

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ НЕЙТРАЛЬНОЙ КОМПОНЕНТЫ ПЛАЗМЫ ТОКОВОГО СЛОЯ ПО УШИРЕНИЮ СПЕКТРАЛЬНОЙ ЛИНИИ ГЕЛИЯ He I 5876 Å

© 2023 г. Н. П. Кирий^{a,*}, Д. Е. Харлачев^{a,**}, К. В. Шпаков^{b,***}

^aИнститут общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия

^bФизический институт им П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

*e-mail: natalya.kyrie@yandex.ru

**e-mail: harlachdanila@gmail.com

***e-mail: konstantine.shpakov@gmail.com

Поступила в редакцию 04.08.2023 г.

После доработки 09.09.2023 г.

Принята к публикации 10.09.2023 г.

Методами спектроскопии исследована динамика нейтральной компоненты плазмы токового слоя, сформированного в двумерной (2D) и трехмерной (3D) магнитных конфигурациях при разряде в гелии. Установлено, что при формировании в 2D магнитном поле в токовом слое появляются потоки быстрых сверхтепловых атомов гелия, направленных вдоль ширины токового слоя (бóльшего из поперечных размеров слоя). Показано, что атомы гелия могут приобретать направленную энергию W_x вследствие резонансной перезарядки ускоренных ионов в плазме токового слоя. Энергия направленного движения атомов гелия достигает величины $W_x \approx (480 \pm 120)$ эВ, что в ~ 20 раз превышает температуру атомов гелия $T_a \approx (20 \pm 2)$ эВ в те же моменты времени. При формировании токового слоя в 3D магнитной конфигурации быстрые атомы гелия не наблюдались.

Ключевые слова: плазма, токовый слой, спектроскопия, уширение спектральной линии, температура и энергия направленного движения атомов гелия, сечение резонансной перезарядки

DOI: 10.31857/S0367292123601194, **EDN:** FOKMZO

1. ВВЕДЕНИЕ

Лабораторное моделирование, наряду со спутниковыми наблюдениями, является важным инструментом изучения физики космической плазмы. Лабораторные эксперименты проводятся в хорошо контролируемых условиях с применением современных методов диагностики плазмы и способствуют пониманию таких явлений, как солнечные и звездные вспышки, суббури в магнитосфере Земли и других планет, неустойчивости срыва в плазме токамаков. Согласно современным представлениям, эти явления связаны с образованием в космической и лабораторной плазме токовых слоев и магнитным пересоединением в токовых слоях [1–3]. Лабораторные эксперименты по изучению физики токовых слоев и магнитного пересоединения, проводятся на протяжении нескольких десятков лет [4–13]. В процессе пересоединения магнитная энергия трансформируется, в частности, в энергию потоков плазмы, распространяющихся из области пересоединения. Такие плазменные потоки наблюдаются как в магнитосфере Земли [14–18], так и в

лабораторной плазме [19–25]. В работе [18] проведено сравнение основных характеристик плазменных джетов, генерируемых в магнитосфере и лабораторном эксперименте (ИОФ РАН), делается вывод о возможном сходстве механизмов их торможения.

В лабораторных экспериментах, которые проводятся в Институте общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, генерация быстрых потоков плазмы исследовалась в основном методами спектроскопии. Были измерены температуры и энергии направленного движения ионов гелия He II [21–23], аргона Ar II, Ar III, Ar IV [20, 23, 24] и криптона Kr II, Kr III [25]. Показано, что ускорение ионов в токовом слое происходит под действием сил Ампера.

Целью данной работы было исследование динамики атомов гелия в токовых слоях, сформированных в гелиевой плазме. Исследование проводилось методами классической спектроскопии, измерялись полуширины спектральной линии атомарного гелия He I 5876 Å в разные моменты времени. С помощью доплеровского уширения

