

## ЭВОЛЮЦИЯ ТЕМПЕРАТУР ИОНОВ И ЭЛЕКТРОНОВ В ПЛАЗМЕ ТОКОВЫХ СЛОЕВ, СФОРМИРОВАННЫХ ПРИ РАЗРЯДЕ В КРИПТОНЕ

Н. П. Кирий<sup>1</sup>, С. А. Савинов<sup>2</sup>

*Исследована эволюция температуры однозарядных и двухзарядных ионов криптона в токовых слоях, формируемых в магнитных полях с X линией. Определена температура электронов и показано, что она на порядок меньше, чем температура ионов, что указывает на различные механизмы нагрева ионной и электронной компонент плазмы токовых слоев.*

**Ключевые слова:** токовый слой, магнитное пересоединение, полуширина и интенсивность спектральных линий, скорости ионизации и рекомбинации ионов, температура ионной и электронной компонент плазмы.

*Введение.* Интерес к тепловым процессам в лабораторных токовых слоях (ТС) связан с тем, что сильный нагрев плазмы (до  $T_e \approx 100$  эВ,  $T_i \approx 300$  эВ) может инициировать начало импульсного магнитного пересоединения в результате быстрого разрушения ТС [1, 2]. Аномально сильный нагрев может происходить и в плазме солнечной атмосферы непосредственно перед началом вспышки. Применительно к солнечным вспышкам идея “теплового триггера” была впервые высказана С. И. Сыроватским [1]. Эта идея получила дальнейшее развитие в ряде других работ (см., напр., [3]). Спектроскопические исследования ТС, сформированных в плазме с тяжелыми ионами, такими как ионы криптона, важны также для изучения особенностей эффекта Холла в ТС, которые проявляются наиболее ярко в плазме с ионами большой массы [4–6].

Целью настоящей работы было исследование эволюции температуры однозарядных и двухзарядных ионов криптона в ТС, сформированных в магнитных полях с X линией (рис. 1), а также определение температуры электронов в плазме ТС. Исследование проводилось в основном методами спектроскопии, регистрировались зависимости от

<sup>1</sup> ИОФ РАН, 119991 Россия, Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: kyrie@fpl.gpi.ru.

<sup>2</sup> ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 53; e-mail: s.a.savinov@mail.ru.

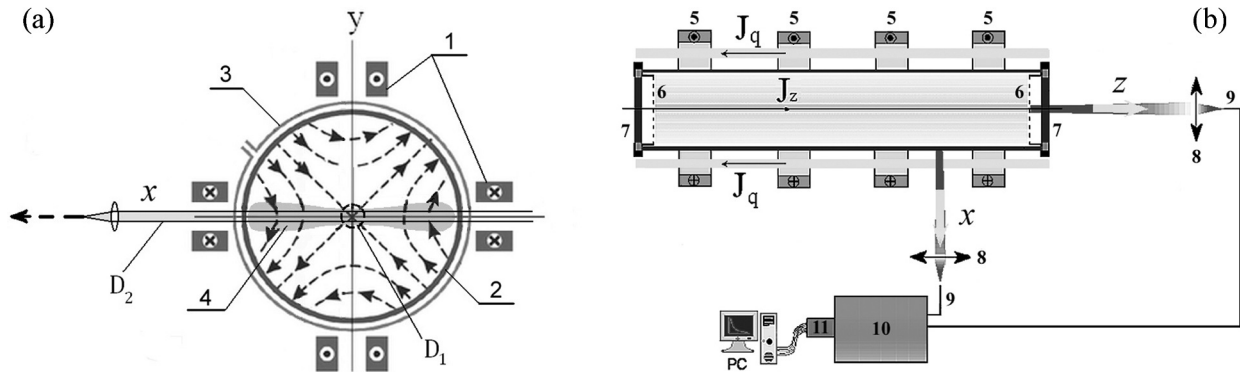


Рис. 1: Схемы экспериментальной установки ТС-3D (ИОФ РАН) и спектральных измерений: поперечное сечение (а), вид сверху (б). 1 – система прямых проводников для создания 2D магнитного поля с особой линией X типа; 2 – вакуумная камера; 3 – витки  $\theta$ -разряда; 4 – токовый слой; 5 – катушки для возбуждения продольного магнитного поля  $B_Z$ ; 6 – сетчатые электроды; 7 – кварцевые окна; 8 – кварцевые линзы; 9 – кварцевые световоды; 10 – монохроматор ДФС-24; 11 – цифровая камера Nanogate-1UF;  $D_1$ ,  $D_2$  – области плазмы ТС, из которых принималось излучение в z- и x-каналах.

