

ИЗМЕРЕНИЕ ПЛОТНОСТИ ПЛАЗМЫ ТОКОВОГО СЛОЯ ПО УШИРЕНИЮ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ АТОМАРНОГО ГЕЛИЯ HE I 447.1 НМ И 492.2 НМ С ЗАПРЕЩЕННЫМИ КОМПОНЕНТАМИ

© 2022 г. Н. П. Кирий^{a, *}, А. Г. Франк^{a, **}, А. Р. Мингалеев^b,
Т. Б. Мавлюдов^b, К. В. Шпаков^b, И. С. Байдин^b

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

^b Физический институт им П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

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

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

Поступила в редакцию 06.07.2022 г.

После доработки 01.09.2022 г.

Принята к публикации 05.09.2022 г.

Представлены результаты измерения плотности плазмы в тех областях токового слоя, где преимущественно локализованы атомы гелия. Измерения проводились на основе анализа профилей спектральных линий нейтрального гелия 447 и 492 нм с использованием нового метода – определения полуширины на полувысоте красного крыла линии. Этот метод имеет ряд преимуществ по сравнению с классическими методами в условиях большого динамического диапазона изменения плотности плазмы и помех от спектральных линий примесей. Применение данного метода позволило впервые определить концентрацию электронов в различных областях токового слоя, а также при различных конфигурациях магнитного поля и величинах начального давления гелия, при которых происходит формирование токового слоя. Полученные результаты качественно согласуются с измерениями концентрации электронов на основе анализа профилей спектральных линий иона гелия, но несколько отличаются от них количественно, что обусловлено локализацией ионов и атомов гелия в разных областях токового слоя.

Ключевые слова: токовый слой, плотность электронов, спектроскопия, разрешенные и запрещенные спектральные линии нейтрального гелия

DOI: 10.31857/S0367292122601102

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследования параметров плазмы, сосредоточенной в токовых слоях, имеет важное значение для понимания и интерпретации магнитоплазменных процессов, лежащих в основе явлений вспышечного типа, т.е. процессов первоначального накопления магнитной энергии и её последующей трансформации в энергию плазмы и ускоренных частиц, включая процессы, происходящие на Солнце [1–4]. При этом неоспоримое преимущество имеют бесконтактные методы, не вносящие дополнительных возмущений в изучаемый объект, в том числе методы интерферометрии и эмиссионной спектроскопии [5]. Так, получение двумерных распределений концентрации электронов на основе метода голографической интерферометрии позволило обнаружить целый ряд новых явлений в плазме токовых слоев. Это сжатие плазмы и образование плазменного слоя (наряду с формированием токового слоя), влияние продольной компоненты магнитного

поля на степень сжатия плазмы, проявления двухжидкостных свойств плазмы, обусловленных возбуждением токов Холла [5–13].

Разнообразные методы эмиссионной спектроскопии дают возможность исследовать как температуры электронов, ионов и скорости направленных движений плазмы, так и плотность плазмы в различных пространственных областях и/или напряженности аномальных электрических полей [14–27]. В этом контексте отметим регистрацию [28–30] резкого увеличения температур ионов и электронов непосредственно перед началом импульсной фазы магнитного пересоединения, что свидетельствовало о “тепловом триггере” этого явления. Следует отметить также обнаружение аномальных электрических полей в “горячей фазе” токового слоя с помощью этих методов [28–32].

Одним из традиционно используемых методов измерения плотности плазмы в диапазоне 10^{15} – 10^{17} см⁻³ является метод, основанный на реги-

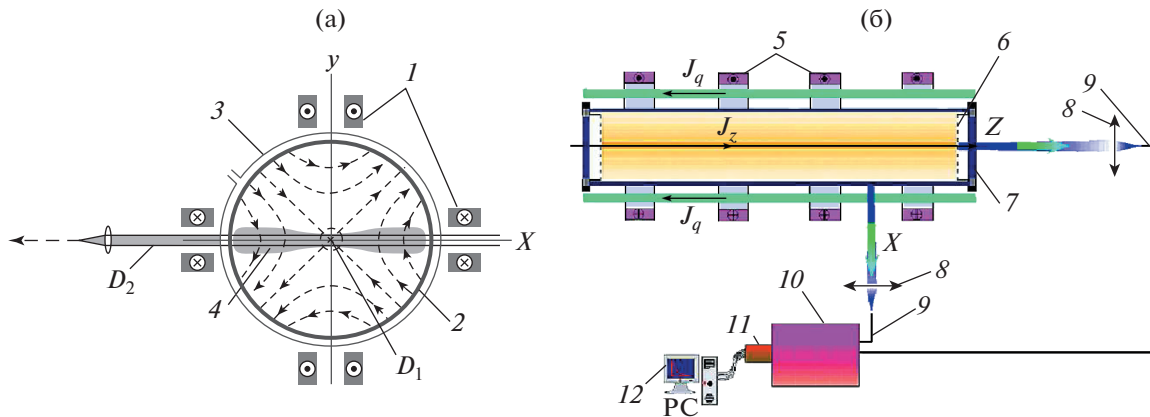


Рис. 1. Схема экспериментальной установки ТС-3D (ИОФ РАН) и спектральных измерений: поперечное сечение (а), вид сбоку (б). 1 – система прямых проводников для создания 2D магнитного поля с особой линией X типа; 2 – вакуумная камера; 3 – витки θ -разряда; 4 – токовый слой; 5 – катушки для возбуждения продольного магнитного поля B_z ; 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.

страции близко расположенных спектральных линий, одна из которых является дипольно-разрешенной, а другая, – дипольно-запрещенной. Информацию о напряженности межчастичных электрических полей и плотности плазмы в этом случае можно извлечь как из отношений интенсивностей дипольно-запрещенных и дипольно-разрешенных линий, так и из уширения и сдвига этих линий. При этом особенно популярными являются наиболее чувствительные дипольно-разрешенные линии атомов гелия: He I 447.1 нм, переход (4^3D-2^3P), He I 492.2 нм, переход (4^1D-2^1P) и соответствующие дипольно-запрещенные линии: He I 447.0 нм, переход (4^3F-2^3P) и He I 492.0 нм, переход (4^1F-2^1P).

В данной работе для диагностики плазмы токового слоя был впервые использован новый способ определения плотности плазмы, не требующий разложения контура спектральной линии на сумму разрешенной и запрещенной компонент. Показано, что этот способ имеет значительные преимущества по сравнению с классическими методами

2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

На рис. 1 приведены схематические изображения установки ТС-3D [4, 5, 16, 33, 34] (а – вид с торца, б – вид сбоку) и оптической схемы измерений [5, 24]. Токовые слои формировались в квазистационарных магнитных полях с особой линией X-типа на оси OZ (см. рис. 1а):

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

В данных экспериментах градиент поперечного магнитного поля в плоскости (x, y) составлял $h = 0.5$ кГс/см. Продольное магнитное поле B_z^0 имело одно из двух значений: либо $B_z^0 = 0$, и магнитная конфигурация (1) была двумерной (2D), либо $B_z^0 = 2.9$ кГс, так что магнитная конфигурация (1) становилась трехмерной (3D).

