

О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ТЕМПЕРАТУРЫ ИОНОВ В ТОКОВЫХ СЛОЯХ,
СФОРМИРОВАННЫХ В АРГОНОВОЙ ПЛАЗМЕ© 2019 г. Н. П. Кирий^а, *, А. Г. Франк^а, Д. Г. Васильков^{а, б}^а Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия^б МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия

*e-mail: kyrie@fpl.gpi.ru

Поступила в редакцию 12.10.2018 г.

После доработки 25.10.2018 г.

Принята к публикации 25.10.2018 г.

Исследовались процессы нагрева и ускорения ионов аргона разной степени ионизации в токовых слоях, сформированных в 2D и 3D магнитных конфигурациях. Установлено, что температура ионов аргона зависит от степени ионизации иона, максимальные температуры ионов аргона Ar II, Ar III и Ar IV составляют 60, 120 и 200 эВ, соответственно. Времена обмена энергией между ионами за счет кулоновских соударений очень малы по сравнению со временем существования токового слоя, что свидетельствует о локализации ионов в разных областях слоя, отстоящих на разные расстояния от средней плоскости слоя $y = 0$. Показано, что ионы Ar II и Ar III ускоряются до максимальных энергий $W_x^{\max} \approx 200$ эВ. Установлено, что как температуры, так и энергии направленного движения ионов аргона Ar II, Ar III и Ar IV не зависят от величины продольного магнитного поля. Ионы аргона Ar IV, излучающие в ближней УФ-области спектра, в плазме токового слоя обнаружены впервые.

DOI: 10.1134/S0367292119040036

1. ВВЕДЕНИЕ

В течение последних десятилетий токовые слои и происходящие в них процессы магнитного пересоединения изучались, прежде всего, с точки зрения выяснения природы вспышечных явлений в замагниченной плазме, таких как вспышки на Солнце и звездах, суббури в магнитосферах Земли и планет, неустойчивости срыва в токамаках и др. [1–9]. Наряду с астрофизическими наблюдениями и теоретическими исследованиями, специально поставленные лабораторные эксперименты позволили выяснить многие особенности токовых слоев, которые формируются в различных условиях, см. [9–14] и цитированную там литературу. Более того, несмотря на колоссальные различия в масштабах, абсолютных значениях параметров плазмы, магнитных полей и токов можно обнаружить поразительное сходство между лабораторными токовыми слоями и токовыми слоями в магнитосфере Земли [14–18], что указывает на единство фундаментальных процессов, происходящих в лабораторной и космической плазме.

Многие плазменные процессы в лабораторных токовых слоях изучались методами спектроскопии — бесконтактной диагностики, которая не вносит искажений в изучаемый объект [19–35]. С помощью спектральных методов были определе-

ны: температура электронов [21, 24, 25], температура и энергия ускоренного движения ионов [24–33], концентрация плазмы в различных пространственно разнесенных областях токового слоя [19, 20, 22, 25, 26, 28–31], напряженности аномальных электрических полей [23], см. также [25] и цитируемую там литературу.

Одним из наиболее ярких эффектов, зарегистрированных спектральными методами, было резкое увеличение как электронной, так и ионной температуры непосредственно перед срывом метастабильной стадии существования токового слоя и переходом к импульсной фазе магнитного пересоединения. Это явление было обнаружено в виде вспышек излучения плазмы в спектральных линиях многозарядных ионов примесей C IV, N V и O VI в токовых слоях, сформированных в нелинейных режимах при разряде в гелии [34, 35]. Было показано, что в наиболее “горячих” участках слоя температура электронов возрастала за короткий интервал времени ~ 0.2 – 0.3 мкс от $T_e \leq 20$ эВ до $T_e \approx 100$ эВ, а температура ионов от $T_i < 100$ эВ до $T_i \approx 300$ эВ. Это приводило к сильному и очень быстрому — взрывообразному — увеличению газокINETического давления плазмы в слое. В результате нарушался баланс газокINETического давления внутри токового слоя и магнитного давления вне слоя, и слой разрушался. Раз-

рушение слоя сопровождалось быстрым пересоединением магнитных силовых линий через слой. Отметим, что определяющая роль тепловых процессов в разрушении токовых слоев в лабораторных экспериментах аналогична роли “теплого триггера” в солнечных вспышках, идея которого высказывалась С.И. Сыроватским [36] и в дальнейшем развивалась в работе [37].

В последние несколько лет спектральными методами изучалась эволюция ионной температуры в токовых слоях, созданных в газах разной массы. При этом было установлено, что в гелиевой плазме однозарядные ионы гелия He II достигают температуры $T_i^{\max} \approx 120$ эВ [32], а в аргоновой плазме максимальная температура ионов аргона Ar II оказалась в 2 раза меньше: $T_i^{\max} \approx 60$ эВ. Это может быть связано с тем, что в токовых слоях, сформированных в аргоновой плазме, помимо относительно “холодных” однозарядных ионов могут присутствовать более “горячие” ионы большей кратности ионизации. Ранее, на основании модельных расчетов [24], предсказывалось появление в плазме токового слоя трех- и четырехзарядных ионов аргона.

Целью данной работы был поиск ионов аргона с зарядом $Z_i > 2$ в токовых слоях, сформированных в аргоновой плазме в 2D и 3D магнитных конфигурациях, измерение температуры ионов различной кратности ионизации, а также энергии их направленного движения вдоль ширины слоя.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

На рис. 1 приведены схемы установки “Токовый слой” – ТС-3D [38, 39] и системы спектральных измерений [28, 29, 32, 33]. Координатные зависимости компонент индукции квазистационарного магнитного поля с особой линией X-типа описываются как

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

h – постоянный градиент поперечного квадратного магнитного поля в плоскости (x, y) , B_z^0 – однородное продольное магнитное поле. Структура силовых линий поперечного магнитного поля в плоскости (x, y) показана на рис. 1а штриховыми линиями. Эксперименты проводились либо в 2D магнитных конфигурациях с нулевой линией, при $B_z^0 = 0$ и поперечном градиенте $h = 0.5$ кГс/см, либо в 3D магнитных конфигурациях с особой линией X-типа при $B_z^0 = 2.9$ кГс.

