

# Влияние магнитного поля на формирование ультрахолодной плазмы

С. Я. Бронин, Е. В. Вихров, Б. Б. Зеленер, Б. В. Зеленер<sup>1)</sup>

\*Объединенный институт высоких температур РАН, 127412 Москва, Россия

Поступила в редакцию 24 октября 2022 г.

После переработки 18 ноября 2022 г.

Принята к публикации 1 декабря 2022 г.

Методом молекулярной динамики выполнены расчеты формирования ультрахолодной плазмы под действием постоянного ионизирующего излучения в квадрупольном магнитном поле с градиентом индукции вдоль оси симметрии, равном 0, 30, 150, 500 Гс/см. Увеличение величины магнитной индукции способствует росту плотности плазмы за счет удержания части быстрых электронов квадрупольным магнитным полем.

DOI: 10.31857/S1234567823020064, EDN: oehfuy

**Введение.** Квадрупольная конфигурация магнитного поля, образованная катушками в конфигурации анти-гелмгольца [1, 2], может удерживать нейтральную плазму вблизи центральной области нулевого поля за счет эффекта магнитного зеркала [3]. Эта схема удержания долгое время вызывала интерес, первоначально для термоядерного синтеза с магнитным удержанием [1, 2, 4–6], а в последнее время для источников ионов для таких приложений, как обработка материалов и ионные двигатели [7–9]. Сложная геометрия расширяющейся нейтральной плазмы в квадрупольном магнитном поле имеет сходство с солнечным ветром, взаимодействующим с магнитосферой Земли [2, 10]. Новый режим для изучения намагниченных и удерживаемых магнитным полем частиц плазмы предлагает ультрахолодную плазму (УХП). УХП получается путем фотоионизации лазерно-охлажденных атомов (обычно щелочного или щелочно-земельного металла) вблизи порога ионизации, находящегося в магнитооптической ловушке в глубоком вакууме, при помощи импульсного или непрерывного лазера. В случае использования импульсного лазера [11, 12] УХП является короткоживущей с максимальной плотностью  $10^{10} \text{ см}^{-3}$ , а время жизни составляет  $\sim 100$  мкс. При использовании непрерывного лазера [13, 14] возникает стационарная УХП с максимальной плотностью  $10^6 \text{ см}^{-3}$  и временем жизни порядка десятка минут. И та, и другая плазма имеет ионные температуры  $T_{i0} \sim 1 \text{ К}$  и перестраиваемые температуры электронов  $T_{e0} = 1\text{--}1000 \text{ К}$ . В связи с этим УХП дает возможность изучать комбинированное влияние намагниченности и неидеальности на столкновительные

и транспортные явления, поскольку электроны могут быть сильно связаны в УХП. При этом отношение кулоновской энергии к кинетической энергии, известное как параметр неидеальности [15], может достигать для электронов единицы, а для ионов десяти [16–18]. Короткоживущая УХП в магнитном поле экспериментально изучалась в работах [16–18]. В эксперименте [19] изучалась амбиполярная диффузия в поперечном однородном поле, достаточно сильном, чтобы намагнитить электроны, но не ионы. Те же авторы [20] выявили высокочастотную дрейфовую неустойчивость электронов в слабых скрещенных магнитном и электрическом полях. Не нейтральную плазму обычно удерживают в комбинированных электрических и магнитных полях в ловушках Пеннинга–Мальмберга [21], и эти методы были расширены для удержания частично перекрывающихся облаков положительных и отрицательных зарядов при сверхнизких температурах во вложенных ловушках, например, для производства антиводорода [22, 23]. В работе [24] изучалась короткоживущая УХП Sr в квадрупольном магнитном поле с магнитной индукцией  $B = 150 \text{ Гс/см}$ . Было показано, что в таком поле электроны и ионы захватываются при помощи магнитного зеркального отражения. При этом время удержания УХП приближается к 0.5 миллисекунды, в то время как не намагниченная плазма рассеивается за время в несколько десятков микросекунд.