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, $p_0 = 100$ мТорр и 320 мТорр. Начальная плазма создавалась с помощью тета-разряда с предварительной ионизацией. Затем, с помощью электрического поля, приложенного вдоль оси OZ, в плазме возбуждался электрический ток J_z . Ток инициировал 2D-течения плазмы, которые приводили к сжатию плазмы и формированию токового слоя. Полупериод тока составлял $T/2 \approx 6$ мкс, максимальное значение тока равнялось 45 кА.

При проведении спектральных измерений использовалась двухканальная схема, представленная на рис. 1б, которая позволяла одновременно регистрировать излучение плазмы, поступавшее как с торца установки, в Z-направлении, так и вдоль поверхности слоя, в X-направлении. В Z-канале излучение плазмы собиралось из центральной квазицилиндрической области протяженностью 60 см вдоль направления тока в слое (ось OZ), что позволило повысить чувствительность спектральных измерений. В Z-канале на основе уширений спектральных линий нейтрального гелия He I 447.1 нм и He I 492.2 нм определя-

лась плотность электронов в центральной области токового слоя в разные моменты времени, см. ниже. В X -канале излучение плазмы собиралось из области длиной 18 см вдоль ширины слоя (ось OX), и из уширений линий гелия He I определялась эволюция во времени интегральной вдоль оси X плотности электронов в разных режимах формирования токового слоя.

В каждом из каналов ахроматический объектив отображал выделенную часть токового слоя на торец кварцевого световода, который располагался практически в фокусе объектива. Диаметры световодов – 0.36 мм и 1 мм (в Z - и X -каналах, соответственно), длины ~ 10 м. Поперечное уменьшение оптической системы составляло от 35 до 25, а продольное – соответственно от 1200 до 600 для Z - и X -каналов, соответственно. В поперечном направлении пространственное разрешение Z -канала составляло около 1–1.5 см, а X -канала – 2.5 см. Далее излучение передавалось с помощью световодов на входную щель монохроматора МДР-3 с фокусным расстоянием 600 мм, дифракционной решеткой 1200 шт/мм и обратной линейной дисперсией 1.3 нм/мм. Световоды располагались вдоль высоты щели монохроматора вблизи ее центра, а на выходной щели монохроматора излучение, разложенное в спектр, регистрировалось с помощью цифровой электронно-оптической камеры Nanogate-1UF с усилителем яркости на основе МКП и ПЗС-матрицей в качестве приемника излучения [35]. Камера позволяла записывать профили спектральных линий в одном импульсе работы установки в ультрафиолетовом и видимом диапазонах спектра с временным разрешением от 100 нс до 5 мкс. Временное разрешение камеры определяется длительностью строб импульса питания камеры. Выбор длительности строб импульса, в свою очередь, определяется яркостью регистрируемых спектральных линий и чувствительностью камеры в измеряемом диапазоне спектра и задается программой, управляющей работой камеры. В описываемых экспериментах длительность строб импульса составляла 0.8 мкс, в пределах этого временного интервала спектральные данные усреднялись.

3. МЕТОДИКА ОБРАБОТКИ РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

Одним из традиционно используемых методов измерения плотности плазмы в диапазоне 10^{15} – 10^{17} см $^{-3}$ является метод, основанный на регистрации близко расположенных спектральных линий, одна из которых является дипольно-разрешенной, а другая – дипольно-запрещенной. В данной работе для диагностики плазмы токового слоя были выбраны наиболее чувствительные дипольно-разрешенные линии атомов гелия: He I 447.1 нм, переход (4^3D-2^3P), He I 492.2 нм, пере-

ход (4^1D-2^1P) и соответствующие дипольно-запрещенные линии: He I 447.0 нм, переход (4^3F-2^3P) и He I 492.0 нм, переход (4^1F-2^1P).

При плотности плазмы в диапазоне 10^{15} – 10^{17} см $^{-3}$ обе спектральные линии гелия: He I 447.1 нм и He I 492.2 нм состоят из основной компоненты – разрешенной линии и сателлита – запрещенной линии. По мере роста плотности увеличивается амплитуда сателлитов. Кроме того происходит сдвиг и уширение обеих компонент линий. Информацию о напряженности межчастичных электрических полей и плотности плазмы в этом случае можно извлечь из уширений этих линий, отношений интенсивностей и сдвигов дипольно-запрещенных и дипольно-разрешенных линий.

Наиболее подробные теоретические расчеты профилей линий He I 447.1 нм и He I 492.2 нм при плотностях плазмы $N_e = 10^{14}$, 10^{15} , 10^{16} и 10^{17} см $^{-3}$ были выполнены в работе [36]. Расчеты проводились при температуре атомов гелия до 40000 К (~ 4 эВ) с учетом доплеровского уширения. В наших экспериментах температура атомов гелия составляла 20 эВ, что соответствует доплеровскому уширению менее 0.1 нм, при этом штарковское уширение линий было в несколько раз больше. Таким образом, при плотности плазмы 10^{16} – 10^{17} см $^{-3}$, характерной для описываемых экспериментов, влияние теплового уширения было незначительно.

Профили спектральной линии He I 447.1 нм, полученные на основании теоретических расчетов [36] при различных концентрациях плазмы, представлены на рис. 2. Профили нормированы на единицу полной интенсивности. Для сравнения с экспериментальными данными эти профили аппроксимировались суммой двух лоренцевских контуров, рис. 3. При этом можно выделить следующие шесть параметров, которые в принципе могут быть использованы для определения концентрации плазмы:

WP – ширина на полувысоте основной компоненты.

CP – сдвиг максимума основной компоненты относительно “невозмущенного” положения линии при малой плотности плазмы: $CP = \lambda_p - \lambda_0$, где $\lambda_0 = 447.148$ нм.

AP – амплитуда основной компоненты.

WF – ширина на полувысоте запрещенной компоненты.

CF – сдвиг максимума запрещенной компоненты: $CF = \lambda_F - \lambda_0$, $\lambda_0 = 447.148$ нм.

AF – амплитуда запрещенной компоненты.