X-линия магнитного поля совмещена с осью цилиндрической кварцевой вакуумной камеры диаметром 18 см и длиной 100 см, которая предварительно откачивалась до давления 10^{-6} Торр и затем заполнялась аргоном при давлении $p \approx$

≈ 28 мТорр. Начальная плазма в магнитном поле (1) создавалась с помощью системы предварительной ионизации, включающей четыре искровых инжектора и высоковольтный θ -разряд. Затем к сетчатым электродам, расположенным на торцах камеры на расстоянии друг от друга $\Delta z = 60$ см, прикладывалось импульсное напряжение U_z , которое возбуждало электрический ток J_z в плазме, изменявшийся во времени по синусоидальному закону с амплитудой $J_z^0 \approx 45$ кА и полупериодом $T/2 \approx 6$ мкс. Ток J_z инициировал 2D-течения плазмы в магнитном поле (1), которые приводили к сжатию плазмы в слой и формированию токового слоя. В данных экспериментах сжатие плазмы происходило к средней плоскости $y = 0$, рис. 1а.

3. МЕТОДИКА И СХЕМА СПЕКТРАЛЬНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

Спектральные измерения проводились в видимой и ультрафиолетовой областях спектра. Регистрировались и анализировались профили спектральных линий ионов аргона Ar II 480.6 нм, Ar III 379.5 нм и Ar IV 280.9 нм, которые в условиях данного эксперимента уширялись в основном за счет эффекта Доплера. Действительно, штарковское уширение, например, линии Ar II 480.6 нм составляет ~ 0.002 нм при характерной для токового слоя концентрации электронов $N_e \approx 10^{16}$ см $^{-3}$ [40, 41], что много меньше как аппаратной ширины монохроматора МДР-3, $\Delta\lambda^{app} \approx 0.05$ нм, так и экспериментально измеренных уширений спектральных линий ионов аргона.

Профили спектральных линий регистрировались одновременно в двух взаимно перпендикулярных направлениях с помощью двухканальной оптической схемы, рис. 1б. В z -канале излучение плазмы собиралось из центральной квазичесилиндрической области, вытянутой вдоль направления тока в слое, ось z . С помощью этого канала измерялась температура ионов аргона, поскольку направленные движения плазмы в токовом слое происходят преимущественно в плоскости (x, y) . Для исследования направленного движения ионов был предназначен x -канал, в котором излучение плазмы собиралось вдоль большего поперечного размера слоя, т.е. вдоль оси x [27–29, 33].

В каждом из каналов оптической схемы кварцевая линза отображала выделенную часть плазменного слоя на торец кварцевого световода, который располагался практически в фокусе кварцевой линзы. Диаметры световодов составляли 0.36 мм (в z -канале) и 1 мм (в x -канале), длины ~ 10 м. Поперечное уменьшение оптической системы равнялось ~ 35 –25, а продольное ~ 1200 –600 для z - и x -каналов, соответственно. Пространственное разрешение z -канала составляло

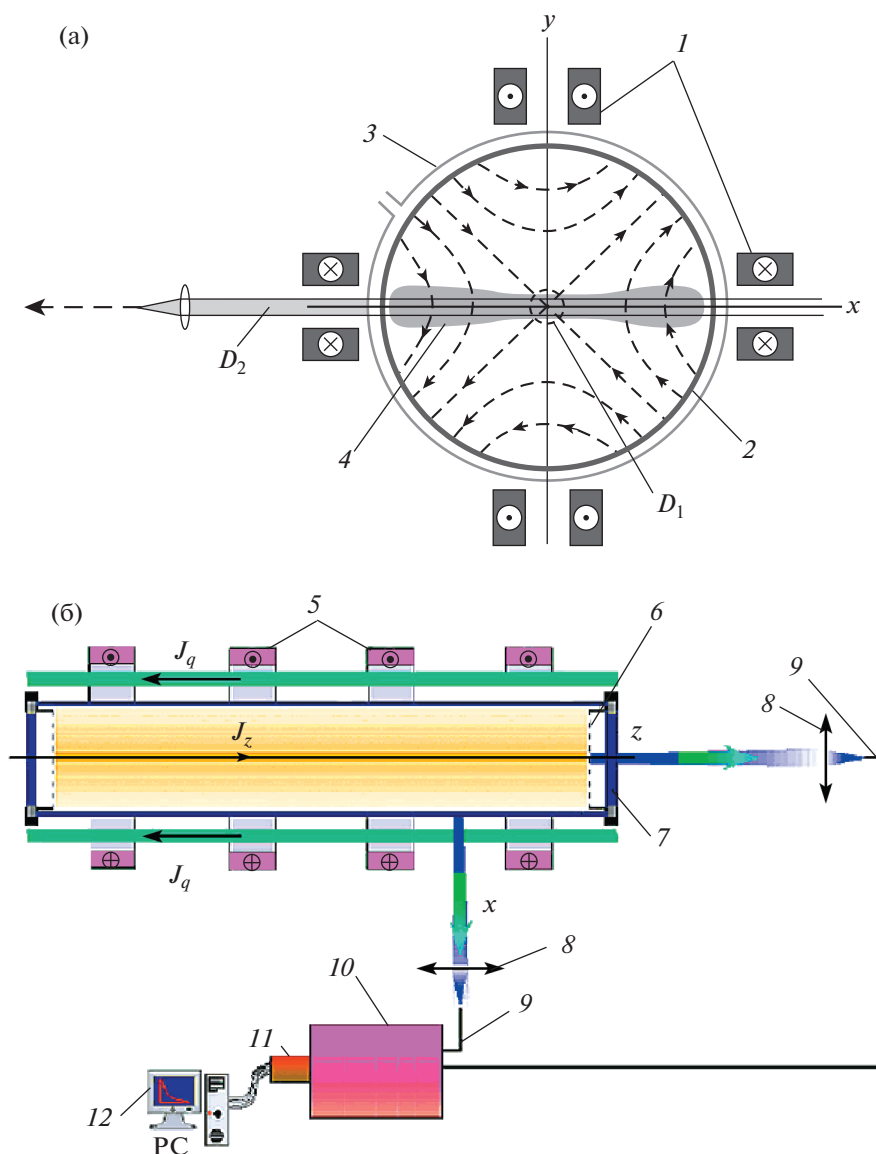


Рис. 1. Схема экспериментальной установки ТС-3D (ИОФ РАН): а) — поперечное сечение; б) — вид сбоку. 1 — система прямых проводников с токами для возбуждения 2D магнитного поля с силовыми линиями в плоскости (x, y) и нулевой линией на оси z , совмещенной с осью вакуумной камеры 2; 3 — витки тэта-разряда, с помощью которых создавалась начальная плазма; 4 — токовый слой, формирующийся при возбуждении в плазме электрического тока J_z ; D_1 — центральная область токового слоя, из которой регистрировалось излучение плазмы в z -канале; D_2 — область токового слоя, из которой регистрировалось излучение плазмы в x -канале; 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 — программируемая цифровая электронно-оптическая камера Nanogate-1UF; 12 — персональный компьютер.