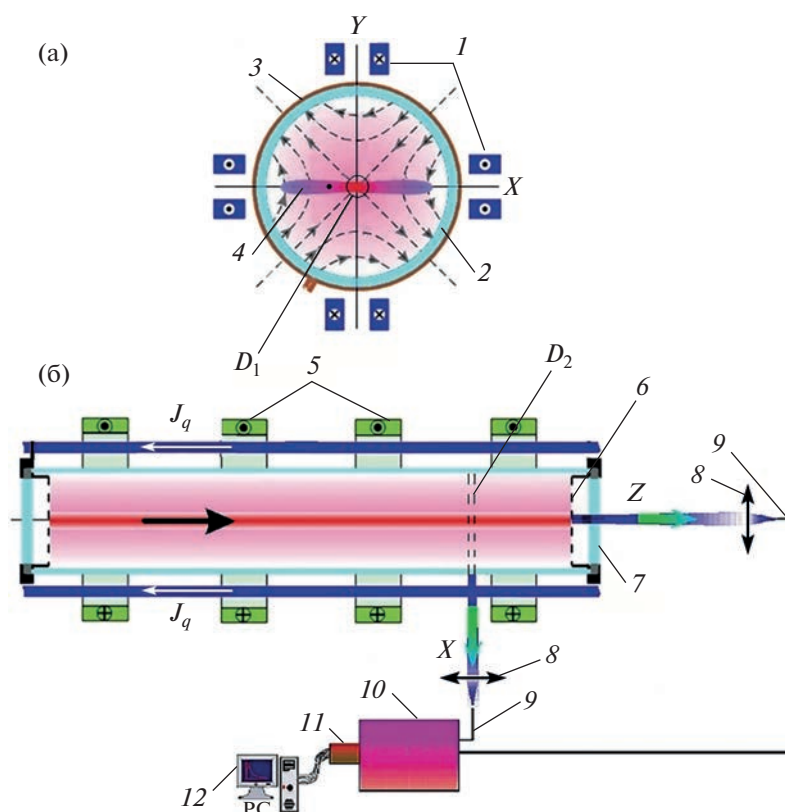


Рис. 1. Схемы экспериментальной установки ТС-3D (ИОФ РАН) и спектральных измерений: поперечное сечение (а), вид сбоку (б). 1 – система прямых проводников для создания 2D магнитного поля с особой линией X-типа; 2 – вакуумная камера; 3 – витки θ -разряда; 4 – токовый слой; 5 – катушки для возбуждения продольного магнитного поля B_z^0 ; 6 – сетчатые электроды; 7 – кварцевые окна; 8 – кварцевые линзы; 9 – кварцевые световоды; 10 – монохроматор МДР-3; 11 – цифровая камера Nanogate-1UF; 12 – персональный компьютер; D_1 , D_2 – области плазмы токового слоя, из которых принималось излучение в z - и x -каналах.

этой линии были рассчитаны температура и энергия направленного движения атомов гелия во времени [26]. В расчетах делались поправки на штарковское уширение линии He I 5876 Å с помощью других линий нейтрального гелия: He I 4471 Å и 4922 Å с запрещенными компонентами, которые более чувствительны к Штарк-эффекту [27]. Было установлено, что атомы гелия также вовлекаются в направленное движение плазмы вдоль ширины токового слоя – наибольшего из поперечных размеров слоя, и приобретают энергию, сравнимую с энергией быстрых ионов гелия [21–23].

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА ТС-3D И СХЕМА СПЕКТРАЛЬНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

На рис. 1 показана схема экспериментальной установки ТС-3D: а) – поперечное сечение, б) – вид сбоку и схема спектральных измерений [19, 21–23]. Токовые слои создавались в сильно неод-

нородных магнитных полях с особой линией X типа на оси z

$$B = \{B_x^0; B_y^0; B_z^0\} = \{-hy; -hx; B_z^0\}, \quad (1)$$

где B_x^0 , B_y^0 – компоненты поперечного квадрупольного магнитного поля, B_z^0 – компонента продольного магнитного поля. В данных экспериментах градиент поперечного магнитного поля в плоскости (x, y) составлял $h = 0.5$ кГс/см. Продольное магнитное поле B_z^0 в экспериментах имело два возможных значения: $B_z^0 = 0$, в этом случае магнитная конфигурация 1 была двумерной (2D), или $B_z^0 = 2.9$ кГс в случае трехмерной (3D) магнитной конфигурации.

X-линия магнитного поля (1) совмещалась с осью вакуумной камеры диаметром $2R_c = 18$ см и длиной 100 см. Предварительно откачанная до 10^{-6} Торр камера заполнялась гелием, начальное давление газа составляло $p = 320$ мТорр. Началь-

ная плазма создавалась с помощью тэта-разряда с сильной предварительной ионизацией, осуществляемой четырьмя искровыми инжекторами [19]. Затем, с помощью электрического поля, приложенного вдоль оси z , в плазме возбуждался электрический ток J_z . Ток инициировал 2D-течения плазмы, которые приводили к сжатию плазмы и формированию токового слоя [2, 3]. Ток изменялся во времени по синусоидальному закону, амплитудная величина тока равнялась 45 кА, полупериод тока — $T/2 \approx 6$ мкс.

Спектральные измерения проводились с помощью двухканальной оптической схемы, также представленной на рис. 1б. Излучение плазмы регистрировалось одновременно в двух взаимно перпендикулярных направлениях по отношению к токовому слою. В z -канале излучение плазмы собиралось из центральной квазицилиндрической области, вытянутой вдоль направления тока в слое (ось z), что позволило повысить чувствительность спектральных измерений. В этом канале из уширений спектральной линии He I 5876 Å определялась температура атомов гелия, поскольку все направленные движения плазмы входят преимущественно в плоскости (x, y).

В x -канале излучение плазмы собиралось вдоль ширины слоя, большего из поперечных размеров слоя, ось x , рис. 1а. Из уширения линии гелия He I 5876 Å в этом канале определялась усредненная вдоль оси x энергия атомов гелия, подробнее см. ниже.

В каждом из каналов кварцевая линза отображала выделенную часть плазменного слоя на торец кварцевого световода, который располагался почти в фокусе кварцевой линзы. Диаметры световодов составляли 0.36 и 1 мм, длины ~ 10 и 15 м, (в z - и x -каналах соответственно). Поперечное уменьшение оптической системы равнялось ~ 35 –25, а продольное ~ 1200 –600 в z - и x -каналах соответственно. Пространственное разрешение z -канала составляло ~ 1.5 см, а x -канала ~ 2.5 см. Излучение плазмы по световодам передавалось на входную щель монохроматора МДР-3 с фокусным расстоянием объектива 600 мм и дифракционной решеткой 1200 штрихов/мм, обратная линейная дисперсия монохроматора равнялась 13 Å/мм. Профили спектральной линии He I 5876 Å регистрировались в плоскости выходной щели монохроматора с помощью программируемой цифровой камеры “Nanogate 1-UF”, которая представляет собой электронно-оптический преобразователь с усилителем яркости на основе МКП, приемником излучения служила CCD-матрица [28]. Камера позволяет регистрировать кадры с экспозицией 0.1–10 мкс, в данных экспериментах экспозиция составляла 0.8 мкс.