Экспериментальное изучение стационарной УХП в сильном неоднородном магнитном поле до сих пор не проводилось. При создании стационарной плазмы [13, 14] атомы, непрерывно поступающие и охлаждаемые в магнитооптической ловушке, постоянно ионизируются. Так как заряды не удерживаются

<sup>1)</sup>e-mail: bzelener@mail.ru

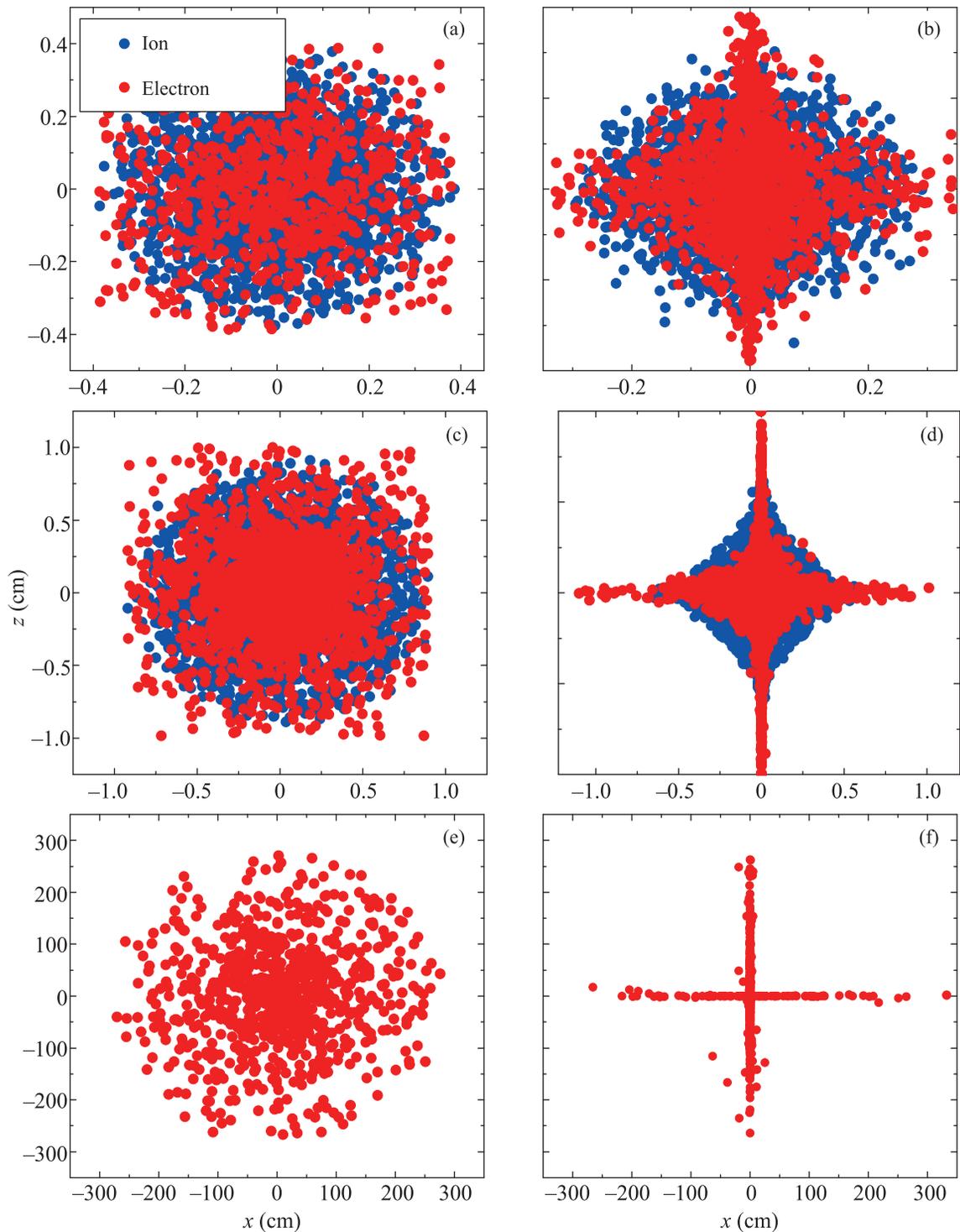


Рис. 1. (Цветной онлайн) Результаты расчетов распределения заряженных частиц для разных моментов времени и разных значений градиента индукции при  $T_{e0} = 5$  К. Распределение электронов (красные точки) и ионов (синие) в области плазмы: (a) –  $B = 0$  Гс/см,  $t = 100$  мкс; (b) –  $B = 500$  Гс/см,  $t = 100$  мкс; (c) –  $B = 0$  Гс/см,  $t = 200$  мкс; (d) –  $B = 500$  Гс/см,  $t = 200$  мкс. Распределение электронов, покинувших область плазмы: (e) –  $B = 0$  Гс/см,  $t = 200$  мкс; (f) –  $B = 500$  Гс/см,  $t = 200$  мкс