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 с дифракционной решеткой, имеющей 1200 шт/мм. Обратная линейная дисперсия монохроматора равнялась $D = 1.3$ нм/мм. Световоды располагались вдоль высоты входной щели монохроматора, вблизи центра щели.

Профили спектральных линий регистрировались в одном импульсе работы установки с помощью программируемой цифровой электронно-оптической камеры “Nanogate 1-UF” [42]. Длительность строб-импульса камеры определялась интенсивностью излучения плазмы в отдельных спектральных линиях и чувствительностью камеры, в настоящих экспериментах длительность

строб-импульса составляла 0.8 мкс. Очевидно, что в пределах этого временного интервала происходит усреднение спектральных данных.

При максвелловском распределении излучающих ионов по скоростям профили спектральных линий являются гауссовыми, а полуширина профилей $\Delta\lambda_d$ связана с температурой T_i соотношением [40, 41]

$$\Delta\lambda_d = 2\sqrt{\ln 2} \frac{V_{Ti}}{c} \lambda_0 = 2\sqrt{\ln 2} \frac{\sqrt{2kT_i}}{c} \lambda_0, \quad (2)$$

где $\Delta\lambda_d$ — ширина спектральной линии на уровне половины ее максимальной интенсивности, λ_0 — длина волны спектральной линии, k — постоянная Больцмана, V_{Ti} , T_i , M_i — тепловая скорость, температура и масса ионов, соответственно. Откуда температура ионов

$$T_i = \frac{M_i c^2}{8k \ln 2} \left(\frac{\Delta\lambda_d}{\lambda_0} \right)^2 = 1.69 \times 10^8 A \left(\frac{\Delta\lambda_d}{\lambda_0} \right)^2, \quad (3)$$

здесь A — атомная масса иона. В частности, для линии Ar II 480.6 нм имеем

$$T_i = 2.94 \times 10^2 \Delta\lambda_d^2 [\text{эВ}]. \quad (4)$$

Соответствующая тепловая скорость ионов Ar II составляет

$$V_{Ti} = 3.75 \times 10^6 \Delta\lambda_d [\text{см/с}]. \quad (5)$$

Аналогичные соотношения получаются для определения температуры и скорости ионов Ar III и Ar IV по уширениям линий Ar III 379.5 нм и Ar IV 280.9 нм.

Уширения спектральных линий ионов аргона Ar II, Ar III, Ar IV, измеренные вдоль поверхности слоя, $\Delta\lambda_x$, оказались больше уширений, измеренных вдоль тока, $\Delta\lambda_z$. Это связано с тем, что ионы аргона в плазме токового слоя участвуют не только в тепловом, но и направленном движении, ускоряясь под действием сил Ампера вдоль оси x [27–29, 33, 43–45]. Потоки плазмы, ускоренные в токовом слое, движутся от области $x \approx 0$ как к наблюдателю, так и от него, при этом скорости движения, по всей видимости, непрерывно меняются вдоль направления наблюдения, рис. 1а. Это приводит к усреднению доплеровских сдвигов спектральных линий вдоль направления наблюдения и, как следствие, к дополнительному уширению линий по сравнению с тепловым уширением. В расчетах полная энергия ионов, W_x^{tot} , равная сумме тепловой энергии и энергии направленного движения, также определялась из уширения, по формуле (3). Очевидно, что рассчитанные таким образом значения W_x^{tot} являются приближенными, поскольку формула (3) справедлива для максвелловского распределения излучателей по скоростям.

Энергии направленного движения ионов оценивались следующим образом:

$$W_x = W_x^{tot} - T_i. \quad (6)$$

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 2а, б представлена эволюция во времени нормированных интенсивностей спектральных линий Ar II 480.6 нм, Ar III 379.5 нм и Ar IV 280.9 нм, зарегистрированных в 2D (а) и в 3D (б) магнитных конфигурациях в z -канале при измерении температуры ионов. Интенсивности спектральных линий нормировались на максимальные значения. Из рис. 2а видно, что в 2D магнитных конфигурациях сначала появляется излучение однозарядного иона Ar II, причем интенсивность излучения в начальные моменты времени, при $t \approx 1.3$ мкс, уже достаточно велика, $I_z \geq 0.6 I_z^{\max}$, и слабо меняется в последующие моменты времени. Затем разгорается линия двухзарядного иона Ar III, достигая максимума интенсивности при $t \approx 2.3$ мкс, и, наконец, появляется линия трехзарядного иона Ar IV с максимумом интенсивности при $t \approx 3.8$ мкс.

При формировании токового слоя в 3D магнитной конфигурации эволюция интенсивности спектральных линий ионов аргона: Ar II 480.6 нм, Ar III 379.5 нм и Ar IV 280.9 нм, — качественно подобна описанной выше, см. рис. 2б. Отличие состоит в том, что при $t > 2.4$ мкс наблюдается уменьшение интенсивности линии Ar II.

Таким образом, в процессе эволюции токового слоя происходит постепенное увеличение степени ионизации ионов аргона, и в плазме токового слоя появляются двух- и трехзарядные ионы. Отметим, что данные, представленные на рис. 2, являются усредненными по области D_1 диаметром ~ 1.5 см в центральной области токового слоя, рис. 1а.

На рис. 3 изображены зависимости от времени температуры и энергии направленного движения ионов Ar II (а), Ar III (б) и Ar IV (в). Эволюция температуры ионов аргона разной степени ионизации представлена также на рис. 4а. Видно, что однозарядные ионы Ar II достигают максимальной температуры $T_i^{\max} \approx 60$ эВ при $t \approx 2.4$ мкс, двухзарядные ионы Ar III — температуры $T_i^{\max} = 90–140$ эВ при $t \approx 4.0$ мкс, а трехзарядные ионы Ar IV — температуры $T_i^{\max} = 190–220$ эВ примерно в те же моменты времени, при $t \approx 3.8$ мкс. При этом нагрев ионов Ar IV начинается позже, чем ионов Ar II, Ar III, — при $t \geq 2.3$ мкс. Из рис. 3 и рис. 4а следует, что температура ионов Ar II, Ar III и Ar IV не зависит от величины продольного маг-

