
СОДЕРЖАНИЕ

Том 47, номер 7, 2021

ТОКАМАКИ

Мультимашинный скэйлинг амплитуды флуктуаций плотности от размера токамака

В. А. Вершков, Д. А. Шелухин, Г. Ф. Субботин, М. А. Булдаков, В. Г. Петров, А. А. Петров, А. Б. Алтухов, А. Д. Гурченко, Е. З. Гусаков, М. А. Ирзак

579

КОЛЕБАНИЯ И ВОЛНЫ В ПЛАЗМЕ

О крупномасштабных винтовых возмущениях в плазменном шнуре, вызванных мелкомасштабной неустойчивостью

В. В. Арсенин

590

ДИАГНОСТИКА ПЛАЗМЫ

Доплеровская спектроскопия атомарного водородно-дейтериевого пучка

П. П. Дейчули, А. В. Бруль, В. И. Давыденко, А. А. Иванов, Д. Осин, Р. Магги

596

ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛАЗМЫ

Структура импульсов нейтронного излучения на камерах плазменного фокуса с дейтерий-третиевым наполнением

Б. Д. Лемешко, Ю. В. Михайлов, И. А. Прокуратов, А. К. Дулатов, А. А. Кадыргулов

605

ДИНАМИКА ПЛАЗМЫ

Исследование собственного рентгеновского излучения плазмы мишеней, нагреваемых мощными импульсами мягкого рентгеновского излучения

В. В. Александров, М. М. Баско, А. В. Браницкий, Е. В. Грабовский, А. Н. Грицук, К. Н. Митрофанов, Г. М. Олейник, П. В. Сасоров, И. Н. Фролов

613

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ ПЛАЗМА

О влиянии фарадеевского экрана на вихревое электрическое поле в высокочастотном генераторе плазмы

Т. Д. Ахметов, А. А. Иванов, И. В. Шиховцев

651

Влияние нагрева газа на распад плазмы с гидратированными ионами после высоковольтного наносекундного разряда

М. А. Попов, Е. М. Анохин, И. В. Кочетов, А. Ю. Стариковский, Н. Л. Александров

661

Памяти Владимира Васильевича Арсенина (10.09.1938–23.03.2021)

671

УДК 533.95.537.84.7

МУЛЬТИМАШИННЫЙ СКЭЙЛИНГ АМПЛИТУДЫ ФЛУКТУАЦИЙ ПЛОТНОСТИ ОТ РАЗМЕРА ТОКАМАКА

© 2021 г. В. А. Вершков^{а,*}, Д. А. Шелухин^а, Г. Ф. Субботин^а, М. А. Булдаков^а, В. Г. Петров^б, А. А. Петров^б, А. Б. Алтухов^с, А. Д. Гурченко^с, Е. З. Гусаков^с, М. А. Ирзак^с

^а НИЦ “Курчатовский институт”, Москва, Россия

^б ГНЦ РФ “Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований”, Москва, Россия

^с ФТИ им А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

*e-mail: V.Vershkov@fc.iterru.ru

Поступила в редакцию 28.01.2021 г.

После доработки 03.03.2021 г.

Принята к публикации 06.03.2021 г.

Исследована зависимость уровня флуктуаций плотности, полученных на различных установках, от малого и большого радиусов установок. Известно, что высокий уровень флуктуаций плотности может негативно сказываться на работе диагностик, в частности рефлектометрии плазмы. Рост амплитуды флуктуаций плотности снижает качество первичных данных, увеличивая погрешности измерения профиля плотности, и, при превышении ее порогового значения, делает такие измерения невозможными. На основании данных экспериментов на установках, сильно различающихся по размерам, предложена зависимость уровня флуктуаций плотности от малого и большого радиуса токамака. Поскольку основные эксперименты проведены в круглых лимитерных токамаках в режимах с омическим нагревом, то результат экстраполяции применим, вообще говоря, к установкам большего размера аналогичной геометрии и режимам. Однако эксперименты с электронно-циклотронным нагревом в токамаке T-10 позволяют распространить зависимость также на режимы с дополнительным нагревом. Показана применимость полученной зависимости к лимитерным токамакам большего размера Tore Supra и TFTR. Обсуждается применимость полученной зависимости к установкам с диверторной конфигурацией и делается экстраполяция возможного уровня флуктуаций плотности для сооружаемого во Франции международного токамака-реактора ИТЭР.

Ключевые слова: рефлектометрия, турбулентность плазмы, радиальный профиль уровня флуктуаций

DOI: 10.31857/S0367292121070143

1. ВВЕДЕНИЕ

Известно, что процессы переноса в токамаке аномальны, т. е. они значительно превышают предсказания неоклассической теории [1]. Это связывают с турбулентностью плазмы – мелко-масштабными изменениями параметров плазмы, приводящими к локальному переносу частиц через магнитную поверхность. Одним из способов исследования и характеристики параметров турбулентности являются измерения мелко-масштабных флуктуаций плотности, реализованные на большом количестве современных термоядерных установок. Интерес к этим измерениям, в основном, определяется желанием выявить физические механизмы турбулентности. Следует также отметить, что сам по себе высокий уровень флуктуаций плотности может негативно сказываться на работе диагностик. Так, процессы рассеяния и интерференции от многократных отражений могут приводить к уменьшению, или даже

потере отраженного сигнала в рефлектометрии [2]. В настоящее время ведется разработка и изготовление компонентов рефлектометрических диагностик для измерений профиля плотности со стороны сильного [3] и слабого [4] магнитных полей для строящегося во Франции международного термоядерного экспериментального реактора (ИТЭР). Расчеты показывают, что качество данных, получаемых рефлектометрией, в значительной степени определяются уровнем флуктуаций плотности [5]. Рост амплитуды флуктуаций плотности снижает качество первичных данных, увеличивая погрешности измерения профиля плотности, и, при превышении ее порогового значения, делает такие измерения невозможными. Таким образом, для оценки точности восстановления профиля плотности в ИТЭР, необходим прогноз уровня флуктуаций плотности.

Данная работа посвящена попытке оценки уровня флуктуаций плотности с использованием существующих в настоящий момент данных, по-

лученных на различных установках. В разд. 2 приведены экспериментальные результаты измерения уровня флуктуаций плотности на трех токамаках (Т-10, Т-11 М и ФТ-2). На основе данных экспериментов на установках, сильно различающихся по размерам, предложена зависимость уровня флуктуаций плотности от малого и большого радиусов токамака. Поскольку основные эксперименты проведены в круглых лимитерных токамаках в режимах с омическим нагревом, то результат экстраполяции будет применим к установкам большего размера аналогичной геометрии и к режимам с омическим нагревом. Однако эксперименты с электронно-циклотронным нагревом на токамаке Т-10 позволяют распространить зависимость также на режимы с дополнительным нагревом. В разд. 3 показана применимость полученной зависимости к лимитерным токамакам большего размера Tore Supra и TFTR. В разд. 4 обсуждается применимость полученной зависимости к установкам с диверторной конфигурацией и делается экстраполяция возможного уровня флуктуаций плотности для сооружаемого во Франции международного экспериментального токамака реактора ИТЭР.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ПО ИЗМЕРЕНИЮ УРОВНЯ ФЛУКТУАЦИЙ ПЛОТНОСТИ

В работе представлены результаты экспериментов по измерению уровня флуктуаций плотности на трех лимитерных токамаках ФТ-2, Т-11М и Т-10. Эти установки близки по геометрии, но значительно различаются по размеру. Так, у токамака ФТ-2 большой радиус $R = 55$ см, у токамака Т-11М $R = 68$ см и у токамака Т-10 $R = 150$ см. Для сравнения выбирались омические режимы со средней плотностью около $n_e = (2-4) \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ и с фактором запаса устойчивости на границе шнура $q = 3.5-5$. Флуктуации плотности измерялись с использованием рефлектометрии. Первые аппроксимации зависимости уровня флуктуаций от малого радиуса токамака при различных параметрах разряда были получены в экспериментах на Т-10 [6]. В дальнейшем для исследования зависимости уровня флуктуаций от радиуса были проведены эксперименты на токамаке Т-11М. Они подтвердили применимость предложенной на Т-10 радиальной зависимости и позволили предположить, что уровень флуктуаций растет обратно пропорционально большому радиусу установки. С целью дополнительной проверки предложенной аппроксимации был проведен анализ ранее полученных результатов по измерению флуктуаций плотности на токамаке ФТ-2. Эти результаты также подтвердили рост уровня флуктуаций с уменьшением большого радиуса токамака.

2.1. Эксперименты на токамаке Т-10

Эксперименты проводились в Т-10 с круглым сечением шнура с большим радиусом $R = 150$ см и малым радиусом $a = 30$ см в режимах с омическим и центральным электронно-циклотронным нагревом (ЭЦН) на второй циклотронной гармонике. Плазма ограничивалась графитовым рельсовым лимитером. Профиль плотности плазмы измерялся по 16-ти вертикальным каналам, включавшим 8 хорд микроволнового ($\lambda = 0.9$ мм) и 8 хорд лазерного ($\lambda = 0.337$ мм) интерферометров.

Флуктуации плотности измерялись микроволновым гетеродинным рефлектометром в диапазоне частот 26.5–58.5 ГГц [7] с использованием отдельных антенн для излучения и приема. Алгоритм получения локальной амплитуды флуктуаций σ_n/n_e из рефлектометрических измерений в одномерном приближении был предложен в [8]. Затем он рассматривался в полноволновом приближении в [9]. В данных экспериментах использовалось модифицированное выражение, полученное для Гауссовой формы возмущений плотности [10], которое имело такую же функциональную зависимость, но несколько отличавшееся от [9] коэффициентом

$$\frac{\sigma_n}{\bar{n}_e} = \frac{\lambda_0}{4\pi K} \frac{1}{\sqrt{\Delta_r L_\epsilon}} \frac{\sigma_E}{\bar{E}},$$

где λ_0 – длина волны зондирующей волны в вакууме, Δ_r – корреляционная длина флуктуаций плотности, K – численный коэффициент порядка единицы, $L_\epsilon = (\partial\epsilon/\partial r)^{-1}$ – характерная длина спада диэлектрической проницаемости плазмы на радиусе отражения, σ_E/\bar{E} – измеряемое возмущение сигнала рефлектометра. Применимость одномерного приближения была оправдана, так как типичные флуктуации имели $k_\perp = 1.5-3 \text{ см}^{-1}$ [11], тогда как полноволновое моделирование, показывало, что рефлектометр Т-10 мог измерять флуктуации с поперечными k_\perp до 10 см^{-1} [9, 12]. Проводившиеся ранее эксперименты показывали, что радиальная корреляционная длина для осевого типа флуктуаций (“broadband”) близка к 1 см [13].

Радиальный профиль уровня флуктуаций получался в серии воспроизводимых разрядов путем изменения частоты зондирующего излучения и, соответственно радиуса отражения. На рис. 1 приведены результаты измерений уровня флуктуаций (радиальные профили уровня флуктуаций плотности) в омических режимах с тремя величинами тока разряда $I_p = 140, 200$ и 280 кА. Тороидальное магнитное поле $B_T = 2.3$ Тл. В данных экспериментах рефлектометр зондировал плазму

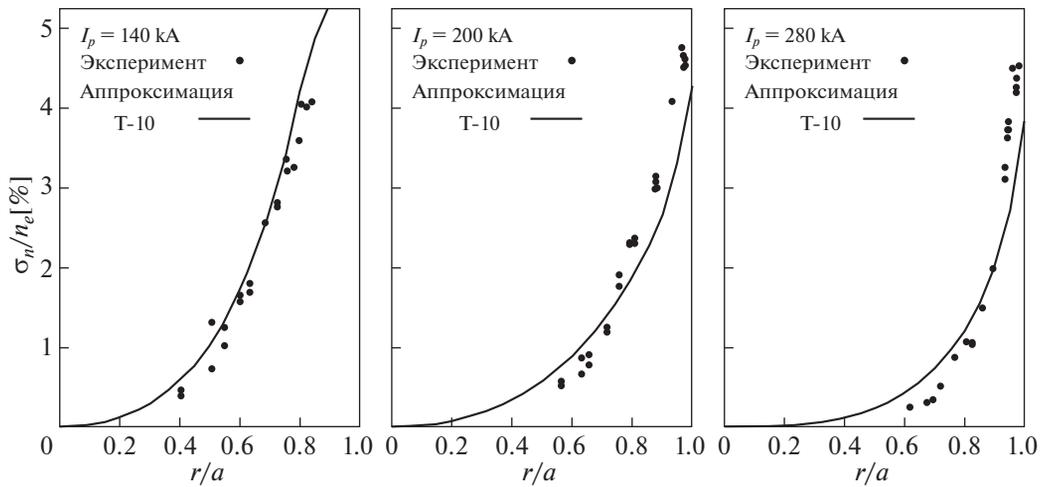


Рис. 1. Токамак Т-10. Показаны радиальные профили уровня флуктуаций плотности в омических режимах с тремя величинами тока разряда $I_p = 140, 200$ и 280 кА (слева направо). На графиках сплошными линиями приведены расчеты по предложенной аппроксимационной формуле $0.2q_a r/L_n$, где r – малый радиус, $L_n = (\partial \ln(n_e)/\partial \ln(r))^{-1}$ – длина спада плотности, q_a – запас устойчивости на краю плазмы и множитель 0.2 выбран исходя из наилучшего согласия с экспериментальными данными.

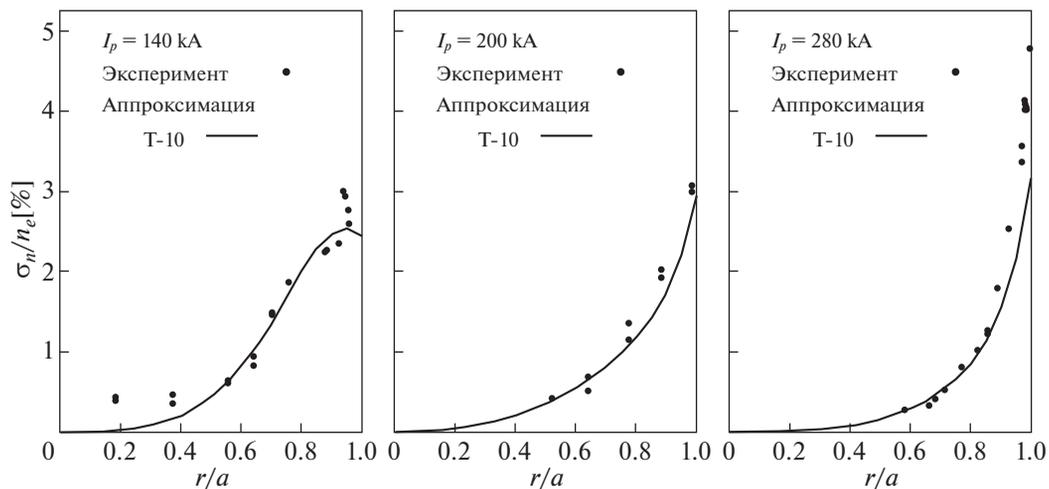


Рис. 2. То же самое, что и на рис. 1, но в режимах с ЭЦ-нагревом.

с наружной стороны тора под углом 60° к экваториальной плоскости. На графиках сплошными линиями приведены расчеты по предложенной аппроксимационной формуле $0.2q_a r/L_n$, где r – малый радиус, $L_n = (\partial \ln n_e/\partial \ln r)^{-1}$ – длина спада плотности, q_a – запас устойчивости на краю плазмы и множитель 0.2 выбран, исходя из наилучшего согласия с экспериментальными данными.

Видно, что несмотря на некоторое отличие скейлинга при большом токе, предложенная простая аппроксимация качественно описывает эксперимент в области $r/a = 0.6-0.9$ при изменении

тока разряда в два раза в случае омического нагрева. Для проверки применимости аппроксимации для разрядов с дополнительным нагревом были проведены эксперименты с центральным ЭЦ-нагревом мощностью 1.1 МВт. Аналогичные рис. 1 данные показаны на рис. 2 для режимов с ЭЦ-нагревом.

Видно, что и при ЭЦ-нагреве аппроксимация также хорошо описывает экспериментальные данные. То есть оказалось, что радиальные профили уровня флуктуаций определяются профилем плотности и величиной запаса устойчивости

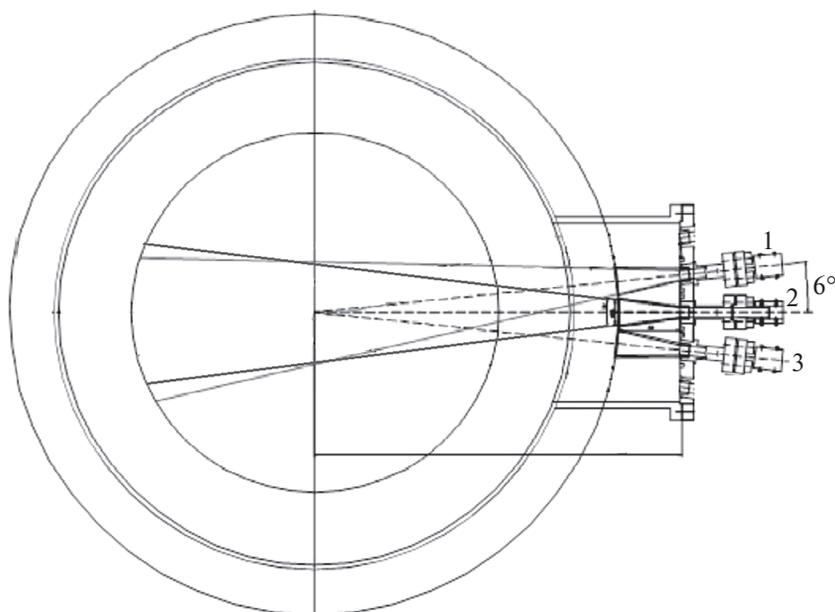


Рис. 3. Геометрия экспериментов на токамаке Т-11 М. Показано вертикальное сечение вакуумной камеры и три антенны корреляционного рефлектометра, расположенные со стороны слабого магнитного поля в области экваториальной плоскости токамака.

на краю плазмы. Причем это справедливо как для омического нагрева, так и при дополнительном ЭЦ-нагреве. Это предполагает уменьшение уровня флуктуаций плотности во внутренних областях шнура, так как профиль плотности при центральном нагреве уплощается, и величина L_n в знаменателе увеличивается. Как видно из сравнения данных рис. 1 и 2, это и происходит в эксперименте. Отсутствие роста уровня флуктуаций плотности при ЭЦН также отмечалось в экспериментах на токамаке ДШ-Д [14], хотя флуктуации росли при нагреве быстрыми нейтральными атомами. Следует отметить, что приведенная аппроксимация была получена при зондировании под углом 60° к экватору. Предыдущие эксперименты показали сильную зависимость уровня флуктуаций от полоидального угла, такая же сильная зависимость имеет место и для основной компоненты — флуктуаций с широким спектром (Broad Band-BB) и на наружном экваторе уровень выше, чем на 60° [15].

Поэтому для применения аппроксимационного выражения для измерений на наружном обходе тора для токамака Т-10 множитель должен быть увеличен до 0.256. Что дает окончательно $\sigma_n/n = 0.256q_d r/L_n$. Данное выражение применимо только к Т-10. Поэтому возник вопрос: как можно аналогичную формулу применить для установок с другими размерами? С этой целью были проведены рефлектометрические измерения на токамаке Т-11М.

2.2. Эксперименты на токамаке Т-11М

Измерения на токамаке Т-11М проводились также гетеродинным рефлектометром с использованием антенн на наружном обходе тора (со стороны слабого магнитного поля), как показано на рис. 3.

На нем показано вертикальное сечение вакуумной камеры ($R = 68$ см, $a = 19$ см, радиус вакуумной камеры — 25 см) и три антенны (рупорные) корреляционного рефлектометра. Рефлектометр работал в диапазоне частот 26–40 ГГц, также с использованием отдельных антенн для излучения (центральная антенна 2, в части экспериментов использовалась одновременно также и для приема, и для передачи излучения в плазму) и для приема (антенны 1 и 3). Исследовался омический разряд с током $I_p = 70$ кА и тороидальным магнитным полем $B_T = 1$ Тл. На рис. 4 приведен профиль плотности, полученный микроволновым интерферометром Т-11 М.

На рис. 5 в качестве примера показаны экспериментально измеренные спектры мощности, кросс-фазы и когерентности. Как видно из этого рисунка, основной вклад в спектр, также как и на токамаке Т-10, вносят флуктуации типа “broad-band”.

На рис. 6 показаны экспериментально измеренные уровни флуктуаций плотности на разных радиусах. Они получались также как на Т-10 сканированием частоты рефлектометра в серии вос-

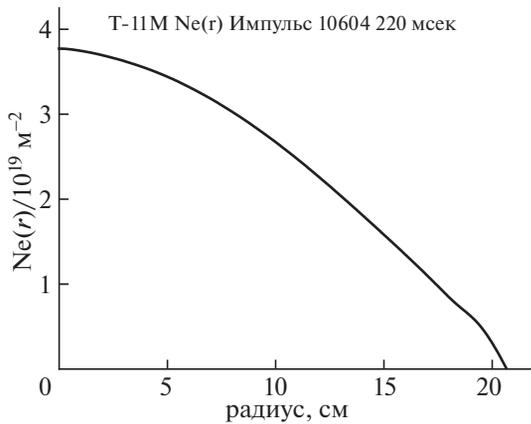


Рис. 4. Профиль электронной плотности, полученный с помощью микроволнового интерферометра T-11 M.

производящихся разрядов и обрабатывались по той же методике.

Сплошной линией показана модификация формулы T-10, в которой было предположено, что численный коэффициент растет обратно пропорционально величине большого радиуса: $\sigma_n/n = 0.256(R_{T-10}/R_{T-11M})q_a r/L_n$. Видно, что это предположение удовлетворительно согласуется с полученными экспериментальными данными. Дополнительная проверка полученной зависимо-

сти была проведена сравнением с экспериментальными результатами установки с меньшим размером ФТ-2.

2.3. Эксперименты на токамаке ФТ-2

Для получения радиального профиля амплитуды флуктуаций плотности на токамаке ФТ-2 (большой радиус $R = 55$ см, радиус диафрагмы $a = 7.9$ см) применялась комбинированная методика, включающая в себя gyrokinetic расчеты и контрольные рефлектометрические измерения, а также их синтетическое моделирование, основанное на линейной теории распространения зондирующей и рассеянной волн [16, 17].

Моделирование процессов турбулентного переноса в разрядах токамака ФТ-2 осуществлялось с помощью gyrokinetic (ГК) кода ELM-FIRE [18, 19], рассчитывающего полные функции распределения ларморовских центров по скоростям. Этот глобальный код, основанный на методе частиц в ячейках с их gyrokinetic описанием, позволяет восстанавливать полную функцию распределения электронов и ионов, включая примесь. В качестве начальных параметров для численного ГК-моделирования закладываются измеренные на ФТ-2 профили плотности и температур, эволюционирующие в ходе моделирования под действием турбулентности. Результатами работы кода являются восстановление динамики потенциала плазмы, которая

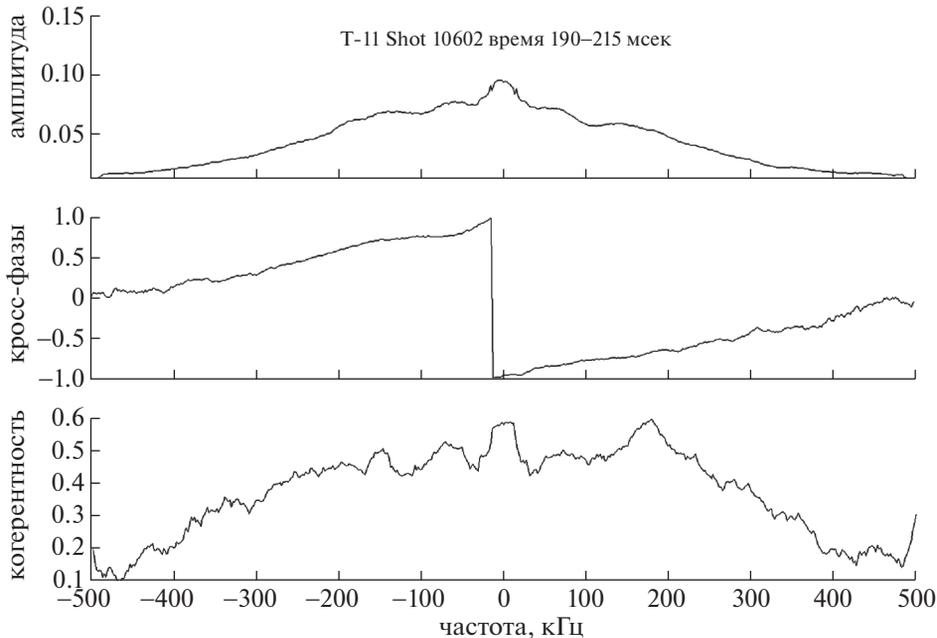


Рис. 5. Экспериментально измеренные спектры мощности, кросс-фазы и когерентности (сверху вниз), измеренные корреляционным гетеродинным рефлектометром на токамаке T-11 M.

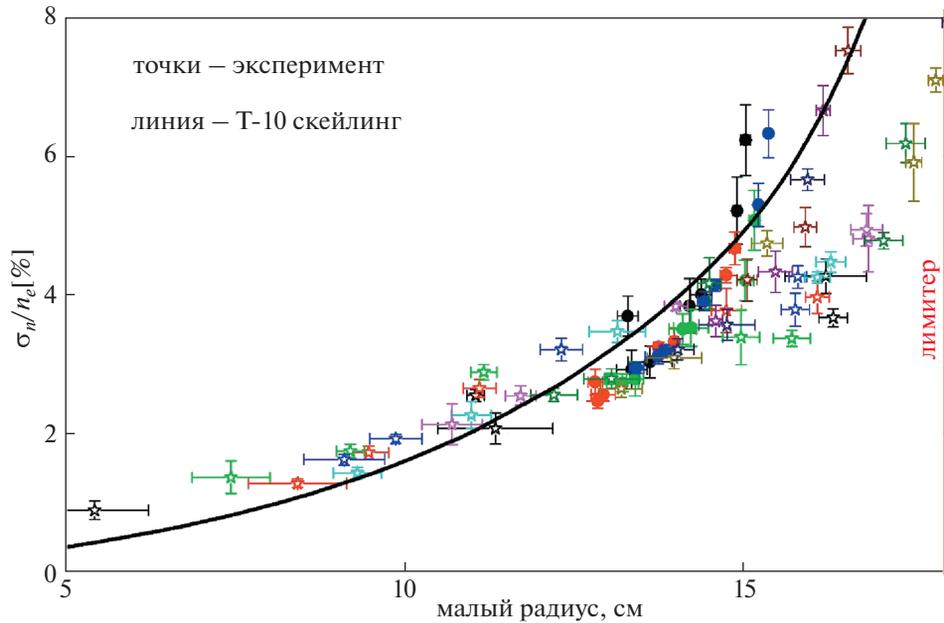


Рис. 6. Экспериментально измеренные уровни флуктуаций плотности на разных радиусах на токмаке T-11 M. Сплошной линией показана модификация формулы T-10, в которой было предположено, что численный коэффициент растет обратно пропорционально величине большого радиуса R .

обусловлена не только неоклассическими соотношениями, но и саморегуляцией турбулентности, а также уровни и спектры турбулентности.

Для рефлектометрических измерений на токмаке ФТ-2, использованных в этой работе, применялось зондирование и прием через рядом стоящие рупорные антенны прямоугольного сечения, формирующие сфокусированные в полоидальном направлении пучки микроволн необыкновенной поляризации. Эти антенны, установленные со стороны сильного магнитного поля, обладали возможностью вертикального сдвига в пределах ± 2 см относительно экваториальной плоскости для реализации как традиционного, нормального по отношению к отсечке, зондирования, так и доплеровской модификации диагностики. Для детектирования сигнала использовалась схема [17] на основе двойного гетеродинного преобразования с формированием квадратурных каналов на промежуточной частоте. При таком подходе осуществляется первичный супергетеродинный прием сигнала из плазмы на промежуточной (IF) частоте $f_s - f_i + f_{IF}$ и его разделение на два параллельных канала с последующим дополнительным гетеродинным преобразованием в каждом из них (f_i — частота зондирования, f_s — частота рассеянного сигнала). В качестве опорного сигнала в каждом из каналов приема для указанного преобразования используется сигнал на разностной частоте зондиру-

щего генератора и гетеродина $f_i - f_{LO} = f_{IF}$, полученный на отдельном смесителе до ввода основной микроволновой мощности в плазму. Для реализации квадратурного приема опорный сигнал разделяется на два канала с относительным сдвигом на 90° по фазе. В результате гомодинного смешения сигналов из плазмы и опорных сигналов на выходе схемы создается два сдвинутых на 90° сигнала на частоте плазменных флуктуаций $|f_s - f_i|$, что позволяет использовать их как для построения амплитуды и фазы рефлектометрического сигнала, так и для реконструкции двусторонних частотных спектров. На рис. 7а черной сплошной кривой 1 показан пример спектра доплеровского рефлектометра с зондированием на частоте $f_i = 70$ ГГц при вертикальном смещении антенн $y_a = 1.5$ см, измеренный в водородном омическом разряде с током $I_p = 19$ кА, центральной плотностью $n_e(0) = 4.2 \times 10^{13}$ см $^{-3}$, тороидальным магнитным полем $B_t = 1.7$ Тл, центральной электронной температурой $T_e(0) = 370$ эВ, эффективным зарядовым числом $Z_{eff} = 2.3$, напряжением обхода $U_p = 3$ В и значением запаса устойчивости на краю плазмы $q_a = 5.8$. Соответствующая зависимость плотности от радиуса магнитной поверхности для этого режима показана черной сплошной кривой 1 на рис. 8. В указанном режиме было проведено детальное сравнение экспериментальных частотных спектров с расчетными спектрами синтетической рефлектометрической

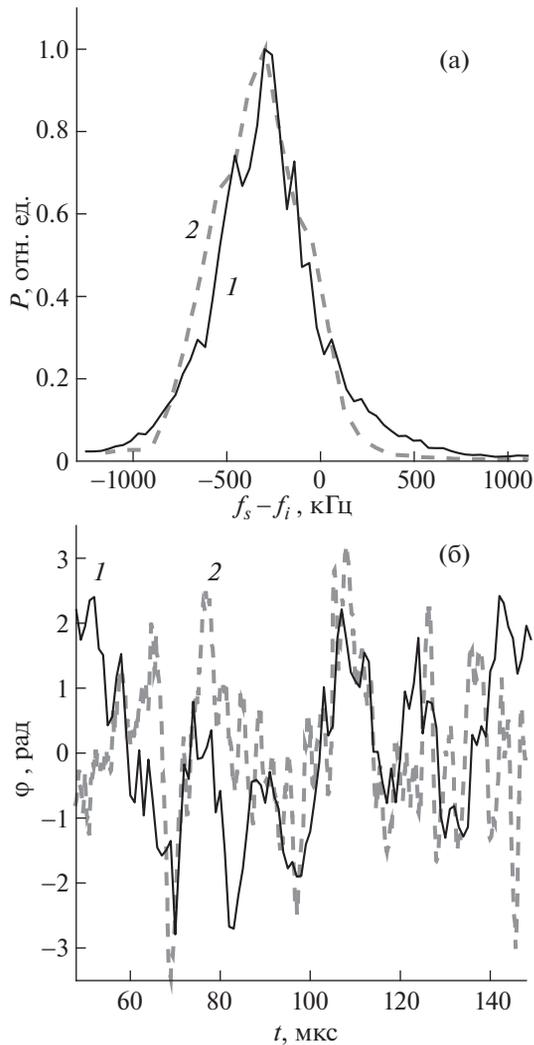


Рис. 7. Сравнение реальных рефлектометрических измерений на токамаке ФТ-2 с результатами быстрой синтетической диагностики, использующей результаты ГК-моделирования: для спектров доплеровского рефлектометра (а), для фазы рефлектометрического сигнала с экваториальным зондированием (б): 1 – измерения, 2 – синтетическая диагностика.

