

МАТЕРИАЛЫ

IX КОНФЕРЕНЦИИ

**СОВРЕМЕННЫЕ СРЕДСТВА ДИАГНОСТИКИ
ПЛАЗМЫ И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ**

Москва, НИЯУ МИФИ, 5-7 ноября 2014 г.

Москва 2014

Министерство образования и науки Российской Федерации
Научный совет по физике низкотемпературной плазмы РАН
Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

**МАТЕРИАЛЫ
IX КОНФЕРЕНЦИИ**

СОВРЕМЕННЫЕ СРЕДСТВА ДИАГНОСТИКИ ПЛАЗМЫ

И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ

Москва, НИЯУ МИФИ, 5-7 ноября 2014 г.

Москва 2014

ББК 22.333я5
УДК: 533.9 (06)
С-56

Материалы IX Конференции «Современные средства диагностики плазмы и их применение». Москва, 5-7 ноября 2014 г.
М.: НИЯУ МИФИ, 2014, 192 с.

Сборник содержит материалы устных и стендовых докладов, представленных на 9-ую конференцию «Современные средства диагностики плазмы и их применение», проводимую в НИЯУ МИФИ каждые два года. Сборник включает оригинальные материалы разработок и исследований в области современных методов диагностики как высокотемпературной плазмы термоядерных установок, так и низкотемпературной плазмы газовых разрядов в исследовательских и технологических установках. Значительная часть включенных в сборник материалов представлена студентами, аспирантами, молодыми учеными и специалистами.

Включенные в сборник материалы приведены в авторской редакции с минимальной редакторской правкой в порядке их поступления. Фамилии представляющих авторов подчеркнуты.

Материалы получены до 31.10.2014.

Редакционная коллегия:

В.А. Курнаев

А. С. Савёлов

Э.И. Додулад

В.А. Костюшин

ISBN 978-5-7262-2019-2

© Национальный
исследовательский ядерный
университет «МИФИ», 2014

ОРГАНИЗАТОРЫ КОНФЕРЕНЦИИ

**КАФЕДРА ФИЗИКИ ПЛАЗМЫ
ЦЕНТР ПЛАЗМЕННЫХ, ЛАЗЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ И
ТЕХНОЛОГИЙ
НАЦИОНАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОГО ЯДЕРНОГО
УНИВЕРСИТЕТА «МИФИ»
МИНИСТЕРСТВА ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ
ФЕДЕРАЦИИ**

**СЕКЦИЯ «ДИАГНОСТИКА НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ
ПЛАЗМЫ» СОВЕТА «ФИЗИКА НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ
ПЛАЗМЫ» РАН**

ПРОГРАММНЫЙ КОМИТЕТ

**Гаранин С.Г. (РФЯЦ ВНИИЭФ) чл.корр. РАН
Зимин А.М. (МГТУ им. Баумана)
Ковальский Н.Г. (ТРИНИТИ)
Курнаев В.А. (НИЯУ МИФИ)
Лебедев Ю.А. (ОФО РФ, ИНХС)
Петров О.Ф.(ОИВТ РАН) чл.корр. РАН
Пергамент М.И. (ТРИНИТИ)
Савёлов А.С. (НИЯУ МИФИ)
Сергеев В.Ю. (СПбГТУ)
Сон Э.Е. (ОИВТ РАН)-чл.корр. РАН
Стрелков В.С. (НИЦ "Курчатовский институт")**

ОРГАНИЗАЦИОННЫЙ КОМИТЕТ

**Курнаев В. А. (НИЯУ МИФИ)
Савёлов А. С. (НИЯУ МИФИ)
Додулад Э.И. (НИЯУ МИФИ)
Костюшин В.А. (НИЯУ МИФИ)
Золотовская С.В. (НИЯУ МИФИ)**

УПРАВЛЕНИЕ ПАРАМЕТРАМИ ПЛАЗМЫ И ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬЮ СПЕКТРАЛЬНОГО АНАЛИЗА ПРИ БИХРОМАТИЧЕСКОМ ЛАЗЕРНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ НА МАТЕРИАЛЫ В ГАЗАХ

А.Н. Чумаков, Н.А. Босак, А.В. Панина

Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси

Известно, что многоимпульсный и двухимпульсный режимы лазерного воздействия более эффективны для локального спектрального анализа и лазерно-плазменных двигателей космического назначения по сравнению с одноимпульсным [1-7]. При двухимпульсном воздействии лазерного излучения (ЛИ) выявлено усиление разогрева паров мишени в определенном диапазоне временных интервалов между импульсами [2,3,7], рост эффективности прошивки отверстий при воздействии цуга лазерных импульсов [4], а также ряд преимуществ лазерно-искровой эмиссионной спектроскопии [5]. Дополнительные преимущества в образовании и разогреве лазерной плазмы может обеспечить двухимпульсный режим облучения материалов на разных длинах волн благодаря зависимости коэффициентов отражения мишеней и поглощения излучения плазмой от длины волны воздействующего ЛИ.

В работе реализовано двухимпульсное лазерное воздействие на материалы в воздухе на длинах волн 1064 и 532 нм ($E = 100$ мДж, $\tau = 20$ нс) с регулируемым временным интервалом между лазерными импульсами. В условиях бихроматического лазерного воздействия на ряд материалов в воздухе исследована зависимость концентрации электронов и температуры плазмы от порядка следования лазерных импульсов и интервала времени между ними.

Основу экспериментальной установки составили два Nd:YAG – лазера, генерирующие на длинах волн 1064 и 532 нм и объединенные общей системой синхронизации. Установка обеспечивала двухимпульсное воздействие ЛИ на материалы в воздухе с регулируемым временным интервалом между лазерными импульсами и управляемым порядком их следования. Наиболее полные количественные данные были получены для мишеней из латуни и графита. В

экспериментах регистрировались спектры приповерхностной плазмы и импульсы давления на облучаемых мишенях. Регистрацию спектров лазерной плазмы с экспозицией 7 мс обеспечивал спектрометр SDH – IV с линейным ПЗС приемником TCD 1304 AP (Toshiba), согласованным с компьютером и блоком синхронизации лазерной системы.

Для регистрации импульсов давления на мишени и импульсов ЛИ использовался пьезоэлектрический датчик, согласованный с цифровым осциллографом Bordo 221. Интегрированием сигнала давления по времени определялись импульсы отдачи для различных материалов. Структура лазерно-плазменных факелов и спектров при двухимпульсном лазерном воздействии на мишень из латуни представлена на рисунке 1. Отрицательные значения временного сдвига между лазерными импульсами на рисунках соответствуют случаю опережающего воздействия коротковолнового ЛИ ($\lambda = 532$ нм), а положительные – длинноволнового ЛИ ($\lambda = 1064$ нм).

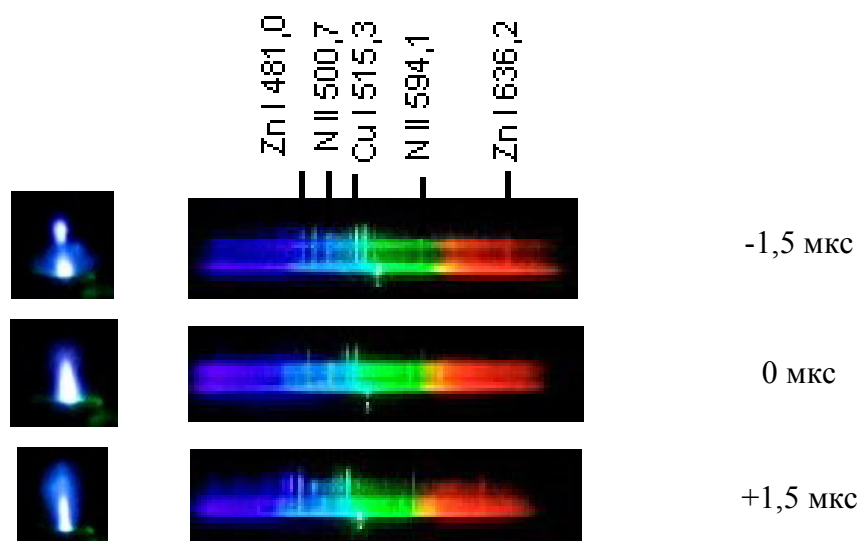


Рис. 1. Особенности структуры факела и спектров лазерной плазмы при лазерном воздействии на латунь в различных режимах.

Из полученных спектров определялась температура приповерхностной лазерной плазмы T_e по относительным интенсивностям спектральных линий, а по штарковскому уширению спектральных линий водорода и углерода определялась концентрация электронов n_e в плазме. Эксперименты проводились при плотности мощности ЛИ $q_{0,532} = q_{1,064} \leq 4 \cdot 10^9$ Вт/см² в пятне облучения $d_n = 0,30$ мм. Выяснено, что опережающее воздействие коротковолнового ЛИ стимулирует образование эрозионной плазмы, а инфракрасного – воздушной.

Результаты исследований показали, что параметры лазерной плазмы на мишенях из латуни и графита зависят от порядка следования лазерных импульсов и временного интервала между ними. В экспериментах с латунью максимальные значения температуры ($24 \cdot 10^3$ К) и концентрации электронов в эрозионной плазме ($4,5 \cdot 10^{17}$ см⁻³) достигаются при опережающем воздействии коротковолнового излучения $\lambda = 532$ нм, но при разных значениях интервала между лазерными импульсами $\Delta t = -5$ мкс и $\Delta t = -1,5$ мкс соответственно.

В экспериментах с графитом температура плазмы (рис. 2, а) определялась по спектральной линии N II 399,5 нм и группе линий N II (499,4 нм – 500,7 нм), а концентрация электронов – по уширению линии углерода C II 426,7 нм (рис. 2, б). Максимальные значения температуры ($18 \cdot 10^3$ К) и концентрации электронов в плазме ($4,7 \cdot 10^{17}$ см⁻³) достигались при опережающем воздействии коротковолнового излучения $\lambda = 532$ нм, но при отличающихся значениях интервала между лазерными импульсами $\Delta t = -2,5$ мкс и $\Delta t = -1,5$ мкс соответственно.

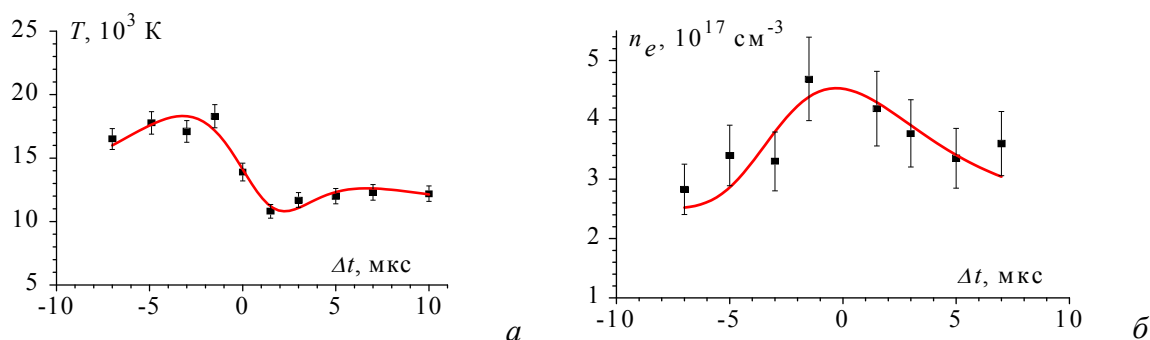


Рис. 2. Зависимость температуры (а) и концентрации электронов (б) в плазме углерода от интервала между лазерными импульсами

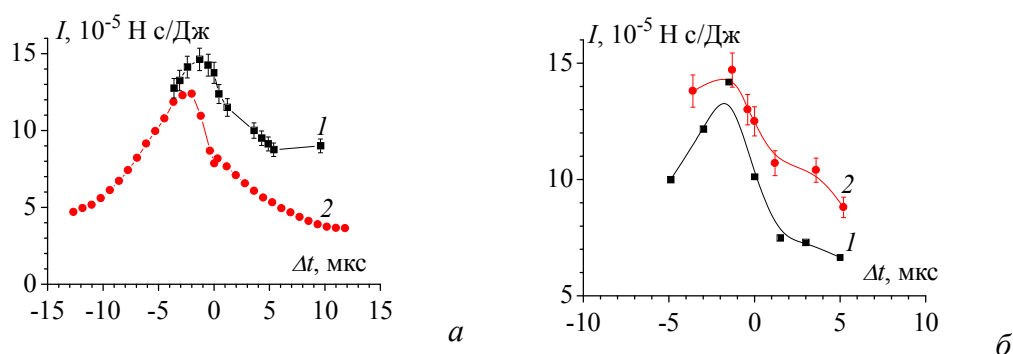


Рис. 3. Зависимость измеренного (1) и рассчитанного (2) импульсов отдачи от интервала между импульсами ЛИ для плазмы латуни (а) и углеродной плазмы (б)

В значительной мере это обусловлено возрастанием поглощательной способности плазменного образования с увеличением длины волны

воздействующего ЛИ. Экспериментальные зависимости импульсов отдачи от интервала между лазерными импульсами удовлетворительно согласуются с зависимостями, рассчитанными по параметрам плазмы с использованием уравнения состояния идеального газа и длительности лазерного импульса (рис. 3, *a* – для латуни, *б* – для графита).

Таким образом в работе исследованы зависимости температуры лазерной плазмы и концентрации заряженных частиц, а также импульса отдачи от порядка следования парных воздействующих лазерных импульсов на длинах волн 1064 и 532 нм и временного интервала между ними для латуни и углерода. Показано, что оптимальные условия для регистрации спектров эрозионной плазмы латуни и графита обеспечиваются при опережающем воздействии коротковолнового излучения $\lambda = 532$ нм с временным интервалом между лазерными импульсами 3 – 6 мкс, а для генерации импульса отдачи – при интервале 1,5 – 2 мкс, что важно для повышения чувствительности лазерного спектрального анализа и эффективности лазерно-плазменных микродвигателей.

Литература:

1. Минько Л.Я., Чумаков А.Н., Босак Н.А. // Квантовая электроника. – 1990. – Т.17, №11. – С. 1480–1484.
2. Минько Л.Я., Чумаков А.Н., Баканович Г.И. // Журнал прикладной спектроскопии. 1994. – Т.61, №5–6. – С. 476–484.
3. Петух М.Л., Розанцев В.А., Широканов А.Д., Янковский А.А. // Журнал прикладной спектроскопии. – 2000. – Т.67, №6. – С.798–801.
4. Першин С.М. // Квантовая электроника. – 2009. – Т.39, №1. – С. 63–67.
5. Кремерс Д., Радziemски Л. // Лазерно-искровая эмиссионная спектроскопия. М., “Техносфера”, 2009. – 360с.
6. Любченко Ф.Н., Феденев А.В., Босак Н.А., Чумаков А.Н., Панченко А.Н., Тарасенко В.Ф. // Космонавтика и ракетостроение – 2009. – № 3 (56). – С. 62–74.
7. Чумаков А.Н., Авраменко В.Б., Босак Н.А. // Журн. прикл. спектр. – 2012. – Т. 79, № 2. – С. 279–287.

ДИАГНОСТИКА ИМПУЛЬСНОЙ ПЛАЗМЫ С УЧЕТОМ РЕАБСОРБЦИИ НА ОСНОВЕ ЦИФРОВОЙ ВИДЕОКАМЕРЫ

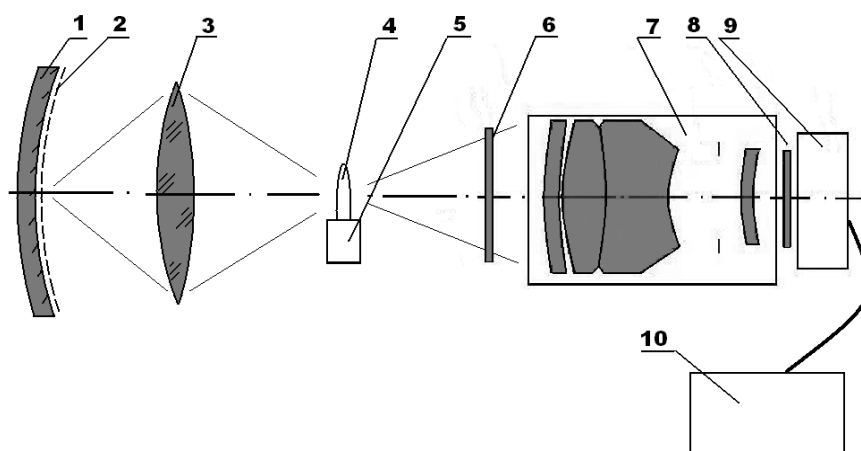
И.С. Никончук, А.Н. Чумаков

Институт физики НАН Беларуси

Реальные источники импульсной плазмы (лазерной, электроразрядной и т.п.) часто не являются оптически тонкими, поэтому диагностика такой плазмы должна выполняться с учетом реабсорбции излучения в исследуемом источнике [1]. Для определения оптической плотности и спектральных коэффициентов поглощения исследуемой плазмы используется ее самопросвечивание собственным излучением [2, 3], либо излучением внешнего источника [4]. Оригинальная схема самопросвечивания, обеспечивающая получение спектральных коэффициентов пропускания с разрешением по какому-либо измерению источника в единичном эксперименте, успешно применялась со спектрографом для определения температуры и коэффициентов пропускания плазмы [2]. В настоящей работе с использованием такой схемы самопросвечивания создан макет диагностической системы для определения спектральной яркости и оптической плотности импульсной плазмы на основе цифровой видеокамеры с ПЗС-матрицей, что позволило повысить точность измерений и минимизировать размеры экспериментальной установки, а также ускорить и упростить процесс регистрации и обработки данных.

Созданный макет диагностической системы состоит из устройства самопросвечивания исследуемой плазмы и цифровой видеокамеры на основе ПЗС-матрицы SONY ICX415AL (рисунок 1). На поверхности вогнутого сферического зеркала (1) в устройстве самопросвечивания расположена специальная маска (2), представляющая собой решетку с равномерными прорезями, изготовленную из материала, поглощающего оптическое излучение. Объектив (3) проецирует изображение плазменного факела (4), образованного источником плазмы (5), на зеркало (1), а также формирует действительное изображение источника плазмы, совпадающее с ним, используя отраженное от зеркала излучение. Объектив (7), проецирует изображение плазменного факела

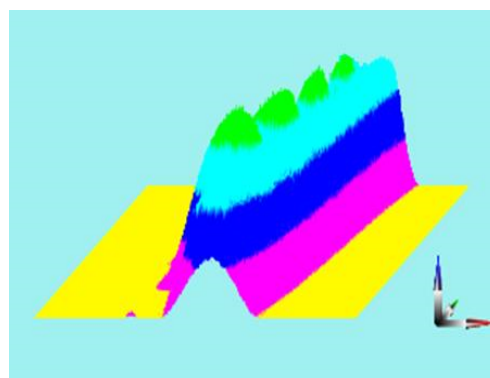
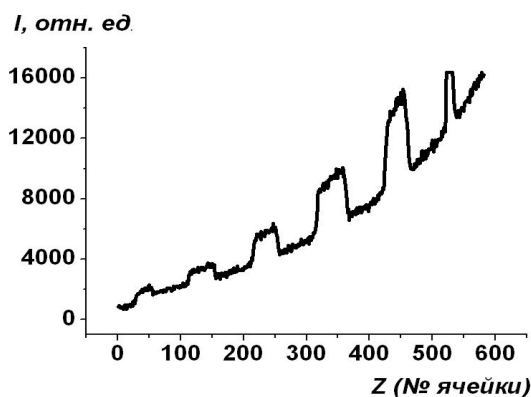
через систему светофильтров (6, 8) на ПЗС-матрицу (9). Сигнал, регистрируемый ПЗС-матрицей, передаётся по USB-кабелю в персональный компьютер, для дальнейшей обработки в программе CCDImage.



1 – вогнутое сферическое зеркало; 2 – маска; 3 – объектив; 4 – плазменное образование; 5 – источник плазмы; 6-10 – цифровая видеокамера (6 – набор нейтральных светофильтров; 7 – объектив Юпитер-21А; 8 – узкополосный фильтр ($\tau_{\max} = 516 \text{ нм}$); 9 – система регистрации оптического излучения на основе ПЗС-матрицы SONY ICX415AL; 10 – персональный компьютер).

Рисунок 1. Диагностическая система с оптической схемой самопросвечивания.

Зарегистрированный диагностической системой сигнал имеет следующий вид: в месте изображения поглощающих полос маски регистрируется амплитуда сигнала от плазменного образования, а между этими полосами – амплитуда сигнала от плазмы, просвеченной собственным излучением (рисунок 2).



а)

б)

а – распределение излучения плазмы вдоль оси Z;

б – пространственное распределение излучения

Рис. 2. Распределение излучения исследуемой плазмы, просвеченной собственным излучением, сформированным автоколлимационной системой.

Цифровая видеокамера на основе ПЗС-матрицы SONY ICX415AL была оснащена узкополосными и нейтральными светофильтрами и прокалибрована по значениям спектральной энергетической яркости эталонной светоизмерительной лампы СИ10-300у, аттестованной в интервале от 0.3 до 2.5 мкм в Саратовском центре стандартизации и метрологии [4, 5]. Питание лампы осуществлялось постоянным током от стабилизированного источника питания СИП-30. Значения тока контролировались амперметром типа М-104.

Используя значения спектральной энергетической яркости эталонного источника излучения и условия регистрации сигналов (экспозицию и время свечения плазмы, значения диафрагмы, расстояния съемки и коэффициенты пропускания фильтров), спектральную яркость плазмы $B_{пл}$ можно рассчитать по следующей формуле [5]:

$$B_{пл} = B_{эм} \frac{\Omega_{эм} S_{эм} \tau_{эм} I_{пл}}{\Omega_{пл} S_{пл} \tau_{пл} I_{эм}}, \quad (1)$$

Учитывая, что телесный угол $\Omega = \frac{\pi f^2}{4 D^2 \cdot L^2}$, а сечение излучателя $S = K_y^2 \cdot d_{pixel}^2$, формула (1) (при использовании одного и того же объектива) преобразуется:

$$B_{пл} = B_{эм} \frac{D_{пл}^2 L_{пл}^2 \tau_{эм} \Delta t_{эм} K_{уэм}^2 I_{пл}}{D_{эм}^2 L_{эм}^2 \tau_{пл} \Delta t_{пл} K_{упл}^2 I_{эм}}, \quad (2)$$

где B – спектральная яркость ($пл$ – плазмы, $эм$ - эталона); D – диафрагма; L – расстояние от объектива до объекта; τ – коэффициент пропускания набора светофильтров; Δt – время экспонирования; K – коэффициент увеличения оптической системы регистрации); I – амплитуда сигнала.

Аналогично рассчитывается спектральная яркость плазмы $B_{пл'}$, просвеченной собственным излучением.

Отношение яркости излучения $B_{пл'}$ плазмы, усиленной за счет отраженного пучка, к яркости излучения $B_{пл}$ плазменной струи можно записать в виде:

$$B_{пл'}/B_{пл} = 1 + \rho_\lambda \tau, \quad (3)$$

где ρ_λ – коэффициент пропускания оптической схемы, определяемый калибровкой, τ – коэффициент пропускания плазмы. Используя соотношение (3)

можно определить коэффициенты пропускания, а затем оптическую плотность и коэффициенты поглощения плазмы. Полученные значения энергетической спектральной яркости плазмы могут использоваться не только для расчета ее яркостной температуры, но и для оценки истинной температуры на основании полученных коэффициентов поглощения плазмы и использовании закона Кирхгофа.

Таким образом, оснащение цифровой видеокамеры, калиброванной на абсолютные значения энергетической яркости в узких спектральных интервалах, устройством самопросвечивания существенно расширяет возможности диагностики исследуемой плазмы благодаря учету ее реабсорбции.

Литература:

1. Методы исследования плазмы. / Под ред. В. Лохте-Хольтгревена. - М.: Мир, 1971. - 552 с.
2. Подмошенский И.В., Шелемина В.М. Определение поглощения аналитических спектральных линий дуги и искры. // Оптика и спектроскопия. – 1959. – Т.6, №6.-С.813-815
2. Гончаров В.К., Минько Л.Я., Тюнина Е.С., Чумаков А.Н.. Экспериментальное исследование оптических свойств эрозионной лазерной плазмы в зоне воздействия // Квантовая электроника. 1973. – №1(13), с.56-62.
3. Федорович О.А. Методика экспериментального определения оптической толщины плазменного канала методом просвечивания и возможности ее применения для импульсных разрядов в воде // Ядерна фізика та енергетика. 2008. – № 2 (24), с.86-96.
4. Никончук И.С., Чумаков А.Н. Измерение яркостной температуры импульсной плазмы пирометром с ПЗС-матрицей SONY ICX415AL // Proceeding of the IX Belorussian-Serbian symposium “Physics and diagnostics of laboratory and astrophysical plasmas (PDP-9), September 16-21, 2012, Minsk, Belarus. – Minsk: 2012. – р. 114 – 117.
5. Спектроскопическая диагностика эрозионной лазерной плазмы / Баканович Г.И. [и др.]. – Минск, 1978. – 30 с. – (Препринт / НАН Беларуси, Институт физики. – №149).

КОМПЛЕКСНАЯ ОПТИЧЕСКАЯ ДИАГНОСТИКА ЛАЗЕРНОИНДУЦИРОВАННЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ОБРАЗОВАНИЙ

В.К. Гончаров, К.В. Козадаев, Е.П. Микитчук, А.Г. Новиков

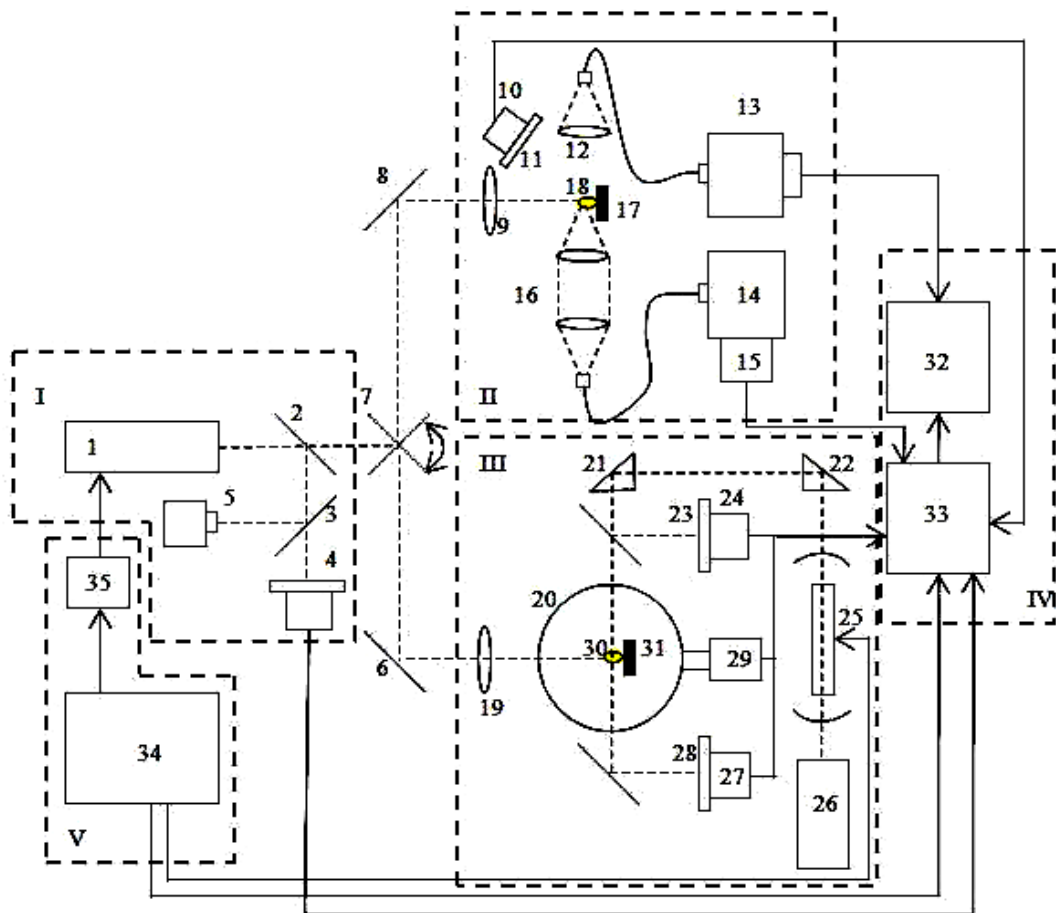
Белорусский государственный университет

Для реализации высокоточных технологий лазерной обработки материалов большой практический интерес представляет оперативный контроль энергетических, временных, пространственных и спектральных характеристик плазменных образований, возникающих в процессе воздействия [1-3]. Основной целью данной работы является разработка специализированного автоматизированного аппаратно-программного исследовательского комплекса, содержащего технику высокого временного, пространственного и спектрального разрешения и позволяющего производить оптическую диагностику лазерноиндуцированных плазменных образований.

Принципиальная схема предлагаемого исследовательского комплекса приведена на рис. 1. В ее структуре можно выделить следующие базовые блоки: блок формирования воздействующего импульса и регистрации его характеристик (I), блок исследования спектральных характеристик ЭЛФ (II), блок лазерного зондирования ЭЛФ (III), блок обработки экспериментальных данных (IV) и блок синхронизации (V).

Блок формирования воздействующего импульса и регистрации его характеристик (I) представлен лазерной установкой 1, ответвляющими пластинами 2 и 3, регистратором формы импульса 4 (ФД 21 КП) и калориметром 5.

Основным назначением блока исследования спектральных характеристик ЭЛФ (II) является реализация аналитического метода лазерно-индуцированной плазменной спектроскопии (Laser-Induced Plasma Spectroscopy - LIPS), позволяющего производить спектроскопические исследования плазменных образований с высоким спектральным и пространственным разрешением [4].



1 – воздействующий лазер; 2, 3 – отклоняющие прозрачные пластины; 4 – регистратор формы воздействующего импульса; 5 – регистратор энергии воздействующего импульса; 6 – 8 – зеркала; 9, 19 – линзы, фокусирующие воздействующее излучение; 10 – датчик интегрального свечения э.л.ф.; 11, 23, 28 – оптические фильтры; 12, 16 – оптические системы, формирующие изображение э.л.ф. на входах спектральных приборов; 13 – спектрофотометр, 14 – монохроматор, 15, 29 – ф.э.у.; 17, 31 – лазерные мишени, 18, 30 – э.л.ф.; 20 – интегрирующая сфера; 21, 22 – поворотные призмы; 24, 27 – регистраторы интенсивности зондирующего излучения; 25 – зондирующий лазер, 26 – вспомогательный юстировочный лазер; 32 – портативный компьютер; 33 – многоканальный аналогово-цифровой преобразователь (а.ц.п.); 34 – генератор синхронизирующих импульсов; 35 – система оптической развязки запуска воздействующего лазера.

Рис. 1. Принципиальная схема исследовательского комплекса для оптической диагностики лазерноиндуцированных плазменных образований.

Использование наряду с методами LIPS методик лазерной спектроскопии, разрешенной во времени (Time Resolved Laser Spectroscopy – TRLS) делает возможным изучение временной структуры спектра свечения плазменных образований [5], что, в свою очередь, позволяет построить более полную физическую картину процессов, протекающих в ЭЛФ металлов в результате воздействия излучения. Также значительный практический интерес может представлять изучение динамики интегрального свечения ЭЛФ [6].

Для обеспечения упомянутых исследовательских функций используются спектрофотометр (MS 2001i) с ПЗС-линейкой в качестве оптического датчика 13; монохроматор 14 (МДР-12), сопряженный с кремниевым ФЭУ 15 (SPM 10020 SensL); фотодиод 10 (ФД 21 КП), снабженный интерференционным зеркалом 11 ($\lambda=1064$ нм) для нивелирования вклада воздействующего излучения. Кроме этого, блок содержит систему наведения излучения 7-9 на поверхность мишени 17, а также оптические системы 12 и 16 формирования изображения ЭЛФ 18 на входах спектральных приборов.

Методика лазерного зондирования ЭЛФ [4, 7] используется для изучения процессов образования и дальнейшей эволюции ЭЛФ. Блок (III), обеспечивающий эти функции, содержит систему формирования и наведения зондирующего импульса 21, 22, 25, 26 на ЭЛФ, систему наведения воздействующего импульса 6, 7, 19 на мишень 31, а также систему регистрации рассеянной и поглощенной компонент зондирующего излучения 23, 24, 27, 28, 29. Следует отметить, что в данном случае оптические датчики также защищены от влияния воздействующего излучения и побочных вспышек интерференционными фильтрами на $\lambda=694,3$ нм.

Блок обработки экспериментальных данных (IV) состоит из многоканального цифрового осциллографа 33 (B422) с частотой дискретизации 100 МГц, что позволяет достичь разрешения во времени ~ 10 нс, и персонального портативного компьютера 32. Для основных режимов работы исследовательского комплекса разработано программное обеспечение, предоставляющее возможность автоматизации процессов регистрации, первичной обработки и представления экспериментальных данных.

Блок синхронизации представлен многоканальным генератором задержанных импульсов 34 (G 200P), позволяющим формировать индивидуальные для каждого канала импульсы запуска в широком интервале их длительностей и временных задержек. Кроме того, для устранения ситуаций нештатного запуска воздействующего лазера наведенными помехами, использована схема оптической развязки 35 этого канала запуска.

Описанный измерительный стенд позволяет на основе оптических методик организовать комплексное исследование эрозионных паро-плазменных факелов, возникающих при воздействии интенсивных наносекундных лазерных импульсов на металлические мишени. Полученные экспериментальные

результаты позволили установить основные закономерности образования и кинетики жидко-капельной фазы металлов в приповерхностной области мишени при атмосферном давлении. Экспериментально обнаружен и обоснован конденсационный механизм формирования жидких капель, образующихся в эрозионных лазерных факелах при воздействии наносекундных лазерных импульсов. Результаты этих исследований легли в основу новых методов формирования металлических наноструктур различного назначения.

Литература:

1. Миркин Л.И. Физические основы обработки материалов лучами лазера. М.: МГУ, 1975, 375 с..
2. Рыкалин Н.Н., Углов А.А., Кокора А.Н. Лазерная обработка материалов. М. Машиностроение, 1975, 296 с..
3. Анисимов С. И., Имас Я. А., Романов Г. С, Ходыко Ю. В. Действие лазерного излучения большой мощности на металлы. – М. Наука, 1970, 272 с..
4. Гончаров В.К., Концевой В.Л., Пузырев М.В., Сметанников А.С. Контроль размеров частиц мелкодисперсной конденсированной фазы эрозионных плазменных потоков в реальном времени // ПТЭ, 1995, №5, с.146-155.
5. Demtröder W. Laser Spectroscopy: Vol. 2 Experimental Techniques. Berlin: Heidelberg, 2008, 797 p..
6. Гончаров В.К., Козадаев К.В., Щегрикович Д.В. Динамика оптических характеристик ЭЛФ металлов при действии интенсивных 20-ти нс импульсов в условиях нормальной атмосферы // ЖПС, 2013. т.80, №2, с.416-424.
7. Гончаров В.К., Козадаев К.В., Щегрикович Д.В. Начало конденсации в эрозионных факелах металлов при высокоинтенсивном субмикросекундном лазерном воздействии // ИФЖ, 2011, т.84, № 4, с.723-728.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРОВ ИЗЛУЧЕНИЯ Z-ПИНЧА НА УСТАНОВКЕ АНГАРА-5-1

В. В. Александров, Е. В. Грабовский, А. Н. Грицук, И.Г. Малютин, К. Н. Митрофанов, Г. М. Олейник

*ГНЦ РФ “Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований”,
Троицк, Москва, Россия, e-mail: malytin92@gmail.com*

Приведены данные об энергии, мощности и спектральном составе импульса мягкого рентгеновского излучения в диапазоне энергии квантов 0,02 – 2 кэВ (МР-излучения) мощного Z-пинча в аксиальном и радиальном направлениях. Данные получены из анализа экспериментальных результатов опытов по имплозии цилиндрическихборок диаметром 1,2 см и высотой 1,6 см из вольфрамовых проволок диаметром 6 мкм, с линейной массой 220 мкг/см на установке Ангара-5-1 при токе в диапазоне 2,2 - 3 МА.

Для измерения временного профиля мощности МР-излучения и восстановления спектральных особенностей излучения мощного Z-пинча в аксиальном и радиальном направлениях использовались два набора ВРД-детекторов. Радиальный набор состоял из 4-х ВРД за различными фильтрами, а аксиальный из 3-х таких же ВРД за идентичными фильтрами. Спектральный диапазон регистрации каждого ВРД-детектора в наборе определялся кривой квантовой чувствительности использованного фотокатода и спектральной зависимостью пропускания набора фильтров из различных веществ [1].

Спектральные характеристики источника МР-излучения при имплозии Z-пинча на основе цилиндрических проволочных лайнеров (W-ЦПЛ) изучались также с помощью дифракционного спектрометра скользящего падения (ДССП) с внероуландовской геометрией регистрации спектра в радиальном направлении с пространственным разрешением по радиусу и вдоль оси W-ЦПЛ. На рисунке 1 приведена оптическая схема дифракционного спектрометра скользящего падения (ДССП):



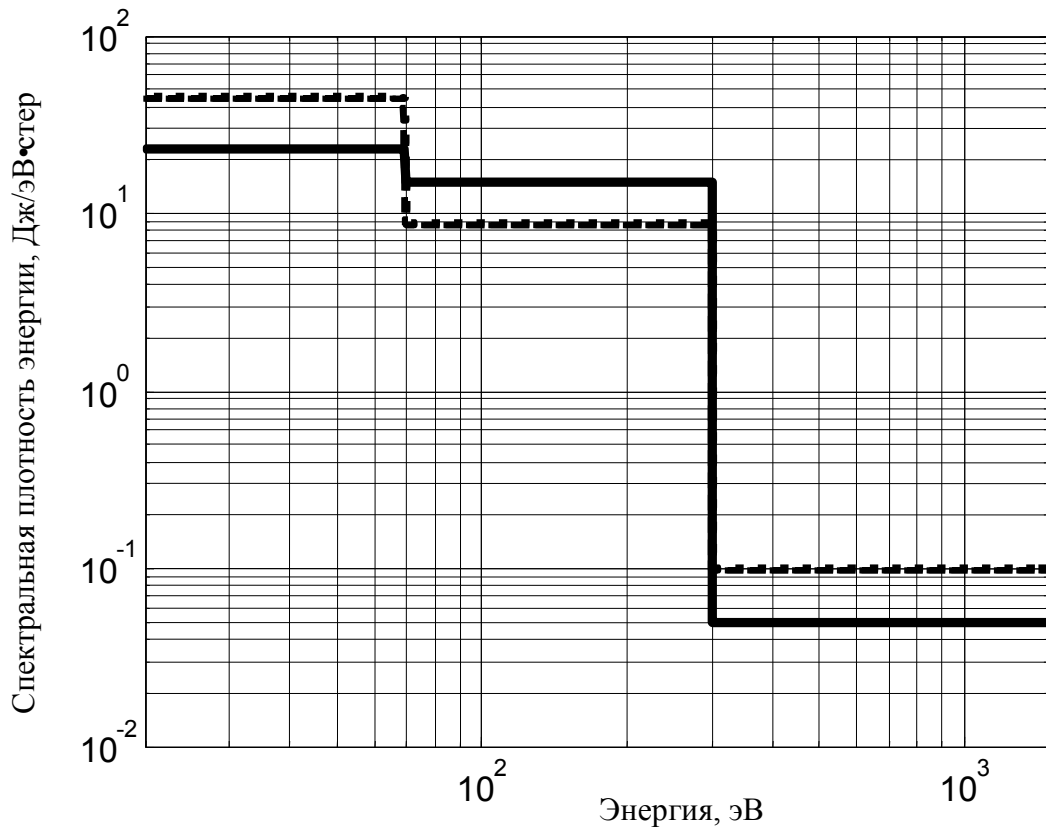
φ - угол падения исследуемого потока РИ на вогнутую дифракционную решетку; ψ - угол дифракции рентгеновского излучения с длиной волны λ_0 ; $\Delta\lambda$ - спектральный диапазон регистрации спектра

Рис. 1 – Оптическая схема дифракционного спектрометра скользящего падения (ДССП) с внероуландовской геометрией регистрации спектра.

Высокая мощность и спектральная яркость источника МР-излучения обеспечивает регистрацию спектров с пространственным разрешением с помощью ДССП на рентгеновскую пленку типа УФ-4 при его расположении внутри вакуумной камеры на расстоянии 1,5 м от источника. Для снижения фоновой засветки детектора излучения применена экранировка элементов спектрометра и детектора с помощью коллиматоров и экранов из свинца толщиной 1 - 2,5 см.

Экспериментальные данные о временных профилях импульсов мощности МР-излучения при имплозии *W*-ЦПЛ в интервалах энергии фотонов: (20 - 70) эВ, (70 - 300) эВ (2), (300 - 1500) эВ и полной мощности по всему спектру, зарегистрированные детекторами каналов наборов ВРД в радиальном и аксиальном направлениях наблюдения обеспечивают при решении обратной задачи восстановления спектральной мощности МР излучения от энергии фотонов в произвольный момент времени [2].

Зависимость средней спектральной плотности энергии МР-излучения *Z*-пинча *W*-ЦПЛ от энергии фотонов в радиальном и аксиальном направлениях представлена на рисунке 2



Сплошная линия - СПЭ_{радиал.}^{средн.}; штриховая линия - СПЭ_{аксиал.}^{средн.}

Рис. 2 – Зависимость средней спектральной плотности энергии МР-излучения Z-пинча W-ЦПЛ от энергии фотонов в радиальном и аксиальном направлениях.

Из приведенных зависимостей видно, что излучение плазмы Z-пинча для выбранного типа нагрузки (W-ЦПЛ: многопроволочная сборка диаметром 12 мм из 40 W проволок Ø6 мкм) в радиальном направлении является более «жестким», чем в аксиальном. Т.е. в радиальном направлении основная часть энергии излучается в диапазоне 70 – 300 эВ, тогда как в аксиальном направлении излученная энергия распределяется более равномерно по диапазонам 20 - 70 и 70 – 300 эВ.

Таким образом, распределение интенсивности МР-излучения источника на основе Z-пинча относительно изотропно по его высоте и азимутальному углу, а спектральный состав излучения в аксиальном направлении соответствует более мягкому спектру по сравнению с радиальным.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований по грантам 12-02-00900, 12-02-00369, 13-02-00013, 13-02-00482 и 14-02-00438.

Литература:

1. http://henke.lbl.gov/optical_constants/index.html.
2. Браницкий А.В., Олейник Г.М. Методика восстановления параметров спектра мягкого рентгеновского излучения по сигналам вакуумных рентгеновских диодов // ПТЭ. 2000. №. 4. С. 58-64.
3. К. Н. Митрофанов, Е. В. Грабовский, А. Н. Грицук, Я. Н. Лаухин, В. В. Александров, Г. М. Олейник, С. Ф. Медовщиков, А. П. Шевелько Особенности структуры излучающей области z-пинча при сжатии пено-проволочныхборок на установке АНГАРА-5-1 // ФИЗИКА ПЛАЗМЫ, 2013, том 39, № 1, с. 71–96.

МНОГОКАДРОВЫЙ ОПТИЧЕСКИЙ ФОТОХРОНОГРАФ МИКРОСЕКУНДНОГО ДИАПАЗОНА СЭР-7 И МЕТОДИКИ РЕГИСТРАЦИИ БЫСТРОПРОТЕКАЮЩИХ ПРОЦЕССОВ НА ЕГО ОСНОВЕ

Л. А. Душина, Д. С. Корниенко, А. Г. Кравченко, В. П. Лазарчук, Д. Н. Литвин,
В. В. Мисько, А. Н. Рукавишников, А. В. Сенник, К. В. Стародубцев,
В. М. Тараканов, А. Е. Чаунин

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», г.Саров Нижегородской обл.

Представлены результаты разработки многокадрового оптического фоторегистратора [1,2] на основе электронно-оптического преобразователя типа ПИМ-112 [4] со встроенным усилителем яркости на микроканальной пластине. Для питания и управления прибором разработаны специализированные платы питания и управления на современной электронной базе. Предусмотрено микроконтроллерное управление режимами работы прибора с возможностью удаленного управления по волоконной линии связи.

Основные характеристики прибора:

- область чувствительности регистратора $\lambda=0,35-0,8\text{мкм}$ (фотокатод S20);
- количество кадров за один цикл регистрации – 9, 4, 1;
- минимальная длительность экспозиции каждого кадра 1 ± 0.04 мкс;
- максимальная тактовая частота формирования кадрового изображения – 1 МГц;
- пространственное разрешение прибора 60 мкм;
- внутренний коэффициент усиления от 1 до 1000;
- динамический диапазон регистрации 2000.

Регистратор прошел успешную апробацию в составе ряда методик изучения пространственно-временной динамики развития быстропротекающих процессов:

- методика регистрации динамики откольных элементов в лазерных экспериментах;

–методика исследования динамики развития лазерно-плазменных образований;

–методика регистрации процессов инициирования и развития взрыва.

Литература:

- 1 В.М. Муругов, Г.П. Окутин, С.И. Петров, В.И. Панкратов. ПТЭ. 1993. №2. С.155-161.
- 2 С.А. Бельков, А.Г. Кравченко, А.В. Кунин и др. ПТЭ. 2006. №2. С.1-4.
- 3 П.П. Барзилович, А.С. Брюханов, Промышленные электронно-оптические лупы времени типа ЛВ-01 – ЛВ-04: «Научные труды ВНИИОФИ», 1972, серия В, вып. 1. – 212 с.
- 4 <http://bifocompany.com>
- 5 С.А. Бельков, Г.В. Долголева. Модель среднего иона для расчета кинетики ионизации, населенностей возбужденных уровней и спектральных коэффициентов переноса излучения в программе СНДП //Вопросы атомной науки и техники. Сер. Математическое моделирование физических процессов. 1992. Вып.1. С.59-61.
- 6 А.Г. Кравченко, Д.Н. Литвин, В.В. Мисько и др. Фотохронографическая методика исследования динамики развития плазменных образований // Физика плазмы, 2006, том 32, №2, с. 1-4.

ФОТОХРОНОГРАФИЧЕСКИЕ РЕГИСТРАТОРЫ ДЛЯ ЛТС

Д.С. Корниенко, А.Г. Кравченко, Д.Н. Литвин, В.В. Мисько, А.Н. Рукавишников, А.В. Сеник, К.В. Стародубцев, В.М. Тараканов, А.Е. Чаунин

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», г.Саров Нижегородской обл.

В докладе представлена разработка стрик-камеры (целевого фотохронографа) видимого оптического диапазона для целей диагностики в экспериментах по лазерному термоядерному синтезу (ЛТС) на создаваемой мощной лазерной установке УФЛ-2М.

Многоканальная лазерная установка требует измерения временной формы лазерного импульса в каждом канале, тауохронизма лазерных каналов. Использование для облучения мишеней профилированных лазерных импульсов обуславливает особую остроту проблемы реализации динамического диапазона регистрации на уровне $\text{ДДр} \geq 10^3$. Короткие мощные лазерные импульсы для создания точечных лазер-плазменных источников рентгеновского излучения в целях диагностики, а также для реализации режима «быстрого зажигания» требуют повышения временного разрешения регистрации до $\tau \sim 1$ пс. Детальная регистрация пространственно-временной структуры лазерного излучения, сжатия термоядерных мишеней, динамики развития плазменных образований, переноса рентгеновского излучения в замкнутых полостях, исследования газодинамических процессов при лазерном и рентгеновском воздействии на образцы требует разработки методов регистрации, обладающих сочетанием высокого временного, пространственного, спектрального разрешения и динамического диапазона.

Единственным прямым способом измерения параметров быстропротекающих процессов с характерным временем $\tau \sim 10^{-11} \div 10^{-9}$ с и обладающим наряду с этим достаточно высоким пространственным разрешением (≤ 100 мкм) является высокоскоростная развёртка изображения, основанная на применении электронно-оптических преобразователей (ЭОП).

В настоящее время ведутся разработки базовой модели стрик-камеры для установки УФЛ-2М. Проведено сравнительное тестирование ряда отечественных ЭОП как в составе серийных регистраторов (камера К014 с ЭОП

типа ПИМ-112К производства компании БИФО), так и в составе макетных образцов разработки ВНИИЭФ (СПО9 и СПО23 производства ВНИИА, ПИМ103 компании БИФО).

Сравнение камер с данными ЭОП показало, что наиболее близко соответствует требованиям экспериментов на установке УФЛ-2М ЭОП СПО23 производства ВНИИА. На базе ЭОП данного типа разработан макет фотохронографа, включающий в себя также современный усилитель яркости и ФПЗС камеру. В приборе применены схемотехнические решения разработки ВНИИЭФ на основе современной электронной базы.

Основные характеристики разработанной стрик-камеры:

–область спектральной чувствительности $\lambda=0,35-0,8\text{мкм}$ (фотокатод S20), $\lambda=0,5-1,1\text{мкм}$ (фотокатод S1);

–пространственное разрешение 50 мкм;

–предельное временное разрешение 5 пс;

–динамический диапазон регистрации 1000.

Макетный вариант прошел успешную апробацию в составе методик фотохронографической диагностики, применяемых на мощных лазерных установках «Искра-5» и «Луч».

Литература:

1. Воронцов Е.Н., Кирдяшкин М.Ю., Кравченко А.Г. и др. // Квантовая электроника, 1994. т.21, №10, с. 994-996.
2. Муругов В.М., Окутин Г.П., Петров С.И., Панкратов В.И.// ПТЭ, 1993, №2, с.155-161.
3. Бельков С.А., Кравченко А.Г., Кунина А.В. и др.// ПТЭ, 2006, №2, с.1-4

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ ВРЕМЕНИ ПЕРЕНОСА РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ЗАМКНУТЫХ ПОЛОСТЯХ И В РЕЖИМЕ ТЕПЛООВОГО ПРОБОЯ

Ромашкина Н.М., Мунтян А.Н., Петров С.И., Таран С.С.

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», г.Саров Нижегородской обл.

Представлена методика, предназначенная для исследования процессов переноса рентгеновского излучения (РИ) в замкнутых полостях и в режиме теплового пробоя, протекающих при взаимодействии мощного лазерного излучения второй гармоники йодного лазера установки «Искра-5» с рентгеновскими боксами-конверторами.

Источником рентгеновского излучения является цилиндрическая мишень-конвертор типа «Иллюминатор» [1], облучающая или полный бокс со щелью на боковой поверхности, сквозь которую измеряется скорость распространения излучения вдоль бокса, или набор фольг из различных материалов. Время задержки появления излучения за фольгами и является временем теплового пробоя.

Для проведения измерений используются два абсолютно откалиброванных рентгеновских фотохронографа РФР-4 и рентгеновская кадровая лупа времени СХР7. Первый РФР-4 наблюдает сквозь отверстие ввода лазерного излучения боковую стенку мишени и предназначен для определения параметров РИ, облучающего исследуемые мишени. Вторым РФР-4 [3] и СХР7 [4] наблюдается либо щель в боковой поверхности дополнительной мишени-канала либо исследуемые фольги, регистраторы предназначены для измерения времени переноса РИ. Для обеспечения пространственного разрешения вдоль щели и за разными фильтрами-фольгами используются спектрографы РИВС-4 [5]. На фотохронографах измерения ведутся в спектральном диапазоне от 0.2 кэВ до 1.1 кэВ в 5-и узких интервалах шириной $h\nu/dh\nu \sim 3-7$, с пространственным разрешением ~ 150 мкм и временным ~ 40 пс. Погрешность измерения абсолютных потоков РИ составляет $\sim 20\%$. Кадровая лупа регистрирует 11 изображений мишени с пространственным разрешением

~30 мкм, задержкой между кадрами в 100 пс и временем выдержки каждого кадра 100 пс.

В описываемых экспериментах планковская температура излучения в «Иллюминаторе» составляла 110-150 эВ, скорость распространения излучения по замкнутым полостям лежала в диапазоне 1-12 мм/нс, время теплового пробоя фольг различных материалов в диапазоне 50-550 пс.

Литература:

1. А.В. Кунин, В.И. Анненков, А.В. Бессараб и др. «Параметры рентгеновского излучения плазмы в экспериментах с мишенями типа "Иллюминатор" на второй гармонике йодного лазера "Искра-5". XII Всероссийская конференция «Диагностика Высокотемпературной Плазмы» г. Звенигород, Московской области, 3-8 июня 2007г, Тезисы докладов. С.76
2. В.П. Лазарчук, А.Н. Мунтян, В.М. Муругов, С.И. Петров, А.В. Сенник. «Многокадровая регистрация рентгеновского излучения с длительностью кадра 100пс на установке "Искра-5". ПТЭ, №2, стр.81-85, 2008.
3. В.П. Лазарчук, Д.Н. Литвин, А.Г. Кравченко и др., «Рентгеновский фотохронограф РФР-4», ПТЭ, 2004, №2, стр.128. ПТЭ, №2, стр.81-85, 2008.
4. А.И. Заровский, Л.Н. Зюзин, В.П. Лазарчук и др., «Многокадровый регистратор рентгеновского излучения с длительностью кадра 100пс», Труды РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2005, вып.9, Саров, стр.132-137
5. В.П. Лазарчук, В.М. Муругов, С.И. Петров, А.В. Сенник. Фотохронографические методы регистрации пространственно-временных и спектральных характеристик рентгеновского излучения на установке «Искра-5». Физика плазмы, том.20, №1, стр.101, 1994.
6. В.П. Лазарчук, Д.Н. Литвин Д.Н., А.Г. Кравченко и др. «Методики калибровок рентгеновских фотохронографов и элементов рентгеновских измерительных схем». ПТЭ, №2, стр.133-138, 2004
7. В.П. Лазарчук, В.М. Муругов, С.И. Петров, А.В. Сенник. «Пакет программ CCD-SAM для обработки фотохронограмм и спектрограмм». XII Всероссийская конференция «Диагностика Высокотемпературной Плазмы» г. Звенигород, Московской области, 3-8 июня 2007г, Тезисы докладов. С.172
8. В.П. Лазарчук, В.М. Муругов, С.И. Петров, А.В. Сенник. Пакет программ XRAY для расчета и оптимизации схем регистрации рентгеновского излучения в спектральном диапазоне $h\nu=0.03-30$ кэВ. XII Всероссийская конференция "Диагностика высокотемпературной плазмы". Звенигород, 3-9 июня 2007г, Тезисы докладов, стр.170-171.

К ПРОБЛЕМЕ РЕГИСТРАЦИИ СПЕКТРОВ ПРИСТЕНОЧНОЙ ПЛАЗМЫ НА ФОНЕ МОЩНОГО ОТРАЖЕННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДИВЕРТОРА

Л.И. Огнев, В.С. Лисица

Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»

Проблема регистрации излучения бальмеровских линий изотопов водорода в пристеночной плазме токамака (SOL) стала особенно острой после оценок фона, создаваемого мощным отраженным световым излучением из диверторной плазмы. Отношение интенсивностей диверторного излучения к излучению SOL в линии Н-альфа в современных токамаках (JET) составляет примерно порядок величины. При переходе к параметрам термоядерного реактора ИТЭР это отношение может возрасти до величины 10^2 .

Был предложен ряд методов решения указанной проблемы [2,3]. В работе [2] предложено использовать оптическую световую ловушку (поглощающую полость вблизи стенки). Метод [3] основан на решении обратной задачи восстановления сигнала SOL с помощью данных измерений вдоль различных хорд, включая направленных в дивертор. Параллельная регистрация излучения от ловушки и стенки (схема «двойных хорд») улучшает устойчивость метода.

В настоящей заметке анализируется возможность выделения слабого сигнала SOL на фоне сильного диверторного излучения в схеме со световой ловушкой [3] («двойных хорд»), основанная на статистической независимости флуктуаций сигналов от обоих источников. Характерные частоты таких флуктуаций на современных токамаках по наблюдениям спектров гелия [4] достигают величин порядка 100 кГц. В предлагаемом методе высокочастотная часть спектра флуктуаций используется для калибровки оптической ловушки.

В основе метода лежит сравнение интенсивностей излучения пучков, отражённых от ослабляющей ловушки I_2 и от стенки токамака без ослабления I_1 (Рис. 1). Оба пучка включают слабое излучение нейтральных атомов x_1 и x_2 пристеночной плазмы (SOL), которое регистрируется без ослабления и является полезным сигналом. Отражённое излучение рядом с ловушкой y_1 оказывается ослабленным в самой ловушке y_2 (Рис. 2). Таким образом,

$x_1 \approx x_2 = x \ll y_1$, $y_2 = \alpha y_1$, $x_1 + y_1 = I_1(t)$, $x_2 + y_2 = I_2(t)$. Отсюда интенсивность слабого сигнала равна

$$x = (I_2 - \alpha I_1)/(1 - \alpha). \quad (1)$$

Диагностические требования для наблюдения сигнала линии Н-альфа ориентированы на временные интервалы 0.1 с. Поэтому в выражении (1) под интенсивностями I_1 и I_2 следует понимать их усреднённые значения. Высокочастотная часть интенсивности в дальнейшем в тексте будет изображаться символами с волной.

Таким образом, для определения слабого сигнала $x(t)$ на фоне большого паразитного фона $I_1(t)$ необходимо найти коэффициент отражения светового пучка ловушкой $\alpha(t)$, который может меняться со временем в масштабах периода измерения сигнала $T_1=0.1$ с. В отличие от метода «двойных хорд» работы [3], данный метод не требует детальной информации о форме линии.

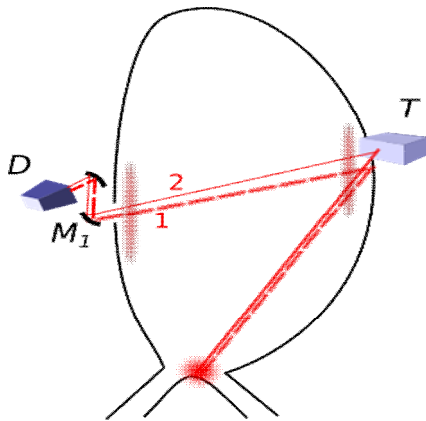


Рис. 1. Схема формирования двухканального сигнала I_1 и I_2 при отражении оптического излучения дивертора от зеркальной стенки 1 («хорда 1») и 2 ослабленного оптической ловушкой Т («хорда 2») с добавлением вклада излучения пристеночной плазмы. М1 – первое зеркало. D – детектор с раздельной регистрацией по каналам.

Коэффициент отражения света ловушкой вычисляется по усреднённой по времени мощности высокочастотных флуктуаций интенсивности излучения дивертора в пучках, отражённых от световой ловушки и от стенки камеры

$$\alpha(t) = \sqrt{\langle y_2^2 \rangle} / \sqrt{\langle y_1^2 \rangle} \approx \sqrt{\langle I_2^2 \rangle} / \sqrt{\langle I_1^2 \rangle}, \quad (2)$$

так как в силу статистической независимости $\langle I_i^2 \rangle = \langle y_i^2 \rangle + \langle x_i^2 \rangle$, а $\langle x_i^2 \rangle \ll \langle y_i^2 \rangle$.