в ловушке, то они ее покидают с течением времени. Но за счет непрерывной ионизации в определенный момент времени, зависящий от начальной энергии электронов и ионов, а также от плотности плазмы, достаточно быстро устанавливается стационарное распределение частиц плазмы по плотности и температуре частиц, которое может существовать в течение длительного времени. Важным отличием УХП, возникающей при использовании непрерывного ионизирующего лазера, от УХП, получаемой при помощи импульсного лазера, являются существенно более низкие значения плотности ( $\sim 10^6 \text{ см}^{-3}$ ). Учитывая результаты, полученные для короткоживущей плазмы [24], можно предположить, что возможен рост плотности стационарной УХП при увеличении значения градиента индукции квадрупольного магнитного поля ловушки, которое обычно составляет 30 Гс/см. Проверке этого предположения и определения необходимых параметров посвящена данная работа. В настоящей работе мы сообщаем некоторые результаты, полученные методом молекулярной динамики, формирования УХП, происходящего при ее создании непрерывным лазером, с учетом наличия магнитного поля ловушки. Показано существенное влияние магнитной индукции квадрупольного магнитного поля на процесс формирования плазмы. Оно связано с уменьшением числа электронов, покидающих облако плазмы. При увеличении величины магнитной индукции плотность зарядов в плазме увеличивается, а дисбаланс заряда уменьшается.

**Физическая модель.** Для моделирования методом молекулярной динамики образования УХП, возникающей при использовании непрерывного ионизирующего лазера, была использована следующая физическая модель. Возникновение заряженных частиц в области  $\sim 10^{-1}$  см осуществлялось равномерно по две пары зарядов (электрон и ион  $^{40}\text{Ca}$ ) каждые  $10^{-7}$  с. Координаты возникающих частиц имеют распределение с дисперсией  $\sim 10^{-1}$  см. Кинетическая энергия рождающихся частиц определялась превышением энергии ионизирующего излучения над энергией ионизации. Использовались реальные массы частиц. При решении уравнений движения учитывалось кулоновское взаимодействие между всеми частицами, а также квадрупольное магнитное поле. Для магнитного поля было выбрано близкое к реализуемому в экспериментах распределение магнитного поля двух кольцевых и противоположно направленных токов одинакового радиуса, между которыми находится исследуемая плазма. Для решения уравнений движения использовалась схема Верле:

$$\left\{ \begin{array}{l} \mathbf{r}_{e,i}(t + \Delta t) = \mathbf{r}_{e,i}(t) + \Delta t \mathbf{v}_{e,i}(t) + \\ + \frac{\Delta t^2}{2} \frac{q_{e,i}}{m_{e,i}} \left( \mathbf{E}(\mathbf{r}_{e,i}(t)) + \frac{1}{c} [\mathbf{v}_{e,i}(t), \mathbf{B}(\mathbf{r}_{e,i}(t))] \right), \\ \mathbf{v}_{e,i}(t + \Delta t) = \\ = \frac{\mathbf{u}_{e,i} + \Delta t [\mathbf{u}_{e,i}, \boldsymbol{\omega}_{e,i}] + \Delta t^2 \boldsymbol{\omega}_{e,i} (\mathbf{u}_{e,i}, \boldsymbol{\omega}_{e,i})}{1 + \Delta t^2 \omega_{e,i}^2} \\ \mathbf{u}_{e,i} = \mathbf{v}_{e,i}(t) + \frac{\Delta t}{2} \frac{q_{e,i}}{m_{e,i}} (\mathbf{E}(\mathbf{r}_{e,i}(t)) \\ + \mathbf{E}(\mathbf{r}_{e,i}(t + \Delta t)) + \frac{1}{c} [\mathbf{v}_{e,i}(t), \mathbf{B}(\mathbf{r}_{e,i}(t + \Delta t))]) \\ \boldsymbol{\omega}_{e,i} = \frac{q_{e,i}}{2m_{e,i}c} \mathbf{B}(\mathbf{r}_{e,i}(t + \Delta t)). \end{array} \right. \quad (1)$$