диагностики. Для реализации так называемой “быстрой” синтетической диагностики [16] использовалось выражение для сигнала флуктуационной рефлектометрии, основанное на электродинамической теореме взаимности, в которое входят характеристики турбулентности, представляемые гирокинетическим (ГК) моделированием разряда токамака ФТ-2 и распределения зондирующих полей, полученные из полноволновых расчетов кодом WaveTOP2D [20]. “Быстрота” численных расчетов диагностики связана с тем, что подобные полноволновые вычисления не учитывают влияние флуктуаций плотности на распространение зондирующей и рассеянной

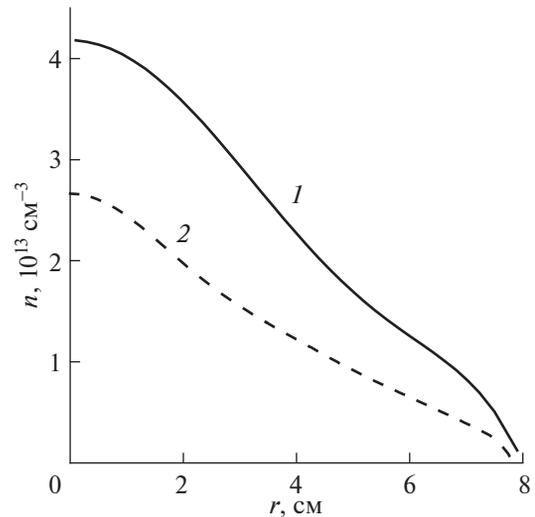


Рис. 8. Радиальные профили плотности в рассматриваемых двух режимах токамака ФТ-2: 1 – режим с высокой плотностью $n_e(0) = 4.2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ и 2 – режим с низкой плотностью $n_e(0) = 2.6 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$.

волн. В результате сравнения было показано, что спектры быстрой синтетической диагностики (серая штриховая кривая 2 на рис. 7а) хорошо воспроизводят спектры реальной диагностики доплеровского рефлектометра на X-моду (черная сплошная линия), а фазовые полоидальные скорости флуктуаций, оцененные из доплеровских частотных сдвигов, оказываются близки [16, 17]. Отметим, что применение существенно более сложной синтетической диагностики [21], основанной на полноволновых расчетах, учитывающих нелинейные по флуктуациям плотности эффекты, подтвердило адекватность использования линейной теории в части воспроизведения частотных спектров рефлектометра.

Традиционно используемая для анализа спектров на ФТ-2 рефлектометрическая схема измерений, описанная выше, эффективна для исследования характеристик сигнала обратного рассеяния, но теряет информацию о фазовой эволюции на частоте зондирования, соответствующей нулевой частоте турбулентности. Для исправления этого недостатка в квадратурную схему рефлектометра было введено дополнительное фазовое инвертирование в одном из двух каналов опорного сигнала. В частности, фаза сигнала на разностной частоте периодически менялась между 0 и 180°. Использование двух уровней фазы позволяло отслеживать ее эволюцию с временным разрешением, задаваемым частотой управляющего меандра. Детали построения схем и восстановления эволюции фазы описаны в работе [17]. На рис. 7б черной сплошной кривой 1 пока-

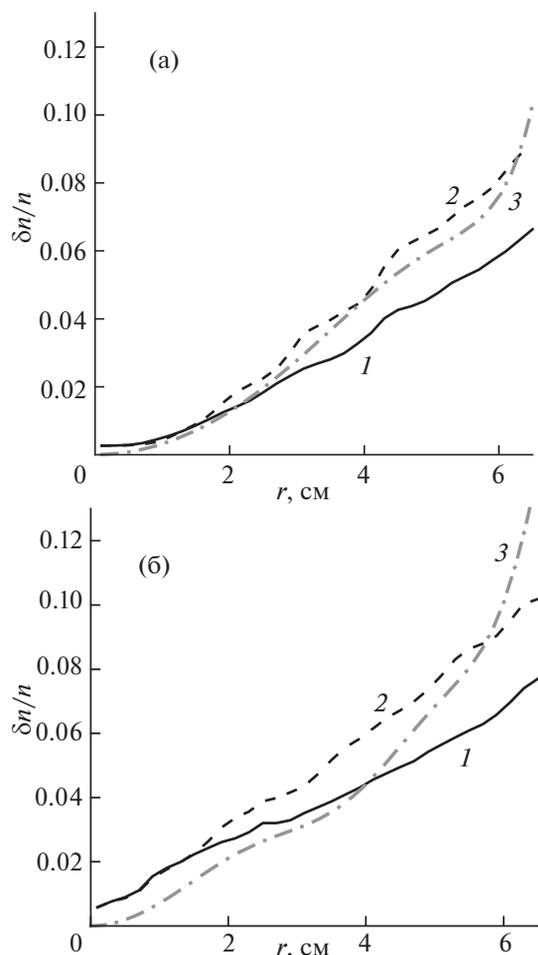


Рис. 9. Относительные уровни амплитуды флуктуаций плотности на токамаке ФТ-2 в режимах: с высокой (а) и низкой (б) плотностью, полученные с помощью ГК-моделирования с усреднением: 1 – вдоль всей магнитной поверхности, 2 – со стороны слабого магнитного поля, 3 – рассчитанные на основе скейлинга Т-10.

зан пример восстановленного временного поведения фазы при экваториальном зондировании. На том же рисунке приведено поведение расчетной фазы (серая штриховая кривая 2), полученное в ВКБ приближении из результатов ГК расчета. Как видно, диапазон случайных колебаний фазы рефлектометра близок к тому, что был получен численно. Это наблюдение подтверждается сравнением стандартных отклонений измеренной и рассчитанной фазы сигнала рефлектометра. Соответствующие значения равны 1.22 и 1.04.

Проведенная таким образом верификация расчета, выполненного с помощью ГК кода ELM-FIRE, позволяет использовать рассчитанные с его помощью характеристики турбулентности, в частности уровень флуктуаций плотности, для сопоставления с предсказаниями эмпирического

скейлинга, полученного на токамаке Т-10. Профиль нормированной на локальную плотность величины флуктуаций плотности, полученный в рамках численного турбулентного ГК-моделирования для режима с центральной плотностью $n_e(0) = 4.2 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ с усреднением вдоль всей магнитной поверхности, показан черной сплошной кривой 1 на рис. 9а. Относительный уровень флуктуаций, полученный в результате численного моделирования с усреднением лишь со стороны слабого магнитного поля (для полоидальных углов $-\pi/4 < \theta < \pi/4$), представлен черной штриховой линией 2. Серой штрих-пунктирной кривой 3 изображен уровень флуктуаций, соответствующих скейлингу Т-10 также, как и в случае Т-11М, скорректированному на разницу в больших радиусах: $n/n = 0.01 \cdot 0.256 \cdot (150/R)q_a r/L_n$.

Исследование уровня флуктуаций плотности на токамаке ФТ-2 с помощью описанных выше методик проводилось также в режиме с меньшей плотностью $n_e(0) = 2.6 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ($I_p = 19 \text{ кА}$, $B_t = 2.2 \text{ Тл}$, $T_e(0) = 426 \text{ эВ}$, $Z_{\text{eff}} = 2.3$, $U_p = 2.5 \text{ В}$, $q_a = 6.2$), радиальный профиль которой показан на рис. 8 черной штриховой кривой 2. Расчетный профиль относительной амплитуды флуктуаций плотности для этого режима изображен на рис. 9б черной кривой 1 для усреднения вдоль всей магнитной поверхности и черной штриховой кривой 2 для усреднения в секторе углов, соответствующих стороне слабого магнитного поля. Предсказания, полученные с помощью скейлинга Т-10, показаны серой штрих-пунктирной кривой 3.

Видно, что для случая высокой плотности скейлинг хорошо описывает экспериментальные данные, полученные на наружном обводе токамака. Для низкой плотности скейлинг дает значения несколько ниже экспериментально полученного уровня флуктуаций.

3. СРАВНЕНИЕ СКЕЙЛИНГА Т-10 С РЕЗУЛЬТАТАМИ ЛИМИТЕРНЫХ ТОКАМАКОВ БОЛЬШЕГО РАЗМЕРА TORE SUPRA И TFTR

Приведенные выше данные показывают достаточно хорошее согласие скейлинга с экспериментальными результатами при вариации большого радиуса практически в три раза от 55 до 150 см. Однако в литературе имеются данные об измерении уровней флуктуаций плотности в омических режимах на двух лимитерных токамаках большого размера: Tore Supra и TFTR. Естественно, представляет интерес оценить применимость скейлинга Т-10 к этим установкам. Так, в работе [22, рис. 4] приведены результаты измерения радиального профиля уровня турбулентности как с помощью гетеродинного, так и быстро ска-

нирующего рефлектометра на токамаке Tore Supra. Уровень турбулентности на половине радиуса оказался около 0.3%. Оценка по скейлингу T-10 дает значение 0.4%. Характеристики плазмы были взяты из работы [23, рис. 4a] для близкого разряда.

Флуктуации плотности на токамаке TFTR измерялись как с помощью гетеродинной рефлектометрии [24], так и с помощью активной диагностики по флуктуации свечения атомов инжектированного пучка дейтерия (Beam Emission Spectroscopy) [25]. Обе диагностики показывают близкие значения уровня флуктуаций, который составлял 0.3% на относительном радиусе 0.5 и 0.5% на радиусе 0.7. Оценка по скейлингу T-10 дает соответственно значения 0.4 и 1%. Профиль плотности для оценок был взят из работы [26, рис. 2].

Как видно из приведенного сравнения, экспериментально измеренные уровни турбулентности во внутренних областях токамака оказываются даже несколько ниже оценок из скейлинга T-10. То есть они также качественно согласуются с предположением о падении уровня флуктуаций плотности с размером для лимитерных токамаков с круглой формой шнура.

4. ПРИМЕНИМОСТЬ СКЭЙЛИНГА К ДИВЕРТОРНЫМ ТОКАМАКАМ И ОЦЕНКИ ДЛЯ ИТЭР

Измерения уровня флуктуаций плотности проводились на установке JET в диверторной конфигурации в омическом режиме с помощью метода ультрабыстрого сканирования частоты рефлектометра [27]. Они показали, что во внутренних областях плазмы уровень флуктуаций плотности даже несколько выше измеренных на установках Tore Supra и TFTR. Так для $r/a = 0.5$ он составлял 0.45–0.65%, а для $r/a = 0.7$ был равен 0.7–1.1% [27, рис. 4]. То есть переход к диверторной конфигурации не привел к радикальному изменению уровня флуктуаций плотности. Однако в отличие от флуктуаций, радикально изменился профиль плотности, который стал очень пологим во внутренних областях. Такая качественная трансформация профиля плотности типична для диверторных токамаков и может быть связана как с внесением лимитером дополнительных МГД-возмущений, так и изменением магнитного шира в диверторной конфигурации. Это привело к тому, что характерные длины спада плотности увеличились, и расчетные уровни флуктуаций по скейлингу T-10 оказались в 4–5 раз ниже измеренных. Так для $r/a = 0.5$ расчет дает 0.1%, а для $r/a = 0.7$ – 0.22%. В то же время, если рассчитать уровни флуктуаций по типичному для лимитер-

ных токамаков профилю плотности (парабола в степени 1.3), то получаются разумные значения 0.32 и 0.85% соответственно. Таким образом, можно заключить, что связь градиента плотности и амплитуды турбулентности в диверторных режимах существенно отличается от предлагаемого скейлинга. Тем не менее и в этом случае, скейлинг предсказывает разумные значения уровня флуктуаций при использовании в расчете профиля плотности, типичного для лимитерных токамаков. Это позволяет ожидать для омического режима ИТЭР с $q(a) = 3.5$ на половине радиуса наружного обхода уровень флуктуаций плотности в 0.15%. Принимая во внимание сильное уменьшение уровня флуктуаций на внутреннем обходе, показанное на рис. 3 из [15], можно ожидать на половине радиуса внутреннего обхода значений порядка 0.05%. Следует отметить, что сильное уменьшение уровня флуктуаций на внутреннем обходе также показано на установке ASDEX-U [28]. Исходя из результатов T-10 [6] и DIII-D [14] можно было бы ожидать, что при основном дополнительном ЭЦ-нагреве увеличения флуктуаций плотности не произойдет. Однако в ИТЭР из-за быстрого перераспределения энергии, значительная доля мощности будет передана ионам. Кроме того, ионы будут также греться быстрыми альфа-частицами. Поэтому следует ожидать роста уровня флуктуаций плотности из-за нагрева ионов [14], который в настоящий момент трудно предсказать.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследована зависимость уровня флуктуаций плотности, полученных на различных установках, от малого и большого радиусов установок. Известно, что высокий уровень флуктуаций плотности может негативно сказываться на работе диагностик, в частности рефлектометрии плазмы. Рост амплитуды флуктуаций плотности снижает качество первичных данных, увеличивая погрешности измерения профиля плотности и при превышении ее порогового значения делает такие измерения невозможными. На основании данных экспериментов на установках, сильно различающихся по размерам, предложена зависимость уровня флуктуаций плотности от малого и большого радиуса токамака. Поскольку основные эксперименты проведены в круглых лимитерных токамаках в режимах с омическим нагревом, то результат экстраполяции применим, вообще говоря, к установкам большего размера аналогичной геометрии и режимам. Однако эксперименты с электронно-циклотронным нагревом в токамаке T-10 позволяют распространить зависимость также на режимы с дополнительным нагревом. Показана применимость полученной зависимо-

сти к лимитерным токамакам большего размера Tore Supra и TFTR. Обсуждается применимость полученной зависимости к установкам с диверторной конфигурацией и делается экстраполяция возможного уровня флуктуаций плотности для сооружаемого во Франции международного токамака-реактора ИТЭР.

Работа выполнена по договору НИЦ “Курчатовский институт” с ГК “Росатом” от 27.07.2020 № 1/19876-Д. Анализ результатов для токамака ФТ-2 выполнен при поддержке гранта Российского научного фонда № 17-12-01110. База данных токамака ФТ-2, использованная в работе, создана и поддерживается в рамках государственного контракта ФТИ им. А.Ф. Иоффе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Conner J.W., Wilson H.R.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 1994. V. 36. P. 719.
<https://doi.org/10.1088/0741-3335/36/5/002>
2. *Nazikian R., Mazzucato E.* // Rev. Sci. Instruments. 1995. V. 66 (1). P. 392.
3. *Вершков В.А., Солдатов С.В., Шелухин Д.А., Уразбаев А.О.* // Приборы и техника эксперимента. 2004. № 2. С. 54.
4. *Muscatello C.M., Anderson C., Anderson J., Basile A., Boivin R.L., Duco M., Finkenthal D.K., Gattuso A., Klambach J., Kramer G.J., Leshner M., Meneses L., Neilson G.H., O'Neill R., Peebles W.A., Seraydarian R., Sibilina M., Sichta P., Sieving D., Sirinelli A., Wang G., Wang W., Zolfaghari A.* // Nuclear Fusion 2020. V. 60. P. 066005.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/ab7e46>
5. *Krämer-Flecken A., Anda G., Dunai D., Fuchert G., Geiger J., Grulke O., Han X., Otte M., Trier E., Vécsei M., Windisch T., Zolotnik S. and the W7-X team* // Proc. 14th Internat. Reflectometry Workshop for Fusion Plasma Diagnostics (IRW14). 22–24 May 2019. O. 310.
6. *Vershkov V.A., Shelukhin D.A., Subbotin G.F., Dnestrovskij Yu.N., Danilov A.V., Melnikov A.V., Eliseev L.G., Maltsev S.G., Gorbunov E.P., Sergeev D.S., Krylov S.V., Myalton T.B., Ryzhakov D.V., Trukhin V.M., Chistiakov V.V., Cherkasov S.V.* // Nucl. Fusion. 2015. V. 55. P. 063014.
7. *Vershkov V.A., Dreval V.V., Soldatov S.V.* // Rev. Sci. Instruments. 1999. V. 70. P. 1700.
8. *Mazzucato E., Nazikian R.* // Rev. Sci. Instruments. 1995. V. 66. P. 1237.
9. *Gusakov E.Z., Popov A.Yu.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2002. V. 44. P. 2327.
10. *Shelukhin D.A., Soldatov S.V., Vershkov V.A., Urazbaev A.O.* // Plasma Phys. Reports. 2006. V. 32. P. 707.
11. *Vershkov V.A., Borisov M.A., Subbotin G.F., Shelukhin D.A., Dnestrovskii Yu.N., Danilov A.V., Cherkasov S.V., Gorbunov E.P., Sergeev D.S., Grashin S.A., Krylov S.V., Kuleshin E.O., Myalton T.B., Skosyrev Yu.V., Chistiakov V.V.* // Nucl. Fusion. 2013. V. 53. P. 083014.
12. *Vershkov V.A., Shelukhin D.A., Soldatov S.V., Urazbaev A.O., Grashin S.A., Eliseev L.G., Melnikov A.V. and the T-10 team* // Nucl. Fusion. 2005. V. 45. P. S203.
13. *Vershkov V.A., Buldakov M.A., Subbotin G.F., Shelukhin D.A., Melnikov A.V., Eliseev L.G., Kharchev N.K., Khabanov P.O., Drabinskiy M.A., Sergeev D.S., Myalton T.B., Trukhin V.M., Gorshkov A.V., Belbas I.S., Asadulin G.M.* // Nucl. Fusion. 2019. V. 59. P. 066021.
14. *Hillesheim J.C., DeBoo J.C., Peebles W.A., Carter T.A., Wang G., Rhodes T.L., Schmitz L., McKee G.R., Yan Z., Staebler G.M., Burrell K.H., Doyle E.J., Holland C., Petty C.C., Smith S.P., White A.E., Zeng L.* // Phys. Plasmas. 2013. V. 20. P. 056115.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.110.045003>
15. *Vershkov V.A., Andreev V.F., Borshegovskiy A.A., Chistyakov V.V., Dremine M.M., Eliseev L.G., Gorbunov E.P., Grashin S.A., Khmara A.V., Kislov A.Ya., Kislov D.A., Komarov A.D., Kozachek A.S., Krupin V.A., Krupnik L.I., Krylov S.V., Lysenko S.E., Maltsev S.G., Mavrin V.A., Melnikov A.V., Notkin G.E., Novikov A.Yu., Pavlov Yu.D., Perfilov S.V., Pterskiy V.V., Ploskirev G.N., Poznyak V.I., Razumova K.A., Roy I.N., Ryzhakov D.V., Savrukhin P.V., Shestakov E.A., Shelukhin D.A., Skosyrev Yu.A., Shurygin R.V., Tilinin G.N., Trukhina E.V., Trukhin V.M.* // Nucl. Fusion. 2011. V. 51. P. 094019.
16. *Altukhov A.B., Gurchenko A.D., Gusakov E.Z., Irzak M.A., Niskala P., Esipov L.A., Kiviniemi T.P., Leerink S.* // Phys. Plasmas. 2018. V. 25. P. 082305.
17. *Altukhov A.B., Gurchenko A.D., Gusakov E.Z., Irzak M.A., Niskala P., Esipov L.A., Kiviniemi T.P., Krutkin O.L., Leerink S.* // Phys. Plasmas. 2018. V. 25. P. 112503.
18. *Heikkinen J.A., Janhunen S.J., Kiviniemi T.P., Ogando F.* // J. Comput. Phys. 2008. V. 227. P. 5582.
19. *Niskala P., Gurchenko A.D., Gusakov E.Z., Altukhov A.B., Esipov L.A., Kantor M.Yu., Kiviniemi T.P., Kouprienko D.V., Korpilo T., Lashkul S.I., Leerink S., Perevalov A.A., Rochford R.* // Plasma Phys. Controlled Fusion. 2017. V. 59. P. 044010.
20. *Gusakov E.Z., Dyachenko V.V., Irzak M.A., Khitrov S.A., Saveliev A.N., Shcherbinin O.N.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2010. V. 52. P. 075018.
21. *Krutkin O.L., Altukhov A.B., Gurchenko A.D., Gusakov E.Z., Irzak M.A., Esipov L.A., Sidorov A.V., Chóné L., Kiviniemi T.P., Leerink S., Niskala P., Lechte C., Heuroux S., Zadvitskiy G.* // Nucl. Fusion. 2019. V. 59. P. 096017.
22. *Gerbaud T., Clairet F., Sabot R., Sirinelli A., Heuroux S., Leclert G., Vermare L.* // Rev. Sci. Instruments. 2006. V. 77. P. 10E928.
23. *Hornung G., Clairet F., Falchetto G.L., Sabot R., Arnichand H., Vermare L.* // Plasma Phys. Controlled Fusion. 2013. V. 55. No. 12. P. 125013.

24. Paul S.F., Bretz N., Durst R.D., Fonck R.J., Kim Y.J., Mazzucato E., Nazikian R. // *Phys. Fluids*. 1992. V. B4. P. 2922.
<https://doi.org/10.1063/1.860165>
25. Durst R.D., Fonck R.J., Cosby G., Evensen H., Paul S.F. // *Rev. Sci. Instruments*. 1992. V. 63. P. 4907.
<https://doi.org/10.1063/1.1143546>
26. Efthimion P.C., Barnes C.W., Bell M.G., Biglari H., Bretz N., Diamond P.H., Hammett G., Heidbrink W., Hulse R., Johnson D., Kusama Y., Mansfield D., Medley S.S., Nazikian R., Park H., Ramsey A., Rewoldt G., Scott S.D., Stratton B.C., Synakowski E., Tang W.M., Taylor G., Zarnstorff M.C., Zweben S.J. // *Phys. Fluids*. 1991. V. B3. P. 2315.
<https://doi.org/10.1063/1.859598>
27. Clairet F., Sirinelli A., Meneses L. // *Nuclear Fusion*. 2016. V. 56. P. 126019.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/56/12/126019>
28. Nikolaeva V., Guimaraes L., Manz P., Carralero D., Manso M.E., Stroth U., Silva C., Conway G.D., Seliunin E., Vicente J., Brida D., Aguiam D., Santos J., Silva A. // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 2018. V. 60. P.055009.
<https://doi.org/10.1088/1361-6587/aab4c5>

КОЛЕБАНИЯ И ВОЛНЫ
В ПЛАЗМЕ

УДК 533.951

О КРУПНОМАСШТАБНЫХ ВИНТОВЫХ ВОЗМУЩЕНИЯХ
В ПЛАЗМЕННОМ ШНУРЕ, ВЫЗВАННЫХ МЕЛКОМАСШТАБНОЙ
НЕУСТОЙЧИВОСТЬЮ

© 2021 г. В. В. Арсенин*

Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия

*e-mail: Arsenin_VV@nrcki.ru

Поступила в редакцию 25.12.2020 г.

После доработки 20.02.2021 г.

Принята к публикации 22.02.2021 г.

Рассматриваются колебания длинного тонкого шнура плазмы конечной проводимости в сильном аксиальном магнитном поле. Анализируется возможность того, что мелкомасштабная неустойчивость электростатического типа, локализованная около некоторой магнитной поверхности, сопровождается крупномасштабным движением всего объема плазмы, близким к идеальной МГД, в которой существенно возмущение магнитного поля. Находится амплитуда такого возмущения в случае, когда неустойчивость связана с неоднородностью ионной температуры.

Ключевые слова: плазма конечной проводимости, мелкомасштабная электростатическая неустойчивость, аксиальная компонента тока возмущения, крупномасштабное возмущение в идеальной МГД

DOI: 10.31857/S0367292121070040

1. ВВЕДЕНИЕ

Работа касается эффектов конечной проводимости в колебаниях длинного тонкого плазменного шнура с

$$\beta = \frac{8\pi p}{B^2} \ll 1, \quad (1)$$

где p – давление плазмы, в сильном аксиальном магнитном поле. Используется цилиндрическая модель с

$$B_z \gg B_\theta, \quad (2)$$

$B_z^2 + B_\theta^2 = B^2$. Рассматриваем возмущения $\propto g(r) \exp(im\vartheta + ik_z z - i\omega t)$, где r – радиальная координата, m – азимутальное число, $|m| \sim 1$,

$$|k_z|a \ll 1, \quad (3)$$

a – радиус столба. Возмущения всех величин будем помечать тильдой.

Из уравнений Максвелла вытекает уравнение для электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}$

$$\nabla \times (\nabla \times \tilde{\mathbf{E}}) = \frac{\omega^2}{c^2} \hat{\epsilon} \cdot \tilde{\mathbf{E}}, \quad (4)$$

где $\hat{\epsilon}$ – тензор диэлектрической проницаемости (у которого наибольшей является продольная компонента $\eta = 4\pi i\sigma_{\parallel}/\omega$, связанная с проводимостью $\sigma_{\parallel}(r, m, k_z, \omega)$ вдоль невозмущенного поля \mathbf{B}).

Из (4) следует, что при

$$\left| \frac{\omega^2 a^2}{c^2} \eta \right| \gg 1 \quad (5)$$

в крупномасштабном, с изменением поперек \mathbf{B} на длинах $\sim a$, возмущении проекция \tilde{E}_{\parallel} поля $\tilde{\mathbf{E}}$ на направление \mathbf{B} много меньше по модулю, чем $|k_{\parallel} a \tilde{\mathbf{E}} \times \mathbf{B}/B|$, k_{\parallel} – компонента волнового вектора вдоль \mathbf{B} , см. [1]. При этом колебания близки к идеальной МГД ($\sigma_{\parallel} = \infty$), в которой $\tilde{E}_{\parallel} = 0$. При соблюдении условий (1)–(3), (5) вектор-потенциал в общей формуле

$$\tilde{\mathbf{E}} = -\nabla\tilde{\phi} + \frac{i\omega}{c} \tilde{\mathbf{A}} \quad (6)$$

для электрического поля с точностью до членов $O(k_z^2 a^2)$ есть

$$\tilde{\mathbf{A}} \approx \tilde{A}_z \mathbf{e}_z \quad (7)$$

(а у возмущения магнитного поля, $\tilde{\mathbf{B}}$, главными компонентами являются \tilde{B}_r , \tilde{B}_θ , т.е. имеет место изгибание магнитных силовых линий без сгущения).

ния/разрежения), и малость \tilde{E}_{\parallel} означает, что электрический потенциал

$$\tilde{\phi} \approx \frac{\omega}{k_{\parallel} c} \tilde{A}_z. \quad (8)$$

Если профили невозмущенных величин плавные и в плазме нет поверхности, на которой $k_{\parallel} = 0$ (в случае тора – поверхности $q = m/n$, где q – запас устойчивости, m и n – винтовые числа), то крупномасштабное возмущение почти идеальное (иногда для краткости будем опускать слово “почти”) во всем объеме плазмы; характерная частота или инкремент такой моды порядка альфвеновской частоты $\omega_A = |k_{\parallel}| v_A$, где v_A – альфвеновская скорость, рассчитанная по характерной средней по сечению столба плотности. Если в плазме имеется поверхность $r = r_{res}$, где $k_{\parallel} = 0$, то близкое к идеальному движение может осуществляться вне слоя малой толщины δ , зависящей от η , около этой поверхности. По одну сторону от этого слоя реализуется решение идеальной МГД, удовлетворяющее граничным условиям на оси, по другую сторону – решение, удовлетворяющее условиям на стенке. В слое δ в колебаниях участвует мелкомасштабная по r составляющая возмущения, не описываемая идеальной МГД. Ее присутствие обеспечивает “сшивку” идеальных решений. К возмущениям такого типа относится тиринг-мода [2] с инкрементом $\ll \omega_A$, она может сопровождаться появлением магнитных островов около поверхности $r = r_{res}$ ¹.

Мы интересуемся ситуацией, когда величина и профиль невозмущенного тока таковы, что крупномасштабные идеальная и тиринг-неустойчивости отсутствуют. Вместе с тем допускаем, что в цилиндрическом слое толщины $D \ll a$ вблизи некоторой поверхности $r = r_0 \neq r_{res}$ развивается, из-за неоднородности параметров плазмы и влияния дрейфовых эффектов, мелкомасштабная неустойчивость. Причем радиальный масштаб l таков, что

$$\zeta = \left| \frac{\omega^2 l^2}{c^2} \eta \right| \ll 1. \quad (9)$$

¹ Возможно присутствие мелкомасштабной составляющей малой, порядка $(\delta_1/a)^2$, относительной амплитуды в шкурке толщиной $\delta_1 \ll a$ у стенки, $\delta_1 \propto |\eta|^{-1/2}$ [3]. Мелкомасштабная составляющая может быть также сосредоточена в тонком слое $\lambda \propto |\eta|^{-1/2}$ около скачка на радиальных профилях параметров плазмы [4]. (В [4] в формуле для λ допущена ошибка: величина $(1 - \omega^2/\omega_A^2)$ поставлена в степени 1/2 вместо правильной $-1/2$. Поскольку, однако, далее в [4] рассматривается случай $|\omega^2/\omega_A^2| \ll 1$, эта ошибка не сказывается на правильности результатов.)

Столь коротковолновые возмущения заведомо не идеальны и близки к потенциальным (электростатическим), $\tilde{\mathbf{E}} \approx -\nabla\tilde{\phi}$. В потенциальном приближении неустойчивость локализована в слое D .

Предмет настоящей заметки, не претендующей на трактовку наблюдений в том или ином эксперименте, а скорее носящей методический характер, – вопрос о том, как мелкомасштабная неустойчивость потенциального вида, локализованная в узкой области D , может проявиться в крупномасштабных движениях остального объема, которые всюду, кроме окрестности поверхности $k_{\parallel} = 0$ (если такая поверхность есть), при выполнении (5) идеальны, и в них существенно возмущение магнитного поля.