времени полуширин и интенсивностей спектральных линий (СЛ) ионов криптона: Кг II 473.9 нм и Кг III 501.6 нм, излучаемых плазмой ТС.

*Экспериментальная установка, схема и методика спектральных измерений.* ТС создавались с помощью экспериментальной установки ТС – 3D (рис. 1) в магнитном поле с особой линией X типа:  $\mathbf{B} = \{B_X; B_Y; B_Z\} = \{hy; hx; B_Z\}$ ,  $h$  – градиент магнитного поля в плоскости  $(x, y)$ ,  $B_Z$  – однородное продольное магнитное поле. Эксперименты проводились как в 2D магнитных конфигурациях с нулевой линией при  $B_Z = 0$  и градиенте  $h = 0.57$  кГс/см, так и в 3D магнитных конфигурациях с особой линией X типа при  $B_Z = 2.9$  кГс и том же градиенте  $h$ . X линия магнитного поля совмещена с осью цилиндрической кварцевой вакуумной камеры диаметром 18 см и длиной 100 см, которая после предварительной откачки заполнялась криптоном при давлении  $p \approx 30$  мТорр. Начальная плазма создавалась с помощью системы предварительной ионизации, включающей четыре искровых инжектора и высоковольтный  $\theta$ -разряд. Затем к сетчатым электродам, расположенным в торцах камеры на расстоянии 60 см друг от друга, прикладывалось затухающее синусоидальное напряжение  $U_Z$  с начальной амплитудой  $\sim 18$  кВ, которое возбуждало электрический ток  $J_Z$  в плазме с амплитудой  $J_Z^{\max} \approx 45$  кА и полупериодом  $T/2 \approx 6.3$  мкс. Измерения проводились в течение первого

полупериода. Ток  $J_Z$  инициировал 2D течения плазмы в магнитном поле  $\mathbf{B}$ , которые приводили к сжатию плазмы и формированию ТС [7, 8].

Для исследования эволюции температуры ионов и электронов излучение плазмы собиралось из центральной квазицилиндрической области  $D_1$ , вытянутой вдоль направления тока (рис. 1), поскольку все направленные движения плазмы в ТС происходят преимущественно в плоскости  $(x, y)$  [8].

Расстояние между кварцевой линзой ( $f = 6$  см), находящейся на оси  $z$ , и серединой вакуумной камеры составляло  $\sim 2.5$  метра, что обеспечивало сбор излучения плазмы по всей длине ТС, равной расстоянию между электродами. Линза отображала выделенную часть плазменного слоя (область  $D_1$ ) на торец кварцевого световода диаметром 1 мм, при этом характерный поперечный размер области  $D_1$  равнялся 3 см. Излучение плазмы по световоду передавалось на входную щель монохроматора ДФС-24 с дифракционной решеткой 1200 шт/мм и обратной линейной дисперсией  $D = 0.45$  нм/мм. Канал  $x$  оптической системы измерений использовался в настоящих экспериментах в качестве монитора. Профили СЛ ионов криптона регистрировались в одном импульсе работы экспериментальной установки, программируемой электронно-оптической камерой “Nanogate 1-UF”, длительность строб-импульса составляла 1 мкс.

Температура ионной компоненты плазмы измерялась по доплеровскому уширению СЛ Кр II 473.9 нм и Кр III 501.6 нм (подробнее см. [9]), поскольку штарковским уширением линий в условиях эксперимента можно было пренебречь [10].

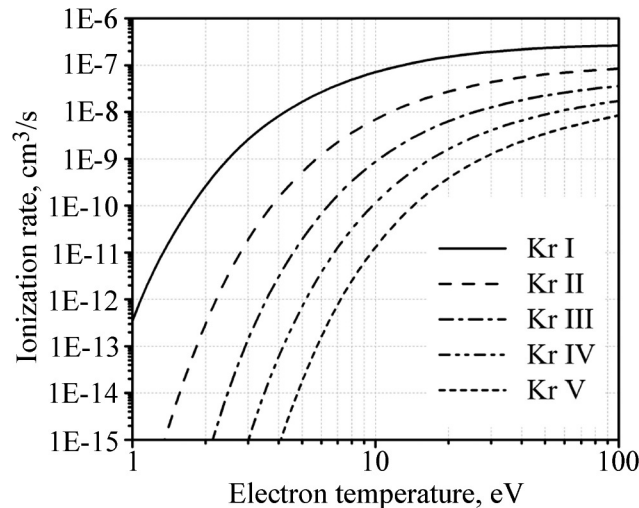


Рис. 2: Скорости ионизации Кр I – Кр V в зависимости от температуры электронов.