Высокочастотные флуктуации интенсивности линии Н-альфа выбираются в полосе частот $[\omega_2, \omega_3]$ и подвергаются квадратичному детектированию с последующим выделением низкочастотной компоненты сигнала $\langle I_i^2 \rangle$ в диагностическом диапазоне $[0, \omega_1]$. Воспользуемся связью дисперсии квадрата тока на квадратичном детекторе с частотными интервалами регистрации низко- и высокочастотных областей флуктуаций в модели белого шума с гауссовой статистикой [1]:

$$\frac{\langle (\delta \langle I_i^2 \rangle)^2 \rangle}{\langle I_i^2 \rangle^2} = \int_0^{\omega_1} S_f(\omega) d\omega \bigg/ \int_0^{\omega_1} S_0(\omega) d\omega = \frac{4(\langle I_i^2 \rangle)^2 \frac{\pi}{\Delta\omega} \cdot \omega_1}{\langle I_i^2 \rangle^2} = \frac{4\pi\omega_1}{\omega_3 - \omega_2}, \quad (3) \text{ где}$$

$S_f(\omega)$ и $S_0(\omega)$ - спектральная плотность флуктуаций протектированного шума и его постоянной составляющей. С учётом $\delta\alpha / \alpha \sim (1/2) \cdot \delta(\langle I_i^2 \rangle) / \langle I_i^2 \rangle$ отсюда следует

$$\delta\alpha / \alpha \sim (1/2) \cdot \sqrt{4\pi\omega_1 / (\omega_3 - \omega_2)}$$

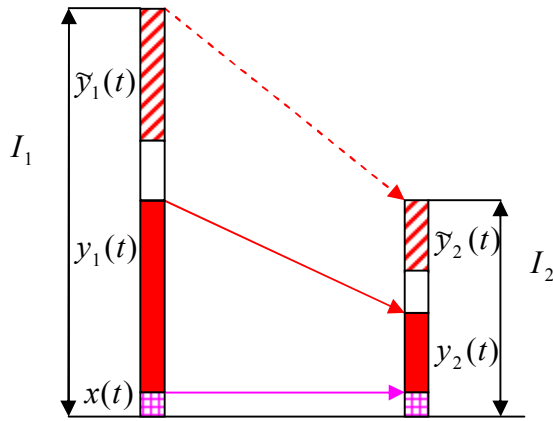


Рис. 2. Диаграмма измерения оптического сигнала излучения нейтральных атомов водорода ($x(t)$) на фоне интенсивной помехи отражённого излучения со стороны дивертора ($y(t)$). Фактически измеряется общая интенсивность излучения $I_1(t)$ и общая интенсивность излучения в окрестности оптической ловушки $I_2(t)$. Заштрихованные части соответствуют быстро осциллирующей компоненте излучения, идущего от дивертора.

Для обеспечения точности 10% при выполнении статистических усреднений необходимо выбрать. Достаточная ширина фильтра высоких частот для выполнения условия устойчивости $\delta\alpha / \alpha \leq 0.1$ может быть найдена из соотношения $4\pi\omega_1 / 0.04 \leq \omega_3 - 10\omega_1$. Отсюда $\omega_3 > (4\pi / 0.04 + 10)\omega_1$ и для

интервала измерений сигнала $T = 0.1 \text{ s}$ получаем частоту высокочастотных пульсаций, используемых для калибровки ловушки, около $f = 3200 \text{ Hz}$ или минимальный временной интервал отсчёта для шумов $\Delta t = 0.3 \cdot 10^{-3} \text{ s}$. Требуемый поток фотонов на высокочастотном фильтре в интервале $\Delta t/2$ равен $N/(\Delta t/2) = 100/(0.3 \cdot 10^{-3} \text{ s}/2) = 7 \cdot 10^5 \text{ ph/s}$, что может реально регистрироваться в экспериментах.

Неопределённость вычисления $\bar{x}(t)$ обусловлена вариациями коэффициента отражения ловушки $\alpha(t) = \bar{\alpha}(t) + \delta\alpha$. Вычислим вариацию δx через частную производную зависимости $x = x(\alpha, I_2)$ по α : $\delta x = (\partial x / \partial \alpha) \cdot \delta\alpha$. После подстановки $I_2 = \alpha(t)[I_1(t) - x] + x$ с учётом малости $x \ll I_1$ получаем

$$\sqrt{\langle (\delta x)^2 \rangle} \approx I_1 \sqrt{\langle (\delta \alpha)^2 \rangle} / (1 - \alpha). \quad (4)$$

Таким образом, для улучшения чувствительности важна не столько малость коэффициента отражения света ловушкой α , сколько минимизация неопределённости его величины $\delta\alpha$. Предполагая $\delta\alpha / \alpha \leq 0.1$, при $\alpha \leq 0.05$ [2] величину отношения x_{\min} / I_1 можно оценить как менее 0.005.

Авторы благодарят А.Б. Кукушкина и В.С. Неверова за плодотворные обсуждения.

Работа частично поддержана грантом НШ-3328.2014.2 Президента РФ для государственной поддержки ведущих научных школ РФ.

Литература:

1. С.А.Ахманов, Ю.Е.Дьяков, А.С.Чиркин «Введение в статистическую радиофизику и оптику», М.: Наука, 1981.
2. E.N. Andreenko, A.G. Alekseyev, A.V. Gorshkov, Optical Dumps for H-alpha and visible spectroscopy in ITER, International Conference on Fusion Reactor Diagnostics, Villa Monastero, Italy, September 9-13, 2013.
3. A.B. Kukushkin, V.S. Lisitsa, M.B. Kadomtsev, M.G. Levashova, V.S. Neverov, V.A. Shurygin, V. Kotov, A.S. Kukushkin, S. Lisgo, A.G. Alekseev, A.V. Gorshkov, D.K. Vukolov, K.Yu. Vukolov, E. Veshchev. Theoretical Issues of High Resolution H-a Spectroscopy Measurements in ITER. Book of Abstracts, 24th IAEA Fusion Energy Conference, San Diego, USA, 8-13 October 2012, ITR/P5-44.
4. F.B. Rosmej, N. Ohno, S. Takamura, S. Kajita, Contrib. Plasma Phys., 2008, v. 48, No. 1-3, 243-248.

ОПТОГАЛЬВАНИЧЕСКОЕ УПРАВЛЕНИЕ НЕУСТОЙЧИВОСТЯМИ В ПЫЛЕВОЙ ПЛАЗМЕ

М.Ю. Пустыльник¹, А.В. Ивлев², Н. Садегхи³, Р. Хайдеманн², С. Митич⁴, Х.М. Томас¹, Г.Е. Морфилл²

¹*Немецкий Аэрокосмический Центр, Подразделение по исследованию комплексной плазмы, Веслинг, Германия*

²*Институт Внеземной Физики общества Макса Планка, Гархинг, Германия*

³*Междисциплинарная Физическая Лаборатория, Университет Жозефа Фурье, Гренобль, Франция*

⁴*Университет Юстуса Либига, Гиссен, Германия*

Неустойчивости в низкотемпературной плазме с отрицательными ионами известны на протяжении нескольких десятилетий [1, 2]. Они проявляются в виде низкочастотных (1-100 кГц) самопроизвольных колебаний разряда. Как правило, они носят глобальный характер - свечение разряда меняется симфазно во всем разряде. Эти неустойчивости могут быть следовательно описаны в предположении однородного распределения параметров по объему разряда.

Пылевая плазма может тоже рассматриваться как плазма с очень тяжелыми отрицательными ионами. Однако, макроскопический характер пылевых частиц превносит некоторые особенности. Во-первых, заряд пылевых частиц определяется балансом потоков электронов и ионов на их поверхность. Поверхность пылевых частиц, таким образом, представляет собой объемно-распределенный сток плазмы. Во-вторых, для пылевых частиц становится существенной сила ионного увлечения. Ее наличие приводит к формированию так называемых войдов, полостей, свободных от пылевых частиц [3]. Такая плазма уже не может рассматриваться как однородная.

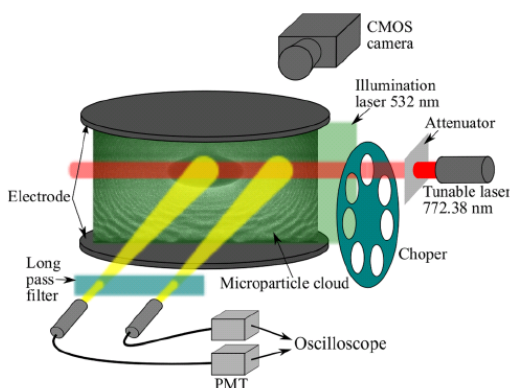


Рис. 1. Схема установки для исследования «сердцебиений» в пылевой плазме.

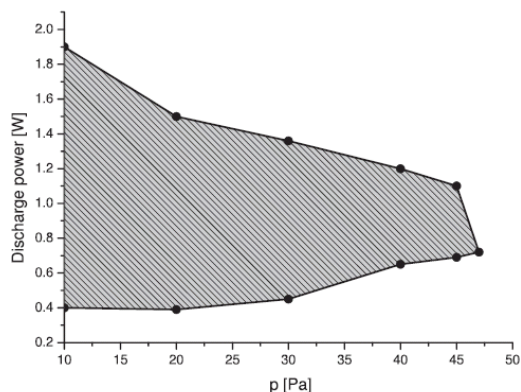


Рис. 2. Типичная диаграмма стабильности для системы пылевых частиц в емкостном ВЧ-разряде по отношению к «сердцебиениям».

Уже в первых плазменно-пылевых экспериментах в условиях микрогравитации при определенных условиях наблюдалась спонтанная периодическая контракция границы войда. Это явление получило название «сердцебиения» (англ. heartbeat). Механизм возникновения этой неустойчивости до сих пор не прояснен. В данной работе представлены экспериментальные результаты по управлению этой неустойчивостью, а так же предлагается гипотеза о ее механизме, основанная на отличительных особенностях пылевой плазмы – ее неоднородности и наличию в ней объемно-распределенного стока [4].

Эксперименты проводились в лабораторных условиях в разрядной камере наземной модели орбитального эксперимента ПК-3-плюс [5]. В объем емкостного ВЧ-разряда (аргон, давление 10-50 Па) вбрасывались монодисперсные микросферы из меламинформальдегидной смолы диаметром 1,95 мкм. Действующая на них сила тяжести компенсировалась термофоретической силой: между электродами поддерживалась разница температур в 19 К. Для управления неустойчивостью использовался перестраиваемый полупроводниковый лазер на переходе аргона с длиной волны 772,38 нм. Мощность лазерного пучка варьировалась ослаблением при помощи фильтров. Максимальное значение составляло 8 мВт. Пучок модулировался механическим прерывателем. Схема эксперимента представлена на Рис. 1.

Типичная диаграмма стабильности для системы пылевых частиц с войдом в емкостном ВЧ-разряде показана на Рис. 2. Эксперименты по

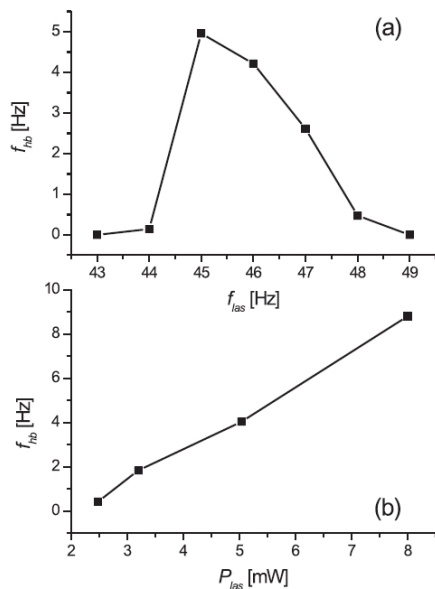


Рис. 3. Зависимость частоты «сердцебиений» (а) от частоты модуляции лазерного пучка при постоянной мощности излучения в 3,5 мВт и (б) от мощности излучения при постоянно частоте модуляции в 55 Гц.

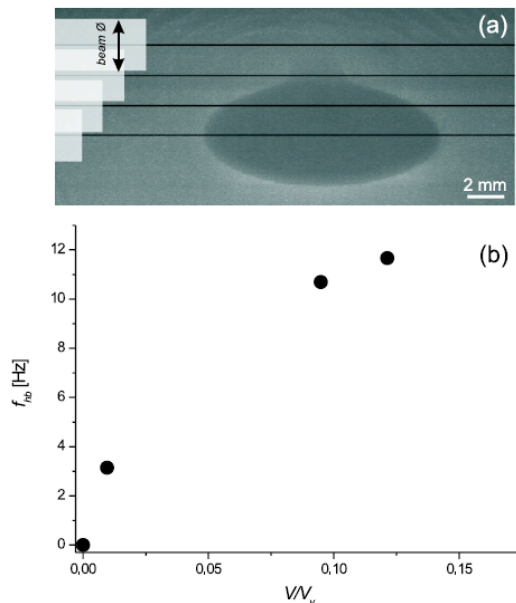


Рис. 4. Зависимость частоты «сердцебиений» от перекрытия лазерным пучком области войда.

управлению «сердцебиением» проводились при давлении 20 Па вблизи нижней (по мощности) границы неустойчивости. Разряд приводился в устойчивое состояние понижением мощности разряда на 0.1-0.2 Вт ниже порогового значения.

На Рис. 3а показана зависимость частоты «сердцебиений» от частоты модуляции лазерного пучка при постоянной его мощности в 3,5 мВт. Видно, что возбуждение «сердцебиений» имеет резонансный характер. На Рис. 3б показана зависимость частоты сердцебиений от мощности лазера при постоянной частоте модуляции в 55 Гц. Фурье-анализ интенсивности излучения плазмы из войда дает основания утверждать, что лазерное возбуждение «сердцебиений» имеет характер параметрической неустойчивости.

На Рис. 4 показана зависимость частоты «сердцебиений» от доли объема войда, просвечиваемой лазерным лучом. Видно, что лазерное возбуждение «сердцебиений» связано с воздействием именно на область войда.

Таким образом, механизм возникновения «сердцебиений» должен с необходимостью включать некое критическое явление внутри войда. Представляемая в данной статье гипотеза состоит в том, что таким критическим явлением служит возникновение на границе войда структуры типа

приэлектродного слоя. В самом деле, внутренняя поверхность войда представляет из себя пористую стенку. Если эта стенка достаточно рыхлая, то потери плазмы происходят в основном на внутренних поверхностях разрядной камеры. Граница войда тогда не является какой-либо особой точкой. Но если плотность пылевой компоненты плавно увеличивать, то неминуемо наступит ситуация, в которой потери плазмы на границе войда будут столь велики, что скорость дрейфующих ионов должна будет достигнуть боровской скорости. Тогда вблизи границы войда неминуемо нарушится квазинейтральность и образуется слой. Электрическое поле на границе войда должно резко возрасти, в то время как сила ионного увлечения не должна сильно измениться (ионный поток меняется непрерывно). Это приведет к наблюдаемому коллапсу войда.

Оценки скорости начальной скорости пылевых частиц во время коллапса, параметров плазмы и динамики интенсивности излучения, сделанные на основе этой гипотезы, подтверждают ее правильность, хотя прямых формирования слоя на границе войда при возбуждении «сердцебиений» по-прежнему нет.

Литература:

1. Александров Н.Л., Напартович А.П. Процессы в газе и плазме с отрицательными ионами // УФН, 1993, т.163, №3, с. 1-26.
2. Chabert P., Lichtenberg A.J., Lieberman M.A., Marakhtanov A.M. Instabilities in low-pressure electronegative inductive discharges // Plasma Sources Sci. Technol., 2001, V. 10, 478
3. Morfill G.E., Thomas H.M., Konopka U., Rothermel H., Zuzic M., Ivlev A., Goree J. Condensed Plasmas under Microgravity // Phys. Rev. Lett., 1999, V. 83, 1598
4. Pustylnik M.Y., Ivlev A.V., Sadeghi N., Heidemann R., Mitic S., Thomas H.M., Morfill G.E. On the heterogeneous character of the heartbeat instability in complex (dusty) plasmas // Phys. Plasmas, 2012, V. 19, 103701
5. Thomas H.M., Morfill G.E., Fortov V.E., Ivlev A.V., Molotkov V.I., Lipaev A.M., Hagl T., Rothermel H., Khrapak S.A., Suetterlin R.K., Rubin-Zuzic M., Petrov O.F., Tokarev V.I., Krikalev S.K. Complex plasma laboratory PK-3 Plus on the International Space Station // New J. Phys., 2008, V. 10, 033036

МЕТОД ИНТЕРПРЕТАЦИИ БАЛЬМЕР-АЛЬФА СПЕКТРОСКОПИИ ВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ ДЛЯ ПРИСТЕНОЧНОЙ ПЛАЗМЫ ТОКАМАКА С УЧЕТОМ РАССЕЯННОГО ДИВЕРТОРНОГО СВЕТА

В.С. Неверов¹, А.Б. Кукушкин^{1,2}, А.Г. Алексеев¹

¹. *Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»*

². *Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»*

Бальмер-альфа спектроскопия высокого разрешения (СВР) в ИТЭР при регистрации спектров излучения изотопов водорода в пристеночной области (СОЛ) плазмы может столкнуться с проблемой рассеянного диверторного света (РДС), излученного плазмой в диверторе в той же линии и попадающего в спектрометры в результате отражения от стенок вакуумной камеры [1]. Мы предлагаем метод интерпретации измерений СВР в пристеночной плазме (СОЛ), использующий спектры, полученные прямым наблюдением дивертора, для расчета спектра РДС. Метод использует полу-аналитическую модель бальмер-альфа линий изотопов водорода, учитывающую существенную асимметрию формы линии вследствие того, что для быстрых атомов доминирует поток в направлении от стенки [2,3]. Метод предусматривает следующий порядок действий: (i) восстановление пространственного распределения температуры дивертора, используя спектры, регистрируемые по хордам прямого наблюдения дивертора; (ii) вычисление спектра РДС, используя найденное распределение температуры; (iii) решение многопараметрической обратной задачи, учитывающей вклады внутреннего и внешнего участков на хорде наблюдения, находящихся вблизи стенок вакуумной камеры и именуемых далее внутренним и внешним СОЛ, а также вклад РДС.

Поскольку излагаемый метод пока реализован только на одной установке – токамаке JET с итеро-подобной стенкой (JET-ILW), все нижеприведенные формулы будут учитывать ее особенности. Формы бальмер-альфа линий изотопов водорода в диверторе симметричны, кроме этого σ -компоненты зеемановского триплета на JET-ILW отсекаются поляризаторами. С учетом

этого обратная задача для восстановления температуры нейтралов в диверторе имеет следующий вид:

$$\sum_{j=1}^{N_{tr}} \left(\tilde{S}_{tr}^{\text{exp}}(\lambda_j) - \left\{ \sum_{i=1}^M x_{tr}^{(i)} \left((1 - C_{H,tr}) \tilde{F}_{Gauss}(\lambda_j - \lambda_{D\alpha}, T_{tr}^{(i)}) \right) + C_{H,tr} \tilde{F}_{Gauss}(\lambda_j - \lambda_{H\alpha}, T_{tr}^{(i)}) \right\} \right)^2 \xrightarrow{x_{tr}, T_{tr}, C_{H,tr}} \min, \quad tr = 1 : Tr_{\max}^{\text{div}}, \quad (1)$$

где j – номер пикселя спектрометра; λ_j – длина волны, отвечающая пикселю с индексом j ; N_{tr} – число пикселей в рассматриваемом спектральном интервале для хорды наблюдения (трека) с индексом tr ; $\tilde{S}_{tr}^{\text{exp}}$ – нормированный экспериментальный спектр на треке с индексом tr ; $\lambda_{D\alpha}$ и $\lambda_{H\alpha}$ – центры линий D-альфа и H-альфа соответственно; \tilde{F}_{Gauss} – нормированные функции Гаусса; i – индекс фракции атомов с определенной температурой; M – число таких температурных фракций, подлежащих восстановлению (возможно восстановление двух или трех фракций); Tr_{\max}^{div} – число треков прямого наблюдения дивертора; $T_{tr}^{(i)}$ – восстанавливаемая температура фракции с индексом i на треке tr ; $x_{tr}^{(i)}$ – восстанавливаемый вклад фракции с индексом i в интенсивность на треке tr ; $C_{H,tr}$ – восстанавливаемая доля водорода в D+H смеси на треке tr . Мы предполагаем одинаковые температуры атомов D и H.

По найденному распределению температуры в диверторе нормированный спектр РДС рассчитывается следующим образом:

$$\tilde{S}_{DSL}(\lambda) = \sum_{tr=1}^{Tr_{\max}^{\text{div}}} \frac{S_{tr} R_{tr}}{\sum_{tr'=1}^{Tr_{\max}^{\text{div}}} S_{tr'} R_{tr'}} \sum_{i=1}^M \hat{x}_{tr}^{(i)} \left(\begin{array}{l} (1 - \hat{C}_{H,tr}) \left(\frac{C_{\pi}^{(DSL)} \tilde{F}_{Gauss}(\lambda_j - \lambda_{D\alpha}, \hat{T}_{tr}^{(i)})}{2} + \frac{(1 - C_{\pi}^{(DSL)})}{2} \left(\tilde{F}_{Gauss}(\lambda_j - \lambda_{D\alpha} - \Delta\lambda_{D,tr}^{\text{Zeem}}(R_{tr}), \hat{T}_{tr}^{(i)}) + \tilde{F}_{Gauss}(\lambda_j - \lambda_{D\alpha} + \Delta\lambda_{D,tr}^{\text{Zeem}}(R_{tr}), \hat{T}_{tr}^{(i)}) \right) \right) \\ + \hat{C}_{H,tr} \left(\frac{C_{\pi}^{(DSL)} \tilde{F}_{Gauss}(\lambda_j - \lambda_{H\alpha}, \hat{T}_{tr}^{(i)})}{2} + \frac{(1 - C_{\pi}^{(DSL)})}{2} \left(\tilde{F}_{Gauss}(\lambda_j - \lambda_{H\alpha} - \Delta\lambda_{H,tr}^{\text{Zeem}}(R_{tr}), \hat{T}_{tr}^{(i)}) + \tilde{F}_{Gauss}(\lambda_j - \lambda_{H\alpha} + \Delta\lambda_{H,tr}^{\text{Zeem}}(R_{tr}), \hat{T}_{tr}^{(i)}) \right) \right) \end{array} \right), \quad (2)$$

где S_{tr} – интегральная по длине волны интенсивность на треке с индексом tr ; R_{tr} – большой радиус точки максимальной светимости для трека tr (произведение $S_{tr} R_{tr}$ пересчитывает объем излучающей плазмы, прямо наблюдаемый треком tr , на весь объем соответствующего тороидального кольца); величины $\hat{x}_{tr}^{(i)}$, $\hat{T}_{tr}^{(i)}$ и $\hat{C}_{H,tr}$ найдены решением задачи (1); $C_{\pi}^{(DSL)}$ – восстанавливаемая доля зеemanовской π -компоненты в спектре РДС (см. формулы (3)-(6)).

Обратная задача для восстановления параметров плазмы в СОЛ имеет следующий вид:

$$\sum_{j=1}^{N_{tr}} \left[- \sum_{p=1}^2 \left\{ \sum_{i=1}^M x_{tr}^{(i)} \left((1 - C_{H,tr}) \tilde{F}_{Maxw}^{SOL}(\lambda_j, \Delta\lambda_{D,tr,p}^{Zeem}, \lambda_{D\alpha}, C_{\pi,tr,p}^{(SOL)}, T_{tr,p}^{(i)}) \right) + C_{H,tr} \tilde{F}_{Maxw}^{SOL}(\lambda_j, \Delta\lambda_{H,tr,p}^{Zeem}, \lambda_{H\alpha}, C_{\pi,tr,p}^{(SOL)}, T_{tr,p}^{(i)}) \right\} + \sum_{i=2}^M x_{tr}^{(M+i)} \left((1 - C_{H,tr}) \tilde{F}_{Non-Maxw}^{SOL}(\lambda_j, \Delta\lambda_{D,tr,p}^{Zeem}, \lambda_{D\alpha}, C_{\pi,tr,p}^{(SOL)}, T_{tr,p}^{(i)}, \Lambda_{tr,p}^{(i)}) \right) + C_{H,tr} \tilde{F}_{Non-Maxw}^{SOL}(\lambda_j, \Delta\lambda_{H,tr,p}^{Zeem}, \lambda_{H\alpha}, C_{\pi,tr,p}^{(SOL)}, T_{tr,p}^{(i)}, \Lambda_{tr,p}^{(i)}) \right) \right]^2 \xrightarrow[\substack{C_{\pi,tr}^{(DSL)}, \\ x_{tr}, \Lambda_{tr}, \\ \Lambda_{tr}, C_{H,tr}}]{tr = 1 : Tr_{max}^{SOL}} \min, \quad (3)$$

$$F_{Maxw}^{SOL}(\lambda, \Delta\lambda_D^{Zeem}, \lambda_{D\alpha}, C_{\pi}, T) = \left(+ \frac{1 - C_{\pi}}{2} (F_{Gauss}(\lambda + \Delta\lambda_D^{Zeem} - \lambda_{D\alpha}, T) + F_{Gauss}(\lambda - \Delta\lambda_D^{Zeem} - \lambda_{D\alpha}, T)) \right) \quad (4)$$

$$F_{Non-Maxw}^{SOL}(\lambda, \Delta\lambda_D^{Zeem}, \lambda_{D\alpha}, C_{\pi}, T, \Lambda) = \left(+ \frac{1 - C_{\pi}}{2} (F_{Asym}(\lambda + \Delta\lambda_D^{Zeem} - \lambda_{D\alpha}, T, \Lambda) + F_{Asym}(\lambda - \Delta\lambda_D^{Zeem} - \lambda_{D\alpha}, T, \Lambda)) \right) \quad (5)$$

$$F_{Asym}(\Delta\lambda, T, \Lambda) = F_{Gauss}(\Delta\lambda, T) \exp(-\Lambda/|\Delta\lambda|) \eta(-\Delta\lambda(\mathbf{k}, \mathbf{l})), \quad (6)$$

где индекс p отвечает излучающему участку (внутреннему или внешнему) СОЛ; две суммы по i отвечают наличию максвелловских и немаксвелловских фракций атомов; начало второго суммирование с $i = 2$ отвечает отсутствию «холодной» немаксвелловской фракции (температуры «теплых» максвелловских и немаксвелловских фракций полагаются равными); x_{tr}^{DSL} - восстанавливаемая доля РДС в сигнале (она варьируется в диапазоне $\sim 10\%$ около универсального значения, являющегося функцией геометрии камеры и отражения стенки и найденного путем обработки данных многих разрядов); $\Lambda_{tr,p}^{(i)}$ - восстанавливаемый характеристический сдвиг длины волны для спектрального вклада фракции немаксвелловских атомов с номером фракции i , определяющий «фактор затухания» в модельном спектре (см. подробнее [2]); $\eta(x)$ – функция Хевисайда; \mathbf{k} - направление потока атомов со стенки в плазму, \mathbf{l} - направление хорды от детектора к точке наблюдения.

На Рис. 1 показаны типичные результаты интерпретации спектров СОЛ в линии D-альфа на диверторной стадии разряда JET-ILW (разряд 85844 в момент времени $t = 10,05$ с) [4]. Хорды наблюдения направлены на внутреннюю стенку из экваториального порта. Трек 11 – радиальная хорда, трек 12 – тангенциальная хорда. Указаны восстановленные температуры и доли максвелловских и немаксвелловских фракций атомов для обоих участков СОЛ. На Рис. 2 показана найденная зависимость долей разных источников сигнала (внутреннего и внешнего СОЛ и РДС) в интенсивности на треках 11 и 12 от времени для разряда 85844 [4]. Серым фоном показана нормированная интенсивность свечения дивертора.

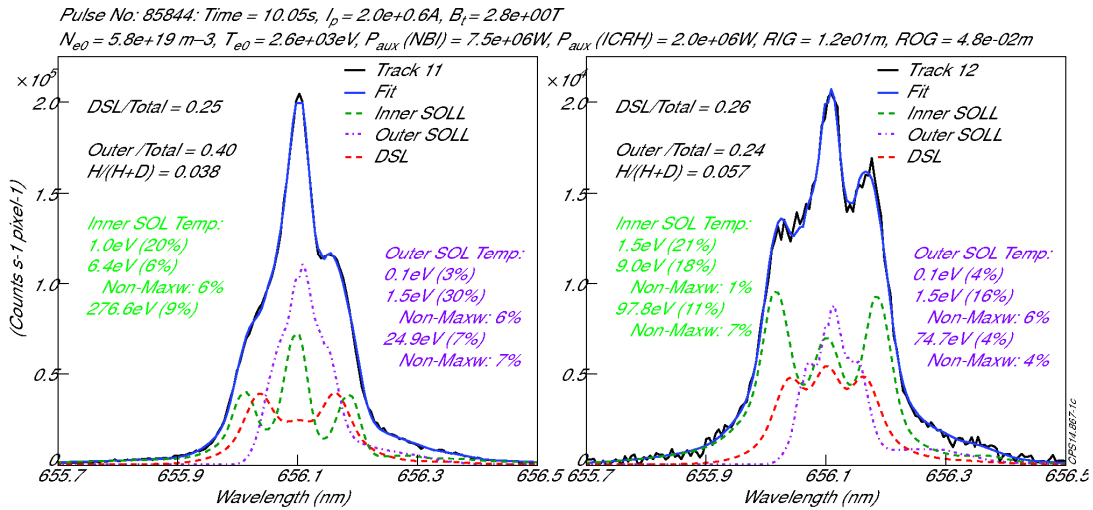


Рис. 1. Интерпретация линии D-альфа на диверторной стадии разряда 85844 [4].

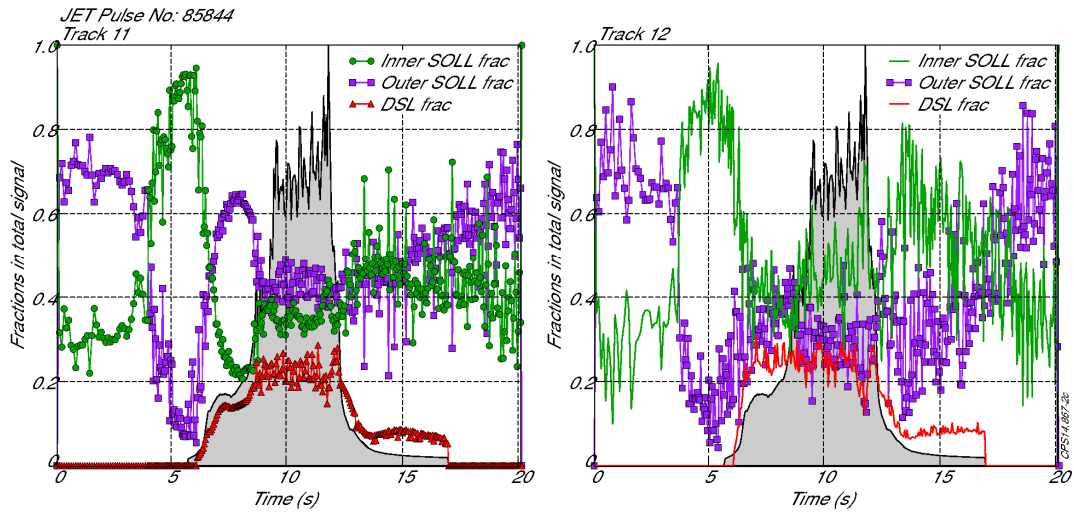


Рис. 2. Вклады двух участков СОЛ и РДС в сигналы для разряда 85844 [4].

Выводы. Разработан (и реализован на JET-ILW) метод интерпретации бальмер-альфа спектроскопии высокого разрешения для пристеночной плазмы (СОЛ) с учетом рассеянного диверторного света (РДС), использующий спектры прямого наблюдения дивертора. Метод позволяет: (i) разделять в сигнале вклады внутреннего и внешнего участков СОЛ и РДС, (ii) восстанавливать температуры атомов H и D, (iii) находить изотопное отношение в H+D смеси.

Литература:

1. Kukushkin A.B., et al. Proc. 24th IAEA Fusion Energy Conf., San Diego, USA, 2012, ITR/P5-44.
2. Kukushkin A.B., et al. Procs. 22nd ICSLS, 2014.
3. Neverov V.S., et al. Plasma Phys. Rep., 2015, 41, issue 2.
4. Kukushkin A.B., et al. Proc. 25th IAEA Fusion Energy Conf., St. Petersburg, Russia, 2014, EX/P5-20.

КАЛИБРОВОЧНЫЙ ИСТОЧНИК НА ОСНОВЕ КАПИЛЛЯРНОГО РАЗРЯДА

Е.О. Баронова, А.М. Степаненко

НИИ «Курчатовский институт»

Капиллярный разряд является одним из наиболее простых видов Z-пинчевого разряда, активно изучаемого с точки зрения применения в литографии. Особенный интерес представляют режимы работы с минимальным распылением материала керамики и электродов, а также с максимальным выходом излучения коротких длин волн (например, излучения вблизи 135 \AA , для которого существуют хорошо разработанные (Mo-Si) зеркала. Такие режимы возможно реализовать в капиллярах, наполненных ксеноном и работающих при относительно малом токе, величина которого должна быть достаточна для генерации излучения вблизи 135 \AA . Необходимо отметить, что в капиллярных разрядах с рабочим газом Хе излучение в области 110 \AA и 120 \AA является более интенсивным, чем в области 135 \AA . Однако, зеркала для 110 \AA включают бериллий, что запрещено использовать в промышленных установках.

В данной работе получены спектры (диапазон 10-70 нм) созданного авторами капиллярного разряда, который использован для настройки и калибровки спектрографа в УФ диапазоне. Фокусирующим спектрографам с малыми углами падения характерна повышенная чувствительность к настройке, т.е. нахождению точного взаимного расположения детектора и диспергирующего элемента. Удобство практического применения капиллярного разряда связано с его дешевизной, надежностью (капилляр выдерживает десятки и сотни тысяч выстрелов без замены элементов) и простотой работы, а также фиксированным положением источника излучения в пространстве, его малым размером и относительно высокой интенсивностью излучаемых линий.

Рис. 1а показана камера капиллярного разряда, работающего при напряжениях 2÷15 кВ. Капилляр имеет диаметр $1 \div 2$ мм, длина цилиндрического канала капилляра 6 мм. Капилляр изготовлен в керамическом диске толщиной 6 мм и диаметром 30 мм.

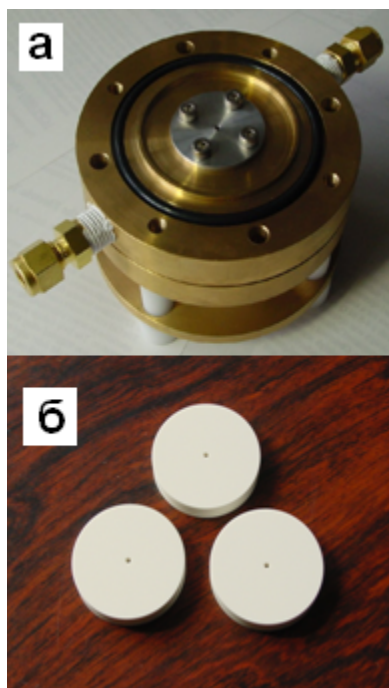


Рис. 1

Два кольцеобразных электрода-фланца служат для подачи напряжения, варьируемого в пределах $3 \div 10$ кВ. На верхний фланец подается отрицательное высокое напряжение, нижний фланец заземляется. Выходной фланец капилляра имеет цилиндрическое отверстие для коллимации излучения, на внешней поверхности фланца предусмотрено вакуумно-плотное крепление фильтра. На рис. 1б приведена фотография керамики, используемой в камере капилляра.

В данных экспериментах напуск рабочего газа – ксенона осуществлялся через боковые оливки. Для откачки системы на высокий вакуум применялись турбомолекулярные насосы.

Давление рабочего газа составляло $0.2 \div 0.5$ Торр при напряжении на электродах $3 \div 10$ кВ. Кривая тока, измеренная в эксперименте, изображена на рис. 2. Максимальное значение тока 3.7 кА, полупериод разряда составлял 1200-1300 нс.

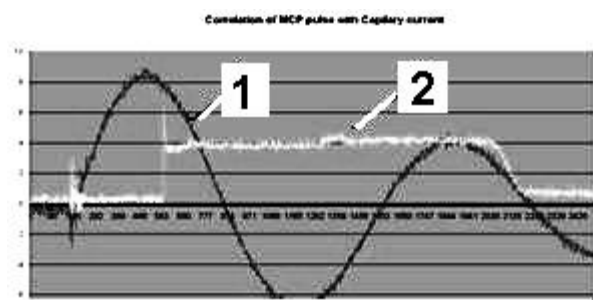


Рис. 2. Ток – 1, напряжение – 2

На рис. 3 показан спектрограф, используемый для регистрации спектров, в котором установлена сферическая голографическая решетка размером 30мм x 40 мм, толщиной 10 мм, 4200 штр / мм, покрытая золотом, угол скольжения равнялся 10^0 .

Измерения спектров проводились в первом порядке отражения, в качестве детектора применялась пленка DEF.

Ширина щели составляла 1,5 мм, при высоте 7 мм, эти размеры определялись чувствительностью спектрального канала. На щель был установлен углеродный фильтр толщиной 250 Å, нанесенный на проволочную сетку с размером ячейки 250 микрон и диаметром проволоки 15 микрон. Достоинство данного фильтра в том, что он прозрачен для видимого излучения, что позволило на начальной стадии осуществлять оптическую юстировку

спектрографа с помощью красного лазера. Характерными особенностями работы с EUV, UV излучением является относительно низкий коэффициент отражения от зеркал и диспергирующих элементов при достаточно больших углах скольжения, что вынуждает переходить на малые углы с соответствующим усложнением юстировки прибора.

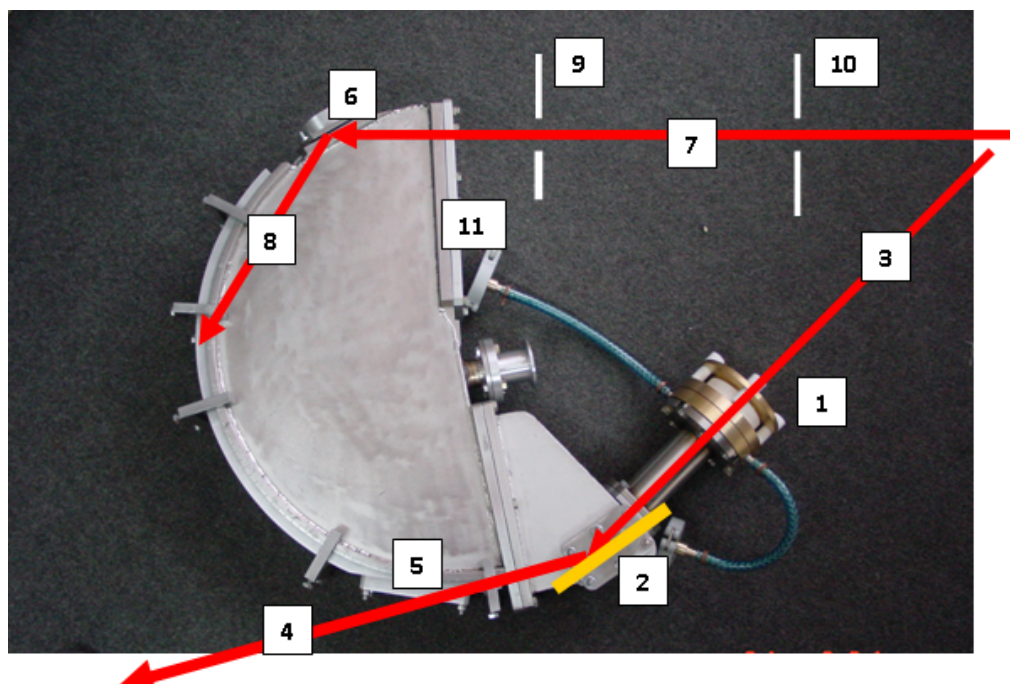


Рис.3.

1 - камера капилляра, 2 - дифракционная решетка, 3 - входящий луч красного лазера для простройки EUV, UV канала, 4 -отраженный от кристалла/решетки луч красного лазера, 5 - позиция детектора (пленка, ПЗС, МКП, и т.д.) 6 - позиция дифракционной решетки, 7 - входящий луч красного лазера для простройки EUV,UV канала, 8 - отраженный луч красного лазера, 9, 10 - диафрагмы для настройки, 11 - входной фланец для регистрации EUV,UV излучений.

На начальном этапе, как правило, используется геометрическая настройка – установка всех элементов в расчетные положения и затем оптическая настройка – проверка точности установки элементов с помощью источников видимого света. Последним этапом является настройка, проведенная с использованием калибровочного источника.

Спектр калибровочного источника в заданном диапазоне длин волн регистрируется с помощью спектрографа с последующей оценкой полуширин и относительных яркостей линий и изменением положения элементов спектрографа для достижения оптимальных параметров прибора. Оптимально сфокусированный спектр, полученный с помощью решетки 4200 штр/мм, и

соответствующие денситограммы показаны на рис.4. В спектре присутствуют линии ионов различных степеней ионизации для следующих элементов: Al, Cu, O, Xe. Из представленных спектров видно, что линии материала электрода вносят вклад в излучение плазмы, что должно учитываться при моделировании процессов, происходящих в капилляре.

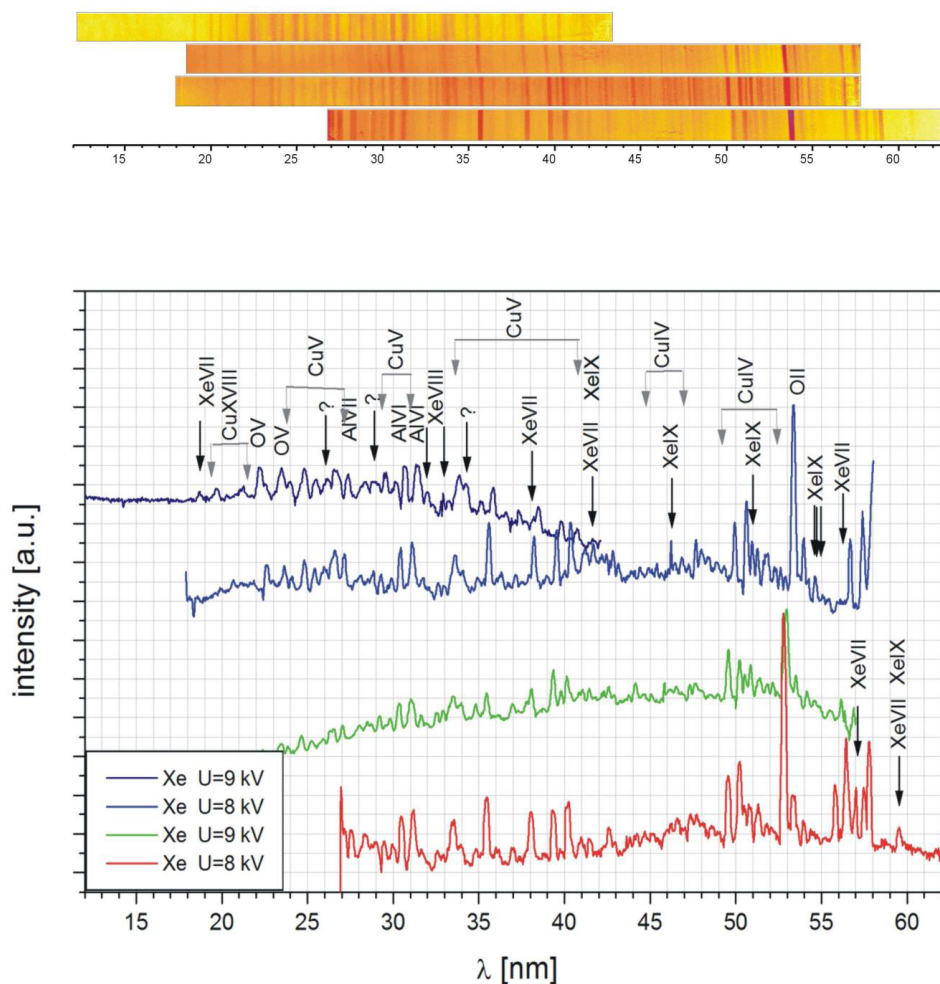


Рис. 4.

Итак, создан капиллярный разряд, зарегистрированы его спектры, включающие в себя линии рабочего газа, материала электродов и материала керамики. Осуществлено практическое применение созданного источника – с его помощью успешно настроен и откалиброван фокусирующий спектрограф. Наличие интенсивного спектра, содержащего линии материала электрода (катода) показывает, что для повышения выхода излучения в интересующей области длин волн имеет смысл напыление на внутреннюю поверхность электрода соответствующего элемента.

ДИАГНОСТИКА НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ С ПОМОЩЬЮ ИЗЛУЧЕНИЯ СО ЛАЗЕРА (5,0-7,5 МКМ)

Ю.М. Климачев

Физический институт имени П. Н. Лебедева Российской академии наук

Введение

Существенным шагом вперед на пути исследования кинетических процессов, происходящих в активной среде (АС) электроразрядных СО лазеров является переход от сопоставления расчетных и измеренных генерационных характеристик таких лазеров к сравнению непосредственно коэффициента усиления АС и других параметров созданной низкотемпературной плазмы. Это позволяет существенно упростить теоретическое моделирование и уменьшить число измеряемых параметров в эксперименте, т. к. убирает необходимость моделирования процессов генерации света. Кроме этого, характерные времена формирования инверсной населенности (ИН), а, следовательно, и коэффициента усиления слабого сигнала (КУСС), очень важны для быстропротекающих СО лазеров как с поперечной прокачкой АС, так и с продольной, поскольку их нужно учитывать при разработке конструкции таких лазеров. Таким образом, возникает необходимость в исследовании временной динамики усиления в АС СО лазера в различных экспериментальных условиях, в частности, характерных, для СО лазеров с быстрой прокачкой активной среды. Причем, наиболее важные из этих условий (удельный энерговклад, плотность и состав газовой смеси) можно промоделировать на импульсной электроионизационной (ЭИ) СО лазерной установке со стационарным криогенным охлаждением АС.

В СО лазере зависимость КУСС от температуры играет особенно существенную роль, однако, очень трудно измерять температуру газа непосредственно в области электрического разряда. В работе [1] для измерений динамики температуры АС в условиях электрического разряда был использован тот факт, что вращательная температура возбужденных состояний молекул СО сравнивается с поступательной температурой за время менее 1 нс. Динамика вращательной температуры газа рассчитывалась по динамике КУСС на трех вращательных переходах одной колебательной полосы, которая измерялась с помощью непрерывного частотно-селективного СО лазера, использовавшегося

в качестве зондирующего. Однако, при реализации такой методики десятипроцентная точность измерения КУСС приводит к высокой (~ 200 К) погрешности определения температуры газа [2]. Для увеличения точности, как следует из [2], необходимо увеличивать число зондируемых переходов в несколько раз, т. е. развить метод многочастотного зондирования АС ЭИ СО лазера.

Эксперименты

В работах [3, 4] разработана такая методика многочастотного лазерного зондирования, которая была применена для диагностики КУСС, температуры и населенности колебательных уровней в содержащих СО газовых смесях, возбуждаемых импульсным ЭИ разрядом. Оптическая схема измерений представлена на рис. 1. Экспериментально исследована динамика КУСС на колебательно-вращательных переходах $V+1 \rightarrow V P(J)$ молекулы СО в различных смесях и при различных удельных энерговкладах Q_{in} [3]. На рис. 2 представлена динамика КУСС в смеси $CO:N_2=1:9$ на трех переходах. Продемонстрировано, что при увеличении колебательного числа V от 7 до 31 изменение величины КУСС с течением времени происходит более медленно, а максимальное значение КУСС G_{max} при этом уменьшается в три раза. Обнаружено, что при фиксированном значении V скорость нарастания КУСС увеличивается при увеличении вращательного числа $J > 6$.

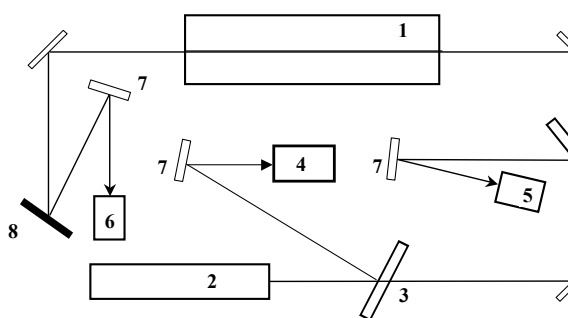


Рис. 1. Оптическая схема экспериментов.

1 – лазерный усилитель; 2 – зондирующий лазер;
3 – светоделительные пластины; 4 – инфракрасный спектрометр; 5 и 6 – фотодетекторы; 7 – сферические зеркала; 8 – дифракционная решетка. [4]

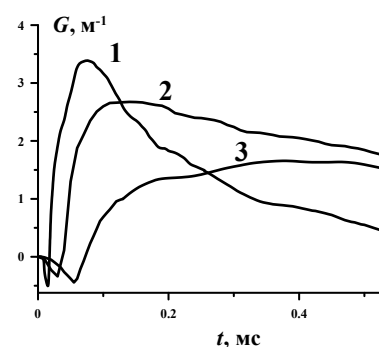


Рис. 2. Динамика КУСС $G(t)$ в смеси $CO:N_2=1:9$ на трех переходах 1) $8 \rightarrow 7 P(10)$, 2) $14 \rightarrow 13 P(10)$ и 3) $21 \rightarrow 20 P(11)$. $Q_{in}=800$ Дж л⁻¹ Амага-1. [3]

Показано, что в кислородсодержащих газовых смесях ($CO : O_2=1 : 19$) величина G_{max} на нижних колебательных переходах (для $V < 13$) может быть

значительно больше, чем G_{\max} в смеси, в которой вместо кислорода используется азот ($\text{CO} : \text{N}_2 = 1 : 19$). Обнаружено, что КПД СО лазера (47%), действующего на смеси с большим содержанием кислорода, может значительно превышать КПД СО лазера (30%), действующего на азотосодержащей смеси.

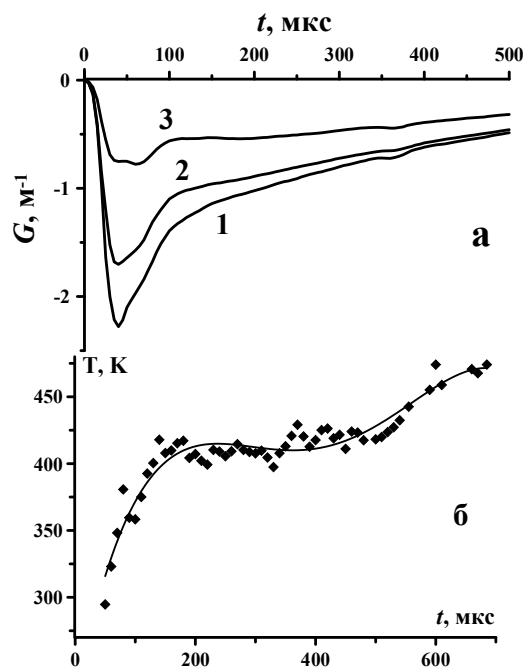


Рис. 6. Временные зависимости поглощения (а) зондирующего излучения на переходах полосы $9 \rightarrow 8$ P(J): 1) $J = 9$; 2) $J = 11$; 3) $J = 15$, - и температуры газа (б). Смесь $\text{CO} : \text{O}_2 = 1 : 19$, давление 30 Тор, начальная темп. 290 К, $Q_{\text{in}} = 250$ Дж (л Амага)-1. [4]

Показано, что методика позволяет уменьшить погрешность определения температуры газа до 3% [4]. Обнаружено, что в смеси $\text{CO} : \text{O}_2$ населенность нижних колебательных уровней молекулы СО может в несколько раз превышать населенность уровней в лазерных смесях $\text{CO} : \text{He}$ и $\text{CO} : \text{N}_2$. Однако рост температуры в кислородосодержащих смесях существенно выше, чем в гелиевой и азотной. На рис. 3а представлены временные зависимости поглощения на трех переходах молекулы СО, на основе которых была определена динамика температуры (рис. 3б).

Последующие исследования показали [5], что добавление молекулярного кислорода в рабочую смесь импульсного ЭИ СО лазерного усилителя многократно увеличивает КУСС активной среды на колебательных переходах молекулы СО для V от 6 до 13 (рис. 4), что связано с увеличением населенности колебательных уровней. При этом временные параметры динамики уменьшались на всех зондированных переходах. На рис. 5 представлены энергии колебательных переходов молекул O_2 , СО и N_2

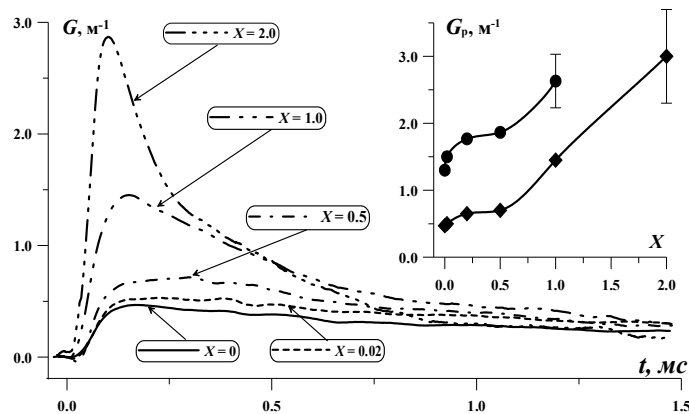


Рис. 4. Динамика КУСС на переходе $10 \rightarrow 9$ P(15) для смеси CO:He:O₂=1:4:X в значениях X, $Q_{in}=130$ Дж/(л*Амаг). На врезке представлена зависимость максимума G_p от доли кислорода X для $Q_{in}=240$ Дж/(л*Амаг) (●) и $Q_{in}=130$ Дж/(л*Амаг) (○).

Этот рисунок демонстрирует существенную роль кинетических процессов межмолекулярного колебательно-колебательного (VV') обмена для возбуждения молекул CO. Обнаружено, что при добавлении кислорода возрастает КПД СО-лазера на основных переходах, причем КПД достигает своего максимального

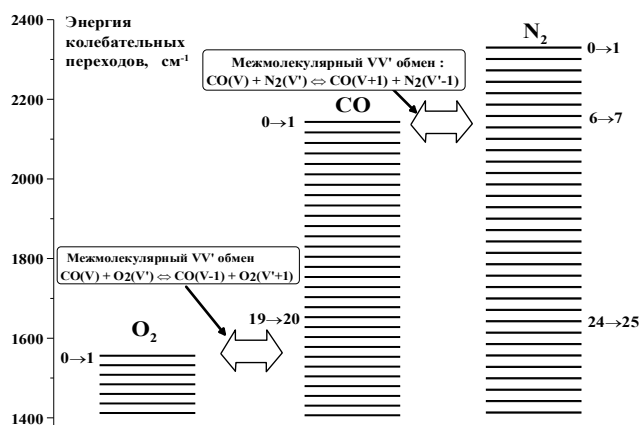


Рис. 5. Энергия колебательных переходов молекул O₂, CO, N₂. [5]

значения при меньших значениях удельного энерговклада. Показано, что импульсный ЭИ СО лазер может действовать на воздушной рабочей смеси, причем как на основных переходах, так и на переходах первого колебательного обертона $V+2 \rightarrow V$.

В работе [6] исследовано влияние малых добавок O₂ на динамику КУСС в АС импульсного ЭИ СО лазера при криогенной температуре. Использование численной модели АС лазера позволило выяснить, каким образом VV'-обмен между колебательно-возбужденными молекулами СО на высоких уровнях и молекулами кислорода влияет на динамику КУСС.

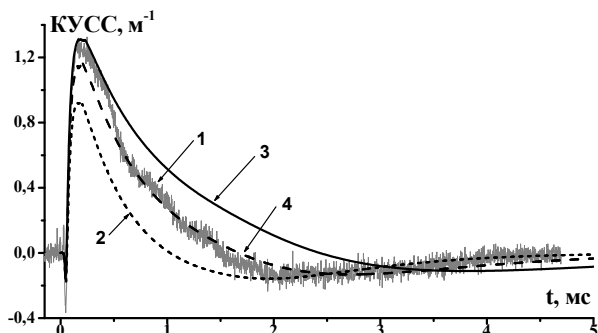


Рис. 6. Зависимость КУСС от времени на переходе 18→17 (P15) при доле кислорода 4%. 1 – эксперимент; 2-4 – расчет при различных константах скоростей VV' -обмен. $Q_{in}=240$ Дж л⁻¹ Амага-1. [6]

В работе [7] экспериментально и теоретически исследована зависимость зеемановского расщепления колебательно-вращательных линий молекул NO от величины сильного магнитного поля с магнитной индукцией до 6 Тл. Измерение поглощения в импульсном магнитном поле проводилось также с помощью непрерывного излучения частотно-перестраиваемого СО- лазера, действовавшего в режиме селекции одной спектральной линии. Чтобы проанализировать динамику поглощения, была разработана расчетная модель нелинейного зеемановского расщепления линий NO. Динамика поглощения излучения молекулами NO в импульсном магнитном поле удовлетворительно описывалась расчетной моделью в кубичном приближении по величине магнитной индукции. Обнаружена нелинейность зеемановского расщепления линий Q- и P-ветвей колебательно-вращательных переходов молекул NO в состоянии $^2P_{3/2}$. В частности, для линий Q(2.5), P(5.5) и P(6.5) нелинейность зеемановских компонент линий проявлялась при магнитной индукции ~4 Тл.

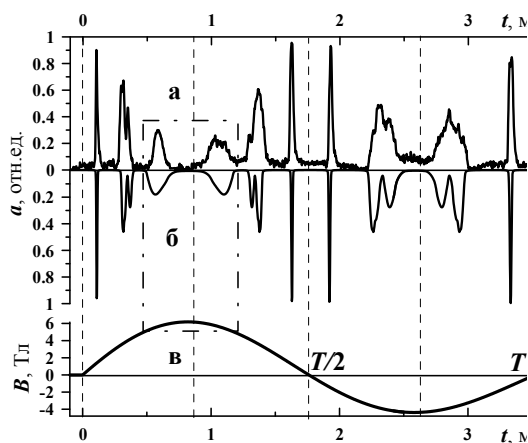


Рис. 7. Динамика измеренного (а) и рассчитанного (б) коэффициентов поглощения $a(t)$ в NO излучения СО- лазера на линии 9→8 P(15) в магнитном поле $B(t)$ (в). [7]

Методика, основанная на сопоставлении измеренной и расчётной динамики КУСС для ряда переходов (рис. 6), позволила определить параметры аналитической аппроксимации констант скоростей VV' -обмена для пары молекул CO-O₂ при криогенной температуре АС.

Сопоставление рассчитанной и измеренной динамики поглощения зондирующего излучения показало, что расчетная модель хорошо воспроизводит положение пиков измеренного поглощения в зависимости от индукции импульсного магнитного поля (рис. 7), позволяя, тем самым, идентифицировать зеемановские компоненты линий поглощения молекул NO.