В длинноволновых по z возмущениях (6)–(8) вектор-потенциал (7) создается аксиальными токами. Колебания этого типа могут быть возбуждены как вынужденные током \tilde{J}_z во внешних проводниках. Если в локализованной в тонком слое D мелкомасштабной моде присутствуют аксиальные токи плотностью $\tilde{j}_z^{(0)}$, то при

$$\tilde{J}_z^{(0)} \equiv \int_D \tilde{j}_z^{(0)} dr \neq 0 \quad (10)$$

они будут составлять, по отношению к крупномасштабным возмущениям вне слоя D , некоторый “поверхностный” ток, который играет роль вынуждающего стороннего, аналогичную роли тока \tilde{J}_z во внешних проводниках.

Иницирующая мелкомасштабная неустойчивость может быть различного происхождения. В этой работе рассматривается конкретно неустойчивость из-за градиента ионной температуры [5, 6], причем в той области параметров, где она “аперриодическая”

$$\text{Im } \omega = \gamma \gg |\text{Re } \omega|. \quad (11)$$

Такой характер временной зависимости позволяет, во-первых, при нахождении вынужденного крупномасштабного возмущения использовать в случае, когда k_{\parallel} обращается в нуль при $r = r_{res}$ внутри плазмы, связь величины $\Delta' = \tilde{A}_z^{-1} \partial \tilde{A}_z / \partial r \Big|_{r_{res}^{\pm 0}}$ с γ , установленную для классической тиринг-моды. Во вторых, при малой фазовой скорости действительно в течение времени $\sim 1/\gamma$ могут существовать токи $\tilde{j}_z^{(0)}$, удовлетворяющие условию (10); мы остановимся на этом в конце раздела 3.

Принято приближение бесстолкновительной плазмы.

2. АКСИАЛЬНЫЕ ТОКИ В ОБЛАСТИ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

Радиальное расположение поверхностей, упомянутых во Введении, показано на рис. 1, для определенности принято $r_0 > r_{res}$. Полагаем, что поверхности $r = r_{res}$ и $r = r_0$ не близки: расстояние между ними много больше толщины резистивного слоя δ и величины D . При этом, чтобы не усложнять оценку δ , будем просто считать, что r_{res} и $(r_0 - r_{res})$ порядка a .

Поскольку $D \ll r_0$, можно при описании локализованной неустойчивости воспользоваться плоской моделью, в которой возмущение потенциала в слое D , обозначаемое $\tilde{\varphi}^{(0)}$, в квазиклассическом приближении пропорционально $\exp(ik_x x + ik_y y + ik_z z - i\omega t)$, $x = r - r_0$, $y = r_0 \vartheta$, $k_y = m/r_0$. Если длины радиальной неоднородности невозмущенной плотности n_α и температуры T_α много больше ионного ларморовского радиуса, так что дрейфовые скорости малы по сравнению с тепловыми, то невозмущенную функцию распределения частиц сорта α с массой m_α и зарядом q_α ($\alpha = e, i$) можно записать как [7]

$$f_\alpha = \frac{n_\alpha}{\pi^{3/2} v_{T\alpha}^3} e^{-v^2/v_{T\alpha}^2} \times \left\{ 1 + \left[\frac{d \ln n_\alpha}{dx} + \left(\frac{v^2}{v_{T\alpha}^2} - \frac{3}{2} \right) \frac{d \ln T_\alpha}{dx} \right] \left(x + \frac{v_y}{\omega_{c\alpha}} \right) \right\}, \quad (12)$$

$v_{T\alpha} = (2T_\alpha/m_\alpha)^{1/2}$ — тепловая скорость, $\omega_{c\alpha} = q_\alpha B/m_\alpha c$ — циклотронная частота. Будем полагать, что ионы однозарядные: $q_i = -q_e$, $n_e = n_i = n$. В электростатической моде искажение функции распределения

$$\begin{aligned} \tilde{f}_\alpha &= -(q_\alpha/m_\alpha) \int_{-\infty}^t (\partial f_\alpha / \partial \mathbf{v}') \cdot \tilde{\mathbf{E}} dt' = \\ &= (q_\alpha/m_\alpha) \int_{-\infty}^t (\partial f_\alpha / \partial \mathbf{v}') \cdot \nabla \tilde{\varphi}^{(0)} dt', \end{aligned} \quad (13)$$

где интегрирование ведется вдоль траектории, сопровождается возмущением плотности

$$\tilde{n}_\alpha = n \frac{q_\alpha \tilde{\varphi}^{(0)}}{T_\alpha} \left\langle e^{-v^2/v_{T\alpha}^2} \left(1 - \frac{\omega - \Omega_\alpha}{\omega - k_\parallel v_\parallel} J_0^2 \right) \right\rangle, \quad (14)$$

где $v^2 = v_\parallel^2 + v_\perp^2$, $\Omega_\alpha = \frac{ck_y T_\alpha}{q_\alpha B} \left[\frac{d \ln n}{dx} + \left(\frac{v^2}{v_{T\alpha}^2} - \frac{3}{2} \right) \times \frac{d \ln T_\alpha}{dx} \right]$, $J_0(k_\perp v_\perp / \omega_{c\alpha})$ — функция Бесселя нуле-

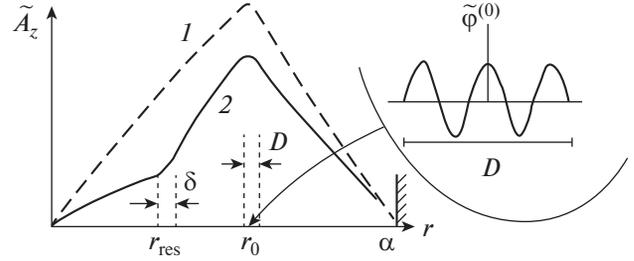


Рис. 1. Радиальный ход вектор-потенциала в крупномасштабной составляющей возмущения: 1 — в отсутствие поверхности $k_\parallel = 0$ внутри плазмы; 2 — в случае $k_\parallel(r_{res}) = 0$. Изображено также возмущение потенциала в слое мелкомасштабной “электростатической” неустойчивости.

вого порядка, $k_\perp^2 = k_x^2 + k_y^2$, угловые скобки означают $\langle (\dots) \rangle = \pi^{-1/2} v_{T\alpha}^{-3} \int_0^\infty \int_0^\infty (\dots) d^2 v_\perp d v_\parallel$, считается $|k_\parallel v_{Te}| \ll \omega_{ci}$, величина $k_\parallel \neq 0$ относится к $r = r_0$; скорость частицы вдоль магнитной силовой линии, v_\parallel , близка к v_z . В дальнейшем для сокращения записи полагаем, что в слое D величина $dT_e/dx = 0$, а также пренебрегаем конечностью электронного ларморовского радиуса. Предполагаем

$$v_{Ti} \ll \left| \frac{\omega}{k_\parallel} \right| \ll v_{Te}, \quad (15)$$

$|\Omega_e/k_\parallel| \ll v_{Te}$. Игнорируя малый вклад черенковских резонансов, разлагая $(1 - k_\parallel v_\parallel / \omega)^{-1}$ для ионов в ряд по $k_\parallel v_\parallel / \omega$ и удерживая низшие члены разложения, имеем такие выражения для возмущений плотности заряда $\tilde{\rho}_\alpha = q_\alpha \tilde{n}_\alpha$:

$$\tilde{\rho}_e = en \frac{e \tilde{\varphi}^{(0)}}{T_e}, \quad (16)$$

$$\begin{aligned} \tilde{\rho}_i &= en \frac{e \tilde{\varphi}^{(0)}}{T_i} \left\langle e^{-v^2/v_{Ti}^2} \left[(1 - J_0^2) + \frac{\Omega_i}{\omega} J_0^2 - \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - \frac{k_\parallel^2 v_\parallel^2}{\omega^2} J_0^2 + \frac{\Omega_i}{\omega} \frac{k_\parallel^2 v_\parallel^2}{\omega^2} J_0^2 \right] \right\rangle, \end{aligned} \quad (17)$$

e — заряд электрона. При $k_\perp l_D \ll 1$, где l_D — дебаевская длина, имеет место квазинейтральность

$$\tilde{\rho}_e + \tilde{\rho}_i = 0. \quad (18)$$

Связанные с \tilde{f}_α (13) возмущения плотности аксиального тока $q_\alpha \int \tilde{f}_\alpha v_z dv$ в том же предположении (15) составляют

$$\tilde{j}_{ze} = en \frac{e\tilde{\Phi}^{(0)}}{T_e} \frac{\omega}{k_{\parallel}} \left(1 - \frac{\Omega_e}{\omega} \right), \quad (19)$$

$$\tilde{j}_{zi} = en \frac{e\tilde{\Phi}^{(0)}}{T_i} \frac{\omega}{k_{\parallel}} \left\langle e^{-v^2/v_{Ti}^2} \left(-\frac{k_{\parallel}^2 v_{Ti}^2}{\omega^2} J_0^2 + \frac{\Omega_i}{\omega} \frac{k_{\parallel}^2 v_{Ti}^2}{\omega^2} J_0^2 \right) \right\rangle. \quad (20)$$

Интересующую нас сумму $\tilde{j}_z^{(0)} = \tilde{j}_{ze} + \tilde{j}_{zi}$ можно, учитывая (18), записать в виде

$$\tilde{j}_z^{(0)} = -en \frac{e\tilde{\Phi}^{(0)}}{T_i} \frac{\omega}{k_{\parallel}} \left\langle e^{-v^2/v_{Ti}^2} \left(1 + \frac{\Omega_i}{\omega} \right) (1 - J_0^2) \right\rangle. \quad (21)$$

В приближении нулевого ларморовского радиуса ионов, $J_0^2 \rightarrow 1$, ток (21) обращается в нуль (см. об этом также [5]). Полагаем этот радиус малым, $s = k_{\perp}^2 v_{Ti}^2 / \omega_{ci}^2 \ll 1$, но конечным.

Фигурирующую в (21) величину ω находим из дисперсионного уравнения (18). При $s \ll 1$, когда в (15) слагаемое $\left\langle e^{-v^2/v_{Ti}^2} \Omega_i J_0^2 / \omega \right\rangle \approx \left\langle e^{-v^2/v_{Ti}^2} \Omega_i / \omega \right\rangle$ сводится (поскольку $\left\langle e^{-v^2/v_{Ti}^2} (v^2/v_{Ti}^2 - 3/2) \right\rangle = 0$) к $-(T_i/T_e)\Omega_e/\omega$, в случае большого градиента ионной температуры

$$\tau = \frac{d \ln T_i}{d \ln n_i} \gg 1 \quad (22)$$

имеется отвечающее неустойчивости решение

$$\omega \approx ik_{\parallel} |v_{Ti} \tau|^{1/2}, \quad (23)$$

причем для него требуется, чтобы $|k_{\parallel}| \ll |\Omega_e|/v_{Ti} \tau^{1/2}$. В этом решении выполняется соотношение (11).

3. КРУПНОМАСШТАБНОЕ ВОЗМУЩЕНИЕ

Мелкомасштабная неустойчивость области D не является, строго говоря, вполне электростатической. При отличном от нуля параметре ζ (9) электрическое поле (6) не сводится к $-\nabla\tilde{\Phi}^{(0)}$, как было бы в пределе $\zeta \rightarrow 0$, а содержит еще и слагаемое $(i\omega/c)\tilde{\mathbf{A}}$, так что в возмущении присутствует магнитное поле $\tilde{\mathbf{B}} = \nabla \times \tilde{\mathbf{A}}$. В слое D малость этого слагаемого по сравнению с $|\nabla\tilde{\Phi}^{(0)}|$ позволяет в формуле для \tilde{f}_α (13), в выражениях для \tilde{n}_α и $\tilde{j}_{z\alpha}$ и дисперсионном уравнении для ω ограничиться, как мы делали, только полем $\tilde{\mathbf{E}} = -\nabla\tilde{\Phi}^{(0)}$ (что и оправдывает принимаемую в литературе характеристику моды как потенциальную). С другой стороны, в объеме вне D член $(i\omega/c)\tilde{\mathbf{A}}$, хотя остается

много меньше $|\nabla\tilde{\Phi}^{(0)}|$, может быть при $\tilde{J}_z^{(0)} \neq 0$ сравнимым по величине с $|\nabla\tilde{\Phi}|$ в этом объеме, и $\tilde{\mathbf{A}}$ вместе с $\tilde{\Phi}$ могут образовать (кроме окрестности поверхности $k_{\parallel} = 0$) почти идеальное крупномасштабное возмущение (8). Ниже находится амплитуда такого возмущения. Конечно, его присутствие означает, что при $\zeta \neq 0$ неустойчивость не является по-настоящему локализованной.

Для крупномасштабного по радиальной координате возмущения вынуждающий ток, сосредоточенный в слое толщиной $D \ll a$, может рассматриваться как поверхностный $\tilde{J}^{(0)}\delta(r-r_0)$ с той же винтовостью, что и в мелкомасштабной моде. Выделим два случая.

1. В плазме отсутствует поверхность $k_{\parallel} = 0$. В этом случае при $|\omega/\omega_A| \ll 1$ идеальное МГД-возмущение вне слоя D подчиняется уравнению второго порядка (см., например, [8])

$$k_{\parallel} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \tilde{A}_z}{\partial r} \right) - \frac{m^2}{r^2} \tilde{A}_z \right] - \frac{4\pi}{c} \frac{m}{r B_z} \frac{dj_z}{dz} \tilde{A}_z = 0, \quad (24)$$

где j_z — плотность невозмущенного тока. Пусть \tilde{A}_1 , $r < r_0$ — частное решение (24), обращающееся в нуль на оси, $\tilde{A}_1|_{r=0} = 0$. Пусть \tilde{A}_2 , $r > r_0$ — частное решение, удовлетворяющее граничному условию $\tilde{A}_2 = 0$ на идеально проводящей стенке. При $r = r_0$ должно соблюдаться равенство

$$\tilde{A}_2|_{r_0+0} = \tilde{A}_1|_{r_0-0}, \quad (25)$$

с тем чтобы была непрерывна нормальная компонента поля $\tilde{\mathbf{B}}$, и имел место скачок его азимутальной компоненты $\tilde{B}_\theta = \partial\tilde{A}_z/\partial r$

$$\frac{\partial\tilde{A}_2}{\partial r}\Big|_{r_0+0} - \frac{\partial\tilde{A}_1}{\partial r}\Big|_{r_0-0} = \frac{4\pi\tilde{J}_z^{(0)}}{c}. \quad (26)$$

Ввиду малости D , границы областей, в которых справедливо уравнение (24), указаны как $r_0 - 0$ и $r_0 + 0$. Из (25), (26) получаем искомую амплитуду

$$\tilde{A}_z|_{r=r_0} = \frac{4\pi\tilde{J}_z^{(0)}}{c} \left[\tilde{A}_1^{-1} \frac{\partial\tilde{A}_1}{\partial r}\Big|_{r_0-0} - \tilde{A}_2^{-1} \frac{\partial\tilde{A}_2}{\partial r}\Big|_{r_0+0} \right]^{-1}. \quad (27)$$

Входящие сюда величины $\tilde{A}_1^{-1} \partial\tilde{A}_1/\partial r|_{r_0-0}$, $\tilde{A}_2^{-1} \partial\tilde{A}_2/\partial r|_{r_0+0}$ определяются видом профиля j_z ; их отыскание для уравнения 2-го порядка не составляет проблемы, конкретные профили здесь не рассматриваются.

2. В плазме есть поверхность $r = r_{res}$, на которой $k_{\parallel} = 0$. Предполагается, что такая поверхность единственная. При конечной, хотя и высокой, η общее решение уравнения колебаний (при принятых предположениях (1)–(3)) оно 4-го по-

рядка по r [8]) включает, помимо крупномасштабных решений, два мелкомасштабных. Мы ищем частное решение, в котором мелкомасштабная составляющая есть только в узком слое шириной δ около поверхности $r = r_{res}$, и вне этого слоя возмущение крупномасштабное, причем при $r < r_{res}$ совпадает с решением \tilde{A}_{11} уравнения (24) идеальной МГД, удовлетворяющим условию $\tilde{A}_{11}|_{r=0} = 0$, а при $r > r_{res}$ – с решением \tilde{A}_{12} (о граничных условиях для него – ниже) того же уравнения. Такой переход через окрестность резонансной поверхности реализуется, если [2]

$$\tilde{A}_{11}|_{r_{res}-0} = \tilde{A}_{12}|_{r_{res}+0}, \quad (28)$$

$$\frac{1}{\tilde{A}_{12}} \frac{d\tilde{A}_{12}}{dr} \Big|_{r_{res}+0} - \frac{1}{\tilde{A}_{11}} \frac{d\tilde{A}_{11}}{dr} \Big|_{r_{res}-0} = \bar{\Delta}, \quad (29)$$

где $\bar{\Delta}$ – функция ω , вид которой определяется тем, какой физический механизм ограничивает продольную проводимость плазмы. В задаче о тиринг-моду уравнения (28), (29) служат для отыскания ω по найденным из (24) зависимостям \tilde{A}_{11} и \tilde{A}_{12} от r (для \tilde{A}_{12} ставится условие обращения в нуль на идеально проводящей стенке). В случае, когда σ_{\parallel} ограничивается столкновениями, функция $\bar{\Delta}(\omega)$ найдена в [2], а при ограничении бесстолкновительным эффектом инерции электронов – в [9]; корень с $\gamma > 0$ существует, если $\Delta' \equiv \frac{1}{\tilde{A}_{12}} \frac{\partial \tilde{A}_{12}}{\partial r} \Big|_{r_{res}+0} - \frac{1}{\tilde{A}_{11}} \frac{\partial \tilde{A}_{11}}{\partial r} \Big|_{r_{res}-0} > 0$.

В нашей задаче из уравнений (28), (29) при известном решении \tilde{A}_{11} и при заданном (найденном из (18)) инкременте неустойчивости, развивающейся в слое D , отыскивается

$$\frac{1}{\tilde{A}_{12}} \frac{\partial \tilde{A}_{12}}{\partial r} \Big|_{r_{res}+0} = \frac{1}{\tilde{A}_{11}} \frac{\partial \tilde{A}_{11}}{\partial r} \Big|_{r_{res}-0} + \bar{\Delta}(\gamma). \quad (30)$$

Решая в области $r_{res} < r < r_0$ уравнение (24) для \tilde{A}_{12} с граничными условиями (28), (30) при $r = r_{res}$, найдем величину $\tilde{A}_{12}^{-1} \partial \tilde{A}_{12} / \partial r|_{r_{res}+0}$, которая заменит $\tilde{A}_{11}^{-1} \partial \tilde{A}_{11} / \partial r|_{r_{res}-0}$ в формуле (27), определяющей отношение $\tilde{A}_{12}|_{r=r_0} / \tilde{J}_z^{(0)}$.

Радиальная зависимость крупномасштабного возмущения в случаях 1 и 2 показана на рисунке.

При достаточно малых $s = k_{\perp}^2 v_{Ti}^2 / \omega_{ci}^2$ для корня дисперсионного уравнения (18) не только соблюдается условие (11), но мала и групповая скорость, так что

$$\left| k_x \frac{\partial \operatorname{Re} \omega}{\partial k_x} \right| \ll \gamma. \quad (31)$$

Пусть для возмущения потенциала с такими s , сосредоточенного в слое D (который может быть тоньше, чем вся область по r , где есть неоднородность (22) ионной температуры) выполняется требование (31). Это возмущение нарастает, в течение времени $\sim 1/\gamma$ не деформируясь. И все это время будет существовать ток $\tilde{J}_z^{(0)}$, поддерживающий крупномасштабное МГД-возмущение вне D .

Здесь не разбирается вопрос о том, в результате каких событий, происходящих в шнуре (изменений профилей), к некоторому моменту t_0 возникнет состояние (12), после чего и произойдет “вспышка” возмущения за время $\sim 1/\gamma$.

В полученные выражения для амплитуды крупномасштабной составляющей возмущения входят только логарифмические производные, берущиеся из решений уравнения второго порядка идеальной МГД (24) для \tilde{A}_z , и функция $\bar{\Delta}(\gamma)$. Детализация $\bar{\Delta}(\gamma)$ в зависимости от параметров плазмы выходит за рамки этой заметки.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, прослежена возможность появления в шнуре крупномасштабных винтовых возмущений, близких к идеальной МГД, источником которых служит “электростатическая” мелкомасштабная неустойчивость дрейфового типа, локализованная в слое сильной радиальной неоднородности параметров плазмы. Зацепление мелкомасштабных колебаний, сосредоточенных в области неустойчивости, с длинноволновым по z крупномасштабным возмущением всего объема происходит через присутствие токов \tilde{j}_z в мелкомасштабной моде.

Автор благодарен М.И. Михайлову за полезное обсуждение.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шафранов В.Д. // Вопросы теории плазмы. Вып. 3 / Под ред. М.А. Леонтовича. М.: Госатомиздат, 1963. С. 3. [V.D. Shafranov, in *Reviews of Plasma Physics*, Ed. by M.A. Leontovich (Consultants Bureau, New York, 1967). Vol. 3. P. 1]
2. Furth H.P., Killeen J., Rosenbluth M.N. // *Phys. Fluids*. 1963. V. 6. P. 459.
3. Арсенин В.В. // *Физика плазмы*. 2018. Т. 44. С. 849. [V.V. Arsenin, *Plasma Phys. Rep.* **44**, 967 (2018)]
4. Арсенин В.В. // *Физика плазмы*. 2019. Т. 45. С. 1157. [V.V. Arsenin, *Plasma Phys. Rep.* **45**, 1177 (2019)]

5. *Кадоццев Б.Б., Погуце О.П.* // Вопросы теории плазмы. Вып. 7 / Под ред. М.А. Леонтовича. М.: Атомиздат, 1967. С. 209. [В.В. Kadomtsev and O.P. Pogutse, in *Reviews of Plasma Physics*, Ed. by M.A. Leontovich (Consultants Bureau, New York, 1970), Vol. 5. P. 249]
6. *Миямото К.* Основы физики плазмы и управляемого синтеза. М.: Физматлит, 2007. [К. Miyamoto, *Fundamentals of Plasma Physics and Controlled Fusion*, University of Tokyo, 2001]
7. *Кролл Н.* // Физика высокотемпературной плазмы / Под ред. М.С. Рабиновича. М.: Мир, 1972. С. 112. [N. Krall, in *Advances in Plasma Physics*, Ed. by A. Simon and W.B. Thompson (Interscience Publishers, John Wiley and Sons, New York - London - Sydney - Toronto, 1968, 1969). Vol. 1. P. 153]
8. *Rutherford P.H., Furth H.P., Rosenbluth M.N.* // Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. IV IAEA Conf., Madison, 1971. CN 28/F-16). Vienna: IAEA, 1971. V. II. P. 553.
9. *Погуце О.П., Юрченко Э.И.* // Физика плазмы. 1977. Т. 3. С. 504. [O.P. Pogutse and E.I. Yurchenko, *Sov. J. Plasma Phys.* 3, 283 (1977)]

ДОПЛЕРОВСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ АТОМАРНОГО ВОДОРОДНО-ДЕЙТЕРИЕВОГО ПУЧКА

© 2021 г. П. П. Дейчули^{a,*}, А. В. Бруль^a, В. И. Давыденко^a,
А. А. Иванов^a, Д. Осин^b, Р. Магги^c

^a Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия

^b Tokamak Energy Ltd., Abingdon, United Kingdom

^c Tri Alpha Energy Ltd, Foothill Ranch, CA, USA

*e-mail: P.P.Deichuli@inp.nsk.su

Поступила в редакцию 18.01.2021 г.

После доработки 12.03.2021 г.

Принята к публикации 14.03.2021 г.

Получение атомарных пучков смеси изотопов водорода представляет интерес для диагностических целей, позволяя изучить процесс релаксации быстрых захваченных ионов в плазме с помощью нейтронных диагностик. Кроме того, инжекция смешанных пучков дейтерия и трития для нагрева и поддержания плазмы могла бы позволить сильно упростить дорогостоящую систему разделения изотопов в термоядерном реакторе. В данной работе методом доплеровской спектроскопии экспериментально определено относительное содержание ионов с различной массой в пучке ионного источника, работающего на смеси изотопов водорода (водород–дейтерий). Полученный опыт в дальнейшем предполагается развить и использовать для оптимизации условий генерации плазмы в источнике ионов с целью получения смешанного пучка ионов с характеристиками, требуемыми для различных приложений.

Ключевые слова: инжекторы пучков быстрых атомов, источники ионов изотопов водорода, доплеровская спектроскопия атомов водорода и дейтерия

DOI: 10.31857/S0367292121070064

ВВЕДЕНИЕ

Инжекция мощных атомарных пучков изотопов водорода широко используется в экспериментах по управляемому термоядерному синтезу для нагрева плазмы и поддержания тока. В большинстве приложений для этих целей используются либо пучки атомов дейтерия, либо водорода. В некоторых случаях представляет большой интерес инжекция пучков из смеси дейтерия и водорода. Например, если в эксперименте для нагрева плазмы и генерации тока используется мощный пучок атомов водорода, то небольшая добавка дейтерия позволяет задействовать диагностики на основе регистрации термоядерных нейтронов *DD*-реакций в плазме или в поглощающих стенках ловушки. С помощью этих нейтронных диагностик могут быть получены данные о динамике движения захваченных ионов дейтерия, времени их жизни в плазме, области движения и зоне потерь.

Однако самое важное, на наш взгляд, из возможных применений смешанных пучков изотопов водорода — это инжекция пучка из смеси дейтерия и трития в термоядерном реакторе, работа-

ющем на дейтерий-тритиевой плазме. В этом случае, как обратил внимание авторов Д.Д. Рютов, отпадает необходимость в дорогостоящей и сложной системе разделения изотопов. Тогда для расчета глубины проникновения пучка в плазму и оценки величины нейтронного выхода требуется знание начального молекулярного состава пучка в ионном источнике. Для получения атомарного пучка ионный пучок из источника должен пройти через газовую мишень-нейтрализатор, в которой молекулярные ионы диссоциируют и затем перезаряжаются в атомы, энергия которых определяется структурой первичного молекулярного иона. Молекулярный состав пучка в источнике ионов может достаточно сильно меняться в зависимости от условий разряда, генерирующего плазму. Меняя эти условия, можно обеспечивать в каждом случае нужный молекулярный состав пучка из смеси изотопов водорода.

Прямое измерение содержания каждого изотопа в смешанном атомарном пучке является достаточно сложной задачей. Поэтому очень заманчиво выглядит измерение содержания изотопов достаточно простым бесконтактным методом до-

плеровской спектроскопии пучка. Результаты соответствующих экспериментов с мощным водородно-дейтериевым пучком обсуждаются в данной работе.

ОПИСАНИЕ МЕТОДА ДОПЛЕРОВСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ СМЕШАННОГО ПУЧКА

В пучке ионного источника, работающего на смеси изотопов, наряду с ионами водорода H^+ , H_2^+ , H_3^+ , H_2O^+ и дейтерия D^+ , D_2^+ , D_3^+ , D_2O^+ , возможно наличие гибридных ионов HD^+ , H_2D^+ , HD_2^+ и HDO^+ . После нейтрализации и диссоциации молекулярных ионов в газовой мишени инжектора в излучении пучка представлен набор доплеровски сдвинутых линий H_α -частиц, двигающихся с разными скоростями. Кроме того, линии дейтерия имеют дополнительный изотопный сдвиг, который для пары H_α - D_α составляет около 1.72 Å. Излучение быстрых атомов водорода и дейтерия связано со столкновениями с молекулами остаточного газа в тракте транспортировки пучка. Информация о сдвиге линий $\Delta\lambda(\text{Å})$ излучения атомов, возникших после полной диссоциации и нейтрализации молекулярных ионов, что, как правило, имеет место в практике использования атомарных пучков для целей УТС, приведена в табл. 1 для энергии 15.3 кэВ, что соответствует условиям экспериментов. При определении положения линий излучения дейтерия учтен изотопный сдвиг.

Для изотопно-чистых пучков в спектре излучения представлены линии, порожденные ионами H^+ , H_2^+ и H_3^+ , H_2O^+ и аналогичными ионами в дейтериевом пучке. Для водородного пучка это линии H_α -атомов с энергиями E_0 , $E_0/2$, $E_0/3$ и $E_0/18$. Для пучков с энергией выше 10 кэВ они достаточно хорошо разнесены по спектру и могут быть хорошо разрешены даже на фоне имеющегося доплеровского уширения линий, связанного с угловым и энергетическим разбросом частиц пучка. В изотопно-чистых пучках это позволяет определить содержание молекулярных фракций в исходном пучке ионов [1]. Сечение возбуждения атомов изотопов водорода при столкновениях с молекулами водорода в тракте транспортировки хорошо известно. В предположении, что в зависимости от плотности остаточного газа излучение атомов происходит либо из-за повторных столкновений (столкновительная модель), либо в результате спонтанного высвечивания (модель коронального равновесия), можно связать плотность соответствующей компоненты пучка с интенсивностью линии. Чаще всего, плотность остаточного газа в тракте пучка мала, и интенсивность излучения определяется корональной моделью. Данная диагностика очень удобна и широ-

Таблица 1. Спектральные линии пучка смеси водорода и дейтерия

№	Масса иона, а.е.м.	Исходный ион	Излучающий атом	$\Delta\lambda(\text{Å})$ при $E = 15.3$ кэВ и угле наблюдения 27°
1	1	H^+	H	33.4
2	2	H_2^+	H	23.6
3	2	D^+	D	21.9
4	3	H_3^+	H	19.27
5	3	HD^+	H D	19.27 17.55
6	4	H_2D^+	H D	16.7 15.0
7	4	D_2^+	D	15.0
8	5	HD_2^+	H D	14.93 13.21
9	6	D_3^+	D	11.9
10	18	H_2O^+	H	7.87
11	19	HDO^+	H D	7.66 5.94
12	20	D_2O^+	D	5.75

ко используется на практике в случае как мощных нейтральных пучков, используемых для нагрева плазмы, так и диагностических пучков небольшой мощности, см., например, [2–4].

Заметим, что получающиеся после развала гибридных ионов атомы водорода и дейтерия имеют одинаковое доплеровское смещение. Однако, как уже указывалось выше, благодаря изотопному сдвигу их линии, в принципе, могут быть разрешены.

Измеряя интенсивности смещенных в результате эффекта Доплера линий изотопов в нейтральном пучке, можно определить доли токов ионов водорода и дейтерия в начальном пучке в каждой из фракций. Эта задача всегда стоит при разработке ионного источника. Для приложений в УТС, где используются атомарные пучки, эта информация является особенно актуальной.