Температура электронов определялась по эволюции интенсивностей тех же СЛ ионов криптона [11–14]. Метод основан на сильной зависимости скоростей ионизации (возбуждения) ионов от температуры электронов  $T_e$  в области  $T_e/E_i < 1$ , где  $E_i$  – потенциал ионизации, и заключается в сравнении времен разгорания СЛ Кг II и Кг III с временами ионизации соответствующих ионов  $\tau_{\text{ion}} = 1/N_e S_i(T_e)$ , где  $N_e$  – концентрация электронов,  $S_i(T_e)$  – скорость ионизации. Был проведен численный расчет скоростей ионизации атомов и ионов криптона Кг I – Кг V в зависимости от температуры электронов в диапазоне  $1 \div 100$  эВ:

$$S_i(T_e) = \int_{E_i}^{\infty} \sigma(\varepsilon) v(\varepsilon) \varphi(\varepsilon, T_e) d\varepsilon, \quad (1)$$

где  $v(\varepsilon)$  – скорость электронов,  $\varphi(\varepsilon, T_e)$  – распределение Максвелла по энергии. Расчеты были выполнены с помощью программы Wolfram Mathematica на основе данных о сечениях ударной ионизации  $\sigma(\varepsilon)$  из работы [15]. Результаты расчетов представлены на рис. 2.

Данный метод оценки температуры электронов применим, когда ионизация не уравновешивается рекомбинацией. Для характерных параметров плазмы:  $N_e \geq 1 \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup>,  $T_e \geq 5$  эВ времена ионизации ионов криптона Кг II, Кг III  $\tau_{\text{ion}} \leq 1 - 3$  мкс, что меньше времени жизни слоя, равного 4–5 мкс, тогда как времена рекомбинации значительно превышают этот интервал:  $\tau_{\text{rec}} \geq 20, 600$  и  $1500$  мкс для диэлектронной [16], излучательной [4, 15–17] и трехчастичной [4] рекомбинаций, соответственно. Таким образом, при оценках электронной температуры в ТС процессами рекомбинации можно было пренебречь.

*Температура ионов в плазме ТС.* Эволюция температуры ионов Кг II и Кг III в ТС, сформированных в 2D и 3D магнитных конфигурациях, представлена на рис. 3. Видно, что нагрев ионов начинается до формирования ТС, в начальной плазме, созданной  $\theta$ -разрядом, при  $t < 0$  ( $t = 0$  на рисунках обозначает момент времени, когда на сетчатые электроды подается напряжение  $U_Z$  и по плазме начинает течь ток  $J_Z$ ). К моменту  $t = 0$  температура ионов Кг II и Кг III составляет  $T_i \approx 60 - 75$  эВ (за исключением температуры ионов Кг III в 3D конфигурации,  $T_i \approx 25$  эВ). При формировании ТС в 2D магнитной конфигурации температура ионов остается почти постоянной в течение интервала времени  $\Delta t \approx 3 - 3.8$  мкс, после чего стремительно увеличивается в  $\sim 2$  раза до  $T_i^{\text{max}} \approx 125$  эВ при  $t \approx 4.5 - 5$  мкс, и затем уменьшается (рис. 3(а)). При формировании ТС в 3D магнитной конфигурации (рис. 3(б)) температура ионов достигает