Аппроксимация теоретических профилей линии He I 447.1 нм функциями Лоренца может быть выполнена лишь приблизительно. Поэтому

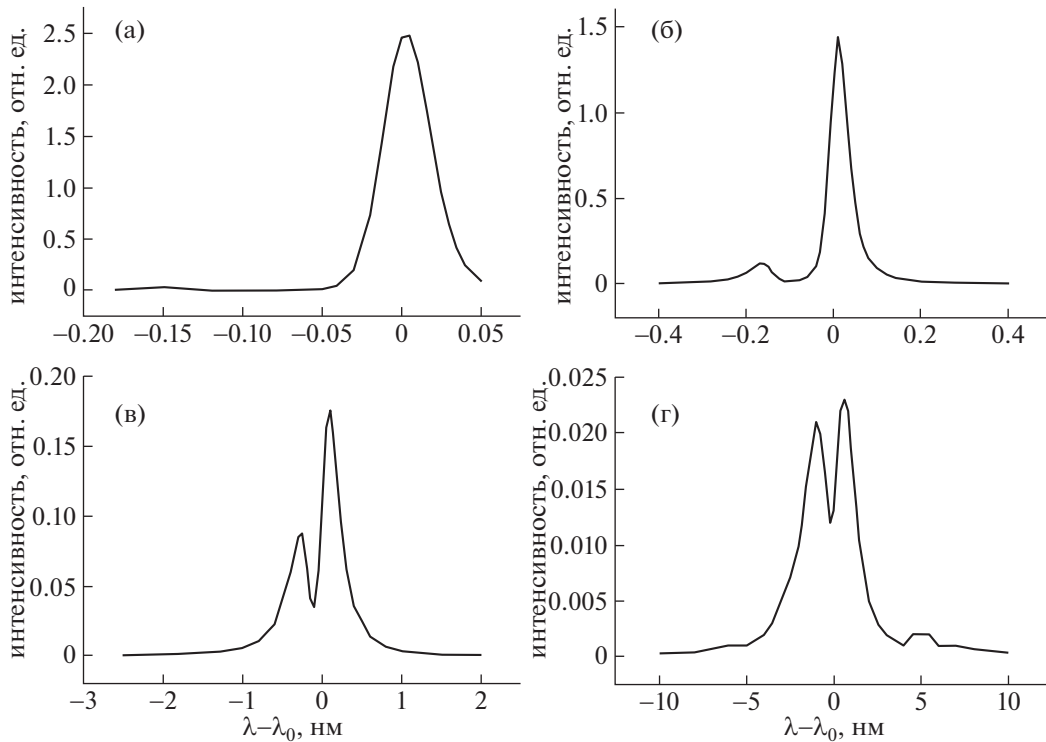


Рис. 2. Теоретически рассчитанные профили спектральной линии He I 447.1 нм при разных плотностях плазмы: а) — $N_e = 10^{14} \text{ см}^{-3}$; б) — $N_e = 10^{15} \text{ см}^{-3}$; в) — $N_e = 10^{16} \text{ см}^{-3}$; г) — $N_e = 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Профили нормированы на единицу полной интенсивности [36].

при расчете плотности плазмы по измеренным параметрам функций Лоренца в результате кроме ошибок измерения вносится также ошибка аппроксимации.

При обработке экспериментальных данных возникают дополнительные трудности, связанные с присутствием спектральных линий примесей. Это главным образом линии ионов кислорода: O II 446.54 нм, O II 446.63 нм, O II 446.79 нм, O II 446.93 нм, попадающего в разряд при взаимодействии плазмы со стенками вакуумной камеры (рис. 4). Кроме того, в спектре присутствует также узкая линия “холодного” гелия He I 447.1 нм, связанная с излучением атомов гелия, находящихся на периферии разряда, у стенок вакуумной камеры, ось X. Состав и интенсивность этих линий в течение разряда остаются почти постоянными. В момент максимального сжатия плазмы в слой в середине разряда (в Z-канале) их присутствие мешает измерениям только в самом центре спектра, около 447.148 нм ($\Delta\lambda = 0$), (рис. 3). Однако на начальной и поздней стадии эволюции токового слоя при малой плотности плазмы интенсивность линий примесей и “холодной” линии гелия становится соизмеримой с интенсивностью исследуемой линии и сильно осложняет измерения.

Чтобы оценить влияние всех экспериментальных обстоятельств и выбрать лучшую методику, обработка экспериментальных данных была проведена в отдельности для каждого из параметров, характеризующих уширение и сдвиг разрешенной и запрещенной компонент линии. Наибольшие трудности при обработке сильно зашумленных данных связаны с выделением из наблюдаемого контура разрешенных и запрещенных компонент.

Этих трудностей удастся избежать, если использовать предложенный Г.С. Вороновым новый параметр — полуширину на полувысоте красного крыла линии He I 447.1 нм или RH (Red Half), который может быть экспериментально определен непосредственно из полного контура без аппроксимации функциями Лоренца [37]. Делается это следующим образом. Сначала на экспериментально полученном спектре определяется исходное (табличное) положение линии He I 447.1 нм, которое отмечено на рис. 3 вертикальной пунктирной линией. Это реализуется в процессе калибровки спектрального прибора — монохроматора. Для калибровки можно использовать также узкую линию “холодного” гелия He I 447.1 нм, излучаемую атомами гелия, находящимися на периферии разряда. Затем измеряется

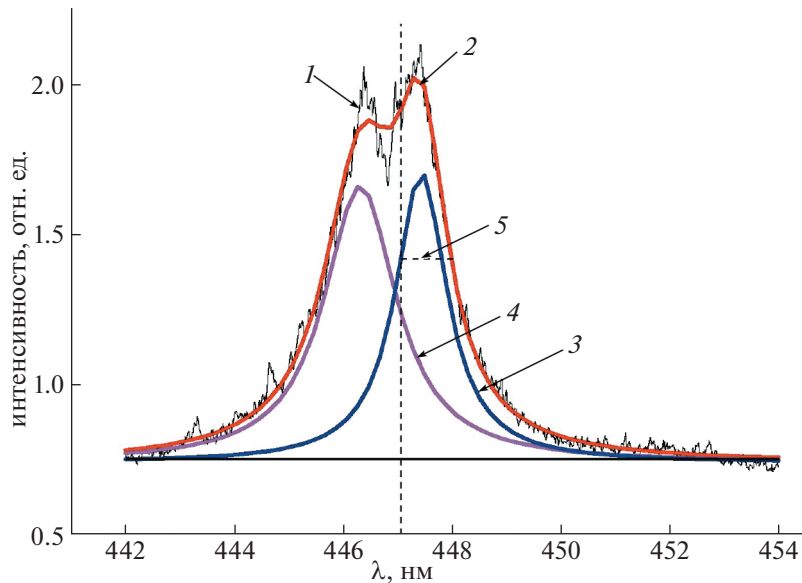


Рис. 3. Аппроксимация экспериментально измеренного контура спектральной линии He I 447.1 нм (при $t \approx 4$ мкс) суммой функций Лоренца: 1 – экспериментальный профиль, 2 – сглаженный экспериментальный профиль, 3 – разрешенная компонента, 4 – запрещенная компонента, 5 – полуширина на полувысоте красного крыла линии He I 447.1 нм (RH). Экспериментальные условия: $p \approx 320$ мТорр, $J_Z \approx 45$ кА, $h = 0.5$ кГс/см, $B_Z = 0$.