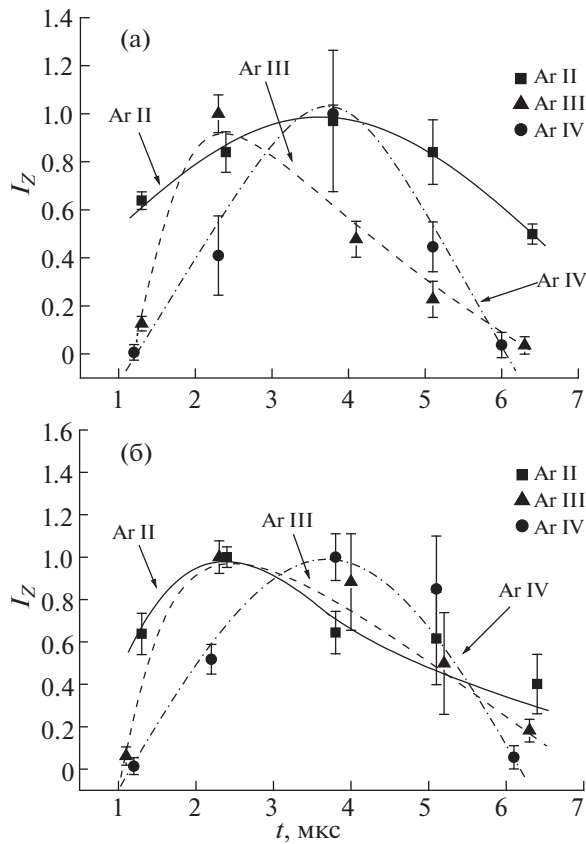


Рис. 2. Зависимость от времени нормированных интенсивностей $I_z(t)$ спектральных линий ионов аргона Ar II 480.6 нм, Ar III 379.5 нм и Ar IV 280.9 нм, зарегистрированных в z -канале при формировании токового слоя в 2D (а) и 3D (б) магнитных конфигурациях. Условия эксперимента: $p = 28$ мТорр, $J_z^0 = 45$ кА, $h = 0.5$ кГс/см, $B_z^0 = 0/2.9$ кГс в 2D/3D магнитных конфигурациях.

нитного поля B_z^0 , поэтому на рисунках приведены единые кривые $T_i(t)$ для 2D- и 3D-конфигураций.

На рис. 3а, б, в приведены также зависимости от времени энергии направленного движения, $W_x(t)$, ионов аргона разной степени ионизации, ускоренных вдоль x . Эволюция процесса ускорения ионов Ar II, Ar III и Ar IV представлена также на рис. 4б. Видно, что зависимости $W_x(t)$ ионов Ar II и Ar III практически совпадают, однако при большом разбросе экспериментальных данных для ионов Ar III. Максимальные энергии направленного движения ионов Ar II и Ar III примерно одинаковы: $W_x^{\max} \approx 200$ эВ при $t \approx 2.4$ мкс, затем энергии W_x уменьшаются до $W_x \approx 140$ эВ при $t \approx 3.8$ –4 мкс. Отметим, что максимальная энергия направленного движения $W_x^{\max}$ однозарядных ионов Ar II более чем в 3 раза превышает макси-

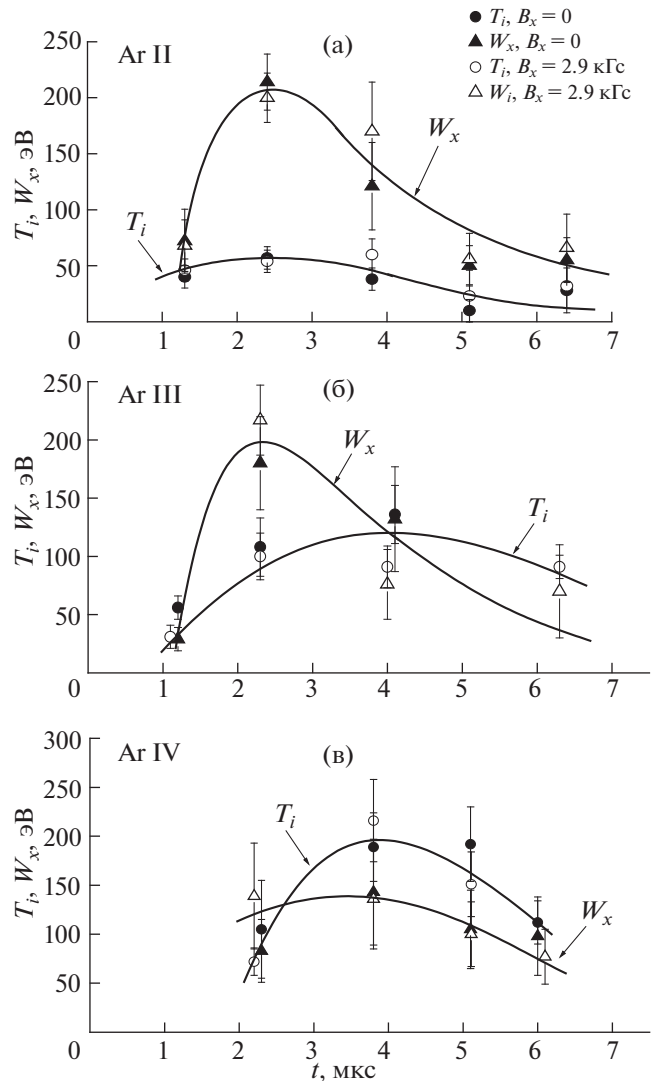


Рис. 3. Эволюция температуры $T_i(t)$ и энергии направленного движения $W_x(t)$ ионов Ar II (а), Ar III (б) и Ar IV (в) в токовых слоях, сформированных в 2D и 3D магнитных конфигурациях. Условия эксперимента см. в подписи к рис. 2.

мальную тепловую энергию, $W_x^{\max}/T_i^{\max} > 3$. То есть ускоренные ионы Ar II являются сверхтепловыми, причем в течение всего времени существования слоя $1.3 \leq t \leq 6.4$ мкс. Двухзарядные ионы Ar III также ускоряются до сверхтепловых энергий, но на более коротком интервале времени, при $1.3 < t < 4$ мкс.