В соответствии с данными, приведенными в табл. 1, в первичном ионном пучке присутствуют 12 сортов ионов, которым в наблюдаемой области спектра соответствуют 16 линий излучения. Некоторые из них совпадают по длине волны, поскольку излучающие атомы, возникшие при диссоциации различных первичных молекулярных ионов, имеют одинаковые скорости. Это линии атомов водорода, образовавшихся при диссоциации ионов H_3^+ и HD^+ , и дейтерия при диссоциа-

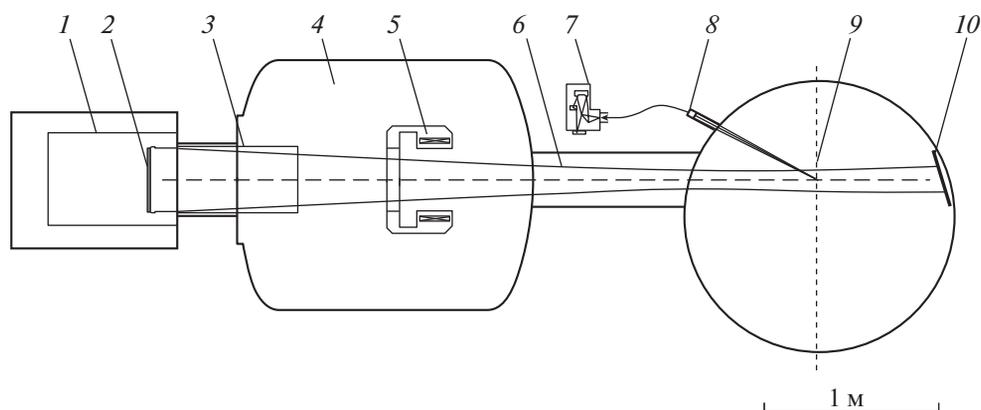


Рис. 1. Схема эксперимента: 1 – ионный источник; 2 – ионно-оптическая система; 3 – нейтрализатор пучка; 4 – вакуумный объем инжектора; 5 – отклоняющий магнит; 6 – огибающая пучка; 7 – спектрометр; 8 – зона наблюдения; 9 – центральная плоскость установки С-2U; 10 – приемник пучка.

ции ионов H_2D^+ и D_2^+ . В случае полного разрешения всех 16 линий спектра атомов водорода и дейтерия в смешанном пучке можно определить относительное содержание всех 12 сортов ионов в первичном ионном пучке инжектора.

Содержание молекулярных ионов H^+ , H_2^+ , D^+ и D_2^+ вычисляется из интенсивности излучения линий атомов $\text{H}(E)$, $\text{H}(E/2)$, $\text{D}(E)$, и $\text{D}(E/2)$ (в скобках указана величина энергии атома, E – начальная энергия иона). Атом $\text{H}(E/3)$ образуется в результате диссоциации и нейтрализации как молекулярного иона H_3^+ , так и иона HD^+ . В этом случае содержание молекулярных ионов HD^+ в ионном пучке следует определять по интенсивности линии $\text{D}(2/3)$. Затем необходимо рассчитать интенсивность линии $\text{H}(E/3)$ от молекулярных ионов HD^+ и определить содержание молекулярных ионов H_3^+ из разности интенсивности линии $\text{H}(E/3)$ и расчетной интенсивности $\text{H}(E/3)$ от молекулярных ионов HD^+ . Аналогичную процедуру для линий $\text{H}(E/4)$ и $\text{D}(E/2)$ следует использовать для определения содержания молекулярных ионов D_2^+ и H_2D^+ , поскольку линия $\text{D}(E/2)$ возникает в результате диссоциации и нейтрализации обоих молекулярных ионов. Содержание молекулярных ионов HD_2^+ в первичном ионном пучке может быть найдено как по интенсивности линии $\text{H}(E/5)$, так и по интенсивности линии $\text{D}(2E/5)$. Содержание молекулярных ионов D_3^+ , H_2O^+ и D_2O^+ определяется по интенсивностям линий $\text{D}(E/3)$, $\text{H}(E/18)$ и $\text{D}(E/10)$. Содержание молекулярных ионов HDO^+ может быть вычислено как по интенсивности линии $\text{H}(E/19)$, так и по интенсивности линии $\text{D}(2E/19)$.

Некоторые спектральные линии, показанные в табл. 1, очень близки между собой и практически сливаются при наблюдении. Так, например, расстояние между линией $\text{H}(E/18)$ от молекулярного иона H_2O^+ и линией $\text{H}(E/19)$ от молекулярного иона HDO^+ составляет всего 0.2 \AA , поэтому в эксперименте их невозможно разрешить. Наличие линий ионов, в составе которых присутствует кислород, свидетельствует о наличии течей в вакуумной системе инжектора. Доля этих ионов в пучке обычно пренебрежимо мала. Поэтому для оценки их содержания линии $\text{H}(E/18)$ и $\text{H}(E/19)$, а также линии $\text{D}(2E/20)$ и $\text{D}(2E/19)$ можно не разделять.

Полученные в эксперименте спектры изотопов в смешанном пучке и их интерпретация приведены ниже.

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Схема экспериментов представлена на рис. 1. Экспериментальные исследования проводились на пучке мощного атомарного инжектора [5]. Сфокусированный ионный пучок формировался многощелевой трехэлектродной ионно-оптической системой с эмиссионным диаметром 34 см. Баллистическая фокусировка пучка обеспечивалась сферической формой электродов. При этом фокусное расстояние составляло 370 см. Начальный ток ионного пучка до нейтрализации в мишени составлял около 150 А. Особенностью инжектора является возможность в течение импульса менять энергию пучка от 15 до 40 кэВ без изменения тока. Измерения состава пучка проводились при энергии 15.3 кэВ. Инжектор оборудован магнитом для отклонения остаточных ионов после нейтрализатора. Свечение пучка быстрых атомов наблюдалось спектрометром через окно, расположенное в вакуумной камере установки С-

2U [6]. Одновременно со спектрометром, измерявшим спектр излучения пучка, в эксперименте использовался также нейтронный детектор. Он измерял поток нейтронов из приемника пучка. Нейтроны в приемнике пучка образовывались в результате реакции $D + D \rightarrow He^3 + n(2.45 \text{ МэВ})$ при столкновении быстрых атомов дейтерия с атомами дейтерия, поглощенными в поверхностном слое приемника пучка [7]. Данные нейтронного детектора качественно соответствовали измерениям спектра излучения пучка при изменении смеси в ионном источнике, когда в последовательных импульсах происходило замещение одного изотопа другим.

В данных экспериментах использовался водородно-дейтериевый пучок, в котором соотношение водород/дейтерий можно было изменять от 0 до 100%. Режим работы инжектора переводился с одного изотопа на другой, либо на смесь изотопов, регулировкой подачи рабочих газов в источник плазмы. В экспериментах использовалось два способа подачи газа в ионный источник и нейтрализатор. В одном случае приготавливался заранее баллон со смесью газов водорода и дейтерия заданной концентрации. В другом — задавался определенный поток каждого типа газов при их независимом напуске в источник плазмы инжектора. Заметного отличия спектроскопических данных о пучке из смеси изотопов, полученного этими способами, не наблюдалось.

На рис. 2 показан сигнал нейтронного детектора, нормированный на величину тока пучка. Сначала была проведена серия импульсов с подачей дейтерия в ионный источник и нейтрализатор. При этом наблюдался спектр пучка атомов дейтерия и соответствующий сигнал нейтронного детектора был практически постоянен (рис. 2). Затем происходило переключение на водород, что приводило к постепенному падению нейтронного выхода. При этом полностью исчезали чисто линии атомов дейтерия в серии спектров, снятых в процессе очищения источника плазмы. Выход нейтронов DD-реакции спадал экспоненциально с числом импульсов инжектора на водороде, что соответствовало наблюдаемому падению интенсивности линии $D(E)$ (см. рис. 2).

Рассмотрим факторы, определяющие возможность разрешения линий водорода и дейтерия в смешанном пучке, имеющих некоторую ширину. Уширение линий атомов пучка связано как с поперечным, так и с продольным разбросом скоростей атомов. Рассмотрим вначале уширение линий за счет поперечного движения атомов в вертикальном направлении, совпадающем с направлением вдоль щелей ионно-оптической системы источника. Локальная угловая расходимость пучка ионов вдоль щелей на выходе из ионно-оптической системы определяется темпе-

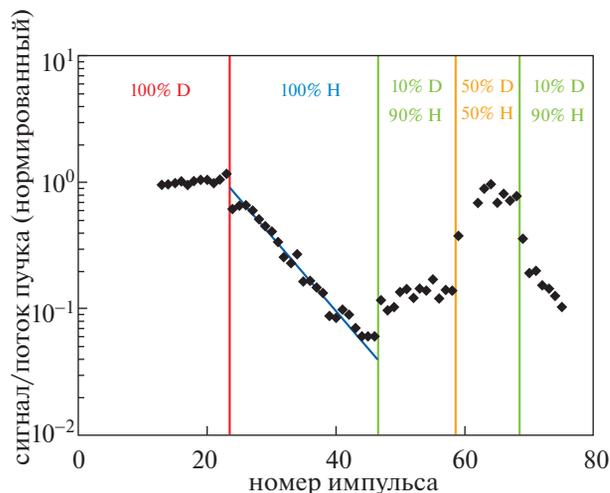


Рис. 2. (Цветной онлайн) Сигнал нейтронного детектора в сериях с различным составом газа в баллоне в зависимости от номера выстрела.

ратурой ионов плазменного эмиттера $\sim 1.8 \text{ эВ}$, и составляет ~ 11 мрад при энергии ионов 15 кэВ . Другим фактором, определяющим поперечную расходимость пучка быстрых атомов, является баллистическая фокусировка пучка. При начальном диаметре пучка 34 см и фокусном расстоянии 370 см среднеквадратичная угловая расходимость, связанная с фокусировкой, имеет величину ~ 23 мрад. Полная среднеквадратичная расходимость пучка атомов за счет рассмотренных факторов в вертикальном направлении составляет ~ 25 мрад.

В уширение линии также вносит вклад конечное разрешение спектрометра, составляющее 0.4 \AA . Шумы сигналов со спектрометра тоже дают вклад в уширение линий. Учитывалось также уширение линий из-за конечного телесного угла наблюдения, определяемого оптической системой [8]. Для данной конфигурации эксперимента это уширение составляло 11 мрад, что незначительно увеличивает полное уширение с 25 до 28 мрад.

Разброс скоростей атомов в вертикальном направлении выражается как $\delta v_z \approx v \delta \alpha$, где v — продольная скорость атома. Уширение линий, связанное с разбросом поперечных скоростей, имеет величину $\delta \lambda_z \approx \delta v_z \lambda / c$, где λ — длина волны линии H. Для атома водорода с энергией 15 кэВ $\delta \lambda_z \approx 0.93 \text{ \AA}$, для атома дейтерия $\delta \lambda_z \approx 0.65 \text{ \AA}$.

Продольный разброс скоростей атомов в пучке связан с несколькими факторами. Разброс энергии ионов, связанный с нестабильностью ускоряющего напряжения ионного источника, имеет величину $\sim \pm 100 \text{ эВ}$. Кроме того, при прохождении газовой мишени нейтрализатора атомы теряют энергию $\sim 50 \text{ эВ}$ и получают разброс энер-

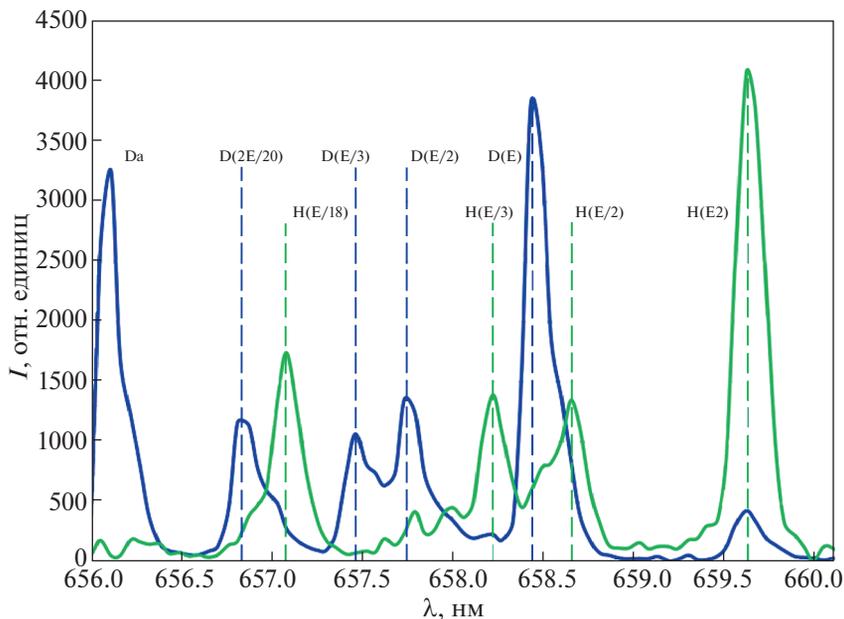


Рис. 3. (Цветной онлайн) Спектр излучения пучка с различным изотопным составом: синяя кривая — спектр исходного пучка дейтерия, зеленая кривая — в конечном состоянии при переходе на водород.

гии $\sim \pm 50$ эВ вследствие нескольких ионизаций в достаточно толстой перезарядной мишени. Суммарный среднеквадратичный разброс продольной энергии атомов оценивается величиной $\delta E_l \approx \approx 110$ эВ. Поскольку продольная скорость атома $v = (2E)/M^{1/2}$, то продольный разброс скоростей атомов пучка оценивается как $\delta v_l \approx v \delta E_l / (2E)$ и соответствующее уширение линий равно $\delta \lambda_l \approx \approx \delta v_l \lambda / c$. Для атомов водорода с энергией 15 кэВ продольное уширение линии $\delta \lambda_l \approx 0.62$ Å, для атомов дейтерия той же энергии $\delta \lambda_l \approx 0.45$ Å.

При наблюдении под углом θ к направлению движения пучка уширение линий связано с уширением линий в поперечном и продольном направлении и может быть оценено как $\delta \lambda \approx \approx ((\delta \lambda_l \sin \theta)^2 + (\delta \lambda_l \cos \theta)^2)^{1/2}$.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Полученные данные позволили определить состав первичного ионного пучка из смеси изотопов при различных соотношениях их напуска в источник ионов. При этом полный ток пучка поддерживался в диапазоне 130–150 А. По мере изменения состава рабочего газа инжектора интенсивности характерных водородных и дейтериевых линий монотонно изменялись от максимума до практически полного исчезновения (см. рис. 3).

Синяя кривая на рис. 3 соответствует стартовому режиму при работе на чистом дейтерии. Хо-

рошо видны 4 пика (не считая несмещенной линии $D\alpha$), типичных для моноизотопных пучков. По мере снижения подачи дейтерия и увеличения подачи водорода в разряд пучок и спектр постепенно трансформируются к чисто водородному (зеленая кривая на рис. 3).

В экспериментах обнаружено, что при резком переходе от одного изотопа другому, состав пучка изменяется с заметной задержкой. В первых импульсах после смены газа состав пучка по спектроскопическим данным почти не изменялся. Для полной очистки разрядной камеры и электродов инжектора требовалось несколько десятков импульсов с длительностью разряда до 30 мс после изменения состава газа, что было видно по интенсивностям линий в спектре пучка, так и по величине нейтронного выхода (рис. 2).

Примеры спектров смешанного пучка показаны на рис. 4–6. Доплеровский сдвиг для всех фракций пучка заранее известен и дополнительно калибруется по величине максимального сдвига для атомов водорода полной энергии — линии $H(E)$, который учитывает и эффективное значение энергии пучка и угла наблюдения. При работе на одном изотопе можно также определить ширину линий в спектре пучка, которая обусловлена главным образом доплеровским уширением из-за конечного углового разброса в пучке. Это облегчало определение интенсивности близко-расположенных линий в спектре.

В экспериментах использовался инжектор с током пучка 150 А при относительно небольшой энергии (15.3 кэВ). Это затруднило выделение ли-

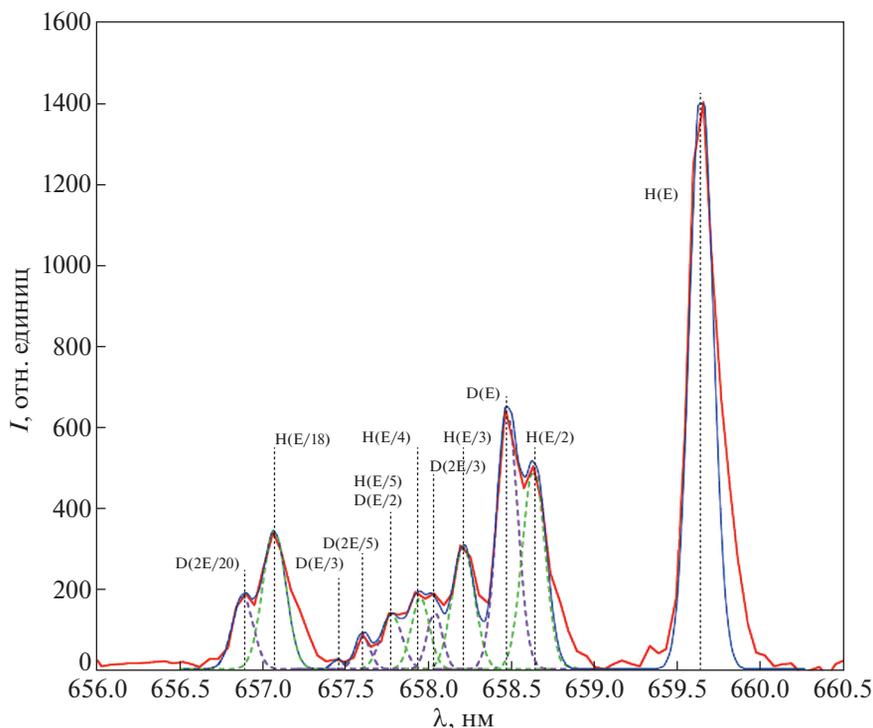


Рис. 4. (Цветной онлайн) Спектр смешанного пучка: красная линия — измеренный спектр, синяя линия — его аппроксимация набором гауссовских пиков, зеленые штриховые пики — линии водорода, сиреневая штриховая линия — линии дейтерия.

ний фракций с малой концентрацией, а в одном случае — для линий $D(E/2)$ и $H(E/5)$ их положения в спектре случайно почти совпали и разрешить эти пики в описываемых экспериментах оказалось невозможно. Заметим, что для пучков с энергией ≥ 40 кэВ эти пики уже достаточно разнесены и должны быть легко разрешимы.

Варьируя соотношение H и D компонент в пучке можно облегчить выявление линий небольших фракций, прежде всего появляющихся линий доплеровского спектра при изменении изотопного состава пучка. На рис. 5 показаны два спектра смешанного пучка: сверху — спектр при заметном преобладании дейтерия, внизу — при преобладании водорода.

В импульсе с преобладанием дейтерия над водородом (рис. 5, сверху) дейтериевые линии $D(2E/5)$ и $D(2E/3)$ более выражены и легче идентифицируются. Это новые линии, которых нет в моноизотопных D - и H -пучках, и которые возникают при диссоциации гибридных ионов HD_2^+ и HD^+ . Такая линия $H(E/5)$ для энергии пучка 15 кэВ сливается с линией $D(E/2)$ (доплеровский сдвиг между энергиями $E/5$ и $E/4$ при $E = 15$ кэВ случайно совпал с изотопным сдвигом).

Спектр при преобладании водорода показан на рис. 5 внизу. В этом режиме видно, что сильно выражена линия $H(E/3)$ и становится слабо заме-

тен пик от новой линии $H(E/4)$. Статистическое усреднение нескольких спектров и численное моделирование позволяют идентифицировать пики мелких фракций в спектре — штриховые кривые на рис. 5. Черная линия — экспериментальный измеренный спектр пучка. Для наглядности мелких фракций спектры на рис. 5 растянуты по вертикали, так что главные линии полной энергии $H(E)$ и $D(E)$ не показаны полностью.

Из-за высокой интенсивности пучка его спектр легко регистрируется даже при высоком вакууме в камере наблюдения. Несмещенная линия H_α в спектре при этом не видна. В этом случае условия наблюдения не соответствуют модели [1], которая предполагает высвечивание линий при столкновениях с молекулами водорода в пучковом тракте. Требовался дополнительный напуск водорода (дейтерия) в камеру для создания фона, тогда в спектре наблюдалась несмещенная линия $H_\alpha(D_\alpha)$. Данных о величине погрешности измерений состава при возбуждении линий излучения при столкновениях с молекулами других газов, кроме водорода и дейтерия, нет. Для оценки ошибки измерения состава при недостаточном или полностью отсутствующем водороде (дейтерии) в фоновом газе были получены спектры излучения дейтериевого пучка при различном напуске дейтерия в камеру. При этом реализовались

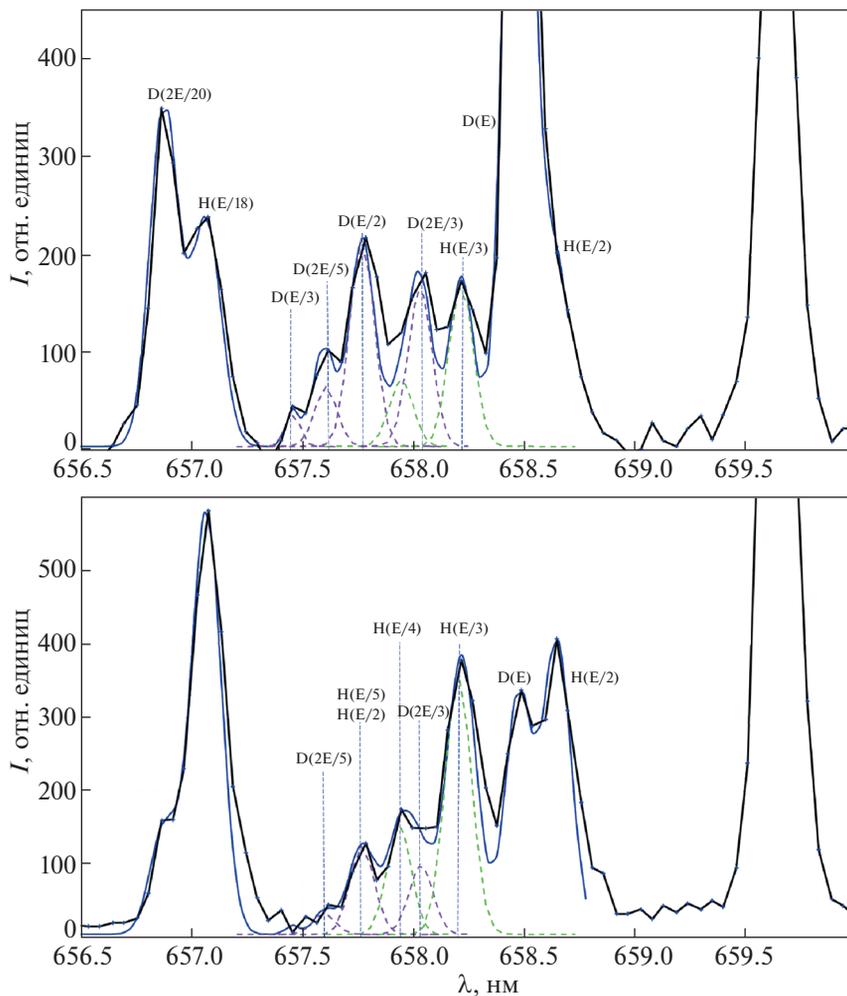


Рис. 5. (Цветной онлайн) Участок спектра излучения пучка с линиями гибридных ионов при различных соотношениях напуска водорода и дейтерия.

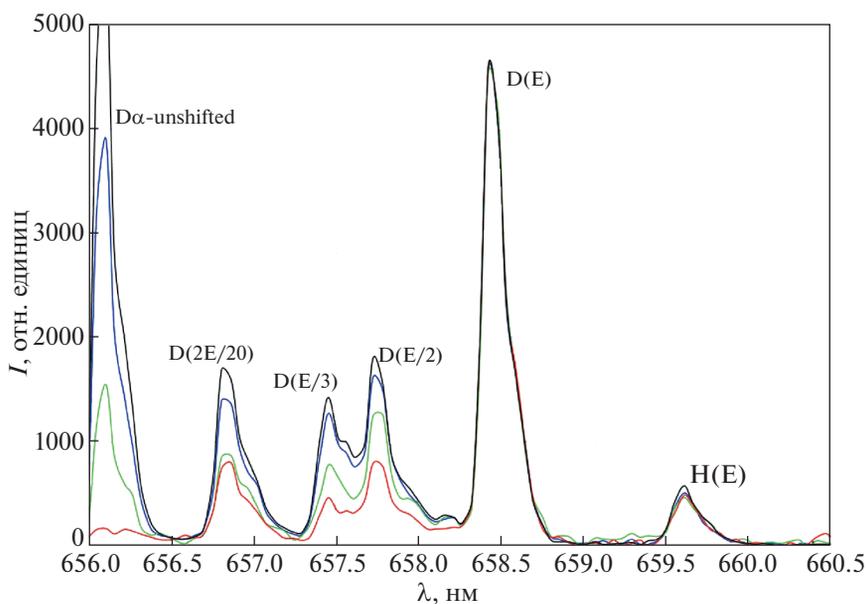


Рис. 6. (Цветной онлайн) Спектр дейтериевого пучка при различной плотности фонового дейтерия в камере наблюдения.

Таблица 2. Ток различных ионов в смешанном пучке (в относительных единицах)

Сорт ионов	H ⁺	D ⁺	H ₂ ⁺	HD ⁺	H ₂ D ⁺	H ₃ ⁺	D ₂ ⁺	HD ₂ ⁺	D ₃ ⁺
Доля от полного тока пучка	54%	27%	10%	4%	2.6%	1.3%	0.6%	0.7%	~0

режимы, когда присутствовала или отсутствовала яркая несмещенная линия D_α. Интенсивность спектральных линий была нормирована на интенсивность линии дейтерия полной энергии. Примеры соответствующих спектров показаны на рис. 6.

Видно, что при измерении спектров на остаточном газе (N₂, O₂ и вода) относительная скорость возбуждения для фракций пучка с энергиями с меньшими E₀ уменьшается по сравнению с дейтерием примерно вдвое.

Эти измерения показывают, что несоблюдение условий наблюдения спектра при полном отсутствии водородсодержащего фонового газа, может заметно (в полтора-два раза) снизить содержание фракций с половинными и меньшими энергиями, зависив соответственно содержание фракции с полной энергией.

В экспериментах с чисто водородным и чисто дейтериевым пучком положение пиков фракций пучка в спектре с хорошей точностью соответствовало ожидаемым для массовых чисел 1; 2; 3; 18 для водородных линий и 2; 4; 6; 20 для дейтериевых линий.

Линия водородной компоненты с полной энергией при измерениях со смешанным пучком служит удобным маркером для измерения смещения Δλ_{max}, между линией водорода, излучаемой частицами с полной энергией и покоящимся газом. Эта величина определяется значением ускоряющего напряжения и углом наблюдения. Относительно этого маркера определялись положение всех остальных линий.

Для определения интенсивности близкорасположенных линий смешанного пучка использовалась аппроксимация наблюдаемого спектра суммированием 16 гауссовских профилей с одинаковой шириной и разными амплитудами, см., например, [9, 10]. Положение центра каждого профиля задавалось по рассчитанной длине волны для соответствующей компоненты пучка. Подбор высоты и ширины каждого профиля, аппроксимирующего линию излучения пучка, осуществлялся по методу наименьших квадратов с помощью численной аппроксимации в среде Python.

На рис. 3 приведен пример спектра при использовании рабочей смеси газов 10%D₂ и 90%N₂. Линии излучения D(E)–H(E/2) на длинах волн 658.45 и 658.65 нм достаточно хорошо различимы. Ток дейтериевой компоненты тока пучка с

полной энергией в этом эксперименте оценивается как ~8%. Соответствующие оценки по величине нейтронного выхода дают ~14%, по составу газа в баллоне – 10%.

Типичный состав чисто водородного пучка в экспериментах был 88.2–8.3–3.1–0.4% от извлеченного ионного тока пучка для компонент. Состав дейтериевого пучка в эксперименте – 86–10–3.5–0.8% для, соответственно, D⁺, D₂⁺, D₃⁺ и D₂O⁺.

В использованном инжекторе с дуговым источником плазмы доля частиц с полной энергией составляет ~90%, доля частиц половинной энергией около 10%. Эта особенность приводит к тому, что даже при небольшом содержании дейтерия в пучке (~10%) линии D(E) и H(E/2) легко разрешимы. Однако по этой же причине при содержании дейтерия заметно больше 60–70%, выделить линию H(E/2) для измерений соотношения изотопов на фоне яркой линии D(E) становится невозможным на фоне шумов. В других типах инжекторов (например, с ВЧ-разрядным источниках плазмы [7]) содержание молекулярной фракции H(E/2), как правило, в 2–3 раза выше, что должно позволить избежать эту трудность.

На рис. 4 приведен пример спектра, измеренного в процессе перехода от одного состава смеси к другому (от 50%/50% к 10% D₂/90% H₂). Судя по сигналу нейтронного детектора, содержание дейтерия в рабочей смеси при этом было около 20%. Здесь дублет D(E) и H(E/2) разрешим с помощью процедуры аппроксимации контуров этих линий [9, 10]. При этом изотопный дублет от тяжелой и легкой воды около пика 657 нм разрешим достаточно легко. Относительное содержание ионов (по току) в первичном ионном пучке для этого спектра приведено в табл. 2. Наличие ионов тяжелых примесей, в составе которых есть кислород, ввиду их малой величины (десятые доли процента) мы не учитываем.

На рис. 5 (вверху) приведен пример спектра с содержанием дейтерия в рабочем газе 50%. На нем показано расчетное положение пиков спектра, перечисленных в табл. 1. Доля ионов дейтерия с полной энергией в токе пучка составляет 56% согласно спектральным измерениям.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Смешанные пучки атомов изотопов водорода, как указывалось выше, имеют важные применения. Особенно привлекательна возможность инжекции смешанного пучка трития и дейтерия в реакторы УТС, что позволяет существенно упростить и снизить стоимость тритиевой системы реактора. В данной работе впервые обсуждаются результаты первых практических экспериментов в этом направлении со смешанным пучком изотопов водорода, которые могут быть в дальнейшем использованы для контроля его состава. В экспериментах получен смешанный пучок быстрых атомов водорода и дейтерия путем параллельной подачи соответствующих газов в газоразрядную камеру источника плазмы. Изменяя потоки подаваемых газов, можно было получать нейтральный пучок с практически любым желаемым соотношением изотопов H и D с полной энергией.

Впервые с применением процедуры аппроксимации для близко расположенных линий идентифицированы практически все линии смешанного пучка, приведенные в табл. 1. В экспериментах было обнаружено, что соотношение компонент пучка существенно зависит от предыстории из-за достаточно длительного выделения накопленного газа стенками источника плазмы. В данном случае для полной очистки источника плазмы, когда использовался дуговой генератор плазмы, требовалось несколько десятков выстрелов с длительностью 30 мс.