полуширина красного крыла линии – RH (ширина красного крыла линии He I 447.1 нм на уровне 0.5 от максимальной его интенсивности), которая отсчитывается от исходного положения линии в сторону увеличения длины волны (показана на рис. 3 горизонтальной пунктирной линией). Связь параметра RH с концентрацией электронов будет подробно обсуждаться ниже.

В табл. 1 приведены параметры профилей линии He I 447.1 нм, рассчитанные при разных плотностях плазмы: $N_e = 10^{15}, 10^{16}$ и 10^{17} см $^{-3}$ и температуре 40000 К [36]. В последнем столбце табл. 1 приведены значения полуширины на полувысоте красного крыла линии He I (RH). Заметим, что линия He I 447.1 нм – одна из самых сильных и хорошо изолированных гелиевых линий [39, 40], эту линию мы использовали в измерениях чаще, чем линию He I 492.2 нм. При плотности плазмы $N_e = 10^{14}$ см $^{-3}$ профиль линии He I 447.1 нм в основном определяется доплеровским уширением и, соответственно, лучше аппроксимируется гауссовой функцией. В описываемых экспериментах плотность плазмы была заведомо выше, чем 10^{15} см $^{-3}$, поэтому в табл. 1 данные для плотности $N_e = 10^{14}$ см $^{-3}$ не включены.

Как видно из рис. 2 и табл. 1 по мере увеличения плотности плазмы сдвиг и ширина обеих компонент быстро возрастают. Каждый из этих эффектов можно использовать для определения плотности плазмы N_e . Амплитудные характеристики профилей разрешенной и запрещенной ли-

нии He I 447.1 нм мы практически не использовали, поскольку с ними были связаны большие ошибки в определении N_e .

При формировании и распаде слоя плотность плазмы изменяется почти на 2 порядка. Поэтому для представления результатов измерений удобнее логарифмический масштаб. Функциональ-

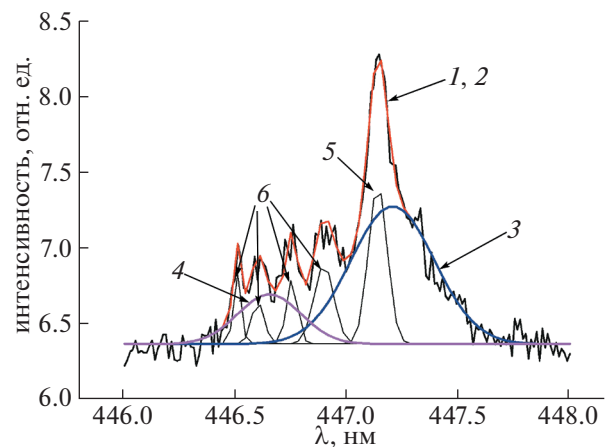


Рис. 4. Выделение разрешенной и запрещенной компонент спектральной линии He I 447.1 нм в присутствии линий примесей – ионов кислорода: 1, 2 – экспериментальный и сглаженный спектр в окрестности линии He I 447.1 нм, 3 – разрешенная компонента; 4 – запрещенная компонента, 5 – линия “холодного” гелия He I 447.1 нм, 6 – линии примесей: O II 446.54 нм, O II 446.63 нм, O II 446.79 нм, O II 446.93 нм.

Таблица 1. Параметры профилей линии He I 447.1 нм при разных плотностях плазмы: $N_e = 10^{15}, 10^{16}$ и 10^{17} см⁻³ [36]

Log N_e	CP, 10 ⁻¹ нм	WP, 10 ⁻¹ нм	CF, 10 ⁻¹ нм	WF, 10 ⁻¹ нм	RH, 10 ⁻¹ нм
15	0.135	0.457	-1.171	0.493	0.388
16	1.114	2.424	-3.055	1.958	2.645
17	7.016	11.736	-11.017	16.136	13.33

ную зависимость между логарифмом плотности плазмы и параметрами профиля спектральной линии гелия He I 447.1 нм можно аппроксимировать следующей формулой [38]:

$$\lg N_e = A + B(\lg P_k) + C(\lg P_k)^2. \quad (2)$$

Значения коэффициентов А, В, С в формуле (2) изменяются в соответствии с данными табл. 2, если при расчетах плотности электронов N_e используются разные параметры P_k профиля линии He I 447.1 нм. В случае использования в расчетах сдвига запрещенной линии CF, которая является величиной отрицательной (см. табл. 1), в формулу (2) вставляется абсолютное значение величины CF.

Данные измерений плотности плазмы N_e токового слоя в зависимости от времени были обработаны с использованием разных параметров профиля линии He I 447.1 нм: уширений и сдвигов разрешенной и запрещенной спектральных линий. Это классические методы обработки. Качественно все методы показали одинаковый ход изменения плотности плазмы в процессе эволюции токового слоя, но количественно ошибки результатов измерений этими методами оказались довольно значительными. Причина этого связана с трудностью разделения профиля линии на запрещенную и разрешенную компоненты в присутствии сравнительно ярких спектральных линий примесей. При обработке данных методом “полуширины RH”, который не требует такого разделения, величина ошибки расчетов плотности электронов получилась наименьшей.

Таблица 2. Константы А, В, С формулы аппроксимации (2) для расчетов плотности электронов с помощью разных параметров профиля спектральной линии He I 447.1 нм: сдвига и уширения разрешенной и запрещенной компонент линии, а также полуширины на высоте красного крыла линии (RH)

P_k	А	В	С
CP	15.945	1.168	0.0934
WP	15.462	1.377	0.0566
CF	14.815	2.746	-0.6226
WF	15.547	1.664	-0.3814
RH	15.468	1.198	0.1459

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

4.1. Экспериментальные результаты, полученные на основе анализа профилей спектральной линии He I 447.1 нм,

зарегистрированных в разные моменты времени и разных режимах

На рис. 5 представлены зависимости от времени плотности электронов, как в центральной области токового слоя $N_e^0(t)$, так и усредненной вдоль ширины слоя плотности электронов $N_e^x(t)$ при формировании токового слоя в 2D магнитной конфигурации ($B_z = 0$) и начальном давлении газа $p = 320$ мТорр. На рис. 6 изображены те же зависимости, полученные при формировании токового слоя в 3D магнитной конфигурации ($B_z = 2.9$ кГс). Из этих данных следует, что в центре токового слоя, сформированного как в 2D, так и в 3D магнитных конфигурациях, в режиме высокого давления ($p = 320$ мТорр) плотность электронов меняется со временем практически одинаковым образом: в начальные моменты времени, при $t \approx 1.2$ мкс, плотность электронов составляет $N_e^0 \approx 0.6 \times 10^{16}$ см⁻³, а затем постепенно уменьшается до минимального значения $N_e^0 \approx 0.5 \times 10^{16}$ см⁻³ к моментам времени $t \approx 3.2-3.4$ мкс. При $t > 3.2$ мкс плотность электронов в центре токового слоя снова подрастает до величины $N_e^0 \approx (0.6-0.9) \times 10^{16}$ см⁻³ в 2D и в 3D магнитных конфигурациях соответственно. Следует отметить, что изменение величины N_e^0 в 3D магнитной конфигурации происходит в пределах достаточно большого экспериментального разброса.