Работы [8, 9] были посвящены исследованию режима активной синхронизации мод ЭИ СО лазера, создания системы задающий генератор-лазерный усилитель (ЗГ-ЛУ), эмитирующей цуг наносекундных импульсов (ЦНИ) и исследование усиления ЦНИ в активной среде СО-лазерного усилителя. Длительность пичков составляла ~ 10 нс, минимальное значение длительности, достигнутое в наших экспериментах, - 5 нс. Получены зависимости выходной энергии излучения из усилителя от входной энергии в усилитель при разных значениях удельного энерговклада и относительной плотности рабочей смеси газов, которые имели явно выраженный нелинейный характер, что свидетельствует о насыщении усиления АС.

Максимальная пиковая мощность $P_{\text{пик}}$ усиленного на одном проходе излучения для смеси СО : Не = 1 : 4 составила 380 кВт (рис. 8) при суммарной энергии ЦНИ на выходе ЛУ 3.2 Дж в неселективном режиме и 100 кВт при 1,1 Дж в частотно-селективном режиме. При этом КПД системы ЗГ-ЛУ по сравнению с чисто лазерным вариантом формирования ЦНИ повысился в 2 раза для селективного режима, составив 1,6%, и в 1,5 раза для неселективного, составив 5,3% [9]. Для оценки параметра насыщения было рассчитано время вращательной релаксации молекул СО для наших условий, которое оказалось равным 1,7 нс, что значительно меньше длительности пичков излучения. Путем сравнения экспериментальной и расчетной динамики пичков излучения на выходе ЛУ (рис. 9) было найдено значение интенсивности насыщения усиления наносекундных импульсов в активной среде, составившие $I_S = 14 \pm 4$ кВт/см² для колебательно-вращательного перехода молекулы СО 9-8 P(11).

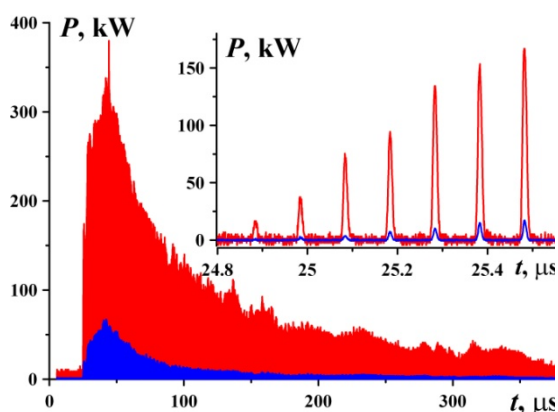


Рис. 8. Мощность ЦНИ на входе (синий) и выходе (красный) ЛУ для неселективного режима (~ 10 спектральных линий в диапазоне от 5.1 до 5.4 мкм). Врезка представляет начало ЦНИ, иллюстрируя форму и частоту следования пичков в ЦНИ. [8]

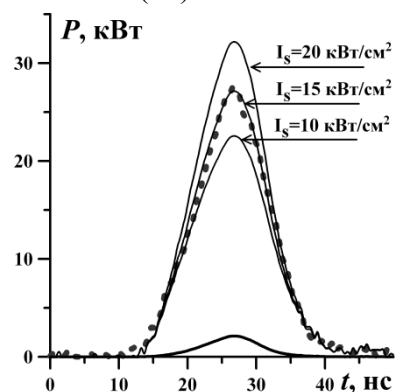


Рис. 9. Экспериментальная динамика пичков излучения на входе (нижняя сплошная кривая) и выходе (пунктирная кривая) усилителя при $t = 37$ мкс и результаты расчета при трех значениях интенсивности насыщения усиления для $Q_{in} = 210$ Дж/(л Амага). [9]

Заключение

Разработанная и реализованная в лаборатории Газовых лазеров ОКРФ ФИАН методика многочастотного лазерного зондирования позволила провести целый ряд исследований по диагностике динамики КУСС, температуры и населенности колебательных уровней в содержащих СО газовых смесях, возбуждаемых импульсным ЭИ разрядом. С ее помощью также было исследовано нелинейное зеемановское расщепление линий NO в сильном магнитном поле. Проведенные исследования усиления ЦНИ позволили оценить интенсивность насыщения усиления в АС импульсного ЭИ СО лазера.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант 13-02-01135).

Литература:

1. Басов Н.Г., Казакевич В.С., Ковш И.Б., Микрюков А.Н. // Квант. электрон., 1983, т.10, № 5, с. 1049.
2. Вязовецкий Н.М., Дидюков А.И., Кирко и др. // Ж. прикл. спектроскопии, 1990, т. 52, № 4, с. 659.
3. С.В. Ветошкин, А.А. Ионин, Ю.М. Климачев и др. // Квант. электрон., 2007, т. 37, № 2, с. 111.
4. А А Ионин, Ю М Климачев, А Ю Козлов и др. // Квант. электрон., 2007, т. 37, № 3, с. 231.
5. А.А. Ионин, Ю.М. Климачев, А.Ю. Козлов и др. // Квант. электрон., 2008, т. 38, № 2, с. 115.
6. А.А. Ионин, Ю.М. Климачев, А.Ю. Козлов и др. // Квант. электрон., 2008, т. 38, № 9, с. 833.
7. A.A. Ionin, Yu.M. Klimachev, A.Yu. Kozlov and A.A. Kotkov // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys, 2011, v. 44, p. 025403.
8. Ionin A., Kinyaevskiy I, Klimachev Yu. et al , // SPIE Newsroom, doi: 10.1117/2.1201112.004016 (6 January 2012).
9. A.A. Ionin, I.O. Kinyaevskiy, Yu.M. Klimachev, et al // Optics Communications, 2012, v. 285, № 10-11, p. 2707.

CXRS ИЗМЕРЕНИЯ ИОННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ В NBI РАЗРЯДАХ СФЕРИЧЕСКОГО ТОКАМАКА ГЛОБУС-М

Г. Ф. Авдеева¹, И.В.Мирошников²

ИФНУТ, ФГАОУ ВО СПбПУ

Температура ионной компоненты является одним из ключевых физических параметров высокотемпературной плазмы. Информация о пространственном распределении ионной температуры необходима для понимания и моделирования равновесия плазменного шнура, процессов переноса частиц и энергии, оценки эффективности работы систем нагрева плазмы[1]. Таким образом, диагностика ионной температуры является одной из важнейших составляющих диагностического комплекса современных установок с магнитным удержанием.[2-3]. На токамаке Глобус-М доступно два основных метода измерения температуры ионов: спектроскопия перезарядки (CXRS) и корпускулярная диагностика (анализатор нейтральных частиц или NPA). В основе CXRS лежит процесс перезарядки ядер примесей на нейтральных атомах диагностического или нагревного пучка (NBI). При инжекции в плазму пучка быстрых нейтральных атомов водорода в результате перезарядки ядер примесей на атомах пучка образуются водородоподобные ионы примесей. Если образовавшийся в процессе перезарядки ион находится в возбужденном состоянии, релаксация в основное состояние произойдет через каскад переходов с излучением соответствующих спектральных линий. Наиболее удобным является использование переходов с излучением в видимом диапазоне. Время переноса энергии между водородом основной плазмы и ионами примеси достаточно мало, оно короче, чем время удержания энергии. Поэтому температура примесных ионов, определяемая в диагностике CXRS, совпадает с ионной температурой основной плазмы. Метод CXRS позволяет получить локальные значения температуры плазмы и восстановить профиль температуры при проведении многохордовых измерений.

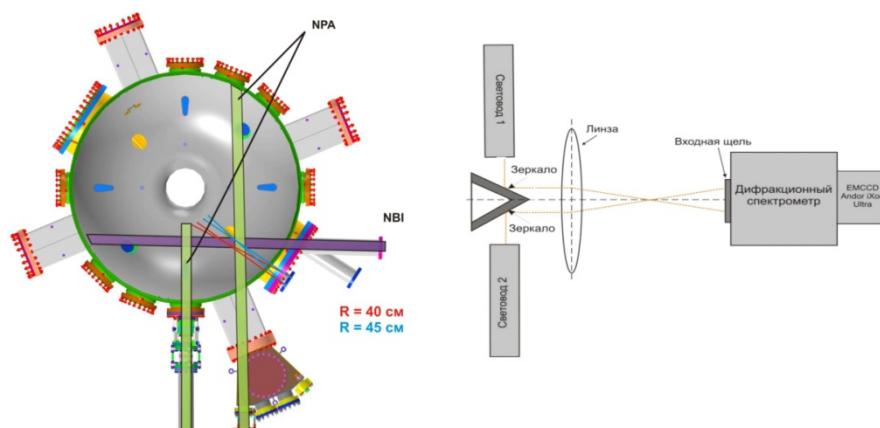


Рис.1 Схема измерений

Эксперимент проводился на установке Глобус-М, представляющей собой сферический токамак с большим радиусом $R = 36$ см и малым радиусом $a = 24$ см. В исследуемых разрядах характерное среднее значение концентрации плазмы $n \sim 3\text{-}5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, тороидальное магнитное поле $B_{\text{тор}} \sim 0,5$ Т, ток по плазме $I_p < 115\text{-}200$ кА. Типичная температура ионов в омическом разряде 200 эВ. Пучок нейтральных атомов инжектируется в тангенциальном направлении и имеет поперечный размер на уровне e^{-1} порядка $3 \text{ см} \times 10 \text{ см}$, энергия пучка 23 - 28 кэВ, ток 22 – 28 А. Имелись две хорды наблюдения: первая хорда пересекает ось NBI на $R = 40$ см; вторая пересекает ось NBI на $R = 45$ см (Рис. 1). Два световода длиной 15 м транспортируют излучение из зала установки к месту расположения измерительной аппаратуры. После прохождения простой оптической системы свет с обоих световодов фокусируется на входной щели спектрального прибора. Изображения разнесены по высоте и не перекрываются. Дифракционный спектральный прибор высокого разрешения действует по принципу, основанному на двойной дифракции при скользком падении света на решетку. Прибор имеет зеркальные входной и выходной объективы с фокусным расстоянием $F = 300$ мм, решетку 1800 штрихов/мм, обратная линейная дисперсия составляет $1,5 \text{ \AA}/\text{мм}$, относительное отверстие $F/7$, рабочий диапазон 4300 – 9000 \AA . Для регистрации спектра использовалась EMCCD камера «Andor iXon Ultra», обладающая высокой квантовой эффективностью (до 90% на длине волны 5400 \AA) и низкими значениями шумового сигнала (на уровне единиц электронов). Оптическая схема приведена на Рис.1.

В работе представлены результаты измерений спектрального контура линии свечения водородоподобного иона углерода C VI (5290,5 Å) в разрядах Глобус-М с NBI нагревом. Поскольку в плазме присутствуют все виды ионов для каждого рода примеси, то излучение на той же длине волны из периферийных областей плазмы попадает в луч обзора спектрометра. Движение заряженных частиц плазмы сопровождается изменением энергии и излучением во всем спектральном диапазоне, которое создает фоновый сигнал в получаемых спектрах (континуум). Для определения ионной температуры по полученным спектрам использовалась аппроксимация в виде суммы подложки и двух гауссовых экспонент[4]:

$$Backgr + a_{active} \cdot \exp \left[\frac{-m \cdot c^2}{2 \cdot Ti_{active}} \cdot \left(\frac{\lambda}{\lambda_0} - 1 + \frac{V_{active}}{c} \right) \right] + a_{passive} \cdot \exp \left[\frac{-m \cdot c^2}{2 \cdot Ti_{passive}} \cdot \left(\frac{\lambda}{\lambda_0} - 1 + \frac{V_{passive}}{c} \right) \right]$$

где для каждого спектра методом наименьших квадратов искались значения 7 коэффициентов $Backgr, a_{active}, Ti_{active}, V_{active}, a_{passive}, Ti_{passive}, V_{passive}$.

Исходя из того, что спектры излучения в различных разрядах, но при одних параметрах, близки друг другу, проводилось их усреднение по разрядам для получения среднего значения ионной температуры.

На рис.3 представлены результаты обработки спектров и сравнение с данными NRA диагностики. Время экспозиции составляло 5 и 10 мс. Полученные значения ионной температуры составляют 300-450 эВ. Так же на рис. 3 представлены полученные профили ионной температуры в сравнении с профилем электронной. В целом можно сказать, что профили электронной и ионной температуры в исследуемых режимах Глобус-М совпадают. При превышении значения среднечордовой концентрации $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ диагностика NRA дает заниженные значения ионной температуры.

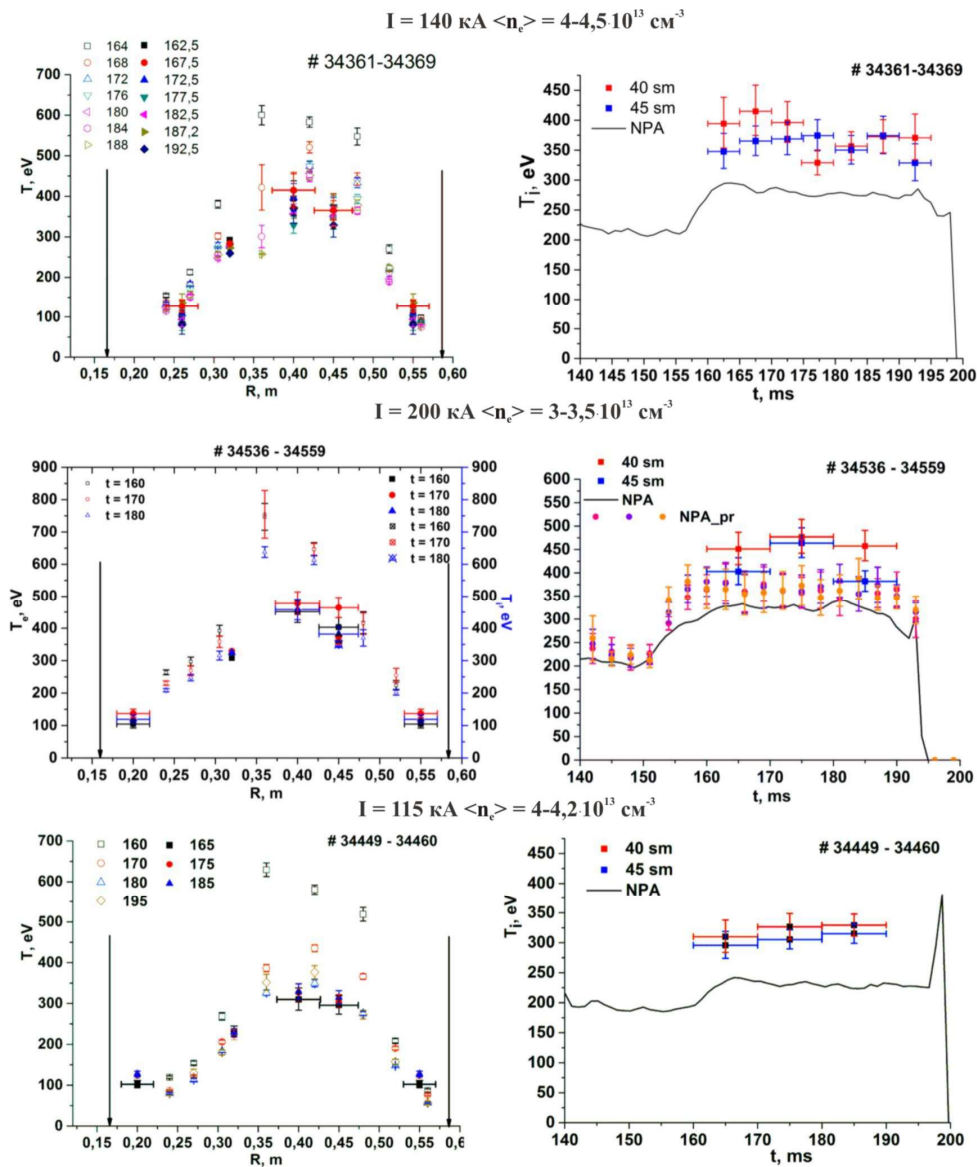


Рис.3 Результаты обработки спектров. Пустые значки соответствуют электронной температуре, заполненные – ионной, перечеркнутые – данным продольного нейтрального анализатора. Вертикальные стрелки указывают положение сепаратрисы.

Литература:

- [1] M. Yoshinuma, K. Ida, M. Yokoyama, M. Oskabe, and K. Nagaoka «Charge-Exchange spectroscopy with pitch-controlled double-slit fiber bundle on LHD», Fusion Sci. and Technology, Vol.53, July/Aug 2010
- [2] E. Viezzer, T. Pütterich, R. Dux, R. M. McDermott « High-resolution charge exchange measurements at ASDEX Upgrade», Rev.Sci.Instrum, Vol.83, 2012
- [3] M. De Bock, K. Jakubowska, M. von Hellermann et al. “Measuring one-dimensional and impurity density profiles on TEXTOR using combined charge exchange – beam emission spectroscopy and ultrasoft x-ray tomography” Rev.Sci.Instrum, Vol.75, No.10, October 2004
- [4] M. DeBock «Understanding and controlling plasma rotation in tokamaks», Technische Universiteit Eindhoven, 2007

ЦИФРОВАЯ ОБРАБОТКА СИГНАЛОВ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ДЕТЕКТОРА

В.М. Трухин, Д.В. Рыжаков, Е.А. Шестаков

Национальный исследовательский центр «Курчатовский Институт»

Известно, что аналоговая схема регистрации спектров рентгеновского излучения из плазмы импульсной установки типа токамак с использованием твердотельного полупроводникового детектора имеет ряд недостатков, таких как низкое быстродействие и сложность временной синхронизации с другими диагностиками. Для исправления этих недостатков предложены методика регистрации сигналов с помощью осциллографического аналого-цифрового преобразователя и алгоритм обработки полученного сигнала.

Рассмотрен метод обработки импульсов квантов, пришедших в момент, когда не закончена обработка предыдущего кванта («наложенные» кванты). Предложенный метод заключается в аппроксимации формы сигнала от кванта с последующим последовательным вычитанием аппроксимации из сигнала. Этот метод позволил учесть возможные искажения и правильно рассчитать энергию пришедших квантов, что значительно увеличило быстродействие спектрометра, так как при аналоговом методе «наложенные» кванты исключались из обработки.

Измеренная зависимость выходной загрузки и энергетического разрешения от входной загрузки для различных времён формирования показало увеличение быстродействия спектрометра по сравнению с аналоговой схемой измерения в $3 \div 4$ раза.

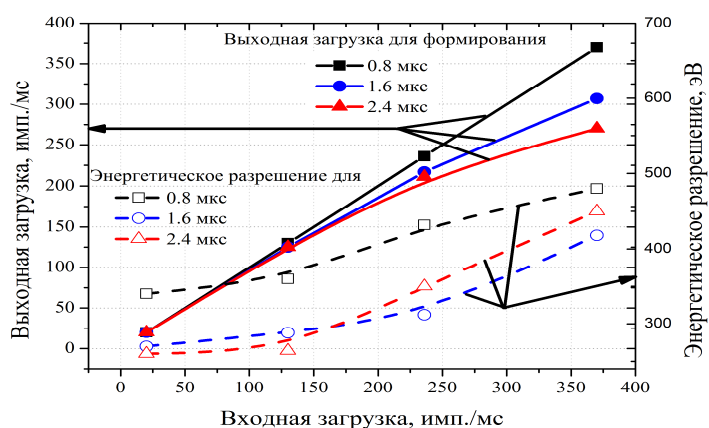


Рис.1 Зависимость энергетического разрешения от входной нагрузки

Применение разработанной методики регистрации для измерений спектров рентгеновского излучения из плазмы токамака Т-10 позволили определить значения электронной температуры плазмы в различных фазах пилообразных колебаний, а измерения, проведённые вдоль разных прицельных параметров, показали изменение профиля электронной температуры плазмы.

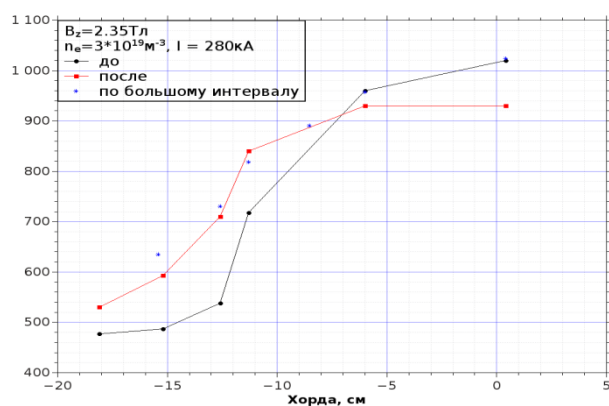


Рис.2 Профили электронной температуры до и после малого срыва в «пиле».

Литература:

1. В.М. Трухин, Д.В. Рыжаков, Е.А. Шестаков Цифровая обработка сигналов полупроводникового рентгеновского детектора ВАНТ. сер. Термоядерный синтез, 2013, т.36, вып.1 с.78-85.

ОПТИЧЕСКАЯ РЕГИСТРАЦИЯ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ СТРУКТУРЫ ИМПУЛЬСНОГО МАГНЕТРОННОГО РАЗРЯДА

М.М. Харьков, А.В. Казиев, Г.В. Ходаченко

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

В 90-х годах в МИФИ впервые был получен сильноточный квазистационарный режим импульсного магнетронного разряда (СИМР) [1]. Позднее получили развитие устройства, в которых реализуется режим high-power impulse magnetron sputtering (HiPIMS), не содержащий квазистационарной фазы. Оба режима позволяют получать высококачественные покрытия из различных материалов. В таких разрядах степень ионизации плазмы может достигать величины более 90%, а плотность плазмы — 10^{13} см^{-3} .

В последние годы, благодаря развитию средств оптической диагностики, были экспериментально обнаружены неоднородности излучения плазмы разрядов HiPIMS и СИМР [3,4]. В настоящее время исследованиями структуры плазмы, характерной для импульсных магнетронных разрядов, занимаются многие научные группы в мире.

Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию структуры плазмы СИМР методом высокоскоростной оптической съемки.

Эксперименты проводились на планарном магнетроне установки «ПИНЧ».

Система электрического питания состоит из блока питания стационарного разряда, используемого для предварительной ионизации, и блока импульсного питания в виде искусственной длинной линии, коммутируемой тиристорами

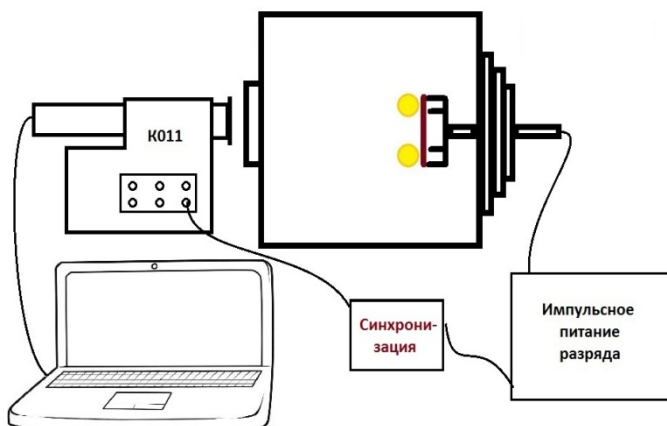


Рис. 1 Схема проведения экспериментов с использованием камеры K011

[2]. Упрощённая схема проведения эксперимента приведена на Рис. 1. В общую систему синхронизации установки включена высокоскоростная электронно-оптическая камера БИФО К011. Камера управляется с компьютера; регулируемые параметры являются время между кадрами (0,1–100 мкс), время экспозиции (0,1–100 мкс) и задержка (0–1300 мкс) от поступившего на камеру запускающего сигнала. Камера регистрирует 9 последовательных кадров за один импульс.

Исследования структуры разряда проводились для разных материалов катода (медь, молибден и титан). В ходе экспериментов получены устойчивые режимы СИМР и построены соответствующие вольт-амперные характеристики (ВАХ) разряда при разных давлениях напускаемого рабочего газа (Ar) ($p_{Ar} = 6 \cdot 10^{-3} - 9 \cdot 10^{-2}$ Торр) и при разных значениях магнитного поля на поверхности мишени ($B_s \sim 600-1400$ Гс). Для каждой точки ВАХ получены и проанализированы серии изображений плазмы разряда, зарегистрированных с помощью камеры. Экспериментально обнаружены зависимости наблюдаемой структуры плазмы от положения точки, соответствующей разряду, на ВАХ. На Рис. 2 приведены ВАХ СИМР для катодов из Cu, Mo и Ti в зависимости от p_{Ar} и B_s . На графиках отмечены точки, характерные для областей, в которых структура СИМР существенно различна.

Полученная ВАХ СИМР на медном катоде (Рис. 2а) обладает ярко выраженными минимумом и максимумом напряжения U . Проведя анализ снимков, соответствующих данной ВАХ разряда при разных давлениях, сделан вывод, что на меди неоднородности излучения явно формируются на первом перегибе (т. е. максимуме U) при токе порядка 10 А и при значениях 10–50 А активно развиваются. При этом на осциллограммах наблюдаются колебания тока и напряжения. При значениях тока ~ 55 А, после минимума напряжения U на ВАХ, структура разряда становится регулярной, а в осциллограммах отсутствуют колебания тока и напряжения.

ВАХ разряда на молибдене (Рис. 2б) не обладает выраженными максимумом и минимумом напряжения, но на ней наблюдаются перегибы. Неоднородности возникают на первом перегибе, где значения тока ~ 23 А, а после второго перегиба, при значении тока ~ 120 А, в структуре разряда неоднородности не наблюдаются, а на осциллограммах отсутствуют колебания тока и напряжения.

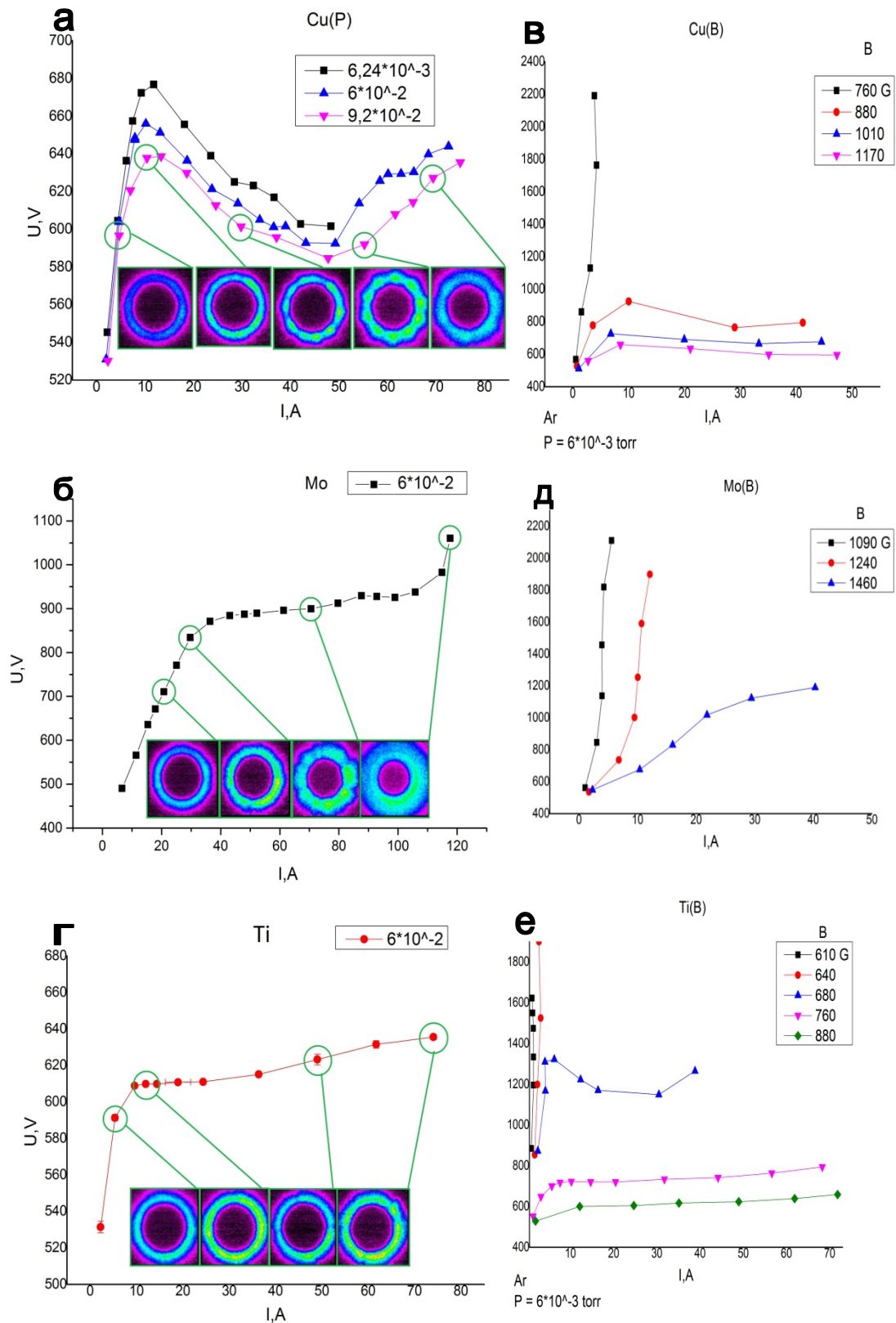


Рис. 2. ВАХ и изображения СИМР на разных материалах мишени: медь (а, г), молибден (б, д), титан (г, е) при разных значениях магнитного поля (в Гс) и давления рабочего газа (в Торр)

Полученные данные для титановой мишени позволяют заключить, что неоднородности возникают далеко за перегибом ВАХ СИМР (Рис. 2в), при токах порядка 40–50 А. Область отсутствия колебаний в осциллограммах и выстраивания регулярной структуры разряда не достигнута.

На меди (Рис. 2г) в диапазоне значений магнитного поля от 880 Гс до 1170 Гс все кривые обладают максимумом в области 10 А, где образуются неоднородности. На кривой, соответствующей полю 760 Гс, неоднородностей не наблюдается. При токах 40–50 А происходит равномерное распределение неоднородностей в азимутальном направлении (регулярная структура).

На молибденовом (Рис. 2д) катоде неоднородности возникают только при магнитном поле $B_{s(\text{Mo})} = 1460$ Гс, при токах 25–30 А.

Семейство полученных кривых на титане (Рис. 2е) охватывает весь диапазон ВАХ для данного разряда: как высоковольтные (610 и 640 Гс), так и сильноточные (760 и 880 Гс), а также S-образные (680 Гс). Характерные токи возникновения неоднородностей имеют порядок 50 А.

Экспериментально выявлено, что при переходе от стационарного слаботокового разряда к СИМР возникают затухающие колебания тока и напряжения с последующим выходом на квазистационарный режим. Характерные времена затухания составляют: для меди — 30 мкс, для молибдена — 35 мкс, для титана — 80 мкс. Полученные данные позволяют оценить время формирования регулярной структуры разряда на меди ~ 50 мкс.

Литература:

1. Мозгрин Д.В., Фетисов И.К., Ходаченко Г.В. Экспериментальное исследование сильноточных форм квазистационарного разряда низкого давления в магнитном поле // Физика плазмы, 1995, Т. 21, № 5, С. 422–433
2. Щелканова И.А. Сильноточный магнетронный разряд с автоускорением плазмы. Дисс. ... к.ф.-м.н. Москва, 2011
3. Козырев А.В., Сочугов Н.С., Оскомов К.В., Захаров А.Н., Одиванова А.Н. Оптические исследования неоднородностей в плазме сильноточного импульсного магнетронного разряда // Физика плазмы, 2011, Т. 37, № 6, С. 1–7
4. Winter J., Hecimovic A., de los Arcos T., Böke M., and Schulz-von der Gathen V. [Instabilities in high-power impulse magnetron plasmas: from stochasticity to periodicity](#) // J. Phys. D: Appl. Phys., 2013, V. 46, P. 084007

МАТЕРИАЛОВЕДЧЕСКИЙ ЗОНД ДЛЯ ТОКАМАКА WEST

А.А. Айрапетов, Л.Б. Беграмбеков, А.В. Грунин, А.Е. Евсин, А.С. Каплевский

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

Большое количество зондов было разработано и использовано для измерения параметров пристеночной плазмы, так называемого Scrape-off-Layer (SOL). Такие методики очень полезны для оценки параметров пристеночной плазмы, которые необходимы для планирования, проведения и интерпретации результатов экспериментов по взаимодействию плазмы с первой стенкой ТОКАМАКА.

Разработан многофункциональный зонд, для оценки потоков ионов и атомов вольфрама в пристеночном слое ТОКАМАКА WEST (Tungsten (W) Environment (E) Steady-state (S) Tokamak (T)). Зонд может работать в нескольких режимах: 1) In-situ измерение потоков ионов вольфрама различных энергий в SOL ТОКАМАКА WEST (разделение ионов в скрещенных $E \times H$ полях); 2) In-situ измерение потоков атомов вольфрама в SOL ТОКАМАКА; 3) интегральное измерение потоков металлических примесей в SOL ТОКАМАКА WEST.

Работа частично поддержана грантом НШ-5084.2014.2 Президента РФ для государственной поддержки ведущих научных школ РФ.

ПРОГРАММНО-АППАРАТНЫЕ МЕТОДЫ СБОРА ДАННЫХ В ПЛАЗМЕННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ (НА ПРИМЕРЕ СОЗДАНИЯ НОВОГО КОМПЛЕКСА ДЛЯ СТЕЛЛАРАТОРА Л-2М)

Д.В. Малахов^{1,2}, Н.Н. Скворцова^{1,3}, Д.Г. Васильков¹, В.А. Смирнов⁴,

Б.А. Тедтоев⁴, А.К. Горшенин⁵, А.Д. Черноусов¹

¹ *Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН*

² *Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»*

³ *Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана*

⁴ *Московский государственный технический университет радиотехники,
электроники и автоматики*

⁵ *Институт проблем информатики РАН*

Современный ученый-исследователь все чаще сталкивается с необходимостью использования в своей научной работе новых методов сбора и обработки информации. IT технологий все больше интегрируются в научные исследования не зависимо от направлений исследования и зачастую такие понятия как «DataMinig», «BigData», система управления проектами и ускорение вычислений на графических процессорах уже являются неотъемлемыми атрибутами изучения такого обширного научного направления, как физика плазмы. Обычно на крупных плазменных установках установлены несколько десятков многоканальных диагностик, результатами работы которых являются многомиллионные ансамбли временных выборок, по сути слабоструктурированных данных. В данных выборках содержится информация, необходимая для понимания механизмов связи между макропараметрами (плотность и температуры плазмы, ток, магнитное поле, мощности дополнительного нагрева и др.) и микропараметрами плазмы, определяемыми турбулентностью (энергия, спектральный состав, плотности вероятности амплитуд и т.д.). Основной задачей данной работы является получение информации о взаимосвязи таких параметров плазмы. Решение основано на структуризации и многопараметрической обработке сигналов базы данных стелларатора Л-2М, с использованием современных программно-аппаратных

средств (высокоскоростных систем сбора данных, GPU NVidia, системы управления проектами Open Atrium). Для многопараметрического комплексного анализа использовались отсортированные данные (временные выборки амплитуд флуктуаций) с различных плазменных диагностик [1-4]. В качестве базового параметра сортировки использовались таблицы макропараметров плазмы. Сортировка и группировка импульсов производилась в автоматическом режиме таким образом, чтобы соблюдалось условие стационарности интересующего облака макропараметров. Отсортированные данные обрабатывались по ранее отлаженным и запатентованным алгоритмам спектрального анализа флуктуаций с использованием директив CUDA. Результатом обработки являлись устойчивые по ансамблю разрядов спектральные характеристики. Полученные данные об энергии плазменных флуктуаций и форме устойчивых спектров позволили провести сравнение двух микропараметров турбулентности со временем удержания плазмы в стеллараторе Л-2М. Основным результатом данной работы является создание современного программно-аппаратного комплекса с возможностью автоматизированной обработки данных. Данный комплекс может быть применен практически для любого плазменного эксперимента, включая плазмохимические исследования, а так же является стендом для обучения будущих специалистов в физике плазмы и смежных областях.

Исследование выполнено при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, гранты Президента Российской Федерации МК-5607.2013.2 и МК-4103.2014.9.

Литература:

- [1] Skvortsova N.N., Akulina D. K., Batanov G.M. et al. Pl.Phys. Cont. Fusion 52(2010) 055008.
- [2] Г.М. Батанов, В.Д. Борзосеков, Л.В. Колик, Д.В. Малахов и др. ВАНТ, 2011, 2, 70-75.
- [3] Чернов Н.А., Пшеничников А.А., Малахов Д.В., Скворцова Н.Н. XXXIX Межд. (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС. 2012. С. М68.
- [4] Малахов Д.В., Борзосеков В.Д., Васильков Д.Г. XL Межд. (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС. 2013. С.36.

ВЕЙВЛЕТ-АНАЛИЗ ПАРАМЕТРОВ ФЛУКТУАЦИЙ КРАЕВОЙ ПЛАЗМЫ В СТЕЛЛАРАТОРЕ Л-2М

С.А. Маслов¹, Д.Г. Васильков², Ю.В. Хольнов², Н.Н. Скворцова^{2,3}

1. *Московский государственный технический университет радиотехники, электроники и автоматики*
2. *Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН*
3. *Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»*

Эффект улучшения удержания плазмы в установке Л-2М на стационарной стадии разряда был обнаружен в экспериментах с мощностью нагрева 250 кВт [1]. Он проявлялся в виде кратковременного процесса, сопровождающегося ростом энергии и плотности плазмы до 15% и существенным изменением структуры края плазменного шнура. При помощи зондов обнаружено резкое падение флуктуаций потенциала и плотности плазмы.

В данном докладе приводится вейвлет-анализ экспериментальных данных тока насыщения и плавающего потенциала сигналов в режимах плазмы с быстрым транспортным переходом и без него.

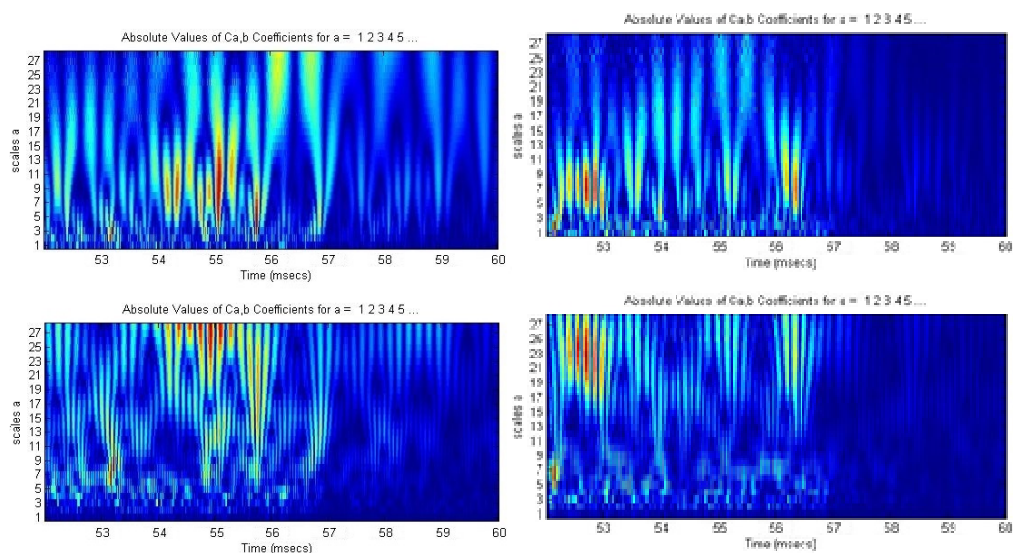


Рис.1. Вейвлет скалограммы потенциала сигнала с переходом (слева) и тока насыщения с использованием вейвлетов типа «мексиканской шляпы» (вверху) и функции Морлета.

Качественные изменения амплитуды и частоты флуктуаций этих параметров отражаются на скалограммах и спектрах, построенных при помощи трех вейвлетов. «Мексиканская шляпа», Хаара и функция Морлета [2]. Скалограммы, построенные при помощи вейвлетов типа «мексиканской шляпы» и функции Морлета, хорошо отражают изменение амплитуды флуктуаций плавающего потенциала и тока в плазме. Рост энергосодержания и плотности плазмы сопровождается изменением уровня флуктуаций плотности и потенциала краевой плазмы.

- При различных параметрах разряда и положений ленгмюровского зонда уровень флуктуаций плавающего потенциала и тока насыщения на краю падает при быстром транспортном переходе. В случае отсутствия перехода характеристики сигнала меняются незначительно.

- Вейвлеты типа «мексиканской шляпы» и функции Морлета отражают изменение амплитуды шумовой составляющей сигнала, но не позволяют определить время транспортного перехода.

Литература:

1. Shcheretov S.V. et al, Plasma Phys. Control. Fusion., 2008, V.50, 045001
2. Добеши И. Десять лекций по вейвлетам. Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2001. 464 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ ГРАДИЕНТНЫХ НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ В ПЛАЗМЕ СТЕЛЛАРАТОРА Л-2М МЕТОДОМ ДОПЛЕРОВСКОЙ РЕФЛЕКТОМЕТРИИ

Н.Н. Скворцова^{1,2}, Д.В. Малахов^{1,3}, А.А. Харчевский¹, А.Ю. Чирков³, А.К. Горшенин⁴, В.Ю. Королев^{4,5}

¹ *Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН*

² *Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»*

³ *Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана*

⁴ *Институт проблем информатики РАН*

⁵ *Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова*

Исследования низкочастотных флуктуаций в плазме стелларатора Л-2М показали, что наблюдаемые процессы можно охарактеризовать как структурную турбулентность [1]. Такая турбулентность описывается математической моделью неоднородного случайного блуждания с непрерывным временем, а именно, дважды стохастическим процессом Пуассона, который также называют обобщенным процессом Кокса. Для установления физической природы турбулентных процессов необходимо проанализировать частотные диапазоны в спектрах с точки зрения возможных типов неустойчивостей.

Спектральный анализ является традиционным методом обработки сигналов экспериментов по исследованию плазменной турбулентности [2]. Как известно, плазма является состоянием вещества с большим числом степеней свободы, поэтому расшифровка спектров плазменной турбулентности является некорректной задачей.

В данном докладе приводится анализ гармоник широкополосного спектра флуктуаций плотности плазмы, измеренных в краевой плазме стелларатора Л-2М диагностикой доплеровской рефлектометрии [3]. Данные, измеренные этой диагностикой, допустимо рассматривать как локальные, и, следовательно, сравнение их с расчетными локальными характеристиками неустойчивостей наиболее корректно. Класс градиентных дрейфовых неустойчивостей, который рассматривался, включает следующие моды: ионной температурно-градиентной (ITG) неустойчивости, электронной температурно-градиентной (ETG) неустойчивости и моды запертых электронов (TEM) [4].

Для анализа спектра низкочастотной структурной плазменной турбулентности был разработан алгоритм, основанный на априорных предположениях о количестве процессов, их масштабах и спектральных свойствах [5,6]. Устойчивые диапазоны в частотном спектре турбулентности интерпретируются как плотности некоторого неизвестного вероятностного распределения.

Анализ спектров флуктуаций и моделирование неустойчивостей проводился для различных режимов удержания плазмы в стеллараторе L-2M с уровнями мощности электронно-циклотронного нагрева 200 и 400 кВт. Во всех проанализированных спектрах можно выделить компоненты, связанные с полоидальным вращением плазмы, определяемым радиальным электрическим полем, и моды структурной турбулентности двух типов (определяемых ITG- и ETG-неустойчивостями).

Литература:

1. Korolev V. Yu., Skvortsova N. N. (Eds) Stochastic Models of Structural Plasma Turbulence. Utrecht: VSP, 2006.
2. Batanov G. M., Bening V. E., Korolev V. Yu. et al. Low-Frequency Structural Plasma Turbulence in the L-2M Stellarator // JETP Letters, 2003. — Vol. 78 (8). — P. 502–510.
3. Чернов Н.А., Пшеничников А.А., Малахов Д.В., Скворцова Н.Н. Первые результаты измерения спектров флуктуаций плотности плазмы оптимизированным доплеровским рефлектометром в стеллараторе L-2M // XXXIX Межд. (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС. 2012. М68.
4. Чирков А.Ю., Хвесюк В.И. Особенности бесстолкновительных градиентных дрейфовых неустойчивостей в плазме с сильно неоднородным магнитным полем и высокими β . // Физика плазмы. 2011. Т. 37. № 5. С. 473–483.
5. Горшенин А.К., Королев В.Ю., Малахов Д.В., Скворцова Н.Н. Анализ тонкой стохастической структуры хаотических процессов с помощью ядерных оценок // Математическое моделирование, 2011. — Т. 23. № 4. — С. 83–89.
6. Malakhov D., Skvortsova N., Gorshenin A., et al. Spectral analysis and modeling of non-Gaussian processes of structural plasma turbulence // XXXII International Seminar on Stability Problems for Stochastic Models, Trondheim, Norway, 2014. P. 68–72.

ПРИМЕНЕНИЕ ДЕТЕКТОРОВ РАДИАЦИОННЫХ ПОТЕРЬ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ РЕЖИМОВ С РАЗЛИЧНЫМ УДЕРЖАНИЕМ ПРИМЕСЕЙ НА ТОКАМАКЕ T-10

С.Ю.Донецкий, Д.В.Сарычев

Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»

Измерение радиационных потерь (РП) занимает важное место в изучении плазмы на установках токамак. В докладе описывается диагностика РП на токамаке T-10 и некоторые результаты ее применения к изучению поведения примесей.

Диагностика радиационных потерь и калибровка

Диагностика РП на T-10 включает в себя обзорный пироэлектрический болометр для измерения полных потерь, многохордовую (14 каналов) систему пироэлектрических детекторов и многохордовую (16 каналов) систему полупроводниковых AXUV детекторов. Все детекторы расположены в одном полоидальном сечении.

Необходимым свойством детекторов РП является постоянное значение спектральной чувствительности в широком диапазоне длин волн излучения (от видимого света до мягкого рентгена). В полной мере таким свойством обладают только тепловые приборы, в частности, применяемые на T-10 пироэлектрические детекторы. Основными достоинствами пироэлектриков, являются долговечность, надежность, а также возможность получать сигнал мощности излучения, без необходимости дифференцирования (в отличие, например, от резистивных болометров). При этом, однако, пироэлектрические детекторы обладают низкой чувствительностью ($\sim 1 \text{ мкА/Вт}$) и подвержены паразитному пьезоэффекту. Поэтому основной задачей, решавшейся в ходе разработки диагностики, было повышение отношения сигнал-шум в условиях токамака до величины, достаточной для измерений с пространственным разрешением. В частности, для снижения вибраций в конструкции использовалась сильфонная развязка от камеры токамака и вибродемпфирующие прокладки. Кроме того, первый каскад усилителя был

расположен в непосредственной близости от детекторов, и была обеспечена защита электрической цепи детекторов от попадания излучения плазмы, вызывающего фотоэмиссионные токи. Указанные меры позволили достичь значения плотности мощности, эквивалентной шумам, (NEPD) детекторов в условиях токамака около 10 мкВт/см^2 (при временном разрешении около 10 мс), что сравнимо со значением этого параметра для резистивных болометров, используемых на крупных установках.

Связь мощности излучения, падающего на детектор, W_{rad} и тока в цепи детектора I дается формулой: $W_{dem}(t) = \frac{1}{S}(I(t) + \frac{1}{\tau_c} \cdot \int_0^t I(t)dt)$ [1]. Величины S – чувствительность детектора (А/Вт) и τ_c – время охлаждения определяются при калибровке. Второе слагаемое в формуле связано с охлаждением детектора и им можно пренебречь, если время измерения $t < \tau_c$.

Абсолютная калибровка пироэлектрических детекторов производилась при помощи лазера с контролируемой мощностью излучения. Из полученной кривой отклика пироэлектрического детектора на прямоугольный импульс лазерного излучения определялись чувствительность детектора и время охлаждения. Альтернативным способом проверки калибровки являлась реализация так называемых резистивных разрядов на токамаке. В этих разрядах вся мощность омического нагрева переизлучается плазмой. При этом в эксперименте суммарная мощность потерь по данным болометров с точностью до 10% совпала со значением мощности омического нагрева.

Еще одним типом детекторов радиационных потерь, применяемым на Т-10, являются AXUV (Absolute eXtreme UltraViolet) детекторы, представляющие собой кремневые фотодиоды с очень тонким поверхностным мертвым слоем. Их достоинствами являются высокое быстродействие и высокая чувствительность ($\sim 0,2 \text{ А/Вт}$), однако они не являются болометрами в точном смысле, так как имеют «провал» на кривой спектральной чувствительности, в области вакуумного ультрафиолета, спектральная характеристика AXUV детекторов приведена, например, в [1]. Кроме того, в ходе эксплуатации в токамаке на поверхности детекторов могут нарастать пленки, дополнительно понижающие чувствительность в области «провала».

Исследование поведения примесей

Исследовано поведение радиационных потерь на T-10 в двух типах омических режимов с различным удержанием примесей. К первому типу относится большинство режимов T-10, характеризующиеся аномальным переносом примесей и подобием профилей концентраций легких примесей (C, O) профилю $n_e(r)$. Типичный хордовый профиль РП по данным тепловых детекторов в таких режимах близок к плоскому (рис.1), что соответствует сильно проваленному радиальному профилю с преимущественным излучением ионов примеси на периферии. В то же время профиль с детекторов AXUV является пикированным, что отражает малую их чувствительность в области низкоэнергетичного периферийного излучения, а полная мощность потерь по данным AXUV (в предположении постоянной спектральной чувствительности 0,26 А/Вт) составляет 30% от мощности по данным тепловых детекторов.

Ко второму типу относится ряд режимов с высоким отношением средней плотности к току разряда, в которых наблюдается повышенное удержание примесей, описывающееся неоклассическими коэффициентами [2]. В этих режимах профили концентраций легких примесей (по данным диагностики CXRS) существенно более пикированы, чем профиль $n_e(r)$ [3]. Такие режимы преимущественно наблюдаются при высоком Z_{eff} и повышенном уровне примеси в плазме, связанном с состоянием камеры установки. Хордовый профиль РП в режимах с повышенным удержанием примеси (рис.2) заметно пикируется в центре. Учитывая, что центральная электронная температура при переходе в такой режим меняется незначительно и остается вблизи 1 кэВ, можно заключить, что легкие примеси остаются полностью ионизованными и не могут вносить существенный вклад в излучение из центра плазмы. Таким образом, для объяснения значительной интенсивности центрального излучения необходимо предположить накопление в центре также и тяжелой примеси (железо). На основании значения плотности мощности излучения из центра, полученного из восстановленного радиального профиля РП, в докладе сделана предварительная оценка концентрации железа в центре плазмы. Оценка выполнена в приближении коронального равновесия [4] и может быть завышенной из-за неучета влияния диффузии и перезарядки на зарядовые состояния, в то же время по данным [5] приближение коронального равновесия является удовлетворительным для излучения из центра плазмы. Для получения

более надежных данных в настоящее время начата работа по включению полного излучения в модель транспорта примеси.

На профиле с детекторов AXUV в режиме с повышенным удержанием примеси (рис.2) пик в центре оказывается более выраженным, чем на профиле болометров. При этом доля полного излучения, регистрируемая AXUV, в этом режиме повышается до 37%, что указывает на повышение вклада центрального более высокоэнергетичного излучения в полные РП.

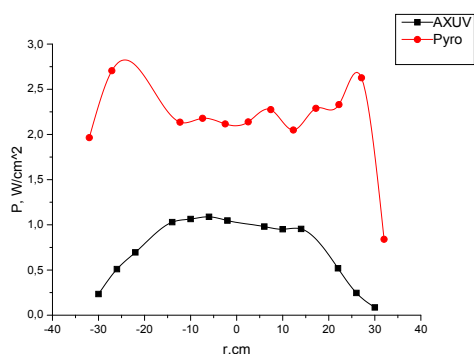


Рис.1. Хордовый профиль радиационных потерь ($n_e = 3.2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $I = 280 \text{ кА}$, $B = 23.5 \text{ кГс}$)

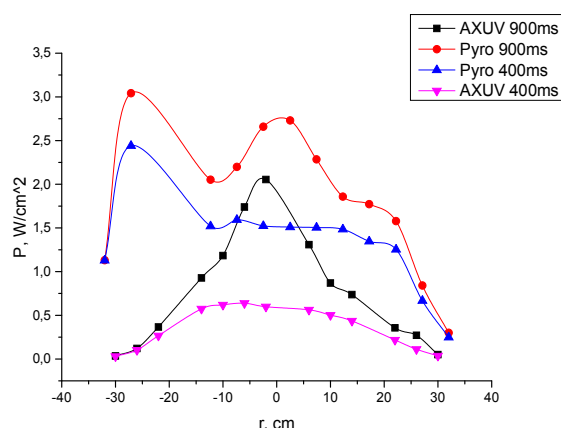


Рис.2. Хордовый профиль потерь в моменты времени до и после перехода в режим улучшенного удержания примесей ($n_e = 3.8 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $I = 180 \text{ кА}$, $B = 23 \text{ кГс}$)

В заключении можно отметить, что диагностика полных РП с пространственным разрешением является эффективным дополнением к спектральным методам при изучении поведения примеси в токамаке.

Литература:

1. Sarychev D.V.. Bolometry, in Fusion Physics. Ed. M.Kikuchi, K.Lackner, M.Q.Tran. Vienna, 2012, p.378.
2. Bagdasarov A. A., Vasin N. L., Verskov V. A. et al. Plasma Phys. and Contr. Nucl.Fusion Res., London, 1984, Nucl. Fusion Suppl.- 1985 - V. 1. P. 181-192.
3. Klyuchnikov L., et.al. Impurities Removal during Central ECR Heating in T-10. // 25th IAEA Fusion Energy Conference, Saint Petersburg, 2014. EX/P1-44.
4. Post D.E, Jensen R.V, et al. Steady-state radiative cooling rates for low-density, high-temperature plasmas, in Atomic data and nuclear data tables. 1977, p. 397.
5. Ю.Н.Днестровский, В.Ф.Стрижов. Модель диффузии примесей в токамаке. Препринт ИАЭ-3779/6, Москва 1983.

МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ УСКОРЕНИЯ ИОНОВ, ИЗВЛЕКАЕМЫХ ИЗ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ В ДИОДЕ С МАГНИТНОЙ ИЗОЛЯЦИЕЙ ЭЛЕКТРОНОВ

Е.Д. Вовченко, К.И. Козловский, А.Е. Шиканов

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

В настоящее время большое внимание уделяется разработке портативных импульсных генераторов нейтронов (ИГН), предназначенных для развития перспективных видов нейтронных технологий [1]. В этих исследованиях широко используются ускорительные трубки на основе вакуумных или газонаполненных диодов, а основные усилия направлены на оптимизацию их конструкций с целью увеличения ресурса и нейтронного выхода. Работа с тритием на два порядка увеличивает нейтронный выход, однако из-за высокой радиационной опасности его применение в подобных поисковых исследованиях крайне ограничено, а основная часть экспериментов проводится на дейтерии.

Хорошие перспективы открывает использование схемы вакуумного диода с лазерно-плазменным источником дейтронов и магнитной изоляцией электронов в ускоряющем зазоре [2, 3]. Согласно оценкам, в такой диодной системе возможно достижение плотности ионного тока до 100 А/см^2 . Идея построения генератора нейтронов с лазерным источником ионов рассматривалась в МИФИ и ВНИИ ядерной геофизики и геохимии (ВНИИЯГГ) достаточно давно, примерно 30–40 лет назад. Однако тогда эти работы не получили активного развития из-за сложной технической реализации проекта. В настоящее время, в связи с возможностью использования малогабаритных лазеров нового поколения и появлением новых сверхсильных постоянных магнитов, способных обеспечить формирование магнитного поля требуемой конфигурации и требуемой величины индукции, эти работы продолжены в НИЯУ МИФИ снова.

Экспериментальные исследования выполнены на макете лазерно-плазменного диода, в котором организовано прямое ускорение ионов дейтерия из лазерной плазмы к нейтронообразующей мишени. Диод имеет коаксиальную

систему электродов (рис. 1) с внутренним высоковольтным анодом 1 и внешним катодом 2. На аноде размещена лазерная мишень в виде таблетки из TiD, облучаемая лазерным пучком 3. Катод имеет форму полого цилиндра с внутренним радиусом 2 см и высотой 6 см, а на его внутренней поверхности устанавливается нейтронообразующая мишень 4. Электроды помещены в вакуумную камеру с остаточным давлением до $5 \cdot 10^{-2}$ Па. Для подачи на электроды ускоряющего напряжения используется электрический ввод 5, рассчитанный на рабочее напряжение до 500 кВ.

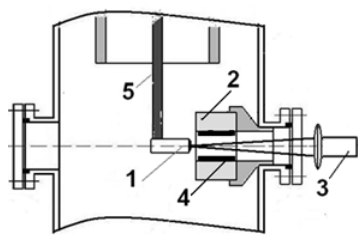


Рис. 1.

В диоде применена схема с магнитной изоляцией электронов. Для исследования её работы катод был изготовлен в двух вариантах: из магнитного материала на основе соединений $NdFeB$ и сплава алюминия ДТ-16. Оценка необходимой величины индукции B была получена из сравнения ларморовского радиуса r_L ускоренных электронов с расстоянием между плазменным анодом и катодом. Из условия $r_L = \sqrt{(2mU_0)/(eB^2)} < 5$ см, где ускоряющее напряжение $U_0 = 300$ кВ, m и e – масса и заряд электрона, следует $B \approx 0,4$ Тл. Для создания лазерной плазмы использовался малогабаритный ИАГ: Nd+ лазер с длиной волны $\lambda = 1,06$ мкм. В режиме модулированной добротности он имел энергию $E_{\text{лаз}} \approx 0,1$ Дж и длительность лазерного импульса $t_{\text{лаз}} \approx 7$ нс, что соответствует плотности мощности на мишени $q \sim 5 \cdot 10^{10}$ Вт/см².

В экспериментах применялся импульсный генератор напряжений (ГИН), выполненный по схеме Аркадьева-Маркса. ГИН состоит из 20-ти секций, в каждой из которых запасается энергия порядка 0,5 Дж при зарядном напряжении 15 кВ. Без нагрузки ($R_H = \infty$) выходное напряжение ГИН имеет амплитуду до $U_0 = 300$ кВ, длительность фронта не более 0,1 мкс и постоянную времени разряда $\tau_{RC} = 75$ мкс.

Импульс лазера регистрировался коаксиальным фотоэлементом ФЭК-09. Амплитуда ускоряющего напряжения определялась по стандартной методике с помощью шарового разрядника и таблицы пробивных (разрядных) напряжений. Для контроля временных характеристик импульсного напряжения использовался сбалансированный делитель напряжения. Разрядный ток

измерялся поясом Роговского, который в режиме трансформатора тока имел чувствительность 10 А/В.