Энергия направленного движения трехзарядных ионов Ar IV при $t \approx 2.3$ мкс примерно равна температуре ионов и составляет $W_x \approx T_i \approx 100$ эВ, что в ~ 2 раза меньше энергии направленного движения ионов Ar II и Ar III в те же моменты времени, рис. 4б. Из данных, представленных на рис. 2, видно, что эффективная ионизация ионов Ar III

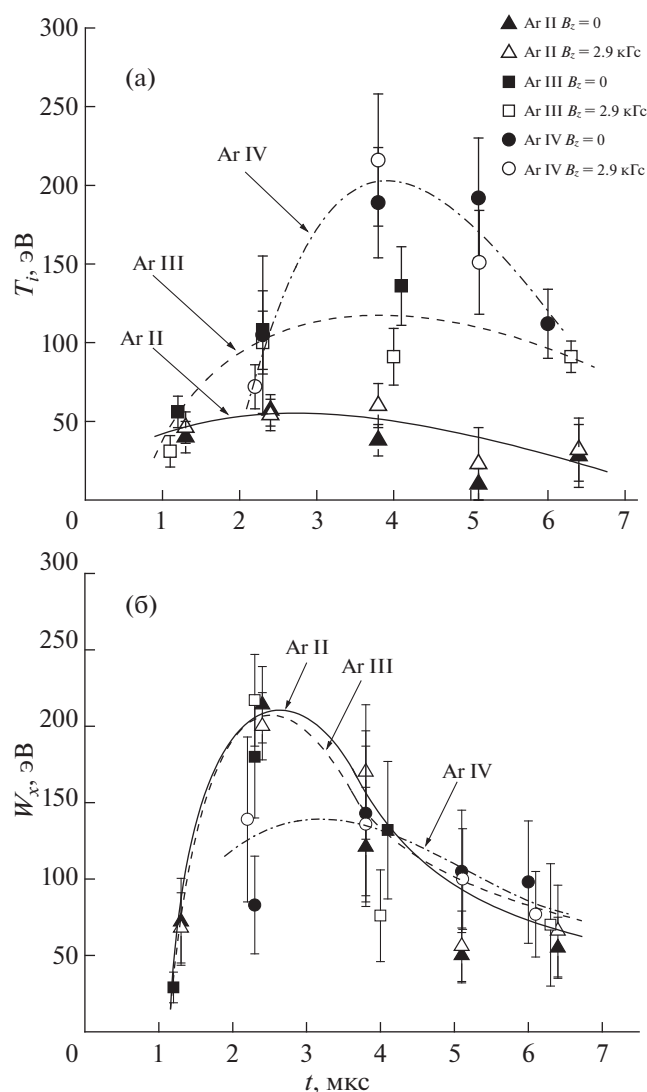


Рис. 4. Зависимости от времени температуры и энергии направленного движения ионов аргона разной степени ионизации (Ar II, Ar III, Ar IV) в токовых слоях: а) — $T_i(t)$; б) — $W_x(t)$. Условия эксперимента см. в подписи к рис. 2.

происходит при $t \geq 2.3$ мкс: интенсивность линии Ar III 379.5 нм при этом уменьшается, а линии Ar IV 280.9 нм, напротив, увеличивается. Таким образом, в эти моменты времени в плазме токового слоя появляется значительное количество ионов Ar IV, которые, однако, к моменту времени $t \approx 2.3$ мкс не успевают ускориться до энергий $W_x > \approx 100$ эВ. К моменту времени $t \approx 3.8$ мкс ионы Ar IV ускоряются до энергии $W_x \approx 140$ эВ, которая близка к энергии направленного движения ионов Ar II и Ar III, см. рис. 4. Заметим, что энергия направленного движения ионов Ar IV, в отличие от энергии W_x ионов Ar II и Ar III, меньше тепловой энергии, $W_x < T_i$, в течение всей метастабильной

фазы существования слоя, $2.3 \text{ мкс} < t < 6 \text{ мкс}$, рис. 3в.

Из рис. 3, 4 также следует, что эволюция энергии направленного движения $W_x(t)$ ионов аргона разной степени ионизации не зависит от величины продольного магнитного поля B_z^0 , как и эволюция температуры ионов $T_i(t)$.

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

5.1. О релаксации энергии ионов аргона разной степени ионизации в плазме токовых слоев

Результаты спектральных измерений, приведенные в данной статье, показали, что температура ионов аргона в токовых слоях зависит от степени ионизации ионов. Так, температура ионов Ar II, Ar III и Ar IV составляет ~ 50 эВ, ~ 110 эВ и ~ 160 эВ, соответственно, при $t \approx 3$ мкс, рис. 3, 4.

Характерное время обмена энергией между ионами аргона разного заряда и температуры можно оценить по формуле [46, 47]

$$\tau_{\epsilon}^{ij} = 4.6 \times 10^6 \frac{(T_i + T_j)^{3/2}}{Z_i^2 Z_j N_e}, \quad (7)$$

где индекс i относится к “тестовым” ионам, а j — к “основным” ионам плазмы. Согласно (7) время обмена энергией между ионами Ar IV (популяция i) и Ar III (j) $\tau_{\epsilon}^{IV III} \leq 0.04$ мкс в самой горячей и плотной области плазмы — средней плоскости токового слоя в условиях обсуждаемых экспериментов: при $N_e \approx 3 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ [24], $Z_i = 3$, $Z_j = 2$, $T_i = 160$ эВ, $T_j = 110$ эВ, $B_z = 0$, $t \approx 3$ мкс. Очевидно, что время $\tau_{\epsilon}^{IV III}$ много меньше времени жизни слоя, равного 4–5 мкс, поэтому можно ожидать, что температуры ионов Ar III, Ar IV в плазме токового слоя будут выравниваться. Однако измерения показали, что температуры этих ионов не одинаковы: температура ионов Ar IV в ~ 1.5 раза больше температуры ионов Ar III. Это возможно только в том случае, если ионы Ar IV и Ar III локализованы в разных пространственных областях слоя. Мы не приводим оценок, касающихся ионов Ar V, поскольку не регистрировали эти ионы, но, очевидно, что ионы Ar V и Ar IV должны бы обмениваться энергией еще эффективнее, поскольку времена релаксации $\tau_{\epsilon}^{ij} \sim 1/Z_i^2$ согласно (7).

Справедливость такого вывода подтверждают оценки длин свободного пробега ионов Ar III, Ar IV: $l_i \leq 0.1$ см при указанных выше параметрах плазмы, что много меньше толщины слоя $2\Delta u_{0.1} \approx \approx 1.6$ см [24, 48, 49], обозначение $2\Delta u_{0.1}$ относится к толщине по уровню $0.1N_e^{\max}$. Таким образом, ионы Ar III и Ar IV действительно могут быть ло-

кализованы в разных пространственных областях токового слоя.