Совсем другая временная эволюция усредненной вдоль ширины слоя плотности $N_e^x(t)$ наблюдается при формировании токового слоя в 2D магнитной конфигурации: плотность электронов стремительно увеличивается, от $N_e^x \approx 0.8 \times 10^{16}$ см⁻³ при $t \approx 1.2$ мкс до $N_e^x \approx 1.6 \times 10^{17}$ см⁻³, т.е. в 20 раз к моментам времени $t \approx (3.2-3.4)$ мкс, рис. 5. Из сравнения зависимостей $N_e^0(t)$ и $N_e^x(t)$ на рис. 5 следует, что фактически величина N_e^x характеризует плотность плазмы в периферийных областях токового слоя, вблизи его боковых кра-

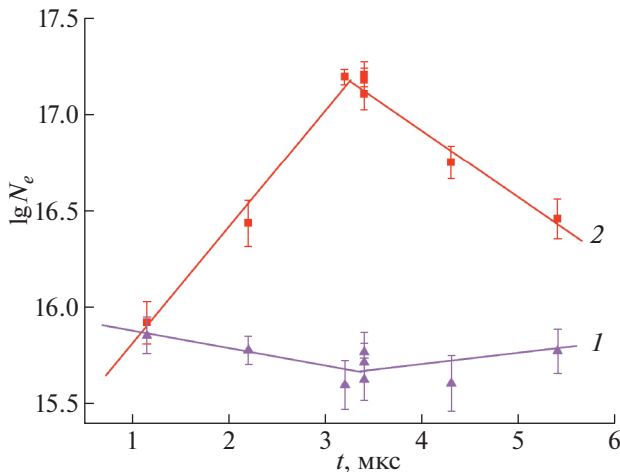


Рис. 5. Изменение во времени плотности электронов в разных областях токового слоя, сформированного в 2D магнитной конфигурации: 1 – плотность электронов в центральной области слоя, 2 – плотность электронов, усредненная вдоль ширины токового слоя. Условия эксперимента см. в подписи к рис. 3.

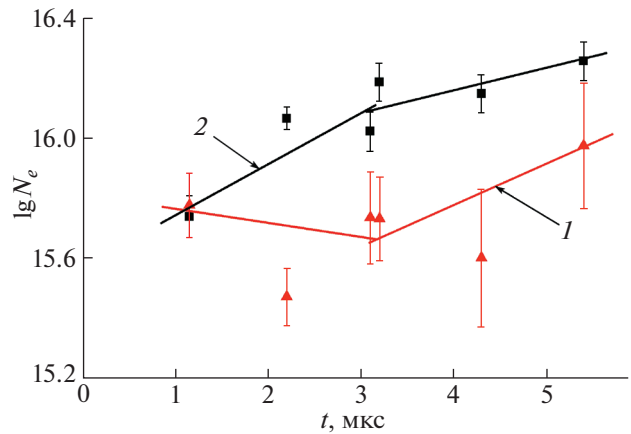


Рис. 6. Изменение во времени плотности электронов в разных областях токового слоя, сформированного в 3D магнитной конфигурации: 1 – плотность электронов в центральной области слоя, 2 – плотность электронов, усредненная вдоль ширины токового слоя. Экспериментальные условия: $p \approx 320$ мТорр, $J_Z \approx 45$ кА, $h = 0.5$ кГс/см, $B_Z = 2.9$ кГс.

ев. Заметим, что именно в этих областях наблюдалось значительное увеличение плотности плазмы и в работах [23, 24]. Однако, в 3D магнитной конфигурации плотность электронов на краях слоя изменяется незначительно, в пределах интервала $N_e \approx (0.6-1.3) \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$, рис. 6.

При формировании токового слоя в режиме низкого давления: $p = 100$ мТорр и 2D магнитной конфигурации плотность электронов на краях слоя $N_e^x(t)$ также значительно увеличивается к моменту времени $t \approx 3.2$ мкс, как и в режиме высокого давления: $p = 320$ мТорр, рис. 7. При этом максимальная величина плотности электронов N_e^x практически не зависит от начального давления гелия: $N_e^x \approx 1.6 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ при $t \approx 3.2-3.4$ мкс, $p = 100/320$ мТорр. Заметим, что при формировании токового слоя в 3D магнитной конфигурации в режиме низкого давления плотность электронов на краях слоя увеличивается лишь незначительно, как и в режиме высокого давления.

На рис. 8 представлена эволюция плотности электронов в центре токового слоя, сформированного в 2D магнитной конфигурации, при изменении начального давления гелия от 320 мТорр до 100 мТорр. Видно, что при уменьшении начального давления качественно меняется временной ход зависимости $N_e^0(t)$, и повторяемость результатов измерений становится значительно хуже.

4.2. Экспериментальные результаты, полученные на основе анализа профилей спектральной линии He I 492.2 нм

В работе [36] рассчитывались также профили спектральной линии He I 492.2 нм. Следуя процедуре, описанной выше для линии He I 447.1 нм, были получены формулы, связывающие параметры профилей линий с плотностью плазмы.

Как и в случае линии He I 447.1 нм, измерения на основе линии He I 492.2 нм были осложнены присутствием ярких линий примеси, – однозарядных ионов кислорода: O II 490.7 нм, O II

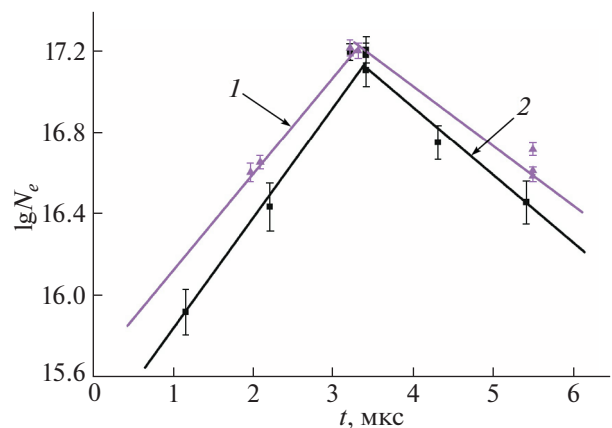


Рис. 7. Зависимость от времени плотности электронов у боковых краев токового слоя при двух значениях начального давления гелия: 1 – 100 мТорр, 2 – 320 мТорр. Экспериментальные условия: $J_Z \approx 45$ кА, $h = 0.5$ кГс/см, $B_Z = 0$.