Основной, ускорительный режим работы лазерно-плазменного диода с магнитной изоляцией электронов реализуется при генерации на аноде лазерной плазмы. Для синхронизации ГИН с процессом разлета лазерной плазмы выбрана «оптическая» схема запуска, в которой часть «греющего» лазерного импульса (до 25 % от полной энергии пучка) направлялась на искровой разрядник в первом каскаде ГИН, вызывая его пробой и коммутацию в остальных секциях. Такая схема обеспечивала достаточно «жесткую» синхронизацию, а задержка импульса ускоряющего напряжения относительно лазерного импульса, как правило, не превышала 100÷200 нс.

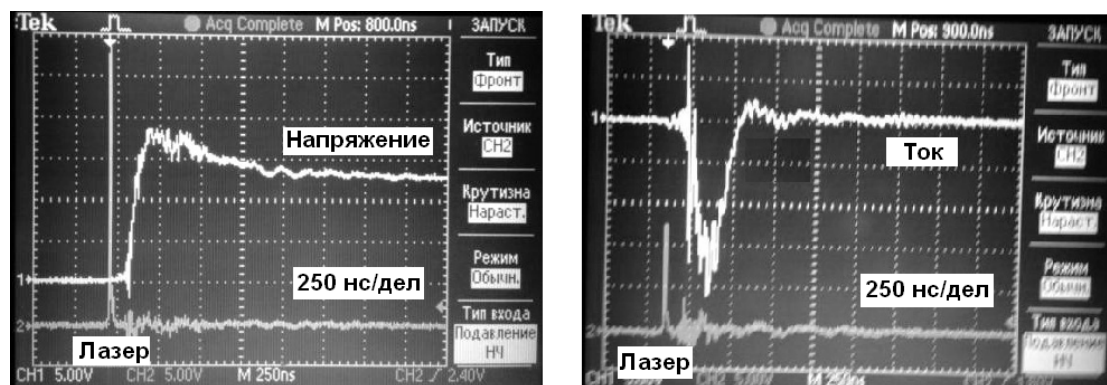


Рис. 2

Осциллограммы импульсов ускоряющего напряжения, разрядного тока и лазера приведены на рис.2. Видно, что ГИН работает в режиме аperiodического разряда емкости на плазменную нагрузку. Поскольку время протекания разрядного тока мало по сравнению с постоянной времени разряда ГИН, равной $\tau_{RC} = 75$ мкс, емкость ГИН в ударе практически не успевает разрядиться. Это подтверждается экспериментально, как незначительное снижение амплитуды ускоряющего напряжения до величины $0,8U_0$.

Достижимый в разряде максимальный ток, измеренный поясом Роговского, составил величину $i_s \approx 150$ А, что соответствует оценке верхней границы сопротивления плазмы $R_{\Pi} < 0,8U_0 / i_s \approx 1600$ Ом. Снизу сопротивление плазмы ограничено величиной критического сопротивления разрядного контура $R_{\kappa} = \sqrt{L/C} = 300$ Ом ($C = 230$ пФ – емкость ГИН в ударе, $L = T^2 / (4\pi^2 C) = 5$ мкГн – индуктивность, $T = 2\pi\sqrt{LC} = 220$ нс – периода колебаний, который определялся из опыта в режиме короткого замыкания ГИН).

При работе без магнитной изоляции вместо катода из постоянного магнита устанавливался немагнитный катод, выполненный из сплава ДТ-16. В этом случае амплитуда ускоряющего напряжения уменьшилась до $0,5U_0$. Полный ток диода увеличился до 600 А и обусловлен развитием эмиссионных процессов на катоде, что приводит к увеличению проводимости разрядного промежутка. Однако ГИН ещё работает в режиме аperiodического разряда, но достаточно близко от границы перехода в режим колебаний.

В предельном случае величина $R_{пр}$ приближается к $R_k = 2\sqrt{L/C}$ и при аperiodическом разряде емкости на цепь, содержащую индуктивность и сопротивление, временное поведение тока описывается выражением $i(t) = -(U_0/L) \cdot t \cdot \exp(-t/t_p)$, где $t_p = 2L/R_k = 30$ нс – время достижения током максимума абсолютного значения. Тогда величина максимального тока, достигаемого в разряде, равна $i_p \approx (U_0 t_p)/(eL) \approx 670$ А. Это расчетное значение тока достаточно близко к измеренному значению полного тока, равному 600 А, что подтверждает достоверность проведенных экспериментов.

Таким образом, в коаксиальной геометрии высоковольтного лазерно-плазменного диода апробирована схема магнитной изоляции и показана возможность запираания эмиссионного тока электронов полем постоянного магнита для увеличения эффективности ионного ускорения. Дейтерийсодержащая лазерная плазма создавалась на аноде при облучении мишени TiD лазерным излучением и позволяет формировать ускоренные пучки ионов с предельным током порядка 100 А и плотностью тока до 10 А/см^2 . Для дальнейшего роста плотности тока планируется увеличение энергии импульса лазерного излучения до 1 Дж.

Литература:

1. Портативные генераторы нейтронов и технологии на их основе / Сб. докладов под ред. Ю.Н. Бармакова. Москва: ВНИИА, 2013, – 620 с.
2. Диденко А.Н., Рашиков В.И., Рыжков В.И., Шиканов А.Е. // ВАНТ, 2012, № 4, С. 129–132.
3. Ананьин О. Б., Козловский К. И., Шиканов А. Е., Цыбин А. С. // Атомная энергия, 2013, Т. 115, вып. 2, С. 115-118.

ДИАГНОСТИКА ПЛАЗМЕННОГО КАНАЛА ФЕМТОСЕКУНДНОГО ФИЛАМЕНТА МЕТОДОМ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ

Чижов П.А., Букин В.В., Гарнов С.В.

Институт общей физики Российской Академии Наук

Фемтосекундная лазерная плазма является объектом интенсивных исследований в последние десятилетия. Одним из направлений является изучение процесса филаментации ультракороткого лазерного излучения. Явление филаментации представляет собой результат нелинейно-оптического взаимодействия с прозрачной средой фемтосекундных лазерных импульсов высокой мощности. В импульсе, пиковая мощность которого превышает критическую мощность самофокусировки, интенсивность нарастает с приближением его к нелинейному фокусу. При ее увеличении до порога фотоионизации образуется лазерная плазма, дефокусировка в которой ограничивает дальнейший рост интенсивности в нелинейном фокусе. Динамический баланс керровской самофокусировки и плазменной дефокусировки приводит к стабильности параметров в протяженном филаменте.

Одним из методов для измерения электронной плотности и времени распада плазменного канала филамента на начальных (пикосекундных) временах после образования служит интерферометрическая диагностика слабым пучком, перпендикулярным плазме [1]. В воздухе процесс распада плазмы идет по нескольким каналам рекомбинации с различными ионами, в том числе со сложными ионами [2]. Проведение экспериментов по распаду плазменного канала в чистых газах позволяет снизить количество возможных каналов рекомбинации, и, таким образом, можно ожидать более простые для интерпретации зависимости плотности электронов от времени.

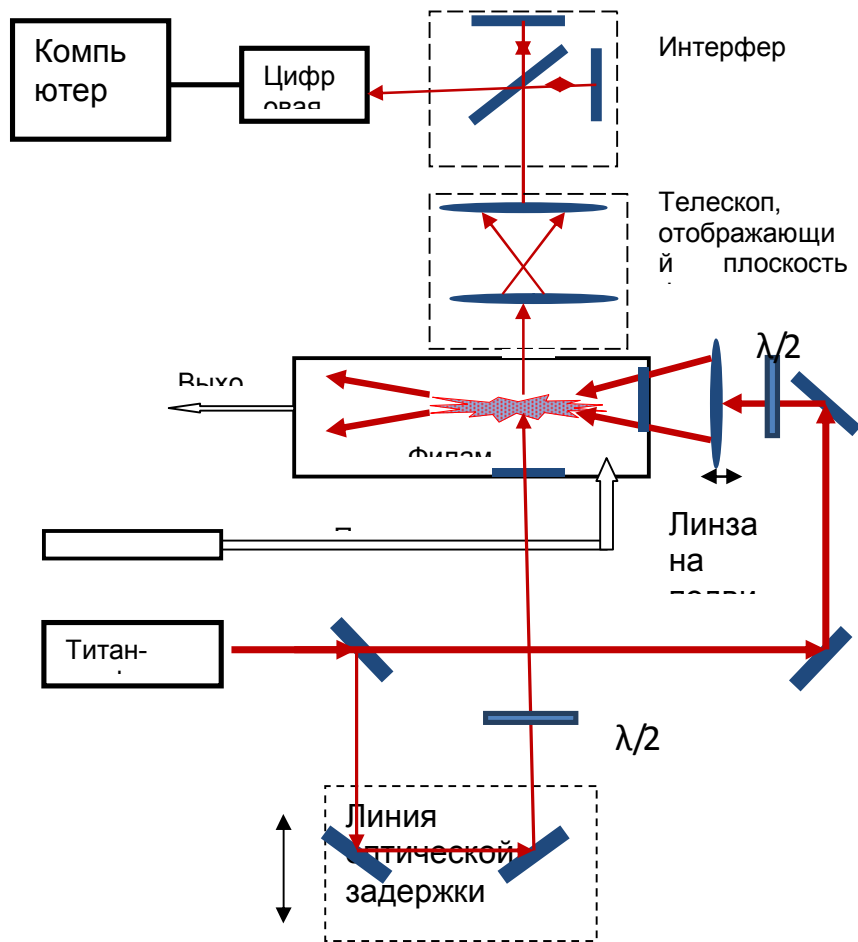
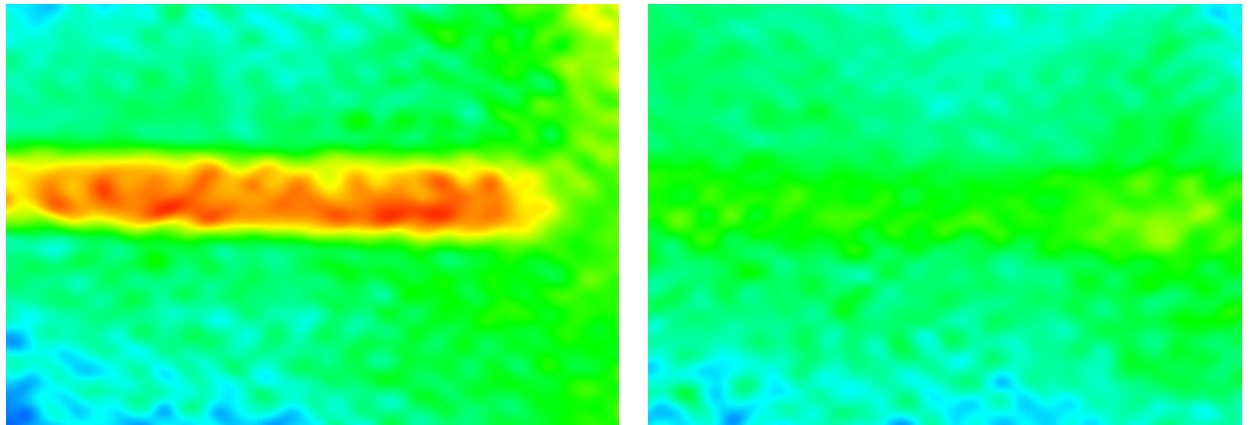


Рис.1. Схема экспериментальной установки.

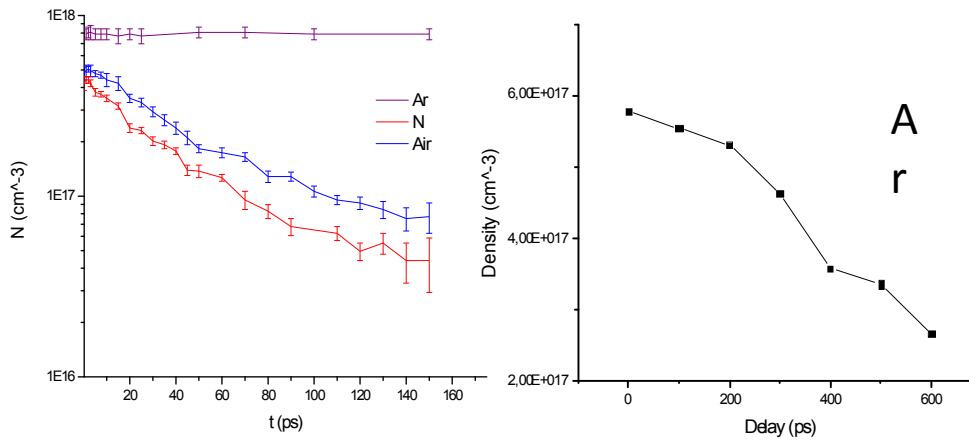
Экспериментальная установка приведена на Рис.1. Плазменный канал возникал при филаментации фемтосекундного лазерного импульса ($E=2.5$ мДж, $t=40$ фс (FWHM), $D=12$ мм ($1/e^2$), фокусное расстояние линзы $f=50$ см). Данный канал просвечивался слабым пробным импульсом того же лазера в момент ионизации среды, либо некоторое время спустя, которое регулировалось линией оптической задержки. Интерферограммы, при просвечивании плазменного канала («сигнальные») и без него («фоновые»), снимались CCD-камерой. Наличие на пути пробного пучка фазового объекта, которым является плазменный канал, приводило к изменению интерференционной картины. При обработке интерферограмм, с помощью метода Фурье-фильтрации выделялась разница между «фоновыми» и «сигнальными» распределениями фаз, соответствующая плазменной фазовой добавке (Рис. 2. (а)). Затем из этой фазовой добавки, в предположении цилиндрической симметрии плазмы, вычислялась добавка к показателю преломления и по модели Друде оценивалась электронная плотность (Рис. 2. (б)).



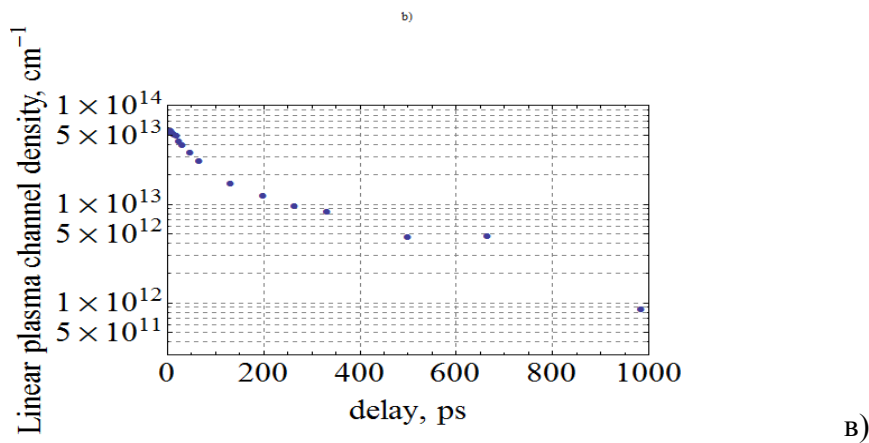
0 пс

90 пс

a)



б)



в)

Рис 2. Изображения плазменной фазовой добавки в различные моменты времени от момента ионизации (а); графики распада плазменного канала филамента (б); график линейной плотности плазмы воздуха при распаде вплоть до 1 нс (в).

Таким образом, были получены графики динамики электронной плотности при распаде плазменного канала в воздухе, азоте во временном интервале 0-150 пс, а в аргоне 0-600 пс с момента ионизации (Рис. 2. (б)). Было установлено, что распад в аргоне происходит значительно медленнее, чем в азоте и воздухе. Также установлено, что распад в азоте происходит быстрее, чем в воздухе. Благодаря усовершенствованию метода обработки интерферограмм при помощи усреднения по серии кадров, чувствительность метода возросла, что позволило наблюдать распад в воздухе вплоть до 1 нс спустя момент ионизации.(Рис. 2(в))

При изучении стадии образования плазменного канала была обнаружена анизотропия показателя преломления, связанная с прохождением мощного лазерного импульса как в атмосферном воздухе, так и в благородных газах (Рис. 3). Фазовая добавка (и показатель преломления) при этом принимает в разных областях как положительные, так и отрицательные значения, что может свидетельствовать о влиянии эффекта Керра высоких порядков на процесс распространения лазерного излучения при филаментации.

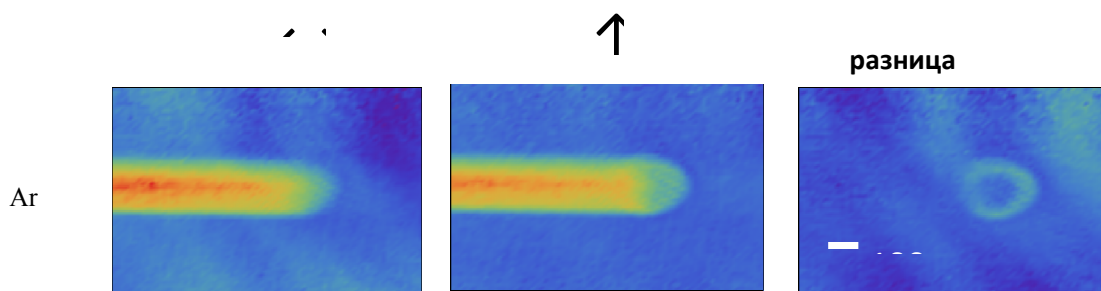


Рис.3. Изображения фазовой добавки в момент формирования канала при изменении поляризации просвечивающего пучка, свидетельствующие об анизотропии показателя преломления.

Литература:

1. Букин В.В., Гарнов С.В., Малютин А.А., Стрелков В.В. Квантовая электроника, 37, 961 (2007)
2. Bodrov S., Bukin V., Tsarev M., Murzanev A., Garnov S., Aleksandrov N., Stepanov A. Optics Express 19, 6829 (2011)

ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ЭЛЕКТРОННОЙ КОМПОНЕНТЫ АЗОТНОЙ ПЛАЗМЫ ЭЛЕКТРОДНОГО МИКРОВОЛНОВОГО РАЗРЯДА

Г.В. Крашевская^{1,2}, Ю.А. Лебедев¹, М. Гоголева^{1,3}

¹. *Институт Нефтехимического Синтеза им. А.В.Топчиева
Российской академии наук (ИНХС РАН)*

². *Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»*

³. *Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова*

1. Введение

Интерес к электродным микроволновым разрядам (ЭМР) связан, в основном, с использованием их в качестве источника плазмы для точечного воздействия на обрабатываемые поверхности или для генерации активных частиц за счет сильной неоднородности приэлектродной плазмы. Исследование физики данного вида разрядов необходимо для изучения возможности управления параметрами разряда в зависимости от стоящих технологических задач.

В более ранних работах [1,2] представлены результаты исследований ЭМР разряда посредством фоторегистрации разряда, спектральных исследований и численного моделирования параметров плазмы. В настоящей работе представлены первые результаты детального зондового исследования азотной плазмы ЭМР.

2. Экспериментальная установка

Эксперименты проводились на установке ЭМР-3 [1,2]. Разрядная камера представляет собой стальной цилиндр диаметром 15 см, с 4-мя ортогональными окнами (для наблюдения разряда), расположенными в цилиндрической поверхности камеры. Электрод-антенна (5мм медная цилиндрическая трубка) вводится в камеру с верхнего торца цилиндра через вакуумный уплотнитель. Электрод-антенна соединен по постоянному току с заземленной камерой и имеет такой же потенциал, как и камера. Электромагнитная волна с мощностью до 200 Вт и частотой 2.45 ГГц подается в разрядную камеру через коаксиально-волноводный переход. Автоматизированная система зондовой диагностики

реализована внутри бокового патрубка, закрепленного на фланце одного из окон установки.

Для измерений использовался двойной зонд, выполненный из 100 мкм вольфрамовой проволоки, помещенной в тонкие кварцевые капилляры. Длина рабочей части зонда составляет 2,1 мм, расстояние между электродами 2,8 мм. Крепление зонда к системе перемещения осуществляется посредством нержавеющей трубки, являющейся несущей конструкцией зонда, и обеспечивающей ей необходимую жесткость. Диапазон перемещения зонда в вертикальном направлении составляет 30 мм с минимальным шагом 0,01 мм, в горизонтальном - 23 мм с минимальным шагом 0,15 мм. На рисунке 1 схематично показаны точки измерений в радиальном (ось r , шаг 2 мм) и вертикальном направлении (ось z , шаг 1,08 мм).

В качестве развертки напряжения использовался синусоидальный сигнал частотой 10 Гц и амплитудой ± 38 В, получаемый от генератора импульсов произвольной формы ($\pm 1,25$ В) и усиленный посредством повышающего трансформатора. Осциллограммы тока (сигнал с измерительного сопротивления 5,6 кОм) и напряжения регистрировались с помощью цифрового запоминающего осциллографа фирмы Tektronix TPS2024 с 4 изолированными каналами, что позволило обеспечить при измерениях гальваническую развязку зонда с «землей». С помощью встроенных функций осциллографа проводилось усреднение сигнала осциллограмм по 128 периодам сигнала. Типичная получаемая вольтамперная характеристика представлена на рисунке 2.

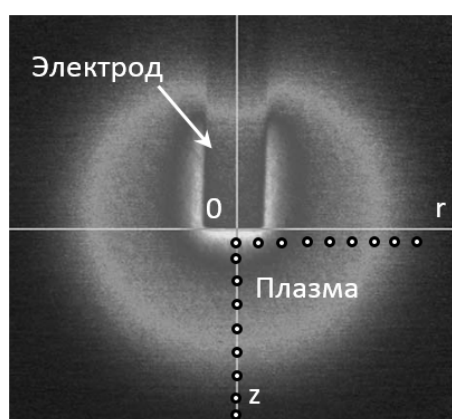


Рис.1. Точки измерений двойным зондом

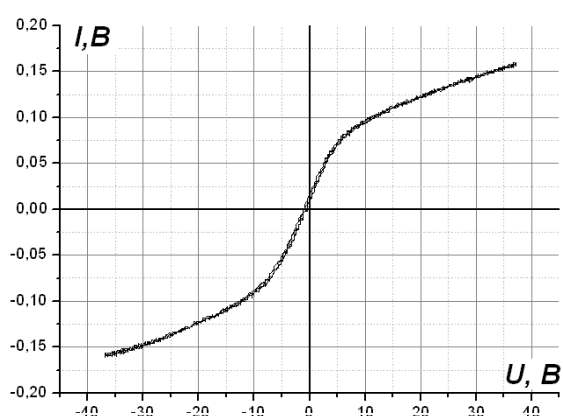


Рис.2. Типичная вольтамперная характеристика зонда

3. Экспериментальные результаты

Эксперименты проводились в проточной системе азота (давление 1 Торр, расход 80 см³/мин), мощность СВЧ сигнала была 60 Вт, при измерениях в радиальном направлении, и варьировалась от 60 до 100 Вт при движении зонда вдоль оси установки.

На рисунке 3 представлены профили ионного тока на зонд.

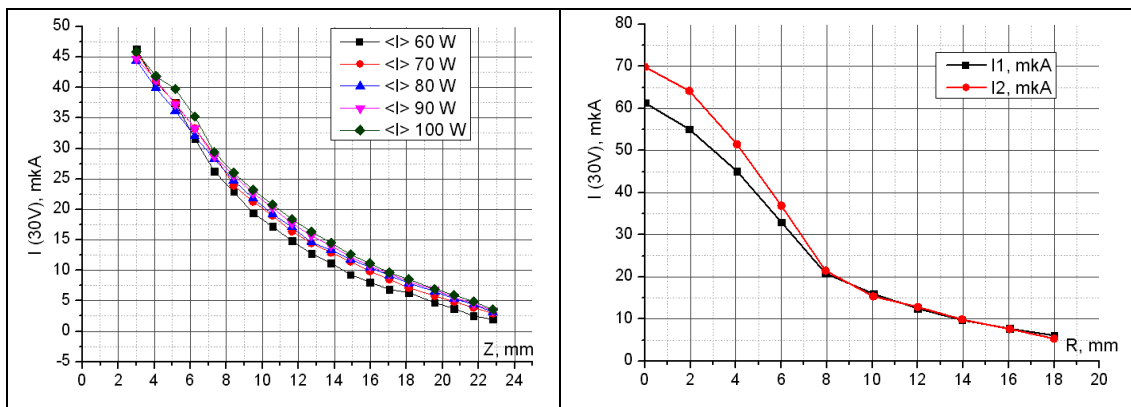


Рис.4. Распределение тока на зонд: слева - вдоль оси установки при мощностях СВЧ 60 Вт, 70 Вт, 80 Вт, 90 Вт и 100 Вт, справа - радиальное распределение при мощности СВЧ 60 Вт (представлены для каждого электрода зонда)

Как можно видеть, в обоих направлениях идет плавный спад тока из центра на периферию. Измерения находятся в согласии с измерениями на подобной установке [3]. При увеличении мощности ток на зонд изменяется незначительно.

На рисунке 4 представлены профили электронной температуры, рассчитанные из ВАХ по методу эквивалентного сопротивления [4].

На распределениях видна особенность в районе 6 мм на профилях, снятых в обоих направлениях, и явно выраженный спад температуры по направлению к электроду при измерениях вдоль оси z .

На рисунке 5 показаны распределения разности потенциалов между зондами при нуле тока на зонд.

Видно, что на распределении, снятом вдоль оси установки, при увеличении мощности СВЧ поля в приэлектродной области наблюдается явно выраженное уменьшение разности потенциалов между зондами.

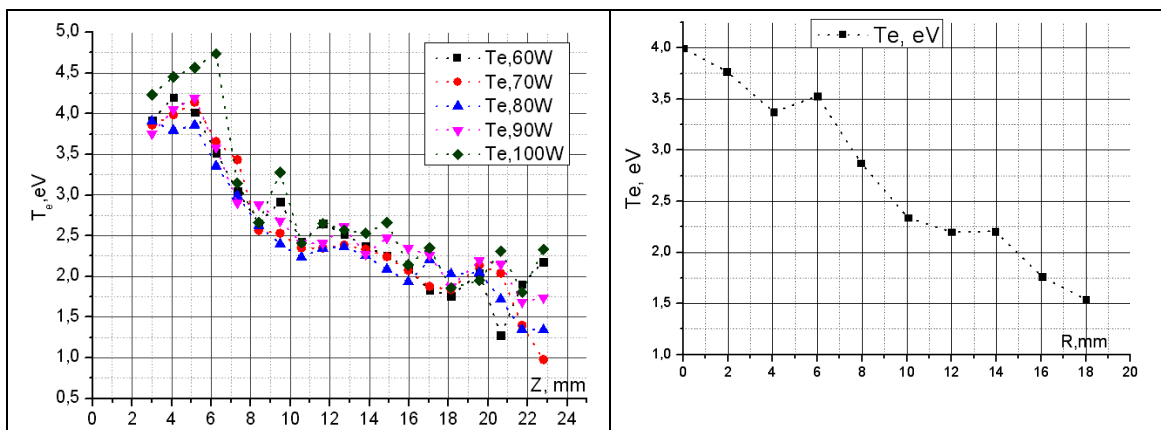


Рис.4. Распределение электронной температуры: слева - вдоль оси установки (слева) при мощностях СВЧ 60 Вт, 70 Вт, 80 Вт, 90 Вт и 100 Вт, справа- радиальное распределение при мощности СВЧ 60 Вт

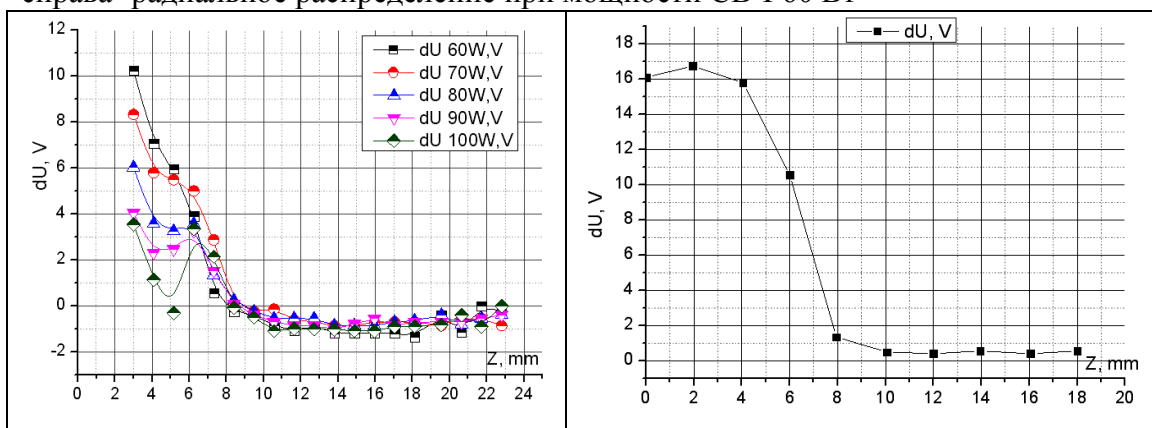


Рис.5. Распределение разности потенциалов между зондами при нуле тока на зонд: слева - вдоль оси установки при мощностях СВЧ 60 Вт, 70 Вт, 80 Вт, 90 Вт и 100 Вт, справа - радиальное распределение при мощности СВЧ 60 Вт

4. Выводы

В результате экспериментов налажена зондовая диагностика и получены профили распределения параметров плазмы на установке ЭМР-3.

Сравнение с результатами зондовых измерений параметров плазмы на подобной установке с ЭМР [3] показали их общее согласие, но дают более детальную информацию о структуре разряда.

Литература:

1. Lebedev Yu.A., Tatarinov A.V., Epstein I.L. High Temperature, 2007, 45, 325.
2. Yu. A. Lebedev, I. L. Epstein, A. V. Tatarinov, V. A. Shakhmatov. J. Phys. Conf. Ser, 2010, 207, 012002
3. Lebedev Yu.A., Bardosh L. High Temperature, 2000, Vol. 38, № 4, , pp 528-532
4. Иванов Ю.А., Лебедев Ю.А., Полак Л.С. Методы контактной диагностики в неравновесной плазмохимии. М. Наука 1981. с. 76

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕНЕРАЦИИ УФ ИЗЛУЧЕНИЯ ГАЗОРАЗРЯДНЫМИ ЛАМПАМИ НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ ПРИ ДАВЛЕНИИ БУФЕРНОГО ГАЗА МЕНЕЕ 1 ТОРР

Л.М. Василяк¹, С.В. Костюченко², Н.Н. Кудрявцев³, В.А. Левченко³,
Ю.Е. Шунков^{2,4}

¹. *Объединённый институт высоких температур РАН*

². *Группа компаний «ЛИТ»*

³. *Московский физико-технический институт (государственный университет)*

⁴. *Московский энергетический институт (ТУ)*

Амальгамные газоразрядные лампы низкого давления (амальгамные ГРЛНД) в настоящее время широко используются в решении ряда задач, таких как очистка воды и воздуха, обработка поверхностей, дезинфекция и др. Такие источники имеют высокий КПД (30-45%) преобразования электрической энергии в УФ излучение при достаточно высокой погонной мощности разряда (1,5 - 4 Вт/см) [1]. Амальгамные ГРЛНД достаточно экологичны и безопасны, поскольку ртуть в холодной лампе находится в связанном состоянии в виде амальгамы, и лишь небольшая её часть выходит в разряд во время работы лампы. Наиболее распространены "безозоновые" ГРЛНД, при разработке которых велись работы по увеличению КПД генерации излучения с длиной волны 254 нм. Однако, в спектре излучения ртути присутствует и другая резонансная линия с длиной волны 185 нм. Использование амальгамных ГРЛНД с излучением на двух резонансных линиях широко распространено при очистке воздуха от запахов за счет наработки озона и фотохимических реакций разложения. Поэтому разработка амальгамных ГРЛНД с высоким КПД генерации излучения с длиной волны 185 нм представляет собой существенный интерес.

При разработке амальгамных ГРЛНД необходимо определить ряд параметров, существенно влияющих на эффективность генерации целевого излучения. В числе этих параметров находятся давление и состав смеси буферных газов, плотность тока разряда, состав амальгамы. В работе [2] была замечена тенденция к увеличению КПД генерации излучения с длиной волны 185 нм при давлениях буферной смеси менее 0,7 Торр, однако область давлений

буферной смеси менее 0,5 Торр была изучена слабо, поскольку представляет малый практический интерес при разработке электродных ламп в виду быстрого испарения оксидного покрытия вольфрамовых электродов и, как следствие, малому сроку службы ламп [3]. Тем не менее, стоит отметить, что поиск оптимальных параметров разряда в области низких давлений буферной смеси может стать значительным толчком к развитию безэлектродных амальгамных ГРЛНД, лишенных вышеуказанного недостатка обычных электродных амальгамных ГРЛНД.

В настоящей работе исследовались зависимости КПД генерации двух резонансных линий ртутного разряда с длинами волн 254 нм и 185 нм от давления буферного газа. Для этого были изготовлены образцы амальгамных ГРЛНД, выполненных их минерального минерального кварца с защитным покрытием из оксида алюминия, прозрачных к целевому излучению. В качестве буферного газа были выбраны чистые аргон и неон, давление изменялось в пределах от 0,05 до 2 Торр. Измерения были выполнены на экспериментальном стенде, собранном на основе вакуумного монохроматора McPherson Model 218, позволяющем измерять спектр излучения лампы в области от 105 нм. В качестве источника паров ртути в разряде была взята стандартная индиевая амальгама, плотность разрядного тока составляла $0,7 \text{ А/см}^2$, частота разрядного тока - 80 кГц.

В результате исследований было выявлено, что с понижением давления буферного газа с 2 до 0,05 Торр, выход УФ излучения с длиной волны 185 нм монотонно растет, и КПД генерации данной линии вырастает в 1,4 раза при использовании в качестве буферного газа аргона. При использовании в качестве буферного газа неона, выход целевого излучения остается практически постоянным, в то время, как КПД его генерации вырастает примерно в 1,2 раза. Однако абсолютная величина КПД генерации линии с длиной волны 185 нм составила $\sim 7,5\%$ в обоих случаях при давлении буферного газа 0,05 - 0,1 Торр. В работе [2] показано, что можно добиться более высокого КПД при использовании в качестве буфера смеси неона с аргоном вместо чистых газов.

КПД генерации излучения с длиной волны 254 нм (в оптимуме генерации данной линии) с понижением давления буферной смеси вырос с 25% до 32% (аргон) либо оставался практически неизменным ($\sim 30\%$, неон). При этом в

оптимуме генерации линии с длиной волны 185 нм, КПД генерации линии с длиной волны 254 нм находился в пределах 10-15%.

Полученные результаты свидетельствуют о перспективности продолжения практических и теоретических исследований в области низких давлений различных смесей буферных газов.

Литература:

1. Рохлин Г.Н. Разрядные источники света. - М.: Энергоатомиздат, 1991. - 720 с.
2. Собур Д.А. Исследование генерации вакуумного ультрафиолетового излучения ртутным разрядом низкого давления. Диссертация на соискание уч. ст. к.ф.-м.н. М.: МФТИ, 2011.
3. Ультрафиолетовые технологии в современном мире / под ред. Ф.В. Карамзинова, С.В. Костюченко, Н.Н. Кудрявцева, С.В. Храменкома – Долгопрудный: Издательский Дом «Интеллект», 2012. – 392 с.

РЕГИСТРАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ МОЛЕКУЛ ДЕЙТЕРИЯ В ТОКАМАКЕ T-10

А.М. Зимин¹, В.А. Крупин², В.И. Тройнов¹, Л.А. Ключников²

¹ *Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана*

² *Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»*

Исследования процессов в пристеночной плазме токамака представляют большой интерес как в фундаментальном плане, так и применительно к ИТЭР. Присутствие молекул изотопов водорода существенным образом влияет на балансы энергии и частиц в пристеночной плазме. Сложности при описании всего многообразия процессов, а также недостаточное понимание механизмов их влияния на параметры пристеночной плазмы приводят к необходимости привлечения данных анализа излучения атомов и молекул изотопов водорода.

Эмиссионный спектр изотопов водорода наряду с атомными линиями серии Бальмера представлен множеством молекулярных полос с выраженной вращательной структурой, присутствующих во всем видимом диапазоне длин волн. Анализ излучения, связанного с электронно-колебательно-вращательными переходами в молекулах изотопов водорода, является весьма информативным при изучении процессов в пристеночной плазме, что подтверждается экспериментами на зарубежных токамаках TEXTOR, DIII-D, JET и др. Особое внимание уделяется молекулярным спектрам при исследовании рециклинга и оценке потоков заряженных частиц, поступающих в плазму. В работах [1 -3] показано, что доля дейтерия в виде молекул на токамаках как с диверторной, так и лимитерной конфигурацией может достигать до 90 % от общего потока. Подобные систематические исследования молекулярного излучения на замкнутых магнитных ловушках в РФ не проводились, поэтому в настоящее время ведется создание системы молекулярной диагностики плазмы, которая будет являться одной из компонент диагностического комплекса токамака T-10.

Для проведения экспериментальных исследований молекулярного излучения дейтериевой плазмы разработаны и оптимизированы оптические схемы, проведены монтаж и наладка узлов сбора в диагностических сечениях A

и *D*. Использование нескольких систем сбора излучения в двух сечениях позволяет провести комплексный анализ поступления атомов и молекул изотопов водорода как со стенки, так и с поверхности графитовой диафрагмы. На рис. 1 представлен один из вариантов оптической схемы.

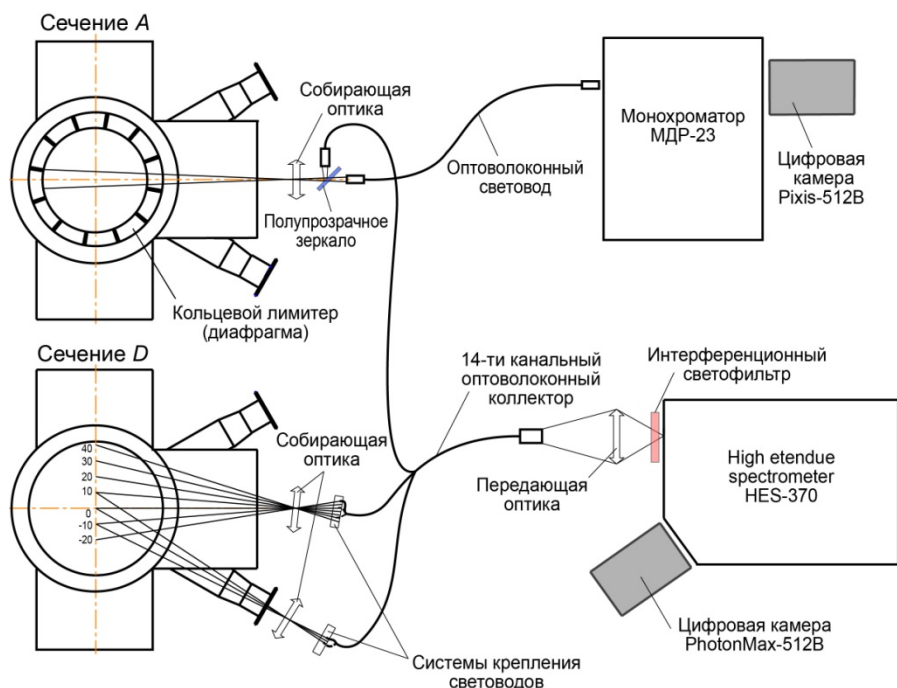


Рис.1. Оптическая схема регистрации молекулярных спектров

Собирающая оптика подсистемы регистрации молекулярных спектров в диагностическом сечении *A* размещена перед смотровым окном фланца экваториального патрубка. Для одновременной регистрации атомного и молекулярного излучения из придиафрагменной области используется схема с полупрозрачным зеркалом, которое расположено под углом 45° к оптической оси и имеет коэффициент пропускания $\sim 90\%$. Это позволяет передавать излучение из одной и той же области на входы двух различных спектральных приборов. Отраженный зеркалом свет передается по одному из каналов 14-канального кварцевого коллектора на входную щель спектрометра HES-370, а прошедший - по коллектору высотой 5 мм и шириной 2 мм поступает на входную щель монохроматора МДР-23. В плоскости выходной щели монохроматора размещается цифровая камера Pixis-512B фирмы Princeton Instruments (CCD-матрица, 512×512 пикселей, размер пикселя - 24×24 мкм, квантовая эффективность $\sim 100\%$), которая позволяет регистрировать за один разряд токамака участки спектра шириной до 16 нм.

Для проведения многохордовых измерений в диагностическом сечении D используются две системы сбора излучения, относящиеся к существующей системе активной спектроскопии CXRS [4]. Системы сбора смонтированы в экваториальном и тридцатиградусном патрубках, при этом пространственное разрешение измерений составляет 3 - 4 см. Используемый CXRS-спектрометр позволяет регистрировать молекулярные спектры из двух диагностических сечений с разрешением до 0,03 нм. Для устранения наложения спектров из соседних порядков применяются два интерференционных полосовых светофильтра на длины волн 615 и 656 нм. Для оцифровки получаемых изображений используется камера PhotonMax-512B (EMCCD-матрица 512×512 пикселей, размер пикселя - 16×16 мкм, квантовая эффективность ~100%), которая позволяет регистрировать участки спектра до 4 нм.

Экспериментальное исследование проводилось в различных режимах работы токамака – в условиях с омическим и СВЧ нагревом с помощью гиротронов. Параметры разряда изменялись в достаточно широких пределах, при этом средняя концентрация электронов варьировалась в диапазоне $(0,8 - 4) \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, а ток разряда – от 80 до 280 кА. Для обеспечения необходимой статистики и временного разрешения измерений время экспозиции выбирается в пределах 50 - 100 мс.

На рис. 2 в качестве примера показан молекулярный спектр в диапазоне длин волн от 600 до 628 нм, зарегистрированный с помощью спектрометра HES-370 за несколько импульсов токамака с параметрами разряда: $n_e = 2,5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ и $I_p = 220 \text{ кА}$. Время экспозиции составляло 100 мс. На рис. 2 отмечены Q-ветви полос 0-0, 1-1, 2-2 и 3-3 ($v'-v''$) α -системы Фулхера ($d^3\Pi_u - a^3\Sigma_g^-$), наиболее часто используемые для анализа.

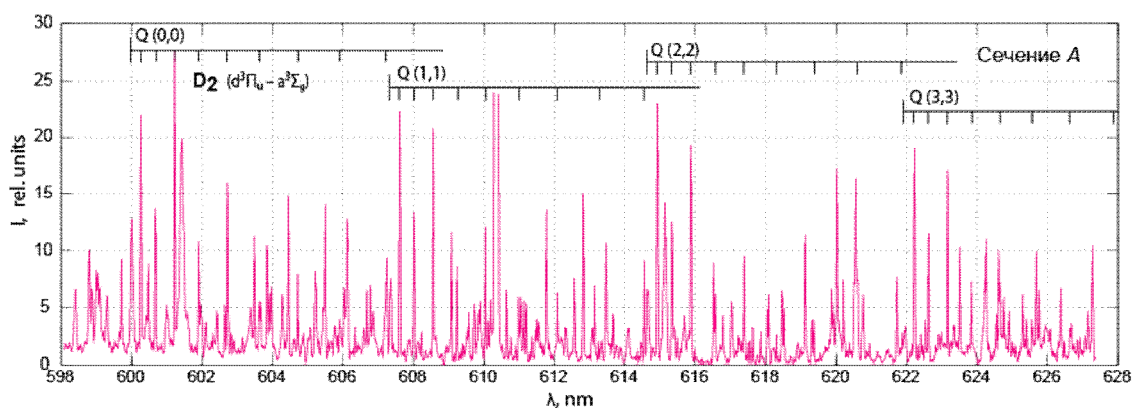


Рис.2. Спектр молекулярных полос дейтерия α -системы Фулхера в сечении A

При регистрации спектров обнаружено, что при увеличении концентрации электронов n_e заметный вклад в излучение вносят также вращательные линии электронных переходов $g^3\Sigma_g^- - c^3\Sigma_g^+$, $i^3\Pi_u - c^3\Sigma_g^+$, $GK^1\Sigma_g^+ - B^1\Sigma_u^+$. В результате переналожения описанных выше систем существенно осложняются идентификация и анализ вращательной структуры интересующего прежде всего перехода $d^3\Pi_u - a^3\Sigma_g$. Использование интенсивностей вращательных линий, для которых характерно наложение с другими системами, может привести к ошибочным результатам при расчете вращательной и колебательной температур.

При регистрации молекулярных спектров в разрядах с концентрацией электронов $(2 - 4) \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ спектрального разрешения монохроматора МДР-23 ($\sim 0,08 \text{ нм}$), оказалось недостаточно для разрешения части вращательных линий, поэтому в условиях сильного переналожения излучения нескольких систем необходимо использование спектрометра HES-370.

Интенсивность свечения молекул в сечении D существенно ниже, чем в придиафрагменных областях сечения A , однако используемое диагностическое оборудование позволяет выделить молекулярное излучение на фоне тормозного континуума плазмы. В результате на токамаке Т-10 были зарегистрированы молекулярные спектры дейтериевой плазмы с достаточными спектральным, временным и пространственным разрешением, анализ которых в дальнейшем позволит провести необходимые оценки параметров плазмы.

Литература:

1. Brezinsek S. et al. Characterization of the deuterium recycling flux in front of a graphite surface in the TEXTOR tokamak // Plasma Phys. Control. Fusion, 2001, V. 47, p. 615 - 634.
2. Hollmann E.M. et al. Spectroscopic measurement of atomic and molecular deuterium fluxes in the DIII-D plasma edge // Plasma Phys. Control. Fusion, 2006, V.48, p. 1165-1180.
3. Pospieszczyk A. et al. Molecular deuterium sources in the outer divertor of JET // Journal of Nuclear Materials, 2005, V. 337 - 339, p. 500 - 504.
4. Крупин В.А. и др. Активная спектроскопическая диагностика ионной температуры плазмы на токамаке Т-10 // Физика плазмы, 2013, Т. 39, №8, с. 712 - 724.

ПАРАМЕТРЫ ПУЧКОВОЙ ПЛАЗМЫ В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПОЛОСТИ В ФОРВАКУУМНОЙ ОБЛАСТИ ДАВЛЕНИЙ

Д.Б. Золотухин, В.А. Бурдовицин

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники

Создание плазмы в полостях, ограниченных диэлектрическими стенками, привлекательно с точки зрения ионно-плазменной модификации внутренних поверхности стеклянных или пластиковых сосудов [1]. Для решения такой задачи обычно используется безэлектродный ВЧ разряд [2]. Недостаток такого подхода заключается в низкой эффективности передачи ВЧ энергии плазме и ограниченном диапазоне рабочих давлений. Генерация плазмы электронным пучком во многом свободна от этих недостатков. Однако, инжекция пучка в полость при традиционных для источников электронов давлениях (10^{-2} Па) затруднена из-за накопления в полости отрицательного заряда. Применение форвакуумных плазменных источников электронов [3], работающих при давлениях 1-100 Па, решает проблему накопления заряда в полости. Решение этой проблемы связано с образованием плотной плазмы в области транспортировки электронного пучка, ионы которой обеспечивают нейтрализацию зарядки диэлектрической поверхности ускоренными электронами [4]. Цель настоящей работы состояла в измерении параметров плазмы, генерируемой в форвакуумной области давлений в диэлектрической полости при инжекции в полость электронного пучка. Схема эксперимента изображена на рис. 1.

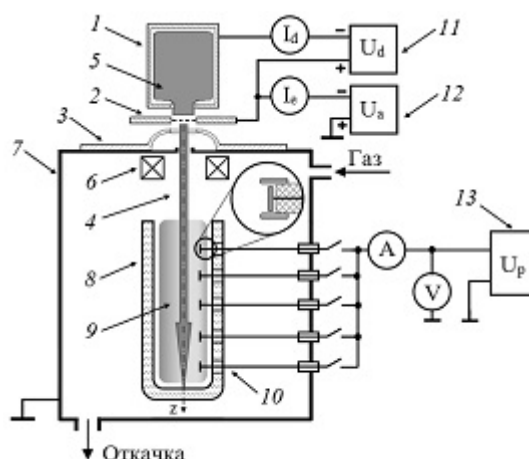


Рис. 1 – Схема эксперимента: 1 – полый катод, 2 – анод, 3 – ускоряющий электрод (экстрактор), 4 – электронный пучок, 5 – эmissiveнная плазма, 6 – фокусирующая система, 7 – вакуумная камера, 8 – кварцевая полость, 9 – пучковая плазма, 10 – зонды Ленгмюра, 11 – источник питания разряда, 12 – источник ускоряющего напряжения, 13 – источник напряжения смещения на зонды.

Электронный пучок 4 создавался форвакуумным плазменным источником электронов на основе тлеющего разряда с полым катодом [3] в непрерывном режиме. Разряд в источнике поддерживался напряжением $U_d = 300 - 500$ В между полым катодом 1 и анодом 2 с током разряда I_d в диапазоне от 100 до 400 мА. Электронный пучок извлекался из плазмы разряда 5 через отверстия в аноде 2, ускорялся до энергии 3 кэВ напряжением U_a на промежутке анод 2 – заземленный экстрактор 3 и фокусировался магнитным полем катушки 6. Ток пучка оценивался по току I_e в цепи источника ускоряющего напряжения 12 и был равен 40 – 60 мА. Диаметр пучка составлял 4–6 мм. Вакуум в камере 7 поддерживался механическим форвакуумным насосом ISP-1000С, давление рабочего газа – аргона – устанавливалось равным 2–12 Па и регулировалось натекателем.

Ускоренный электронный пучок инжектировался в цилиндрическую кварцевую полость 8 с внутренним диаметром 40 мм, длиной 200 мм, толщиной стенки 2 мм и создавал внутри нее плазму 9. Для исследования продольного распределения параметров пучковой плазмы вдоль ее оси z применялись пять одинаковых одиночных плоских зондов Ленгмюра 10, введенных в полость через отверстия диаметром 6 мм, выполненных в боковой стенке. Диаметр принимающей поверхности каждого из зондов был равен 3 мм. Расстояние от оси пучка до поверхности зондов составляло 15 мм. Для предотвращения попадания на зонды быстрых электронов пучка каждый из зондов был окружен защитным цилиндрическим металлическим экраном диаметром и длиной 5 мм, находящимся под плавающим потенциалом. Набор зондов жестко фиксировался относительно оси пучка и стенок камеры, а полость можно было извлекать для выявления различий в поведении параметров плазмы внутри полости и в условиях свободной транспортировки пучка в камере.

Параметры пучковой плазмы определялись по зондовой характеристике. Температура электронов T_e определялась на экспоненциально растущей электронной ветви на участке между плавающим потенциалом зонда и потенциалом плазмы. За потенциал плазмы принималось значение напряжения на зонде, соответствующее нулю второй производной зондового тока по напряжению. Концентрации плазмы n_i определялась по току насыщения на ионной ветви зондовой характеристики. Результаты измерения плавающего потенциала зондов показаны на рис 2.

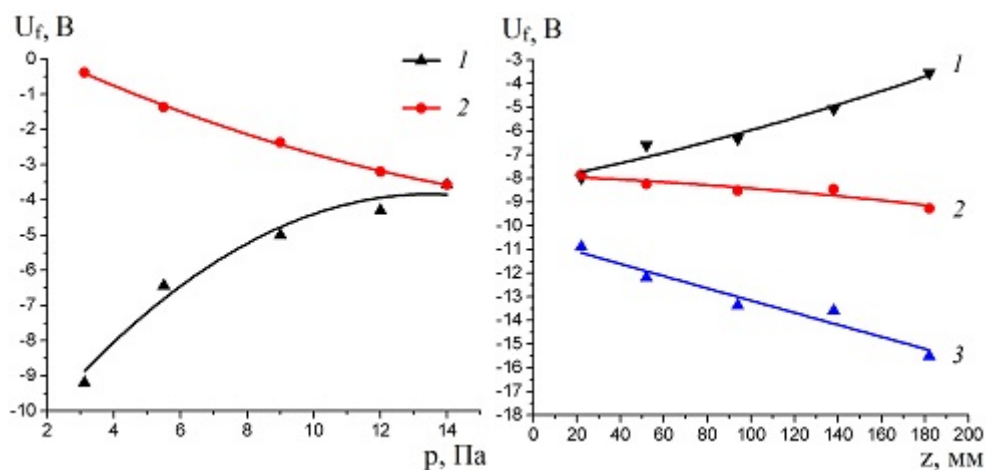


Рис. 2 – а) плавающий потенциал U_f зонда ($z = 52$ мм) в зависимости от давления, в полости (1), и в свободном пространстве (2); б) – продольное распределение плавающего потенциала в полости, при давлении 1 – 12 Па, 2 – 6 Па, 3 – 2,5 Па. Условия эксперимента: $I_e = 60$ мА, $U_a = 3$ кВ, рабочий газ – аргон. Начало координат по оси z соответствует плоскости открытого торца полости.

В случае, когда плазма заключена в полости (Рис.2,а, кривая 1), U_f имеет более отрицательное значение, и оно понижается с уменьшением давления. Это может быть связано с накоплением электронов в полости из-за ухудшения уноса заряда в связи с понижением концентрации плазмы. Повышение U_f с понижением давления в отсутствие полости (Рис.2,а, кривая 2) может быть связано с усилением ухода электронов из области плазмы из-за снижения числа соударений с молекулами газа. Характер продольного распределения плавающего потенциала в полости (Рис.2,б) зависит от давления. Так, при 12 Па величина U_f растет вглубь полости, при 6 Па – снижается. Такое поведение указывает на изменение продольного распределения электрического поля в плазме в зависимости от давления и требует дальнейшего изучения. Сравнение продольного распределения концентрации и температуры электронов плазмы, созданной в полости, и плазмы, созданной при отсутствии полости, приведено на рис. 3. При энергии пучка 3 кэВ концентрация в обоих случаях спадает по мере распространения пучка, однако концентрация плазмы в полости (Рис. 3,а, кривая 1) оказывается примерно на 20% выше, что может быть связано с добавочной ионизацией газа в полости отраженными от ее внутренней поверхности быстрыми электронами пучка.

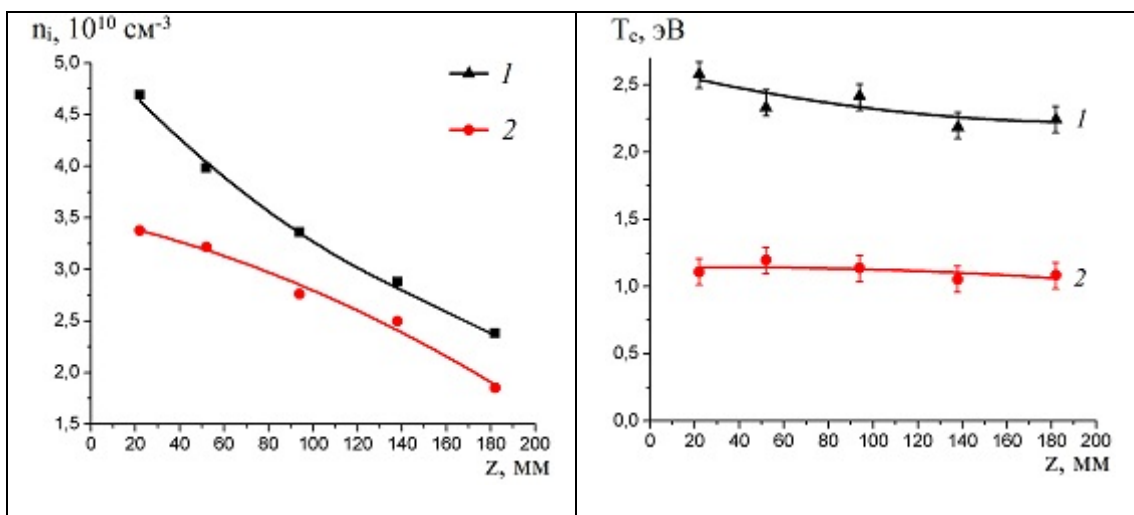


Рис. 3 – Продольное распределение концентрации (а) и температуры электронов (б) плазмы, созданной в полости (1) и в свободном пространстве камеры (2). Давление 6 Па, $I_e = 40$ мА, $U_a = 3$ кВ.

Температура электронов в обоих случаях практически не зависит от продольной координаты z , однако в полости температура электронов оказывается в 1,5 – 2 раза выше. Этот факт можно объяснить пониженным уносом энергии из объема плазмы в полости по сравнению со случаем отсутствия полости, так как унос энергии частицами плазмы происходит только из открытого торца полости.

Проведенное исследование иллюстрирует отличия в характере поведения параметров (плавающего потенциала, концентрации, температуры) плазмы в полости по сравнению с аналогичными параметрами плазмы, создаваемой в свободном пространстве транспортировки пучка. Параметры плазмы указывают на возможность ее применения в решении технологических задач.

Литература:

1. Sakudo N. et al. Simultaneous Sterilization with Surface Modification of Plastic Bottle by Plasma Based Ion Implantation // AIP Conference Proceedings, 2011, Vol. 1321, № 266, P. 266-269.
2. Conrads H. et al. Plasma generation and plasma sources // Plasma Sources Sci. Technol., 2000, Vol. 9, №4, P. 441-454.
3. Burdovitsin V., Oks E. Fore-vacuum plasma-cathode electron sources // Laser and particle beams, 2008, Vol. 26, №4, P. 619-635.
4. Бурдовицин В.А. и др. О возможности электронно-лучевой обработки диэлектриков плазменным источником электронов в форвакуумной области давлений // Письма в ЖТФ, 2009, Т. 35, Вып. 11, С. 61-66.

ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ИНДУКЦИОННОГО РАЗРЯДА

Е.А. Мещерякова, М.С. Зибров, Г.В. Ходаченко

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

Источники плазмы на основе высокочастотного индукционного (ВЧИ) разряда применяются для решения широкого класса технологических задач, таких как травление полупроводников, нанесение покрытий, модификация поверхности материалов [1, 2]. В частности, использование данного типа источников плазмы является привлекательным для проведения плазменного азотирования металлов (сталей, титана, алюминия и других) с целью упрочнения их поверхности. Это обусловлено такими их преимуществами как безэлектродный характер разряда (что уменьшает количество примесей в плазме), высокая степень ионизации плазмы (вплоть до нескольких десятков процентов), а так же возможность работы при низких давлениях (вплоть до 10^{-4} мбар), что позволяет увеличить энергию ионов, падающих на подложку и уменьшить их разброс по энергиям. Поэтому измерение параметров плазмы такого разряда с целью нахождения оптимальных режимов для проведения плазменного азотирования представляет большой интерес.