Следует подчеркнуть, что вывод о том, что ионы различной степени ионизации локализованы в разных пространственных областях, причем наиболее горячие многозарядные ионы аргона локализованы вблизи средней плоскости токового слоя, где плотность тока и концентрация электронов максимальны, подтверждается как результатами идеологически близких экспериментов на установке Галатея-Пояс [50, 51], так и модельными расчетами [24].

Оценки характерного времени обмена энергией между ионами Ar III и Ar II приведем для области $y \approx 0.2$ см, где, согласно расчетам [24], локализован максимум интенсивности свечения ионов Ar III при $t \approx 3$ мкс: $\tau_e^{\text{III}} \leq 0.2$ мкс (при $N_e \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $Z_i = 2$, $Z_j = 1$, $T_i \approx 110$ эВ, $T_j \approx 50$ эВ, $B_z = 0$), что по-прежнему много меньше времени жизни слоя. Длины свободного пробега ионов Ar II и Ar III при этом составляют $l_i \approx 0.4\text{--}0.5$ см, что также меньше толщины слоя.

Приведенные выше оценки и сделанные на их основании выводы справедливы при формировании токового слоя как в 2D, так и в 3D магнитных конфигурациях. Действительно, в 3D магнитных конфигурациях толщина как токового, так и плазменного слоя увеличивается, а концентрация электронов уменьшается [39, 43–45, 48, 49, 52]. Такое изменение структуры слоя обусловлено усилением продольной компоненты магнитного поля в пределах слоя по сравнению с первоначальным значением [53], что приводит к увеличению магнитного давления в слое. В результате характерное время обмена энергией между ионами увеличивается, например, $\tau_e^{\text{IV}} \approx 0.1$ мкс ($N_e^b \approx 1.2 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ [24], $Z_i = 3$, $Z_j = 2$, $T_i = 160$ эВ, $T_j = 110$ эВ, $B_z = 2.9$ кГс, $t = 3$ мкс), длины свободных пробегов ионов Ar III и Ar IV также становятся больше, $l_i \approx 0.2\text{--}0.3$ см. Однако, как следует из приведенных оценок, и в 3D магнитной конфигурации время обмена энергией между ионами аргона много меньше времени жизни токового слоя, а длины свободного пробега ионов много меньше толщины слоя.

5.2. Локализация ионов аргона разной степени ионизации в пределах токового слоя

Известно, что в процессе образования токового слоя температура и концентрация электронов увеличиваются [21, 24, 25, 48, 49], что приводит к росту степени ионизации ионов аргона, рис. 2а, б. Отметим необычный характер зависимости от времени интенсивности $I_z(t)$ спектральной линии однозарядного иона аргона Ar II 480.6 нм, особенно при формировании слоя в 2D магнитной

конфигурации, рис. 2а. Действительно, во-первых, интенсивность линии Ar II 480.6 нм в ранние моменты времени, при $t \approx 1.3$ мкс, уже достаточно велика, $I_z \geq 0.6 I_z^{\text{max}}$, а, во-вторых, в последующие моменты времени, до $t \approx 4$ мкс, интенсивность линии не уменьшается, как должно было бы происходить при разгорании спектральных линий ионов Ar III, Ar IV, а, напротив, увеличивается.

Наблюдаемая в эксперименте большая интенсивность линии однозарядного иона Ar II в ранние моменты времени, при $t \approx 1.3$ мкс, т.е. в процессе формирования токового слоя, объясняется тем, что эффективная ионизация атомов аргона происходит уже на стадии, предшествующей собственно формированию токового слоя, — при создании начальной плазмы, так что начальная плазма состоит в основном из ионов Ar II (при $t < 0$), см. также разд. 2.

После заполнения начальной плазмой вакуумной камеры к электродам (6), рис. 1б, прикладывается электрическое напряжение U_z , и в плазме начинает течь ток J_z , инициирующий 2D-течения плазмы, которые сжимают плазму в слой, что, в свою очередь, приводит к увеличению интенсивности линии Ar II 480.6 нм. Сжатие плазмы в слой в условиях данных экспериментов продолжается до момента времени $t \approx 4$ мкс, что и приводит к росту интенсивности линии Ar II 480.6 нм в интервале времени $1.3 < t < 4$ мкс, рис. 2а.

Из эволюции интенсивностей спектральных линий ионов аргона разной степени ионизации, представленной на рис. 2а,б, следует также, что полного выгорания ионов Ar II, Ar III по всей толщине слоя не происходит. Это можно объяснить следующим образом. При увеличении тока J_z в слое в его средней плоскости ($y = 0$), где плотность тока максимальна, образуется самая горячая и плотная область плазмы, в которой начинают выгорать ионы Ar II и Ar III и появляются ионы Ar IV, а, возможно, и ионы Ar V [24]. Однако поскольку температура электронов уменьшается к периферии слоя, области максимальной концентрации ионов Ar II и Ar III по мере прогрева плазмы также смещаются вдоль оси y к периферии слоя. Если учесть при этом, что пространственное разрешение спектральных измерений позволяет принимать излучение из области плазмы, совпадающей по размеру с толщиной слоя, становится ясно, почему на рис. 2 не наблюдается полного выгорания спектральных линий ионов Ar II, Ar III.

Таким образом, в плазме токового слоя устанавливается пространственное распределение ионов аргона по толщине, при котором трехзарядные ионы аргона локализованы в окрестности средней плоскости слоя, а однозарядные и двухзарядные ионы смещены к периферии слоя. Про-

странственное распределение ионов аргона в свою очередь определяет распределение температуры ионов по толщине слоя (вдоль оси y) поскольку, как показано выше, температура ионов зависит от степени ионизации.

5.3. Оценка роли продольной теплопроводности в процессе нагрева ионов аргона при формировании токового слоя в 2D и 3D магнитных конфигурациях

Оценим возможные тепловые потери, связанные с ионной теплопроводностью вдоль тангенциального магнитного поля B_x , т.е. вдоль оси x .

Коэффициент ионной теплопроводности вдоль магнитного поля [46]

$$\kappa_i^{\parallel} = 3.9 N_i T_i \tau_i / m_i, \quad (8)$$

где N_i , T_i , m_i — концентрация, температура и масса ионов, τ_i — среднее время между столкновениями ионов. Характерное время ионной теплопроводности

$$t_{\kappa_i^{\parallel}} \approx L^2 N_i / \kappa_i^{\parallel}, \quad (9)$$

где L — характерное расстояние вдоль магнитного поля.