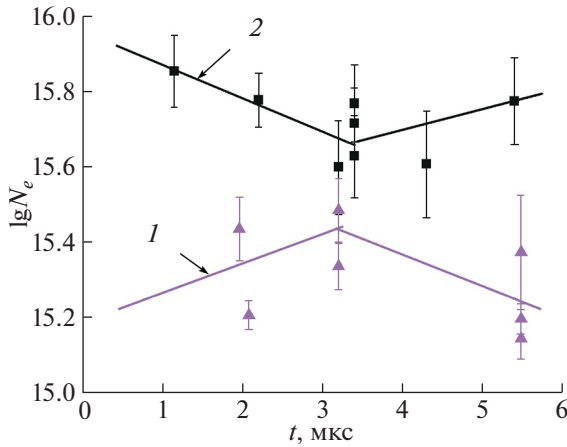


Рис. 8. Плотность электронов в центральной области токового слоя в зависимости от времени при двух значениях начального давления: 1 – 100 мТорр, 2 – 320 мТорр. Экспериментальные условия см. в подписи к рис. 7.

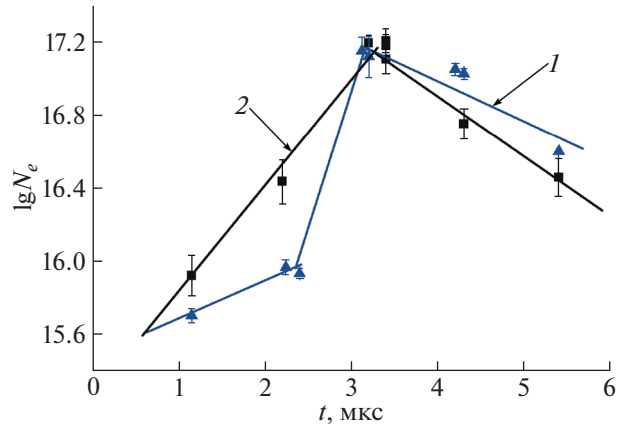


Рис. 9. Зависимости от времени плотности электронов у боковых краев токового слоя, полученные из уширений спектральных линий нейтрального гелия: 1 – He I 492.2 нм, 2 – He I 447.1 нм. Экспериментальные условия см. в подписи к рис. 3.

492.4 нм, O II 494.1 нм, O II 494.3 нм. Кроме того, линия He I 492.2 нм попадает на правое крыло сильно уширенной линии водорода H_β. Заметим также, что линия He I 492.2 нм существенно менее яркая и более чувствительная к Штарк-эффекту, чем линия He I 447.1 нм. Тем не менее, результаты расчетов плотности электронов в плазме токового слоя, выполненные на основе уширенных линий He I 492.2 нм и He I 447.1 нм, практически одинаковы.

На рис. 9 в качестве примера приведены зависимости от времени плотности электронов на боковых концах токового слоя $N_e^x(t)$, полученные на основе анализа профилей обеих линий: He I 447.1 нм и He I 492.2 нм. Токовые слои формировались в 2D магнитной конфигурации в режиме высокого начального давления. Видно, что обе кривые качественно одинаково отражают изменения во времени плотности электронов $N_e^x(t)$: практически совпадают и максимальные значения плотности электронов: $N_e^x \approx (1.4-1.6) \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ при $t = (3.2-3.4)$ мкс. Расхождение величин N_e^x при $t \approx 2.2-2.4$ мкс связано, по всей видимости, с недостаточной хорошей воспроизводимостью условий эксперимента при измерениях уширенной линии He I 492.2 нм.

5. ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Из полученных данных следует, что при формировании токового слоя в 2D магнитной конфигурации, как в режиме высокого давления, так и в режиме низкого давления плотность электро-

нов на краях слоя N_e^x при $t > 1.2$ мкс быстро увеличивается приблизительно в 20 раз, достигая к моментам времени $t \approx (3.2-3.4)$ мкс величины $N_e^x \approx 1.6 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (рис. 5, 7). Плотность электронов в центральной области токового слоя составляет при этом $N_e \approx (0.3-0.5) \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

Согласно работам [21–27], значительный рост плотности электронов вблизи боковых краев слоя обусловлен направленным движением плазмы из центральной области токового слоя к краям. Параметры плазмы в работах [21–27] определялись на основе анализа профилей спектральных линий ионов гелия: He II 468.6 нм (переход $n = 4 \rightarrow n = 3$) и He II 320.3 нм (переход $n = 5 \rightarrow n = 3$). Различие в константах доплеровского и штарковского уширений этих линий позволило определить энергию теплового и направленного движения ионов, а также плотность электронов в центральной области и на периферии токового слоя. В частности было показано, что в режиме высокого давления плотность электронов у боковых краев слоя достигает максимальной величины $N_e^x \approx 8.5 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$, тогда как в центральной области слоя плотность электронов составляет $N_e^0 \approx 0.9 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ при $t \approx 3$ мкс [23, 24, 26].

Сравнивая величину плотности электронов в центральной области токового слоя $N_e^0 \approx 0.9 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$, измеренную ранее по уширениям линий ионов гелия [23, 24], со значением плотности, полученным в настоящей работе $N_e^0 \approx 0.5 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ (рис. 5) в одних и тех же экспериментальных условиях, можно сделать вывод, что ио-

ны и атомы гелия локализованы в различных областях по толщине токового слоя, т.е. вдоль оси y .

При этом ионы гелия локализованы преимущественно вблизи средней плоскости токового слоя ($y \approx 0$), где максимальны концентрация и температура электронов [8, 20]. В отличие от ионов, атомы гелия сосредоточены в основном на периферии слоя ($|y| > 0$), где концентрация и температура электронов имеют меньшие значения. Этот вывод согласуется также с результатами исследования пространственного распределения излучения плазмы токового слоя в спектральных линиях He II и He I [41, 42], выполненными с помощью интерференционных фильтров с узкой полосой пропускания.