Величина шага по времени была выбрана равной  $10^{-11}$  с. Начальные условия для координат и скоростей генерировались в соответствии с гауссовым пространственным распределением и фиксированными значениями кинетических энергий. Так как число частиц в расчетах при  $t = 200$  мкс достигает порядка 10000, то для уменьшения времени счета используется специально разработанный для настоящих расчетов алгоритм распараллеливания (*parallelization techniques*). В процессе расчетов обеспечивалось сохранение энергии с точностью до 1%. Расчеты проводились на МСЦ РАН. Расчеты проводились для начальных температур электронов 1 и 5 К. Начальная температура ионов составляла  $3.5 \cdot 10^{-3}$  К, а значения магнитной индукции  $B$  равнялись 0, 30, 150, 500 Гс/см.

**Распределения заряженных частиц в магнитном поле.** Свободный разлет ионизованного газа начинается с того, что плазму покидают самые быстрые электроны, создавая возрастающий дисбаланс заряда. Возникающее электрическое поле удерживает оставшиеся электроны в области плазмы. В присутствии магнитного поля сферическая симметрия сменяется цилиндрической. На рисунке 1 представлены распределения частиц в проекции  $z-x$  ( $z$ -ось симметрии магнитного поля) для разных моментов времени и градиента индукции. Расчеты показывают, что наличие квадрупольного магнитного поля тормозит разлет плазмы, что приводит к увеличению ее плотности. Отметим, что, как видно на рис. 1, электроны, покинувшие область плазмы сосредоточены в областях, где магнитное поле близко к нулю. Такими областями являются ось  $z$  и плоскость  $z = 0$ . Последняя представлена на рис. 1 проекцией на ось  $x$ .

**Основные характеристики УХП в зависимости от времени.** Включение магнитного поля оказывает непосредственное влияние на электрон-

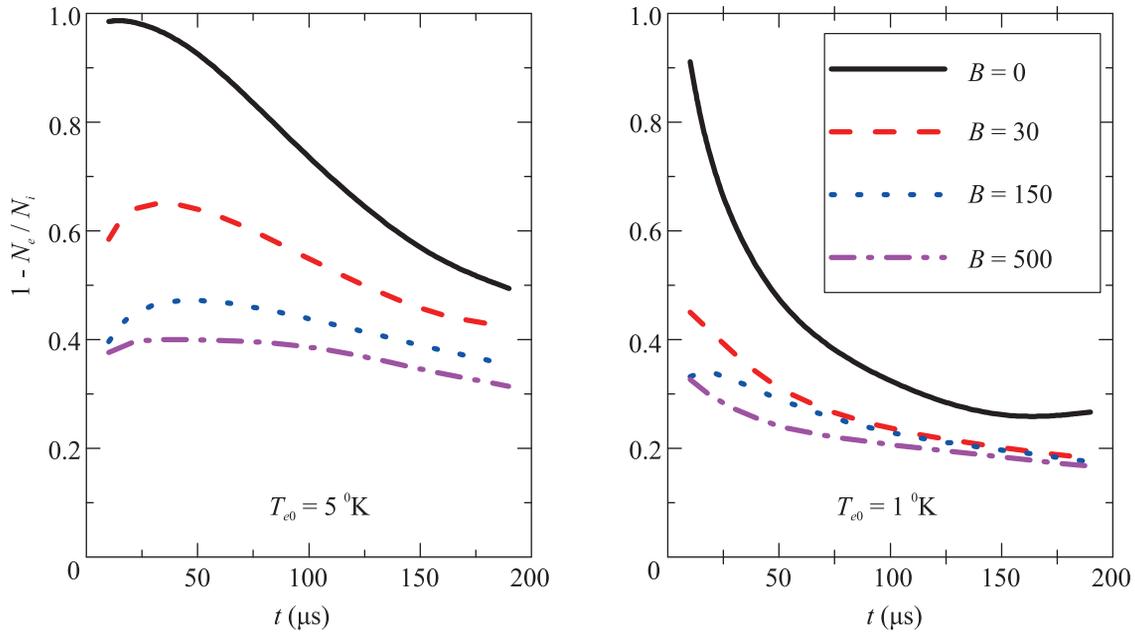


Рис. 2. (Цветной онлайн) Дисбаланс зарядов в зависимости от времени, индукции магнитного поля  $B$  (Гс/см) и начальной температуры электронов