По доплеровскому спектру смешанного пучка при некоторых предположениях можно определить его исходный состав, а также соотношение токов водорода и дейтерия в суммарном токе пучка. Полученный опыт в дальнейшем предполагается использовать для оптимизации условий генерации плазмы в источнике ионов для получения смешанного пучка ионов с характеристиками, требуемыми, в частности, для реакторных приложений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Uhlemann R., Hemsworth R.S., Wang G., Euringer H.* // Rev. Sci. Instrum. 1993. V. 64. P. 974. <https://doi.org/10.1063/1.1144100>
2. *Ivanov A.A., Deichuli P.P., Kreter A., Maximov V.V., Schweer B., Shikhovtsev I.V., Stupishin N.V., Usoltsev D.V., Podminogin A.A., Uhlemann R.* // Rev. Sci. Instrum. 2004. V. 75. P. 1822. <https://doi.org/10.1063/1.1699508>
3. *Rowan W.L., Sampsel M.B.* // Rev. Sci. Instrum. 2004. V. 75. P. 3487. <https://doi.org/10.1063/1.1144100>
4. *Sorokin A., Belov V., Davydenko V., Deichuli P., Ivanov A., Podyminogin A., Shikhovtsev I., Shulzhenko G., Stupishin N., Tiunov M.* // Rev. Sci. Instrum. 2010. V. 81. P. 02B108. <https://doi.org/10.1063/1.3266141>
5. *Бруль А.В., Абдрашитов А.Г., Амиров В.Х., Белов В.П., Вахрушев Р.В., Горбовский, А.И., Драничников А.Н., Давыденко В.И., Дейчули П.П., Дейчули Н.П., Донин А.С., Иванов А.А., Иванов И.А., Капитонов В.А., Колмогоров В.В., Корепанов С., Мишагин В.В., Ращенко В.В., Сорокин А.В., Ступишин Н.В.* // Физика плазмы. 2021. Т. 47. № 6. С. 499.
6. *Gota H., Binderbauer M.W., Tajima T., Putvinski S., Tuszewski M., Detrick S., Garate E., Korepanov S., Smirnov A., Thompson M.C., Trask E., Yang X., Schmitz L., Lin Z., Ivanov A.A., Asai T., Allfrey I., Andow R., Beall M., Bolte N., Bui D.Q., Cappello M., Ceccherini F., Clary R., Cheung A.H., Conroy K., Deng B.H., Douglass J., Dunaevesky A., Feng P., Fulton D., Galeotti L., Granstedt E., Griswold M., Gupta D., Gupta S., Hubbard K., Isakov I., Kinley J.S., Knapp K., Magee R., Matvienko V., Mendoza R., Mok Y., Necas A., Primavera S., Onofri M., Osin D., Rath N., Roche T., Romero J., Schindler T., Schroeder J.H., Sevier L., Sheftman D., Sibley A., Song Y., Steinhauer L.C., Valentine T., Van Drie A.D., Walters J.K., Waggoner W., Yushmanov P., Zhai K., and The TAE Team* // Nuclear Fusion. 2017. V. 57. P. 116021. <https://doi.org/10.1088/1741/aa7d7b>
7. *Polosatkin S.V., Davydenko V.I., Deichuli P.P., Ivanov A.A., Ivanova A.A., Karpushov A.N., Kolmogorov A.V., Puryga E.A., Shikhovtsev I.V., Sorokin A.V., Sorokina N.V., Shvyrev V.G.* // AIP Conf. Proc. 2016. V. 1771. P. 090002. <https://doi.org/10.1063/1.4964244>
8. *Bonnal J.F., Bracco G., Breton C., Michelis C., Druaux J., Mattioli M., Oberson R., Ramette J.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1982. V.15. P. 805. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/15/5/011>
9. *Coenen J.W.* The Influence of the Dynamic Ergodic Divertor on the Radial Electric Field at the Tokamak TEXTOR. V. 39 of Schriften des Forschungszentrum Juelich. Forschungszentrum Juelich GmbH, 2009
10. *Mitosinkova K., Stockel J., Varju J., Weinzettl V.* // Nukleonika. 2016. V. 61. P. 419. <https://doi.org/10.1515/nuka-2016-0069>

СТРУКТУРА ИМПУЛЬСОВ НЕЙТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА КАМЕРАХ ПЛАЗМЕННОГО ФОКУСА С ДЕЙТЕРИЙ-ТРИТИЕВЫМ НАПОЛНЕНИЕМ

© 2021 г. Б. Д. Лемешко^а, Ю. В. Михайлов^{а,*}, И. А. Прокуратов^а,
А. К. Дулатов^а, А. А. Кадыргулов^а

^а *Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова, Москва, Россия*

**e-mail: bogolubov@vniia.ru*

Поступила в редакцию 29.01.2021 г.

После доработки 04.03.2021 г.

Принята к публикации 10.03.2021 г.

Рассматриваются особенности генерации нейтронного и жесткого рентгеновского излучения генераторами на основе камер плазменного фокуса (ПФ). Для генератора с амплитудой тока 300 кА при дейтериевом наполнении показано, что число импульсов жесткого рентгеновского излучения (ЖРИ) варьируется в разных срабатываниях от нуля до двух, при этом время между особенностью (характерный спад на кривой разрядного тока после сжатия токовоплазменной оболочки в пинч) и моментом появления первого импульса рентгеновского излучения постоянно с точностью до нескольких наносекунд. Для генератора с амплитудой тока 600 кА проведен анализ частоты появления нескольких импульсов нейтронного и рентгеновского излучений при работе на камере ПФ с дейтерий-тритиевым наполнением (нейтроны 14 МэВ). Экспериментально показано, что форма импульса нейтронов имеет сложную структуру с несколькими отдельными максимумами.

Ключевые слова: камера плазменного фокуса, плазменный фокус, нейтронный генератор, импульсное нейтронное излучение

DOI: 10.31857/S0367292121070118

1. ВВЕДЕНИЕ

Установки с камерами плазменного фокуса являются высокоинтенсивными источниками импульсного нейтронного и рентгеновского излучения наносекундной длительности. В камерах ПФ при передаче энергии от генератора импульсных токов (как правило, на основе емкостного накопителя) в газовом разряде формируется токовоплазменная оболочка. Она ускоряется вдоль поверхности электродов и сжимается на оси камеры в нецилиндрический z-пинч. Процессы при формировании и сжатии газового пинча (состоящего из дейтерия либо смеси дейтерия с тритием) очень сложны и до сих пор являются предметом изучения. Установлено, что камеры ПФ являются источниками импульсных излучений разных типов – ультрафиолета и света видимого спектра, мягкого и жесткого рентгеновского излучения, нейтронов и гамма-излучения (вплоть до нескольких МэВ при генерации нейтронов 14 МэВ [1]), электронных и ионных пучков, кумулятивных плазменных струй вдоль оси камеры ПФ [2]. Относительная простота электрической схемы емкостного накопителя, большой набор излучений разных типов, сделали плазмофокусные

установки распространенными плазменными устройствами. Они представляют интерес в различных научных исследованиях и в целях обучения студентов в университетах.

За счет возможности генерации нейтронов в широком диапазоне выхода $\sim 10^4$ – 10^{13} нейтр./имп. [3–5], основное применение камеры ПФ нашли в составе генераторов импульсного нейтронного излучения [6]. Основные характеристики нейтронного излучения камер ПФ известны – диапазон выхода, длительность импульса, анизотропия нейтронного излучения [7], область генерации нейтронов [8, 9], связь выхода нейтронов с амплитудой разрядного тока (так называемая скейлинговая зависимость [10]). В литературе проводятся обсуждения механизмов генерации нейтронов (термоядерный [11], пучково-мишенный [12]), стадий развития нецилиндрического z-пинча (например, влияние обратного скин-эффекта [13], приосевой плазмы пинча [14]), развиваются математические модели ускорения и сжатия плазмы в камерах ПФ [15, 16]. Однако многие вопросы, связанные с генерацией нейтронного излучения в настоящее время доступны к изучению в основном экспериментальными методами. Экс-

периментальное наблюдение импульсов рентгеновского и нейтронного излучений камеры ПФ позволяет косвенно получать информацию о процессах, происходящих в плазменном фокусе на этапах сжатия и распада пинча, сопровождающихся генерацией проникающих излучений, и могут помочь в продвижении понимания процессов, протекающих в камерах ПФ.

Применение аппаратуры с высоким временным разрешением позволяет детализировать процессы, происходящие в пинче с соответствующей временной точностью. Для регистрации импульсов нейтронного и рентгеновского излучения в наших экспериментах был использован сцинтилляционный детектор ССДИ [17] с временным разрешением не более 2 нс. Достаточно часто выстрелы сопровождаются несколькими импульсами нейтронов и/или ЖРИ. Появление одного или нескольких импульсов нейтронов и ЖРИ, по сути, является неконтролируемым процессом. Поэтому целью данной работы является экспериментальное изучение вариации числа наблюдающихся импульсов нейтронов и ЖРИ в отдельных выстрелах камер ПФ и анализ структуры импульсов нейтронов.

2. ИМПУЛЬСЫ ЖРИ, ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В первой серии опытов был использован генератор нейтронов ИНГ-103 [6] с камерой плазменного фокуса типа ПФ7. В данных экспериментах генератор ИНГ-103 рассматривался в качестве источника импульсного ЖРИ. Анализ результатов срабатываний приведен с точки зрения сравнения числа импульсов ЖРИ (детальное сравнение по числу импульсов нейтронов будет приведено в дальнейшем). Генератор обеспечивает выход нейтронов с энергией 2.5 МэВ порядка 10^8 нейтр./имп. при амплитуде разрядного тока порядка 300 кА. Толщина внешнего электрода камеры ПФ (медный катод) составляет 2.5 мм. Поэтому энергия ЖРИ после поглощения медью низкоэнергетичных квантов лежит в диапазоне от 30 кэВ до нескольких сотен кэВ [18]. При этом в данном диапазоне разрядных токов длительность импульса ЖРИ (на половине амплитуды) составляет 2–5 нс [18], а длительность импульса нейтронов 10–15 нс [14]. Временное разрешение сцинтилляционного детектора позволяет достаточно точно отследить форму импульсов излучения. ССДИ располагался на расстоянии 150 см от центра камеры ПФ7 в направлении, перпендикулярном оси камеры. В качестве рабочего газа использовался дейтерий при давлении 10 Торр (амплитуда импульсов ЖРИ и нейтронов сравнима в пределах развертки осциллографа).

На рис. 1 приведены характерные осциллограммы сигналов, зарегистрированные от детек-

тора ССДИ в экспериментах на генераторе ИНГ-103 с камерой ПФ7. По рис. 1 видно, что наряду с включениями с генерацией одного импульса ЖРИ и одного импульса нейтронов (рис. 1б), наблюдались включения с двумя импульсами ЖРИ и соответствующими им двумя импульсами нейтронов (рис. 1в). Также наблюдались выстрелы, при которых импульс ЖРИ отсутствовал, хотя импульс нейтронного излучения наблюдался (рис. 1а). Анализ числа событий с появлением разного числа импульсов ЖРИ показал, что для генератора ИНГ-103 примерно в 60% от всех включений реализуется режим с одним импульсом нейтронов и одним импульсом ЖРИ. В 24% случаев импульс ЖРИ отсутствовал, несмотря на наличие, явно выраженной особенности на кривой тока и импульса нейтронов. Под особенностью понимается характерный спад на кривой разрядного тока после сжатия токооплазменной оболочки в пинч. В 16% случаев наблюдалось два импульса ЖРИ. Всего на камере ПФ7 в этом режиме было сделано 60 включений. Необходимо отметить, что рис. 1 показывает характерные случаи наблюдения импульсов ЖРИ. Однако совместно с нейтронным импульсом вариаций может быть еще больше, например, наличие двух импульсов ЖРИ и только одного явно выраженного импульса нейтронов, или же достаточно редкий, но, тем не менее, наблюдавшийся экспериментально режим с двумя импульсами нейтронов и полным отсутствием импульса ЖРИ на сигнале ССДИ в пределах чувствительности осциллографа.

Также в ходе изучения характеристик ЖРИ на генераторе ИНГ-103 с камерой ПФ7 подтвержден экспериментальный факт [14], что среднее время между максимумом первого наблюдаемого импульса ЖРИ $t_{\gamma 1}$ и особенностью на кривой разрядного тока t_{oc} близко к нулю с точностью до двух наносекунд (с учетом задержки сигналов в токопередающих кабелях и фотоумножителе ССДИ (23.2 нс)). На рис. 2 приведены характерные осциллограммы кривых разрядного тока и производной разрядного тока генератора ИНГ-103, и сигнал с детектора ССДИ с импульсами ЖРИ и нейтронного излучения.

Импульс ЖРИ камер ПФ возникает при торможении анодом [18] электронного пучка, сформированного электрическим полем, возникающим в плазме пинча при его разрушении. Наличие двух импульсов ЖРИ свидетельствует о формировании двух электронных пучков. Причем время между максимумами импульсов ЖРИ составляет 5–10 нс. В случае формирования двух ионных пучков (в результате действия электрического поля плазмы пинча на ионы), совместно с электронными, в рамках пучково-мишенного механизма генерации нейтронов [12] должны фор-

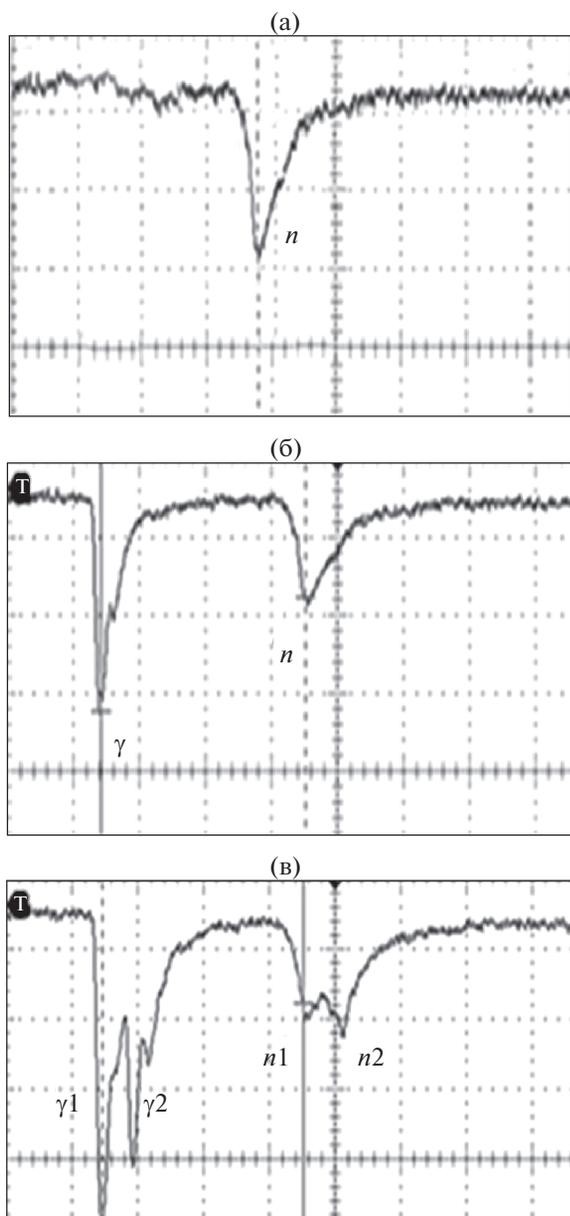


Рис. 1. Формы импульсов ЖРИ (γ) и нейтронов (n) при работе с камерой ПФ7 на генераторе ИНГ-103.

мироваться два импульса нейтронного излучения, что наблюдается в отдельных включениях (рис. 1в). Однако наличие режима генерации нейтронов без импульсов ЖРИ, говорит о том, что электронные пучки с достаточными токами не сформировались, а генерация нейтронов тем не менее присутствует. Это может свидетельствовать о возможности генерации нейтронов и вследствие других механизмов [11]. В целом механизм генерации нейтронов в камерах ПФ не так однозначен, как механизм генерации тормозного ЖРИ. Поэтому экспериментальное изучение вре-

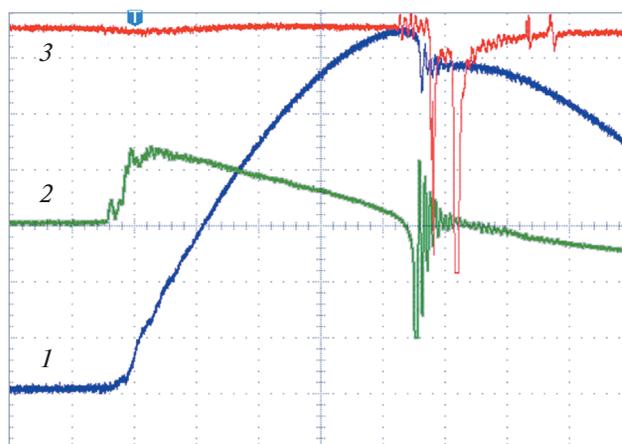


Рис. 2. Характерные осциллограммы кривых разрядного тока I и производной разрядного тока 2 генератора ИНГ-103, и сигнал с детектора ССДИ с импульсами ЖРИ и нейтронного излучения 3 (200 нс/дел.).

менной структуры импульсов проникающего излучения (нейтронов и ЖРИ) установок с камерами ПФ может обеспечить продвижение в понимании процессов, протекающих в нецилиндрическом z -пинче.

3. ИЗУЧЕНИЕ ЧАСТОТЫ ПОЯВЛЕНИЯ ИМПУЛЬСОВ НЕЙТРОНОВ И ЖРИ

Детальное экспериментальное изучение формы импульсов нейтронов и ЖРИ-камер ПФ проведено на установке ИНГ-104 с амплитудой тока от 500 до 700 кА и сферической [19] камерой типа ПФ9. Наполнение камер ПФ9 осуществлялось как дейтерием, так и дейтерий-тритиевой (D–T) смесью, находящейся в газогенераторе камеры [20]. Авторы посчитали, что экспериментальных данных с D–T-смесью и 14 МэВ-ными нейтронами, генерируемыми камерами ПФ, в литературе описано немного, ввиду сложностей работы с тритием. Поэтому изучение формы импульсов 14 МэВ-ных нейтронов может представлять самостоятельный интерес. Генератор ИНГ-104 с камерой с D–T-наполнением обеспечивает средний выход нейтронов $(0.5–1.0) \times 10^{11}$ нейтр./имп. при длительности импульса 20–40 нс. Как показывает наш опыт, средняя длительность импульсов нейтронов на камере одного типа при D–D- и D–T-наполнениях практически одинакова.

На рисунке 3 приведена схема экспериментов, включающая внешний вид генератора ИНГ-104 и камеры ПФ9. Использовано два сцинтилляционных детектора ССДИ, расположенных на расстоянии 470 см от центра камеры ПФ, перпендикулярно оси камеры. Один из детекторов закрыт свинцом, толщиной 10 мм, для возможности ре-



Рис. 3. Схема экспериментов, включающая внешний вид генератора ИНГ-104 и камеры ПФ9 сферической геометрии с моделью движения токовоплазменной оболочки вдоль электродов камеры.

гистрации импульса нейтронов в случае большого импульса ЖРИ, приводящему к насыщению другого сцинтилляционного детектора. На цифровом осциллографе регистрировались сигналы от ССДИ через 30-метровые кабели типа РК75 и сигнал производной разрядного тока от ИНГ-104 (дифференцирующим поясом Роговского). Для регистрации абсолютного выхода нейтронов использован прибор измерения выхода нейтронов ТПИВН61 [15] на основе активационного метода с серебряной фольгой. ТПИВН61 располагался на расстоянии 71 см от оси камеры ПФ. Регистрировать выход нейтронов возможно и с помощью сцинтилляционных детекторов, однако преимуществами ТПИВН61 является точность измерения $\pm 20\%$ и наличие защиты от рассеянного излучения. Коэффициент преобразования числа импульсов в нейтроны определяется с учетом калибровки ТПИВН61 в конкретной геометрии генератора с учетом рассеяния на конструктивных элементах.

На генераторе ИНГ-104 осуществлено порядка ста включений камеры ПФ9 с D–T-наполнением в одной серии экспериментов – $U = 18$ кВ, $\langle t_{oc18} \rangle = (1.82 \pm 0.01)$ мкс, $I_{max} = (560 \pm 30)$ кА. В данной серии наблюдались различные вариации числа импульсов нейтронов и импульсов ЖРИ при одном включении. Обобщение результатов приведено на рис. 4 и 5, на которых показано количество импульсов нейтронов и ЖРИ в относительных единицах и средний выход нейтронов для каждого режима соответственно. На рис. 4 и далее под режимом подразумевается число наблюдавшихся в эксперименте импульсов нейтронного и рентгеновского излучения. Например, режим $n2-\gamma1$ означает, что наблюдались срабатывания с двумя отдельными импульсами нейтронного излучения и одним импульсом ЖРИ. Максимальное число импульсов нейтро-

нов за одно включение составило три отдельных импульса. Появление трех импульсов наблюдалось достаточно часто – суммарно 18% выстрелов. Но только в одном импульсе из всей серии экспериментов наблюдалось три импульса ЖРИ. При этом включении число импульсов нейтронов равнялось двум – режим $n2-\gamma3$. Из рис. 4 видно, что наиболее частым (29% включений) являлся режим $n2-\gamma1$ (с двумя импульсами нейтронов и одним импульсом ЖРИ) $\langle Y_{n2-\gamma1} \rangle = (0.55 \pm 0.12) \times 10^{11}$ нейтр./имп. Пример сигнала с ССДИ при таком включении показан на рис. 6). Однако данный режим не обеспечивает максимальный выход нейтронов при данном зарядном напряжении. “Классический” режим $n1-\gamma1$ появлялся также достаточно часто (17% включений). Средний выход нейтронов при этом $\langle Y_{n1-\gamma1} \rangle = (0.7 \pm 0.15) \times 10^{11}$ нейтр./имп. был даже немного больше выхода предыдущего описанного режима $n2-\gamma1$. Наиболее эффективным режимом для получения максимального среднего выхода оказался режим $n2-\gamma2$ (18% выстрелов). В этом режиме $n2-\gamma2$ при $U = 18$ кВ средний выход составил $\langle Y_{n2-\gamma2} \rangle = (0.8 \pm 0.2) \times 10^{11}$ нейтр./имп. Наблюдались режимы $n1-\gamma0$ и $n2-\gamma3$ (правда при малой статистике, единичные срабатывания), при которых выход нейтронов был $\langle Y_{n1-\gamma0, n2-\gamma3} \rangle = (1.1 \pm 0.2) \times 10^{11}$ нейтр./имп., см. рис. 5. В этих режимах наблюдалось всего по одному импульсу (суммарно по двум режимам $\sim 2\%$ выстрелов).

Аналогичные серии выстрелов проведены на камере ПФ9 (D–T) при зарядных напряжениях 20 кВ (620 кА) и 22 кВ (680 кА). При напряжении 18 кВ средний выход нейтронов по всем режимам составил $\langle Y_{18} \rangle = (0.67 \pm 0.05) \times 10^{11}$ нейтр./имп. При увеличении зарядного напряжения до 20 и 22 кВ средний выход нейтронов увеличился до значений $\langle Y_{20} \rangle = (0.73 \pm 0.07) \times 10^{11}$ нейтр./имп. и

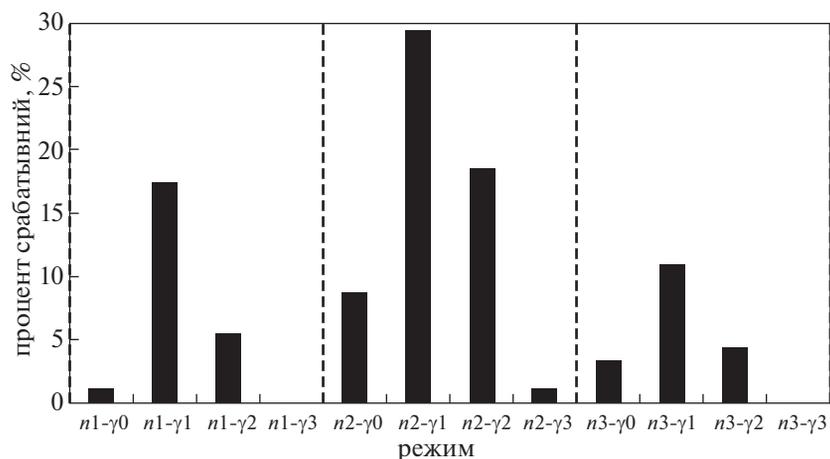


Рис. 4. Процент срабатываний для разных режимов работы камеры ПФ9 (D–T) при $U = 18$ кВ.

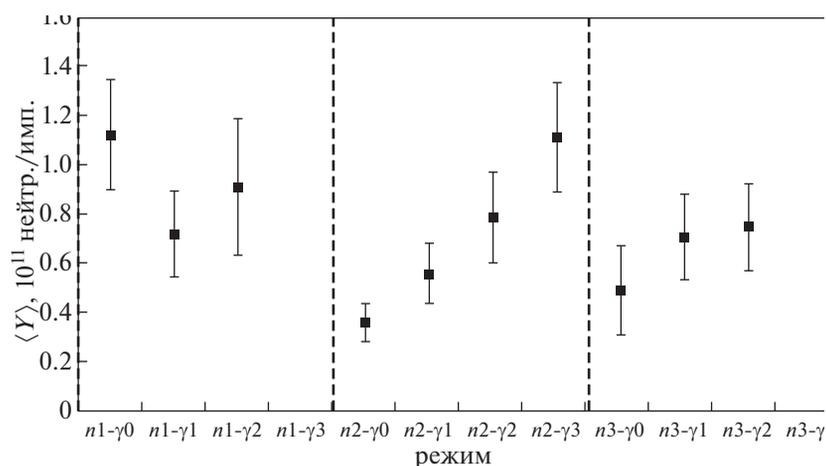


Рис. 5. Средний выход нейтронов для разных режимов работы камеры ПФ9 (D–T) при $U = 18$ кВ.

$\langle Y_{22} \rangle = (0.87 \pm 0.09) \times 10^{11}$ нейтр./имп. соответственно. Среднее время особенности ожидаемо снизилось с $\langle t_{oc18} \rangle = (1.82 \pm 0.01)$ мкс до $\langle t_{oc20} \rangle = (1.62 \pm 0.01)$ мкс и $\langle t_{oc22} \rangle = (1.53 \pm 0.02)$ мкс. При этом частота появления двойных и тройных импульсов как нейтронов, так и ЖРИ, увеличилась. Процент срабатываний для разных режимов работы камеры ПФ9 для напряжения 20 и 22 кВ приведен на рис. 7, а средний выход для 20 и 22 кВ на рис. 8.

При напряжении 20 кВ только в шести процентах срабатываний наблюдался один импульс нейтронов. Доля двойных импульсов нейтронов составила 44%, а тройных импульсов нейтронов – 50%. Режим с наибольшим средним выходом – это два импульса нейтронов и два импульса ЖРИ $n2-\gamma2$, $\langle Y_{n2-\gamma2} \rangle = (1.3 \pm 0.3) \times 10^{11}$ нейтр./имп. при

20 кВ. При дальнейшем повышении напряжения до 22 кВ (амплитуда тока 680 кА) средний выход увеличился. Основной вклад в большой выход нейтронов вносили именно срабатывания с тремя импульсами нейтронов. В течение серии экспериментов при 22 кВ срабатывания с одним импульсом нейтронов не наблюдались, число срабатываний с двумя импульсами нейтронов составило 27%, а с тремя – 73%. Т.е. основной вклад в интегральный выход нейтронов серии внесли срабатывания с тремя нейтронными импульсами. Три импульса нейтронов сопровождалось одним (27%), двумя (37%) и тремя (27%) импульсами ЖРИ, в 9% случаев ЖРИ отсутствовало.

Поскольку распространенным применением установок с камерами ПФ являются генераторы импульсного нейтронного излучения, то практический интерес представляет изучение зависимо-

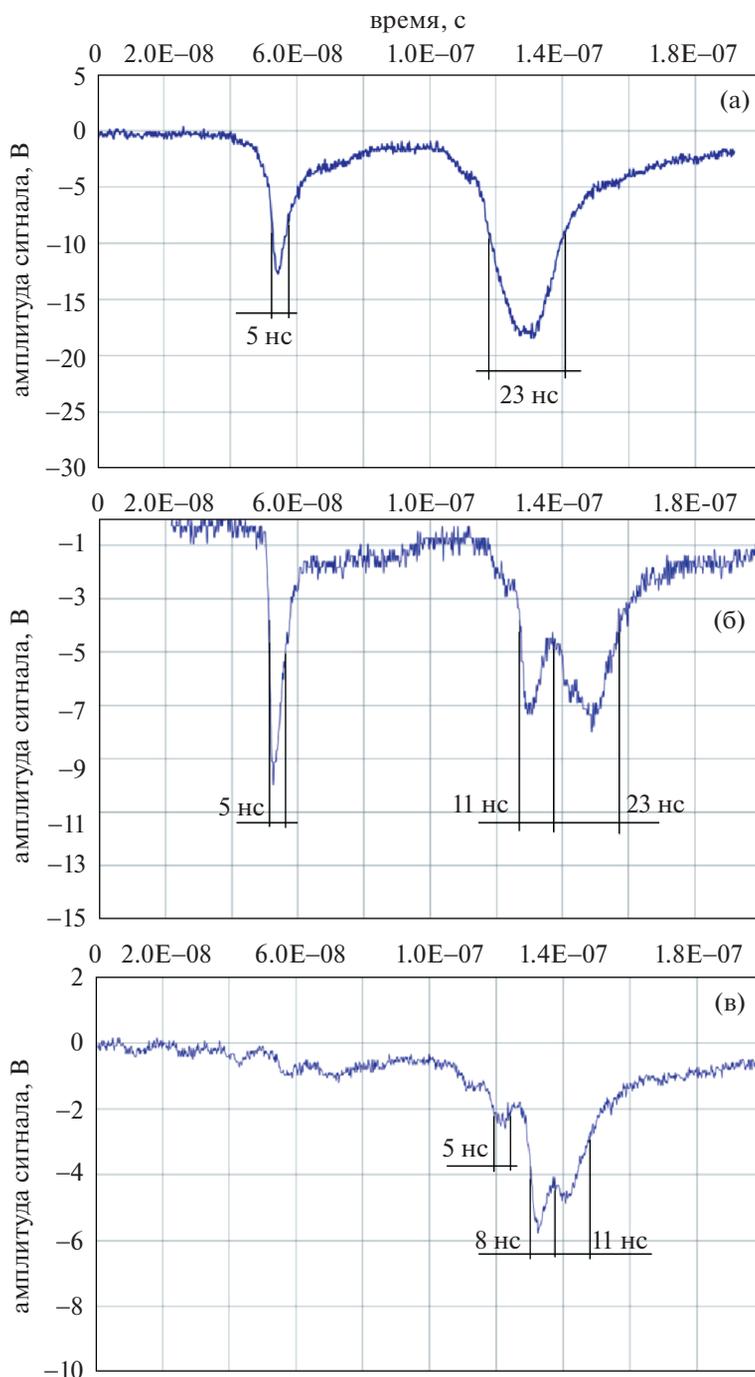


Рис. 6. Характерные осциллограммы сигналов детектора ССДИ при работе камеры ПФ9 (D–Т) при $U = 18$ кВ. а) режим $n1-\gamma1$, б) режим $n2-\gamma1$, в) режим $n3-\gamma0$.