3. МЕТОДИКА РАСЧЕТОВ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ ТОКОВОГО СЛОЯ НА ОСНОВЕ УШИРЕНИЙ СПЕКТРАЛЬНОЙ ЛИНИИ ГЕЛИЯ He I 5876 Å

Анализ полученных данных показал, что экспериментальные профили спектральной линии He I 5876 Å описываются функцией Фойгта — сверткой функций Гаусса и Лоренца [29, 30]. Гауссова функция в условиях настоящего эксперимента описывает суммарный вклад в уширение линии He I 5876 Å эффекта Доплера, обусловленного тепловым движением атомов гелия в плазме токового слоя, и аппаратной функции, также имеющей в условиях настоящего эксперимента гауссов профиль. Функция Лоренца описывает вклад в уширение эффекта Штарка, обусловленного электронным ударным уширением. На основе доплеровского уширения линии He I 5876 Å рассчитывались температура и энергия направленного движения атомов гелия в зависимости от времени. В расчетах делались поправки на штарковское уширение линии He I 5876 Å по известной плотности электронов в плазме токового слоя, измеренной ранее [27] с помощью других линий атомарного гелия: He I 4471 Å и He I 4922 Å с запрещенными компонентами, которые более чувствительны к штарк-эффекту.

Ниже приведена схема расчетов параметров плазмы токового слоя на основе данных об уширениях спектральной линии He I 5876 Å, зарегистрированных в двух взаимно перпендикулярных направлениях по отношению к токовому слою.

3.1. Первый этап расчетов

На первом этапе из уширений линии He I 5876 Å, наблюдаемых в z -направлении, определялась температура атомов гелия в центральной области токового слоя, из которой принималось излучение плазмы в z -канале.

3.1.1. Для этого, во-первых, вводилась поправка на штарковское уширение спектральной линии He I 5876 Å. Например, известно, что при $t \approx 3.2$ мкс (когда протекающий в плазме ток максимален), плотность электронов в центральной области токового слоя равна $N_e^0 = 0.5 \times 10^{16}$ см $^{-3}$ [27]. Согласно таблицам Грима [30], при плотности электронов $N_e = 10^{16}$ см $^{-3}$ электронная ударная полуширина линии He I 5876 Å составляет $\Delta\lambda_{st} = 0.354$ Å, что приводит к штарковскому уширению линии He I 5876 Å в z -канале при $t \approx 3.2$ мкс равному $\Delta\lambda_{zst} = 0.177$ Å, поскольку в условиях данного эксперимента штарковское уширение линии He I 5876 Å зависит от плотности электронов N_e линейно [29, 30].

3.1.2. Затем по “закону 3/2” определялось гауссово уширение спектральной линии He I 5876 Å в z -канале:

$$\Delta\lambda_{zG} = \left(\Delta\lambda_z^{3/2} - \Delta\lambda_{zSt}^{3/2} \right)^{2/3}, \quad (2)$$

где $\Delta\lambda_z$ — уширения линии He I 5876 Å, зарегистрированные при наблюдении вдоль оси z в разные моменты эволюции токового слоя; $\Delta\lambda_{zSt}$ — соответствующие штарковские уширения линии. Отметим, что вычисление гауссовой составляющей профиля Фойгта по “закону 3/2” приводит в условиях нашего эксперимента к ошибке менее 10%, сравнимой с экспериментальными ошибками; подробнее см. в работе [21].

3.1.3. Далее определялось доплеровское уширение линии He I 5876 Å, согласно правилу вычитания полуширин гауссовых контуров:

$$\Delta\lambda_{zD}^2 = \Delta\lambda_{zG}^2 - \Delta\lambda_{zApp}^2, \quad (3)$$

где $\Delta\lambda_{zApp}$ — полуширина аппаратной функции монохроматора МДР-3 в z -канале. В z -канале полуширина аппаратной функции равнялась 0.8 Å, в x -канале — 0.6 Å.

3.1.4. Доплеровское уширение спектральной линии He I 5876 Å связано с температурой атомов гелия T_a известным соотношением [29, 30]:

$$\Delta\lambda_D = 2\sqrt{\ln 2} \frac{v_{Ta}}{c} \lambda_0 = \frac{2\sqrt{\ln 2}}{c} \sqrt{\frac{2kT_a}{\mu}} \lambda_0, \quad (4)$$

$$\Delta\lambda_D = 7.16 \times 10^{-7} \lambda_0 \left(\frac{T_a}{\mu} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (4a)$$

где $\lambda_0 = 5876$ Å — длина волны спектральной линии He I 5876 Å, $\mu = 4$ — атомный вес гелия. Откуда получаем расчетную формулу для температуры атомов гелия

$$T_a = 19.6 \times \Delta\lambda_{zD}^2 \quad (5)$$

Таким образом, на первом этапе расчетов определялась температура атомов гелия T_a в разные моменты времени в центральной области токового слоя.

3.2. Второй этап расчетов

На втором этапе цикл вычислений повторялся для спектральных данных, полученных в x -направлении. Оказалось, что при формировании токового слоя в 2D магнитной конфигурации полуширина линии He I 5876 Å, наблюдаемой в x -направлении, в отдельные моменты времени может быть больше, чем в z -направлении. На рис. 2 приведены профили спектральной линии He I 5876 Å, зарегистрированные одновременно в x - (а, в) и z -направлении (б, г) в момент времени $t \approx 3.2$ мкс. Токовый слой создавался в 2D (а, б)

или 3D (в, г) магнитных конфигурациях. Видно, что в 2D магнитной конфигурации при $t \approx 3.2$ мкс полуширина линии He I 5876 Å, наблюдаемой в x -направлении, существенно (в ~ 7 раз) больше, чем в z -направлении.