В данной работе проводилось измерение параметров плазмы ВЧИ разряда, создаваемой при помощи радиочастотного плазменного генератора (ВЧИ антенны) РПГ-250 (ООО "Лаборатория вакуумных технологий" [3]), представляющего из себя медную водоохлаждаемую четырехзаходную спираль Ферма, на которую (через специальное согласующее устройство) подается мощность от высокочастотного (13,56 МГц) генератора. Антенна располагалась в вакуумной камере, откачиваемой турбомолекулярным и сухим спиральным насосами до давления не хуже 1×10^{-5} мбар. Снаружи камеры была установлена система из двух катушек, создающих постоянное магнитное поле в камере с индукцией на оси (перпендикулярно плоскости антенны) вплоть до 80 Гс. Были исследованы параметры аргоновой и азотной плазмы ВЧИ разряда при давлениях в диапазоне $5 \times 10^{-4} - 1 \times 10^{-2}$ мбар и при различных значениях силы

тока в катушках, создающих постоянное магнитное поле, и мощности разряда 1 кВт. Измерения осевого распределения параметров плазмы проводились при помощи системы из двух одиночных зондов Ленгмюра, установленных на вводе вращения. На зонды подавались пилообразные импульсы напряжения (от -100 В до $+100$ В); напряжение и ток на зонд регистрировались при помощи цифрового осциллографа. Итоговая зондовая характеристика для каждой точки пространства была получена путем усреднения 128 измеренных вольт-амперных характеристик. Температура электронов плазмы определялась по наклону графика зависимости натурального логарифма электронного тока на зонд от приложенного к нему напряжения. Плотность плазмы была оценена по формуле Бома на основе измеренного ионного тока насыщения на зонд.

Результаты измерений показали, что при всех использовавшихся давлениях параметры плазмы были распределены достаточно (в пределах погрешности измерений зондовым методом) однородно вдоль оси. При низких давлениях (5×10^{-4} мбар) наблюдалось небольшое увеличение температуры электронов с увеличением индукции магнитного поля. Зависимость плотности плазмы от индукции поля при этом имела немонотонную зависимость – максимальная плотность плазмы наблюдалась при определенном (для каждого газа) значении тока в катушках и достигала значения порядка 10^{11} см⁻³. При более высоких давлениях зависимости параметров плазмы от индукции магнитного поля были слабо выраженными. Максимальная плотность плазмы при этих давлениях также была порядка 10^{11} см⁻³. Таким образом, при низких давлениях удастся достигнуть высокой степени ионизации рабочего газа в ВЧИ разряде, и поэтому такие режимы горения разряда являются оптимальными для проведения плазменного азотирования.

Работа частично поддержана грантом НШ-3328.2014.2 Президента РФ для государственной поддержки ведущих научных школ РФ.

Литература:

1. Hopwood J. Review of inductively coupled plasmas for plasma processing // *Plasma Sources Science and Technology*. – 1992. – Т. 1, № 2. – С. 109.
2. Okumura T. Inductively Coupled Plasma Sources and Applications // *Physics Research International*. – 2010. – Т. 2010. Article ID 164249.
3. <http://e-beam.ru>.

РЕЗОНАНСНАЯ БЛИЖНЕПОЛЬНАЯ СВЧ-ДИАГНОСТИКА ПЛАЗМЫ И ДРУГИХ МАТЕРИАЛЬНЫХ СРЕД

Д.В. Янин, А.Г. Галка, А.В. Костров, А.И. Смирнов, А.В. Стриковский

Институт прикладной физики РАН

В работе представлен краткий обзор разработанных в Институте прикладной физики РАН методов диагностики плазмы низкого и высокого давления, а так же их модификации, которые нашли применение в медицине и современных производственных технологиях.

Основой для созданных в ИПФ РАН диагностик является мало распространенный метод локального измерения плотности плазмы низкого давления с помощью зонда с СВЧ-резонатором. Впервые данный метод был предложен в 1976 г. в работе [1]. Диагностика основана на измерении диэлектрической проницаемости плазмы с помощью вводимого в нее резонатора в виде четвертьволнового отрезка двухпроводной линии. Резонансная частота зонда зависит от концентрации плазмы по закону $\omega_{res}^2 = \omega_0^2 + \omega_p^2$, где ω_0 – резонансная частота линии в отсутствии плазмы, ω_p – плазменная частота электронов. Поскольку взаимодействие измерительной системы с плазмой осуществляется поперечным квазистатическим электрическим полем резонатора, измерения СВЧ-зондом можно охарактеризовать как ближнепольные. Методика успешно используется в ИПФ РАН на экспериментальном стенде «Крот». Зонд, установленный на подвижной штанге, имеет собственную резонансную частоту $f_0 = \omega_0 / 2\pi \sim 8\text{ГГц}$ и добротность $Q \sim 100$. Минимальное измеряемое значение концентрации плазмы $n_e \sim 10^8 \text{ см}^{-3}$.

В ИПФ РАН развита методика исследования нестационарных процессов в плазме низкого давления, сопровождающихся малыми возмущениями плазменной концентрации, с помощью резонансного СВЧ-зонда. Она позволяет регистрировать относительные возмущения электронной концентрации порядка $10^{-5} - 10^{-6}$ в плазме с концентрацией $10^{10} - 10^{12} \text{ см}^{-3}$ [2]. Высокая

чувствительность метода достигается путем регистрации на выходе измерительной системы амплитудно-модулируемого сигнала на частоте флуктуаций концентрации.

Методика исследования нестационарных процессов была применена для решения прикладной задачи по диагностике широко используемого в химической промышленности псевдооживленного (кипящего) слоя – слоя зернистого сыпучего материала, взвешенного в проходящем через него потоке газа или жидкости. На базе резонансного СВЧ-зонда предложена система контроля плотности кипящего слоя и её динамики во времени в условиях промышленных установок (реактор дегидрирования) [3].

На базе резонансного СВЧ-зонда в ИПФ РАН развита и впервые реализована методика бесконтактной диагностики параметров плазмы в разрядах высокого давления [4]. Измерительная система (модифицированный СВЧ-зонд), схематически изображенная на рис. 1, представляет собой резонатор, состоящий из двух последовательно соединенных отрезков двухпроводной линии с волновыми сопротивлениями $\rho = 300$ Ом и $\rho_u = 347$ Ом. Длина отрезков $l = 29$ см и $s = 2$ см, расстояния между проводами, соответственно, $D = 6$ мм и $d = 9$ мм. Участок резонатора с большим волновым сопротивлением является измерительной емкостью датчика, которая размещается на внешней поверхности диэлектрической разрядной камеры, то есть вне плазмы. Глубина зондирования ближнепольной диагностической системы, определяемая расстоянием d между проводами измерительной емкости, не превышала толщину плазменного образования (датчик не чувствовал противоположную стенку камеры). Собственная резонансная частота датчика составляла $f_{рез} = 660$ МГц, добротность системы $Q = 100$. Наличие плазмы в области квазистатического поля измерительной части приводило к изменению собственной частоты и добротности датчика. Резонатор возбуждался при помощи генератора качающейся частоты (ГКЧ). Диапазон изменения частоты позволял записывать резонансную характеристику датчика за один период качания, который составлял $T_k = 0,076$ с. Анализируя последовательность резонансных кривых, получаемых в течение разряда (рис. 2), можно было исследовать динамику параметров плазмы с временным разрешением, близким к периоду качания частоты T_k . Для плазмы высокого давления методика позволяет проводить измерения только мнимой части

комплексной диэлектрической проницаемости плазмы или величины отношения N/ν . С учетом дополнительных измерений мощности плазмоздающего генератора, вкладываемой в разряд, удастся восстановить значения N и ν в процессе разряда. Апробация метода осуществлялась в высокочастотном емкостном разряде в аргоне при атмосферном давлении. Результаты по порядку величины согласуются с данными, полученными независимо с помощью метода «отсечки» СВЧ излучения, и в результате теоретических оценок.

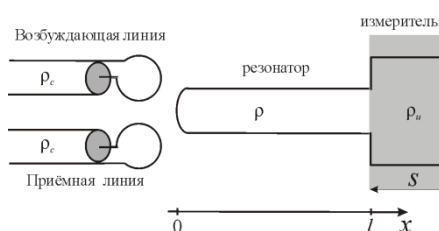


Рис.1. Схема резонансного датчика для бесконтактной диагностики плазмы высокого давления

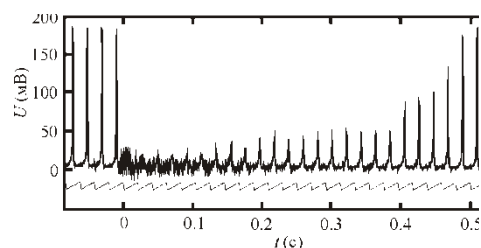


Рис. 2. Оциллограмма сигнала с резонансного датчика и синхронизационного сигнала пилообразного напряжения свип-генератора.

При соответствующей модификации, резонансный датчик может быть установлен на борту космического спускаемого аппарата в толще его теплозащитного покрытия для контроля параметров прибортовой плазмы. Развита методика успешно может быть использована и для бесконтактной диагностики параметров плазмы в лабораторных плазмохимических установках.

Методика исследования плазмы атмосферного давления была модифицирована для неразрушающей диагностики материальных сред, в частности для поиска неоднородностей в различных диэлектрических средах, к примеру в земле и в медицинских приложениях [5-7]. Находясь на поверхности среды получить информацию о ее внутренней структуре (пространственном распределении комплексной диэлектрической проницаемости) в рамках ближнепольной диагностики можно путем глубинного зондирования среды электрическим полем. Другими словами, располагая измерительную емкость рядом с поверхностью исследуемого объекта, изменяя ее размеры (глубину зондирования) и место положения, удастся получать информацию о подповерхностной структуре. Исходными данными для решения обратной задачи являются результаты измерения резонансных характеристик СВЧ-датчика при сканировании над поверхностью среды его измерительной частью.

Методика неразрушающей диагностики материальных сред была успешно использована в медицинских приложениях. С ее помощью изучена комплексная диэлектрическая проницаемость тканей кожи при дерматозах и показано, что электродинамические характеристики кожи даже при отсутствии визуальных изменений в области патологии отражают ремиссию заболевания, что использовано для неинвазивной диагностики кожных патологий [6]. Так же, показана возможность оценки состояния органов для трансплантации по значениям электродинамических характеристик тканей трансплантатов и консервирующей их жидкости, что использовано для экспресс-диагностики жизнеспособности органов при трансплантации [7].

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №13-02-97069 р_поволжье_а.

Литература:

1. Stenzel R.L. Microwave resonator probe for localized density measurements in weakly magnetized plasma // Rev. Sci. Instrum, 1976, V. 47, № 5, p. 603-607.
2. Д.В. Янин, А.В. Костров, А.И. Смирнов и др. Диагностика нестационарных возмущений плотности плазмы // ЖТФ, 2008, Т. 78, вып. 1, с. 133-136.
3. V.A. Kostrov and etc. Diagnostic of the boiling bed using a resonance microwave probe based on the two-wire line section // Proceedings of 16th International Crimean Conference, 11-15 September 2006. – Sevastopol, 2006. P. 769-770.
4. Д.В. Янин, А.В. Костров, А.И. Смирнов, М.Е. и др. Диагностика параметров плазмы атмосферного давления методом ближнепольного СВЧ-зондирования // Журнал технической физики, 2012, Т. 82, вып. 4, с. 42-51.
5. D. V. Yanin and etc. Diagnostics of subsurface quasi-one-dimensional inhomogeneities by the method of resonance near-field microwave sounding // Radiophysics and Quantum Electronics, 2014, V. 57, Issue 1, p. 31-42.
6. Kostrov A.V. and etc. Diagnostics of skin diseases using the methods of near-field microwave-sounding // Proceedings of 17th International Crimean Conference, 10-14 September 2007. – Sevastopol, 2007. P. 726-727.
7. А.В. Костров, А.В. Стриковский, Д.В. Янин, А.И. Смирнов и др. Исследование электродинамических параметров биологических тканей // Альманах клинической медицины, 2008, Т. 17, ч. 2, С. 96-99.

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ФИЛЬТРОВ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ ВТОРИЧНОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ В АВТОКОЛЕБАТЕЛЬНОМ РЕЖИМЕ ПУЧКОВО-ПЛАЗМЕННОГО РАЗРЯДА.

А. В. Баловнев, И. В. Визгалов, Г. Х. Салаутдинов.

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва,
Российская Федерация.*

В данной работе исследовался несамостоятельный режим автоколебательного вторично-эмиссионного разряда (АВЭР) [1] в продольном магнитном поле с использованием автономной электронной пушки для зажигания первичного пучково-плазменного разряда (ППР) [2].

Аномально высокая эмиссия вторичных электронов лежит в основе механизма положительной обратной связи, приводящей к автоколебаниям на резонансных частотах. Для АВЭР амплитуда импульсов возбуждаемых автоколебаний может многократно превышать прикладываемое к коллекторной пластине отрицательное напряжение, определяя особенности спектра высокоэнергетичной группы электронов. Схема эксперимента показана на рисунке 1.

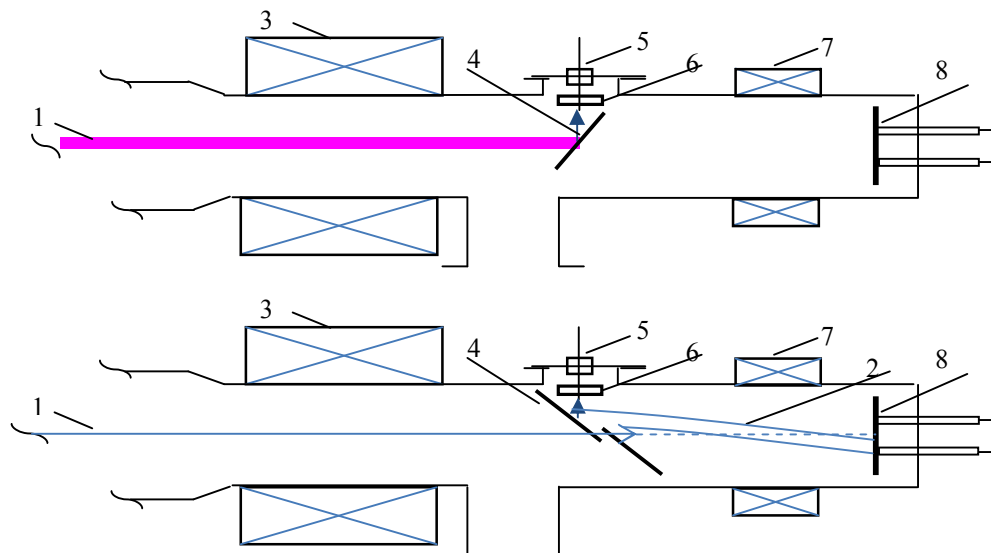


Рис. 1 а) Схема измерений на ППР б) Схема измерений на АВЭР
1 - первичный пучок; 2 - обратный поток вторичных и отраженных электронов;
3,7 – катушки магнитного поля; 4 – молибденовая диафрагма; 5 – шлюзовое
устройство; 6 – кассета с ТЛД; 8 – коллекторная пластина.

Обычные контактные зондовые и спектрометрические методы исследования распределения высокоэнергетичной группы электронов в плазменном шнуре вносят значительные возмущения. Кроме того, они не позволяют разделить первичный и обратный поток, включающий отраженные и эмитированные поверхностью коллектора электроны.

В работе впервые проведена рентгеновская диагностика АВЭР. При этом спектр высокоэнергетичной (>4 кэВ) группы электронов восстанавливается по рентгеновскому излучению.

В данной работе использован спектрометр на основе термолюминесцентных детекторов (ТЛД) [4]. Он содержит 13 каналов регистрации, укомплектованных сборками таблеток ТЛД из фтористого лития, расположенных один за другим. Сборки закрываются фильтрами ослабления [5] из алюминиевой фольги. Тип и толщина используемых фильтров ограничивают чувствительность спектрометра (энергия квантов > 4 кэВ). Показания с ТЛД считывались с помощью прибора ДВГ-02ТМ.

В первых экспериментах диафрагма была развернута к ТЛД датчикам т.о., чтобы регистрировать излучение от первичного пучка при бомбардировке мишени первичным потоком электронов (схема на рис. 1 (а)). Данный режим ППР был получен при ускоряющем напряжении электронной пушки 5кВ (ток 0.1А) без напуска рабочего газа (давление в камере 10^{-6} Тор). Взаимодействие первичного пучка с водородной плазмой (напуск водорода, давление в камере 10^{-4} Тор) приводит к бесстолкновительному торможению основной части электронов и доускорению небольшой доли (порядка процента) сверх энергии первичного пучка. Эти электроны и дают высокоэнергетический "хвост" в распределении.

В последующих экспериментах проводились измерения в режиме АВЭР. Как показано на рисунке 1(б) первичный пучок электронов 1 проходит через отверстие в диафрагме 4. Магнитная ось на выходе из ловушки имеет небольшое отклонение от геометрической оси. Оно может регулироваться специальной боковой катушкой.

При заземленном коллекторе 8 плазменный шнур вместе с первичным пучком следует этому закруглению, поскольку поляризация шнура под действием центробежного дрейфа подавляется за счет хорошего электрического

контакта между плазменным шнуром и коллектором по тепловому электронному компоненту.

При отрицательном смещении потенциала коллектора с помощью внешнего источника контакт по тепловому электронному компоненту нарушается, и развивается желобковая неустойчивость [3], приводящая к спрямлению плазменного шнура. При этом реализуется разделение первичного и обратного вторично-эмиссионного потоков - обратный электронный поток испытывает дрейф в скрещенных магнитном и индуцированном электрическом полях. Он смещается по радиусу кривизны магнитной трубки и попадает на сплошную часть диафрагмы, что позволяет регистрировать сопутствующее рентгеновское излучение.

В результате пространственного разделения датчиком регистрировались рентгеновские кванты только от вторичного потока эмиссионных электронов. Ускоряющее напряжение пушки 1,5 кВ, ток эмиссии пушки 0,1А, давление такое же как и в предыдущем эксперименте - 10^{-4} Тор, напряжение смещения коллекторной пластины - 600В, амплитуда полученных автоколебаний - 600В, частота - 3 МГц. Энергия вторично-эмиссионных электронов не должна превышать 1200 эВ, но обработка кривой поглощения показывает наличие аномального, значительно более жесткого компонента рентгеновского излучения. На рисунке 2 сведены вместе участки спектров, полученные в режимах ППР и АВЭР.

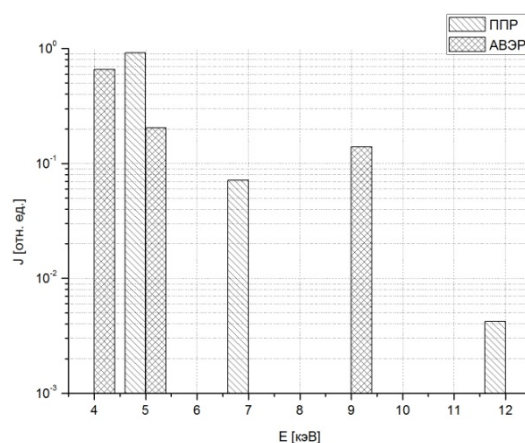


Рис. 2. Спектры, полученные в режимах ППР и АВЭР.

Их сравнение показывает, что в условиях ППР доля высокоэнергетичных доускоренных электронов очень мала, на что указывает резкий спад относительной интенсивности рентгеновского излучения при превышении энергии первичных электронов (5 кэВ). В режиме АВЭР спектр рентгеновского

излучения отличается принципиально - в его спектре проявляется значительно большее относительное количество многократно доускоренных электронов.

Отметим, что при пучково-плазменном взаимодействии небольшая доля первичных электронов может ускоряться и удерживаться между пробками, набирая весьма большую энергию. В условиях эксперимента с АВЭР такие электроны попадают либо на расположенный в глубокой полости коллектор, либо на обратную по отношению к датчику сторону диафрагмы, и генерируемое ими излучение не регистрируется. Таким образом, в режиме АВЭР при пространственном разделении прямого и обратного потоков доускорение должно происходить только за один пролет между эмиттером и мишенью.

Это может быть связано с эффектом группирования. Экспериментальные и расчетные осциллограммы напряжений на коллекторе показывают, что для АВЭР характерно нарастание производной по времени на переднем фронте импульса отрицательного напряжения. В результате пространственного и временного сжатия электронного сгустка в АВЭР может происходить более эффективное по сравнению с обычным режимом ППР пучково-плазменное взаимодействие, и, соответственно, усиление доускоренной группы электронов.

Кроме того, аномальное ускорение вторичных электронов может быть связано с очень высокочастотными модами автоколебаний. В результате реальное ускоряющее напряжение может быть значительно больше измеряемого потенциала приемной пластины относительно корпуса установки.

Работа частично поддержана грантом НШ-5084.2014.2 Президента РФ для государственной поддержки ведущих научных школ РФ.

Литература:

1. М. Акел, И. В. Визгалов Вторично-эмиссионный автоколебательный разряд на частоте собственного резонанса
2. Лебедев П. М., Онищенко И. Н., Ткач Ю. В., Файнберг Я. Б., Шевченко В. И. Теория плазменно-пучкового разряда. Физика плазмы, 1976, Т. 2, вып. 3, с. 407.
3. Л. А. Арцимович, Р. З. Сагдеев. Физика плазмы для физиков. Москва «Атомиздат» 1979.
4. Иванов В. И. Курс дозиметрии, Москва Атомиздат, 1978.
5. Кушин В. В., Ляпидевский В. К., Пережогин В. Б. Ядерно-физические методы диагностики плазмы, Москва, 1985.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ОДИНОЧНОЙ МАКРОЧАСТИЦЫ В ЛИНЕЙНОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОЙ ЛОВУШКЕ

Р.А. Сыроватка, В.И. Владимиров, Л.В. Депутатова, Д.С. Лапицкий,
В.Я. Печеркин

ФГБУН Объединенный Институт Высоких Температур РАН

Электродинамические ловушки, в частности квадрупольная электродинамическая ловушка, хорошо исследована. Ранее нами была предложена ее модель, определены зоны устойчивого удержания макрочастиц [1, 2]. Для экспериментальной проверки полученных результатов необходимо знать параметры частиц, удерживаемых в электродинамической ловушке, такие как их заряд q и масса m .

В данной работе рассматривается методика определения заряда и массы пылевой частицы с помощью электродинамической ловушки.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ СТЕНД

Экспериментальный стенд представляет собой воздушный тракт сечения 6 х 6 см, изготовленный из органического стекла, в котором находятся коронатор и электродинамическая ловушка. Воздушный поток обеспечивается ионным ветром. Полидисперсный порошок оксида алюминия вбрасывается перед коронатором, захватывается воздушным потоком и заряжается во внешней области коронного разряда. Из ансамбля частиц, захваченных электродинамической ловушкой удаляются все частицы кроме одной, которая и

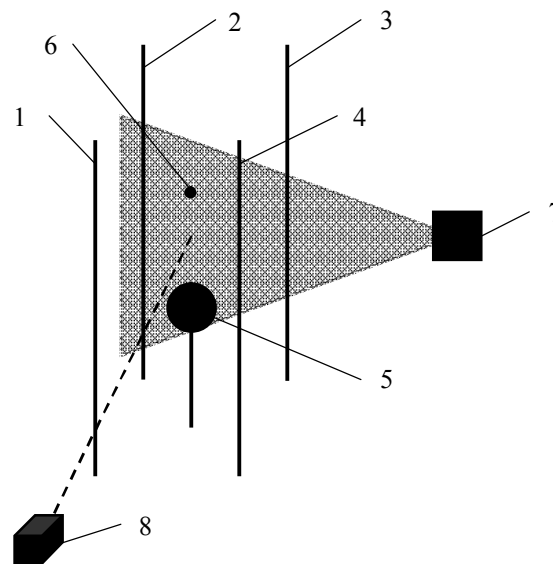


Рисунок 1. Схема электродинамической ловушки. 1, 2, 3, 4 – электроды ловушки; 5 – металлический шар, на который подается потенциал, препятствующий выпадению частиц из ловушки; 6 – пылевая частицы; 7 – лазер; 8 – высокоскоростная видеокамера.

подвергается исследованию. Схема электродинамической ловушки представлена на рисунке 1.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ МАССЫ ЧАСТИЦЫ

Для определения размера частицы, левитирующей в электродинамической ловушке, (рисунок 1) измерялась скорость ее свободного падения. На шар 5 подавался потенциал $U = 8145 \text{ В}$, при котором частица 6 находилась на расстоянии $r = 33.32 \text{ мм}$ от центра шара. После этого заряженный шар заземлялся и падение частицы фиксировалось с помощью высокоскоростной видеокамеры. В эксперименте использовались частицы Al_2O_3 , плотностью $\rho_F = 3990 \text{ кг/м}^3$. Амплитуда подаваемого на электроды

ловушки переменного напряжения

была равна $U_A = 2600 \text{ В}$.

Предполагалось, что частица имеет сферическую форму. В ходе эксперимента фиксировалось положение частицы относительно центра шара через равные временные промежутки

$t = 30.5 \text{ мс}$. Скорость на каждом отрезке траектории определялась

как $v_i = \frac{R_i - R_{i+1}}{t}$, где R_i – положение частицы в начале отрезка, R_{i+1} – положение

частицы в конце отрезка. На рисунке 2 представлена зависимость скорости падения частицы от времени свободного падения. Для устранения случайной погрешности размер частицы вычислялся по среднему значению скорости $v_m = 48.1 \text{ мм/с}$.

Если частица падает в вязкой жидкости под действием собственного веса, то установившаяся скорость достигается, когда эта сила трения совместно с силой Архимеда точно уравновешиваются силой гравитации. Результирующая скорость равна

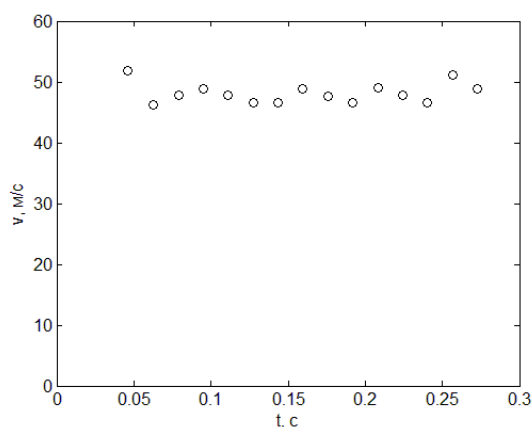


Рисунок 2. Измерения скорости свободного падения частицы.

$$V_s = \frac{2r^2 g(\rho_p - \rho_f)}{9\eta}$$

где V_s – установившаяся скорость частицы, g – ускорение свободного падения,

ρ_p – плотность частицы, ρ_f – плотность жидкости. Отсюда можно выразить

диаметр частицы

$$d = 2r = \sqrt{\frac{9\eta V_s}{2g(\rho_p - \rho_f)}}$$

Приняв установившуюся скорость частицы $V_s = v_m = 48.1 \text{ мм/с}$ получим

диаметр частицы $d = 19.5 \text{ мкм}$ и массу частицы $m = 3.89 \cdot 10^{-15} \text{ кг}$.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЗАРЯДА ЧАСТИЦЫ

Для определения заряда частицы была проведена серия из двенадцати экспериментов, в которой на шар подавались разные значения потенциала и фиксировалось расстояние частицы от центра шара. Начальное значение потенциала было $U_1 = 10860 \text{ В}$. Затем потенциал уменьшался до $U_{12} = 149 \text{ В}$.

После проведения эксперимента потенциал снова был увеличен до 10860 В. При этом положение частицы совпало с первым измерением, таким образом, за время проведения эксперимента заряд пылевой частицы не изменился. Зависимость расстояния от пылевой частицы до центра шара от потенциала, подаваемого на шар, представлена на рисунке 3.

На частицу, находящуюся в равновесии над заряженным шаром действуют сила тяжести и сила электрического поля в точке ее нахождения

$$mg = k \frac{qQ}{r^2},$$

где m – масса пылевой частицы, q, Q – заряды пылевой частицы и шара соответственно, r – расстояние от пылевой частицы до центра шара. Заряд шара вычислялся исходя из подаваемого на нее потенциала $Q = \frac{1}{kR}\varphi$, где R – радиус шара.

Выражения для заряда частицы выглядит следующим образом:

$$q = \frac{mgRr^2}{\varphi} \quad (1)$$

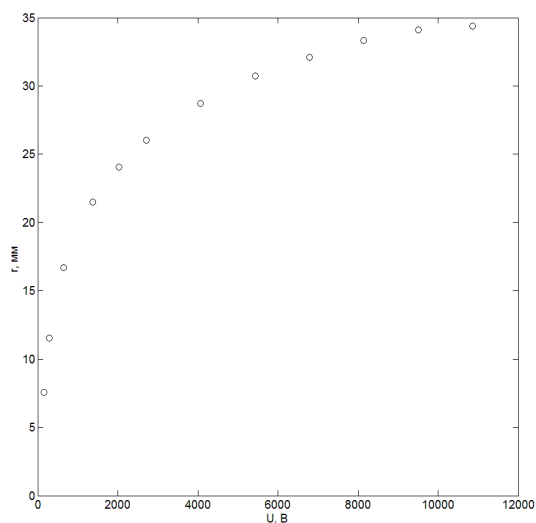


Рисунок 3. Зависимость расстояния от частицы до центра шара от потенциала шара.

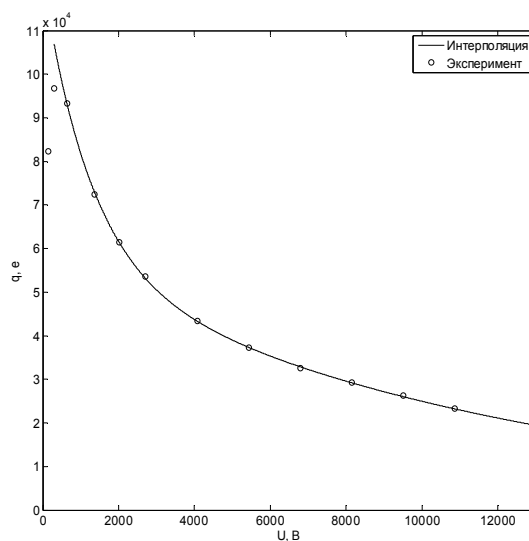


Рисунок 4. Зависимость заряда частицы, рассчитанного по формуле (1), от потенциала шара.

Зависимость заряда частицы, рассчитанного по формуле (1), от потенциала шара представлена на рисунке 4. Как можно видеть, заряды, рассчитанные при различных значениях потенциала шара, могут отличаться в три раза. Это возможно связано с наличием дополнительного электрического поля в точке нахождения частицы, что требует дополнительного исследования. Была проведена аппроксимация данных, с целью определить, стремится ли значение заряда к постоянному значению при увеличении потенциала (рисунок 4). Аппроксимация была проведена зависимостью вида $f(x) = a \cdot \exp(bx) + c \cdot \exp(dx)$ с коэффициентами $a = 6.482 \cdot 10^4, b = -8.018 \cdot 10^{-4}, c = 5.742 \cdot 10^4, d = -8.332 \cdot 10^{-5}$.

Литература:

1. V.S. Filinov *et al.* Dynamic dust particle confinement in corona discharge plasma. Contributions to Plasma Physics. 2012. **52**. N 1. p. 66-69.
2. L.M. Vasilyak *et al.* Coulomb stable structures of charged dust particles in a dynamical trap at atmospheric pressure in air. New J. Phys. 2013. **15**. 043047.

РЕНТГЕНСПЕКТРАЛЬНАЯ ДИАГНОСТИКА ЛАЗЕРНО-КЛАСТЕРНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ.

И.Ю. Скобелев,
А.Я. Фаенов, Т.А. Пикуз, Н.М. Нагорский, С.А. Пикуз

В настоящее время актуальными являются исследования взаимодействия мощных лазерных импульсов с кластерными мишенями, которые дают информацию о фундаментальных свойствах вещества в экстремальных условиях и позволяют использовать новые подходы для решения ряда прикладных задач (инициирование ядерных реакций, ускорение электронов и тяжелых частиц, рентгеновский источник для медико-биологической радиографии и литографии).

Использование кластерных мишеней налагает ограничения на длительность лазерного импульса, поскольку за время действия импульса кластер не должен полностью разрушиться. При всех разумных размерах кластеров это условие означает, что длительность лазерного импульса должна лежать в фемто- или субпикосекундном диапазоне. Однако, даже в этом случае размер кластера не может быть слишком мал, поскольку сверхкороткий лазерный импульс всегда обладает гораздо более длительным предимпульсом, плотность потока в котором вполне достаточна для разрушения кластера еще до прихода основного импульса.

В настоящей работе рассмотрены диагностические рентгеноспектральные методики, позволяющие не только определить, происходит ли полное разрушение кластера лазерным предимпульсом, но и дающие возможность количественно оценить размер центральной области кластера, которая остается при твердотельной плотности к моменту прихода основного лазерного импульса. Одна из методик основана на наблюдениях рентгеновских спектров полых ионов, а вторая использует возникновение асимметрии контуров рентгеновских спектральных линий вследствие эффектов самопоглощения.

РЕНТГЕНОВСКАЯ ИЗОБРАЖАЮЩАЯ И СПЕКТРОСКОПИЧЕСКАЯ ДИАГНОСТИКА В ИССЛЕДОВАНИЯХ ВЕЩЕСТВА С ВЫСОКОЙ ПЛОТНОСТЬЮ ЭНЕРГИИ.

С.А. Пикуз, И.Ю. Скобелев, А.Я. Фаенов, Т.А. Пикуз, Н.М. Нагорский,
М.А. Алхимова

Дается обзор современных рентгеновских диагностических методов, применяющихся в физике высокой плотности энергии. Обсуждаются подходы к исследованию различных свойств плотной плазмы, создаваемой при воздействии на вещество высокоэнергетичных и сверхмощных лазерных импульсов. Описываются возможности рентгеноспектральных методов по измерению параметров плазмы в условиях комбинированного воздействия интенсивных потоков заряженных частиц, оптических и рентгеновских квантов. Представляются примеры радиографических рентгеновских изображений плотных плазменных объектов.

Обсуждаются результаты недавних экспериментов на лазерных установках петаваттной и суб-петаваттной мощности, в том числе по следующим направлениям исследований:

- ускорение протонов и ионов до мульти-МэВных энергий при воздействии фемтосекундных лазерных импульсов на твердотельные, наноструктурированные и кластерные мишени
- вещество под воздействием сверхяркого рентгеновского излучения, плазма с доминированием радиационных каналов возбуждения
- сверхзвуковые струи и ударные волны в плазме, моделирование астрофизических явлений в лабораторных условиях, в том числе в присутствии мощного магнитного поля.
- изохорический нагрев вещества потоками лазерно-ускоренных электронов, изучение плотного нагретого вещества (WDM)

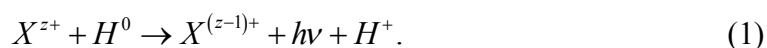
ИЗМЕРЕНИЕ ПРОФИЛЕЙ КОНЦЕНТРАЦИИ ЯДЕР ПРИМЕСЕЙ С ПОМОЩЬЮ МОДЕРНИЗИРОВАННОЙ CXRS ДИАГНОСТИКИ НА ТОКАМАКЕ T-10

Нургалиев М.Р., Крупин В.А., Ключников Л.А., Коробов К.В., Немец А.Р.,
Горбунов А.В., Тройнов В.И., Фомин Ф.В., Деньщиков Д.С.

Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»

CXRS диагностика (Charge exchange recombination spectroscopy) – эффективный метод получения такой информации о легких примесях, как их концентрация и температура. Измерение профилей концентрации ядер примесей необходимо для исследования процессов переноса в плазме, что является одной из целей создания активной спектроскопической диагностики на T-10.

Схема диагностического комплекса представлена на рисунке 1. Работа диагностики основана на регистрации света, излученного водородоподобным ионом $X^{(z-1)+}$ в результате процесса перезарядки (1) ядер примеси X^{z+} на нейтралах водорода H^0 , которые инжектируются диагностическим инжектором ДИНА-6.



Две независимые системы сбора передают свет по кварцевым световодам на вход систем регистрации. Системы регистрации представляют собой два спектрометра: HES2 и HES13. Последний является комбинацией спектрометров с прозрачной голографической решеткой HES3 и решеткой Эшелле HES1. В качестве детекторов используются две EMCCD камеры PhotonMAX 512B и CCD камера PIXIS 512B. Для синхронизации экспозиции камер друг с другом и с импульсами инжектора применяется оптомеханический модулятор.

Голографическая решетка спектрометра HES3 предназначена только для измерения в районе линии C^{5+} 529,1 нм. В этом плане использование отражающей дифракционной решетки на проходящем пучке обладает дополнительным преимуществом, поскольку, меняя угол ее поворота, можно выбирать CXRS линии различных примесей или линию H_α пучка. Кроме того,

такая организация измерений позволяет регистрировать свет в различных спектральных диапазонах строго из одних и тех же пространственных точек.

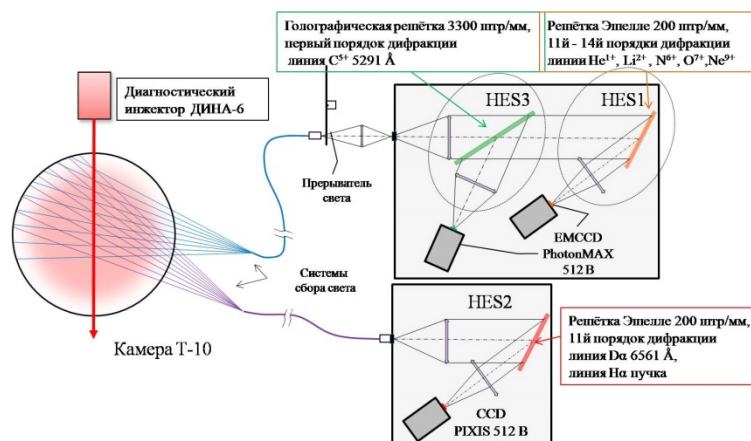


Рис. 1. Схема CXRS-диагностики T-10

Интенсивность свечения CXRS-линии I_z^{CXRS} примеси может быть записана в виде:

$$I_z^{CXRS} = \sum_i n_{beam,i} \cdot n_z \cdot Q_{z,i}^{exc}$$

где $n_{beam,i}$ — концентрация атомов i -ой компоненты пучка; n_z — концентрация ядер примеси; $Q_{z,i}^{exc}$ — скоростной коэффициент возбуждения CXRS-линии ядер примеси атомами i -ой компоненты пучка. Откуда

$$n_z = \frac{I_z^{CXRS}}{\sum_i n_{beam,i} \cdot Q_{z,i}^{exc}} \quad (2)$$

В выражении (2) неизвестным остается знаменатель. Если $Q_{z,i}^{exc}$ может быть найден из таблиц ADAS [3], то концентрация атомов пучка необходимо определять по интенсивности свечения $I_{H_\alpha}^{beam}$ линии H_α пучка:

$$I_{H_\alpha,i}^{beam} = n_{beam,i} \cdot n_e \cdot Q_{H_\alpha,i}^{exc} \Rightarrow n_{beam,i} = \frac{I_{H_\alpha,i}^{beam}}{n_e \cdot Q_{H_\alpha,i}^{exc}},$$

где n_e — концентрация электронов; $Q_{H_\alpha,i}^{exc}$ — скоростной коэффициент возбуждения электронами атомов пучка, принадлежащих i -ой энергетической компоненте пучка.

Измерения показывают следующее соотношение энергетических компонент пучка: $n(E_0):n(E_0/2):n(E_0/3)=0,85:0,09:0,06$. В спектре пучка преобладает основная компонента $E_0 = 30$ кэВ, что упрощает измерения концентрации ядер примесей.

Измерения $I_{H\alpha}^{beam}$ проводились на HES1, а в последующем на HES2, т.к. эксперименты показали совпадение с высокой точностью профилей свечения $H\alpha$ пучка, полученных на первом и втором спектрометрах, что позволило освободить второй канал HES13 для измерения CXRS-линии O^{7+} . Это потребовалось по причине высокого содержания кислорода в плазме в период экспериментальной кампании.

Для определения профилей концентраций ядер проводилась относительная калибровка каналов спектрометров «по пучку в газе», при которой в каждом канале регистрации измеряется относительная интенсивность свечения линий $H\alpha$ пучка, возникающая при прохождении пучка через напущенный в камеру Т-10 водород с постоянным давлением $\sim 10^{-4}$ торр. Таким способом были относительно прокалиброваны обе схемы CXRS измерений, собранные на спектрометрах HES2 и HES13 (см. рис. 2а). При подобной калибровке «in-situ» автоматически учитываются все геометрические факторы взаимного расположения систем сбора света, а также оптическое пропускание обеих систем сбора.

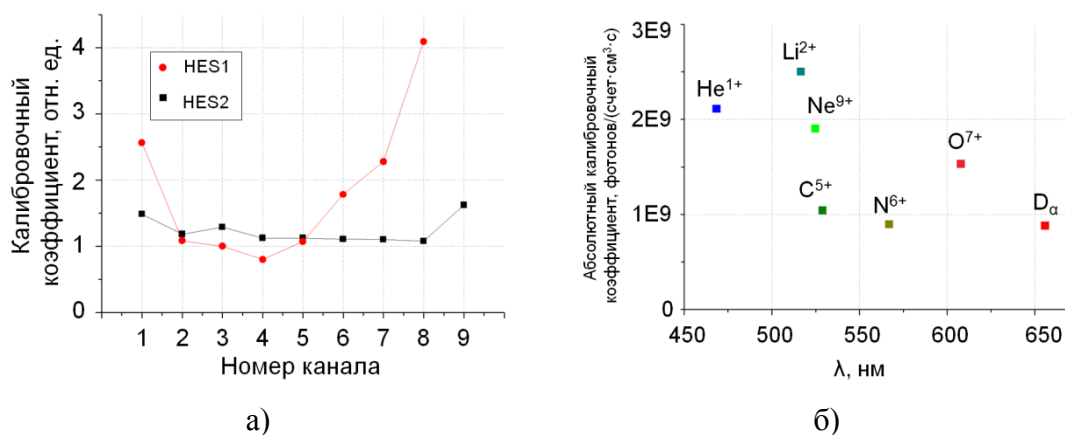


Рис. 2. а) – относительная калибровка; б) – абсолютная калибровка

Была проведена абсолютная спектральная калибровка составного спектрометра HES13 во всех его рабочих спектральных диапазонах с использованием абсолютно калиброванных банд-ламп и однородного источника LabSphere USS-600C. Предложенная схема может быть применена для регистрации линий излучения водородоподобных ионов других примесей, например, He¹⁺, Li²⁺, N⁶⁺ или Ne⁹⁺ (см. рис. 2б).

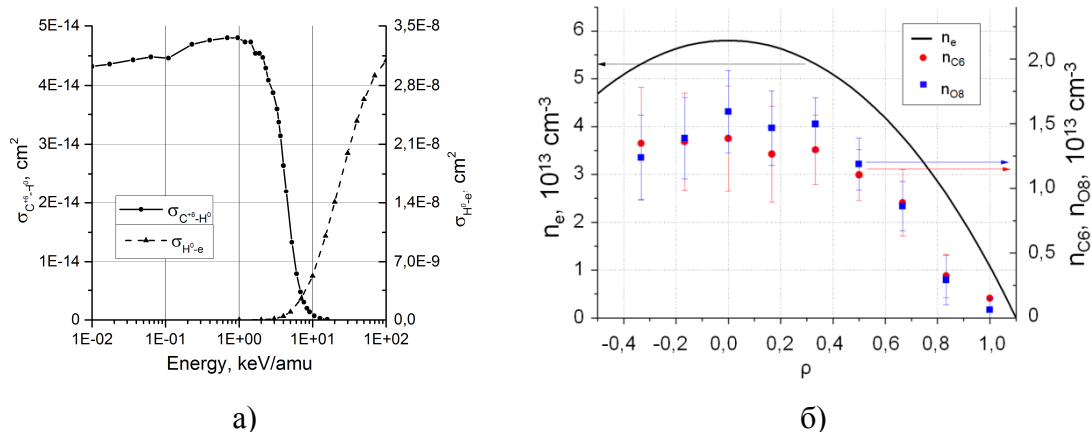


Рис. 3. а) – сечения возбуждения [3]; б) – профили концентрации ядер С и О

На рисунке 3б показаны профили ядер углерода и кислорода, полученные в разряде с током $I_p = 300$ кА, $\bar{n}_e \approx 3 \cdot 10^{13} cm^{-3}$.

Заключение

На токамаке Т-10 отработана методика одновременного измерения профилей концентраций двух примесей плазмы. В ходе весенней экспериментальной кампании 2014 года были проведены измерения концентраций ядер собственных примесей плазмы: углерода и кислорода. Также комплекс CXRS-диагностики позволяет осуществлять одновременных измерений профилей концентраций ядер углерода и одной из инжектированных примесей: He, Li, N, Ne.

Точность определения профиля концентрации ядер достаточна для проведения исследований временной динамики профилей концентраций как собственных, так и инжектированных в плазму примесей, что необходимо для исследования физики процессов переноса в ионной компоненте плазмы.

Работа выполнена в рамках контракта с организацией "Росатом" 13.05.2013 № Н.4х.44.90.13.1101.

Литература:

1. Крупин В.А и др. // Физика плазмы. 2013. Т. 39. №8. С. 712.
2. Ephrem Geert Delabie. Neutral beam driven hydrogen spectroscopy in fusion plasmas. 2011.
3. The Atomic Data and Analysis Structure (ADAS) <http://www.adas.ac.uk/>
4. L.A. Klyuchnikov et al. // 39th EPS Conference & 16th Int. Congress on Plasma Physics (2012), P1.090

ФОРМИРОВАНИЕ ПЛАЗМЫ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ ПРИ РАЗРЯДЕ В ЭЛЕКТРОЛИТЕ

Д.Л. Кирко, А.С. Савелов

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

При разрядах в электролитах возникают излучающие области, занимающие межэлектродное пространство и сильные конвективные потоки жидкости и пара. Отдельные виды данных разрядов применяются для обработки сложных металлических поверхностей [1]. Проявление разряда связано с возникновением турбулентных движений и колебаний плазмы [2,3]. В случае газовых разрядов подобные явления уменьшаются при использовании магнитного поля [4]. Ввиду этого, в данной работе плазма в электролите формировалась в магнитном поле.

Для создания разряда использовалась камера конической формы, изготовленная из оргстекла (объем 150 см³). В камеру помещался электролит, приготовленный с применением карбоната натрия (Na₂CO₃). В качестве катода применялся стержень (материал: вольфрам, титан, диаметр 2-3 мм), заключенный в керамическую втулку, а анода - пластина (материал: нержавеющая сталь, молибден, толщина 0,2-0,5 мм). Питание разряда осуществлялось с помощью двухполупериодного выпрямителя (напряжение 0-250 В, частота 100 Гц). Под камерой были установлены постоянные магниты. После включения питания около поверхности катода формируется прикатодная область разряда, обладающая максимальной светимостью. Далее располагается средняя плазменная область, окруженная парогазовой оболочкой. Для регистрации изображения плазмы использовалась камера Panasonic Lumix DMC-FZ45 (временное разрешение 1 мс).

Рассмотрим характерную вольтамперную характеристику разряда (ВАХ) при концентрации карбоната натрия 0,1 М (масса 10,6 г Na₂CO₃ на объем 10³ см³ дистиллированной воды). На первом участке зависимость является приблизительно линейной. При значениях напряжения $U \approx 75$ В и тока $I \approx 1,1$ А наблюдается зажигание разряда и возникновение плазмы, окружающей

поверхность катода. Наиболее типичный цвет свечения разряда желто-красный. Непосредственно у поверхности катода расположена прикатодная область толщиной 1-2 мм, имеющая высокие излучательные характеристики и наибольшую температуру. Далее следует более разреженная средняя плазменная область, которая имеет размеры 1,5-2 см, окруженная парогазовой оболочкой. Ввиду увеличения сопротивления среды вольтамперная зависимость далее искривляется. Затем происходит разгорание разряда и уменьшение сопротивления среды, поэтому ВАХ опять становится линейной до максимума. Данный участок является основным рабочим диапазоном, на котором наблюдается стабильное нормальное горение разряда. В этом режиме разряда в цепи тока наблюдаются интенсивные колебания.

В плазменных областях разряда наблюдаются сильные турбулентные потоки плазмы. Визуализация процессов осуществлялась с помощью кинокамеры Panasonic SDR-S50. Для регуляризации и упорядоченности движения плазмы разряд был помещен в поле постоянных магнитов, размещенных под камерой. Магнитная индукция в области разряда варьировалась в диапазоне $B=100-300$ Гс. Под действием магнитного поля в областях разряда возникали вращательные движения плазмы в горизонтальной плоскости (по часовой стрелке или против часовой стрелки), связанные с появлением магнитных сил, действующих на токи. На поверхности прикатодной области фиксировались темные точки, а на поверхности средней области темные полосы неправильной формы. Частоты вращения плазмы в прикатодной области составляли $\nu=5-10$ Гц, а в средней области $\nu=1-3$ Гц в зависимости от величины магнитного поля и силы тока. Вместе с тем, магнитное поле оказывало влияние и на сам характер колебательных процессов в плазменной среде разряда.

Спектральные исследования излучения разряда проводились с помощью спектрометра Ava Spec 2048 (рабочий диапазон 200-1000 нм, спектральное разрешение 0,3 нм), монохроматора МУМ (рабочий диапазон 200-800 нм, спектральное разрешение 0,2 нм) и фотоэлектронного умножителя ФЭУ-85 (временное разрешение 5 нс). При фоторегистрации разряда наибольшей интенсивностью излучения обладает прикатодная область разряда, меньшая интенсивность излучения наблюдается у средней области. Спектр интегрального излучения разряда был получен при величине тока $I \approx 1,1$ А.

Наибольшей интенсивностью обладают линии атомов натрия Na I 589 нм, 819 нм, и иона натрия Na II 309 нм, а также атомов вольфрама W I 384 нм. Меньшая интенсивность излучения наблюдается для следующих линий: атомов вольфрама W I 360 нм, 420 нм, атомов водорода H α 656 нм, H β 486 нм, атомов натрия Na I 439 нм, атомов магния Mg I 518 нм. На временных зависимостях интенсивностей линий атомарного водорода и вольфрама были обнаружены колебательные режимы с частотами $\nu=(5,9\pm 0,3)$ кГц и $\nu=(5,3\pm 0,3)$ кГц. По линиям атомарного водорода H α и H β методом относительных интенсивностей [5] была рассчитана температура плазмы в прикатодной области плазмы, которая составила $T=2600\pm 200$ К в рабочем режиме разряда при величине тока $I\approx 1,2$ А. С помощью штарковского уширения водородных линий H α и H β была получена концентрация плазмы $n_e=(4,3\pm 0,2)\cdot 10^{15}$ см $^{-3}$ в режиме разряда при значении тока $I\approx 1,2$ А.

При разряде в электролите возникают плазменные структуры вблизи границы жидкости и воздуха. В данной работе показывается, что магнитное поле оказывает стабилизирующее действие на движение плазмы при разряде в электролите. С помощью спектральных методов были определены наиболее важные характеристики плазмы.

Литература:

1. Гайсин Ал.Ф., Насибуллин Р.Т. Об особенности электрического разряда между электролитическим катодом и металлическим анодом // Физика плазмы. 2011. т.37. №10. с.959-966.
2. Канарев Ф.М. Низкоамперный электролиз воды. Краснодар: Издательство Краснодарского Университета, 2010. 81 с.
3. Кирко Д.Л., Савелов А.С., Визгалов И.В. Колебательные процессы в плазме разряда в электролите // Известия Вузов. Физика. 2012. т.55. №11. с.3-6.
4. Кирдяшев К.П., Кубарев Ю.П. Спектры электронных колебаний в магнитоплазменном ускорителе // Письма в ЖТФ. 2012. т.38. №5. с.1-10.
5. Хаддлстоун Р., Леонард С. Диагностика плазмы. М.: Мир, 1967. 515 с.

ТАНГЕНЦИАЛЬНАЯ СИСТЕМА ДИАГНОСТИКИ ТОМСОНОВСКОГО РАССЕЙНИЯ ДЛЯ ТОКАМАКА Т-15.

Г.М. Асадулин^{1,2}, И.С. Бельбас², А.В. Горшков²

^{1.} *Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»*

^{2.} *Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»*

В настоящее время в НИЦ «Курчатовский институт» строится новый токамак Т-15. Диагностику томсоновского рассеяния, как один из самых точных инструментов определения температуры и плотности плазмы, будет использоваться на новом токамаке Т-15. Камера токамака будет иметь не круглое сечение, поэтому планируется установка 2 систем диагностики томсоновского рассеяния, как с нормальным, так и тангенциальным зондированием. В данном докладе представлен концептуальный проект тангенциальной системы.

Выбрана геометрия расположения системы, проведен расчет основных параметров собирающей оптики, геометрии и расположении оптоволоконных каналов, выбраны основные параметры регистрирующего полихроматора.

Для рассчитанных параметров системы проведена оценена точность измерения температуры.

Литература:

1. M. Mattioli, R. Papoular // Plasma Physics 17 (1975) p.165.

ДИАГНОСТИЧЕСКИЙ КОМПЛЕКС, ПРЕДНАЗНАЧЕННЫЙ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ДИНАМИКИ КОРПУСКУЛЯРНЫХ ПОТОКОВ В ИОННО-ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ НЕЙТРОННОЙ ТРУБКИ

А.Н. Долгов¹, В.Г. Марков¹, И.А.Каньшин¹, Д.Е. Прохорович¹, А.Г. Садилкин¹,
И.В. Визгалов², В.И. Ращиков², Н.В. Мамедов², Д.В. Колодко²

¹. Федеральное государственное унитарное предприятие «Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова».

². Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ».

Реализован комплексный подход, заключающийся в экспериментальном исследовании параметров корпускулярных потоков на выходе из ионного источника и компьютерном моделировании с учетом зарегистрированных параметров транспортировки пучка непосредственно в ионно-оптической системе, что позволило избежать создания «сквозной» расчетной модели работы нейтронной трубки.

Для исследования параметров корпускулярного потока, испускаемого источником ионов типа Пеннинга, применён диагностический комплекс, включающий одиночный зонд Ленгмюра, трёхэлектродный сетчатый электростатический зонд, сборку цилиндров Фарадея, эмиттансометр, схему визуализации следа корпускулярного пучка в ускорительном зазоре. Применение указанных диагностических средств позволило зарегистрировать следующие параметры корпускулярных потоков на выходе из ионного источника: электронную температуру проникающей за пределы ионного источника плазмы концентрацию ионов в ней, распределение ионов по направленным кинетическим энергиям, полный ток эмитируемых ионов распределение его плотности в поперечном сечении ионного потока; диаграммы эмиттанса, траекторию корпускулярного пучка в ускорительном зазоре.

Эксперимент по определению электронной температуры заключался в измерении тока, протекающего через одиночный ленгмюровский зонд при подаче на него различных потенциалов смещения относительно заземленных стенок вакуумной камеры, т. е. в снятии зондовой вольтамперной характеристики (ВАХ). Измерение тангенса угла наклона ВАХ в крутой части дало возможность оценить электронную температуру [1], значение которой составило $T_e = (5,0 \pm 1,2) \text{ эВ}$. Ионная концентрация, определенная из величины тока на зонд в режиме «ионного насыщения», по порядку величины составила $n_i \approx 10^8 \text{ см}^{-3}$.

Исследование энергетического спектра корпускулярного потока осуществлялось методом задерживающего потенциала с помощью трехэлектродного зонда (рис. 1), размещаемого на выходе ионного источника вместо ленгмюровского зонда. Конструктивно зонд представлял собой систему из последовательно расположенных двух плоских сеток и коллектора (цилиндра Фарадея). Регистрация тормозной характеристики ионной компоненты корпускулярного потока осуществлялась путем вариации потенциала коллектора относительно заземленной первой сетки. При этом вторая сетка имела отрицательный потенциал $-60 В$ относительно заземленной первой сетки (для отсечки электронной компоненты).

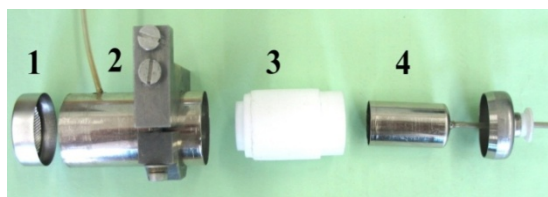


Рис. 1 Трехэлектродный зонд в разобранном виде

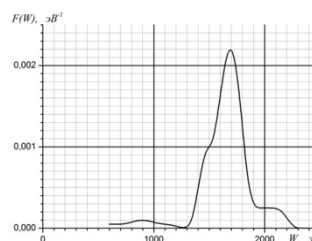


Рис. 2 Распределение ионов по энергиям. Напряжение горения разряда 2,4 кВ при давлении аргона 10^{-3} Тор.

Процедура восстановления функции распределения ионов по направленным энергиям изложена в работе [2]. Применяв результаты указанной работы к измерениям с помощью трехэлектродного зонда, получили функцию распределения ионов по направленным кинетическим энергиям (рис. 2).

Для измерения интегрального тока ионов, испускаемого источником, и изучения радиального распределения плотноститока (т.е. в плоскости поперечного сечения ионного потока) использована сборка параллельных цилиндров Фарадея, перекрывающих практически полностью поперечное сечение ионного потока. Плотность тока определялась путем деления величины регистрируемого тока на площадь входной апертуры цилиндра Фарадея.

Создана экспериментальная схема измерения эмиттанса (эмиттансометр) корпускулярного пучка на выходе из ионного источника (рис. 3).

Анализ полученных в ходе эксперимента диаграмм эмиттанса (рис. 4) позволил установить, что пучок, экстрагируемый из ионного источника, при малых ускоряющих напряжениях не сфокусирован, а дальнейшее повышение экстрагирующего напряжения приводит к тому, что пучок становится аксиальным.

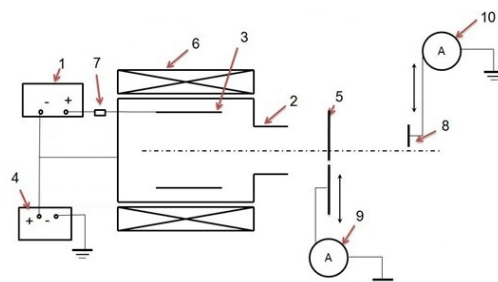


Рис. 3. Принципиальная схема измерений: 1 – блок питания ионного источника; 2 – катод ионного источника; 3 – анод ионного источника; 4 – блок питания, задающий

положительное смещение ионного источника относительно земли; 5 – подвижная пластинка с круглой диафрагмой; 6 – магнитная система ионного источника; 7 – балластное сопротивление; 8 – подвижный измерительный зонд; 9, 10 – амперметры.

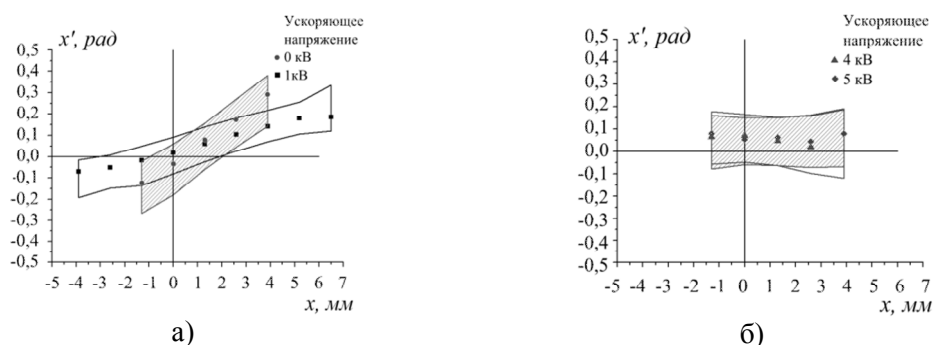


Рис. 4. Диаграммы эмиттанса корпускулярного пучка, экстрагируемого из ионного источника, при различных величинах ускоряющего напряжения: а) $U_{\text{уск}} = 0$ кВ и 1 кВ; б) $U_{\text{уск}} = 4$ кВ и 5 кВ.