сти выхода нейтронов именно от числа импульсов нейтронов, безотносительно числа импульсов ЖРИ. Зависимости среднего выхода нейтронов от числа импульсов нейтронного излучения усредненная по всем включениям камеры ПФ9 при разных зарядных напряжениях 18, 20, 22 кВ приведены на рис. 9 (проведено усреднение выхода по

включениям с фиксированным количеством импульсов нейтронов $n1, n2, n3$, но разным количеством импульсов ЖРИ). Наибольший средний выход нейтронов $(1.0 \pm 0.1) \times 10^{11}$ нейтр./имп. обеспечивается при зарядном напряжении 22 кВ и наличии одновременно трех импульсов нейтронов в одном срабатывании камеры ПФ9.

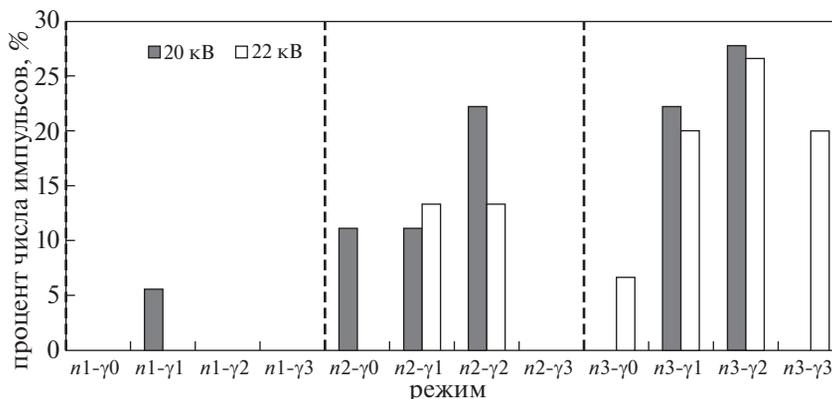


Рис. 7. Процент срабатываний для разных режимов камеры ПФ9 (DT) при напряжениях 20 и 22 кВ.

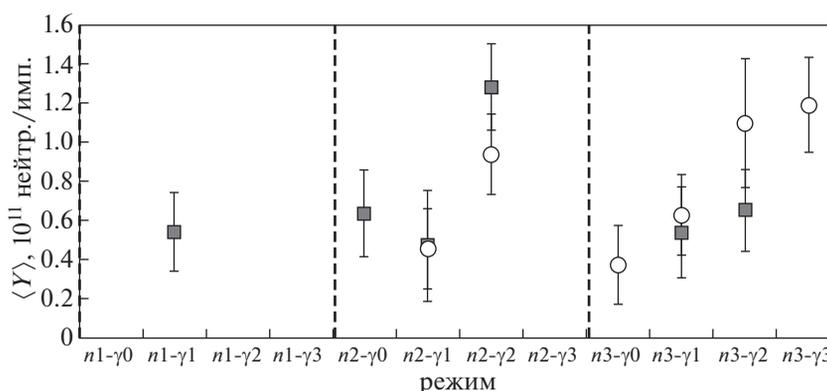


Рис. 8. Средний выход нейтронов для разных режимов работы камеры ПФ9 (DT) при напряжениях 20 и 22 кВ.

Аналогичные эксперименты были проведены и при дейтериевом наполнении камеры ПФ9. Также как и при D-T-наполнении камеры наблюдались импульсы нейтронов с одним, двумя и тремя импульсами с таким же характерным временем между импульсами. На рис. 10 представле-

на характерная осциллограмма с детектора ССДИ при срабатывании камеры ПФ9 при D₂-наполнении с тройным импульсом нейтронов.

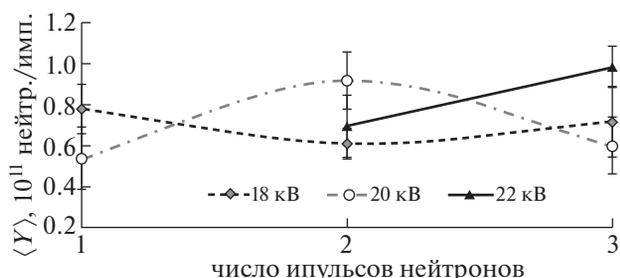


Рис. 9. Зависимость среднего выхода от числа импульсов нейтронов камеры ПФ9 (DT) для обобщенных режимов: $n1-\gamma_0, \gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$, $n2-\gamma_0, \gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$, $n3-\gamma_0, \gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$ для зарядных напряжений 18, 20 и 22 кВ.

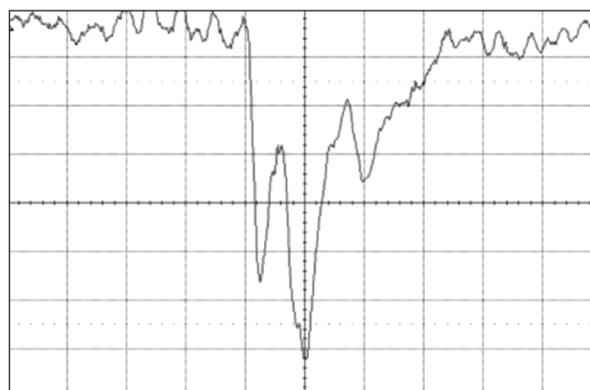


Рис. 10. Осциллограмма с детектора ССДИ при срабатывании камеры ПФ9 при D₂ наполнении с тройным импульсом нейтронов (10 В/дел., 10 нс/дел.).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В статье показано, что при работе камер ПФ в составе установок с амплитудой разрядного тока 300 и 600 кА наблюдаются одновременно от одного до трех импульсов ЖРИ и независимо до трех импульсов нейтронного излучения. Момент появления первого импульса ЖРИ совпадает с временем момента особенности на кривой разрядного тока с точностью до 2 нс. Анализ частоты появления импульсов нейтронов и ЖРИ на сферической камере типа ПФ9 с D–T-наполнением (нейтроны 14 МэВ) при работе в составе генератора ИНГ-104 показал, что в большей части срабатываний камеры наблюдаются двойные или тройные импульсы нейтронного излучения. При этом с увеличением зарядного напряжения с 18 кВ до 22 кВ частота появления тройных импульсов увеличивается.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дулатов А.К., Крапива П.С., Лемешко Б.Д., Михайлов Ю.В., Москаленко И.Н., Прокуратов И.А., Селифанов А.Н. // *Физика плазмы*. 2016. Т. 42. № 1. С. 43–49. <https://doi.org/10.7868/S0367292116010054>
2. Ананьев С.С., Велихов Е.П., Данько С.А., Жужунашвили А.И., Калинин Ю.Г., Крауз В.И., Мятон В.В. // *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез*. 2016. Т. 39. Вып. 2. С. 58–68. <https://doi.org/10.21517/0202-3822-2016-39-2-58-68>
3. Verma R., Roshan M.V., Malik F., Lee P., Lee S., Springham S.V., Tan T.L., Krishnan M., Rawat R.S. // *Plasma Sources Sci. Technol.* 2008. V. 17. <https://doi.org/10.1088/0963-0252/17/4/045020>
4. Babazadeh A.R., Roshan M.V., Habibi H., Nasiry A., Matarzadeh M., Banoushi A., Lamahi M., Sadat Kiai S.M. // *Braz. J. Phys.* 2002. V. 32. № 1. P. 89. <https://doi.org/10.1590/S0103-97332002000100017>
5. Завьялов Н.В., Маслов В.В., Румянцев В.Г., Дроздов И.Ю., Ершов Д.А., Коркин Д.С., Молодцев Д.А., Смердов В.И., Фалин А.П., Юхимчук А.А. // *Физика плазмы*. 2013. Т. 39. С. 368. <https://doi.org/10.7868/S0367292112120074>
6. Yurkov D.I., Dulatov A.K., Lemeshko B.D., Golikov A.V., Andreev D.A., Mikhailov Yu.V., Prokuratov I.A., Selifanov A.N. // *Journal of Physics: Conference Series*. 2015. V. 653. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/653/1/012019>
7. Moreno J., Veloso F., Pavez C., Tarifeco-Saldivia A., Klir D., Soto L. // *Plasma Phys. Control. Fusion*. 2015. V. 57. <https://doi.org/10.1088/0741-3335/57/3/035008>
8. Kubes P., Paduch M., Chikhardt J., Cikhardtova B., Klir D., Kravarik J., Rezac K., Zielinska E., Sadowski M.J., Szymaszek A., Tomaszewski K., Zaloga D. // *Physics of Plasmas*. 2017. V. 24. № 9. <https://doi.org/10.1063/1.4994097>
9. Трусилло С.С., Грузовский Б.Я., Макеев Н.Г., Цукерман В.А. в сб. “Физика и техника импульсных источников ионизирующих излучений для исследования быстропротекающих процессов” под ред. Н.Г. Макеева, Саров, 1996. С. 292–296 // *Письма в ЖЭТФ*. Т. 33. В. 3. 1981.
10. Лемешко Б.Д., Михайлов Ю.В., Прокуратов И.А. // *Физика плазмы*. 2019. Т. 45. № 4. С. 323–334. <https://doi.org/10.1134/S036729213503007X>
11. Appelbe V., Chittenden J. // *AIP Conf. Proc.* 2014. V. 1639. № 9. <https://doi.org/10.1063/1.4904765>
12. Кирьянов Г.И. *Генераторы быстрых нейтронов*. М.: Энергоатомиздат, 1990.
13. Усенко П.Л., Гаганов В.В. // *Физика плазмы*. 2016. Т. 42. № 8. С. 754–767. <https://doi.org/10.7868/S0367292116080102>
14. Дулатов А.К., Лемешко Б.Д., Михайлов Ю.В., Прокуратов И.А., Селифанов А.Н. // *Физика плазмы*. 2014. Т. 40. № 11. С. 1016–1024. <https://doi.org/10.7868/S0367292114100035>
15. *Энциклопедия низкотемпературной плазмы*. Сер. Б. Т. IX_3. Радиационная плазмодинамика / Отв. ред. В.А. Грибков. М.: Янус_К, 2007.
16. Гаранин С.Ф., Долинский В.Ю., Макеев Н.Г., Мамышев В.И., Маслов В.В. // *Физика плазмы*. 2020. Т. 46. № 10. С. 890–903. <https://doi.org/10.31857/S0367292120100030>
17. http://внииа.рф/about/about_research_facilities.php (официальный сайт ФГУП ВНИИА им. Н.Л. Духова).
18. Дулатов А.К., Лемешко Б.Д., Михайлов Ю.В., Прокуратов И.А., Селифанов А.Н. // *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез*. 2016. Т. 39. № 3. С. 66–72. <https://doi.org/10.21517/0202-3822-2016-39-3-66-72>
19. Макеев Н.Г., Румянцев В.Г., Черемухин Г.Н. *Физика и техника импульсных источников ионизирующих излучений для исследования быстропротекающих процессов* / Под ред. Макеева Н.Г. Саров: РФЯЦ ВНИИЭФ, 1996. С. 281.
20. Lemeshko B.D., Dulatov A.K., Mikhailov Yu.V., Prokuratov I.A., Selifanov A.N., Fatiev T.S., Andreev V.G. // *Matter and Radiation at Extremes*. 2017. V. 2. № 6. P. 301. <https://doi.org/10.1016/j.mre.2017.08.001>

ИССЛЕДОВАНИЕ СОБСТВЕННОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛАЗМЫ МИШЕНЕЙ, НАГРЕВАЕМЫХ МОЩНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ МЯГКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

© 2021 г. В. В. Александров^а, М. М. Баско^с, А. В. Браницкий^а, Е. В. Грабовский^а, А. Н. Грицук^а, К. Н. Митрофанов^{а,*}, Г. М. Олейник^а, П. В. Сасоров^{а,b,c}, И. Н. Фролов^а

^а ГНЦ РФ “Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований”, Москва, Россия

^б Institute of Physics of the ASCR, ELI-Beamlines project, Prague, Czech Republic

^с Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Москва, Россия

*e-mail: mitrofan@triniti.ru

Поступила в редакцию 01.02.2021 г.

После доработки 02.03.2021 г.

Принята к публикации 06.03.2021 г.

Проведены эксперименты по изучению собственной рентгеновской эмиссии плазмы нагретых мишеней из слоев различных веществ (майлар, полипропилен, In, Sn, Au) при воздействии на них потока энергии рентгеновского излучения (т.н. энергетическая экспозиция мишени) до 10 кДж/см². Источником мощного рентгеновского излучения служил Z-пинч, который создавался при сжатии вольфрамовых проволочныхборок током до 4 МА на установке Ангара-5-1. Исследована временная зависимость интенсивности собственного свечения нагретых мишеней. При этом основной вклад в собственную эмиссию мишени дает расширяющийся слой из вещества с высоким атомным номером Z по сравнению с эффективным $Z_{eff} \approx 4.5$ майларовой пленки. Показано, что время затухания излучения мишеней в e-раз зависит от динамики разлета их плазмы. В свою очередь, динамика разлета плазмы мишени зависит от ориентации слоя с высоким атомным номером относительно источника излучения. Получены новые данные о спектральном составе собственного излучения мишеней и его изменения во времени. Проведено сравнение полученных экспериментальных данных с результатами численного моделирования нагрева и разлета мишеней при помощи двумерного радиационного газодинамического кода RALEF-2D.

Ключевые слова: плазма, динамика плазмы, Z-пинч многопроволочной сборки, рентгеновское излучение, радиационный нагрев

DOI: 10.31857/S0367292121070039

1. ВВЕДЕНИЕ

Токовая имплозия плазменных оболочек в генераторах сверхвысокой электрической мощности позволяет получать высокотемпературную плотную плазму Z-пинчей, которая является источником теплового излучения высокой интенсивности [1, 2]. Такое излучение широко применяется в экспериментах по физике высокой плотности энергии и, в частности, для облучения мишеней в инерциальном термоядерном синтезе (ИТС). Получаемая высокотемпературная плотная плазма многозарядных ионов в Z-пинчах представляет значительный интерес в связи с фундаментальными проблемами атомной физики и физики плазмы. Экспериментальные исследования спектров плазмы многозарядных ионов позволяют проводить калибровку программных кодов, предназначенных для получения спек-

тральных коэффициентов излучения и поглощения.

Измерения в вакуумно-ультрафиолетовом (ВУФ) диапазоне важны для определения средней непрозрачности по Росселанду и Планку, т.е. для расчета переноса энергии излучения в плазме [3]. Кроме того, спектральные измерения в ВУФ-диапазоне представляют особый интерес при исследовании астрофизической плазмы.

Одним из перспективных направлений ИТС является не прямое облучение мишеней, когда энергия драйвера сначала преобразуется в хольрауме в энергию мягкого рентгеновского излучения, которое затем используется для сжатия и зажигания термоядерной мишени. Одним из наиболее часто используемых материалов для изготовления хольраумов является золото. Непрозрачность плазмы золота при различных температурах может иметь значение для преобразования

энергии драйвера в рентгеновское излучение, при нарастании его интенсивности. Эта начальная фаза важна для воздействия на мишень, так как, в конце концов, она определяет симметрию сжатия топлива в оболочке мишени [4].

На установке Ангара-5-1 для исследования спектрального коэффициента пропускания мягкого рентгеновского излучения (МРИ) плазмой используется Z-пинч, как источник излучения в ВУФ-диапазоне, получаемый при токовой имплозии многопроволочных сборок. Причем импульс излучения Z-пинча служит источником нагрева мишени и преобразования ее вещества в горячую плазму в процессе радиационной абляции. Кроме того, его излучение является также зондирующим, то есть регистрация прошедшего через слой плазмы мишени излучения позволяет определить спектральный коэффициент пропускания этой плазмы.

Одновременно с проходящим плазму излучением Z-пинча регистрируется собственное рентгеновское свечение нагретой плазмы, которое необходимо корректно учесть, чтобы определить спектральный коэффициент пропускания плазмы мишени. Для мишеней из материалов со средним или высоким значением атомного номера Z вкладом собственного излучения плазмы при определении непрозрачности пренебречь нельзя. Влияние самоизлучения потенциально значительно, зависит от температуры мишени, и его можно уменьшить двумя способами: либо зондирующий источник излучения должен быть намного ярче, чем собственное излучение плазмы мишени, либо необходимо проводить измерения собственного излучения мишени в ходе эксперимента [5, 6]. В случае мишеней с небольшим атомным номером, например Al ($Z = 13$), вклад собственного излучения незначителен по сравнению с падающим и прошедшим мишень излучением Z-пинча [7–9].

Основными целями работы является следующее:

- получение данных о поверхностном распределении интенсивности собственного свечения плазмы мишени, которая возникает при одностороннем воздействии импульса МРИ Z-пинча на фронтальной и тыльной поверхностях гетерогенной мишени;
- определение временной зависимости интенсивности рентгеновского излучения плазмы мишеней из различных веществ;
- исследование угловой зависимости собственного излучения плазмы мишени;
- исследование спектральной структуры собственной эмиссии мишеней из слоев различных веществ;
- сравнение полученных экспериментальных данных о пространственно-временной структуре

собственной рентгеновской эмиссии мишеней с результатами численного моделирования.

Поставленные выше задачи исследования собственного свечения плазмы облучаемых мишеней важны для интерпретации экспериментальных данных по физике вещества при высокой плотности энергии, в том числе, данных по изменению оптических свойств плазмы мишени, которые возникают при облучении ее мощным импульсом излучения в ВУФ-диапазоне спектра ($h\nu > 10$ эВ). Использование ВУФ-диапазона спектра определяется тем, что он является наиболее представительным в энергетическом плане при облучении мишеней Z-пинчем вольфрамовых многопроволочных сборок.

2. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

2.1. Параметры исследуемых мишеней

На установке Ангара-5-1 [10] для изучения собственного свечения плазмы мишеней, состоящих из слоев различных веществ, при воздействии на них импульса мощности мягкого рентгеновского излучения (МРИ) Z-пинча многопроволочной сборки использовалось несколько типов мишеней. Структура мишени была либо двухслойной, состоящей из пленки майлара (далее, Му) толщиной 0.6 мкм с нанесенным на нее слоем металла In, Sn, Au, либо трехслойной из слоя полипропилена (далее, РР), указанных ранее металлов и пленки майлара. Толщины слоев мишеней и соответствующие им значения поверхностной массы (в мкг/см^2) подробно приведены в табл. 1. Толщина майларовой пленки определялась взвешиванием.

Напыление слоя металлизации на майларовую пленку производилось испарением металлов In, Sn, Au, а также полипропилена, в вольфрамовом или танталовом резистивном испарителе, размещенном в вакуумной камере установке ВУП-4 при остаточном давлении 10^{-5} Торр. Контроль толщины слоя металлизации майларовой пленки осуществлялся по т.н. “свидетелю” (контрольный образец в виде стеклянной пластинки с тем же слоем металлизации) по сдвигу интерференционных полос с помощью оптического микроинтерферометра Линника МИИ-4 (см. рис. 1).

В силу того, что полипропилен является химическим соединением $(\text{C}_3\text{H}_6)_n$, были проведены исследования с помощью рентгеновского дифрактометра ДРОН-8, показывающие, что нанесенный термическим распылением на образец слой является полипропиленовым. Получены рентгенограммы исходной мишени полипропилена, взятого для изготовления навески для термической возгонки и осаждения на мишень, которые получены в излучении линии $\text{Co-K}\alpha$ рентгеновской трубки на длине волны 1.7903\AA .

Таблица 1. Параметры облучаемых мишеней

№ выстрела	Тип мишени	Поверхностная масса слоев в мишени, мкг/см ²	Толщина слоев в мишени, мкм	Примечание
6092	My* + My	84.0 + 84.0	0.6 + 0.6	определение порогового уровня регистрации рентгеновской камеры СХР6 собственного свечения плазмы мишеней
6081–6083, 6088 6520	In* + My	80.4 + 84.0 84.0 + 431.3	0.11 + 0.6 0.6 + 0.59	–
6514, 6515, 6521, 6522, 6532, 6547	My* + In	431.3 + 84.0	0.59 + 0.6	сравнение со случаем In*+My с другой ориентацией мишени относительно излучателя
6101, 6103, 6104, 6106	My* + In + My	84.0 + 80.4 + 84.0	0.6 + 0.11 + 0.6	сравнение со случаем двухслойной мишени In* + My
5939, 5941, 6019–6021	My* + Sn	84.0 + 146.2 84.0 + 292.4	0.6 + 0.2 0.6 + 0.4	облучение мишеней майларовой пленки с различной толщиной слоя металлизации Sn
5945	Sn* + My	146.2 + 84.0	0.2 + 0.6	свечение плазмы в оптическом диапазоне спектра
6334, 6335, 6407, 6409, 6410	Au* + My	96.5 + 84.0	0.05 + 0.6	в выстреле № 6335 исследовалась абляция материала рамки-держателя под воздействием МРИ
6408, 6430, 6548	My* + Au	84.0 + 96.5	0.6 + 0.05	сравнение со случаем Au* + My с другой ориентацией мишени относительно излучателя
6411	PP* + Au + My	15.3 + 96.5 + 84	0.17 + 0.05 + 0.6	сравнение со случаем двухслойной мишени Au* + My
6323, 6327, 6330	Au	212.3	0.11	сравнение со случаем двухслойных мишеней Au* + My и My* + Au

Примечание: * – обозначена поверхность мишени, обращенная в сторону излучателя (Z-пинча).

Сравнение полученных рентгенограмм показало, что при перенесении полипропилена из испарителя на другой объект в данной схеме испарения фазовый состав материала сохраняется.

В некоторых случаях мишень была ориентирована слоем пластика в сторону излучателя (Z-пинча), в других – слоем металлизации. В табл. 1 для

каждого выстрела указано, какая сторона мишени была обращена в сторону Z-пинча. Взаимное расположение слоев веществ мишени относительно излучателя определяло поглощение рентгеновского излучения Z-пинча в ней и дальнейший прогрев по всей ее толщине. При этом каждый слой мишени выполнял роль фильтра греющего рентгеновского излучения для следую-

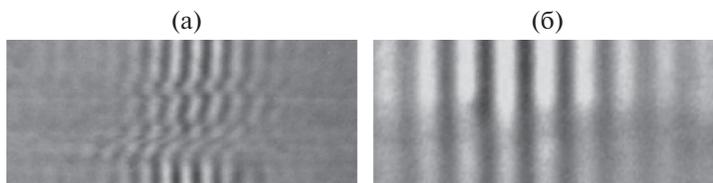


Рис. 1. Изображения картин интерференции, наблюдаемых в оптическом микроинтерферометре Линника МИИ-4 в белом свете при измерении толщины нанесенного на стеклянные пластины-свидетели слоев исследуемого вещества: а) – для 0.17 мкм слоя напыления полипропилена; б) – для 0.05 мкм слоя напыления Au.

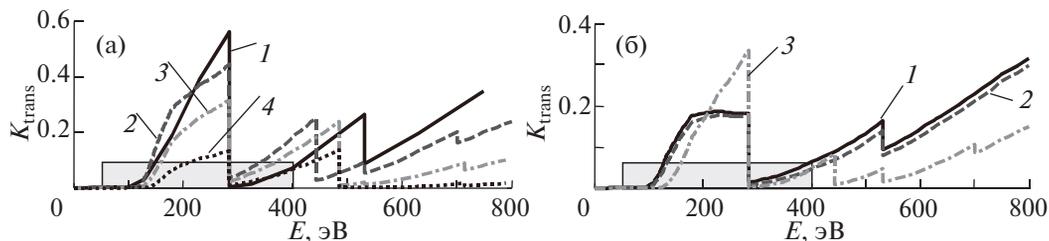


Рис. 2. Расчетные спектральные коэффициенты пропускания мишеней со слоями различных веществ в холодном состоянии: а) 1 – $\text{Mu}(0.6 \text{ мкм}) + \text{Mu}(0.6 \text{ мкм})$; 2 – $\text{In}(0.11 \text{ мкм}) + \text{Mu}(0.6 \text{ мкм})$; 3 – $\text{Mu}(0.6 \text{ мкм}) + \text{Sn}(0.2 \text{ мкм})$; 4 – $\text{Mu}(0.6 \text{ мкм}) + \text{Sn}(0.4 \text{ мкм})$; б) 1 – $\text{Au}(0.05 \text{ мкм}) + \text{Mu}(0.6 \text{ мкм})$; 2 – $\text{PP}(0.17 \text{ мкм}) + \text{Au}(0.05 \text{ мкм}) + \text{Mu}(0.6 \text{ мкм})$; 3 – $\text{Mu}(0.6 \text{ мкм}) + \text{In}(0.11 \text{ мкм}) + \text{Mu}(0.6 \text{ мкм})$. Серым прямоугольником на рисунке выделен наиболее представительный спектральный диапазон энергии фотонов, излучаемых при сжатии Z-пинча многопроволочной сборки на установке Ангара-5-1.

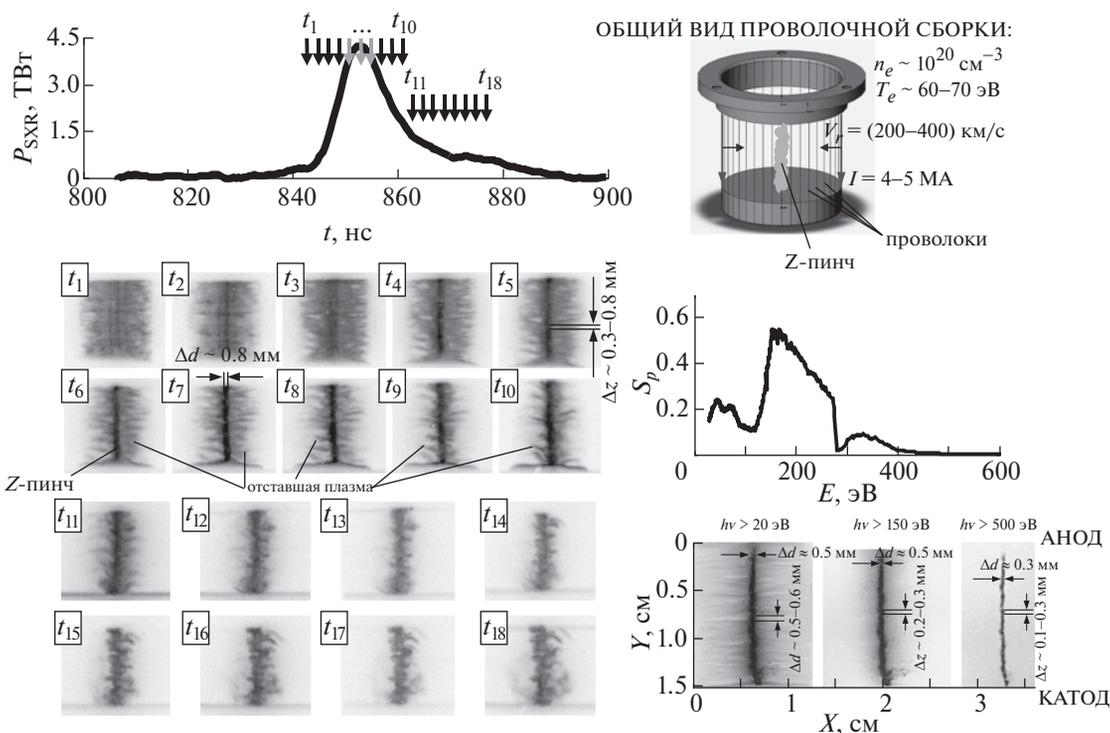


Рис. 3. Финальное сжатие плазмы вольфрамовой многопроволочной сборки и генерация импульса мощности МРИ на установке Ангара-5-1 по данным многокадровой регистрации рентгеновских изображений (негатив), где времена регистрации кадров t_1-t_{18} синхронизованы с импульсом мощности МРИ P_{SXR} ($h\nu > 100 \text{ эВ}$) и указаны вертикальными стрелками (\downarrow СХР6). Справа вверху – общий вид многопроволочной сборки с указанными некоторыми параметрами имплозии плазмы: радиальной скорости сжатия V_p , электронной плотности n_e и температуры T_e Z-пинча, амплитуды разрядного тока I . Справа в центре – интегральный по времени спектр W-сборки (в отн. ед.). Справа внизу – интегральные по времени обскурোগраммы Z-пинча, снятые в различных спектральных диапазонах.

шего за ним слоя. Спектральные коэффициенты пропускания мишеней с различными слоями веществ представлены на рис. 2а,б. Там же серым прямоугольником выделен наиболее представительный спектральный диапазон по излучаемой энергии МРИ при сжатии Z-пинча многопроволочной сборки на установке Ангара-5-1 (см.

спектр справа в центре на рис. 3). Видно, что в холодном состоянии слои мишеней в спектральном диапазоне от 50 эВ до 400 эВ имеют высокую поглощающую способность (низкий коэффициент пропускания $K_{trans} < 0.5-0.6$), что способствует их эффективному нагреву под воздействием рентгеновского излучения.

2.2. Z-пинч многопроволочной сборки – мощный источник МРИ

В настоящее время Z-пинч многопроволочныхборок является одним из самых мощных лабораторных источников мягкого рентгеновского излучения. На самой мощной в мире электрофизической установке ZR ($I = 26$ МА, 100 нс, США, Сандия) при сжатии вольфрамовых проволочныхборок были получены импульсы МРИ длительностью несколько наносекунд ($\sim 5\text{--}8$ нс), пиковой мощностью 350–450 ТВт и энергией 2–2.2 МДж [2]. Параметры Z-пинча, достигнутые на сегодняшний момент на установке Ангара-5-1 ($I \leq 5$ МА, 100 нс) при быстром ($V_r \sim 200\text{--}400$ км/с) сжатии плазмы многопроволочныхборок разрядным током 3–4 МА, являются следующими: электронная плотность $n_e \sim 10^{20}$ см $^{-3}$, температура $T_e \sim 60\text{--}70$ эВ, пиковая мощность и энергия выходного импульса МРИ до ~ 7 ТВт и $\sim 100\text{--}150$ кДж, соответственно. Одна из оптимальных конструкций лайнера для получения высоких выходов МРИ на данной установке представляет собой одиночную цилиндрическую проволочную сборку, состоящую из 60-ти тонких вольфрамовых проволок диаметром 6 мкм и длиной 16 мм, расположенных на начальном радиусе $R_0 = 5\text{--}6$ мм. Соответствующая линейная масса проволок сборки составляет 330 мкг/см.

На рис. 3 представлено сжатие плазмы такой одиночной вольфрамовой многопроволочной сборки, типичной для представленных в данной работе экспериментов. На этом рисунке восемнадцать кадровых рентгеновских изображений синхронизованы с рентгеновским импульсом МРИ. Рентгеновские кадры подобраны из двух близких по параметрам (ток, напряжение, импульс излучения) выстрелов. Задержка между кадрами составляла 2 нс.