Это можно объяснить тем, что в x -направлении, помимо нагрева, на атомы гелия действует дополнительный фактор, приводящий к увеличению ширины спектральной линии He I 5876 Å. Это дополнительное уширение естественно связать с направленным движением атомов гелия вдоль ширины токового слоя, т.е. вдоль оси x , по аналогии с направленным движением ионов гелия (а также ионов аргона и криптона), которые наблюдались ранее [20–25]. Тогда с помощью уширения линии He I 5876 Å, измеренного вдоль оси x , по формулам (4–5) можно определить характерную полную энергию атомов гелия, равную сумме тепловой энергии и энергии направленного движения атомов гелия:

$$W_x^{tot} = 19.6 \times \Delta\lambda_{xD}^2 \quad (6)$$

Для того, чтобы определить энергию направленного движения атомов гелия вдоль оси x нужно вычесть из полной энергии атомов W_x^{tot} тепловую энергию:

$$W_x = W_x^{tot} - T_a \quad (7)$$

Очевидно, что с помощью формулы (6), (7) можно получить лишь оценочные значения энергии направленного движения атомов гелия, поскольку формулы (4)–(6) справедливы для максвелловского распределения.

Отметим, что для данных, полученных в x -канале, также делалась поправка на штарковское уширение с помощью результатов работы [27]. При этом, если в приведенном выше примере (п. 4) плотность электронов в центральной области токового слоя в 2D магнитной конфигурации составляла $N_e^0 = 0.5 \times 10^{16}$ см $^{-3}$ при $t \approx 3.2$ мкс, то плотность электронов на боковых концах слоя в те же моменты времени согласно [27] была в ~ 30 раз больше: $N_e^x = 1.6 \times 10^{17}$ см $^{-3}$. Соответственно, штарковская составляющая уширения линии He I 5876 Å равнялась $\Delta\lambda_{xSt} = 5.664$ Å.

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 3 и в табл. 1 и 2 представлены полуширины спектральной линии He I 5876 Å в зависимости от времени, зарегистрированные в x - и z -направлениях при формировании токовых слоев в 2D и 3D магнитных конфигурациях. Видно, что в начальный момент времени, при $t \approx 1.2$ мкс, все уширения в пределах экспериментальных погрешностей практически одинаковы: $\Delta\lambda_z \approx \Delta\lambda_x \approx (1.3–1.4)$ Å. Затем, при формировании токового

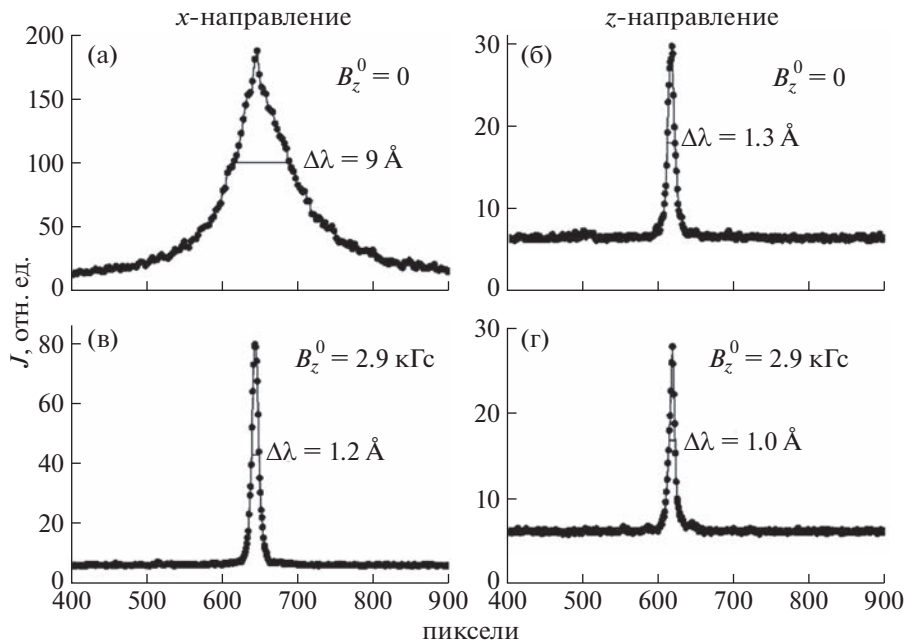


Рис. 2. Профили спектральной линии He I 5876 Å, зарегистрированные в x (а, в) и z -направлениях (б, г) по отношению к токовому слою, сформированному в 2D и 3D магнитных конфигурациях. 100 пикселей составляют 12.5 Å. Условия эксперимента: $p = 320$ мТорр, $J_z = 45$ кА, $h = 0.5$ кГц/см, $B_z^0 = 0/2.9$ кГц, $t \approx 3.2$ мкс.