ную компоненту и опосредованное, обусловленное изменением распределения электронов, на ионную компоненту. Присутствие магнитного поля тормозит быстрые электроны, которые в его отсутствие легко покидали область плазмы, создавая в ней значительный дисбаланс заряда. На рисунке 2 приведены результаты расчета зависимости дисбаланса зарядов от времени и величины магнитной индукции для  $T_{e0} = 1$  К и  $T_{e0} = 5$  К. С течением времени растет число частиц в связи с постоянной скоростью рождения и при  $t = 200$  мкс оно достигает 4000 зарядов одного знака. Заметим, что значение магнитной индукции  $B = 30$  Гс/см является стандартным в экспериментах. При дальнейшем росте  $B$  дисбаланс уменьшается незначительно.

Уменьшение дисбаланса уменьшает электрическое поле, которое, наряду с электрон-ионными столкновениями и нагревом, обусловленным неидеальностью плазмы, обеспечивало передачу кинетической энергии от электронов к более холодным ионам. На серии рис. 3 представлены средние значения на одну частицу кинетической энергии электронов плазмы  $E_{\text{кеп}}$ , электронов, покинувших плазму,  $E_{\text{kout}}$ , ионов  $E_{\text{кип}}$  и потенциальной энергии  $U$  в зависимости от времени для различных значений  $B$  и начальной температуры электронов 5 К. Отметим, что приведенные на рис. 3 средние значения кинетических энергий представлены в основном энергиями поступательного движения, а не их температурой, так как движение частиц плазмы в основном сверх-

звуковое. Если при временах, меньших  $t = 50$  мкс, эти величины равны трем вторым от соответствующей температуры, то при больших временах разлет ионов и заблокированных электрическим полем электронов становится сверхзвуковым с общей для электронов и ионов радиальной скоростью.

Ослабление энергообмена между электронами и ионами уменьшает скорость разлета ионов и увеличивает их концентрацию. Радиальная компонента ионной скорости  $v_{ri}$ , определяющая скорость разлета плазмы, линейно зависит от радиуса. На рисунке 4 представлены значения производной  $dv_{ri}/dr$  от времени для  $T_{e0} = 5$  К (красный) и  $T_{e0} = 1$  К (синий) при  $B = 0$  (сплошная) и  $B = 500$  (пунктир).

Наряду с ионной увеличивается и концентрация электронов, разлету которых препятствует приложенное магнитное поле. На рисунке 5 для  $T_{e0} = 5$  К представлены концентрации электронов  $n_e$  (красные кривые) и ионов  $n_i$  в центральной точке (синие) для  $B = 0$  Гс/см (сплошная) и  $B = 500$  Гс/см (пунктир).

**Заключение.** Результаты моделирования формирования УХП при ее создании непрерывным лазером с учетом наличия магнитного поля ловушки свидетельствуют о сильном влиянии магнитного поля на основные характеристики УХП. Уменьшается дисбаланс заряда, сокращается энергообмен между электронами и ионами, растет концентрация электронов и ионов. Все эти процессы усиливаются при понижении начальной температуры электронов. Полученные результаты моделирования дают возмож-