Видно, что на финальной стадии сжатия (моменты времени $t_1\text{--}t_4$) внешняя граница плазмы подвержена магнитной Релей-Тейлоровской (МРТ-) неустойчивости, которая может ограничивать пиковую мощность МРИ. Во время максимума импульса мощности МРИ (моменты времени $t_5\text{--}t_7$) на оси сборки наблюдается максимальное сжатие наиболее интенсивно излучающей части плазмы Z-пинча размером Δd около 0.8 мм, которая имеет неоднородность свечения вдоль оси. Аксиальный размер областей с повышенной интенсивностью излучения (горячие области пинча) составляет $\Delta z \sim 0.3\text{--}0.8$ мм. Характерные размеры Δz и Δd необходимы для оценки (см. п. 2.3) однородности облучения мишени таким источником излучения. Следует заметить, что вокруг пинча присутствует отставшая слабоизлучающая плазма (т.н. “trailing mass”), которая не успевает сжаться к этому времени. Сжатие отставшей плазмы происходит во время расшире-

ния и развала из-за неустойчивостей плазмы Z-пинча (моменты времени $t_8\text{--}t_{18}$). Как следствие этих процессов, происходит затягивание во времени заднего фронта импульса МРИ до 25 нс (по уровню 1.0/0.1).

Анализ физических процессов и численное моделирование ударной остановки плазмы вольфрама на стадии генерации основного пика МРИ проведены в работе [11]. В ней, в частности, рассмотрен спектр излучения Z-пинча на стадии преобразования кинетической энергии сжимающейся плазмы в импульс МРИ.

2.3. Взаимное расположение мишени с образцом и источника излучения

Исследуемые мишени из нескольких слоев веществ, расположенные в непосредственной близости от пинча, нагревались потоком его мягкого рентгеновского излучения. На рис. 4 представлена схема позиционирования мишеней на рамках-держателях относительно источника МРИ и направления регистрации многокадровой рентгеновской камеры.

В этой схеме исследуемые мишени на диэлектрических рамках-держателях располагались по обе стороны Z-пинча на равном расстоянии $R = 1.1$ см от оси проволочной сборки. Данная схема позиционирования мишеней позволяла исследовать их собственное свечение. Регистрация кадровых изображений осуществлялась под углом 45° к поверхности рамки-держателя. Для этой цели две идентичных по составу и толщине мишени закреплялись на двух выпуклых пластиковых рамках-держателях (см. рис. 5) толщиной 1.5 мм и радиусом кривизны 1.1 см, равным расстоянию от источника излучения. Каждая рамка представляла собой ограниченный по высоте сегмент цилиндрической поверхности со смотровым окном 5×10 мм или 3×8 мм в зависимости от конструкции рамки-держателя, которая закрывала половину высоты проволочной сборки $0.5H = 8$ мм. Выбранное расположение рамок по обе стороны от Z-пинча позволило одновременно исследовать облучаемую (фронтальную) и необлучаемую (тыльную) стороны мишеней с направлением регистрации рентгеновской камеры.

Одинаковое расстояние фронтальной и тыльной сторон двух мишеней от источника МРИ обеспечивало одинаковые условия для их облучения. Изотропное распределение излучения Z-пинча на поверхности мишени, расположенной на расстоянии $R = 1.1$ см от источника излучения, достигается, когда величина R намного больше размера характерных размеров неоднородности свечения плазмы вдоль диаметра (Δd) и высоты (Δz) пинча, т.е. когда $R \gg \Delta d$ и Δz . В нашем случае это условие заведомо выполняется

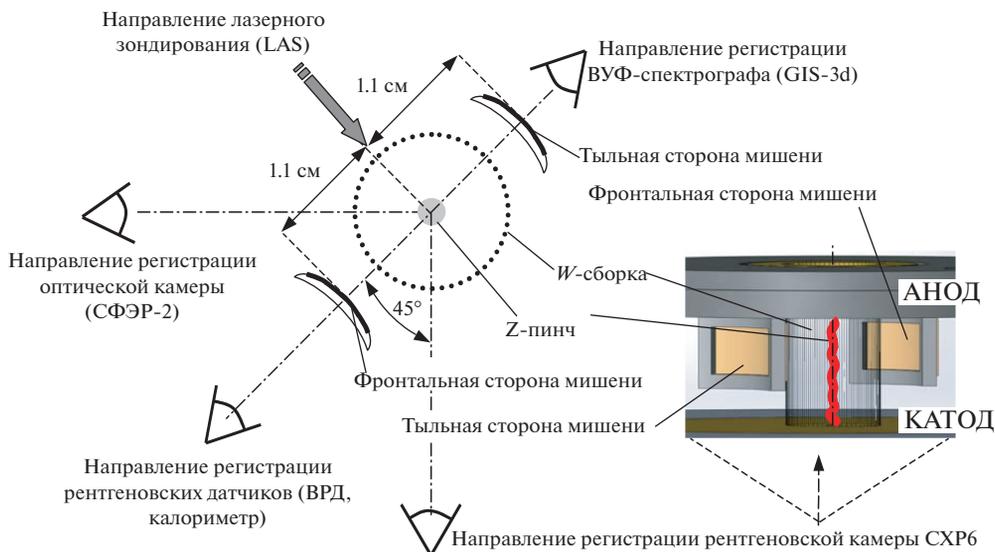


Рис. 4. Схема регистрации собственного свечения плазмы мишеней при помощи рентгеновской камеры СХР6: мишени расположены на рамках-держателях по обе стороны Z-пинча (источника излучения). Здесь же показаны направления регистрации других диагностик: ВРД, калориметра, ВУФ-спектрографа (GIS-3d), оптической камеры щелевой развертки (СФЭР-2) и лазерного теневого зондирования (LAS).

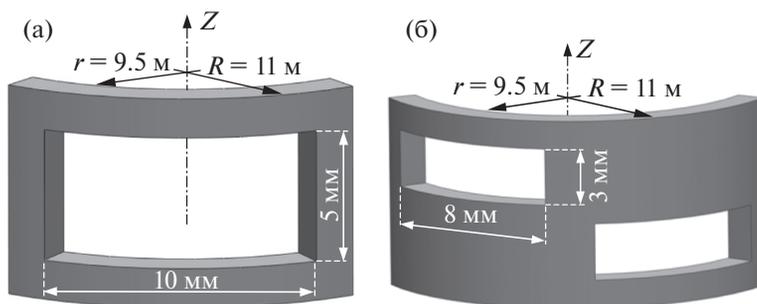


Рис. 5. Некоторые особенности конструкции рамок-держателей мишеней: а) — рамка с одним смотровым окном размером 5×10 мм; б) — рамка с двумя смотровыми окнами размерами 3×8 мм.

при $\Delta d \approx 0.3\text{--}0.8$ мм и $\Delta z \approx 0.1\text{--}0.8$ мм (см. рис. 3). Таким образом, падающее излучение МРИ на поверхность рамки-держателя с мишенью было почти однородно распределено по всей площади мишени 5×10 мм или 3×8 мм в зависимости от конструкции рамки-держателя (см. рис. 5). Такая проверка была осуществлена экспериментально по данным кадрового фотографирования плазмы мишени в фотонах собственного рентгеновского излучения. Неоднородность облучения мишени из-за кривизны поверхности рамок-держателей была не хуже, чем 20% (см. разд. 3.1). Также следует заметить, что в такой геометрии расположения облучаемых мишеней отсутствуют плазменные потоки от Z-пинча на их поверхность, осложняющие проведение измерений.

2.4. Некоторые диагностические средства

Для решения поставленных задач в проведенных экспериментах были использованы следующие диагностические методики: датчики излучения (ВРД и термпарный калориметр типа ВЧД), многокадровая рентгеновская камера СХР6 и дифракционный ВУФ-спектрограф скользящего падения (GIS-3d) с пространственным и временным разрешением.

Для регистрации собственного рентгеновского излучения плазмы мишеней использовался многокадровый рентгеновский регистратор СХР6 [8] с регистрацией изображений на цифровую ПЗС-камеру СПМ20 [12] и дальнейшей компьютерной обработкой цифровых файлов полученных изображений. Экспозиция кадров была

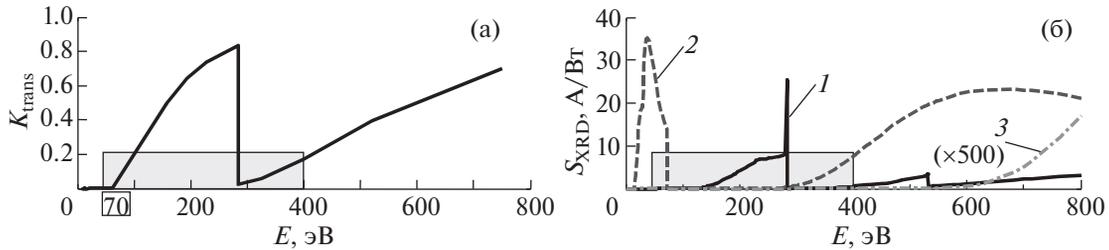


Рис. 6. Спектральные характеристики рентгеновских регистраторов: а) – коэффициент пропускания 1 мкм полипропиленового фильтра (86 мкг/см²) рентгеновской камеры СХР6; б) – спектральная чувствительность ВРД за различными фильтрами (от энергии фотонов излучения): 1 – датчик s2e (углеродный катод за 316 мкг/см² лавсана); 2 – датчик s3e (молибденовый катод за Al 0.75 мкм [202 мкг/см²]); 3 – датчик s4e (молибденовый катод за Al 6 мкм [1620 мкг/см²]). Серым прямоугольником выделен наиболее представительный спектральный диапазон по излучаемой энергии при сжатии Z-пинчей вольфрамовых проволочных сборок на установке Ангара-5-1.

изменяемой и составляла ~1 нс или ~5 нс. Камера снабжена фильтром из полипропилена толщиной 1 мкм. Спектральная чувствительность рентгеновской камеры за этим фильтром показана на рис. 6а. Там же серым прямоугольником выделен наиболее представительный спектральный диапазон излучаемой энергии при сжатии Z-пинча многопроволочной сборки на установке Ангара-5-1. В этом же диапазоне энергий квантов лежит спектральная чувствительность рентгеновской камеры ($h\nu > 50$ эВ).

По результатам многокадровой регистрации рентгеновских изображений собственного свечения плазмы на фронтальной (обозначена индексом “f”) и тыльной (индекс “b”) сторонах облучаемых мишеней были построены временные зависимости интенсивности $I_{f,b}(t)$ собственного рентгеновского излучения двухслойных и трехслойных мишеней. В каждом выстреле регистрировалось 10 кадровых изображений в моменты времени t_i , где индекс $i = 1, 2, \dots, 10$. После оцифровки i -го кадра определялась в относительных единицах двумерная функция зарегистрированной за время экспозиции плотности энергии $B_i(X, Y)$ в каждой точке (X, Y) изображения. Величину $B_i(X, Y)$ можно считать распределением яркости изображения. Относительная величина интенсивности I_i собственного излучения фронтальной (I_{fi}) и тыльной (I_{bi}) сторон мишени в момент времени t_i определялась следующим образом $I_i = \iint B_i(X, Y) dY dX / d_i^2$, где d_i – диаметр облученного отверстия (в мкм) соответствующего i -го кадра рентгеновской камеры.

Временные зависимости $I_f(t)$ и $I_b(t)$ были получены путем интерполяции по 10-ти моментам времени согласно следующей функциональной зависимости

$$\begin{aligned} I_f(t) &= I_{f0}(t) \exp(-t/\tau_f), \\ I_b(t) &= I_{b0}(t) \exp(-t/\tau_b), \end{aligned} \quad (1)$$

где τ_f, τ_b – времена уменьшения (затухания) интенсивности собственного свечения плазмы фронтальной и тыльной сторон мишеней, соответственно. Ограниченное количество кадров (10 шт.), которое могла регистрировать рентгеновская камера СХР6 в одном выстреле, не позволяло полностью исследовать временную зависимость собственного излучения мишени на протяжении всего процесса воздействия на него импульса МРИ сжимающейся плазмы проволочной сборки. Поэтому, была проведена серия отдельных экспериментов, в которых регистрация рентгеновских кадровых изображений с малыми интервалами между кадрами (~2 нс) осуществлялась на различных этапах имплозии проволочной сборки. В некоторых случаях была проведена обзорная регистрация собственного свечения плазмы мишеней с увеличенными интервалами между кадрами (~10–15 нс).

Регистрация мощности и энергии МРИ в различных спектральных диапазонах осуществлялась при помощи вакуумных рентгеновских диодов (ВРД) и термопарного калориметра типа ВЧД-3. Калибровочный коэффициент термопарных калориметров с детектирующей областью площадью 0.63 см² составляет 0.43 кДж/мВ. Погрешность измерения импульсов электромагнитной энергии термопарными калориметрами не превышает ~15%. Калориметр располагался на расстоянии ~3.5 м от пинча в радиальном направлении. Измерения показали, что вклад оптического излучения плазмы и плазменных потоков из пинча в сигнал с калориметрических датчиков ВЧД-3 пренебрежимо мал по сравнению со вкладом в его сигнал от рентгеновского излучения [13]. Учитывая вид спектра мягкого рентгеновского излучения Z-пинча проволочных и волоконныхборок, сигнал с термопарного калориметра в основном обусловлен квантами рентгеновского излучения с энергией выше 5–10 эВ. Заметим, что указанная нижняя граница энергий

квантов весьма условная. Набор ВРД был размещен в том же месте, что и калориметр ВЧД-3. Вакуумные рентгеновские диоды за разными фильтрами регистрировали импульс мягкого рентгеновского излучения в спектральном диапазоне от 20 эВ вплоть до 1–2 кэВ. Спектральные чувствительности ВРД в диапазоне от 0 до 800 эВ с учетом фотокатодов датчиков [14] и выбранных фильтров-поглотителей [15, 16] приведены на рис. 6б.

По данным ВРД и калориметра делалась оценка падающих мощности P_{nad} и энергии E_{nad} МРИ на фронтальную сторону мишеней в каждый момент времени, следующим образом: $P_{nad} = P_{tot}/(2\pi RH)$ и $E_{nad} = E/(2\pi RH)$, где $R = 1.1$ см – радиус расположения рамки-держателя мишени, $H = 1.6$ см – высота зазора анод-катод. Фактически, измеренные мощность и энергия МРИ нормировались на $2\pi RH \approx 11$ см². Эта оценка является несколько завышенной, поскольку не учитывается поток излучения через торцы.

Спектральный состав собственного излучения мишеней регистрировался при помощи ВУФ-спектрографа (GIS-3d) скользящего падения [17, 18] в три момента времени. Пространственное разрешение спектрографа в аксиальном направлении (вдоль оси пинча) составляло для энергии фотонов более 20 эВ порядка 1 мм, для энергии фотонов более 100 эВ – порядка 250 мкм, время экспозиции кадров – около 1.5 нс.

Динамика разлета плазмы с фронтальной и тыльной сторон мишеней регистрировалась по лазерным теневым изображениям. Трехкадровое теневое зондирование плазмы осуществлялось световым пучком Nd:YAG-лазера марки EKSPLA SL233 [19] на $\lambda = 532$ нм в радиальном направлении с регистрацией каждого кадра на свой цифровой фотоаппарат марки Canon EOS 450D (или Canon 1000D) с общим объективом от оптической скамьи ОСК-2. Пространственное разрешение лазерной диагностики по объекту было не хуже 50–100 мкм, время экспозиции лазерным пучком – около 0.1 нс на полувысоте лазерного импульса. Энергия лазерного импульса подбиралась экспериментально и составляла 8–10 мДж (суммарно на три кадра). Время задержки между кадрами можно было варьировать от 8 нс до 18 нс.

Временная зависимость собственного свечения плазмы мишеней в оптическом диапазоне спектра (340–880 нм с максимумом чувствительности на $\lambda = 530$ нм) исследовалась при помощи камеры шелевой развертки (СФЭР-2) с пространственным разрешением вдоль радиуса проволочной сборки. Пространственное разрешение камеры по объекту составляло 80 мкм, глубина резкости в области объекта – ± 23 мм. Временное разрешение развертки было 0.3 нс. Пространственная щель оптической развертки была расположена на высоте 1.2 см над катодом, что позво-

ляло одновременно регистрировать свечение плазмы проволочной сборки и мишеней. Изображение на выходном экране камеры СФЭР-2 регистрировалось на фотокамеру Canon EOS 400D.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Ниже представлены результаты многокадровой регистрации собственного рентгеновского излучения плазмы мишеней из различных веществ (майлар, полипропилен, In, Sn, Au). На всех, представленных в данном разделе рисунках, на части рисунка (а) представлены временные зависимости импульса мощности МРИ в одном или нескольких спектральных диапазонах, а на части рисунка (б) представлены рентгеновские кадровые изображения (негатив) собственного свечения плазмы Z-пинча и облучаемых мишеней, синхронизованные с представленными на рис. (а) кривыми, где времена кадров t_i указаны вертикальными стрелками (\downarrow СХР6).

3.1. Степень неоднородности облучения поверхности исследуемых мишеней

Так как рамки-держатели мишеней из исследуемых веществ имели форму фрагмента цилиндрической поверхности (см. рис. 5) радиусом $R = 11$ мм и были расположены по обе стороны от источника излучения на том же радиусе R как показано на рис. 4, то, естественно, существовал вопрос о степени неоднородности распределения падающей энергии на поверхности мишеней. Например, одна из двух рамок с мишенью в направлении регистрации ВУФ-спектрографа (GIS-3d) располагалась таким образом, чтобы вся поверхность мишени находилась на одном и тот же расстоянии от оси источника излучения. В этом случае излучение от источника падает на мишень по нормали к ее поверхности. Другая рамка с такой же мишенью с противоположной стороны относительно оси источника излучения была расположена так, чтобы лазерная диагностика могла одновременно регистрировать разлет плазмы с тыльной и фронтальной сторон мишеней по касательной к цилиндрической поверхности этих двух рамок. При этом мишень на данной рамке облучается под различными углами к нормали ее поверхности, что может привести к неоднородному нагреву вещества мишени и, как следствие этого, неоднородной светимости плазмы мишени по площади ее боковой поверхности.

Для такого расположения рамки-держателя относительно излучателя необходимо было выявить степень неоднородности собственного свечения плазмы мишени на всей ее поверхности. Ниже на рис. 7 и 8 приведены результаты многокадровой регистрации рентгеновских изображений плазмы Z-пинча многопроволочной сборки

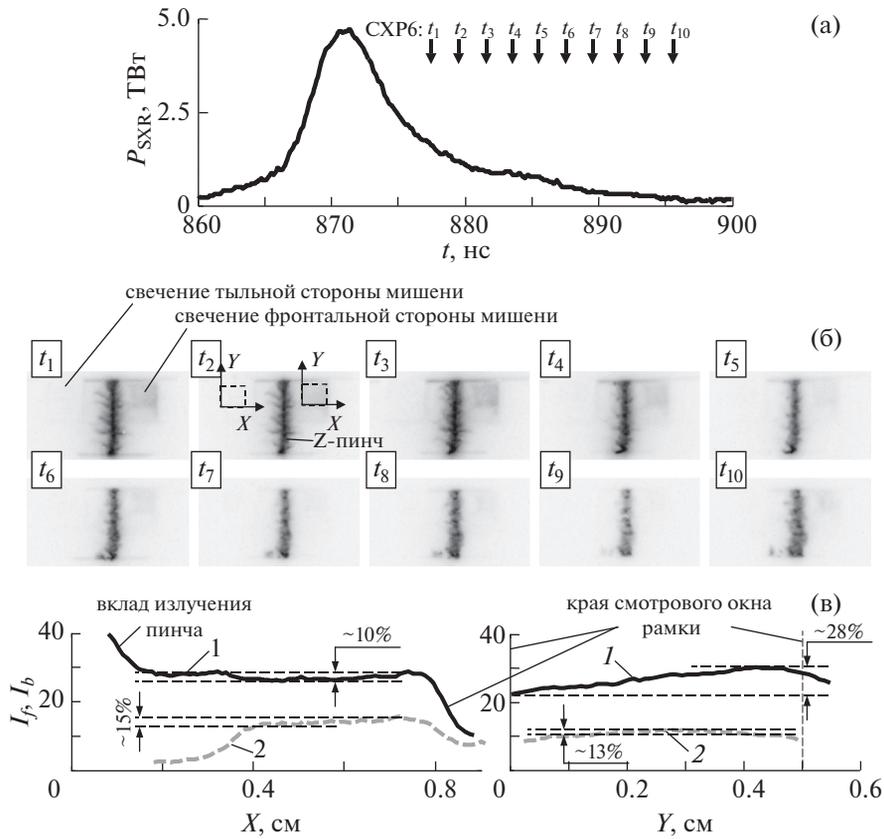


Рис. 7. Результаты эксперимента (выстрел № 6083) по воздействию на двухслойную мишень In+Mu излучения многопроволочной сборки: а) – временная зависимость импульса мощности МРИ в спектральном диапазоне $h\nu > 100$ эВ; б) – рентгеновские кадровые изображения (негатив) Z-пинча проволочной сборки и собственного свечения плазмы фронтальной и тыльной сторон мишени, синхронизованные с импульсом мощности МРИ, представленным на рис. (а), где времена кадров t_1 – t_{10} указаны вертикальными стрелками (\downarrow СХР6). Анод – вверху, катод – внизу. Экспозиции кадров t_1 – t_{10} – около 1 нс; в) – распределение интенсивности собственной эмиссии плазмы на фронтальной (кривая 1) и тыльной (кривая 2) сторонах мишени в момент времени $t_2 = +8.5$ нс: *слева* – вдоль оси X, *справа* – вдоль оси Y.

и облучаемых двухслойных мишеней In + Mu (выстрел № 6083) и Mu + Sn (выстрел № 6021), соответственно. В случае облучения мишени In + Mu рентгеновские кадры в моменты времени t_1 – t_{10} получены после максимума импульса мощности МРИ, в случае мишени типа Mu + Sn часть кадров в моменты времени t_1 – t_7 получена до пиковой мощности излучения, а остальные – на заднем фронте импульса МРИ, что позволило определить момент времени t_0 начала регистрации собственного свечения плазмы мишени на ее фронтальной и тыльной сторонах, а также изменение во времени интенсивности собственного свечения мишеней (более подробно см. раздел 3.3 данной статьи). В этом разделе рассмотрим только экспериментальные данные о распределении собственного свечения плазмы мишени по ее поверхности.

Степень неоднородности облучения поверхности мишени в момент времени t_i оценивалась по распределению яркости $B_i(X, Y)$ кадровых

изображений. Распределение яркости вдоль оси X строилось путем интегрирования следующим образом: $I_i(X) = \iint B_i(X, Y) dY$. Аналогичным образом строилось распределение вдоль оси Y: $I_i(Y) = \iint B_i(X, Y) dX$. На рис. 7в представлены распределение яркости плазмы на фронтальной (кривая 1) и тыльной (кривая 2) сторонах мишени в момент времени $t_2 = +8.5$ нс. Такие же распределения представлены на рис. 8в в момент времени $t_8 = +1.6$ нс.

Из полученных таким способом распределений яркости изображений фронтальной ($I_f(X)$ и $I_f(Y)$) и тыльной ($I_b(X)$ и $I_b(Y)$) сторон мишени (см. соответствующие кривые 1 и 2 на рис. 7в и 8в) следует, что высокая степень неоднородности (до ~50%) свечения плазмы мишеней наблюдается вблизи краев смотрового окна рамки-держателя. Скорее всего, это может быть связано с частичным поглощением собственного рентгеновского

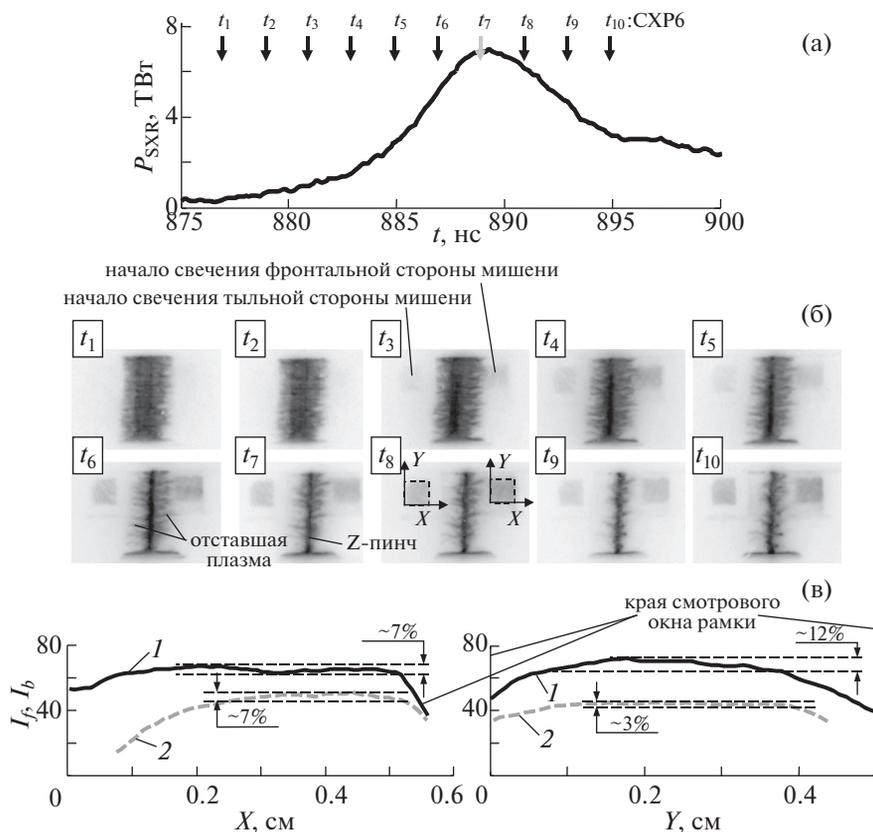


Рис. 8. Результаты эксперимента (выстрел № 6021) по воздействию на двухслойную мишень $Mu + Sn$ излучения многопроволочной сборки: а) — временная зависимость импульса мощности МРИ в спектральном диапазоне $h\nu > 100$ эВ; б) — рентгеновские кадровые изображения (негатив) Z-пинча проволочной сборки и собственного свечения плазмы фронтальной и тыльной сторон мишени, синхронизованные с импульсом мощности МРИ, представленным на рис. (а), где времена кадров t_1 – t_{10} указаны вертикальными стрелками (\downarrow СХР6). Анод — вверху, катод — внизу. Экспозиции кадров t_1 – t_{10} — около 1 нс; в) — распределение интенсивности собственной эмиссии плазмы на фронтальной (кривая 1) и тыльной (кривая 2) сторонах мишени в момент времени $t_8 = +1.6$ нс: *слева* — вдоль оси X , *справа* — вдоль оси Y .

излучения мишени в веществе, разлетающемся с поверхности рамки-держателя в процессе ее абляции под воздействием МРИ. Другой причиной такой неоднородности свечения мишени может быть угловая зависимость интенсивности ее излучения (см. раздел 3.4 настоящей статьи). Интенсивность свечения плазмы с фронтальной стороны мишени в 2–3 раза выше, чем с ее тыльной стороны. В некоторых случаях (см. кривую 1 на рис. 7в) на распределении $I_f(X)$ при приближении к левому краю рамки-держателя мишени (при $X \rightarrow 0$) наблюдается увеличение интенсивности свечения плазмы, связанное со вкладом излучения отставшей плазмы Z-пинча, частично перекрывающей левый край фронтальной поверхности рамки. На основной части площади мишени неоднородность свечения плазмы составляет не более 15%, что соответствует высокой степени однородности облучения исследуемых мишеней. В дальнейшем, анализ кадровых рентгеновских изображений проводился именно в этой области

изображения с однородным по площади мишени распределением яркости свечения ее плазмы.

Некоторая неоднородность свечения мишени вдоль оси Y может объясняться неоднородностью освещения пинчем ее поверхности вдоль этой оси, так как рамка-держатель с мишенью была размещена не по центру зазора катод-анод, а со стороны анода. Свой вклад в неоднородность свечения мишени вносит также неоднородность самой мишени и ее натяжения на рамке-держателе.

3.2. Абляция вещества рамки держателя мишеней под воздействием МРИ

Выше было показано, что плазма, образованная при абляции материала рамки-держателя мишени на краях смотрового окна под воздействием МРИ Z-пинча, способна частично поглощать собственное излучение плазмы мишени. Необходимо было выяснить динамику разлета вещества рамки и уменьшение (“заплывание”) в результате

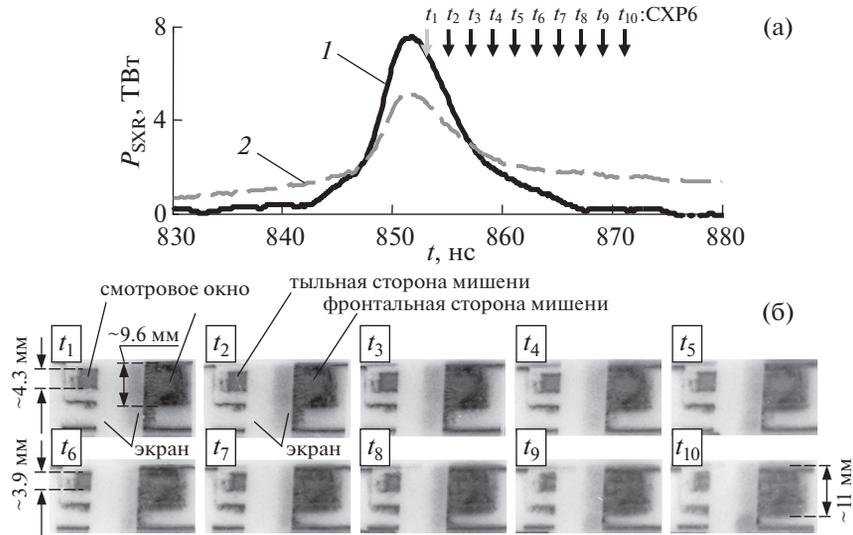


Рис. 9. Результаты эксперимента (выстрел № 6335) по воздействию на двухслойную мишень Au + Mu излучения многопроволочной сборки: а) – временные зависимости: 1, 2 – импульсы мощности МРИ в различных спектральных диапазонах $h\nu > 100$ эВ (в ТВт) и $h\nu > 20$ эВ (в отн. ед.), соответственно; б) – рентгеновские кадровые изображения (негатив) собственного свечения плазмы рамок-держателей и облучаемых мишеней, синхронизованные с представленными на рис. (а) кривыми, где времена кадров t_1 – t_{10} указаны вертикальными стрелками (\downarrow СХР6). Анод – вверху, катод – внизу. Экспозиции кадров t_1 – t_{10} – ≈ 5 нс.