слоя в 2D магнитной конфигурации, полуширина линии He I 5876 Å, наблюдаемая в x -направлении, начинает расти, сначала довольно медленно и составляет $\Delta\lambda_x \approx 2.3$ Å к моменту времени $t \approx 2.3$ мкс. В следующие моменты времени, при $t > 2.3$ мкс, уширение $\Delta\lambda_x$ увеличивается значительно быстрее и достигает максимальной величины $\Delta\lambda_x = (8.6 \pm 0.4)$ Å к моменту времени $t \approx 3.2$ мкс. Уширение линии в z -направлении при этом практически не меняется и составляет $\Delta\lambda_z = (1.4 \pm 0.1)$ Å. Далее, при $t > 3.2$ мкс, уширение линии He I 5876 Å, регистрируемое в x -направлении, уменьшается, а в z -направлении практически не меняется, рис. 3, табл. 1. При формировании токового слоя в 3D магнитной конфигурации уширения линии He I 5876 Å в обоих направлениях со временем практически не меняются, $\Delta\lambda_z \approx \Delta\lambda_x \approx (1.2-1.4)$ Å, рис. 3, табл. 2.

С помощью изложенной выше методики (п. 3), используя полуширины спектральной линии He I 5876 Å (рис. 3, табл. 1 и 2), были определены температура и энергия направленного движения атомов гелия в зависимости от времени при формировании токового слоя в 2D и 3D магнитных конфигурациях; результаты расчетов представлены на рис. 4, а также в табл. 1 и 2. На рис. 4 показана также плотность электронов в зависимости от времени в центре токового слоя: $N_e^0(t)$ и на боковых краях слоя: $N_e^x(t)$. Эти данные были получены в работе [27] на основе анализа

профилей линий нейтрального гелия He I 4471 и He I 4922 Å с запрещенными компонентами, зарегистрированными в тех же экспериментальных условиях.

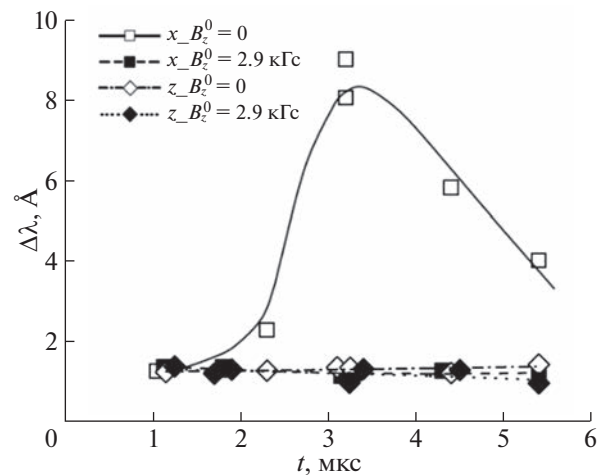


Рис. 3. Полуширины спектральной линии He I 5876 Å в зависимости от времени, зарегистрированные в x - и z -каналах при формировании токовых слоев в 2D и 3D магнитных конфигурациях. Условия эксперимента: $p = 320$ мТорр, $J_z = 45$ кА, $h = 0.5$ кГц/см, $B_z^0 = 0/2.9$ кГц.

Таблица 1. Полуширины спектральной линии He I 5876 Å и параметры плазмы токового слоя, сформированного в 2D магнитной конфигурации: температура T_a , суммарная энергия W_x^{tot} и энергия направленного движения W_x атомов гелия в зависимости от времени. Условия эксперимента см. в подписи к рис. 2

$t \pm 0.4$, мкс	$\Delta\lambda_z$, Å	$\Delta\lambda_x$, Å	T_a , эВ	W_x^{tot} , эВ	W_x , эВ
1.2	1.30 ± 0.07	1.30 ± 0.07	15 ± 2	20 ± 5	5 ± 1
2.3	1.30 ± 0.07	2.30 ± 0.12	18 ± 2	60 ± 15	40 ± 10
3.2	1.35 ± 0.07	8.60 ± 0.43	20 ± 2	500 ± 120	480 ± 120
4.4	1.20 ± 0.06	5.80 ± 0.30	16 ± 2	490 ± 120	470 ± 120
5.4	1.50 ± 0.08	4.0 ± 0.2	26 ± 3	250 ± 60	220 ± 60

Таблица 2. Полуширины спектральной линии He I 5876 Å и параметры плазмы токового слоя, сформированного в 3D магнитной конфигурации: температура T_a , суммарная энергия W_x^{tot} и энергия направленного движения W_x атомов гелия в зависимости от времени. Условия эксперимента: $p = 320$ мТорр, $J_z = 45$ кА, $h = 0.5$ кГс/см, $B_z^0 = 2.9$ кГс

$t \pm 0.4$, мкс	$\Delta\lambda_z$, Å	$\Delta\lambda_x$, Å	T_a , эВ	W_x^{tot} , эВ	W_x , эВ
1.15	1.40 ± 0.07	1.40 ± 0.07	23 ± 2	28 ± 7	5 ± 2
1.8	1.20 ± 0.06	1.40 ± 0.07	16 ± 2	24 ± 6	8 ± 3
2.05	1.30 ± 0.07	1.30 ± 0.07	20 ± 2	21 ± 5	0
3.2	1.15 ± 0.06	1.20 ± 0.06	12 ± 7	12.0 ± 0.7	0
4.4	1.30 ± 0.07	1.30 ± 0.07	20 ± 2	16 ± 4	0
5.4	1.00 ± 0.05	1.20 ± 0.06	2.0 ± 0.4	9 ± 2	7 ± 3

Из рис. 4а следует, что при формировании токового слоя в 2D магнитной конфигурации температура атомов гелия в центральной области то-