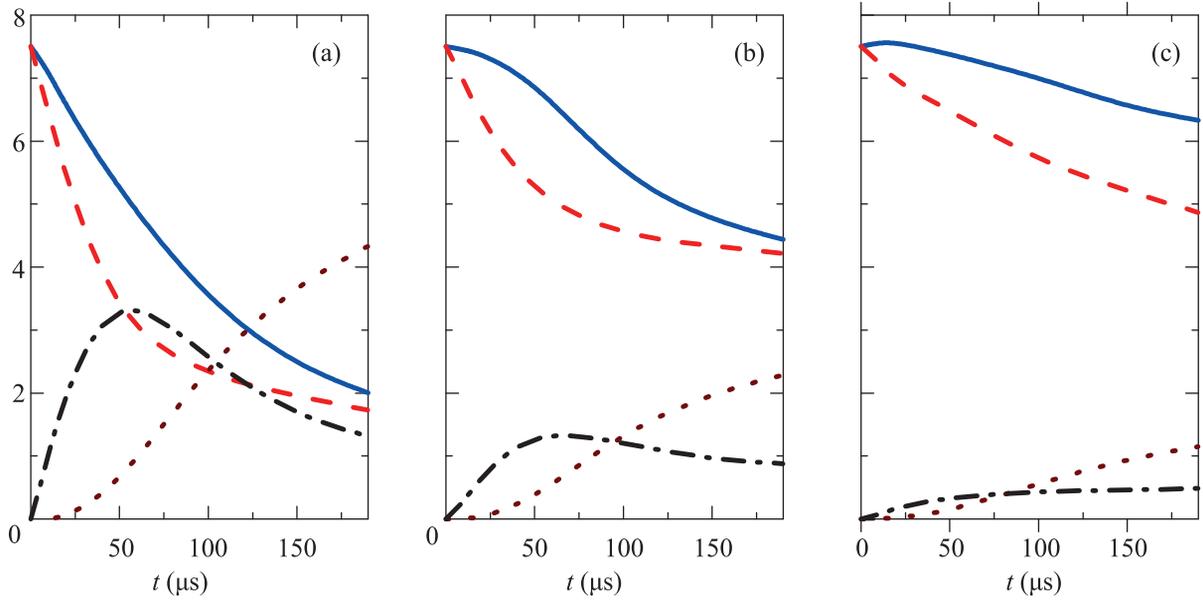


Рис. 3. (Цветной онлайн) Средние значения (в градусах Кельвина) на одну частицу кинетической энергии электронов и ионов плазмы  $E_{\text{кеп}}$  (синие сплошные),  $E_{\text{кир}}$  (коричневые точечные), кинетической энергии улетевших электронов  $E_{\text{kout}}$  (красный пунктир) и полной потенциальной энергии  $U$ : (a) –  $B = 0 \text{ Гс/см}$ ; (b) –  $B = 30 \text{ Гс/см}$  и (c) –  $B = 500 \text{ Гс/см}$ .  $T_{e0} = 5 \text{ К}$

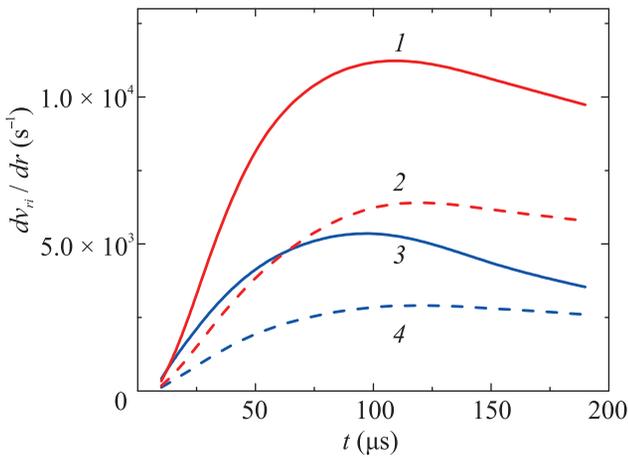


Рис. 4. (Цветной онлайн)  $\frac{dv_{ni}}{dt}(t)$  для  $T_{e0} = 5 \text{ К}$  – кривые 1 и 2 (красные) и  $T_{e0} = 1 \text{ К}$  – кривые 3 и 4 (синие) при  $B = 0$  (сплошная) и  $B = 500 \text{ Гс/см}$  (пунктир)

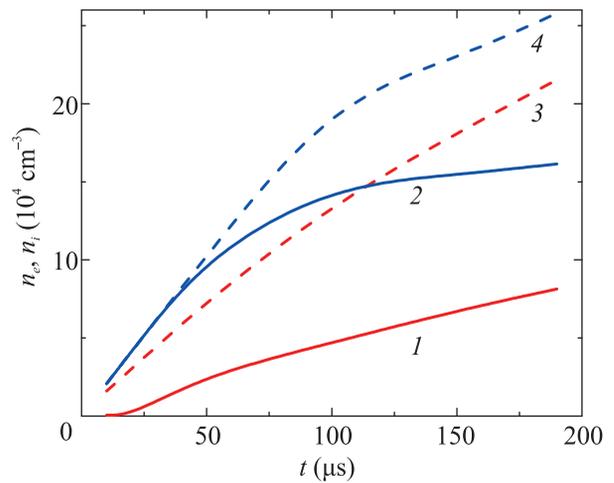


Рис. 5. (Цветной онлайн) Значения  $n_e$  и  $n_i$  для  $T_{e0} = 5 \text{ К}$ . Электроны (красные): 1 –  $B = 0 \text{ Гс/см}$  (сплошная); 3 –  $B = 500 \text{ Гс/см}$  (пунктир). Ионы (синие): 2 –  $B = 0 \text{ Гс/см}$  (сплошная); 4 –  $B = 500 \text{ Гс/см}$  (пунктир)

ность увеличить в эксперименте плотность заряженных частиц, а также параметр неидеальности.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант # 18-12-00424). Работа также поддержана Министерством науки и высшего образования Российской Федерации (Государственное задание # 075-01056-22-00) в части разработки программы с использованием алгоритмов параллельных вычислений для проведения

расчетов в Объединенном суперкомпьютерном центре РАН.