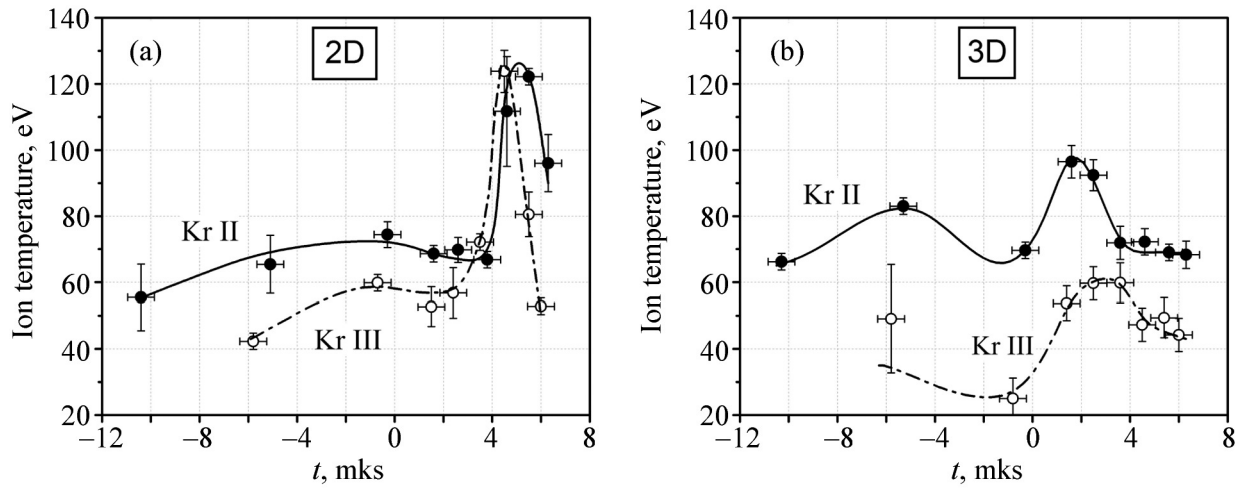


Рис. 3: Эволюция температуры ионов криптона  $Kr\ II$  и  $Kr\ III$  в плазме ТС, сформированных в 2D (a) и 3D (b) магнитных конфигурациях. Условия эксперимента:  $p \approx 30$  мТорр,  $J_z \approx 45$  кА,  $h = 0.57$  кГс/см,  $B_z = 0/2.9$  кГс.

максимального значения  $T_i^{\max} \approx 95$  и  $60$  эВ при  $t \approx 2 - 3$  мкс для ионов  $Kr\ II$  и  $Kr\ III$ , соответственно, и затем уменьшается.

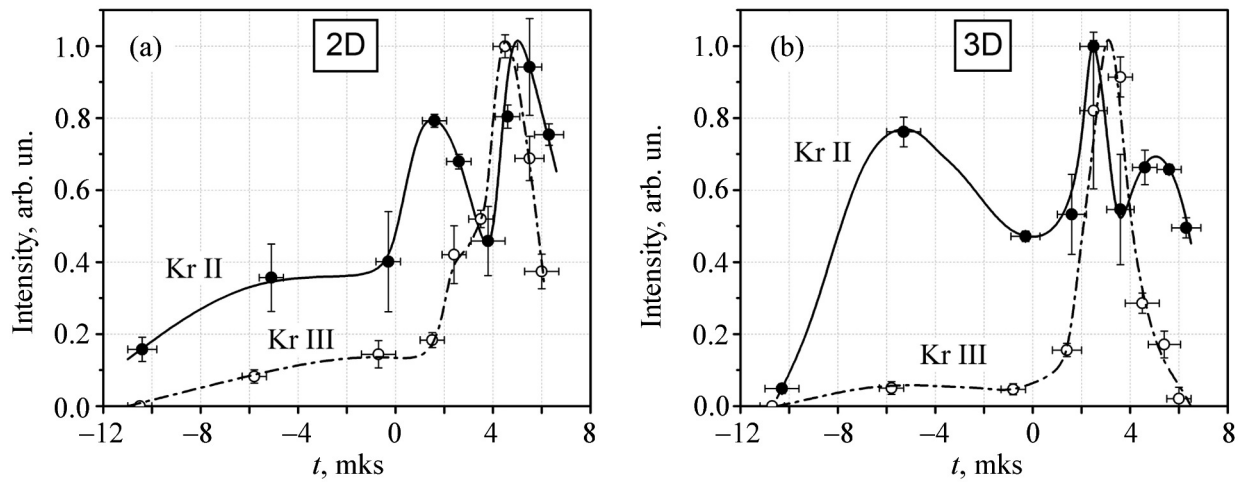


Рис. 4: Зависимости от времени интенсивностей СЛ  $Kr\ II$  473.9 нм и  $Kr\ III$  501.6 нм в плазме ТС, сформированных в 2D (a) и 3D (b) магнитных конфигурациях.