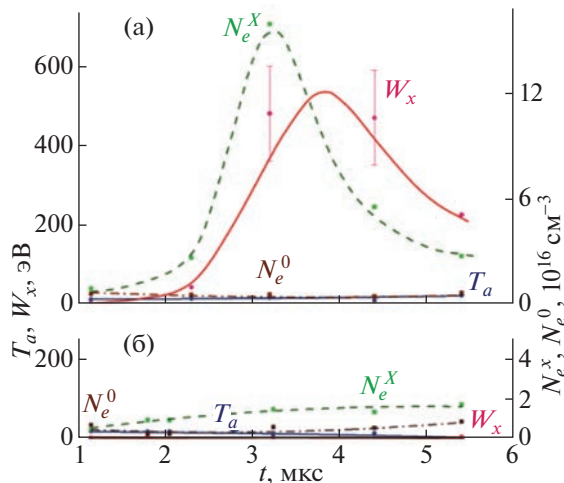


Рис. 4 (а, б). Зависимости от времени температуры и энергии направленного движения атомов гелия в токовых слоях, сформированных в 2D (а) и 3D (б) магнитных конфигурациях. Условия эксперимента: $p = 320$ мТорр, $J_z = 45$ кА, $h = 0.5$ кГс/см, $B_z^0 = 0/2.9$ кГс.

кового слоя в начальные моменты времени, при $t \approx 1.2$ мкс, составляет $T_a \approx 15$ эВ, плотность электронов — $N_e^0 = 0.6 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$, а направленное движение атомов гелия практически отсутствует.

К моменту времени $t \approx 2.3$ мкс температура атомов гелия медленно увеличивается до $T_a \approx 18$ эВ, а энергия направленного движения — до $W_x \approx 40$ эВ. Затем, при $t > 2.3$ мкс, происходит стремительный рост энергии направленного движения атомов гелия до величины $W_x = (480 \pm 120)$ эВ при $t \approx 3.2$ мкс, что в ~ 20 раз превышает тепловую энергию атомов в эти моменты времени: $T_a = (20 \pm 2)$ эВ, табл. 1. Далее, в интервале $t \approx (3.2 - 4.4)$ мкс, энергия направленного движения атомов гелия меняется мало, рис. 4а, табл. 1.

Одновременно с ростом энергии направленного движения атомов гелия при $t > 2.3$ мкс происходит значительное увеличение плотности электронов вблизи боковых краев слоя, которая к моменту времени $t \approx 3.2$ мкс достигает максимальной величины $N_e^x = 1.6 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ [27], тогда как в центральной области токового слоя плотность электронов, напротив, несколько уменьшается, до $N_e^0 = 0.5 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ [27].

Далее, в моменты времени $t > 4.4$ мкс, энергия направленного движения атомов гелия уменьша-

ется, падает и плотность электронов на боковых концах слоя, у стенок вакуумной камеры.

При формировании токового слоя в 3D магнитной конфигурации ситуация существенно иная: направленное движение атомов гелия не наблюдается, плотность электронов на концах токового слоя практически не меняется, рис. 4б, табл. 2.

Температура атомов гелия в центре токового слоя, сформированного в 2D магнитной конфигурации, слабо меняется со временем: в ранние моменты, при $t \approx 1.2$ мкс, температура атомов составляет $T_a = 15 \pm 2$ эВ. К моменту времени $t \approx 3.2$ мкс температура увеличивается до $T_a = 20 \pm 2$ эВ, и затем уменьшается (табл. 1). При формировании токового слоя в 3D магнитной конфигурации температура атомов гелия практически не меняется — рис. 4б и табл. 2.

Отметим, что приведенные выше величины энергии направленного движения атомов гелия $W_x(t)$ являются усредненными вдоль луча зрения — по оси x . Кроме того, как уже отмечалось выше, значения энергии $W_x(t)$, представленные на рис. 4 и в табл. 1 и 2, являются оценочными, поскольку получены с помощью формул (6), (7), которые справедливы для максвелловского распределения излучающих атомов по энергиям.

5. ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Итак, согласно полученным данным, в токовом слое, сформированном в 2D магнитной конфигурации, атомы гелия, также как и ионы гелия [21–23], по всей видимости, участвуют в ускоренном движении плазмы вдоль ширины слоя (бóльшего из поперечных размеров слоя) — ось x . Энергия направленного движения атомов гелия достигает величины: $W_x \approx 480 \pm 120$ эВ при $t \approx 3.2 - 4.4$ мкс, что в пределах ошибки измерений, совпадает с максимальной энергией направленного движения ионов гелия: $W_x \approx 400 \pm 200$ эВ в тех же экспериментальных условиях [21–23]. Движение плазмы из центральной области токового слоя к его боковым краям приводит к росту плотности электронов на краях слоя до величины: $N_e^x = 1.6 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ [27] при $t \approx 3.2$ мкс, которая в ~ 30 раз превышает плотность электронов в центральной области слоя и начальную плотность электронов на краях слоя [27].

Как известно, ускорение ионов гелия в токовом слое происходит под действием сил Ампера [21–23], а атомы гелия могут приобретать энергию, по всей видимости, вследствие перезарядки быстрых ионов гелия на атомах гелия. Оценим эффективность процесса резонансной перезарядки в гелиевой плазме токового слоя. Сечение

перезарядки ионов гелия He II с энергией $E \approx 400$ эВ на собственных атомах согласно [31] составляет: $\sigma_{\text{рез}} \approx 1.24 \times 10^{-15} \text{ см}^2$. Характерная плотность плазмы токового слоя равняется величине $N_e \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$ [19, 21]. Предположим, что концентрация нейтралов He I в слое составляет $\sim 10\%$ от плотности плазмы, т.е. $N_a \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Тогда характерное время перезарядки

$$\tau \approx (N_a \sigma_{\text{рез}} V_x)^{-1} \approx (10^{15} \times 1.24 \times 10^{-15} \times 1.4 \times 10^7)^{-1} \approx 0.06 \text{ мкс}, \quad (8)$$

где V_x — скорость ионов гелия с энергией $E = 400$ эВ, $V_x = 1.4 \times 10^7 \text{ см/с}$.