Максимальная плотность электронов у боковых концов слоя N_e^x , которая определялась в настоящей работе по уширениям линий атомарного гелия He I 447.1 нм и He I 492.2 нм: $N_e^x \approx 1.6 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (рис. 5) оказалась, напротив, почти вдвое больше, чем измеренная по уширениям линий ионов гелия: $N_e^x \approx 8.5 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ при $t \approx 3 \text{ мкс}$, $p = 320 \text{ мТорр}$ [23, 24]. Это означает, что существует также распределение температуры и плотности электронов вдоль ширины слоя по оси X . При этом плотность электронов максимальна вблизи стенок вакуумной камеры, где, по всей видимости, температура электронов меньше, чем в слое, и где преимущественно локализованы атомы гелия, а также ионы примесей: C II, N II, O II, атомы которых имеют потенциалы ионизации $E_i \approx 11.3\text{--}13.6 \text{ эВ}$, что примерно в 2 раза меньше, чем потенциал ионизации атомов гелия $E_i \approx 24.6 \text{ эВ}$. Отметим, что оценка максимальной плотности плазмы на краях слоя N_e^x может уменьшиться при учете доплеровского уширения, обусловленного направленным движением атомов гелия He I вдоль ширины слоя. Оценки показывают, что направленное движение He I вдоль оси X может возникнуть вследствие резонансной перезарядки атомов гелия на ионах гелия. Таким образом, пристеночная плазма в установке ТС-3D требует дальнейшего изучения.

Корреляцию максимума кривой $N_e^x(t)$ с минимумом кривой $N_e^0(t)$ на рис. 5 можно, по всей видимости, объяснить тем, что токовый слой является динамическим образованием: плазма вытекает из слоя вдоль ширины слоя, т.е. вдоль оси X , и втекает в слой вдоль оси y по всей поверхности слоя [4, 5]. При этом структура течений такова, что в центральную область токового слоя попадает меньше плазмы, чем на некотором расстоянии от центра слоя по оси X [1].

При формировании токового слоя в 3D магнитной конфигурации как при низком, так и при

высоком давлении, плотность электронов у боковых концов токового слоя по сравнению с центром слоя увеличивается незначительно, рис. 6. Это подтверждает сделанный в работах [23, 25] вывод о том, что при формировании токового слоя в гелиевой плазме в 3D магнитной конфигурации с продольным полем $B_z = 2.9 \text{ кГс}$ не наблюдается ни направленных движений плазмы вдоль поверхности слоя (в X -направлении), ни существенного увеличения плотности электронов вблизи боковых краев слоя.

Показано, что при формировании токового слоя в 2D магнитной конфигурации и режиме низкого давления уменьшается плотность электронов N_e^0 в центральной области токового слоя, увеличивается разброс значений N_e^0 , измеренных в разных импульсах работы установки, а также меняется характер временной зависимости электронной плотности в центре токового слоя $N_e^0(t)$ — низкая плотность начальной плазмы существенно увеличивается за счет дополнительной ионизации собственно в токовом слое, при $t \geq 0$, рис. 8. Это связано с трудностями создания начальной плазмы при низком давлении газа в сильном неоднородном магнитном поле. Заметим, что проблемы возникают также при создании начальной плазмы в 3D магнитной конфигурации в режиме низкого начального давления гелия.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. На основании анализа экспериментальных профилей спектральных линий He I 447.1 нм и He I 492.2 нм, обладающих дипольно-запрещенными компонентами, исследована эволюция концентрации электронов в тех областях токовых слоев, где преимущественно локализованы атомы гелия. Токовые слои формировались в гелии как в 2D, так и в 3D магнитных конфигурациях с особыми линиями X типа.

2. Впервые использовалось определение концентрации электронов методом “полуширины красного крыла RH”. Этот метод позволяет исключить из процедуры обработки операцию разделения контура спектральных линий на разрешенную и запрещенную компоненты, наиболее чувствительную к помехам от линий примесей, и таким образом значительно повышает точность и надежность измерений.

3. Сравнение результатов определения концентрации электронов методом “полуширины RH” на основе анализа профилей двух спектральных линий атомарного гелия, He I 447.1 нм и He I 492.2 нм, убедительно демонстрирует, что как эволюция концентрации во времени, так и абсолютные значения концентрации электронов практически совпадают между собой. Это свиде-

тельствует, в частности, о достоверности полученных результатов.

4. В центральной области токовых слоев, сформировавшихся и в 2D, и в 3D магнитных конфигурациях, концентрация электронов изменялась во времени примерно одинаковым образом: через 1.2 мкс после возбуждения в плазме тока J_z концентрация составляла $N_e \approx 0.6 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$, а затем, к моменту $t \approx 3.2$ мкс, когда ток плазмы достигал максимального значения, постепенно уменьшалась до $N_e \approx 0.5 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$, при начальном давлении гелия $p = 320$ мТорр. В интервале $t \approx (3-5)$ мкс происходило некоторое увеличение концентрации электронов.

При начальном давлении гелия $p = 100$ мТорр концентрация электронов в центральной области слоя изменялась в пределах $N_e \approx (0.2-0.3) \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$, т.е. была ниже, чем при давлении $p = 320$ мТорр, и это характерно для токовых слоев, которые развивались как в 2D, так и в 3D магнитных конфигурациях. Подобные тенденции были зарегистрированы ранее в работах [24, 25].

5. Анализ профилей спектральных линий He I 447.1 нм и He I 492.2 нм, которые наблюдались в x направлении, позволил установить, что у боковых краев токового слоя, сформировавшегося в 2D магнитной конфигурации ($B_z = 0$), концентрация электронов возрастала в 20 раз, от $N_e \approx 0.8 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ до $N_e \approx 1.6 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$, в течение интервала времени $t \approx (1.2-3.2)$ мкс. Характерно, что максимальная величина N_e у боковых краев слоя практически не зависела от начального давления гелия, по крайней мере, в диапазоне начальных давлений гелия $p = (100-320)$ мТорр.

6. Однако в 3D магнитной конфигурации при $B_z = 2.9$ кГс увеличение концентрации электронов на краях слоя хотя и наблюдалось, но было гораздо менее выраженным. В течение всего времени существования токового слоя, $t \approx (1.2-5.4)$ мкс концентрация изменялась лишь в пределах $N_e \approx (0.6-1.3) \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Аналогичная зависимость от продольной компоненты магнитного поля B_z наблюдалась нами ранее в работах [23-26].

7. В настоящей работе концентрация электронов в различных областях токовых слоев определялась на основе анализа профилей спектральных линий нейтрального гелия He I 447.1 нм и He I 492.2 нм. Вместе с тем, в работах [23-26] концентрация электронов была получена (наряду с температурами ионов и энергиями направленного движения плазмы) из сопоставления профилей спектральных линий ионизованного гелия He II 320.3 нм и He II 468.6 нм. Из сравнения плотностей электронов в центральной области и на краях токового слоя, измеренных по линиям ионов [23-26], с плотностями электронов, полученными в

настоящей работе по линиям атомов, можно сделать вывод, что ионы и атомы гелия локализованы в различных областях токового слоя, как в направлении, перпендикулярном средней плоскости слоя (вдоль толщины слоя, ось Y), так и вдоль средней плоскости токового слоя (вдоль ширины слоя, ось X).