Реализован экспериментальный метод «светящихся ионных пучков» [3], который основан на визуализации траектории пучка ионов по свечению остаточного газа в видимом диапазоне спектра. Регистрация траекторий светящегося пучка осуществлялась фотографическим способом. Результаты визуализации траекторий пучков ионов (рис. 5) позволили выявить усиление фокусирующих свойств ускоряющего зазора при повышении ускоряющего напряжения.

Для моделирования движения пучка частиц в ускорятельном зазоре использован 2,5-мерный релятивистский электромагнитный PIC (partical in cell) код СУМА (Система Уравнений Максвелла) [4]. Результаты компьютерного моделирования движения пучка дейтронов в ускорятельном зазоре нейтронной трубки представлены на рис. 6 и находят качественное согласие с результатами экспериментальных исследований (рис. 5).

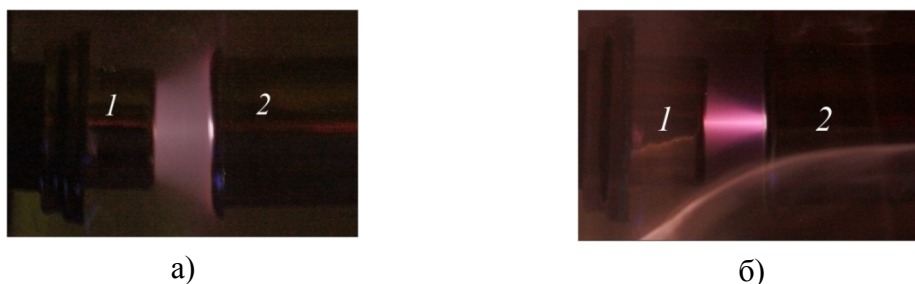


Рис. 5. Фотографическое изображение ионного пучка в ускорятельном зазоре при различных величинах ускоряющего напряжения: а) $U_{\text{уск}} = 0$ кВ; б) $U_{\text{уск}} = -60$ кВ. Обозначения на рисунке: 1 – низковольтная ступень ускорятельного зазора со стороны ионного источника, 2 – высоковольтная ступень ускорятельного зазора со стороны мишени.

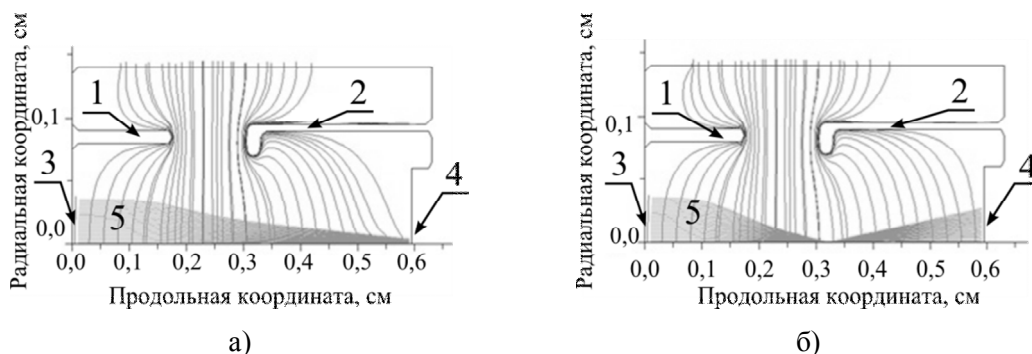


Рис. 6. Проекция эквипотенциальных поверхностей электрического поля на плоскость изображения и форма транспортируемого ионного пучка в ускорительном зазоре при различных величинах ускоряющего напряжения: а) $U_{\text{уск}} = -10$ кВ; б) $U_{\text{уск}} = -50$ кВ. Обозначения на рисунке: 1 – низковольтная ступень ускорительного зазора со стороны ионного источника, 2 – высоковольтная ступень ускорительного зазора со стороны мишени, 3 – выходное отверстие ионного источника, 4 – плоскость мишени, 5 – транспортируемый пучок ионов.

Данная работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №12-02-13510-офи_M_PA.

Литература:

1. Методы исследования плазмы. Под ред. В. Лохте-Хольтгрёвена. Изд-во «Мир», Москва, 1971, 552 с.
2. Марков В.Г., Прохорович Д.Е., Садилкин А.Г., Щитов Н.Н. Определение энергетических характеристик корпускулярной эмиссии из ионных источников газонаполненных нейтронных трубок.// Успехи прикладной физики, 2013, № 1, с. 23 – 29.
3. С.Ф. Белых, Р.Н. Евтухов, Л.В. Луткова, Ю.Н. Лысенко, У.Х. Расулев, И.В. Редина. Использование светящихся ионных пучков для измерения характеристик ионно-оптических систем. – ЖТФ, 1992, том 62, вып. 6, с. 179 – 188.
4. Ращиков В.И. Поле пространственного заряда пучка в структуре с трубками дрейфа. В кн.: Линейные ускорители. Теория и эксперимент.— М.: Энергоатомиздат, 1991.

ВОССТАНОВЛЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ ПРИ УСЛОВИИ ЗАВИСИМОСТИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ОТ УГЛОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НА ВХОДЕ В ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИЙ СПЕКТРОМЕТР

В.А. Урусов

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

Для электростатических спектрометров при условии, что энергетическое распределение на входе в спектрометр не зависит от углового распределения, в работах [1,2] доказано, что стандартная процедура восстановления спектра делением спектра на энергию в первом приближении дает правильный результат. Для дисперсионных спектрометров, на входе в которые частицы имеют при разной энергии разное угловое распределение и, соответственно, разные аппаратные функции, процедура восстановления спектра на сегодняшний момент так и не получила обоснования. Между тем для значительной части спектрометров, используемых, например, в масс-спектрометрии, условие независимости энергетического распределения от углового не выполняется.

Для обоснования процедуры восстановления спектра воспользуемся результатами работ [1,2]. Сигнал на выходе спектрометра, связан с функцией распределения частиц по энергии и углам соотношением

$$I = I_0 \int_0^\infty \int_{S_0} \int_{S_1} \delta(E) f(\eta, \zeta, \alpha, \beta, E) J(\alpha, \beta, \eta_1, \zeta_1) \sin \alpha dS_1 dS_0 dE, \quad (1)$$

где α, β - углы влета частиц на входной диафрагме

$$\alpha = \alpha\left(\eta, \zeta, \eta_1, \zeta_1, \frac{qU_1}{E}, \dots, \frac{qU_n}{E}\right), \quad \beta = \beta\left(\eta, \zeta, \eta_1, \zeta_1, \frac{qU_1}{E}, \dots, \frac{qU_n}{E}\right), \quad (2)$$

$$J(\alpha, \beta, \eta, \zeta) = \frac{\partial(\alpha, \beta)}{\partial(\eta_1, \zeta_1)} \quad (3)$$

- якобиан преобразования, $f(\eta, \zeta, \alpha, \beta, E)$ - нормированная на единицу функция распределения частиц по координатам, углам и энергии на входной диафрагме, E - энергия частиц, $\delta(E)$ - эффективность регистрации частиц детектором на выходе, U_i - потенциалы на электродах относительно входной диафрагмы, которая находится под нулевым потенциалом, (η_1, ζ_1) - координаты в плоскости выходной диафрагмы. Интеграл берется по площадям щелей входной и выходной диафрагм.

Представим функцию распределения в виде

$$f(\eta, \zeta, \alpha, \beta, E) = f_1(\eta, \zeta, \alpha, \beta, E) f_2(E), \quad (4)$$

где $f_2(E)$ - функция распределения частиц по энергии, $f_1(\eta, \zeta, \alpha, \beta, E)$ - функция распределения частиц по углам и сечению в плоскости входной диафрагмы.

Заметим, что функция распределения частиц по углам и сечению зависит от энергии и, следовательно, аппаратные функции для разных энергий будут разные. Поэтому, если функция предварительно неизвестна, то искать точное решение бессмысленно. Найдем приближенное решение при условии, что относительная ширина аппаратной функции много меньше единицы и линейной связи потенциалов

$$\frac{U_2}{U_1} = \lambda_2, \dots, \frac{U_n}{U_1} = \lambda_n, \quad (5)$$

где $\lambda_2, \dots, \lambda_n$ - постоянные.

Из уравнения (1) получаем

$$I \approx I\delta(W)f(W) \int_0^\infty \int_{S_0} \int_{S_1} f_1(\eta, \zeta, \alpha, \beta, W) J(\alpha, \beta, \eta_1, \zeta_1) \sin \alpha dS_1 dS_0 dE, \quad (6)$$

где W - энергия настройки спектрометра

$$W = qkU_1, \quad (7)$$

$$\alpha = \alpha\left(\eta, \zeta, \eta_1, \zeta_1, \frac{qU_1}{E}, \lambda_2, \dots, \lambda_n\right), \quad \beta = \beta\left(\eta, \zeta, \eta_1, \zeta_1, \frac{qU_1}{E}, \lambda_2, \dots, \lambda_n\right). \quad (8)$$

Покажем, что интеграл в правой части уравнения (6) в первом приближении можно представить в виде

$$\int_0^\infty \int_{S_0} \int_{S_1} f_1(\eta, \zeta, \alpha, \beta, W) J(\alpha, \beta, \eta_1, \zeta_1) \sin \alpha dS_1 dS_0 dE_1 = CU_1, \quad (9)$$

где C — константа, не зависящая от углового распределения на входе.

Введем функцию распределения пучка с энергией E в плоскости выходной диафрагмы $\psi(\eta_1, \xi_1, qU_1 / E, W)$

$$\psi\left(\eta_1, \xi_1, \frac{qU_1}{E}, W\right) = \int_{S_0} f_1(\eta, \xi, \alpha, \beta, W) J(\alpha, \beta, \eta_1, \xi_1) \sin \alpha dS_0. \quad (10)$$

Функция $\psi\left(\eta_1, \xi_1, \frac{qU_1}{E}, W\right)$ удовлетворяет условию нормировки

$$\int \psi\left(\eta_1, \xi_1, \frac{qU_1}{E}, W\right) dS_1 = 1, \quad (11)$$

где интеграл берется по всей площади выходной диафрагмы.

Интеграл от этой функции по площади щели выходной диафрагмы дает аппаратную функцию

$$\int_{S_1} \psi\left(\eta_1, \xi_1, \frac{qU_1}{E}, W\right) dS_1 = A\left(\frac{qU}{E}, W\right). \quad (12)$$

Предполагаем, что при малом изменении параметра $z = E / qU_1$ форма функции $\psi(\eta_1, \xi_1, qU_1 / E, W)$ в первом приближении не меняется, и смещение функции происходит вдоль координаты ξ_1

$$\psi\left(\eta_1, \xi_1 + \xi_{11}, \frac{1}{z + z_1}, W\right) = \psi\left(\eta_1, \xi_1, \frac{1}{z}, W\right). \quad (13)$$

Фактически указанное условие подобно условию, сформулированному в монографии [3], с одним существенным отличием, в монографии роль такого параметра выполняет энергия настройки W , в нашем случае это отношение потенциала развертки к энергии частиц или, учитывая (7), отношение энергии настройки к энергии частиц.

Интеграл (9) приобретает вид

$$\int_0^\infty \iint_{S_1} \psi\left(\eta_1, \xi_1, \frac{qU_1}{E}, W\right) d\eta_1 d\xi_1 dE = qU_1 \iint_{S_1} \int_0^\infty \psi\left(\eta_1, \xi_1, \frac{1}{z}, W\right) \frac{dz}{d\xi_{11}} d\xi_{11} d\eta_1 d\xi_1. \quad (14)$$

При условии, что относительная ширина аппаратной функции много меньше единицы, параметр z_1 и смещение ξ_{11} в линейном приближении связаны соотношением

$$\frac{dz_1}{d\xi_{11}} \approx const = C_1. \quad (15)$$

Интеграл от функции ψ по ξ_{11} и η_1 равен единице. Оставшийся интеграл представляет собой усредненную ширину выходной щели D . Следовательно, интеграл в выражении (9) в первом приближении равен

$$\int_0^\infty \int_{S_0} \int_{S_1} f_1(\eta, \xi, \alpha, \beta, W) J(\alpha, \beta, \eta, \xi) \sin \alpha dS_1 dS_0 dE_1 = qU_1 C_1 D. \quad (16)$$

Таким образом, в первом приближении интеграл не зависит от углового распределения частиц на входе в спектрометр. Проведенный анализ показывает, что для электростатических дисперсионных спектрометров с линейно связанными потенциалами деление полученного сигнала на потенциал развертки (энергию настройки) при восстановлении энергетического спектра дает в первом приближении правильный результат даже в случае, если частицы с разной энергией будут иметь разное угловое распределение на входе анализатора. Необходимо отметить, что полученный результат важен и для спектрометров с предварительным замедлением, так в работах [4,5] была получена формула для восстановления спектров, при этом использовалось предположение аналогичное выражению (9), т.е. предполагалось, что хотя после системы торможения угловые распределения будут отличаться при разных начальных энергиях, при фиксированной разности потенциалов дисперсионной части спектрометра интеграл от аппаратной функции дисперсионной части спектрометра будет тем же самым.

Литература:

1. Курнаев В.А., Урусов В.А. Аппаратные функции электростатических и магнитных анализаторов и обработка экспериментальных результатов. Препринт № 018-95. М.:МИФИ.1995. 36 с.
2. Курнаев В.А., Урусов В.А.// ЖТФ. 1997, т.67. №6. с. 86-91
3. Афанасьев В.П., Явор С.Я. // Письма в ЖТФ. 1975, Вып. 1, с. 227.
4. Курнаев В.А., Урусов В.А. // Материалы VI российского семинара «Современные средства диагностики плазмы и их применение для контроля веществ и окружающей среды». М.: МИФИ. 2008, с.127-129
5. Курнаев В.А., Урусов В.А. // Письма в ЖТФ. 2010, т. 36, Вып. 10, с. 24-30

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПЛОТНОСТИ ПЛАЗМЫ, ЭМИТИРУЕМОЙ МИКРОПИНЧЕВЫМ РАЗРЯДОМ, С ПОМОЩЬЮ КОМПЛЕКСНОЙ КОРПУСКУЛЯРНОЙ ДИАГНОСТИКИ

Э.И. Додулад, В.А. Костюшин, А.С. Савёлов

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

Разряды типа сильноточная низкоиндуктивная искра (СНВИ), являются интенсивными источниками заряженных частиц. Во-первых, это делает возможным их использование в ядерной физике и в материаловедении и микроэлектронике для напыления тонких пленок вещества. Во-вторых необходимо учитывать воздействие потоков плазмы, эмитируемых разрядом, на элементы электродной системы, диагностическую аппаратуру, стенки разрядной камеры установки.

В данной работе представлены результаты комплексного исследования корпускулярных потоков, эмитируемых разрядом СНВИ.

Ранее, с помощью бесконтактной лазерной методики, разработанной совместно с сотрудниками кафедры «Лазерная физика» НИЯУ «МИФИ» [1], была измерена временная динамика газокINETического давления плазмы на различных расстояниях от оси разряда. Суть методики заключалась в том, что для измерения давления плазмы микропинчового разряда в качестве детектора используется акустический стержень, встроенный в оптическую схему лазерного интерферометра. В процессе генерации плазмы импульс давления возбуждает в стержне волну сжатия.

Смещение торца стержня может быть измерено методами лазерной интерферометрии с высокой точностью. По определенному смещению поверхности торца стержня рассчитывается величина газокINETического давления.

Эксперименты проводились на установке «Зона-2» с разрядом типа СНВИ при различных зарядных напряжениях конденсаторной батареи установки.

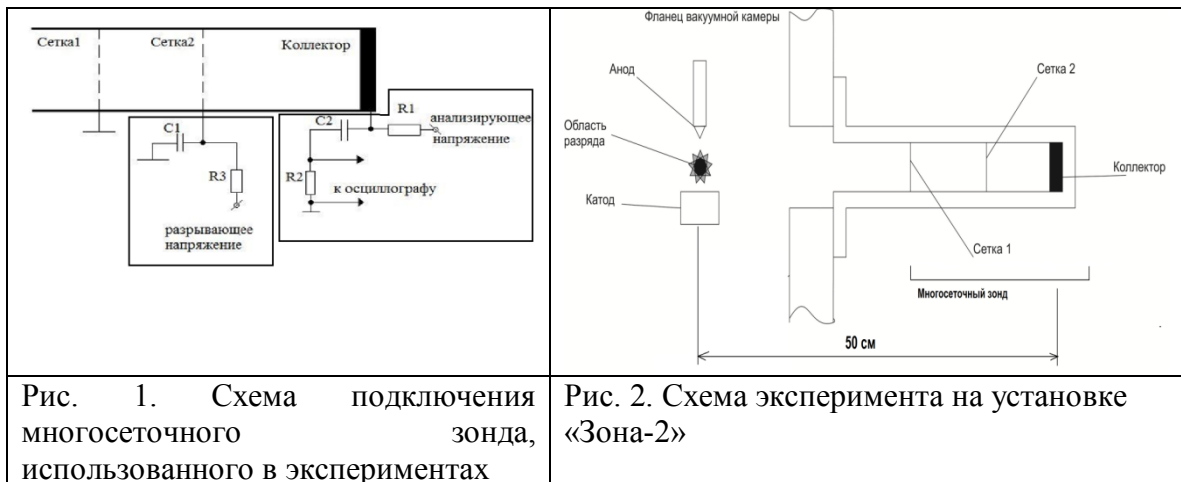
Таблица 1. Давление плазмы СНВИ в зависимости от напряжения на разрядном промежутке и расстояния от оси разряда			
Расстояние от оси разряда, мм	Давление, бар		
	5кВ	10кВ	15кВ
33	0,29±0,03	2,9±0,3	6,9±0,7
28	0,47±0,05	4,8±0,5	12±1
22	1,9±0,3	7,6±0,8	19±2
18	2,2±0,3	12±1	22±2
8	8,9±0,7	38±4	68±7

Для определения скорости потоков плазмы, эмитируемых микропинчевым разрядом использовалась зондовая методика.

Для этих целей был разработан и собран многосеточный зонд, особенностями конструкции которого явилось: возможность изменять межсеточное расстояние, наличие специального стыковочного узла, позволившего устанавливать зонд на различных экспериментальных установках и изменять длину его времяпролетной базы.

На рисунке 1 показана схема подключения зонда. Для его конструкции и с учетом ожидаемых параметров плазмы было рассчитано разрывающее напряжение, которое необходимо подавать на сетку.

Зонд находился на расстоянии 50см от разрядного промежутка (рис. 2). На межэлектродный промежуток подавалось напряжение 5кВ, 10кВ и 15кВ. Для набора статистики при каждой величине напряжения проводилась серия из не менее чем 10-15 выстрелов.



На рис. 3 представлены типичные осциллограммы сигнала с зонда, при регистрации ионной составляющей корпускулярного потока, и тока разряда для различных значений зарядного напряжения конденсаторной батареи установки.

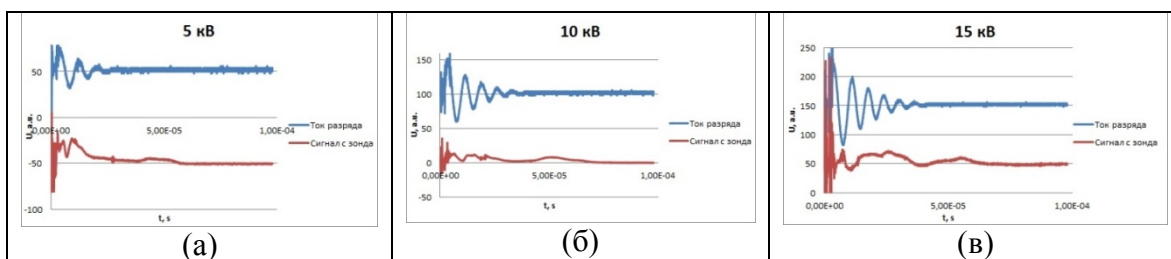


Рис. 3. Сигналы с зонда при зарядном напряжении батареи 5 кВ (а), 10 кВ (б), 15 кВ (в)

Ионная составляющая потока частиц, эмитируемых разрядом, регистрировалась через $t=50\pm 5$ мкс после начала протекания разряда. Скорость потока частиц определяется формулой $V=S/t$, где S – расстояние от оси разряда до зонда. Как видно из таблицы 2 в пределах погрешности скорости ионной составляющей корпускулярного потока, эмитируемого разрядом равны при различных значениях напряжения на конденсаторной батарее.

Таблица 2

Значения скорости ионной составляющей, полученные для различных зарядных напряжений конденсаторной батареи установки

Uз, кВ	5	7,5	10
V, 10 ⁵ см/с	10±2	10±2	9±2

Давление P и плотность потоков плазмы ϕ , эмитируемых микропинчевым разрядом, связаны выражением:

$$P = \phi t v \quad (1)$$

Из результатов моделирования электрических полей в межэлектродном промежутке можно сделать вывод, что на расстояниях от оси разряда 8 мм и более влияние ускоряющих электрических полей на поток заряженных частиц пренебрежимо мало. Следовательно, можно сделать предположение, что их скорость остается неизменной до попадания на коллектор зонда.

Делаем предположение, что основной вклад в давление дает ионная составляющая. Тогда по формуле (1) используя полученные значения скорости ионной составляющей, и предполагая цилиндрическую симметричность распространения плазмы относительно оси разряда, используя получаем значения плотности потоков на периферии разряда (Табл. 3, рис. 4).

Таблица 3

Значения плотности потоков заряженных частиц, эмитируемых разрядом СНВИ, полученные для различных расстояний от оси разряда, при зарядном напряжении 10 кВ

Расстояние от оси разряда, мм	Максимальное давление, бар	Плотность потока заряженных частиц на периферии разряда, $10^{22} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$
8	38±4	51±10
18	12±1	16±3
22	7,6±0,8	10±2
28	4,8±0,5	6,4±1,2
33	2,9±0,3	3,8±0,8

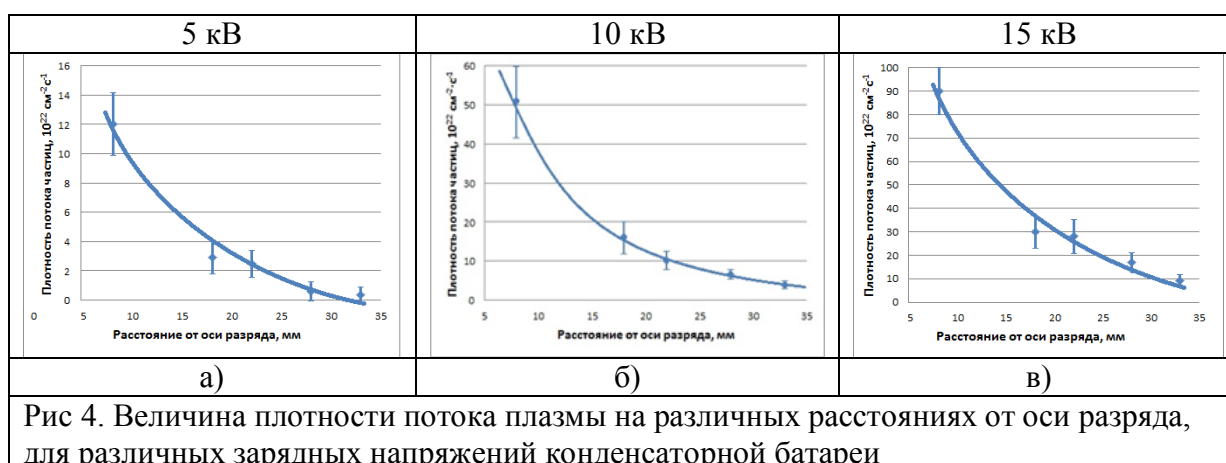


Рис 4. Величина плотности потока плазмы на различных расстояниях от оси разряда, для различных зарядных напряжений конденсаторной батареи

Литература:

1. Кузнецов А.П., Бялковский О.А., Губский К.Л., Козин Г.И., Проценко Е.Д., Додулад Э.И., Савелов А.С. Измерение газокINETического давления корпускулярных потоков плазмы из области микропинчового разряда методами лазерной интерферометрии // Физика плазмы, 2014, том 40, №4, С. 359-367.
2. Козлов О.В. Электрический зонд в плазме. М.: Атомиздат, 1969. С.

МОДЕЛИРОВАНИЕ И ОБРАБОТКА СПЕКТРОВ АКТИВНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ УСТАНОВКИ T-10

С.В. Серов¹, С.Н. Тугаринов¹, М. von Hellermann², Л.А. Ключников³, В.А. Крупин³

¹ Государственный научный центр Российской Федерации Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований

² FOM Institute for Plasma Physics Rijnhuizen, Association EURATOM-FOM

³ НИЦ «Курчатовский институт», г. Москва

В докладе представлено описание моделирования спектральных профилей излучения для активной спектроскопии на установке T-10. Для этого используется программа Multi Device CX Spectra Simulation, разработанная Манфредом фон Хеллерманом. Данное программное обеспечение позволяет моделировать спектральные профили излучения плазмы в случае инжекции высокоэнергичных пучков атомов водорода для различных установок. В докладе изложены принципы работы этой программы и описаны ее возможности. В докладе представлена информация о проделанной совместно с Манфредом фон Хеллерманом работе по добавлению возможности моделировать спектры установки T-10. Смоделированный и экспериментальный спектры линии углерода изображены на рисунках 1 и 2 соответственно.

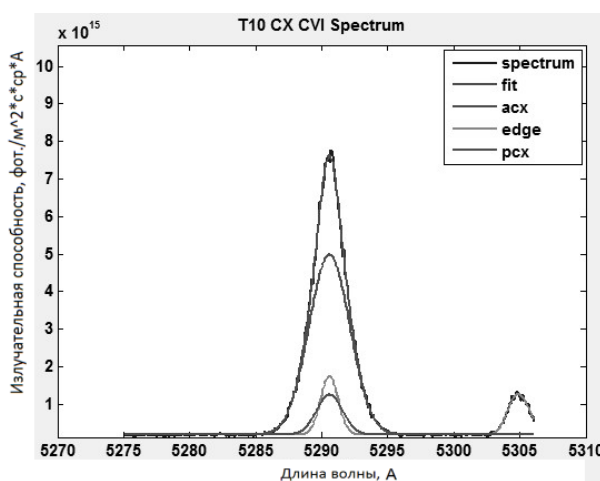


Рисунок 1. Модель спектра линии углерода токамака T-10 для хорды наблюдения, пересекающей диагностический пучок на расстоянии 4,5см от центра плазмы. Показано разложение спектра по компонентам.

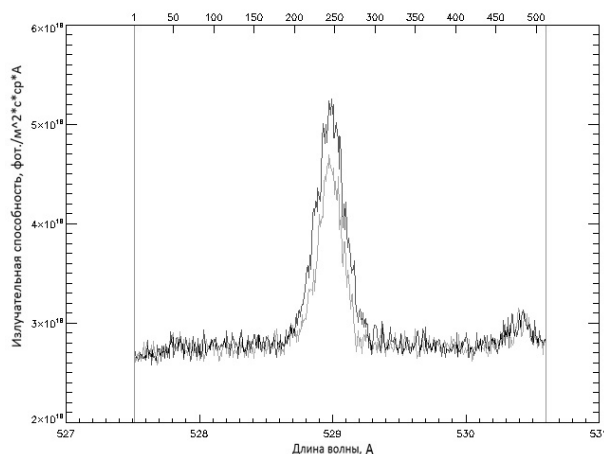


Рисунок 2. Экспериментальные спектры линии углерода токамака Т-10 для хорды наблюдения, пересекающей диагностический пучок на расстоянии 4,5см от центра плазмы. Серым цветом показан пассивный спектр в отсутствие диагностического пучка, а черным цветом показан активный спектр.

В докладе рассматривается процесс обработки спектральных профилей излучения плазмы в случае инъекции высокоэнергичных пучков атомов водорода. На крупных современных токамаках (например, на токамаке JET) для этой цели используется специально разработанный код под названием CXSFIT. Он позволяет упростить и ускорить обработку результатов эксперимента, особенно для больших объемов поступающих данных. В докладе рассказывается о возможностях этого кода, а также о результатах его модернизации и применения для обработки экспериментальных данных активной спектроскопии с установки Т-10.

МОДЕРНИЗИРОВАННАЯ CXRS ДИАГНОСТИКА ТОКАМАКА Т-10. ИЗМЕРЕНИЯ ПРОФИЛЕЙ ИОННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ

Ключников Л.А.¹, Крупин В.А.¹, Коробов К.В.¹, Немец А.Р.¹, Нургалиев М.Р.¹,
Науменко Н.Н.², Тройнов В.И.¹, Тугаринов С.Н.¹, Фомин Ф. В.¹, Деньщиков Д.С.¹

¹Институт Физики Токамаков, НИЦ «Курчатовский Институт», Москва, Россия

²ИФ НАН РБ, Минск, Республика Беларусь

Введение

Активная спектроскопическая диагностика (CXRS – Charge eXchange Recombination Spectroscopy) является эффективным инструментом, позволяющим измерять локальные значения ионной температуры $T_i(r)$, концентрации ядер рабочего газа и примесей $n_Z(r)$, скоростей тороидального $V_t(r)$ и полоидального $V_p(r)$ вращений плазмы. Важность измерений перечисленных параметров для изучения физических процессов в плазме привели к широкому распространению методов CXRS измерений на большинстве плазменных установок с магнитным удержанием. Наиболее подробно принципы и детали работы CXRS диагностики описаны в [1]. В данной работе описывается модернизированная схема CXRS измерений на Т-10, предназначенная для измерений профилей ионной температуры и концентраций ядер примесей. Подробно рассмотрены конструкция и принцип работы созданного для этих целей спектрометра - основного спектрального элемента диагностики. Описывается методика измерений профилей ионной температуры.

Схема измерений

Модернизированная схема CXRS диагностики представлена на рис.1. Базовым элементом диагностики является диагностический инжектор ДИНА-6 [2] с энергией основной энергетической компоненты атомов 30 кэВ. Инжектор производит за разряд токамака до 10-ти импульсов длительностью 1 мс с периодом 43 мс.

Для CXRS измерений используются две независимые системы сбора света, каждая из которых позволяет проводить локальные измерения в точках

пересечения хорд наблюдения с диагностическим пучком, обеспечивая пространственное разрешение измерений 2,5–4 см. Временное разрешение диагностики определяется длительностью импульса пучка и составляет 1 мс.

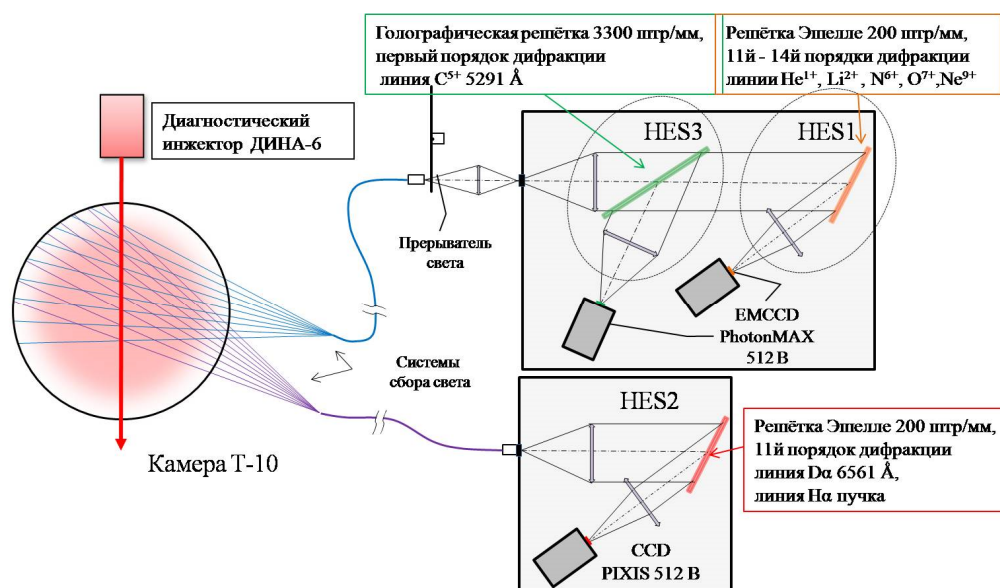


Рис. 1. Схема CXRS диагностики T-10

Свет от систем сбора передаётся по двум кварцевым оптоволоконным коллекторам в спектроскопическую пульттовую. Каждая система сбора регистрирует свет по 9-ти пространственным каналам, равномерно распределенным в области шнура $-0,3a_L - a_L$, где a_L - радиус рельсового лимитера T-10, равный 30 см.

Система регистрации спектров состоит из трёх научных камер и трёх спектрометров HES (High Etendue Spectrometer – светосильный спектрометр), Спектрометры с отражающими решётками обозначаются HES1 и HES2, с голографической решёткой – HES3, при этом два спектрометра HES1 и HES3 объединены друг с другом, образуя составной спектрометр HES13. В качестве детекторов в сборке HES13 используются две EMCCD камеры PhotonMAX 512B. Спектрометр HES2 оснащён CCD камерой PIXIS 512B. Спектрометры HES1 и HES2 выполнены на базе отражающей дифракционной решётки Эшелле 200 штр/мм, работающей в 11–14-х порядках дифракции. В схеме HES3 использована прозрачная голографическая дифракционная решётка 3300 штр/мм, работающая в первом порядке дифракции.

Основная идея сборки двух спектрометров в единый HES13 состоит в организации одновременных измерений в двух спектральных диапазонах строго в одних и тех же точках пространства с использованием одной системы сбора и

передачи света. Для этого в схеме составного спектрометра первым смонтирован спектрометр HES3 с прозрачной голографической дифракционной решёткой (с рабочим диапазоном в районе CXRS линии углерода C^{5+} 5291 Å). Эффективность дифракции решетки на длине волны 5291 Å порядка 50%, при этом излучение на всех остальных длинах волн проходят через прозрачную решётку насквозь с малым ослаблением (порядка 15–20%). Прошедший через прозрачную решетку “белый свет” подвергается заключительной дифракции на отражающей решётке Эшелле 200 штр/мм.

Методика измерения профилей ионной температуры

Для получения информации о величине ионной температуры в экспериментах на токамаках в основном используется уширение CXRS линий легких примесей, расположенные в удобной для регистрации видимой области спектра. Наиболее часто для этих целей применяется линия 5291 Å иона C^{5+} . На рис. 2 приведен спектральный контур данной линии с полушириной $\delta\lambda$, измеренный в разряде T-10.

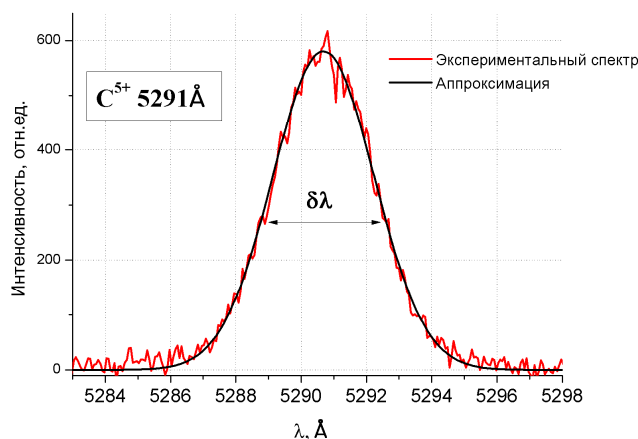


Рис.2. Спектр CXRS линии углерода C^{5+} 5291 Å

В случае доплеровского уширения спектральной линии иона (атома) с атомным весом A_i полуширина линии $\delta\lambda_{Dop}$ связана с локальной величиной

$$\text{ионной температуры плазмы } T_i \text{ соотношением: } T_i = 1,7 \cdot 10^8 A_i \left(\frac{\delta\lambda_{Dop}}{\lambda} \right)^2$$

Для определения температуры из доплеровского уширения спектральной линии необходимо также учесть все остальные механизмы уширения в эксперименте. В условиях токамака свой вклад в уширение вносят эффекты Штарка, Зеемана и тонкая структура спектральной линии. Окончательное

уширение линии формируется в процессе свертки спектрального контура линии с аппаратной функцией системы регистрации.

На рис. 3 в качестве примера получаемых экспериментальных результатов приведены профили ионной температуры, измеренные из уширения CXRS линии 5291 \AA иона C^{5+} в омических разрядах Т-10.

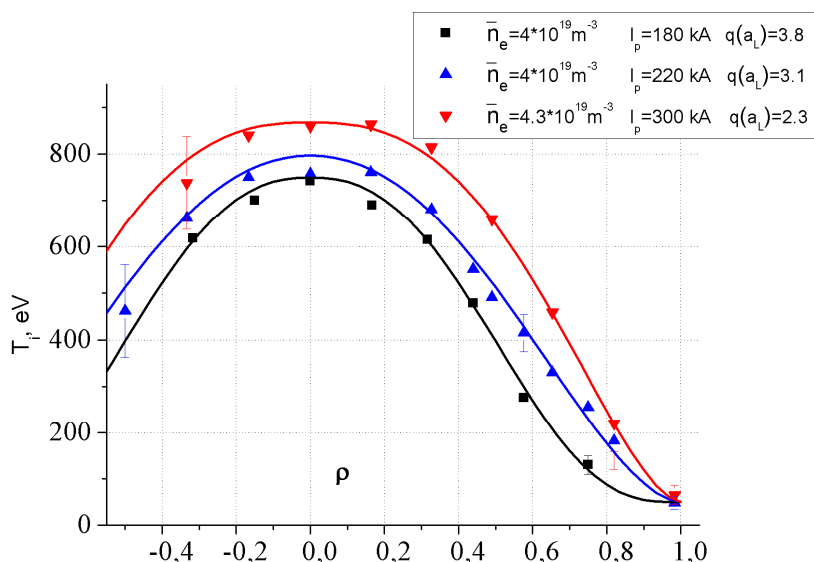


Рис.3. Профили ионной температуры в омических разрядах Т-10 с различным током плазмы

При изменении параметров разряда наблюдается ожидаемое изменение формы профиля ионной температуры: при более высоком токе плазмы, то есть при более низком значении $q(a_L)$, профиль T_i становится существенно более широким за счёт прогрева периферийных слоёв плазмы.

Работа выполнена в рамках контракта с организацией "Росатом" 13.05.2013 № Н.4х.44.90.13.1101.

Литература:

[1] E.G.Delabie. Neutral beam driven hydrogen spectroscopy in fusion plasmas. 2011.
 [2] Давыденко В.И. и др. // Препринт ИАЭ. Москва. 2004.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРИСТЕНОЧНОЙ ПЛАЗМЫ С ПОМОЩЬЮ ПОДВИЖНОГО ЛЕНГМЮРОВСКОГО ЗОНДА НА ТОКАМАКЕ ГЛОБУС-М

В.А. Токарев¹, Н.А. Хромов²

¹*ФГАОУ ВО СПбПУ, ИФНиТ*

²*ФТИ им. А.Ф. Иоффе*

В настоящее время ведутся интенсивные работы по созданию источника энергии, основанного на идее управляемого термоядерного синтеза. Наиболее перспективными направлениями в этой области на данный момент являются установки с магнитным удержанием замкнутого типа — токамаки. Большинство современных токамаков, имеют так называемую диверторную конфигурацию.

В диверторной конфигурации токамака плазма окружена областью с незамкнутыми силовыми линиями, которые пересекают диверторные пластины [1]. Эта область называется SOL (Scrape-off Layer). Границей между данной областью и основной плазмой является LCFS (Last Closed Flux Surface).

В настоящее время установлено, что в области SOL плотность и потенциал характеризуются флуктуациями значительной амплитуды [2]. Флуктуации плотности и электрического поля вызывают аномальные радиальные потоки частиц, и эта турбулентность в значительной степени ответственна за перенос в данной области плазмы. Этот перенос очень сильно отличается от того, который наблюдается в центральной области, его механизм в основном конвективный, а не диффузионный. Ещё одной особенностью данной области является экспоненциальное убывание плотности в зависимости от расстояния до LCFS.

Время жизни диверторных пластин зависит от величины плотности идущего на них теплового потока, которая в свою очередь определяется характерной шириной области SOL.

Существующие модели процессов переноса и скейлинги профилей параметров плазмы, а также плотности теплового потока требуют экспериментальной проверки, что делает исследования SOL весьма

актуальными. Одним из основных инструментов исследования параметров плазмы в пристеночной области является ленгмюровский зонд.

Целью этой работы было изучение SOL на токамаке Глобус-М с помощью подвижного ленгмюровского зонда. Для определения температуры (T_e) и концентрации (n_e) электронов, был опробован метод «гармоник», который часто применяют для исследований плазмы газового разряда, и ранее данный метод использовался на токамаке TEXTOR. Подробное описание данного метода приведено в работе [3].

Суть метода состоит в нахождении отношения двух первых гармоник сигнала тока (\tilde{I}_{pr}), полученного за счёт подачи модулирующего напряжения на зонд — $U_0 \cos(\omega t)$. Тогда T_e можно определить по формуле:

$$T_e = eU_0 I_1^{\omega} / 4k_B I_2^{\omega}, \quad (1)$$

где $I_1^{\omega}, I_2^{\omega}$ — амплитуды первой и второй гармоники, соответственно, U_0 — амплитуда модулирующего напряжения, e — заряд электрона, k_B — константа Больцмана. Так же с помощью данного метода можно определить ионный ток насыщения [4]:

$$I_i^{sat} = I_1^{\omega} \cdot I_0 \left(\frac{eU_0}{k_B T_e} \right) / 2I_1 \left(\frac{eU_0}{k_B T_e} \right) \quad (2).$$

Достоинствами данного метода [3] являются: возможность измерять T_e с достаточно большим временным разрешением; для измерений требуется только один зонд, что позволяет уменьшить требования к аппаратуре по обеспечению локальности измеряемых параметров. Измерительная система работает вблизи плавающего потенциала, с амплитудой модуляций в следующих пределах: $0.5k_B T_e < eU_0 < 1.5k_B T_e$. Измерения происходят достаточно далеко от насыщения, что в свою очередь позволяет снизить нагрузку на электрод зонда и требования к источнику питания становятся менее строгими. Отношение гармоник и, следовательно, измеряемая величина зависят только от T_e . Влияние на результат других параметров, таких как колебание потенциала и плотности, исключается в отличие от других методов.

Для получения экспериментальных данных была создана новая зондовая схема, которая может работать, как в режиме тройного зонда [5], так и в режиме модуляции зондового тока, а так же алгоритм в математическом пакете Maple,

для вычисления значения T_e и I_i^{sat} методом «гармоник» согласно формулам (1) и (2).

На рис. 2 (а) представлена T_e , измеренная с помощью метода «гармоник» и метода тройного зонда. Результаты приведены для разрядов 32175-32176 с одинаковыми параметрами: ток по плазме $I_p \sim 130$ кА, плотность в центральной области плазмы $n_{e0} \sim 3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$.

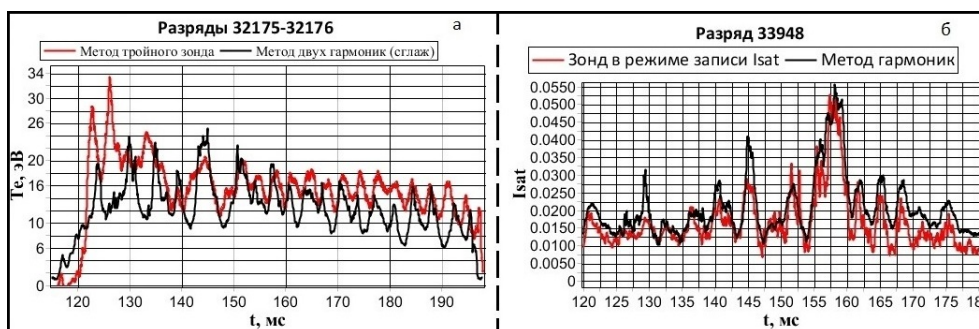


Рис.2. Зависимости электронной температуры (а) и ионного тока насыщения (б) от времени, полученные различными методами.

Видно хорошее соответствие результатов измерения электронной температуры, полученных двумя методами. Характерные колебания с частотой 300 Гц возникают из-за движения шнура, вследствие изменения тока в управляющих катушках токамака.

На рис. 2 (б) представлен сигнал I_i^{sat} , измеренный с помощью зонда, работающего в режиме записи тока насыщения и методом «гармоник». Результаты приведены для разряда 33948 со следующими параметрами: ток по плазме $I_p \sim 200$ кА, плотность в центральной области плазмы $n_{e0} \sim 3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$.

Для определения концентрации электронов (n_e) использовалась следующая формула [6], как для метода тройного зонда, так и для метода «гармоник»:

$$n_e = \frac{I_i^{sat}}{eS} \sqrt{\frac{2m_i}{k_B T_e}}, \quad (3)$$

где m_i — масса иона, S — площадь собирающей поверхности зонда.

На рис. 3 изображено, как зависит плотность электронов от расстояния до сепаратрисы для серии разрядов 32105-32108 со следующими параметрами: $I_p \sim 170$ кА, плотность в центре плазмы $n_{e0} \sim 6 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, радиальная координата сепаратрисы — 59 см. Из полученных данных можно определить, что характерная длина спада плотности электронов: $\lambda(n_e) = (10 \pm 2)$ мм, температуры: $\lambda(T_e) = (10 \pm 3)$ мм.

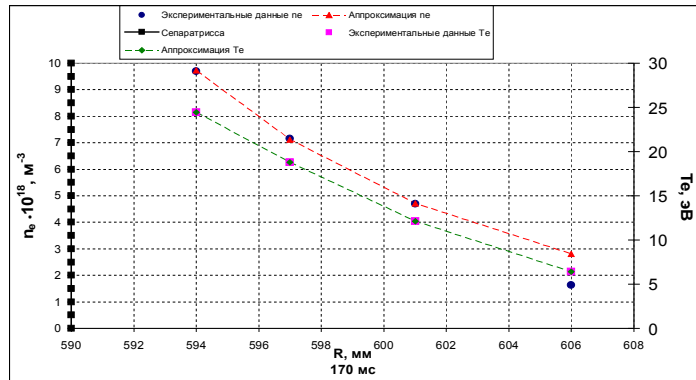


Рис. 3. Зависимость плотности и температуры электронов от расстояния до сепаратрисы (R — расстояние до центра токамака)

Для характерного масштаба спада плотности существует скейлинг Голдстона [7], откуда можно получить грубую оценку $\lambda^{\text{Goldson}}(n_e) = 2a\rho_p/b$, где a и b — малый и большой радиус токамака, соответственно, а ρ_p — полоидальный giro-радиус. При экстраполяции T_e на основе полученных данных, и считая $B_p = 0.12$ Тл, была получена следующая оценка: $\lambda^{\text{Goldson}}(n_e) = 12$ мм.

Таким образом, в ходе работы были разработаны и апробированы: зондовая схема и алгоритм обработки сигнала для метода «гармоник», а так же определены параметры плазмы для SOL токамака Глобус-М.

Литература:

1. Stangeby P.C. // A tutorial on some basic aspects of divertor physics / Plasma Phys. Control. Fusion 2000; Vol.71, p. 2051-2062.
2. Garcia-Cortes I. et al // Characterization of fluctuations in the JET Divertor plasmas with Langmuir probes / Plasma Phys. Control. Fusion 1996; Vol. 38, p. 2051-2062
3. Boedo J.A. et al // On the harmonic technique to measure electron temperature with high time resolution / Rev. Sci. Instrum. 1999; Vol. 70, p. 2998-3006
4. Min-Hyong Lee et al // Floating probe for electron temperature and ion density measurement applicable to processing plasmas/ Journal of applied physics 101 (2007), p. 033305-1 – 033305-6
5. Sin-Li Chen and T. Sekiguchi // Instantaneous Direct-Display System of Plasma Parameters by Means of Triple Probe / J. Appl. Phys. 1965; Vol. 36, p. 2363-2375
6. Stangeby P.C. // Plasma boundary phenomena in tokamaks / Nuclear Fusion 1990; Vol. 30, p. 1225-1378
7. Goldston R.J. // Heuristic drift-based model of the power scrape-off width in low-gas-puff H-mode tokamaks / Nucl. Fusion 52 (2012) 013009 (7pp)

ПРИМЕНЕНИЕ МНОГОПРОВОЛОЧНОГО ПРОПОРЦИОНАЛЬНОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ДЕТЕКТОРА В ЭКСПЕРИМЕНТАХ НА ТОКАМАКЕ T-10.

Н.А. Мустафин^{1,2}, А.В. Сушков².

^{1.} *Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»*

^{2.} *Российский научный центр Курчатовский институт*

Для многохордовых измерений рентгеновского излучения на токамаке T-10 используется многопроволочный пропорциональный газовый рентгеновский детектор. Он состоит из двух одинаковых рентгеновских камер, разделённых Be фольгами. Камеры заполнены смесью 90%Kr+10%CH₄ при атмосферном давлении. Первая камера имеет 64 чувствительные вольфрамовые нити. Вторая камера (установленная позади первой) имеет 32 нити. Детектор смотрит на плазму через горизонтальную щель обскура, заполненную гелием. Диагностика позволяет проводить хордовые измерения интенсивности рентгеновского излучения плазменного шнура с пространственным разрешением около 2 см и временным разрешением в 50 мкс. Диагностика дает возможность определять местоположение плазменного шнура, исследовать МГД-активность плазмы, получать данные о радиусе переворота фазы пилообразных колебаний плазмы, в частности диагностика с успехом применяется в экспериментах по стабилизации и контролю пилообразных колебаний плазмы с помощью электронно-циклотронного нагрева.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЗАРЯДА МИКРОЧАСТИЦ С ПОМОЩЬЮ ЛИНЕЙНОЙ ЛОВУШКИ ПАУЛЯ С ТОРЦЕВЫМ ЭЛЕКТРОДОМ

Лапицкий Д.С.

ОИВТ РАН

Предложен метод измерения заряда микрочастиц с помощью электродинамической линейной ловушки Пауля совместно с торцевым электродом. Проведено измерение заряда частиц, приобретенного в коронном разряде.

Введение.

В настоящее время широкое распространение получил метод измерения массового заряда микрочастиц [1], т.е. отношение суммарного заряда частиц к их суммарной массе. Иной способ измерения заряда микрочастиц – индукционный метод, где заряженная микрочастица, инжектируемая внутрь кольцевого электрода, создает индукционный ток [3]. Наиболее простым методом является способ определения заряда по отклонению частицы в электрическом поле. Впервые данный метод применялся в опытах Миликена [4]. В дальнейшем он был развит Лэби и Хоппером [5].

В данной работе предложен новый метод измерения заряда с помощью электродинамической линейной ловушки Пауля [6] совместно с торцевым электродом. Показано, что заряд частиц, приобретенный ими в коронном разряде, может достигать величин $q_p = 10^{-13}$ Кл для частиц радиусом $r_p \sim 17$ мкм.

Метод измерения заряда микрочастицы.

В данной работе предлагается метод измерения массового заряда микрочастицы, основанный на использовании линейной ловушки Пауля, установленной вертикально, и торцевого электрода, установленного на нижнем торце ловушки, рис. 1.

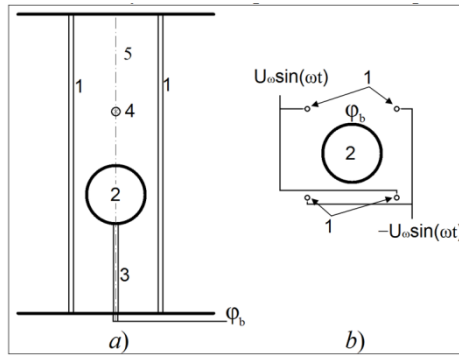


Рис.1. Схема установки по измерению массового заряда микрочастицы, а) – вид сбоку, б) – вид сверху. 1 – электроды линейной ловушки Пауля, 2 – шаровой электрод, 3 – возвышение для шарового электрода, 4 – удерживаемая заряженная микрочастица, 5 – центральная ось ловушки.

На электроды линейной ловушки Пауля 1 подается переменное напряжение U_ω . Заряженная микрочастица, находящаяся в подобном переменном электрическом поле, стремится в область, где амплитуда изменения напряженности электрического поля за период его колебаний наименьшая. Внутри ловушки данная область соответствует центральной оси ловушки, расположенной вдоль электродов по центру между ними, и частицы будут стремиться к этой оси [6]. Удерживаемая в горизонтальной плоскости заряженная микрочастица 4 будет оседать вниз вдоль оси ловушки под действием силы тяжести. Для компенсации веса микрочастицы на нижний торец ловушки снизу по центру установлен шаровой электрод 2 на металлической ножке 3, на который подается отталкивающий частицу потенциал ϕ_b . Шаровая форма электрода выбрана с целью минимизации эффектов неоднородности электростатического поля, которая могла бы возникнуть в случае использования одного лишь стержня 3.

Зная расстояние между шаровым торцевым электродом и частицей из равенства силы тяжести, действующей на частицу и кулоновской силы отталкивания ее от торцевого шарового электрода, можно оценить ее массовый заряд по следующей формуле:

$$\frac{m_p}{q_p} = \frac{kQ_b}{r_{p-b}^2 g} = \frac{R_b \phi_b}{r_{p-b}^2 g}, \quad (1)$$

где q_p – заряд исследуемой частицы, m_p – масса микрочастицы, Q_b – заряд шарового электрода, соответствующий подаваемому на электрод потенциалу

($Q_p = R_b \cdot \rho_b / k$), R_b – радиус шарового электрода, k – коэффициент пропорциональности, $k = 8.98 \times 10^9$ м/Ф, r_{p-b} – расстояние от частицы p до центра торцевого шарового электрода.

Экспериментальная установка.

Электроды ловушки 1 (рис.1) были выполнены из металлических стержней диаметром 4 мм. На электроды ловушки подавалось переменное напряжение $U_\omega \sin(\omega t)$ и $-U_\omega \sin(\omega t)$, $U_\omega = 840$ В, $\omega = 2\pi f$, $f = 50$ Гц. По центральной оси ловушки у нижнего торца на 18 мм возвышении от был установлен металлический шар радиусом 4 мм на который подавалось напряжение относительно земли $U_b = 250, 500, 750$ и 1000 В.

Частицы визуализировались с помощью лазерного ножа и регистрировались скоростной видеокамерой HiSpec Fastec Imaging с максимальным разрешением 1280×1024 пикселей и частотой кадров $f_{cam} = 500$ Гц и выдержкой 1994 мкс.

В эксперименте использовались диэлектрические частицы порошка оксида алюминия Al_2O_3 со средним радиусом $r_p = 17$ мкм, плотностью $\rho_p = 3990$ кг/см³ и диэлектрической проницаемостью $\varepsilon = 10$.

Предварительно заряженные микрочастицы инжестировались в область ловушки, где они захватывались ее полем. На рис. 2 представлен ансамбль подвешенных над торцевым электродом микрочастиц в виде цепочки.

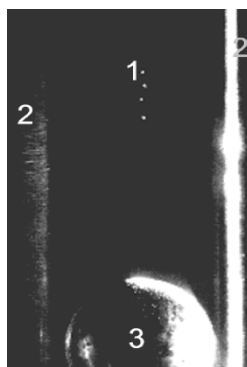


Рис. 2. Микрочастицы, удерживаемые в линейной ловушке с торцевым электродом. 1 – заряженные микрочастицы над шаровым электродом, 2 – электроды линейной ловушки, 3 – торцевой шаровой электрод. Напряжение на торцевом электроде $U_b = 250$ В формирует электрическое поле, аналогичное полю точечного заряда в центре шара зарядом $Q_b = 2.23 \times 10^{-10}$ Кл.

Заряд подвешенных частиц рассчитывался для верхней и нижней частиц с учетом влияния всех подвешенных над торцевым электродом микрочастиц в предположении, что их заряд q_p одинаковый. Из рис. 2 были определены расстояния между микрочастицами и расстояния между ними и торцевым электродом. Точность определения расстояний составила 0.16 мм

Заряд рассчитывался из следующего соотношения:

$$m_p \bar{g} = k \frac{q_p Q_b}{r_{p-b}^2} + \sum_i k \frac{q_p^2}{r_{p-i}^2}$$

где r_{p-b} – расстояние от частиц p до центра торцевого электрода, r_{p-i} – расстояние между частицей p и i , k – коэффициент пропорциональности, $k = 8.98 \times 10^9$ м/Ф. Средний заряд составил $q_p = 4.33 \times 10^5$ е со среднеквадратичным отклонением $\sigma = 1.12 \times 10^5$ е.

Для проверки достоверности данного метода заряд частиц был измерен по изменению траектории в однородном электрическом поле. Для этого линейная ловушка с торцевым электродом была заменена пластинами конденсатора. Динамика движения частиц регистрировалась той же скоростной камерой. Затем моделировались траектории движения частиц с учетом вязкости воздуха и силы тяжести. Определенные этим способом значения зарядов соответствовали значениям, полученным с помощью линейной ловушки Пауля.

Литература:

1. Верещагин И.П., Левитов В.И., Мирзабемян Г.З., Пашин М.М., Основы электрогазодинамики дисперсных систем. М., Энергия, 1974, с. 160.
2. Gunn R. The electrical charge on precipitation at various altitudes and its relation to thunderstorm // Phys. Rev. 1947, v.71, № 3.
3. Millikan, R.A. A new modification of the cloud method of determining the elementary electrical charge // Phil. Mag., 1910, №19, P. 209-229
4. Laby T.H., Hopper V.D. The Electronic Charge // Nature, 1939, № 143, P. 157
5. Пауль. В. Электромагнитные ловушки для заряженных и нейтральных частиц // УФН. 1990. Т. 160. Вып. 12. С.112.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОТОКОВ ЭНЕРГИИ И ВЕЩЕСТВА В УСТАНОВКАХ С ПЛАЗМЕННЫМ ФОКУСОМ

В.В. Вихрев, С.В. Суслин

Национальный Исследовательский Центр «Курчатовский Институт»

Плазменный фокус является на сегодняшний день одним из наиболее эффективных источников термоядерных нейтронов. Установки с плазменным фокусом обладают рядом преимуществ, среди которых относительная простота изготовления разрядной камеры и высокая эффективность генерации нейтронов. Кроме того, плазменный фокус является источником рентгеновского излучения высокой интенсивности, а так же генерирует струю плазмы со скоростью, достигающей 10^7 см/с. Последнюю особенность можно использовать для лабораторного моделирования астрофизических струй – узких потоков плазмы, длиной до несколько мегапарсек [1].

Поначалу плазменные фокусы выглядели крайне перспективным направлением исследования ядерного синтеза. При увеличении пикового разрядного тока нейтронный выход возрастал очень быстро: $Y \sim I^4$; т.е., казалось бы, нейтронный выход и, следовательно, генерируемая энергия пропорциональны квадрату вложенной энергии. Однако, как оказалось, при достижении энерговклада порядка 1 МДж, наступает насыщение тока, а значит и нейтронного выхода [2].