Длина перезарядки

$$L = \tau V_x = 0.06 \times 10^{-6} \times 1.4 \times 10^7 \approx 0.8 \text{ см}. \quad (9)$$

Таким образом, согласно этим оценкам, характерное время перезарядки ионов гелия на собственных атомах составляет $\tau \approx 0.06$ мкс, что в $\sim 10^2$ раз меньше времени жизни токового слоя. Длина перезарядки: $L \approx 0.8$ см, что в ~ 10 раз меньше радиуса вакуумной камеры. Это означает, что резонансная перезарядка ионов гелия в плазме токового слоя может быть достаточно эффективной.

Предположим, что атомов гелия в слое менее 10%, но учтем, что перезарядка происходит, по всей видимости, не в центральной области токового слоя, а ближе к боковым краям, где плотность плазмы существенно больше, чем 10^{16} см^{-3} . Тогда оценки характерного времени τ и длины L перезарядки скорее всего по порядку величины не изменятся. Следовательно, и в этом случае можно сделать вывод об эффективности процесса резонансной перезарядки ионов гелия в плазме токового слоя.

На рис. 5 представлены для сравнения сечения ион-атомных столкновений (кривая 1) и резонансной перезарядки ионов гелия 2 в зависимости от энергии ионов [31–37]. Видно, что при энергии ионов гелия $E \approx 400$ эВ [21, 22] сечение ион-атомных столкновений на порядок меньше сечения резонансной перезарядки ионов гелия.

Следовательно, при плотности нейтралов $N_a \leq 10^{15} \text{ см}^{-3}$ характерные столкновительные параметры на порядок больше: $\tau_{\text{st}} \geq 0.6$ мкс, $L \geq R_k$, т.е. ионы гелия практически бесстолкновительные. Эта ситуация может измениться в плотной холодной плазме вблизи стенок вакуумной камеры, где $N_a > 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Однако при этом следует учитывать, что если наблюдаемая передача энергии от ионов к атомам связана со столкновениями, то это должны быть центральные удары. Частота таких соударений, как известно, очень мала, что не учитывают приведенные выше простые оценки. Все прочие соударения должны приво-

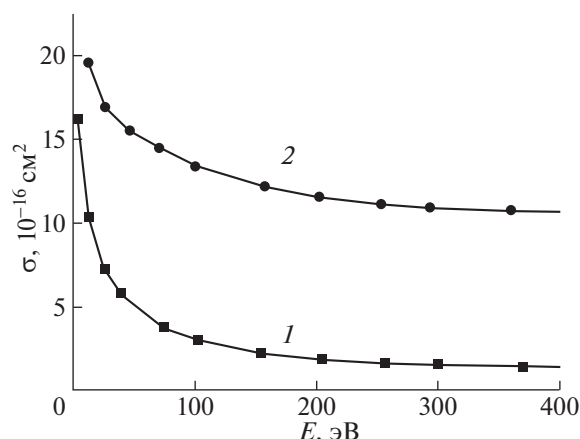


Рис. 5. Сечения ион-атомных столкновений в гелии 1 и резонансной перезарядки 2 ионов гелия в зависимости от энергии ионов.

дить к рассеянию энергии ионов, что в эксперименте не наблюдается. Таким образом, можно сделать вывод, что в условиях данного эксперимента процесс резонансной перезарядки ионов гелия эффективнее ион-атомных столкновений, вклад которых в наблюдаемую трансформацию частиц, по всей видимости, очень мал.

6. ОСНОВНЫЕ ВЫВОДЫ

1) Измерены уширения спектральной линии атомарного гелия He I 5876 Å, излучаемой плазмой токового слоя, сформированного в 2D и 3D магнитных конфигурациях.

2) Обнаружено, что в 2D магнитной конфигурации уширения линии He I 5876 Å, наблюдаемые в x-направлении, в отдельные моменты времени значительно больше уширений той же линии в z-направлении. Так, полуширина линии He I 5876 Å в z-направлении при $t \approx 3.2$ мкс составила $\Delta\lambda_z = 1.3$ Å, а в x-направлении в те же моменты времени достигла максимальной величины $\Delta\lambda_x = 9.0$ Å, т.е. была в ~7 раз больше.

3) На основе полученных экспериментальных данных был сделан вывод о том, что в плазме токового слоя, формируемого в 2D магнитной конфигурации, генерируются потоки быстрых сверхтепловых атомов гелия, наряду с потоками энергичных ионов гелия, которые наблюдались ранее. Энергия направленного движения атомов гелия быстро увеличивается в процессе эволюции токового слоя и к моментам времени $t \approx 3.2$ –4.4 мкс достигает величины $W_x = 480 \pm 120$ эВ, что в ~20 раз превосходит температуру атомов гелия в те же моменты времени, $T_a = 20 \pm 2$ эВ.

4) Оценки показали, что появление быстрых атомов гелия в токовом слое, сформированном в

2D магнитной конфигурации, можно связать с резонансной перезарядкой обнаруженных ранее [21, 22] быстрых ионов гелия. Известно, что ионы гелия ускоряются в токовом слое под действием сил Ампера от центра слоя к его боковым краям.