Авторы благодарны Г.С. Воронову и И.А. Скукаускасу, с которыми начиналась эта работа, за полезные предложения и обсуждения, а также за помощь в обработке экспериментальных данных.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Syrovatskii S.I.* // Annu. Rev. Astron. Astrophys. 1981. V. 19. P. 163.
2. *Сыроватский С.И.* // Вестник АН СССР. 1977. № 10. С. 33.
3. *Сыроватский С.И.* // Изв. АН СССР: Сер. Физика. 1979. Т. 43. С. 695.
4. *Франк А.Г.* // УФН 2010. Т. 180. С. 982. <https://doi.org/10.3367/UFNe.0180.201009h.0982>
5. *Франк А.Г., Гавриленко В.П., Кирий Н.П., Островская Г.В.* // Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Сер. Б. Том III-2. М: Янус-К. 2008. С. 335.
6. *Дрейден Г.В., Комиссарова И.И., Марков В.С., Островская Г.В., Шедова Е.Н., Франк А.Г.* // ЖТФ. 1981. Т. 51. С. 1850.
7. *Frank A.G., Bogdanov S.Yu., Markov V.S., Dreiden G.V., Ostrovskaya G.V.* // Physics of Plasmas. 2005. V. 12. № 5. P. 052316.
8. *Богданов С.Ю., Марков В.С., Франк А.Г., Дрейден Г.В., Комиссарова И.И., Островская Г.В., Шедова Е.Н.* // Физика плазмы. 2002. Т. 27. С. 594.
9. *Богданов С.Ю., Дрейден Г.В., Марков В.С., Островская Г.В., Франк А.Г.* // Физика плазмы. 2006. Т. 32. С. 1127.
10. *Frank A.G., Bogdanov S.Yu., Dreiden G.V., Markov V.S., Ostrovskaya G.V.* // Physics Letters A. 2006. V. 348. P. 318.
11. *Богданов С.Ю., Дрейден Г.В., Марков В.С., Островская Г.В., Франк А.Г.* // Физика плазмы 2007. Т. 33. № 11. С. 1014.
12. *Artemyev A.V., Petrukovich A.A., Frank A.G., Nakamura R., Zelenyi L.M.* // J. Geophys. Res. 2013. V. 118. P. 2789.
13. *Франк А.Г., Артемьев А.В., Зеленый Л.М.* // ЖЭТФ. 2016. Т. 150. С. 807.
14. *Бюшер Шт., Кирий Н.П., Кунце Х.-Й., Франк А.Г.* // Физика плазмы. 1999. Т. 25. С. 185.
15. *Гавриленко В.П., Кирий Н.П., Франк А.Г.* // Оптика и спектроскопия. 1999. Т. 87 (6). С. 916.
16. *Богданов С.Ю., Кирий Н.П., Марков В.С., Франк А.Г.* // Письма в ЖЭТФ. 2000. Т. 71 (2). С. 72.
17. *Гавриленко В.П., Кирий Н.П., Франк А.Г.* // Физика плазмы. 2000. Т. 26. С. 282.
18. *Гавриленко В.П., Кирий Н.П., Франк А.Г.* // Физика плазмы. 2003. Т. 29. С. 476.
19. *Frank A.G., Gavrilenko V.P., Kyrie N.P., Oks E.* // J. Phys. B: At., Mol. Opt. Phys. 2006. V. 39. P. 5119.

20. Воронов Г.С., Кирий Н.П., Марков В.С., Островская Г.В., Франк А.Г. // Физика плазмы. 2008. Т. 34. С. 1080.
21. Кирий Н.П., Гавриленко В.П., Франк А.Г. // Вестник Поморского университета. Сер. Естественные науки. 2009. № 4. С. 59.
22. Кирий Н.П., Марков В.С., Франк А.Г. // Физика плазмы. 2010. Т. 36. С. 387.
23. Кирий Н.П., Марков В.С., Франк А.Г. // Письма в ЖЭТФ. 2012. Т. 95. С. 17.
24. Кирий Н.П., Франк А.Г. // Физика плазмы. 2012. Т. 38. С. 1042.
25. Кирий Н.П., Марков В.С., Франк А.Г., Васильков Д.Г., Воронова Е.В. // Физика плазмы. 2016. Т. 42. С. 563.
26. Frank A.G., Kyrie N.P. // Plasma Phys. Reports. 2017. V. 43. № 6. P. 696.
27. Франк А.Г., Кирий Н.П., Марков В.С., Воронова Е.В. // Физика плазмы. 2018. Т. 44. С. 483.
28. Кирий Н.П., Марков В.С., Франк А.Г. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 48. С. 419.
29. Кирий Н.П., Марков В.С., Франк А.Г. // Письма в ЖЭТФ. 1992. Т. 56. С. 82.
30. Бейгман И.Л., Гавриленко В.П., Кирий Н.П., Франк А.Г. // Журн. прикл. спектроскопии. 1991. Т. 54. С. 1021.
31. Frank A.G., Gavrilenko V.P., Ispolatov Ya.O. et al. // Contributions to Plasma Phys. 1996. V. 36. P. 667.
32. Воронов Г.С., Кирий Н.П., Франк А.Г. // Физика плазмы. 2002. Т. 28. С. 1004.
33. Кирий Н.П., Савинов С.А. // Краткие сообщ. по физике. 2021 (2). С. 25.
34. Kyrie N.P., Savinov S.A. // Plasma Phys. Reports. 2021. V. 47 (6). P. 611.
35. Кирий Н.П., Литюшкин С.А., Шелудякова А.В. // Научный вестник МИРЭА. 2012. 1 (12). С. 15.
36. Barnard A.J., Cooper J., Shamey L.J. // Astron. & Astrophys. 1969. V. 1. P. 28.
37. Воронов Г.С. Частное сообщение.
38. Chernichowski A., Chapelle J. // J. Quant. Spectr. Rad. Transfer. 1985. V. 33. P. 427.
39. Грим Г. Спектроскопия плазмы. М.: Атомиздат, 1969.
40. Грим Г. Уширение спектральных линий в плазме. М.: Мир, 1978.
41. Богданов С.Ю., Бондарь Ю.Ф., Бурилина В.Б., Кирий Н.П., Марков В.С., Мхеидзе Г.П., Савин А.А., Франк А.Г. // ЖТФ. 1994. Т. 64 (9). С. 30.
42. 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.