К сожалению, процессы, лежащие в основе формирования плазменного фокуса, изучены довольно слабо. Это связано, в первую очередь, с небольшим временем процесса – порядка нескольких микросекунд – что затрудняет диагностику. Как следствие, методы оптимизации установок с плазменным фокусом по-прежнему требуют изучения.

Данная работа посвящена исследованию динамики дейтериевой плазмы и потоков энергии в установках с плазменным фокусом на основе численного моделирования в одножидкостном двумерном МГД приближении.

По итогам моделирования, обнаружены потоки плазмы двух типов: струя, распространяющаяся вдоль оси камеры, после формирования

плазменного фокуса; и поток разреженной плазмы вдоль анода, наблюдающийся все время разряда.

На (рис.1) показаны параметры плазмы спустя 0,31 мкс после образования плазменного фокуса (1,44 мкс после начала разряда). На (рис.1а) виден узкий плазменный шнур на оси установки, сжимаемый магнитным полем (рис.1б). Это уплотнение движется со скоростью порядка 10^7 см/с (рис.1в). По-видимому, такая скорость поддерживается за счет градиента давления магнитного поля. Аналогичная осевая струя наблюдается экспериментально на ряде установок, таких как ПФ-4 («Тюльпан», ФИАН) [3].

Кроме того, на (рис.1в) наблюдается течение разреженной плазмы с большой скоростью вдоль анода. Скорость течения достигает 10^8 см/с (рис. 2), что превышает альфвеновскую скорость в этой области (до $5 \cdot 10^7$ см/с). Такая ситуация невозможна при ускорении плазмы магнитным поршнем, однако может иметь место при течении в узком канале. В книге [4] приведены условия, при которых скорость течения замагниченной плазмы в узком канале может превосходить скорость магнитного звука.

К сожалению, диагностика прианодного течения затруднена – низкая плотность плазмы не позволяет использовать оптические методы, а движение плотной токнесущей плазменной оболочки (ТПО) на начальной стадии разряда затрудняет использование зондов. Тем не менее, это течение оказывает значительное влияние на динамику разряда, т.к. именно оно обеспечивает транспортировку энергии (как магнитной, так и кинетической) от изолятора к ТПО (это течение имеет место и до образования пинча). Так, на рис.1г можно видеть неравномерность потока энергии, распространяющейся вдоль анода. Поток энергии оказывается сконцентрированным в узком канале, что оказывает влияние на форму ТПО до момента пинчевания.

Причину коллимирования течения можно понять исходя из (рис.2) – скорость течения ограничивается инерцией плазмы, и, как следствие, оказывается максимальной, в области с минимальной плотностью. Это приводит к более быстрому выгребанию плазмы, и дальнейшему уменьшению плотности. Таким образом, образуется узкий канал разреженной плазмы, в котором скорость течения максимальна.

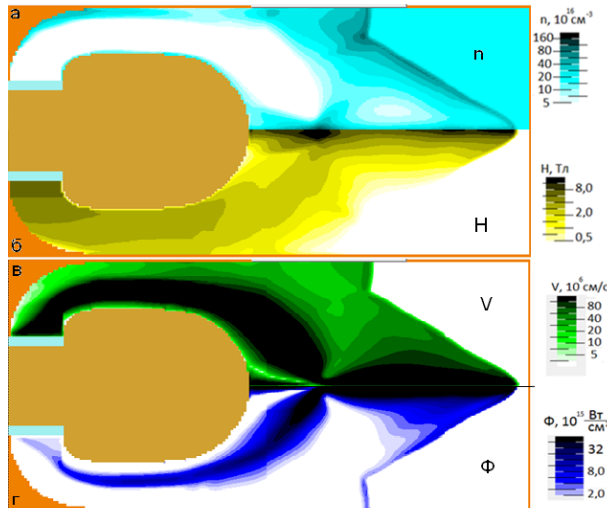


Рис. 1. Распределение а) плотности плазмы, б) напряженности магнитного поля, в) модуля скорости плазмы, г) суммарной плотности потока энергии; в момент времени $t=1,44$ мкс.

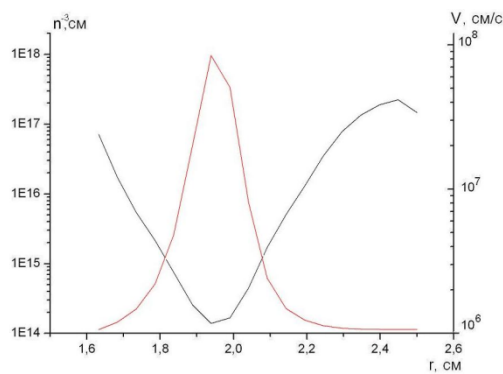


Рис. 2. Распределение плотности (черная линия) и скорости (красная линия) в сечении $z=2,5 \text{ cm}$; в момент времени $t=1,44$ мкс.

Литература:

1. Marscher A.P., Jorstad S.G. « THE MEGAPARSEC-SCALE X-RAY JET OF THE BL Lac OBJECT OJ287» // ApJ, 2011, V.729, №1, pp. 26-34.
2. Никулин В.Я., Полухин С.Н. «О Насыщении Нейтронного Выхода Плазменных Фокусов в Мегаджоульном Диапазоне» // Физика Плазмы, 2007, т.33, №4, с.304-310.
3. Baronova E. O., Bashutin O. A., Vikhrev V. V. et al. // Plasma Physics Reports, 2012, V.38, №9, P. 751.
4. Морозов А.И. «Введение в плазмодинамику». – М. ФИЗМАТЛИТ 2006. Стр.125.

СИСТЕМА ВИЗУАЛИЗАЦИИ ПЛАЗМЕННОГО ШНУРА ТОКАМАКА КТМ. ДИЗАЙН И ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Бауржан Чектыбаев, Геннадий Шаповалов

*Институт Атомной Энергии Национального Ядерного центра.
E-mail: Chektybaev@nnc.kz*

В работе рассказывается о разработанной системе визуализации для наблюдения за плазмой и процессами происходящими в ней, а так же при взаимодействии плазма-стенка. Система имеет входной широкоугольный объектив с углом обзора $136^{\circ} \times 102^{\circ}$ (НхV) позволяющий видеть оба полусечения ВК и дивертор. Система передачи изображения от входного объектива построена на основе специального оптоволоконного световода для передачи изображения. Размер единичного волокна сравним с размером матрицы видеокамер. В системе реализована одновременная регистрация двумя видеокамерами быстрой и медленной. В состав быстрой видеокамеры входит усилитель яркости изображения, позволяющий получить отчетливое изображение при проведении сверхскоростной съемки, а так же проводить съемку на отдельных спектральных линиях, для чего в системе предусмотрена возможность использования фильтров. В составе системы использованы промышленно выпускаемые, стандартные элементы с C-mount типа, что позволило значительно удешевить стоимость разработки и создания системы.

Одним из преимуществ системы – является ее гибкость. В системе предусмотрена возможность оперативного извлечения/установки эндоскопа из/в вакуумного патрубка, замены объектива или же установки в диверторный патрубок, для более детального наблюдения за дивертором. Использование гибкого оптоволоконного световода позволяет отнести регистрирующее оборудование (видеокамеры) на максимально дальнее расстояние, уменьшив тем самым влияние воздействующих факторов со стороны установки.

В работе описаны технические характеристики системы и представлены первые экспериментальные результаты.

СПЕКТРО-ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПУЧКОВ НЕТЕПЛОВЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В ВАКУУМНОМ ИСКРОВОМ РАЗРЯДЕ

О.А. Башутин, А.С. Савелов

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

Среди источников рентгеновского излучения, представляющих интерес для технологических и диагностических целей, отдельное место занимают пинчевые разряды, характерной особенностью которых является присутствие в спектре излучения квантов с энергией, существенно превышающей разность потенциалов на электродах. Происхождение этого излучения связывается с пучками быстрых электронов, образующихся при локальном пинчевании плазменного столба до микронных размеров (микропинч). Информация о направленности и энергетике таких электронных пучков важна для понимания механизма их формирования и управления параметрами излучения.

В работе представлено исследование потоков нетепловых электронов в плазме сильноточной низкоиндуктивной вакуумной искры (СНВИ), основанное на анализе поляризации рентгеновского излучения разрядной плазмы.

Исследования проводились на микропинчевой установке «Зона-2» (НИЯУ МИФИ). Разряд происходил между острым анодом и плоским катодом, изготовленными из железа и разделенными 5 мм промежутком, при остаточном давлении $\sim 10^{-5}$ торр. Максимальный ток разряда достигал 150 кА, при периоде разряда 8.5 μ s. Для регистрации спектра рентгеновского излучения использовались два одинаковых фокусирующих спектрографа с пространственным разрешением в направлении, ортогональном плоскости дисперсии. Спектрографы располагались таким образом, что один спектрограф выделял компоненту излучения, поляризованную перпендикулярно оси разряда, а второй параллельно ей. Регистрация спектров в диапазоне 1,83 – 1,88 \AA производилась на рентгеновскую фотопленку.

Интегральные по всему разрядному промежутку денситограммы полученных спектров показаны на рис.1. Видно, что характеристические линии многозарядных ионов наблюдаются на фоне достаточно интенсивного

континуума, причем интенсивность континуума с преимущественно ортогональной компонентой I_{\perp} превышает значение с преимущественно параллельной компонентой I_{\parallel} . Пространственная область излучения континуума занимает промежуток между точкой микропинчевания и анодом.

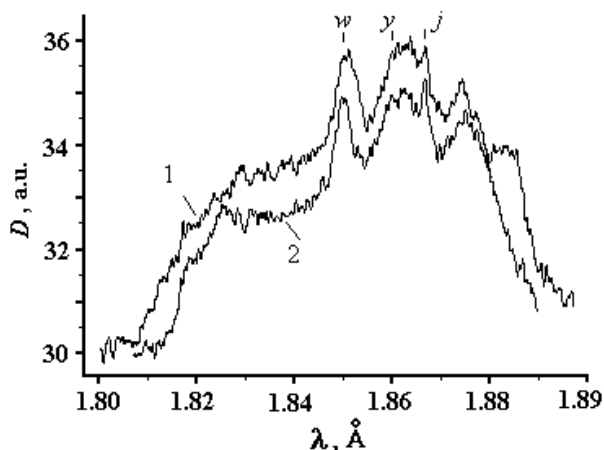


Рис.1. Денситограммы спектров, полученных спектрографами с ориентацией плоскости дисперсии параллельно (1) и перпендикулярно (2) оси разряда.

Температура электронов в микропинче достигает значений $T_e > 1 \text{ keV}$. При взаимодействии электронов такой энергии с атомами и ионами окружающей плазмы основной вклад в излучение континуума приходится на тормозное излучение, которое несет прямую информацию о направленном движении электронов. В модельных расчетах [1] было показано, что степень поляризации тормозного рентгеновского излучения при заданной энергии электронного пучка E_0 может изменяться для разных частот излучаемых фотонов от $P_B(h\nu) = 1$ на нижних частотах ($h\nu \rightarrow 0$) до $P_B(h\nu) = -1$ на верхних частотах ($h\nu \rightarrow E_0$) как:

$$P_B(h\nu) = \frac{I_{\perp}(h\nu) - I_{\parallel}(h\nu)}{I_{\perp}(h\nu) + I_{\parallel}(h\nu)}, \quad (1)$$

где $I_{\perp}(h\nu)$ и $I_{\parallel}(h\nu)$ - компоненты излучения на частоте ν с поляризацией перпендикулярно и параллельно оси разряда, соответственно.

В исследованном спектральном диапазоне ($h\nu \approx 6.6 - 6.7 \text{ keV}$), интенсивности соответствующих компонент континуума, восстановленные по результатам измерений, соответствуют степени поляризации $P_B \approx 0.1$. То есть

регистрируемый спектральный диапазон принадлежит к низкочастотной части спектра тормозного излучения и, следовательно, вызывается движением электронного пучка с энергией E_0 , намного превышающей энергию квантов регистрируемого спектрографом излучения, т.е. $E_0 \gg 7 \text{ keV}$. Такая оценка согласуется с полученными ранее данными [2] о наличии в области пинчевания группы электронов с эквивалентной температурой $T_e \approx 20 \text{ keV}$. Причиной образования пучка надтепловых электронов может являться развитие аномально высокого сопротивления плазмы в области пинчевания, сопровождающееся возникновением сильного продольного электрического поля.

Подобные измерения при противоположной полярности напряжения на электродах, были выполнены авторами работы [3]. Данные, полученные в том же спектральном диапазоне, указывают на отрицательную поляризацию тормозного излучения $-1 < P_B \ll 0$. Это свидетельствует о распространении вдоль оси разряда пучка электронов с энергией E_0 порядка энергии регистрируемых фотонов, т.е. $E_0 \sim 8 \text{ keV}$, что согласуется с данными о температуре быстрых электронов, полученными для той же разрядной системы методом «серых» фильтров. Мы полагаем, что столь невысокая энергия электронов в аксиальном пучке является следствием использования обратной полярности потенциалов на электродах, при которой уменьшается эффективность пинчевания СНВИ и, как следствие, снижается величина генерируемого аксиального электрического поля.

Таким образом, выявлена зависимость энергии электронного пучка, распространяющегося вдоль оси разряда между областью микропинчевания и анодом, от полярности напряжения на электродах. Экспериментально показана зависимость поляризации тормозного излучения СНВИ от соотношения энергии регистрируемых квантов и энергии электронного пучка. Это позволяет оценивать энергию надтепловых электронов по степени поляризации тормозного континуума в заданном спектральном диапазоне.

Литература:

1. *Gluckstern R.L., Hull M.H.* // Physical review. 1953. V. 90. N 6. P. 1030.
2. *Аверин М.С., Байков А.Ю., Башутин О.А. и др.* // ПТЭ. 2006. № 2. С. 128.
3. *Долгов А.Н., Клячин Н.А., Прохорович Д.Е.* // Успехи прикладной физики. 2013. Т. 1. № 5. С. 537

ПРИМЕНЕНИЕ ТОНКОГО ПЛАЗМЕННОГО СЛОЯ ДЛЯ СГЛАЖИВАНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ СТРУКТУРЫ МОЩНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

О.Б. Ананьин, Г.С. Богданов, И.А.Герасимов, А.П. Кузнецов, А.П. Мелехов,
В. Пирог

Национальный Исследовательский Ядерный Университет («МИФИ»), Москва

1. Введение.

Одной из проблем, возникающих при работе по созданию ЛТС, является неоднородность облучения термоядерных мишеней лазерным излучением. Для решения этих проблем было предложено использовать модель фазовой пластины для корреляции волнового фронта лазерного излучения путем использования *вспомогательной лазерной плазмы* (ЛП). Однако, этот подход требовал математического обоснования и экспериментальной проверки. Отсюда возникла необходимость в создании экспериментального стенда, включающего мощную лазерную установку и целый набор диагностик. Выбор средств диагностики основан на анализе экспериментальных условий и ожидаемых параметров исследуемой плазмы. Основное внимание отводится бесконтактным лазерно-оптическим и рентгеновским методам исследования.

К ним относятся канал оптической диагностики (регистрация излучения плазмы в видимом диапазоне со спектральным, временным или пространственным разрешением), канал рентгеновской диагностики на основе вакуумной камеры-обскуры, набора поглощающих фильтров и вакуумного диода, канал лазерной диагностики с УФ импульсным осветителем на основе азотного лазера, оптическими интерферометрами и формирующей оптикой для получения теневых изображений плазмы.

1. Описание установки

Для экспериментального изучения системы сглаживания пространственной структуры лазерного излучения разработана мощная лазерная установка. Система диагностики лазерного излучения включает средства измерения энергетических, временных и спектральных характеристик лазерного

излучения, исходного и прошедшего через плазменную мишень. Лазерная установка (см. рис.1) состоит из задающего генератора на активном элементе из Nd-стекла и двух усилителей ГУК-45.

Максимальная энергия в импульсе $E \leq 30$ Дж при длительности импульса ≈ 25 нс. При фокусировке излучения на диэлектрической мишени плотность потока для таких параметров составляет порядка $\approx 10^{13}$ Вт/см². Размер пятна в фокусе линзы около 400 мкм.

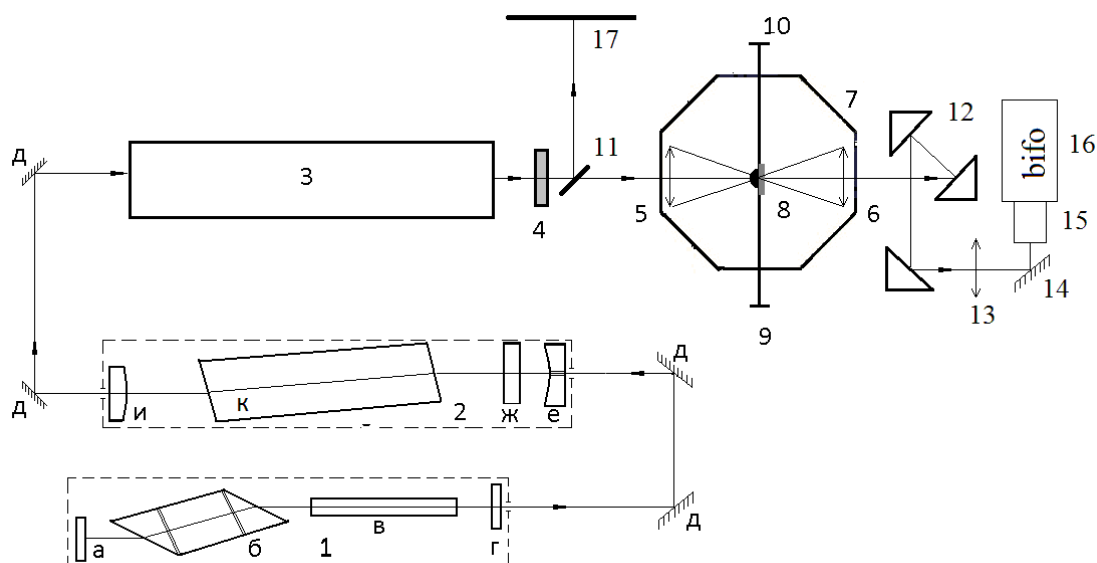


Рис. 1. Блок-схема лазерной установки и систем диагностики.

1-задающий генератор: а-зеркало (плоское); б- электрооптический затвор; в- активный элемент(ГЛС-34П); г- зеркало (плоское, 35%); Д-поворотное зеркало; 2-многопроходный (семипроходный) телескопический предусилитель: е-зеркало(вогнутое); ж- фототропный затвор(LiF); к-активный элемент(ГЛС-22П); и-зеркало(выпуклое); 3 - один из усилительных каскадов типа ГУК-45, 4- кристалл второй гармоники делительная пластинка, 5,6- объективы, 7- диагностическая вакуумная камера, 8-диэлектрическая мишень, 9,10-интерферометрическая диагностика лазерной плазмы, 11- делительная пластинка, 12 – система ослабления лазерного импульса , 13- длиннофокусная линза. 14- поворотное зеркало 532нм. 15- аттенюатор лазерного излучения. 16- электронно-оптическая камера Bifo K008, 17- система временной оптической синхронизации и система измерения энергии лазерного импульса.

Для исследования пространственно-временного распределения интенсивности мощного лазерного излучения была применена электронно-оптическая камера K008 (БИФО). Камера предназначена для регистрации и измерения пространственно-временных параметров быстропротекающих процессов в

видимой и ближней инфракрасной областях спектра в однокадровом режиме и режиме линейной развертки исследуемого изображения.

2. Эксперимент и результаты

В серии сравнительных экспериментов (с плазмой и без) исследовалось влияние лазерной плазмы на пространственно-временную структуру распределения интенсивности лазерного импульса. Для этого лазерное излучение фокусировался на мишень (или без мишени). Далее пучок расширялся, коллимировался и выводился из вакуумной камеры. Затем лазерный пучок, после сильного ослабления, слегка сжимался (≤ 3 раза) и заводился на фотокатод камеры *K008*. На рисунке 2 показана пространственно-временная зависимость интенсивности лазерного импульса, записанная в режиме щелевой развертки электронно-оптической камеры. Временное разрешение камеры 30 нс/см.

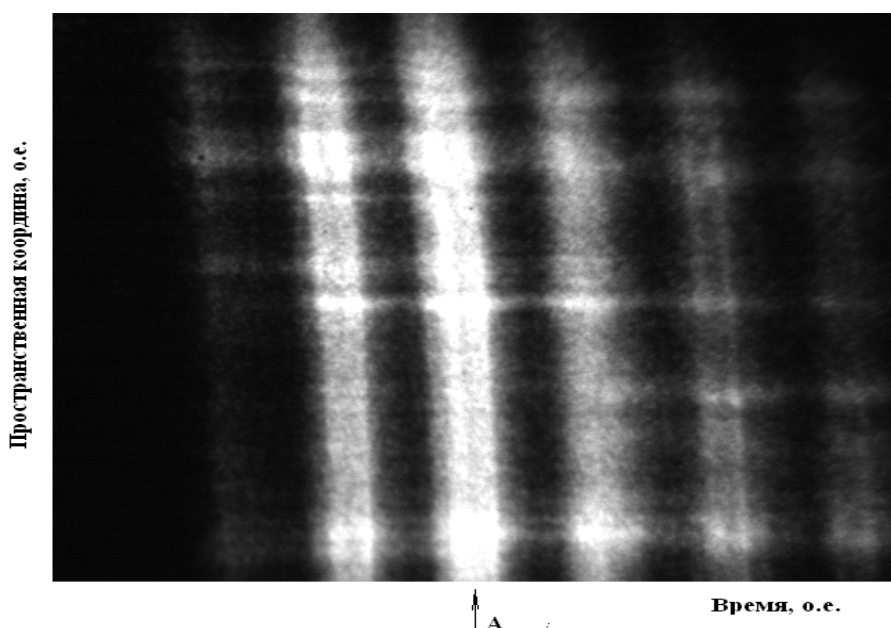


Рис.2. Пространственно-временная зависимость интенсивности лазерного импульса, записанная в режиме щелевой развертки электронно-оптической камеры.

Для анализа полученных пространственно-временных изображений лазерных импульсов был предложен следующий алгоритм обработки. На рисунке 3 показан временной срез картинка представленной на рис.2 длительностью порядка 50 пс (см. стрелочка А). Таким образом мы получаем “моментальную” зависимость распределения интенсивности лазерного излучения от координаты в какой-то

выбранный момент времени. После усреднения полученного массива данных мы вычитаем массив исходных данных из усредненных и суммируем все числа. Эту величину можно назвать интегральной пространственно-временной особенностью лазерного пучка. Таким образом, мы получаем набор пространственно-временных особенностей для разных моментов времени.

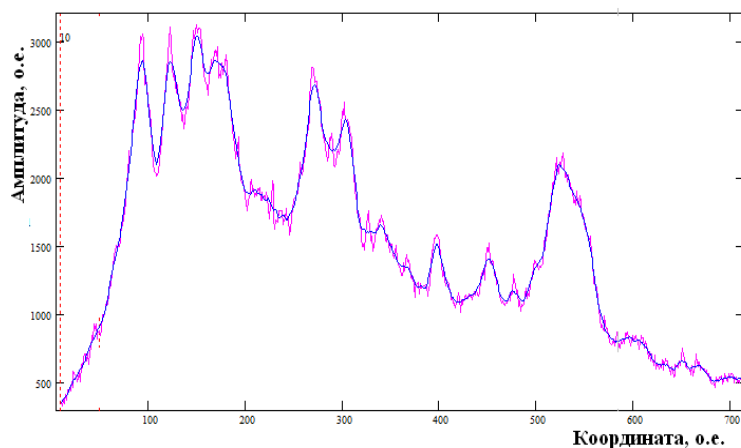


Рис.3. Показан временной срез длительностью порядка 50 пс. Это зависимость интенсивности лазерного излучения от координаты в какой-то выбранный момент времени.

На рисунке 4 показаны соответствующие зависимости пространственно-временных особенностей для случаев без плазмы и с плазмой.

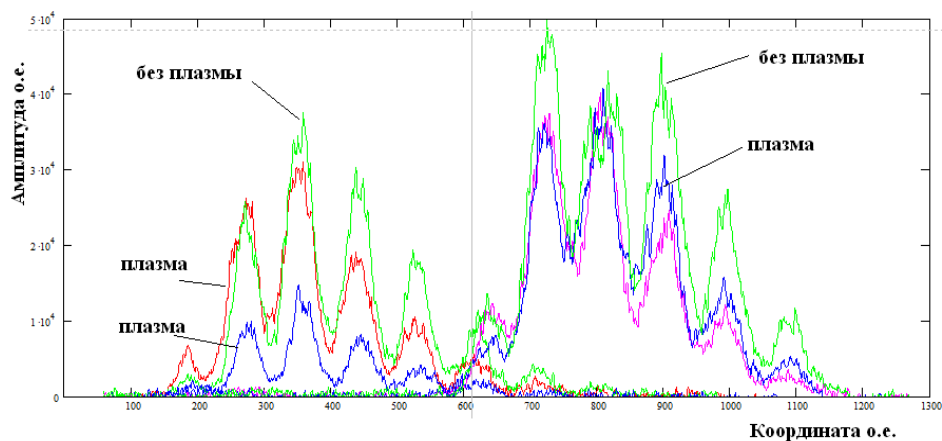


Рис.4. Зависимости пространственно-временных особенностей для случаев без плазмы и с плазмой.

Выводы

Отработана методика и получены предварительные результаты изучения влияния тонкого плазменного слоя на пространственно-временные характеристики мощного лазерного излучения. Анализ результатов позволяет говорить о некотором влиянии тонкого плазменного слоя на пространственно-временные характеристики лазерного импульса.

ЛАБОРАТОРНЫЕ ИСПЫТАНИЯ КОНВЕРТЕРА НЕЙТРАЛЬНЫХ ЧАСТИЦ ПРИБОРА «АРИЕС-Л»

Н.В. Мамедов¹, Д.Н. Синельников¹, Д.В. Колодко¹, Н.А. Соловьев¹,
А.И. Калининков¹, В.А. Курнаев¹, О.Л. Вайсберг², А.Ю. Шестаков², Д.А.
Моисеенко², Р.Н. Журавлев²

¹. *Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»*

². *Институт Космических Исследований РАН*

Введение

В настоящее время в рамках проекта «Луна-Ресурс» Институтом космических исследований РАН изготавливается прибор «Ариес-Л» [1], предназначенный для исследования взаимодействия солнечного ветра с поверхностью Луны и определения ее состава методами вторично-ионной масс-спектрометрии и спектрометрии вторичных нейтральных атомов. Анализ нейтральных атомов с помощью электростатических анализаторов возможен только при их конвертации в зарядовые фракции. В настоящее время в космических исследованиях наибольшее распространение получили твердотельные конверторы благодаря простоте в эксплуатации, малым габаритам и весу, а также малым искажениям параметров исходного пучка [2,3]. В данной работе представлены результаты испытаний конвертера нейтральных частиц прибора «Ариес-Л».

Описание эксперимента

Эксперимент проводился на установке «Большой монохроматор МИФИ». Получение нейтральных частиц происходило путем поверхностной перезарядки на золотой мишени положительных ионов водорода. Извлекаемый из источника (1) ионный пучок фокусируется с помощью электростатических линз (2) и сепарируется по отношению массы к заряду в электромагните (3) (см. рис. 1). Изменяя ток в электромагните, выделяют нужную массовую компоненту пучка и направляют через диафрагму на мишень (4), расположенную в камере взаимодействия. Ток ионов на мишень измеряется с помощью пикоамперметра Keithley 6485 (9). После чего отраженные ионы и нейтральные частицы «освещают» входное окно конвертера (6), проходя сквозь сетку (5). Для отсечки ионной компоненты на данную сетку мог подаваться положительный потенциал до +4000 В с помощью блока питания БНВ-31. Отраженные и

ионизированные конвертером частицы фокусируются на вход ВЭУ-6м (7), и количество импульсов регистрируется осциллографом Tektronix TDS 2004B (8).

Первоначально нейтральный пучок направлялся перпендикулярно входному окну конвертера (т.е. при скользющем угле падения на мишень $\alpha_0=8^\circ \leftrightarrow \beta=0$).

Результаты испытаний

Входное окно конвертера облучалось потоком отраженных от мишени атомов водорода Н в диапазоне энергий от 200 до 1000 эВ. При каждой энергии начального пучка варьировались значения потенциалов на внешней и внутренней обкладках конвертера, и при этом

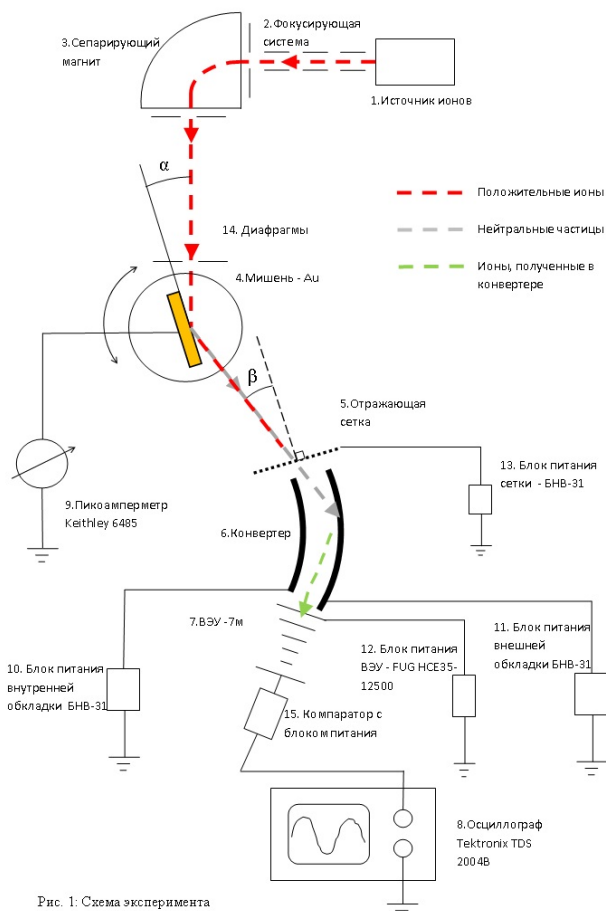


Рис. 1: Схема эксперимента

фиксирувалось количество импульсов на осциллографе Tektronix TDS 2004B. Из полученных результатов (рис. 2) видно, что все зависимости имеют куполообразную форму почти при всех энергиях первоначального ионного пучка. Из графиков также следует, что наиболее эффективные рабочие потенциалы: 300 В на внутренней (U_1) и 500 В на внешней (U_2) обкладках (за исключением зависимости при начальном ускоряющем напряжении 200 эВ). Также из графиков видно, что при соотношении $U_{внутр.} = \frac{1}{2} U_{внеш.}$ счет импульсов выше, чем при соотношении $U_{внутр.} = \frac{1}{3} U_{внеш.}$

В таблице 1 приведены значения ионного тока на мишень и оценки потока отраженных нейтралов на входе конвертера в зависимости от ускоряющего напряжения. Сопоставление потока нейтральных частиц, попадающих во входное окно конвертера, с регистрируемой скоростью счета на ВЭУ представлено на рис. 3. Как видно, эта зависимости линейна и в первом приближении получаем, что при попадании на вход конвертера 10^{10}

нейтральных частиц в секунду на выходе ВЭУ имеем примерно 77000 импульсов в секунду.

U_0 , кэВ	I_0^+ , нА	$I_{\text{отраж}}^0$, $\times 10^{10}$ част/с
1000	1500	1,76
700	500	0,87
500	400	0,31
300	150	0,05
200	90	0,04

Таблица 1

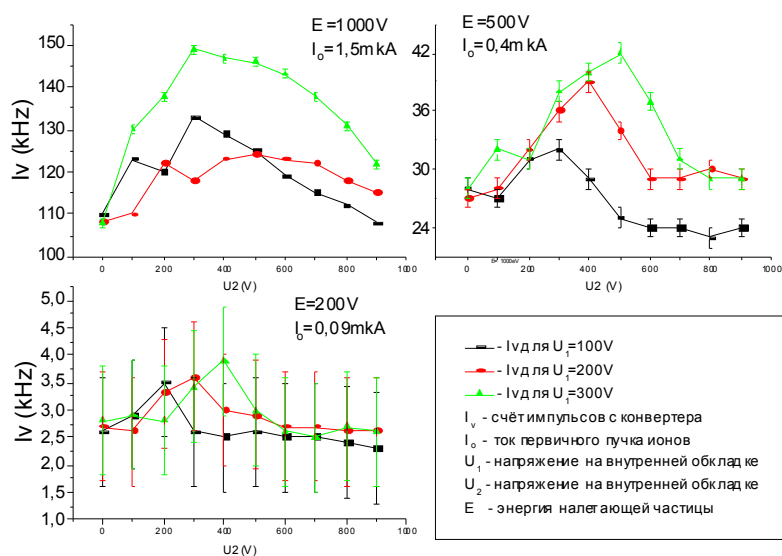


Рис. 2: Выбор рабочих потенциалов на электродах конвертера. Значения скорости счета импульсов в зависимости от напряжения на обкладках конвертера

Для проверки эффективности работы конвертера на частицах разных масс входное окно конвертера облучалось атомами водорода, гелия и аргона в диапазоне энергий от 200эВ до 2500эВ. Измерения тока на мишень и скорости счёта импульсов с конвертера проводились при наиболее эффективных рабочих потенциалах (300 В на внутренней и 500 В на внешней обкладке), при перпендикулярном влете нейтралов в конвертер и при наиболее эффективном угле падения 16° с нормалью к плоскости входного окна конвертера. При этом атомы водорода получались двумя способами: посредством нейтрализации ионов H^+ и нейтрализации и диссоциации на поверхности эксимерных ионов H_3^+ . Следует отметить, что энергия в рассеянном потоке атомов H (в последнем случае) будет меньше в 3 раза. Так как при работе с различными ионами меняется интенсивность первичного пучка на мишень, то результаты измерений

счета импульсов нормированы на начальный ток (см. рис.4). Как видно, при увеличении масс налетающих частиц интенсивность сигнала с ВЭУ (нормированного на начальный ток) падает в связи с уменьшением общего выхода отраженных частиц, попадающих в конвертор.

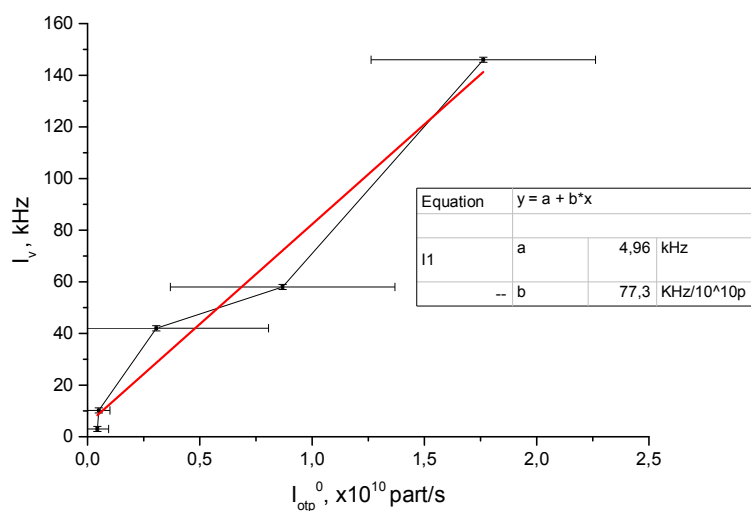


Рис. 3 Сопоставление потока нейтральных атомов водорода, попадающих во входное окно конвертера, с регистрируемой скоростью счета на ВЭУ

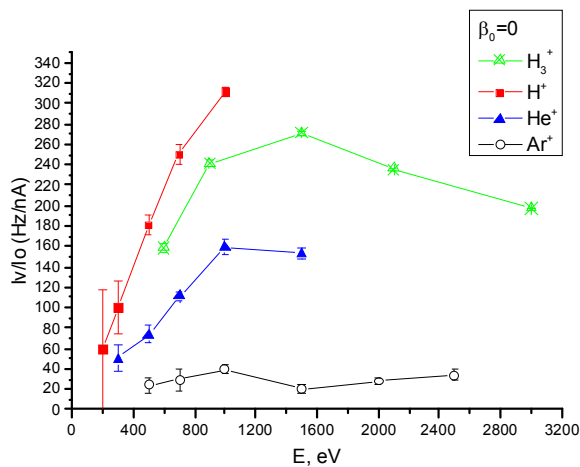


Рис.4 Проверка эффективности работы конвертера на частицах разных масс

Литература:

1. <http://www.lr.cosmos.ru/devices>
2. Ю.В. Готт, В.А. Курнаев, О.Л. Вайсберг “Корпускулярная диагностика лабораторной и космической плазмы”, М., МИФИ, 2008
3. P. Wurz et al, e-J. Surf. Sci. Nanotech. vol.4 pages 394-400, 2006

ИСТОЧНИК РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ НА ОСНОВЕ ВАКУУМНОГО РАЗРЯДА С ЛАЗЕРНЫМ ПОДЖИГОМ

М.А. Алхимова, О.Б. Ананьин, Г.С. Богданов, Е.Д. Вовченко, А.П. Мелехов,
Р.Ш. Рамакоти, А.С. Савелов

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

1. Введение

Хорошо известно, что быстрый лазерно-индуцированный вакуумный разряд, отличающийся небольшим энерговкладом и током до 10 кА, может являться стабильным источником рентгеновского излучения (РИ). Ранее проведенные исследования такого разряда [1] выявили значительное влияние начальных условий на динамику формирования плазмы и генерацию РИ. На основе подобной разрядной плазмы разработан малогабаритный, регулируемый по спектру источник РИ и потоков многозарядных ионов. Показано, что плазма паров металла, образованная в быстром разряде при воздействии лазерного излучения на материал мишени может служить стабильным источником РИ, спектральный состав которого варьируется за счет изменения геометрии электродной системы, а также за счет величины разрядного тока.

2. Экспериментальные шаги и результаты

Экспериментальное исследование лазерно-индуцированной разрядной плазмы проводилось на стенде «Аллигатор» (рис.1), состоящем из лазера, вакуумной камеры взаимодействия, разрядной системы и набора средств диагностики. Твердотельный лазер Nd: YAG с длиной волны $\lambda = 1,06$ мкм работал в режиме модуляции добротности (длительность лазерного импульса $\tau = 15$ нс, энергия излучения $E_l = 25$ мДж).

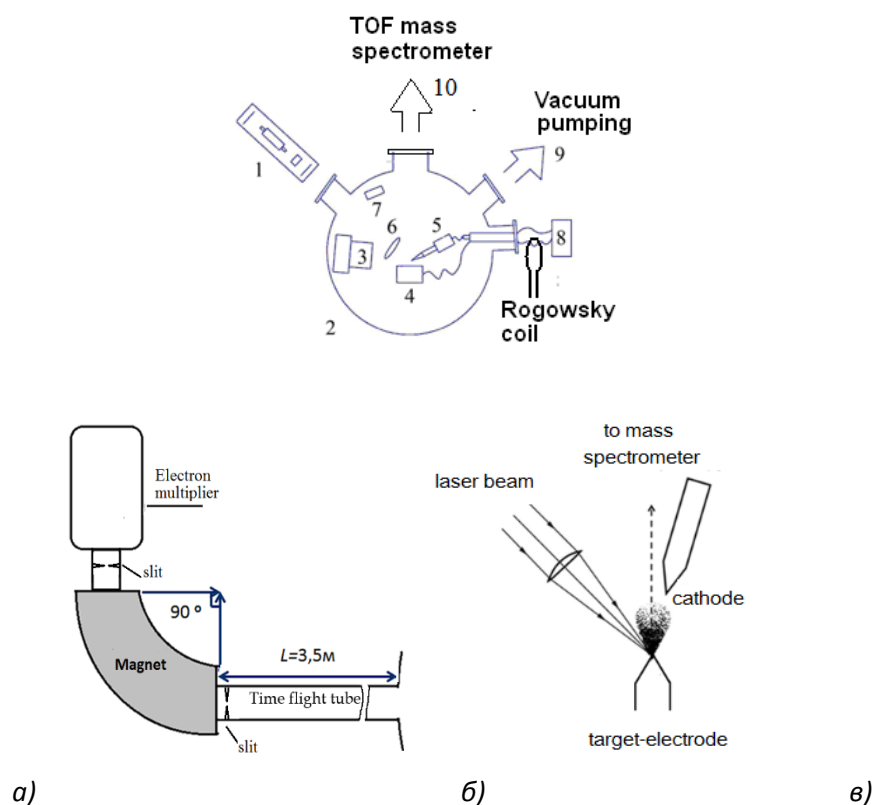


Рис. 1. а) Схема основных узлов установки “Аллигатор”: 1 – лазер, 2- вакуумная камера ($P \sim 2 \cdot 10^{-2}$ Торр), 3- автоматизированная многокадровая камера-обскура, 4- электрод-мишень(анод), 5- высоковольтный электрод(катод), 6 – фокусирующая линза, 7 – рип-диод, 8- накопительная ёмкость, 9 – система вакуумной откачки, 10 – времяпролетный масс-спектрометр; б) Схема узлов времяпролетного масс-спектрометра в) Принципиальная схема эксперимента

Разрядная система выполнена на основе накопительной емкости $C_1 = 0,22$ мкФ (или $C_2 = 0,01$ мкФ), малоиндуктивного вакуумного токовода и системы электродов, расположенных внутри вакуумной камеры взаимодействия. Проведенное ранее исследование вакуумного искрового разряда [2] указывает на существенное влияние начального распределения электрического поля E в разрядном промежутке, которое определяется геометрией электродов и их взаимным расположением в разрядной системе. Для экспериментальной работы выбрана конфигурация «острие – острие», в которой достигается наиболее равномерное начальное распределение электрического поля при достаточно высоких значениях величины E . Лазерный луч фокусировался на поверхность анода из железа (электрод-мишень), а высокое отрицательное напряжение подавалось на катод из латуни. Выбор «обратной» полярности позволяет одновременно с РИ диагностировать и положительные ионы, имитируемые разрядом в приосевом направлении, составляющем угол

порядка 30° с осью разряда. Конфигурация электродной системы представлена на рис. 1(в).

Измерение разрядного тока осуществлялось с помощью пояса Роговского. Для контроля временных характеристик РИ применялся рпн-диод, расположенный внутри камеры взаимодействия за защитным Al фильтром ($h = 12$ мкм) на расстоянии $l = 6$ см от оси разряда. Для регистрации использовался цифровой осциллограф Lecroy «WaveAce2012». Исследование пространственного распределения и спектрального состава РИ выполнено с помощью автоматизированной многокадровой вакуумной камеры-обскуры и поглощающих Al фильтров толщиной $2 \div 120$ мкм. Кассета с набором фильтров и рентгеновской фотопленкой Kodak, используемой в качестве детектора, располагали на расстоянии 6 см от плазмы. Для исследования компонентного состава лазерно-индуцированной разрядной плазмы использовался времяпролетный магнитный масс-спектрометр [3], с длинной времяпролетной базы $L = 4,5$ м и величиной магнитного поля в секторном электромагните $H = 0,56$ Тл.

Первая серия экспериментов по исследованию спектрального состава РИ лазерно-индуцированной разрядной плазмы и потоков многозарядных ионов проводилась с накопительной ёмкостью $C_I = 0,22$ мкФ при напряжении $U = 13$ кВ. При этом энерговклад в разряд составил величину $E_I \sim 17$ Дж, а максимально достигаемый ток разряда $I_I = 10$ кА. В качестве варьируемого параметра был выбран размер межэлектродного промежутка, изменяемый в интервале $d = 2 \div 7$ мм шагом $d = 1$ мм. В экспериментах были исследованы два режима зажигания разряда, при котором электрод-мишень находился под положительным, либо отрицательным потенциалом. На рисунке 2(а) показано интегральное пространственное распределение РИ.

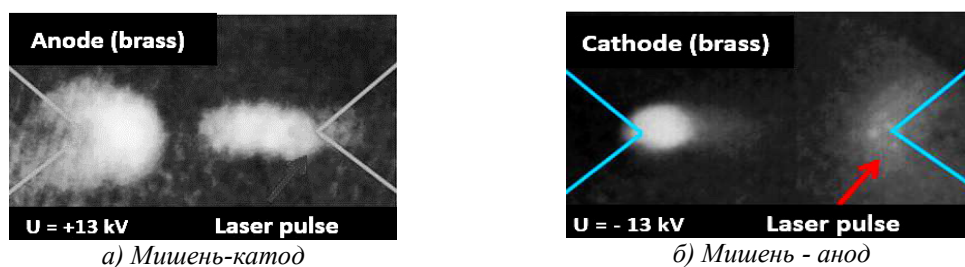


Рис.2. Изображения вакуумного разряда с лазерным инициированием в рентгеновских лучах ($C_I \approx 0,22$ мкФ, $d = 5$ мм, $U_{\max} = 13$ кВ)

Наиболее интенсивное излучение наблюдалось в случае, когда электрод-мишень был выбран в качестве катода. Предполагается, что яркое свечение в

области анода связано с интенсивным выходом тормозного РИ, а в области близкой к поверхности катода наблюдается эффект пинчевания. В случае, когда лазер фокусировали на поверхности анода наблюдаемое свечение было значительно слабее, поскольку полученные в результате лазерного импульса электроны тормозились за счет сильного электрического поля (рис. 2б)

На рисунке 3(а) представлен спектр рентгеновского излучения, восстановленный методом «эффективных энергий» [4], отражающий зависимость средней энергии фотонов РИ в зависимости от размеров межэлектродного промежутка. На рисунке 3(б) представлен спектр РИ полученный для оптимального расстояния между электродами. Видно, что при $d = 5 \div 6$ мм наблюдается наибольшая интенсивность РИ и наиболее широкий диапазон энергий квантов.

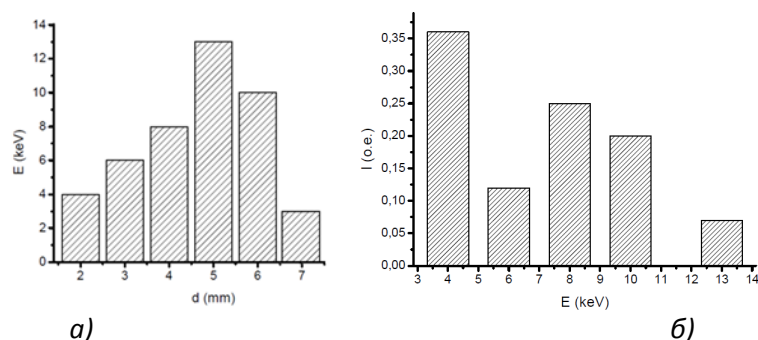


Рис.3. Гистограммы восстановленных спектров РИ $C_1 \approx 0, 22$ мкФ, $U = -13$ кВ $E_1 \sim 17$ Дж
 а) Средняя энергия фотонов РИ в зависимости от размеров межэлектродного промежутка;
 б) Спектральный состав РИ источника для оптимального $d = 5$ мм

Вторая серия экспериментов проводилась при ёмкости конденсаторной батареи $C_2 = 0,01$ мкФ и напряжении $U = 13$ кВ. Это привело к уменьшению энергозатрат в разряд приблизительно в 20 раз ($E_2 \sim 1$ Дж) и уменьшению максимально достижимого тока $I_2 = 2$ кА. Соответствующий этому режиму разряда спектральный состав РИ представлен на рисунке 4. Наибольшая интенсивность РИ наблюдалась при $d = 2 \div 3$ мм.

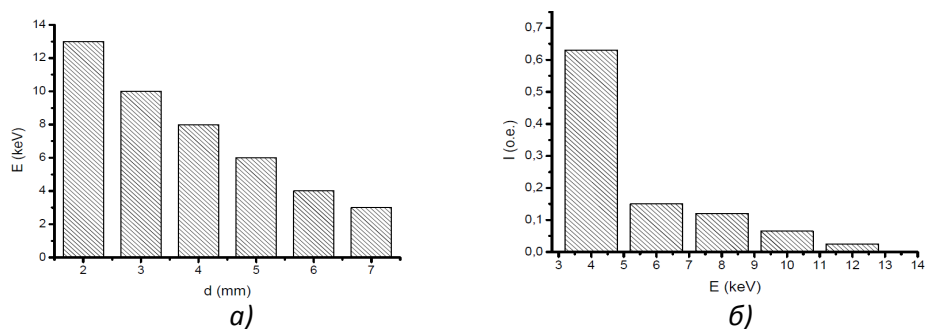


Рис.4. Гистограммы восстановленных спектров РИ $C_2 \approx 0, 011$ мкФ, $U = -13$ кВ, $E_2 \sim 1$ Дж
 а) Средняя энергия фотонов РИ в зависимости от размеров межэлектродного промежутка; б) Спектральный состав РИ источника для оптимального $d = 5$ мм

Кроме рентгеновского излучения также исследован компонентный состав и зарядовое распределение эмитируемых ионов. Регистрация масс-спектров производилась вдоль оси разряда с помощью времяпролетного магнитного масс – анализатора (рис 16). В спектре присутствуют как ионы цинка и меди (материал катода), а так и ионы железа (материал анода). Максимальная зарядность ионов увеличивается в четыре раза при изменении запасаемой энергии от $w = 1$ Дж (Zn^{6+} , Cu^{5+} и Fe^{4+}) до $w = 17$ Дж (Zn^{21+} , Cu^{20+} и Fe^{18+}).

3. Заключение

Получены данные о рентгеновском излучении плазмы для различных режимов работы вакуумного разряда с лазерным поджигом при токах до 10 кА. Подобная разрядная плазма является стабильным интенсивным источником РИ в диапазоне энергий квантов $h\nu = 1 \div 12$ кэВ. При запасаемой энергии $E1 = 17$ Дж максимальный выход РИ наблюдается при $d = 5$ мм, а спектр РИ определяется в основном «жесткой» компонентой с монотонным спадом интенсивности при уменьшении энергии квантов от 5 до 12 кэВ. При запасаемой энергии $E2 = 1$ Дж наибольшая интенсивность РИ наблюдалась при $d = 2 \div 3$ мм. Таким образом, показана возможность регулирования спектра источника РИ за счет изменения расстояния между электродами и варьирования запасаемой энергии.

Литература

1. Коробкин Ю.В., Романов И.В., Рупасов А.А., Шиканов А.С. Неустойчивости вакуумного разряда при лазерном иницировании катодного пятна // Журнал технической физики. 2005г. том 75, Вып. 9, с.34–39.
2. Башутин О.А., Алхимова М.А., Вовченко Е.Д., Додулад Э.И., Савелов А.С., Саранцев С.А. Влияние электродной системы на излучательные характеристики вакуумной искры // Физика плазмы. 2013. Том 39, № 11, с. 1006–1016.
3. Басов Н.Г., Захаренков Ю.А., Рупасов А.А., Склизков Г.В., Шиканов А.С. / «Диагностика плотной плазмы» под ред. Н. Г. Басова, Наука, М., 1989–368 с.
4. Аверин М.С., Башутин О.А., Вовченко Е.Д., Савелов А.С. Оценки электронной температуры плазмы микропинчового разряда по ослаблению потока рентгеновского излучения в фотоэмульсии// Приборы и техника эксперимента. 2006г. №2. С.1–5.

ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКАЯ СИСТЕМА ДЛЯ ВИЗУАЛИЗАЦИИ БЫСТРОПРОТЕКАЮЩИХ ПРОЦЕССОВ С ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМОЙ

О. Б. Ананьин, О.А. Башутин, Г.С. Богданов, Е.Д. Вовченко, И.А. Герасимов,
Я.М. Двоглазов, А.П. Мелехов, А.С. Савелов, И.Ф. Раевский, Е.Д. Филиппов

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

В настоящее время, в рамках исследований по лазерному термоядерному синтезу, для решения задачи сферически-симметричного сжатия мишени активно разрабатываются методы улучшения пространственно-временной структуры излучения греющих лазерных пучков. Актуальность проведения подобных исследований обусловлена тем, что распределение интенсивности излучения, генерируемого мощными лазерными системами, практически всегда неоднородно. При отсутствии специальных мер, направленных на сглаживание интенсивности, в области фокусировки лазерного пучка формируется спекловидное стохастическое распределение интенсивности, глубина модуляции которого может достигать 80–100%. В свою очередь, это приводит к нарушению однородности облучения мишени.

Один из основных методов выравнивания неоднородностей интенсивности лазерного излучения основан на использовании динамической плазменной фазовой пластины (ДПФП), представлявшей собой облако нестационарной лазерной плазмы, через которое и пропускался лазерный пучок с целью его пространственно-временного сглаживания. Лазерная плазма образуется в результате испарения специальной мишени, помещенной в начале каустики фокусируемого лазерного пучка.

Среди различных методов, применяемых для исследования подобной лазерной плазмы, высокой информативностью отличаются лазерные методы визуализации быстропротекающих процессов, основанные на теновом фотографировании и интерферометрических измерениях. Отличительной чертой применяемой лазерной аппаратуры является, как правило, отсутствие готовых диагностических установок.

Для получения интерферограмм в данной работе применена схема с интерферометром Маха-Цендера (рис.1), конструкция которого позволяет гибко изменять размеры и геометрию оптической схемы измерений. В качестве осветителя выбран коммерческая модель ультрафиолетового азотного лазера Spectra-Physics 337-Si (длина волны 337 нм, энергия ~ 400 мкДж, длительность ~ 5 нс). Он удобен при проведении цикла подготовительных операций по наладке и последующей апробации лазерной интерферометрической аппаратуры в составе экспериментального стенда, легко синхронизируется с другими устройства с помощью канала внешнего запуска ТТЛ уровня с оптической развязкой, имеет малые размеры (280x100x100 мм).

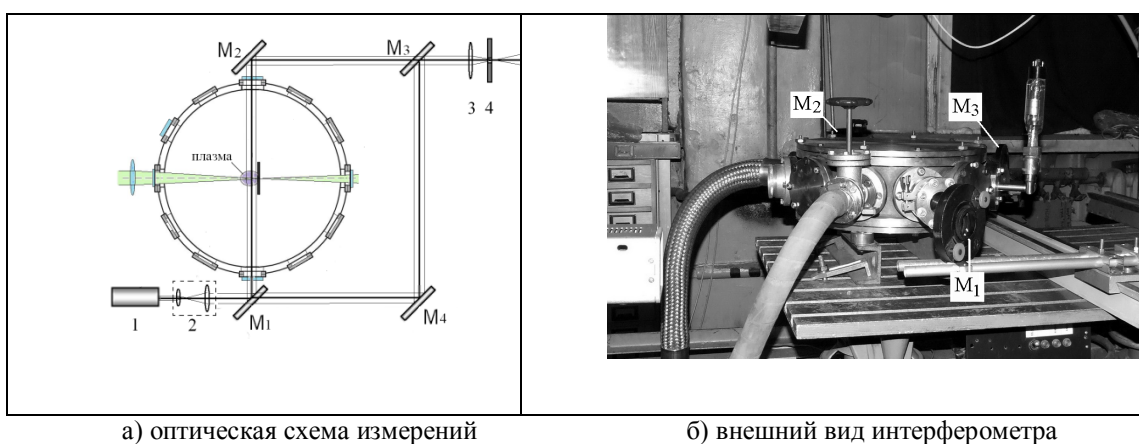


Рис.1

Система регистрации построена на основе цифровой фотокамеры Canon EOS 1000D, для которой была успешно опробована технология удаления всех защитных фильтров перед ПЗС матрицей, обеспечивая тем самым расширение её спектральной чувствительности в УФ диапазоне и возможность прямой электронной регистрации излучения азотного лазера. Цифровая камера использовалась без объектива, вместо которого перед ПЗС матрицей устанавливался интерференционный фильтр на длину волны 337 нм (FWHM $\Delta\lambda = 6$ нм, $T = 40\%$).

Данная диагностика позволяет исследовать плазму с электронной концентрацией N_e в диапазоне от 10^{17} см^{-3} до 10^{21} см^{-3} при длительности экспозиции ~5 нс. Относительно большой разброс ± 20 нс и задержка лазерного импульса зондирования относительно внешнего запуска, равная 600 нс, ограничивает возможность проведения измерений лазерной плазмы лишь на самых ранних стадиях её образования и требует проведения серии измерений со статистической обработкой результатов. Принцип синхронизации иллюстрирует

рис. 2, на котором представлены лазерные импульсы «греющего» (1,054 мкм) и зондирующего (0,337 мкм) излучений. TTL импульс, запускающий диагностический азотный лазер, задерживался на 2 мкс относительно стартового импульса, управляющего работой лазерной установки. При этом задержка зондирующего импульса азотного лазера относительно переднего фронта «греющего» лазерного импульса составила 460 нс при разбросе 35 нс.

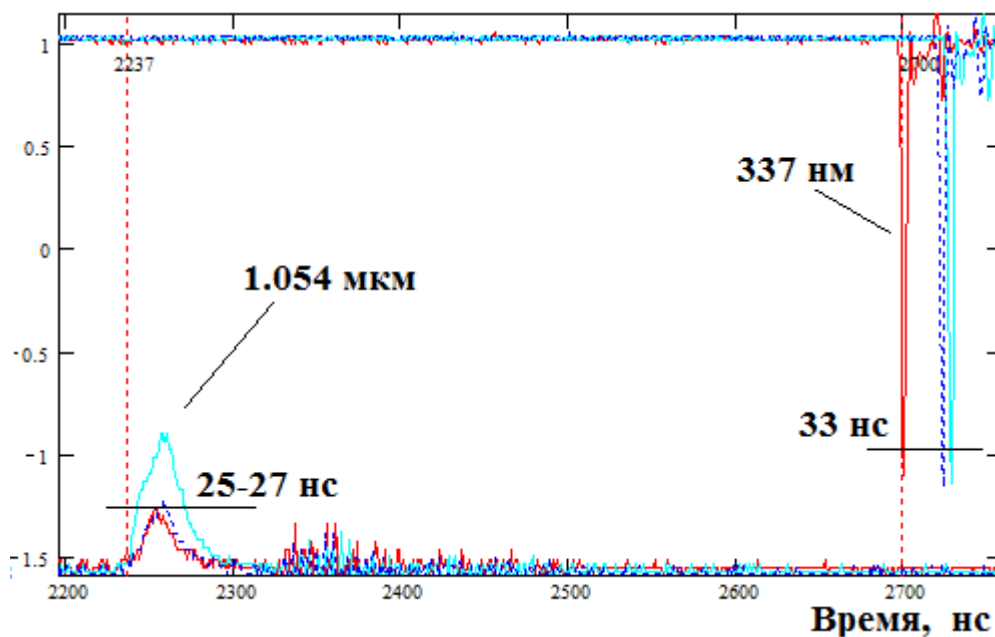


Рис.2

При использовании в качестве зондирующего импульса части «греющего» импульса, преобразованного во вторую гармонику, возможно уменьшение разброса до субнаносекундного диапазона и работа на самих ранних стадиях, предшествующих разлету лазерной плазмы. В настоящее время на лазерном стенде производится апробация различных схем синхронизации. В качестве нетрадиционного подхода к решению этой задачи представляется интересным управление затвором твердотельного лазера импульсным напряжением, прикладываемым к электродам азотного лазера. В этом случае ожидается существенное уменьшение суммарного разброса, поскольку лазерный импульс в азотном лазере всегда формируется на фронте разрядного тока.