Температура электронов в плазме ТС. На рис. 4(a) представлены зависимости от времени интенсивностей СЛ  $Kr\ II$  и  $Kr\ III$ , полученные при формировании ТС в 2D магнитной конфигурации. Видно, что излучение обеих СЛ появляется в начальной плаз-

ме: первой разгорается линия иона Кг II ( $E_i = 24.56$  эВ), а затем – линия иона Кг III ( $E_i = 36.9$  эВ). Когда в плазме возникает электрический ток ( $t > 0$ ), интенсивность линии иона Кг II быстро увеличивается и достигает максимума при  $t \approx 1.5$  мкс, и в этот момент времени начинает расти интенсивность линии иона Кг III. На рис. 4(б) приведена эволюция интенсивностей тех же СЛ ионов криптона при формировании ТС в 3D магнитной конфигурации. Видно, что качественно эволюции интенсивностей СЛ ионов криптона в 2D и 3D магнитных конфигурациях схожи, но при формировании ТС в 3D конфигурации линии Кг II и Кг III появляются в плазме позже, с задержкой  $\sim 1.5$  мкс, а затем растут быстрее, чем в 2D конфигурации. Это различие приводит к тому, что температура электронов в 3D магнитной конфигурации оказывается несколько больше (см. табл. 1). Значения  $T_e$  в табл. 1 приведены для моментов времени, когда интенсивности СЛ достигали половины максимальных значений. При определении температуры электронов были использованы данные голографической интерферометрии о концентрации электронов  $N_e$  в ТС [14] и зависимости скоростей ионизации ионов криптона от температуры электронов (рис. 2).

Т а б л и ц а 1

*Температура электронов и ионов криптона в плазме ТС, сформированных в 2D и 3D магнитных конфигурациях. Условия эксперимента см. в подписи к рис. 3*

СЛ ионов Кг, нм	$B_Z$ , кГс	$t$ , мкс	$T_e$ , эВ	$T_i$ , эВ
Кг II 473.9	0	0.5	4	70
Кг III 501.6	0	3.5	5	70
Кг II 473.9	2.9	2.0	5	95
Кг III 501.6	2.9	2.5	7	60

Из табл. 1 следует, что максимальная температура электронов в плазме ТС составляет  $T_e^{\max} \approx 5$  эВ при формировании слоя в 2D магнитной конфигурации и  $T_e^{\max} \approx 7$  эВ – в 3D конфигурации. Установленное различие  $T_e^{\max}$  подтверждает ранее обнаруженную закономерность: при формировании ТС в 3D магнитной конфигурации температура электронов оказывается выше, чем в 2D конфигурации [13].

*Обсуждение экспериментальных результатов.* Из полученных данных следует, что нагрев плазмы ТС происходит в два этапа: в начальной плазме и в процессе её сжатия в токовый слой. В 2D магнитной конфигурации (рис. 3(а)) ионы Кг III появляются в

начальной плазме позже ионов Кг II, при  $t \approx -6$  мкс, соответствующие температуры ионов  $T_i^{II} \approx 65$  эВ и  $T_i^{III} \approx 40$  эВ.

Характерное время обмена энергией между ионами криптона ( $M_i \approx 83.8$  а.е.м.) разной температуры и заряда:

$$\tau_{\epsilon}^{\alpha/\beta} = 6.6 \cdot 10^6 \frac{(T_i^{\alpha} + T_i^{\beta})^{3/2}}{Z_{\alpha}^2 Z_{\beta}^2 n_{\beta}}, \quad (2)$$

где  $\alpha$  – “тестовые” ионы,  $\beta$  – “основные” ионы плазмы [18]. При параметрах начальной плазмы:  $Z_{\alpha} = 2$  (Кг III),  $Z_{\beta} = 1$  (Кг II),  $T_i^{III} = 40$  эВ,  $T_i^{II} = 65$  эВ,  $Z_{\beta} \cdot n_{\beta} \approx N_e^0 \leq 10^{15}$  см $^{-3}$  – время обмена энергией между ионами  $\tau_{\epsilon}^{III/II} \geq 1.8$  мкс. Поскольку типичное время жизни начальной плазмы составляет 10–12 мкс, температуры ионов Кг II и Кг III в начальной плазме могут выравниваться, что и происходит в 2D магнитной конфигурации.