Авторы выражают благодарность Межведомственному суперкомпьютерному центру РАН за предоставленные вычислительные ресурсы.

1. J. Berkowitz, K. O. Friedrichs, H. Goertzel, H. Grad, J. Killeen, and E. Rubin, in *Proceedings of the Second*

- International Conference on Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, Switzerland, United Nations, Geneva (1958), v. 1, p. 177.*
2. I. Spalding, in *Advances in Plasma Physics*, ed. by A. Simon and W. B. Thompson, Interscience, N.Y. (1971), p. 79.
  3. R. F. Post, R. E. Ellis, F. C. Ford, and M. N. Rosenbluth, *Phys. Rev. Lett.* **4**, 166 (1960).
  4. M. G. Haines, *Nucl. Fusion* **17**, 811 (1977).
  5. A. Kitsunezaki, M. Tanimoto, and T. Sekiguchi, *Phys. Fluids* **17**, 1895 (1974).
  6. K. N. Leung, N. Hershkowitz, and K. R. MacKenzie, *Phys. Fluids* **19**, 1045 (1976).
  7. M. Carr, D. Gummersall, S. Cornish, and J. Khachan, *Phys. Plasmas* **18**, 112501 (2011).
  8. C. M. Cooper, D. B. Weisberg, I. Khalzov, J. Milhone, K. Flanagan, E. Peterson, C. Wahl, and C. B. Forest, *Phys. Plasmas* **23**, 102505 (2016).
  9. A. A. Hubble, E. V. Barnat, B. R. Weatherford, and J. E. Foster, *Plasma Sources Sci. Technol.* **23**, 022001 (2014).
  10. C. T. Russell, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **28**, 1818 (2000).
  11. T. S. Killian, T. Pattard, T. Pohl and J. M. Rost, *Phys. Rep.* **449**, 7 (2007).
  12. M. Lyon and S. L. Rolston, *Rep. Prog. Phys.* **80**, 017001 (2017).
  13. Б. Б. Зеленер, Е. В. Вильшанская, С. А. Саакян, В. А. Саутенков, Б. В. Зеленер, В. Е. Фортов, *Письма в ЖЭТФ* **113**, 92 (2021).
  14. С. Я. Бронин, Е. В. Вихров, Б. Б. Зеленер, Б. В. Зеленер, *Письма в ЖЭТФ* **114**, 643 (2021).
  15. S. Ichimaru, *Rev. Mod. Phys.* **54**, 1017 (1982).
  16. C. E. Simien, Y. C. Chen, P. Gupta, S. Laha, Y. N. Martinez, P. G. Mickelson, S. B. Nagel, and T. C. Killian, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 143001 (2004).
  17. M. Lyon, S. D. Bergeson, and M. S. Murillo, *Phys. Rev. E* **87**, 033101 (2013).
  18. T. K. Langin, G. M. Gorman, and T. C. Killian, *Science* **363**, 61 (2019).
  19. X. L. Zhang, R. S. Fletcher, S. L. Rolston, P. N. Guzdar, and M. Swisdak, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 235002 (2008).
  20. X. L. Zhang, R. S. Fletcher, and S. L. Rolston, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 195002 (2008).
  21. D. H. E. Dubin and T. M. O'Neil, *Rev. Mod. Phys.* **71**, 87 (1999).
  22. M. Amoretti, C. Amsler, G. Bonomi et al. (Collaboration), *Nature (London)* **419**, 456 (2002).
  23. G. Gabrielse, N. S. Bowden, P. Oxley et al. (Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **89**, 213401 (2002).
  24. G. M. Gorman, M. K. Warrens, S. J. Bradshaw, and T. C. Killian, *Phys. Rev. Lett.* **126**, 085002 (2021).