Для средней плоскости токового слоя ($y = 0$), где локализованы главным образом ионы Ar IV и Ar III, максимальная температура ионов составляет $T_i^{\max} \approx 200$ эВ, время между столкновениями ионов Ar IV и Ar III $\tau_i = 0.04$ мкс (см. выше), и тогда $t_{\kappa_i^{\parallel}} \approx 1.4 L^2$, мкс. Отсюда следует, что для характерной длины $L \approx 9$ см, равной радиусу вакуумной камеры, время ионной теплопроводности $t_{\kappa_i^{\parallel}} \approx \approx 100$ мс, что в ~ 20 раз больше времени существования токового слоя. Следовательно, роль ионной теплопроводности вдоль магнитного поля B_x в токовых слоях, сформированных в 2D магнитных конфигурациях, очень мала.

По этой же причине никак не сказывается на температуре ионов аргона переход к 3D магнитным конфигурациям, при котором дополнительно накладывается поле B_z^0 , поперечное по отношению к тангенциальному полю B_x .

Заметим, что хотя ионы аргона в условиях данного эксперимента не замагничены, электроны, напротив, сильно замагничены [12] и, по всей видимости, могут влиять на динамику ионов поперек магнитного поля.

5.4. Ускорение ионов аргона разной степени ионизации в x -направлении

Из рис. 4 следует, что средняя энергия W_x направленного движения ионов Ar II и Ar III вдоль поверхности токового слоя увеличивается значи-

тельно быстрее температуры, достигая к моменту времени $t \approx 2.4$ мкс величины $W_x^{\max} \approx 200$ эВ, причем кривые $W_x(t)$ для этих ионов практически совпадают. Ионы Ar IV к этому моменту времени только начинают появляться в слое в результате ионизации ионов Ar III, но к моменту времени $t \approx 3.8$ мкс все ионы аргона: Ar II, Ar III и Ar IV, — движутся вдоль оси x с одинаковой средней энергией $W_x \approx 140$ эВ. Таким образом, ионы в токовом слое ускоряются не как отдельные частицы под действием сил Лоренца, а одновременно, как компоненты токовой плазмы под действием сил Ампера

$$\bar{f}_x(x) = -\frac{1}{c} j_z(x) B_y(x), \quad (10)$$

где $\bar{f}_x(x)$ — плотность сил Ампера $f_x(x)$, усредненных по толщине слоя, $j_z(x)$ — плотность тока, усредненная по толщине слоя, $B_y(x)$ — нормальная компонента магнитного поля токового слоя. В окрестности X -линии ($x = 0$) направление силы $f_x(x)$ изменяется на противоположное, в соответствии с изменением направления нормальной к слою компоненты $B_y(x)$, т.е. силы $f_x(x)$ направлены от центра токового слоя к его боковым краям. Энергия направленного движения, которую могут приобрести ионы в токовом слое, определяется работой сил Ампера $f_x(x)$ на расстоянии порядка половины ширины токового слоя ($-R \leq x \leq 0$), где R — радиус вакуумной камеры [27, 43–45]:

$$\int \bar{f}_x(x) dx = \bar{N}_i \bar{W}_x \approx 5 \times 10^{17} \text{ эВ см}^{-3}. \quad (11)$$

Оценки показали, что под действием сил Ампера кинетическая энергия ионов аргона у концов слоя может достигать 120 эВ, что несколько меньше максимальной энергии $W_x^{\max}$, измеренной в данной работе, однако отличие не велико.

6. ОСНОВНЫЕ ВЫВООДЫ

В результате проведенных исследований установлено, что температура ионов аргона зависит от степени ионизации иона. Так, температура ионов Ar II, Ar III и Ar IV составляет ~ 50 , ~ 110 и ~ 160 эВ, соответственно, в момент времени $t \approx \approx 3$ мкс, когда ток, протекающий в слое, максимален. Оценки показали, что время обмена энергией между этими ионами за счет кулоновских соударений очень мало по сравнению со временем существования токового слоя, что должно бы приводить к выравниванию ионных температур. Однако этого не происходит, что свидетельствует о том, что эти ионы локализованы в разных пространственных областях слоя, отстоящих на разных расстояниях от средней плоскости слоя $y = 0$. При этом наиболее горячие трехзарядные ионы Ar IV локализованы, по всей видимости, вблизи

средней плоскости токового слоя, где плотность тока, температура и концентрация электронов максимальны. Отметим, что ионы Ar IV, излучающие в ближней УФ-области спектра, в плазме токового слоя обнаружены впервые.

Исследована зависимость от времени энергии направленного движения ионов Ar II, Ar III и Ar IV по ширине токового слоя, в x -направлении. Показано, что максимальные энергии направленного движения ионов Ar II и Ar III примерно равны и составляют $W_x^{\max} \approx 200$ эВ при $t \approx 2.4$ мкс. Ионы Ar IV ускоряются до меньшей энергии, $W_x^{\max} \approx 140$ эВ, при $t \approx 3.8$ мкс, поскольку появляются в плазме токового слоя значительно позже ионов Ar II и Ar III. Установлено, что все ионы аргона: Ar II, Ar III и Ar IV, — со временем, при $t \geq 3.8$ мкс, приобретают примерно одинаковую энергию направленного движения, $W_x \leq 140$ эВ.

Показано, что как температура, так и энергия направленного движения ионов Ar II, Ar III и Ar IV не зависят от величины продольного магнитного поля B_z^0 при изменении величины индукции поля в пределах 0–2.9 кГс.