5) Установлено, что при формировании токового слоя в 3D магнитной конфигурации, быстрые атомы гелия не наблюдаются, как не наблюдаются и ускоренные ионы гелия, что было показано ранее [21, 22].

Авторы благодарят В.А. Иванова за полезные обсуждения и С.Н. Сатунину за помощь в обработке данных.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Syrovatskii S.I. // Annu. Rev. Astron. Astrophys. 1981. V. 19. P. 163.
2. Кадомцев Б.Б. // УФН 1981. Т. 151. С. 3.
3. Прист Э., Форбс Т. Магнитное пересоединение. — М.: Физматлит. 2005. 592 с.
4. Франк А.Г. // УФН 2010. Т. 180. С. 982.
5. Yamada M., Kulsrud R., Ji H. // Rev. Modern Phys. 2010. V. 82 (1). P. 603.
6. Yamada M., Yoo J., Myers C.E. // Phys. Plasmas. 2016. V. 23 (5). P. 055402(1).
7. Yamada M. Magnetic reconnection: a modern synthesis of theory, experiment, and observations. — Princeton University Press. Princeton Series in Astrophysics. 2022. V. 47. 312 p.
8. Gekelman W., De Haas T., Daughton W., Van Compernelle B., Intrator T., Vincena S. // Phys. Rev. Lett. 2016. V. 116. P. 235101 (1).
9. Frank A.G., Kyrie N.P., Satunin S.N. // Phys. Plasmas. 2011. V. 18 (11). P. 111209 (1).
10. Artemyev A.V., Petrukovich A.A., Frank A.G., Vasko I.Y., Nakamura R., Zelenyi L.M. // J. Geophys. Res. 2013. V. 118. P. 2789 (1).
11. Zelenyi L.M., Frank A.G., Artemyev A.V., Petrukovich A.A., Nakamura R. // Plasma Phys. & Controlled Fusion 2016. V. 58. P. 054002 (1).
12. Frank A.G., Artemyev A.V., Zelenyi L.M. // J. Exp. Theor. Phys. 2016. V. 123. P. 699.
13. Frank A.G., Kyrie N.P., Satunin S.N., Savinov S.A. // Universe 2021. V. 7 (11). P. 400 (1).
14. Nakamura R., Baumjohann W., Mouikis C., Kistler L.M., Runov A., Volwerk M., Asano Y., Voros Z., Zhang T.L., Klecker B., Reme H., Balogh A. // Geophys. Res. Lett. 2004. V. 31 (9). P. 9804.
15. Juusola L., Hoilijoki S., Pfau-Kempf Y., Ganse U., Jarvinen R., Battarbee M., Kilpua E., Turc L., Palmroth M. // Ann. Geophys. 2018. V. 36 (5). P. 1183.
16. Hoshino M., Mukai T., Shinohara I., Saito Y., Kokubun S. // J. Geophys. Res. 2000. V. 105. P. 337.
17. Walia N.K., Seki K., Amano T. // J. Geophys. Res. 2022. V. 127 (5). P. 30066.
18. Frank A.G., Artemyev A.V., San Lu, Xiao-Jia Zhang, Kyrie N.P. // Plasma Phys. Control. Fusion 2023. V. 65. P. 095006(1).

19. Франк А.Г., Гавриленко В.П., Кирий Н.П., Островская Г.В. // Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Серия Б. Том III-2. М: Янус-К. 2008. С. 335.
20. Кирий Н.П., Марков В.С., Франк А.Г. // Физика плазмы. 2010. Т. 36 (4). С. 387.
21. Кирий Н.П., Франк А.Г. // Физика плазмы. 2012. Т. 38. С. 1042.
22. Кирий Н.П., Марков В.С., Франк А.Г. // Письма в ЖЭТФ. 2012. Т. 95. С. 17.
23. Frank A.G., Kyrie N.P. // Plasma Phys. Rep. 2017. V. 43. P. 696.
24. Кирий Н.П., Франк А.Г., Васильков Д.Г. // Физика плазмы. 2019. Т. 45 (4). С. 313.
25. Kyrie N.P., Savinov S.A. // PPHR. 2021. V. 47 (6). P. 611.
26. Харлачев Д.Е., Кирий Н.П. // Сборник научных статей VI Международной научно-практической конференции “Актуальные проблемы и перспективы развития радиотехнических и инфокоммуникационных систем” Радиоинфоком-2022. Москва 2022. С. 266.
27. Кирий Н.П., Франк А.Г., Мингалеев А.Р., Мавлюдов Т.Б., Шпаков К.В., Байдин И.С. // Физика плазмы. 2022. Т. 48. С. 1035.
<https://doi.org/10.31857/S0367292122601102>
28. www.nanoscan.su
29. Грим Г. Спектроскопия плазмы. М.: Атомиздат. 1969.
30. Грим Г. Уширение спектральных линий в плазме. М.: Мир. 1978.
31. Майоров С.А. // Краткие сообщения по физике ФИАН 2007. Т. 34 (2). С. 26.
32. Майоров С.А. // Краткие сообщения по физике ФИАН. 2012. Т. 39 (2). С. 31.
33. Голятина Р.И., Майоров С.А. // Прикладная физика. 2011. № 5. С. 22.
34. Королев Ю.Д. Элементарные и кинетические процессы в газоразрядной плазме. Издательство Томского политехнического университета. 2008.
35. Смирнов Б.М. Введение в физику атомных столкновений. М.: Атомиздат. 1973.
36. Смирнов Б.М. Ионы и возбужденные атомы в плазме. М.: Атомиздат. 1974.
37. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука. 1987.