НАБЛЮДЕНИЕ ЭРОЗИИ МЕТАЛЛОВ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ НАГРЕВА ИМПУЛЬСНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ БОЛЬШОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ

Л.Н. Вячеславов^{1,2}, А.А. Касатов^{1,2}, А.С. Аракчеев¹, И.А. Иванов^{1,2},
А.А. Шошин^{1,2}, А.В. Бурдаков^{1,3}, И.В. Кандауров¹, В.В. Куркуचेков^{1,2},
К.И. Меклер¹, Д.Е. Гавриленко¹, А.Ф. Ровенских¹ и Ю.А. Трунев¹

¹Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН, Новосибирск, РФ

²Новосибирский государственный университет, Новосибирск, РФ

³Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, РФ

Мощный импульсный электронный пучок большой длительности (50–100 кВ, 10–100А, 0.1–0.2 мс) используется для экспериментального моделирования взаимодействия металла с потоками тепла на его поверхность, сравнимыми по плотности мощности и длительности с импульсным нагревом в диверторе при событиях ELMstypеI, ожидаемыми в ITER. Подобные исследования стали особенно актуальным после решения использовать вольфрамовый дивертор для всего срока службы ITER, включая начальный N/Неэтап эксплуатации, когда ELMstypеI события весьма вероятны.

В экспериментах по изучению взаимодействия мощного электронного пучка с металлической мишенью, проведенных на установке ГОЛ-3, использовались несколько различных диагностик, включая оптическую спектроскопию, лазерное рассеяние, а также быструю фотокамеру для регистрации микрочастиц.

Спектроскопия с пространственным разрешением регистрировала спектр материала мишени (вольфрам или нержавеющая сталь 12Х18Н10Т). Наблюдалось изменение параметров спектральных линий вдоль оси, перпендикулярной поверхности мишени.

Система томсоновского рассеяния измеряла плотность плазмы в 15 пространственных точках параллельно поверхности мишени в два момента времени в течение нагревающего импульса. Наблюдения показывают динамику профиля факела, но количественный расчет плотности плазмы требует

дополнительных измерений для того, чтобы оценить вклад релеевского рассеяния и рассеяния Ми в общий сигнал.

Изображения, полученные с помощью быстрой фотокамеры, показывают, что микрочастицы выбрасываются с поверхности мишени во время и после импульса электронного пучка. Наблюдается эффект уменьшения скорости частиц с увеличением времени задержки между окончанием электронного пучка и моментом наблюдения. Анализ поверхности мишени проводился с использованием сканирующего электронного микроскопа.

ИССЛЕДОВАНИЕ НАЧАЛЬНОЙ СТАДИИ ИМПЛОЗИИ ПРОВОЛОЧНЫХ И ВОЛОКОННЫХ ЛАЙНЕРОВ НА УСТАНОВКЕ АНГАРА 5-1

Е.В. Грабовский, В.В. Джангобегов, Г.М. Олейник

ГНЦ РФ «Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований»

Одно из направлений исследований, проводимых в последнее время на установке Ангара-5-1 [1] – динамика токовой имплозии смещенных по составу лайнерных сборок. В качестве нагрузок выступают, например, лайнеры из проволоки и капроновых волокон с дополнительно напыленным на поверхность веществом [2,3]. Такие исследования представляют интерес с точки зрения создания перспективных плазмообразующих нагрузок для генерации мощного рентгеновского излучения с параметрами, необходимыми для зажигания мишени инерционного термоядерного синтеза (ИТС) [4].

На динамику токовой имплозии могут существенно влиять процессы на ее начальной стадии, когда происходит пробой проволоки с образованием плазменной короны, шунтирующей ток. Как известно, после этого проволочная сборка становится гетерогенной системой, состоящей из горячей токонесущей плазмы и относительно холодных кернов – продуктов взрыва проволоки. Дальнейший нагрев кернов и генерация плазмы происходит за счет передачи тепла от окружающей их плазменной короны [5]. Состояние кернов зависит от величины электрической энергии, вложенной в вещество проволоки до пробоя. Для определения энерговклада в проволоки до пробоя необходимо проведение измерений электротехнических параметров разряда на начальной стадии (ток ~10-100 кА и напряжения ~100 кВ) с временным разрешением ~1 нс.

В настоящей работе представлены результаты измерений электротехнических параметров на начальной стадии имплозии цилиндрических лайнеров на установке Ангара-5-1. Цель работы состояла в оценке энерговклада в сборки из вольфрамовых проволок ($W \text{ } \varnothing 6 \text{ мкм}$) и капроновых волокон (к.в. $\varnothing 25 \text{ мкм}$) с равномерно напыленным на их

поверхность слоем из висмута или алюминия. Диаметр всех нагрузок составлял $D=12$ мм, число проволок или волокон $N=40$.

Производная тока через лайнер dJ/dt измерялась при помощи восьми петель, каждая из которых размещалась на радиусе 55 мм от оси цилиндрической нагрузки. Полный ток J вычислялся путем численного интегрирования усредненной производной тока. Временное разрешение метода не хуже 1 нс [6]. Измерение напряжения U_L осуществлялось на расстоянии 20 мм от оси лайнера с помощью индуктивного делителя с наносекундным разрешением [7]. Регистрация перечисленных импульсных электрических сигналов осуществлялась посредством осциллографа LeCroy WaveRunner 610Zi с полосой пропускания 1 ГГц. Поскольку интерес представляло омическое напряжение U_R на проволоках, то для его определения из полученного с помощью индуктивного делителя профиля напряжения вычиталось индуктивное слагаемое $L_0 dJ/dt$, где L_0 – индуктивность между местом измерения напряжения и местом расположения проволок лайнера.

По экспериментально полученному импульсу тока производился расчет напряжения на нагрузке и температуры металла. В расчете предполагалось, что вся электрическая энергия, вкладываемая в нагрузку, идет на нагрев металла [8]. При этом ток можно было считать равномерно распределенным по сечению металла, так как глубина скин-слоя была больше диаметра проволоки или волокна. В случае вольфрамовых лайнеров проволока и напыленное покрытие рассматривались как параллельные проводники, теплообменом между которыми можно пренебречь. Таким образом, можно было также вычислить, как распределялся ток между проволокой и покрытием.

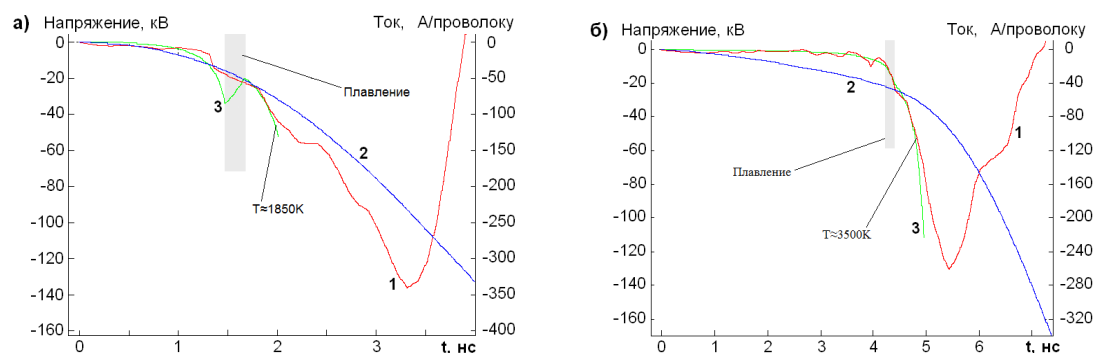


Рис.1. Электротехнические параметры на начальной стадии токовой имплозии сборок из капроновых волокон с покрытием 0.3 мкм висмута (а) и алюминия (б): 1 – омическое напряжение; 2 – ток; 3 – расчетное напряжение.

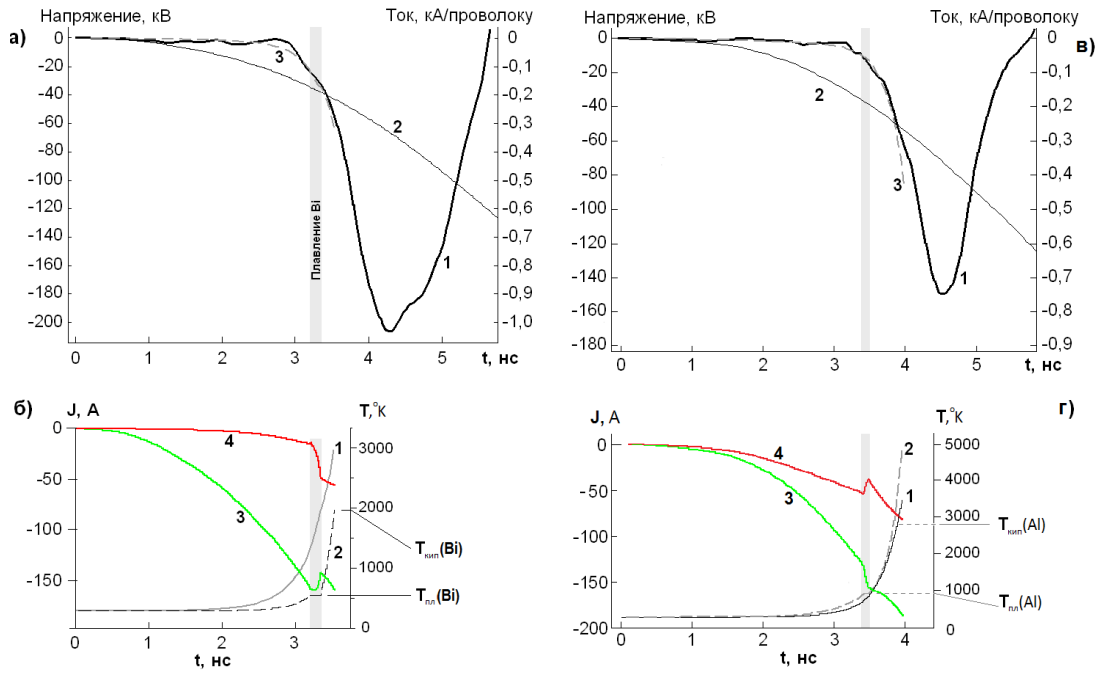


Рис.2 Электротехнические параметры на начальной стадии токовой имплозии сборок из вольфрамовых проволок с напылением 1.0 мкм висмута (2а) и 0.3 мкм алюминия (2в): 1 – омическое напряжение; 2 – ток; 3 – расчетное напряжение. На рис.2б и 2г показаны расчетные временные зависимости температур (обозначены 1 и 2) и токов (обозначены 3 и 4) проволоки и покрытия соответственно

Экспериментальные результаты, а также данные, полученные на их основе расчетным путем, показаны на рис.1-2. Характерная картина наблюдается для каждого полученного профиля омического напряжения: вначале – рост, вызванный повышением сопротивления нагрузки вследствие нагрева, а затем – быстрый спад, обусловленный появлением плазменной короны с малым сопротивлением, шунтирующей ток.

Измерения тока и напряжения на проволоках на начальной стадии токового сжатия позволяют определить величину вложенной в них энергии до пробоя. Оценка среднего значения энергии E_d , вложенной в проволоку (волокно), была произведена путем интегрирования электрической мощности $J(t) \cdot U_R(t)$ до момента, когда напряжение на нагрузке падает вдвое по отношению к своему максимальному значению.

Оценки энерговклада в проволочные и волоконные лайнеры с напылением вместе с соответствующей данному эксперименту средней скоростью нарастания тока приведены в таблице 1. Там же для сравнения приведена оценка энерговклада в вольфрамовые проволоки без напыления, полученная в работе [7].

Таблица 1. Энерговклад в проволочные и волоконные лайнеры

Проволока/волокно	$\langle dJ/dt \rangle$, А/нс	Общий энерговклад, мДж	Энерговклад в проволоку, эВ/атом	Энерговклад в покрытие, эВ/атом
W Ø6 мкм [7]	~100	52.5	11.2	-
к.в. Ø25 мкм + нап. Вi Δ≈0.3 мкм	~60	30.1	-	23.3
к.в. Ø25 мкм + нап. Al Δ≈0.1 мкм	~20	15.5	-	13.7
W Ø6 мкм + нап. Вi Δ≈1.0 мкм	~100	96.8	24.7	10.6
W Ø6 мкм + нап. Al Δ≈0.1 мкм	~100	49	7.8	13.6

На капроновых лайнерах с напыленным на поверхность висмутом величина вложенной энергии оказалась почти в два раза выше, чем на сборках с аналогичной основой, но с покрытием из алюминия (13.7 эВ/атом и 23.3 эВ/атом, соответственно). А применение висмутового покрытия в экспериментах с вольфрамовыми нагрузками позволило более чем в 2 раза повысить энерговклад по сравнению с такими же нагрузками без напыления. Напротив, наличие напыленного слоя алюминия на вольфрамовых проволоках привело к некоторому понижению энерговклада в них.

Таким образом, результатами данной работы показана возможность управления энерговкладом в проволочные и волоконные лайнерные нагрузки с помощью предварительного напыления металлического покрытия с нужными параметрами (напыляемый материал, масса напыления).

Литература:

1. Альбиков З.А., Велихов Е.П., Веретенников А.И. и др. // Атомная энергия, 1990, Т.68, №1, с. 26.
2. Александров В.В., Волков Г.С., Грабовский Е.В. и др. // Физика плазмы, 2012, Т.38, №4, с.345.
3. Александров В.В., Митрофанов К.Н., Грицук А.Н. и др. // Физика плазмы, 2013, Т.39, №10, с.905.
4. Смирнов В.П., Захаров С.В., Грабовский Е.В. // Письма в ЖЭТФ, 2005, Т.81, №9, с.556.
5. Александров В.В., Браницкий А.В., Волков Г.С. и др. // Физика плазмы, 2001, Т.27, №2, с.29.
6. Волков Г.С., Грабовский Е.В., Зайцев В.И. и др. // ПТЭ, 2004, № 2, с.74.
7. Грабовский Е.В., Джангобегов В.В., Олейник Г.М. // ПТЭ, 2012, №5, с.67.
8. G.S.Sarkisov, S.E.Rosenthal, K.W.Struve // Rev. Sci. Instrum. 78, 043505 (2007).

IN-SITU АНАЛИЗ ИОННОГО СОСТАВА ЗАМАГНИЧЕННОЙ ПЛАЗМЫ

И.А. Сорокин, И.В. Визгалов

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

Анализ ионного состава и параметров плазмы встроенными диагностическими системами является важной задачей для контроля режимов горения разряда и ионного масс-спектра в течение эксперимента. Особенно остро задача стоит в имитационных плазменных установках, где отношение концентраций ионов разных сортов является критическим параметром.

В линейных плазменных симуляторах использование собственного продольного магнитного поля в качестве сепарирующего ионы фактора значительно упрощает конструкцию и эксплуатацию диагностического оборудования.

На установку PSI-2 (Юлих, Германия) установлен разработанный в МИФИ анализатор ионного состава плазмы, основанный на классической схеме масс-сепаратора Демпстера, использующий собственное магнитное поле установки. Анализатор представляет собой комбинированный прибор и имеет дополнительное оборудование для контроля параметров плазмы разряда (одиночный зонд Ленгмюра), величины магнитного поля в области масс-анализа (датчик Холла) и температуры корпуса анализатора (термопара). Схема измерительной головки анализатора представлена на рисунке 1.

Ионы попадают на входную щель анализатора непосредственно из периферии плазменного столба и ускоряются между входной щелью и внутренним сегментом. В качестве источника напряжения развертки использовался блок высокого напряжения HiTek Power Series PSM 10/502N. Далее ионы испытывают полукруговую фокусировку в собственном однородном магнитном поле установки в области коллекторных сборок, где ток ионов регистрируется с помощью нано-амперметра Keithley 6485. Также из-за отрицательного значения потенциала плазмы в области масс-анализа было

необходимо использовать дополнительный сильноточный источник напряжения для создания дополнительного напряжения смещения.

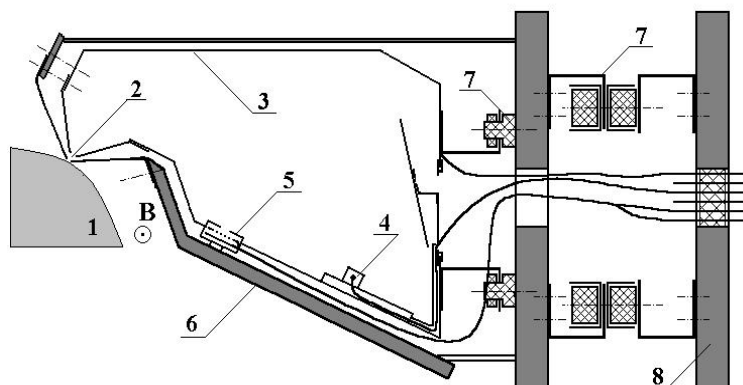


Рисунок 1 - Схема измерительной головки масс-анализатора. 1 – плазменный столб, 2 – ускоряющий промежуток, 3 – дисперсионный сегмент, 4 – коллектор в виде проволоки, 5 – низковольтный коллимированный коллектор, 6 – корпус головки, 7 – держатели с керамическими изоляторами, 8 – фланец плазменной установки.

Первые измерения масс-спектра дейтериевой плазмы разряда на PSI-2 показали, что уровень сигнала тока вторично-эмиссионных электронов превышает полезный сигнал ионов дейтерия в несколько раз. В свою очередь, на установке ПР-2 (НИЯУ МИФИ) такой эффект не наблюдается из-за более сильного магнитного поля в области масс анализа (магнитный антидинаatronный эффект). Для устранения этого эффекта была изменена конструкция коллекторной сборки. Увеличено расстояние между входной щелью сборки и коллектором. Таким образом, было достигнуто значительное подавление сигнала вторичных электронов. Результаты представлены на рисунке 2.

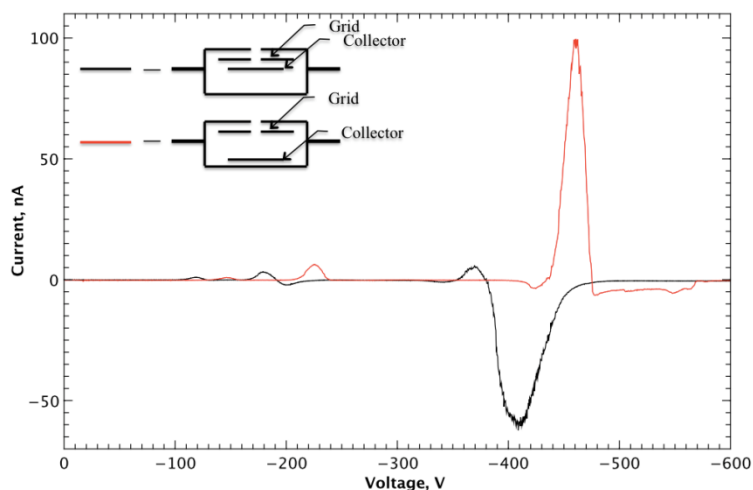


Рисунок 2 - Ионный спектр дейтериевой плазмы. Черная – первые эксперименты; красная – расстояние между коллектором и сеткой увеличено в два раза (с 2 мм до 4 мм)

Внешний корпус анализатора электрически изолирован. Это позволяет прикладывать к корпусу напряжение смещения с помощью внешнего сильноточного источника питания. Влияние потенциала корпуса анализатора на масс-спектры аргонной плазмы представлено на рисунке 4. Черная кривая соответствует измерению ионного спектра с заземленным внешним корпусом в режиме с отрицательным потенциалом плазмы. Результаты показывают, что для адекватного измерения ионных спектров необходим параллельный контроль параметров плазмы с помощью встроенного зонда Ленгмюра в области масс-анализа.

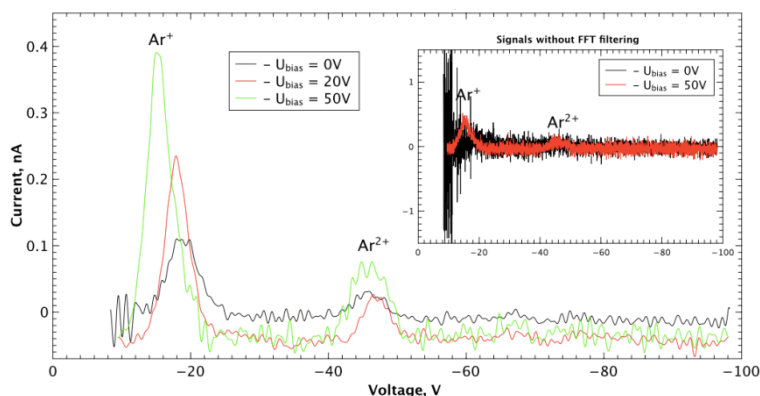


Рисунок 4 – Влияние потенциала корпуса анализатора на масс-спектр аргонной плазмы.

На рисунке 5 представлены ионные спектры аргонной плазмы для реальных экспериментов по эрозии материалов при поверхностно-плазменном взаимодействии. Также на рисунке указаны оценочные значения отношений

потоков разных сортов ионов в различных режимах разряда. Полученные данные показывают, что в некоторых режимах горения разряда потоки ионов Ar^{2+} и Ar^+ на поверхность помещенного в плазму образца сравнимы друг с другом. Это необходимо учитывать при анализе и описании эрозионных процессов в эксперименте.

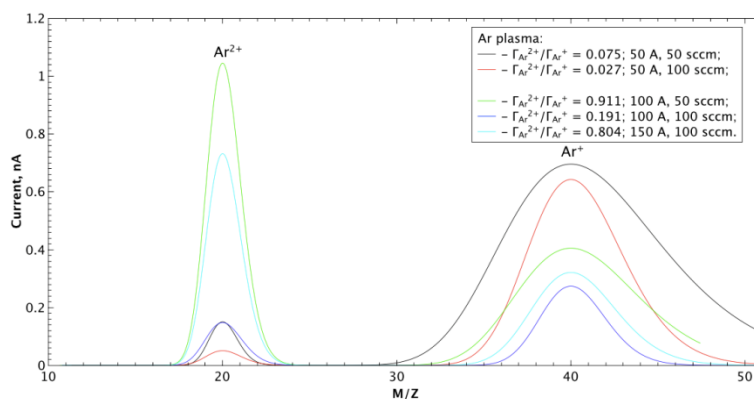


Рисунок 5 – Масс спектр аргонной плазмы. Приведены оценочные значения отношений потоков разных сортов ионов в разных режимах разряда.

В дальнейшем планируется модернизация анализатора, направленная на улучшение параметров детектирования, абсолютную калибровку и увеличение функциональных возможностей прибора.

Параллельно с описанными исследованиями на установке ПР-2 (НИЯУ МИФИ) проводятся работы по разработке и испытанию методик увеличения разрешающей способности статических масс-спектрометрических приборов, а также разрабатывается проект динамического импульсного масс-спектрометра для детектирования тяжелых ионов распыляемых материалов в линейных плазменных симуляторах с продольным магнитным полем.

Работа частично поддержана грантом НШ-5084.2014.2 Президента РФ для государственной поддержки ведущих научных школ РФ.

МЕТОД СИНТЕЗА ЧАСТИЦ МИКРО И НАНО РАЗМЕРОВ В МИКРОВОЛНОВОМ РАЗРЯДЕ, ИНИЦИИРУЕМОМ ИЗЛУЧЕНИЕМ ГИРОТРОНА

Г.М. Батанов¹, В.Д. Борзосеков¹, Л.Д. Исхакова², Л.В. Колик¹, Е.М. Кончечков^{1,3},
А.А. Летунов¹, Д.В. Малахов^{1,3,4}, Ф.О. Милович², Е.Д. Образцова¹,
Е.А. Образцова^{1,5}, А.Е. Петров^{1,3}, И.Г. Рябикина⁶, К.А. Сарксян¹,
Н.Н. Скворцова^{1,7}, В.Д. Степахин^{1,3}, Н.К. Харчев¹

^{1.} *Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН*

^{2.} *Научный центр волоконной оптики РАН*

^{3.} *РНИМУ им. Н.И. Пирогова*

^{4.} *МГТУ им. Н.Э. Баумана*

^{5.} *Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС»*

^{6.} *МГТУ МИРЭА*

^{7.} *Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»*

В настоящей работе представляется новый подход к синтезу веществ микро и нано размеров в неравновесных условиях микроволнового разряда в порошках металл-диэлектрик, генерируемых миллиметровым излучением мощного гиротрона. В связи с этим разработан синтез частиц со сложной структурой в разрядах, инициируемых излучением гиротрона в таких порошках. Для экспериментов был создан оригинальный плазмохимический реактор, в котором реализован режим разряда с фазой инициации реакций высокотемпературного синтеза на порядок и более превышающей длительность импульса гиротрона. В неравновесных условиях такого разряда инициировались экзотермические химические и плазмохимические реакции, происходил синтез веществ. На стенках реактора и на пылевых частицах в объеме реактора происходит закалка синтезированных веществ. Метод синтеза был апробирован для разрядов, инициируемых гиротроном в различных порошках металл-диэлектрик: титан-бор, молибден-бор, титан-кремний-нитрид бора, молибден-нитрид бора, вольфрам-молибден-бор, магний-карбид бора и других составов. Среди синтезированных и идентифицированных материалов были обнаружены: столбчатые нано структуры диборида титана, микронные сферолиты борида молибдена и диборида титана, сферолиты металлов, неоднородных структур гексагонального нитрида бора размером в десятки и сотни нанометров.

О ВОЗМОЖНОСТИ ДИАГНОСТИКИ МИКРОТЕЧЕЙ ВОДЫ С ПОМОЩЬЮ АВТОКОЛЕБАТЕЛЬНОГО РАЗРЯДА

Сорокин И.А., Визгалов И.В., Гуторов К.М., Подоляко Ф.С.

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

Ранняя диагностика и локализация микротечей системы охлаждения ТЯУ является важной задачей для обеспечения безопасности и длительного срока службы установок. На данный момент не предложено удовлетворительной методики, обеспечивающей мгновенное обнаружение и дальнейшую локализацию протечки системы охлаждения. Спектроскопические методы, основанные на обнаружении линий излучения гидроксила в плазме, не дают необходимой скорости реакции, а нижний предел детектирования величины потока паров воды превышает требования ИТЭР (10^{16} молекул/с) более чем на порядок. Существуют также спектроскопические методы с использованием маркера, однако такой метод имеет ряд недостатков, связанных с высокой стоимостью маркеров и необходимостью серьезной обработки стенки вакуумной камеры после каждого аварийного случая или тестового запуска системы диагностики из-за взаимодействия маркера со стенкой [1].

Во время горения разряда на поверхности электрода, обращенной к плазме, одновременно идут процессы окисления за счет наличия кислорода или кислородосодержащих молекул в остаточном газе и распыления оксидной диэлектрической пленки. Наличие такой пленки на контактной поверхности электрода приводит к значительному увеличению эффективного коэффициента вторичной электрон-электронной эмиссии как за счет повышенного коэффициента вторичной эмиссии диэлектриков, так и за счет полевого усиления туннельным током электронов сквозь пленку. Вольтамперная характеристика (ВАХ) такого электрода приобретает N-образную форму с областью отрицательного дифференциального сопротивления (ОДС).

Описываемый метод обнаружения кислородосодержащих соединений основан на детектировании перехода пучково-плазменного разряда (ППР) в автоколебательный режим (АКР) горения, обусловленный смещением баланса между окислением поверхности электрода и распылением оксидной пленки.

АКР ППР достигается при наличии тонкой (10 - 50 нм) диэлектрической пленки на коллекторе электронного пучка при подаче на него напряжения, соответствующего области ОДС ВАХ [2]. Рабочая точка в таком случае является неустойчивой, что приводит к возникновению колебаний в цепи питания электрода. В случае настройки равновесия в переходной области между стравливанием и ростом пленки, когда колебательного режима еще нет, система будет очень чувствительна к добавке малого количества кислорода, сдвигающей равновесие в область роста пленки и инициирующей генерацию колебаний.

Исследования проводились на открытой адиабатической ловушке типа «пробкотрон» ПР-2 (НИЯУ МИФИ) с продольным магнитным полем величиной до 0,5 Тл. На установке реализуется ППР, инициируемый мощной электронной пушкой с прямонакальным катодом. Рабочий газ в описываемых экспериментах – аргон, остаточное давление газа в камере – 10^{-3} Па, рабочее давление – 10^{-2} – 1 Па. Параметры получаемой плазмы в ПР-2: плотность – до 10^{13} см⁻³, электронная температура 5 – 25 эВ. На установке доступны следующие средства диагностики плазмы: зонды Ленгмюра, оптическая спектроскопия, статический масс-анализатор ионного состава плазмы и квадрупольный спектрометр. Схема установки представлена на рисунке 1.

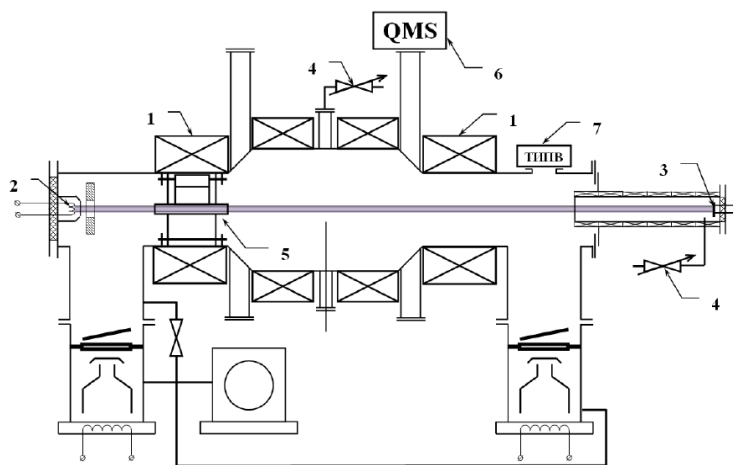


Рисунок 1 - Схема установки ПР-2: 1 - катушки магнитного поля, 2 - электронная пушка, 3 - коллектор электронного пучка, 4 - система газонапуска, 5 - статический масс-анализатор, 6 - квадрупольный масс-спектрометр, 7 - калиброванный термохимический источник паров воды.

В качестве источника паров воды использовался калиброванный термохимический источник (ТХИПВ) [1, 3] с тонкой регулировкой потока паров

воды в камеру установки в пределах от 10^{12} молекул/с до 10^{22} молекул/с. Моделировалась течь системы охлаждения с потоком паров воды величиной до 10^{17} молекул/с, что соответствует требованиям ИТЭР для обнаружения микротечей из трещин охлаждающего контура первой стенки. Поток паров воды поступал непосредственно в вакуумную камеру.

Эквивалентная электрическая схема для обнаружения перехода ППР в АКР представлена на рисунке 2.

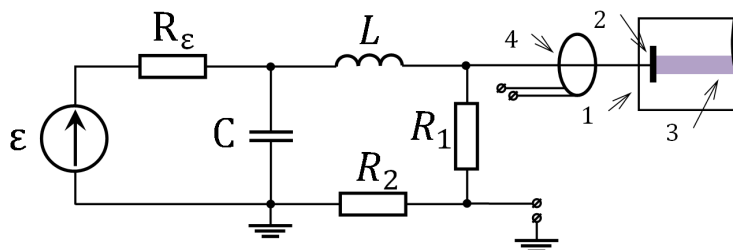


Рисунок 2 - Эквивалентная электрическая схема для обнаружения перехода разряда в автоколебательный режим: 1 - вакуумная камера установки ПР-2, 2 - коллектор электронного пучка, 3 - плазма, 4 - пояс Роговского.

С помощью источника ЭДС – ϵ с внутренним сопротивлением – R_ϵ на коллектор электронного пучка подается напряжение для смещения рабочей точки в область ОДС ВАХ. C – выходная емкость источника питания, индуктивность L предназначена для изменения параметров генерируемых колебаний потенциала на контактном электроде. Для измерения напряжения на электроде и тока в цепи коллектора предусмотрены высоковольтный делитель (R_1 и R_2) и пояс Роговского соответственно. Также использовался обзорный оптический спектрометр AvaSpec-2048x14 для регистрации спектра свечения плазмы.

Рабочая точка в эксперименте в области ОДС ВАХ алюминиевого коллектора (-300 В) была подобрана в маломощном режиме горения ППР, мощность составляла 200 Вт, рабочее давление в камере – $8,4 \cdot 10^{-3}$ Па.

Спустя 48 с после включения ТХИПВ ППР переходит в АКР, при этом наблюдаются колебания потенциала коллектора и тока в измерительной цепи. Колебания потенциала электрода в момент перехода ППР в колебательный режим представлены на рисунке 3. После выключения источника паров воды автоколебания существуют еще 30 – 100 с и исчезают после очистки поверхности коллектора от оксидной пленки под действием распыления ионами аргона. Поток молекул воды, приводящий к развитию автоколебаний, составляет 10^{16} молекул/с. Включение ТХИПВ в течение

эксперимента приводит к незначительному увеличению давления в камере на уровне $\Delta P = 10^{-4}$ Па.

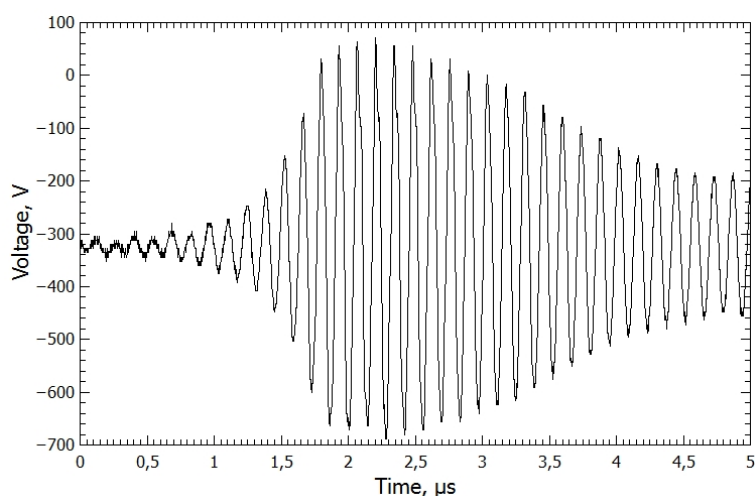


Рисунок 3 – Сигнал напряжения в цепи коллектора электронного пучка в момент перехода ППР в автоколебательный режим.

Дополнительно проводилась оптическая спектроскопия излучения плазмы. При переходе разряда в АКР наблюдается появление линий воды в спектре и значительное увеличение общей интенсивности свечения плазмы (см. рисунок 4). Появление линий Ar II свидетельствует о значительном увеличении энергосодержания плазменного шнура.

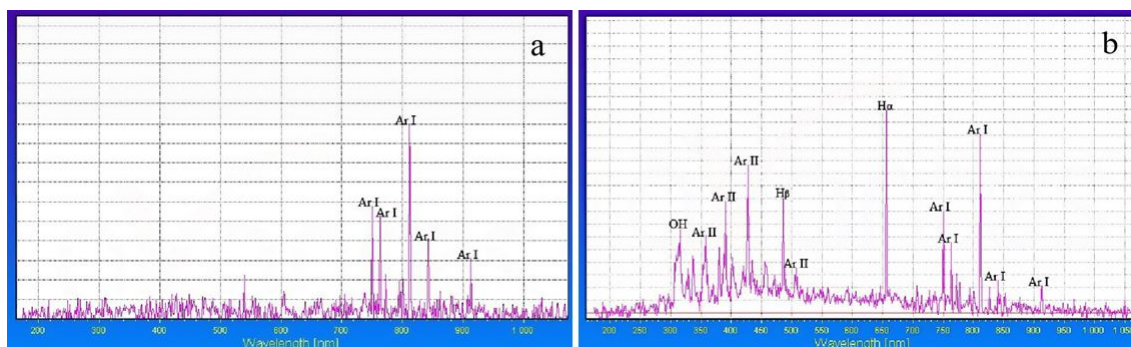


Рисунок 4 – Спектр излучения плазмы ППР. а – ППР, б – ППР в АКР.

Также экспериментально были получены колебательные режимы с электродами из вольфрама, алюминия и тантала с собственными оксидными пленками на поверхности, а также с электродом из нержавеющей стали с пленкой оксида кремния на поверхности.

Эксперименты показывают, что описанный метод регистрации колебаний может с успехом применяться для быстрой индикации появления микротечей воды системы охлаждения ТЯУ или поступления кислородосодержащих

соединений в вакуумную камеру физических установок в соответствии с требованиями ИТЭР ($< 10^{16}$ молекул/с). Переход разряда в автоколебательный режим горения сопровождается возбуждением колебаний потенциала контактного электрода и резким увеличением мощности разряда. Последнее позволяет использовать более эффективно спектроскопические методы диагностики из-за увеличения общей интенсивности излучения плазменного шнура.

Существенным требованием для применения метода является работа на газе, способном распылять или восстанавливать оксидную пленку на поверхности, только в этом случае можно подобрать рабочую точку в переходной области между удалением и ростом пленки.

Работа выполнена за счет средств гранта РФФИ №14-12-00784.

Литература

1. Voronov, G.S., Berezhetskii, M.S., Bondar, Y.F. et.al, Plasma Physics Reports, Volume 39, Issue 4, April 2013, Pages 277-288 (2013);
2. Gutorov, K.M., Vizgalov, I.V., Markina, E.A., Kurnaev, V.A., Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics, Volume 74, Issue 2, February 2010, Pages 188-191 (2010);
3. Kurnaev, V., Afonin, O., Antipenkov et.al., Fusion Engineering and Design, Volume 88, Issue 6-8, 2013, Pages 1414-1417 (2013).

ADVANCED PROBES FOR BOUNDARY PLASMA DIAGNOSIS IN FUSION DEVICES

Guido Van Oost

Department of Applied Physics, Ghent University
St.Pietersnieuwstraat 41, B-9000 Gent, Belgium
guido.vanoost@ugent.be

A thorough understanding of the processes occurring in the plasma boundary is necessary for the optimization and confident up-scaling of today's results to future plasma machines and finally to a fusion reactor. In contrast to the core plasma of a tokamak, axisymmetry does not exist for the boundary plasma which has a complex structure. Furthermore, due to the sometimes limited reproducibility of specific discharge conditions, it is necessary to measure simultaneously the (radial profile of) plasma parameters. Hence, there is an ongoing effort regarding plasma diagnostics which is essential to improve our understanding of the boundary of magnetic confinement devices.

Probe measurements (one of the earliest approaches in plasma diagnostics) complement spectroscopy by providing detailed profiles of local plasma parameters, as well as quantities like electric fields in the edge plasma which are difficult to determine spectroscopically, and the role of which in plasma confinement and exhaust is now widely recognized. Furthermore, electrostatic turbulence-driven transport, which is generally believed to be the origin of anomalous edge particle transport in tokamaks, can only be fully evaluated with probes.

Probe techniques for plasma edge diagnostics in magnetic confinement devices can be broadly divided into two categories: electrical (active) and surface collection (passive) methods. With electrical probes real time measurements are obtained as electrical currents drawn from the plasma. The difficulty with direct plasma particle flux measurements is mainly in the understanding of the local perturbation of the plasma by the probe and of the relation of the local plasma parameters to the unperturbed plasma far from the probe. With collector probes, on the other hand, the deposition of impurities on a collecting target or the implantation of particles within a surface are studied after exposure of the material to one or a number of discharges.

Different construction schemes are used to cope with the thermal load: (fast) moving probes, heat sink probes in good thermal contact with a big (cooled) heat sink; and flush mounted probes (in material surfaces which are exposed to the plasma at grazing incidence). The construction has to be compatible with the experimental demands; there is no optimal probe design suitable for every purpose.

The probe diagnosis of boundary plasmas will be illustrated, taking example by advanced electrical probes developed on the tokamaks CASTOR and COMPASS at IPP.CR in Prague, and TEXTOR at Forschungszentrum Jülich to measure plasma flows, T_e and T_i , and the plasma potential Φ_p .

СОДЕРЖАНИЕ

А.Н. Чумаков, Н.А. Босак, А.В. Панина

УПРАВЛЕНИЕ ПАРАМЕТРАМИ ПЛАЗМЫ И
ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬЮ СПЕКТРАЛЬНОГО АНАЛИЗА ПРИ
БИХРОМАТИЧЕСКОМ ЛАЗЕРНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ НА
МАТЕРИАЛЫ В ГАЗАХ 4

И.С. Никончук, А.Н. Чумаков

ДИАГНОСТИКА ИМПУЛЬСНОЙ ПЛАЗМЫ С УЧЕТОМ
РЕАБСОРБЦИИ НА ОСНОВЕ ЦИФРОВОЙ ВИДЕОКАМЕРЫ 8

В.К. Гончаров, К.В. Козадаев, Е.П. Микитчук, А.Г. Новиков

КОМПЛЕКСНАЯ ОПТИЧЕСКАЯ ДИАГНОСТИКА
ЛАЗЕРНОИНДУЦИРОВАННЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ОБРАЗОВАНИЙ 12

В. В. Александров, Е. В. Грабовский, А. Н. Грицук, И.Г.

Малютин, К. Н. Митрофанов, Г. М. Олейник
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРОВ
ИЗЛУЧЕНИЯ Z-ПИНЧА НА УСТАНОВКЕ АНГАРА-5-1 16

**Л.А. Душина, Д.С. Корниенко, А.Г. Кравченко, В.П. Лазарчук,
Д.Н. Литвин, В.В. Мисько, А.Н. Рукавишников, А.В. Сенник, К.В.
Стародубцев, В.М. Тараканов, А.Е. Чаунин**

МНОГОКАДРОВЫЙ ОПТИЧЕСКИЙ ФОТОХРОНОГРАФ
МИКРОСЕКУНДНОГО ДИАПАЗОНА СЭР-7 И МЕТОДИКИ
РЕГИСТРАЦИИ БЫСТРОПРОТЕКАЮЩИХ ПРОЦЕССОВ НА ЕГО
ОСНОВЕ 20

**Д.С. Корниенко, А.Г. Кравченко, Д.Н. Литвин, В.В. Мисько, А.Н.
Рукавишников, А.В. Сенник, К.В. Стародубцев, В.М. Тараканов,
А.Е. Чаунин**

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ ВРЕМЕНИ ПЕРЕНОСА
РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ЗАМКНУТЫХ ПОЛОСТЯХ И В
РЕЖИМЕ ТЕПЛОВОГО ПРОБОЯ 22

Н.М. Ромашкина, А.Н. Мунтян, С.И. Петров, С.С. Таран

АНАЛИЗ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ ИЗ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ
МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЫ И ПЛАЗЫ УТС 24

Л.И. Огнев, В.С. Лисица

К ПРОБЛЕМЕ РЕГИСТРАЦИИ СПЕКТРОВ ПРИСТЕНОЧНОЙ
ПЛАЗМЫ НА ФОНЕ МОЩНОГО ОТРАЖЕННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
ДИВЕРТОРА 26

М.Ю. Пустыльник, А.В. Ивлев, Н. Садегхи, Р. Хайдемманн, С. Митич, Х.М. Томас, Г.Е. Морфилл ОПТОГАЛЬВАНИЧЕСКОЕ УПРАВЛЕНИЕ НЕУСТОЙЧИВОСТЯМИ В ПЫЛЕВОЙ ПЛАЗМЕ	30
В.С. Неверов, А.Б. Кукушкин, А.Г. Алексеев МЕТОД ИНТЕРПРЕТАЦИИ БАЛЬМЕР-АЛЬФА СПЕКТРОСКОПИИ ВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ ДЛЯ ПРИСТЕНОЧНОЙ ПЛАЗМЫ ТОКАМАКА С УЧЕТОМ РАССЕЯННОГО ДИВЕРТОРНОГО СВЕТА	34
Е.О. Баронова, А.М. Степаненко КАЛИБРОВОЧНЫЙ ИСТОЧНИК НА ОСНОВЕ КАПИЛЛЯРНОГО РАЗРЯДА	38
Ю.М. Климачев ДИАГНОСТИКА НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ С ПОМОЩЬЮ ИЗЛУЧЕНИЯ СО ЛАЗЕРА (5,0-7,5 МКМ)	42
Г.Ф. Авдеева, И.В.Мирошников CXRS ИЗМЕРЕНИЯ ИОННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ В NBI РАЗРЯДАХ СФЕРИЧЕСКОГО ТОКАМАКА ГЛОБУС-М	49
В.М. Трухин, Д.В. Рыжаков, Е.А. Шестаков ЦИФРОВАЯ ОБРАБОТКА СИГНАЛОВ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ДЕТЕКТОРА	53
М.М. Харьков, А.В. Казиев, Г.В. Ходаченко ОПТИЧЕСКАЯ РЕГИСТРАЦИЯ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ СТРУКТУРЫ ИМПУЛЬСНОГО МАГНЕТРОННОГО РАЗРЯДА	55
А.А. Айрапетов, Л.Б. Беграмбеков, А.В. Грунин, А.Е. Евсин, А.С. Каплевский МАТЕРИАЛОВЕДЧЕСКИЙ ЗОНД ДЛЯ ТОКАМАКА WEST	59
Д.В. Малахов, Н.Н. Скворцова, Д.Г. Васильков, В.А. Смирнов, Б.А. Тедтоев, А.К. Горшенин, А.Д. Черноусов ПРОГРАММНО-АППАРАТНЫЕ МЕТОДЫ СБОРА ДАННЫХ В ПЛАЗМЕННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ (НА ПРИМЕРЕ СОЗДАНИЯ НОВОГО КОМПЛЕКСА ДЛЯ СТЕЛЛАТОРА Л-2М)	60
Д.Г. Васильков, С.А. Маслов, Ю.В. Хольнов, Н.Н. Скворцова ВЕЙВЛЕТ-АНАЛИЗ ПАРАМЕТРОВ ФЛУКТУАЦИЙ КРАЕВОЙ ПЛАЗМЫ В СТЕЛЛАТОРЕ Л-2М.	62

Н.Н. Скворцова, Д.В. Малахов, А.А. Харчевский, А.Ю. Чирков, В.Ю. Королев, А.К. Горшенин ИССЛЕДОВАНИЕ ГРАДИЕНТНЫХ НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ В ПЛАЗМЕ СТЕЛЛАРАТОРА Л-2М МЕТОДОМ ДОППЛЕРОВСКОЙ РЕФЛЕКТОМЕТРИИ.	64
С.Ю. Донецкий, Д.В. Сарычев ПРИМЕНЕНИЕ ДЕТЕКТОРОВ РАДИАЦИОННЫХ ПОТЕРЬ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ РЕЖИМОВ С РАЗЛИЧНЫМ УДЕРЖАНИЕМ ПРИМЕСЕЙ НА ТОКАМАКЕ T-10	66
Е.Д. Вовченко, К.И. Козловский, А.Е. Шиканов МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ УСКОРЕНИЯ ИОНОВ, ИЗВЛЕКАЕМЫХ ИЗ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ В ДИОДЕ С МАГНИТНОЙ ИЗОЛЯЦИЕЙ ЭЛЕКТРОНОВ	70
Чижов П.А., Букин В.В., Гарнов С.В. ДИАГНОСТИКА ПЛАЗМЕННОГО КАНАЛА ФЕМТОСЕКУНДНОГО ФИЛАМЕНТА МЕТОДОМ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ	74
Г.В. Крашевская, Ю.А. Лебедев, М.А. Гоголева ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ЭЛЕКТРОННОЙ КОМПОНЕНТЫ АЗОТНОЙ ПЛАЗМЫ ЭЛЕКТРОДНОГО МИКРОВОЛНОВОГО РАЗРЯДА	79
Л.М. Василяк, С.В. Костюченко, Н.Н. Кудрявцев, В.А. Левченко, Ю.Е. Шунков ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕНЕРАЦИИ УФ ИЗЛУЧЕНИЯ ГАЗОРАЗРЯДНЫМИ ЛАМПАМИ НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ ПРИ ДАВЛЕНИИ БУФЕРНОГО ГАЗА МЕНЕЕ 1 ТОРР	83
А.М. Зимин, В.А. Крупин, В.И. Тройнов, Л.А. Ключников РЕГИСТРАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ МОЛЕКУЛ ДЕЙТЕРИЯ В ТОКАМАКЕ T-10	85
Д.Б. Золотухин, В.А. Бурдовицин ПАРАМЕТРЫ ПУЧКОВОЙ ПЛАЗМЫ В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПОЛОСТИ В ФОРВАКУУМНОЙ ОБЛАСТИ ДАВЛЕНИЙ	89
Е.А. Мещерякова, М.С. Зибров, Г.В. Ходаченко ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ИНДУКЦИОННОГО РАЗРЯДА	93

Д.В. Янин, А.Г. Галка, А.В. Костров, А.И. Смирнов, А.В. Стриковский РЕЗОНАНСНАЯ БЛИЖНЕПОЛЬНАЯ СВЧ-ДИАГНОСТИКА ПЛАЗМЫ И ДРУГИХ МАТЕРИАЛЬНЫХ СРЕД	95
А.В. Баловнев, И.В. Визгалов, Г.Х. Салахутдинов ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ФИЛЬТРОВ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ ВТОРИЧНОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ В АВТОКОЛЕБАТЕЛЬНОМ РЕЖИМЕ ПУЧКОВО-ПЛАЗМЕННОГО РАЗРЯДА	99
Р.А. Сыроватка, В.И. Владимиров, Л.В. Депутатова, Д.С. Лапицкий, В.Я. Печеркин ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ОДИНОЧНОЙ МАКРОЧАСТИЦЫ В ЛИНЕЙНОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОЙ ЛОВУШКЕ	103
И.Ю. Скобелев, А.Я. Фаенов, Т.А. Пикуз, Н.М. Нагорский, С.А. Пикуз РЕНТГЕНСПЕКТРАЛЬНАЯ ДИАГНОСТИКА ЛАЗЕРНО-КЛАСТЕРНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ	107
С.А. Пикуз И.Ю. Скобелев, А.Я. Фаенов, Т.А. Пикуз, Н.М. Нагорский, М.А. Алхимова РЕНТГЕНОВСКАЯ ИЗОБРАЖАЮЩАЯ И СПЕКТРОСКОПИЧЕСКАЯ ДИАГНОСТИКА В ИССЛЕДОВАНИЯХ ВЕЩЕСТВА С ВЫСОКОЙ ПЛОТНОСТЬЮ ЭНЕРГИИ.	108
Нургалиев М.Р., Крупин В.А., Ключников Л.А., Коробов К.В., Немец А.Р., Горбунов А.В., Тройнов В.И., Фомин Ф.В., Деньщиков Д.С. ИЗМЕРЕНИЕ ПРОФИЛЕЙ КОНЦЕНТРАЦИИ ЯДЕР ПРИМЕСЕЙ С ПОМОЩЬЮ МОДЕРНИЗИРОВАННОЙ CXRS ДИАГНОСТИКИ НА ТОКАМАКЕ T-10	109
Д.Л. Кирко, А.С. Савелов ФОРМИРОВАНИЕ ПЛАЗМЫ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ ПРИ РАЗРЯДЕ В ЭЛЕКТРОЛИТЕ	113
Г.М. Асадулин, И.С. Бельбас, А.В. Горшков РАЗРАБОТКА ТАНГЕНЦИАЛЬНОЙ СИСТЕМЫ ДИАГНОСТИКИ ТОМСОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ ДЛЯ УСТАНОВКИ T-15	116
А.Н. Долгов, В.Г. Марков, И.А. Каньшин, Д.Е. Прохорович, А.Г. Садилкин, И.В. Визгалов, В.И. Ращиков, Н.В. Мамедов, Д.В. Колодко ДИАГНОСТИЧЕСКИЙ КОМПЛЕКС, ПРЕДНАЗНАЧЕННЫЙ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ДИНАМИКИ КОРПУСКУЛЯРНЫХ ПОТОКОВ В ИОННО-ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ НЕЙТРОННОЙ ТРУБКИ	117

В.А. Урусов ВОССТАНОВЛЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ ПРИ УСЛОВИИ ЗАВИСИМОСТИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ОТ УГЛОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НА ВХОДЕ В ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИЙ СПЕКТРОМЕТР	121
Э.И. Додулад, В.А. Костюшин, А.С. Савёлов ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПЛОТНОСТИ ПЛАЗМЫ, ЭМИТИРУЕМОЙ МИКРОПИНЧЕВЫМ РАЗРЯДОМ, С ПОМОЩЬЮ КОМПЛЕКСНОЙ КОРПУСКУЛЯРНОЙ ДИАГНОСТИКИ	125
С.В. Серов, С.Н. Тугаринов, М. von Hellermann, Л.А. Ключников, В.А. Крупин МОДЕЛИРОВАНИЕ И ОБРАБОТКА СПЕКТРОВ АКТИВНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ УСТАНОВКИ Т-10	129
Л.А. Ключников, Н.Н. Науменко, В.А. Крупин, В.И. Тройнов, К.В. Коробов., С.Н. Тугаринов, А.Р. Немец, Ф. В. Фомин, М.Р. Нургалиев, Д.С. Деньщиков МОДЕРНИЗИРОВАННАЯ CXRS ДИАГНОСТИКА ТОКАМАКА Т-10. ИЗМЕРЕНИЯ ПРОФИЛЕЙ ИОННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ	131
В.А. Токарев, Н.А. Хромов ИССЛЕДОВАНИЕ ПРИСТЕНОЧНОЙ ПЛАЗМЫ С ПОМОЩЬЮ ПОДВИЖНОГО ЛЕНГМЮРОВСКОГО ЗОНДА НА ТОКАМАКЕ ГЛОБУС-М	135
Н.А. Мустафин, А.В. Сушков ПРИМЕНЕНИЕ МНОГОПРОВОЛОЧНОГО ПРОПОРЦИОНАЛЬНОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ДЕТЕКТОРА В ЭКСПЕРИМЕНТАХ НА ТОКАМАКЕ Т-10	139
Д.С. Лапицкий ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЗАРЯДА МИКРОЧАСТИЦ С ПОМОЩЬЮ ЛИНЕЙНОЙ ЛОВУШКИ ПАУЛЯ С ТОРЦЕВЫМ ЭЛЕКТРОДОМ	140
В.В. Вихрев, С.В. Суслин ИССЛЕДОВАНИЕ ПОТОКОВ ЭНЕРГИИ И ВЕЩЕСТВА В УСТАНОВКАХ С ПЛАЗМЕННЫМ ФОКУСОМ	144
Б. Чектыбаев, Г. Шаповалов СИСТЕМА ВИЗУАЛИЗАЦИИ ПЛАЗМЕННОГО ШНУРА ТОКАМАКА КТМ. ДИЗАЙН И ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ	147
О.А. Башутин, А.С. Савелов СПЕКТРО-ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПУЧКОВ НЕТЕПЛОВЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В ВАКУУМНОМ ИСКРОВОМ РАЗРЯДЕ	148

О.Б. Ананьин, Г.С. Богданов, И.А.Герасимов, А.П. Кузнецов, А.П. Мелехов, В. Пирог ПРИМЕНЕНИЕ ТОНКОГО ПЛАЗМЕННОГО СЛОЯ ДЛЯ СГЛАЖИВАНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ СТРУКТУРЫ МОЩНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ	151
Н.В. Мамедов, Д.Н. Синельников, Д.В. Колодко, Н.А. Соловьев, А.И. Калининков, В.А. Курнаев, О.Л. Вайсберг, А.Ю. Шестаков, Д.А. Моисеенко, Р.Н. Журавлев ЛАБОРАТОРНЫЕ ИСПЫТАНИЯ КОНВЕРТЕРА НЕЙТРАЛЬНЫХ ЧАСТИЦ ПРИБОРА «АРИЕС-Л»	155
М.А. Алхимова, О.Б. Ананьин, Г.С. Богданов, Е.Д. Вовченко, А.П. Мелехов, Р.Ш. Рамакоти, А.С. Савелов ИСТОЧНИК РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ НА ОСНОВЕ ВАКУУМНОГО РАЗРЯДА С ЛАЗЕРНЫМ ПОДЖИГОМ	159
О. Б. Ананьин, О.А. Башутин, Г.С. Богданов, Е.Д. Вовченко, И.А. Герасимов, Я.М. Двоглазов, А.П. Мелехов, А.С. Савелов, И.Ф. Раевский, Е.Д. Филиппов ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКАЯ СИСТЕМА ДЛЯ ВИЗУАЛИЗАЦИИ БЫСТРОПРОТЕКАЮЩИХ ПРОЦЕССОВ С ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМОЙ	164
Л.Н. Вячеславов, А.А. Касатов, А.С. Аракчеев, И.А. Иванов, А.А. Шошин, А.В. Бурдаков, И.В. Кандауров, В.В. Куркучеков, К.И. Меклер, Д.Е. Гавриленко, А.Ф. Ровенских и Ю.А. Трунев НАБЛЮДЕНИЕ ЭРОЗИИ МЕТАЛЛОВ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ НАГРЕВА ИМПУЛЬСНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ БОЛЬШОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ	167
Е.В. Грабовский, В.В. Джангобегов, Г.М. Олейник ИССЛЕДОВАНИЕ НАЧАЛЬНОЙ СТАДИИ ИМПЛОЗИИ ПРОВОЛОЧНЫХ И ВОЛОКОННЫХ ЛАЙНЕРОВ НА УСТАНОВКЕ АНГАРА-5-1	169
И.А. Сорокин, И.В. Визгалов IN-SITU АНАЛИЗ ИОННОГО СОСТАВА ЗАМАГНИЧЕННОЙ ПЛАЗМЫ	173
Е.М. Кончеков и др МЕТОД СИНТЕЗА ЧАСТИЦ МИКРО И НАНО РАЗМЕРОВ В МИКРОВОЛНОВОМ РАЗРЯДЕ, ИНИЦИИРУЕМОМ ИЗЛУЧЕНИЕМ ГИРОТРОНА	177
И.А. Сорокин, И.В. Визгалов, К.М. Гуторов, Ф.С. Подоляко. О ВОЗМОЖНОСТИ ДИАГНОСТИКИ МИКРОТЕЧЕЙ ВОДЫ С ПОМОЩЬЮ АВТОКОЛЕБАТЕЛЬНОГО РАЗРЯДА	178
Guido Van Oost ADVANCED PROBES FOR BOUNDARY PLASMA DIAGNOSIS IN FUSION DEVICES	183
СОДЕРЖАНИЕ	187

**МАТЕРИАЛЫ
IX КОНФЕРЕНЦИИ**

**Современные средства диагностики
плазмы и их применение**

Москва, НИЯУ МИФИ, 5-7 ноября 2014 г.

Редакционная коллегия:

В. А. Курнаев

А. С. Савёлов

Э.И. Додулад

В.А. Костюшин

Подписано в печать 31. 10. 2014

Формат 60x84 1/16

Уч.-изд.л. 12

Печ.л. 12

Тираж 120 экз.

Изд. № 014-2

Заказ

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

Типография НИЯУ МИФИ. 115409, Москва, Каширское ш., 31