A., Trunev Yu. A., Voskoboynikov R. V., Shulzhenko G. I., Annenkov V. V., Volchok E. P., Timofeev I. V. and Bagryansky P. A.** Electron beam-plasma discharge in GDT mirror trap: experiments on plasma start-up with electron gun. *Nucl. Fusion* 62, 066034 (2022); DOI: 10.1088/1741-4326/ac3be3
8. **Timofeev I. V., Annenkov V. V., Volchok E. P. and Glinskiy V. V.** Electron beam-plasma discharge in GDT mirror trap: particle-in-cell simulations. *Nucl. Fusion* 62, 066033 (2022); DOI: 10.1088/1741-4326/ac3cdc
9. **Boris J. P.** Relativistic plasma simulation-optimization of a hybrid code, *Proc. of 4th Conf. on Numerical Simulations of Plasmas* (Washington, DC, USA 2–3 November 1970) (Washington, DC, USA: Naval Research Laboratory) pp. 3–67 (<https://books.google.ru/books?id=zqxSAQAACAAJ>).
10. **Yee K.** Numerical solution of initial boundary value problems involving maxwell's equations in isotropic media. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* 14, 302 (1966); DOI: 10.1109/TAP.1966.1138693
11. **Esirkepov T. Zh.** Exact charge conservation scheme for Particle-in-Cell simulation with an arbitrary form-factor. *Computer Physics Communications* 135, 144 (2001); DOI: 10.1016/S0010-4655(00)00228-9
12. **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* 25, 113110 (2018); DOI: 10.1063/1.5048245
13. **Kim Y.-K. and Rudd M. E.** Binary-encounter-dipole model for electron-impact ionization. *Phys. Rev. A* 50, 3954 (1994); DOI: 10.1103/PhysRevA.50.3954
14. **Braginskiy S. I.** Transfer phenomena in plasma. *Collect.: Plasma theory issues*. Moscow, Atomizdat, 1963, vol. 1, p. 183.

Информация об авторах

Владимир Владимирович Глинский, аспирант

Евгения Павловна Волчок, лаборант-исследователь

Владимир Вадимович Анненков, кандидат физико-математических наук

Игорь Валериевич Тимофеев, доктор физико-математических наук

Information about the Authors

Vladimir V. Glinskiy, Graduate Student

Evgeniia P. Volchok, Research Assistant

Vladimir V. Annenkov, PhD (Physics and Mathematics)

Igor V. Timofeev, Doctor of Science (Physics and Mathematics)

*Статья поступила в редакцию 22.09.2023; одобрена после рецензирования 28.09.2023;
принята к публикации 28.09.2023*

*The article was submitted 22.09.2023; approved after reviewing 28.09.2023;
accepted for publication on 28.09.2023*