Работа выполнена в рамках Государственного задания № 0024-2018-0045.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Sweet P.A. Electromagnetic Phenomena in Cosmical Physics, IAU Symp. 6 / Ed. by B. Lehnert. London: Cambridge Univ. Press, 1958. P. 123.
2. Parker E.N. // Astrophys. J. Suppl. 1963. V. 8. P. 177.
3. Сыроватский С. И. // Астрон. журн. 1966. Т. 43. С. 340; ЖЭТФ. 1966. Т. 50. С. 1133.
4. Syrovatskii S.I. // Annu. Rev. Astron. Astrophys. 1981. V. 19. P. 163.
5. Сыроватский С.И. // Вестник АН СССР. 1977. № 10. С. 33.
6. Кадомцев Б.Б. // УФН. 1987. Т. 151. С. 3.
7. Biscamp D. Magnetic Reconnection in Plasmas. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2000.
8. Прист Э., Форбс Т. Магнитное пересоединение. М.: Физматлит, 2005.
9. Плазменная гелиогеофизика / Под ред. Л.М. Зеленого, И.С. Веселовского. М.: Физматлит, 2008. Т. 1, 2.
10. Koeperke M.E. // Rev. Geophys. 2008. V. 46. P. 1.
11. Zweibel E.G., Yamada M. // Annu. Rev. Astron. Astrophys. 2009. V. 47. P. 291.
12. Франк А.Г. // УФН. 2010. Т. 180 (9). С. 982.
13. Yamada M., Kurlsrud R., Ji H. // Rev. Modern Phys. 2010. V. 82. P. 603.
14. Франк А.Г., Артемьев А.В., Зеленый Л.М. // ЖЭТФ. 2016. Т. 150. С. 807.
15. Artemyev A.V., Petrukovich A.A., Frank A.G., Nakamura R., Zelenyi L.M. // J. Geophys. Res. 2013. V. 118. P. 2789.
16. Юшков Е.В., Франк А.Г., Артемьев А.В., Петрукович А.А., Васько И.Ю. // Физика плазмы. 2015. Т. 41. С. 73.
17. Zelenyi L.M., Frank A.G., Artemyev A.V., Petrukovich A.A., Nakamura R. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2016. V. 58. 054002.
18. Франк А.Г., Островская Г.В., Юшков Е.В., Артемьев А.В., Сатунин С.Н. // Космические исследования. 2017. Т. 55. С. 48; Юшков Е.В., Франк А.Г., Артемьев А.В., Петрукович А.А., Накамура Р. // Физика плазмы 2018. Т. 44. С. 1126.
19. Бюшер Шт., Кирий Н.П., Кунце Х.-Й., Франк А.Г. // Физика плазмы. 1999. Т. 25. С. 185.
20. Гавриленко В.П., Кирий Н.П., Франк А.Г. // Физика плазмы. 2000. Т. 26. С. 282.
21. Воронов Г.С., Кирий Н.П., Франк А.Г. // Физика плазмы. 2002. Т. 28. С. 1004.
22. Гавриленко В.П., Кирий Н.П., Франк А.Г. // Физика плазмы. 2003. Т. 29. С. 476.
23. Frank A.G., Gavrilenko V.P., Kyrie N.P., Oks E. // J. Phys. B: Atomic, Molecular and Optical Phys. 2006. V. 39. P. 5119.
24. Воронов Г.С., Кирий Н.П., Марков В.С., Островская Г.В., Франк А.Г. // Физика плазмы. 2008. Т. 34. С. 1080.
25. Франк А.Г., Гавриленко В.П., Кирий Н.П., Островская Г.В. Оптика низкотемпературной плазмы / Под ред. В.Н. Очкина. Сер. Энциклопедия низкотемпературной плазмы. М.: Янус, 2008. С. 335.
26. Кирий Н.П., Гавриленко В.П., Франк А.Г. // Вестник Поморского ун-та. Сер. Естественные науки. 2009. С. 59.
27. Кирий Н.П., Марков В.С., Франк А.Г. // Физика плазмы. 2010. Т. 36. С. 387.
28. Кирий Н.П., Марков В.С., Франк А.Г. // Письма в ЖЭТФ. 2012. Т. 95. С. 14.
29. Кирий Н.П., Франк А.Г. // Физика плазмы 2012. Т. 38. С. 1042.
30. Frank A.G. // EAS Publications Ser. / Eds. C. Stehl'e, C. Joblin, L. d'Hendecourt. 2012. V. 58. P. 57.
31. Kyrie N.P. // Ibid. P. 95.
32. Кирий Н.П., Марков В.С., Франк А.Г., Васильков Д.Г., Воронова Е.В. // Физика плазмы. 2016. Т. 42. С. 563.
33. Франк А.Г., Кирий Н.П., Марков В.С., Воронова Е.В. // Физика плазмы. 2018. Т. 44. С. 483.
34. Кирий Н.П., Марков В.С., Франк А.Г. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 48. С. 419.
35. Кирий Н.П., Марков В.С., Франк А.Г. // Письма в ЖЭТФ. 1992. Т. 56. С. 82.
36. Сыроватский С.И. // Письма в Астрон. журн. 1976. Т. 2. С. 35.
37. Леденцов Л.С., Сомов Б.В. // Письма в Астрон. журн. 2016. Т. 42. С. 925.
38. Frank A.G. // Plasma Phys. Control. Fusion. 1999. V. 41. Suppl. 3A. P. A687.
39. Богданов С.Ю., Кирий Н.П., Марков В.С., Франк А.Г. // Письма в ЖЭТФ. 2000. Т. 71. С. 72.
40. Грим Г. Спектроскопия плазмы. М.: Атомиздат, 1969.

41. *Грим Г.* Уширение спектральных линий в плазме. М.: Мир, 1978.
42. www.nanoscan.ru
43. *Франк А.Г., Сатунин С.Н.* // Физика плазмы. 2011. Т. 37. С. 889.
44. *Frank A.G., Kyrie N.P., Satunin S.N.* // Phys. Plasmas. 2011. V. 18. 111209.
45. *Frank A.G., Kyrie N.P.* // Plasma Phys. Reports. 2017. V. 43. P. 696.
46. *Брагинский С.И.* Вопросы теории плазмы. Вып. 1 / Под ред. М.А. Леонтовича. М.: Госатомиздат, 1963. С. 183.
47. *Huba J.D.* NRL Plasma formulary. Washington, D.C.: Naval Research Laboratory, 2002.
48. *Богданов С.Ю., Дрейден Г.В., Марков В.С., Островская Г.В., Франк А.Г.* // Физика плазмы. 2006. Т. 32. С. 1127.
49. *Островская Г.В., Франк А.Г.* // Физика плазмы. 2014. Т. 40. С. 24.
50. *Богданов С.Ю., Марков В.С., Морозов А.И., Франк А.Г.* // Письма в ЖТФ. 1995. Т. 21. Вып. 24. С. 5.
51. *Богданов С.Ю., Бурилина В.Б., Кирий Н.П., Марков В.С., Морозов А.И., Франк А.Г.* // Физика плазмы. 1998. Т. 24. С. 467; *Франк А.Г., Кирий Н.П., Марков В.С.* // Физика плазмы 2019. Т. 45. С. 32.
52. *Frank A.G., Bogdanov S.Yu., Markov V.S., Ostrovskaya G.V., Dreiden G.V.* // Phys. Plasmas. 2005. V.12. 052316.
53. *Frank A.G., Bugrov S.G., Markov V.S.* // Phys. Lett. A. 2009. V. 373. P. 1460.