Формирование ТС начинается при  $t \geq t_A$ , где  $t_A = (4\pi N_i^0 M_i)^{1/2}/h \approx 2.3$  мкс – альфвеновское время [14]. В пределах точности измерений температуры ионов Кг II и Кг III начинают расти почти одновременно при  $t \geq 3 - 3.8$  мкс, быстро увеличиваясь до  $T_i^{\max} \approx 125$  эВ при  $t \approx 4.5 - 5$  мкс. При этом время обмена энергией между ионами криптона уменьшается до  $\tau_{\epsilon}^{III/II} \approx 0.3$  мкс ( $T_i^{III} \approx T_i^{II} \approx 125$  эВ,  $Z_{\beta} \cdot n_{\beta} \approx N_e \approx 2 \cdot 10^{16}$  см $^{-3}$  [14]). Это время много меньше времени жизни ТС, равного 4–5 мкс, поэтому в ТС температуры ионов Кг II и Кг III выравниваются.

В 3D магнитной конфигурации (рис. 3(b)) при формировании ТС разница температур ионов Кг II и Кг III в начальной плазме больше, чем в 2D конфигурации, а концентрация электронов, по всей видимости, меньше, поскольку магнитное поле  $B_Z$  может затруднять пробой. В результате время релаксации энергии ионов криптона в начальной плазме увеличивается до  $\tau_{\epsilon}^{III/II} \geq 5$  мкс ( $T_i^{III} \approx 50$  эВ,  $T_i^{II} \approx 80$  эВ,  $Z_{\beta} \cdot n_{\beta} \approx N_e^0 \leq 0.5 \cdot 10^{15}$  см $^{-3}$ ), поэтому температуры ионов Кг II и Кг III в начальной плазме не выравниваются. Передача энергии от ионов Кг II к ионам Кг III становится существенной при формировании ТС: при  $t \geq 2$  мкс время релаксации энергии уменьшается до  $\tau_{\epsilon}^{III/II} \approx 1.3$  мкс ( $T_i^{III} \approx 60$  эВ,  $T_i^{II} \approx 95$  эВ,  $Z_{\beta} \cdot n_{\beta} \approx N_e^0 \approx 0.25 \cdot 10^{16}$  см $^{-3}$  [14]). В результате дальнейший рост температуры ионов Кг II (как это происходит в 2D магнитной конфигурации, рис. 3(a)) прекращается, затем температура ионов Кг II при  $t \geq 2$  мкс уменьшается, в то время как температура ионов Кг III несколько увеличивается и выходит на небольшое плато. При этом разница температур ионов уменьшается до минимальной величины  $\sim 10$  эВ при  $t \approx 3.8$  мкс, после чего температура ионов Кг III уменьшается.

Характерное время обмена энергией между ионами криптона и электронами:

$$\tau_{\varepsilon}^{\alpha/e} \approx 2.7 \cdot 10^9 \frac{T_e^{3/2}}{Z_{\alpha} N_e}, \quad (3)$$

если  $M_i/2T_i \gg m_e/2T_e$  [18]. Согласно (3) получаем, что характерное время передачи энергии электронам для ионов Кг II  $\tau_{\varepsilon}^{II/e} = 1.5 - 3$  мкс, а для ионов Кг III  $\tau_{\varepsilon}^{III/e} = 0.75 - 1.5$  мкс, при  $T_e = 5$  эВ,  $N_e = (2 - 1) \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>, соответственно. Видно, что времена релаксации несколько меньше времени жизни слоя, однако взаимодействие ионов и электронов не успевает существенно повлиять на эволюцию тепловых процессов, поскольку нагрев ионов криптона в ТС происходит довольно поздно:  $T_i^{\max} \approx 125$  эВ при  $t \approx 5$  мкс, а полупериод тока, ограничивающий время жизни слоя, равен  $T/2 = 6.3$  мкс.

Этот вывод согласуется с данными табл. 1, из которой следует, что температура ионов в плазме ТС более чем на порядок превышает температуру электронов. Это различие обусловлено, по-видимому, разными механизмами нагрева электронов и ионов: электроны получают энергию за счет джоулевой диссипации электрического тока, тогда как ионы – за счет термализации скоростей плазменных течений, приводящих к формированию ТС.

Установленные в работе экспериментальные факты: температуры электронов и ионов характеризуются разной зависимостью от времени и от величины продольного магнитного поля, температура ионов более чем на порядок превышает температуру электронов, электроны и ионы криптона нагреваются за счет разных механизмов – означают, что в тепловых процессах проявляются двухжидкостные свойства плазмы ТС [4–6].

*Основные выводы.* Показано, что нагрев плазмы ТС происходит в два этапа: в начальной плазме, создаваемой с помощью  $\theta$ -разряда, и затем в процессе формирования собственно ТС. Определены максимальные температуры ионов криптона Кг II и Кг III:  $T_i^{\max} \approx 125 - 95$  эВ и электронов:  $T_e^{\max} \approx 5 - 7$  эВ, при формировании ТС в 2D и 3D магнитных конфигурациях, соответственно. Сравнение результатов, полученных в настоящей работе и при изучении взрывного разрушения ТС [2], указывает на то, что исследуемый режим эволюции ТС является метастабильным. Показано, что в процессе нагрева электронов и ионов криптона в ТС ярко проявляются двухжидкостные свойства плазмы.



Работа выполнена в рамках Государственного задания № АААА-А19-119121790086-9.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] С. И. Сыроватский, Письма в Астрон. журн. **2**, 35 (1976).
- [2] Н. П. Кирий, В. С. Марков, А. Г. Франк, Письма в ЖЭТФ **56**, 82 (1992).  
[http://www.jetpletters.ac.ru/ps/1282/article\\_19384.shtml](http://www.jetpletters.ac.ru/ps/1282/article_19384.shtml).
- [3] Л. С. Леденцов, Б. В. Сомов, Письма в Астрон. журн. **42**, 925 (2016).  
<https://doi.org/10.1134/S1063773716120045>.
- [4] А. И. Морозов, *Введение в плазмодинамику* (М., Физматлит, 2008), 616 с.
- [5] A. V. Artemyev, A. A. Petrukovich, A. G. Frank, et al., J. Geophys. Res. **118**, 2789 (2013). <https://doi.org/10.1002/jgra.50297>.
- [6] А. Г. Франк, А. В. Артемьев, Л. М. Зеленый, ЖЭТФ **150**, 807 (2016).  
<https://doi.org/10.1134/S1063776116090119>.
- [7] А. Г. Франк, УФН **180**, 982 (2010). <https://doi.org/10.3367/UFNe.0180.201009h.0982>.
- [8] А. Г. Франк, В. П. Гавриленко, Н. П. Кирий, Г. В. Островская, *Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Серия Б. Справочные приложения, базы и банки данных. Том III-2. Термодинамические, оптические и транспортные свойства низкотемпературной плазмы. Часть 1. Оптические свойства низкотемпературной плазмы* (М., Янус-К, 2008).
- [9] Н. П. Кирий, А. Г. Франк, Д. Г. Васильков, Физика плазмы **45**, 313 (2019).  
<https://doi.org/10.1134/S1063780X19040032>.
- [10] A. de Castro, J. A. Aparicio, J. A. del Val, et al., J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **34**, 3275 (2001). <https://doi.org/10.1088/0953-4075/34/16/306>.
- [11] И. Л. Бейгман, В. П. Гавриленко, Н. П. Кирий, А. Г. Франк, Журн. прикл. спектроскопии **54**, 1021 (1991).
- [12] С. Ю. Богданов, В. Б. Бурилина, Н. П. Кирий и др., Физика плазмы **24**, 467 (1998).  
<https://doi.org/10.1134/1.952599>.
- [13] Г. С. Воронов, Н. П. Кирий, В. С. Марков и др., Физика плазмы **34**, 1080 (2008).  
<https://doi.org/10.1134/S1063780X08120039>.
- [14] С. Ю. Богданов, Г. В. Дрейден, В. С. Марков и др., Физика плазмы **32**, 1121 (2006).  
<https://doi.org/10.1134/S1063780X06120063>.

- [15] M. Mattioli, G. Mazzitelli, K. B. Fournier, et al., *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **39**, 4457 (2006). <https://doi.org/10.1088/0953-4075/39/21/010>.
- [16] H.-K. Chung, M. H. Chen, W. L. Morgan, et al., *High Energy Density Physics* **1**, 3 (2005). <https://doi.org/10.1016/j.hedp.2005.07.001>.
- [17] M. J. Seaton, *Planet Space Sci.* **12**, 55 (1964).
- [18] J. D. Huba, *NRL Plasma formulary. Naval Research Laboratory* (Washington, D.C, 2002).

Поступила в редакцию 31 июля 2020 г.

После доработки 22 декабря 2020 г.

Принята к публикации 23 декабря 2020 г.