этого процесса размеров смотрового окна. Собственное свечение плазмы рамки, образованной преимущественно из вещества с низким атомным номером ($Z_{eff} \approx 2$ для полипропилена $[C_3H_6]_n$), лежит ниже порога регистрации рентгеновской камеры при съемке с экспозицией кадра $\Delta t_{exp} = 1$ нс. Для уверенной регистрации изображений разлета такой плазмы в фотонах собственного свечения, была увеличена экспозиция кадровой съемки до $\Delta t_{exp} = 5$ нс. При этом максимальная чувствительность S_{MCP} МКП-регистратора рентгеновской камеры СХР6 была увеличена более чем на порядок величины с ~ 0.17 А · см²/Вт до ~ 3 А · см²/Вт (см. рис. 3 в работе [8]). Приосевая область проволочной сборки была закрыта непроницаемым для излучения экраном для того, чтобы не перегружать МКП-регистратор по электронному току за счет регистрации мощного рентгеновского излучения от Z-пинча при большом времени $\Delta t_{exp} = 5$ нс. При этом в поле зрения регистрации рентгеновской камеры были видны только рамки с мишенями.

На рис. 9 представлены результаты такого эксперимента (выстрел № 6335) с двухслойной мишенью Au + Mu. В этом выстреле рентгеновские кадровые изображения были получены после максимума импульса мощности МРИ в промежуток времени (+1 нс–+19 нс). На всех рентгеновских изображениях уже регистрируется собственное излучение плазмы на фронтальной и тыльной сторонах мишени, а также разлет плазмы с рамок-держателей в радиальном направлении и в аксиальном – вдоль высоты зазора анод-катод. Оцен-

ка сверху средней скорости разлета плазмы материала рамки и мишени вдоль высоты зазора анод-катод составила около $8 \cdot 10^6$ см/с. Оценка средней скорости уменьшения размеров смотрового окна рамки держателя в аксиальном направлении лежала в диапазоне $\sim (1-2) \times 10^6$ см/с.

Следует отметить, что лазерное кадровое теневое фотографирование (см. напр. рис. 21а) дает близкую оценку скорости разлета плазмы материала рамки-держателя мишени. В выстреле № 6512 при воздействии импульса МРИ на рамку без мишени при уровне падающей на поверхность рамки мощности излучения $P_{над} \approx 0.3$ ТВт/см² и энергии $E_{над} \approx 3.8$ кДж/см² средняя скорость разлета плазмы (по уровню $n_e = (4 \pm 2) \times 10^{18}$ см⁻³) ее материала составила величину $\sim (6-11) \times 10^6$ см/с.

3.3. Собственное рентгеновское свечение плазмы мишеней из слоев различных веществ

Определение момента начала собственного свечения плазмы фронтальной и тыльной сторон мишени. В этом разделе статьи представлены результаты экспериментов (выстрелы № 6092, № 6082 и № 6407) воздействия импульса МРИ на мишени, состоящие из слоев веществ с различным атомным номером ($Z_{eff} \approx 4.5$ для Mu $[C_{10}H_8O_4]_n$; $Z = 49$ для In, и $Z = 79$ для Au), а, следовательно, с различной излучательной способностью (см. рис. 10–12). Массовые характеристики слоев в двухслойных мишенях Mu + Mu, In + Mu и Au + Mu

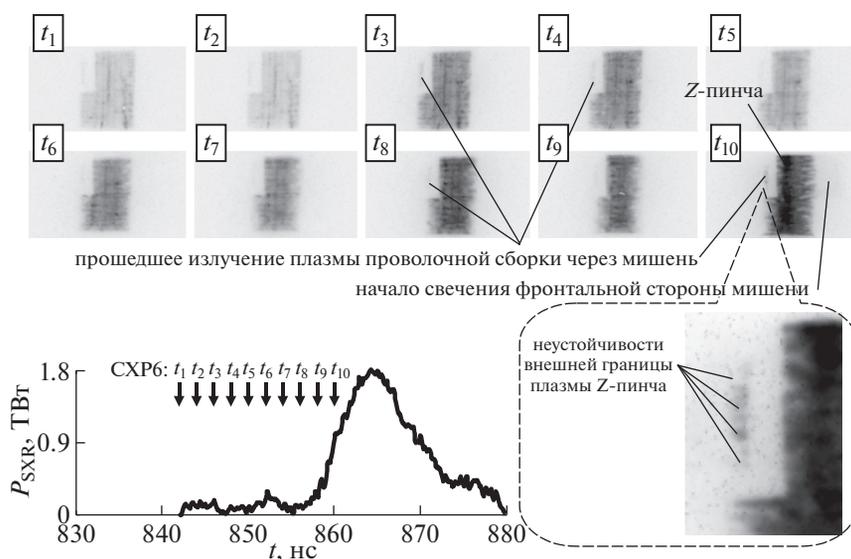


Рис. 10. Результаты эксперимента (выстрел № 6092) по воздействию на мишень $\text{Mu} + \text{Mu}$ излучения многопроволочной сборки. Рентгеновские кадровые изображения (негатив) Z-пинча проволочной сборки и собственного свечения плазмы фронтальной и тыльной сторон мишени, синхронизированные импульсом мощности МРИ в спектральном диапазоне $h\nu > 100$ эВ. Времена кадров t_1 – t_{10} указаны вертикальными стрелками (\downarrow СХР6). Анод – вверху, катод – внизу. Экспозиции кадров t_1 – t_{10} – около 1 нс.

были практически одинаковые и составляли ~ 80 – 97 $\text{мкг}/\text{см}^2$ для слоев индия, золота и ~ 84 $\text{мкг}/\text{см}^2$ – для майлара (более подробно см. табл. 1). Такие характеристики двухслойных мишеней позволяли исследовать временную зависимость интенсивности собственного рентгеновского излучения мишеней, нагретых импульсом МРИ Z-пинча. Радиационный нагрев вещества мишеней приводит к образованию на их поверхности плазмы, которая, начиная с некоторого момента времени, начинает интенсивно излучать в рентгеновском диапазоне спектра ($h\nu \in 50$ – 250 эВ). При превышении интенсивности собственного излучения плазмы мишени нижнего порога регистрации рентгеновской камеры СХР6 на полученных изображениях, начиная с момента времени t_0 , начинает регистрироваться свечение фронтальной или тыльной сторон мишени.

Вначале рассмотрим результаты регистрации собственного свечения мишени, состоящей из вещества с малым атомным номером – майлара (см. рис. 10). Мишень $\text{Mu} + \text{Mu}$ состояла из двух слоев пленки общей толщиной 1.2 $\mu\text{м}$.

Этот эксперимент позволил определить возможность регистрации рентгеновской камерой свечения плазмы из атомов со слабой излучательной способностью по сравнению с атомами In и Au . В выстреле № 6092 рентгеновские изображения (см. рис. 10) получены на финальной стадии сжатия проволочной сборки, вплоть до середины переднего фронта импульса мощности МРИ. На всех кадрах с тыльной стороны мишени наблюда-

ется прошедшее сквозь нее излучение сжимающейся плазмы проволочной сборки. При этом через смотровое окно в рамке с мишенью $\text{Mu} + \text{Mu}$ наблюдается неустойчивая внешняя граница сжимающейся плазмы проволочной сборки (см. напр. выноску на рис. 10). На последнем кадре в момент времени t_{10} , полученном за 4 нс до максимума импульса МРИ, при уровне падающей на поверхность мишени $\text{Mu} + \text{Mu}$ мощности излучения $P_{\text{пад}} \approx 0.1$ $\text{ТВт}/\text{см}^2$ и энергии $E_{\text{пад}} \approx 0.2$ $\text{кДж}/\text{см}^2$ зарегистрировано начало собственного свечения плазмы на ее фронтальной стороне. Следует заметить, что вещество тыльной стороны мишени в этот момент времени практически не излучает, т.е. интенсивность собственного рентгеновского излучения тыльной стороны мишени находится ниже порога регистрации рентгеновской камеры ($S_{\text{MCP}} \sim 0.17$ $\text{А} \cdot \text{см}^2/\text{Вт}$ при экспозиции кадров $\Delta t_{\text{exp}} \approx 1$ нс).

Далее, рассмотрим результаты экспериментов (выстрелы № 6082 и № 6407) с мишенями, состоящими из металлизированной In или Au пленки майлара.

Как и в случае с мишенью $\text{Mu} + \text{Mu}$ в данном эксперименте (выстрел № 6082) с мишенью типа $\text{In} + \text{Mu}$, все рентгеновские изображения (см. рис. 4б) были получены на финальной стадии сжатия плазмы проволочной сборки до максимума импульса мощности МРИ (см. рис. 11а). Как видно из рентгеновских кадров вплоть до момента времени t_{10} собственное свечение плазмы как

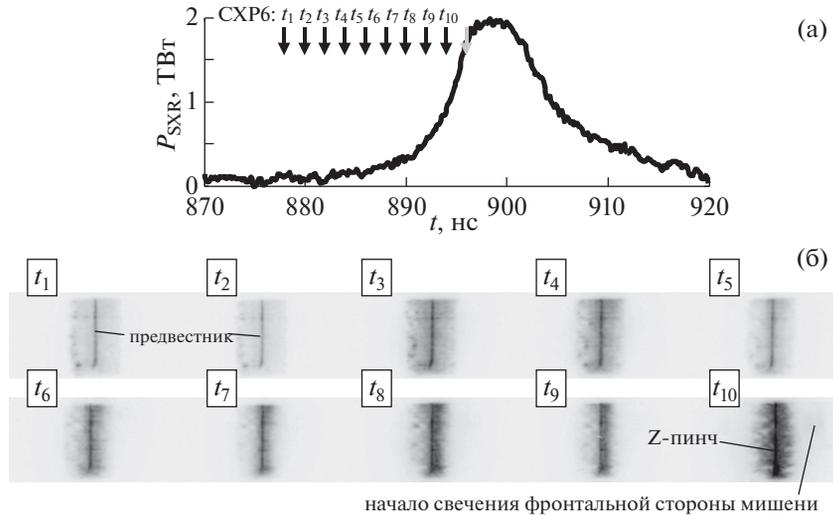


Рис. 11. Результаты эксперимента (выстрел № 6082) по воздействию на двухслойную мишень In+Му излучения многопроволочной сборки: а) – временная зависимость импульса мощности МРИ в спектральном диапазоне $h\nu > 100$ эВ; б) – рентгеновские кадровые изображения (негатив) Z-пинча проволочной сборки и собственного свечения плазмы фронтальной и тыльной сторон мишени, синхронизованные с представленными на рис. (а) кривыми, где времена кадров t_1-t_{10} указаны вертикальными стрелками (\downarrow CXP6). Анод – сверху, катод – внизу. Экспозиции кадров t_1-t_{10} – около 1 нс.

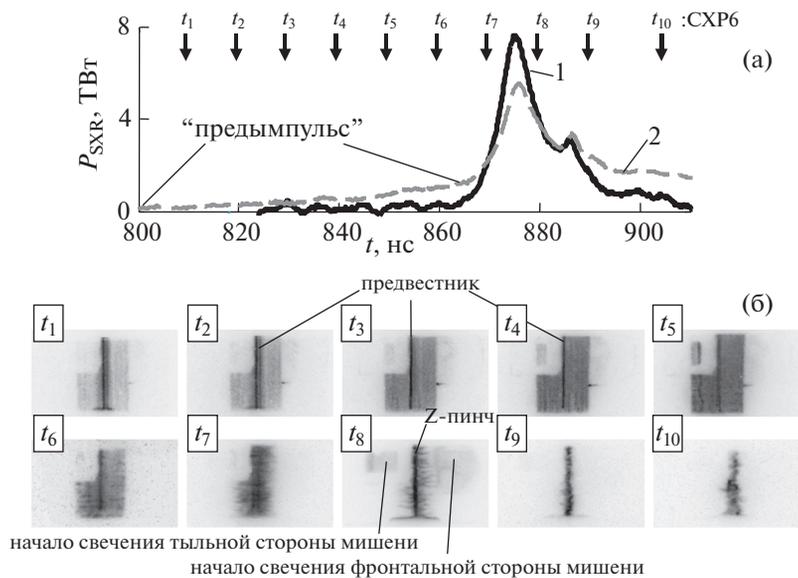


Рис. 12. Результаты эксперимента (выстрел № 6407) по воздействию на двухслойную мишень Au + Му излучения многопроволочной сборки: а) – временные зависимости: 1, 2 – импульса мощности МРИ в различных спектральных диапазонах $h\nu > 100$ эВ (в ТВт) и $h\nu > 20$ эВ (в отн. ед.), соответственно; б) – рентгеновские кадровые изображения (негатив) собственного свечения плазмы Z-пинча и облучаемых мишеней, синхронизованные с представленными на рис. (а) кривыми, где времена кадров t_1-t_{10} указаны вертикальными стрелками (\downarrow CXP6). Анод – сверху, катод – внизу. Экспозиции кадров t_1-t_5 – ≈ 5 нс, t_6-t_{10} – около 1 нс.

на фронтальной, так и на тыльной сторонах мишени не регистрируется. В момент времени t_{10} на кадровом изображении, полученном за 2.5 нс до пика импульса МРИ, при уровне падающей на мишень In+Му мощности излучения $P_{nad} =$

$= 0.2$ ТВт/см² и энергии $E_{nad} = 0.7$ кДж/см² зарегистрировано начало собственного свечения плазмы на ее фронтальной стороне. В это же время на тыльной стороне мишени интенсивность собственного излучения плазмы лежит ниже по-

рога регистрации рентгеновской камеры. Причиной этому служит тот факт, что плазма с тыльной стороны облучаемой мишени состоит преимущественно из слоя майлара с низкой излучательной способностью по сравнению с плазмой из In на фронтальной стороне мишени. При этом плазма, образованная из слоя майлара, является фильтром для собственного рентгеновского излучения плазмы из In.

В следующем эксперименте (выстрел № 6407) рентгеновская кадровая съемка собственной эмиссии плазмы мишени Au + Mu проводилась с увеличенными временными интервалами между кадрами ($\Delta t = 10$ нс и 15 нс), что позволило наблюдать поведение плазмы мишени на протяжении большого промежутка времени облучения — ~95 нс времени имплозии проволочной сборки (см. рис. 12). Благодаря этому, кадры t_1 – t_6 были получены в течение ~60 нс воздействия на мишень длительного “предымпулса” рентгеновского излучения (см. кривую 2 на рис. 12а) в спектральном диапазоне ($h\nu \in 20$ – 80 эВ), зарегистрированного одним из датчиков типа ВРД (спектральная характеристика датчика s3e представлена кривой 2 на рис. 6б).

На рентгеновских изображениях рис. 12б, полученных в моменты времени t_1 – t_7 за -65 нс– 5 нс до максимума импульса МРИ, зарегистрировано свечение сжимающейся плазмы многопроволочной сборки через смотровое окно ближней к рентгеновской камере рамки-держателя мишени (левая рамка на изображениях). Видно, что плазма проволочной сборки, излучающая преимущественно в спектральном диапазоне $h\nu > 20$ эВ на данной стадии имплозии, заполняет весь объем сборки, а в ее приосевой области сформирован плазменный предвестник. Таким образом, воздействие на мишень Au + Mu рентгеновского излучения сжимающейся плазмы вольфрамовой сборки и ее плазменного предвестника происходит еще задолго до образования Z-пинча и возникновения пиковой мощности импульса МРИ. В момент времени t_7 за 5 нс до максимума импульса МРИ при уровне падающей на мишень мощности излучения $P_{пад} = 0.2$ ТВт/см² и энергии $E_{пад} = 1.0$ кДж/см² на ее фронтальной стороне начинает регистрироваться собственная эмиссия плазмы, образованной на поверхности мишени. Далее, интенсивность собственного свечения мишени увеличивается на порядок величины и уже надежно регистрируется на ее фронтальной и тыльной сторонах, как видно на рентгеновском изображении в момент времени t_8 на 5-ю нс после пиковой мощности МРИ. К этому моменту времени величина падающей мощности излучения и энергии на мишень составляла $P_{пад} = 0.3$ ТВт/см² и $E_{пад} = 6.0$ кДж/см², соответственно. На следую-

щих кадрах t_9 и t_{10} , снятых в моменты +15 нс и +30 нс после максимума МРИ, собственное свечение плазмы мишени и вещества рамок-держателей уже не регистрируется.

Подробное исследование особенностей временной зависимости собственной рентгеновской эмиссии мишеней при их нагреве излучением Z-пинча было необходимо для более точного определения момента максимальной светимости образованной плазмы и темпа уменьшения ее излучения.

Определение момента максимальной интенсивности собственного свечения плазмы мишеней. В этом разделе представлены результаты экспериментов (см. рис. 13–18) с двухслойными и трехслойными мишенями по определению особенностей временной зависимости интенсивности собственного рентгеновского излучения с фронтальной I_f (точки •) и тыльной I_b (квадраты ■) сторон мишени. Например, более точно был определен момент максимума интенсивности излучения плазмы мишеней относительно момента пиковой мощности МРИ Z-пинча при рентгеновской съемке с малыми интервалами времени между кадрами (~2 нс). Интенсивность собственного свечения мишеней оценивалась из яркости рентгеновских кадров в соответствующих областях цифрового изображения. Также, в качестве примера, на рис. 13а квадратами (■) и ромбами (◆) показаны интенсивности свечения плазмы многопроволочной сборки в приосевой области и во всем ее объеме, соответственно. Интенсивность свечения плазмы оценивалась по максимуму распределения интегральной яркости $V_{max}(x, t_i)$ кадровых изображений, полученных в моменты времени t_1 – t_{10} . Численное интегрирование яркости кадрового изображения проводилось в пределах двух прямоугольных областей, одна из которых охватывала только приосевую область проволочной сборки, а другая — более широкую в радиальном направлении область сжимающейся плазмы (см. напр. кадр t_6 на рис. 13б). Из приведенных на рис. 13а данных следует, что интенсивность свечения плазмы многопроволочной сборки, определенная по кадровым изображениям с рентгеновской камеры, хорошо соответствует временному профилю мощности МРИ (см. кривые 1 и 2), измеренному рентгеновскими датчиками ВРД.

Таким образом, оказалось возможным исследовать временную зависимость свечения плазмы на фронтальной $I_f(t)$ и тыльной $I_b(t)$ сторонах облучаемых мишеней. Например, на рис. 13а представлена зависимость $I_f(t)$, построенная по 10-ти кадровым изображениям (точки •), полученным до и после пиковой мощности МРИ (кривые 1 и 2). Видно, что максимум собственного свечения плазмы двухслойной мишени Mu + In достигает-

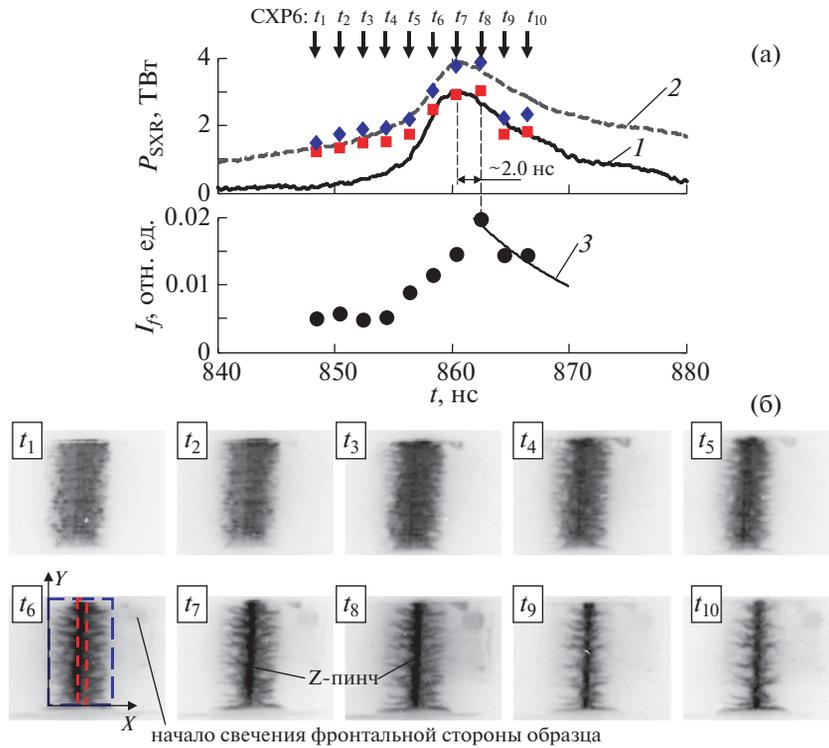


Рис. 13. Результаты эксперимента (выстрел № 6515) по воздействию на двухслойную мишень $\text{Mu} + \text{In}$ излучения многопроволочной сборки: а) – временные зависимости: 1, 2 – импульса мощности МРИ в различных спектральных диапазонах $h\nu > 100 \text{ эВ}$ (в ТВт) и $h\nu > 20 \text{ эВ}$ (в отн. ед.), соответственно; 3 – интенсивности свечения (в отн. ед.) фронтальной $I_f(\bullet)$ стороны мишени; квадратами (■) и ромбами (◆) соответственно показана интенсивность свечения плазмы в приосевой области проволочной сборки и во всем ее объеме; б) – рентгеновские кадровые изображения (негатив) Z-пинча проволочной сборки и собственного свечения плазмы фронтальной и тыльной сторон мишени, синхронизированные с представленными на рис. (а) кривыми, где времена кадров t_1 – t_{10} указаны вертикальными стрелками (\downarrow СХР6). Анод – вверх, катод – вниз. Экспозиции кадров t_1 – t_{10} – около 1 нс.

ся вблизи пиковой мощности МРИ, в данном случае, через $\sim 2 \text{ нс}$ после максимума импульса. Однако следует заметить, что это время сравнимо с интервалом между рентгеновскими кадрами по которым строилась зависимость $I_f(t)$.

Аналогичная временная зависимость $I_b(t)$ собственного излучения плазмы мишени с тыльной стороны, полученная по кадровым изображениям, представлена на рис. 14а–16а.

В выстреле № 6106 рентгеновские кадровые изображения (см. рис. 14б) получены на переднем фронте импульса мощности МРИ (см. кадры t_1 – t_6), вблизи его максимума (кадр t_7) и на заднем фронте импульса излучения (см. кадры t_8 – t_{10}). Начиная с момента времени кадра t_3 , полученного за 7 нс до максимума импульса МРИ при уровне падающей мощности на поверхность трехслойной мишени $\text{Mu} + \text{In} + \text{Mu}$ $P_{nad} = 0.04 \text{ ТВт/см}^2$ и энергии $E_{nad} = 0.6 \text{ кДж/см}^2$, зарегистрировано начало собственного свечения плазмы на фронтальной стороне облучаемой мишени. В последующие моменты времени t_4 – t_{10}

(–8 нс до максимума и +4 нс после максимума импульса МРИ) наблюдается немонотонное изменение интенсивности собственного излучения плазмы на фронтальной и тыльной сторонах мишени: вначале интенсивность собственного свечения мишени увеличивается примерно в 3 раза, достигает своего максимума вблизи пиковой мощности МРИ и далее испытывает спад (см. кривые 2 и 3 на рис. 14б). Между моментами времени t_6 – t_7 регистрации кадров, вблизи максимума импульса МРИ, при уровне падающей мощности на поверхность мишени $P_{nad} = 0.2 \text{ ТВт/см}^2$ и энергии $E_{nad} = 1.8 \text{ кДж/см}^2$, зарегистрировано начало собственного свечения плазмы на ее тыльной стороне. Следует заметить, что начало регистрации рентгеновской камерой собственного свечения плазмы на фронтальной и тыльной сторонах мишени происходит примерно при одинаковом уровне интенсивности данного излучения $I_f = I_b \approx 0.011$ – 0.012 в отн. ед. яркости кадровых изображений (см. рис. 14а). По-видимому, это и определяет минимальный уровень уверенной ре-

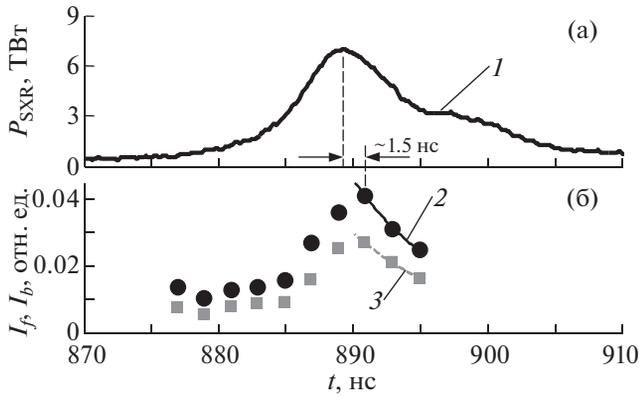


Рис. 15. Результаты эксперимента (выстрел № 6021) по воздействию на двухслойную мишень $\text{Mu}+\text{Sn}$ излучения многопроволочной сборки. Временные зависимости: 1 – импульса мощности МРИ (в ТВт) в спектральном диапазоне $h\nu > 100$ эВ; 2, 3 – интенсивности свечения (в отн. ед.) фронтальной I_f (•) и тыльной I_b (■) сторон мишени.

лось, что интенсивность собственного свечения плазмы, регистрируемая с фронтальной стороны, в несколько раз выше, чем с тыльной стороны. При этом нагрев слоев веществ мишени и образование плазмы происходит на переднем фронте импульса мощности МРИ ($h\nu < 100$ эВ), а максимум интенсивности собственного рентгеновского излучения плазмы мишени достигается вблизи пиковой мощности МРИ в промежутке от +1 нс до +3 нс. После этого момента времени начинается уменьшение интенсивности свечения плазмы мишеней. В этой части статьи представлены ре-

зультаты экспериментов целью которых было исследование времени затухания собственного свечения плазмы мишеней из слоев различных веществ.

Многокадровая регистрация рентгеновских изображений в этих экспериментах (выстрелы №№ 6081, 6514, 6409 и 6103) проводилась таким образом, чтобы большинство кадров было получено после момента пиковой мощности импульса МРИ Z-пинча проволочной сборки (см. рис. 18–22). На этих же рисунках приведены временные зависимости собственного рентгеновского свечения плазмы $I_f(t)$ и $I_b(t)$ с фронтальной и тыльной стороны мишени, восстановленные на десять моментов времени съемки кадровых рентгеновских изображений, как было сказано в п. 2.4 статьи. Согласно выражениям (1) выполнена аппроксимация уменьшения интенсивности (затухания) собственного излучения плазмы мишеней. По этим данным определены времена τ_f и τ_b затухания свечения в e -раз мишеней, изготовленных из слоев различных веществ. На некоторых рисунках также приведена временная зависимость интенсивности (в отн. ед.) источника излучения Z-пинча, определенная по тем же кадровым изображениям.

Вначале рассмотрим два случая (выстрелы № 6081 и № 6514), когда облучалась двухслойная мишень, состоящая из пленки майлара и слоя индия. В первом выстреле мишень $\text{In} + \text{Mu}$ была ориентирована слоем In в сторону Z-пинча (см. рис. 18), а в другом мишень $\text{Mu} + \text{In}$ – пленкой майлара (см. рис. 19).

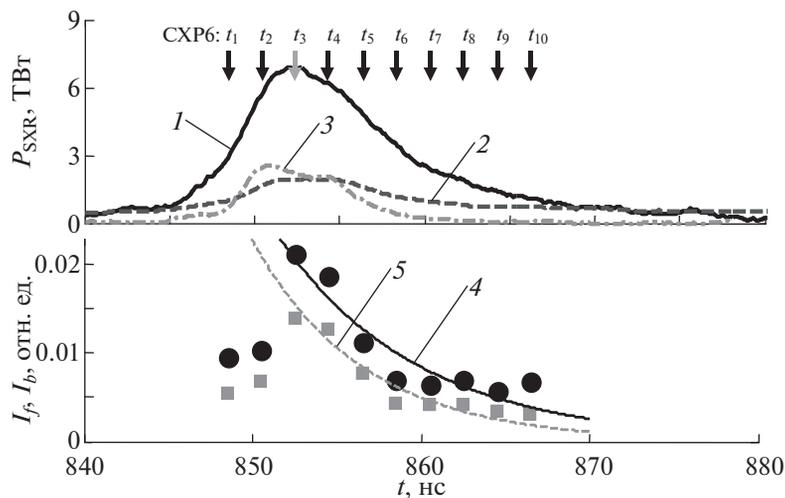


Рис. 16. Результаты эксперимента (выстрел № 6334) по воздействию на двухслойную мишень $\text{Au} + \text{Mu}$ излучения многопроволочной сборки. Временные зависимости: 1–3 – импульса мощности МРИ в различных спектральных диапазонах $h\nu > 100$ эВ (в ТВт), $h\nu > 20$ эВ (в отн. ед.) и $h\nu > 600$ эВ (в отн. ед.), соответственно; 4, 5 – интенсивности свечения (в отн. ед.) фронтальной I_f (•) и тыльной I_b (■) сторон мишени, соответственно.

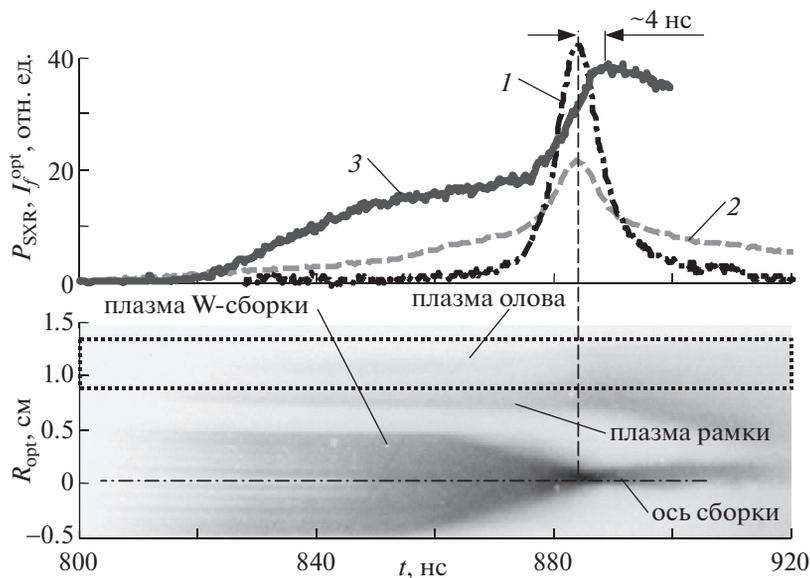


Рис. 17. Результаты оптической регистрации собственного свечения плазмы (выстрел № 5945) двухслойной мишени Sn + Mu. Временные зависимости: 1, 2 – импульса мощности МРИ (в отн. ед.) в различных спектральных диапазонах $h\nu > 100$ эВ и $h\nu > 20$ эВ, соответственно; 3 – интенсивности собственного свечения I_f^{opt} плазмы олова. Внизу – изображение (негатив) сжатия плазмы W-сборки и расширения плазмы мишени с оптической радиальной развертки, синхронизированное с представленными кривыми.

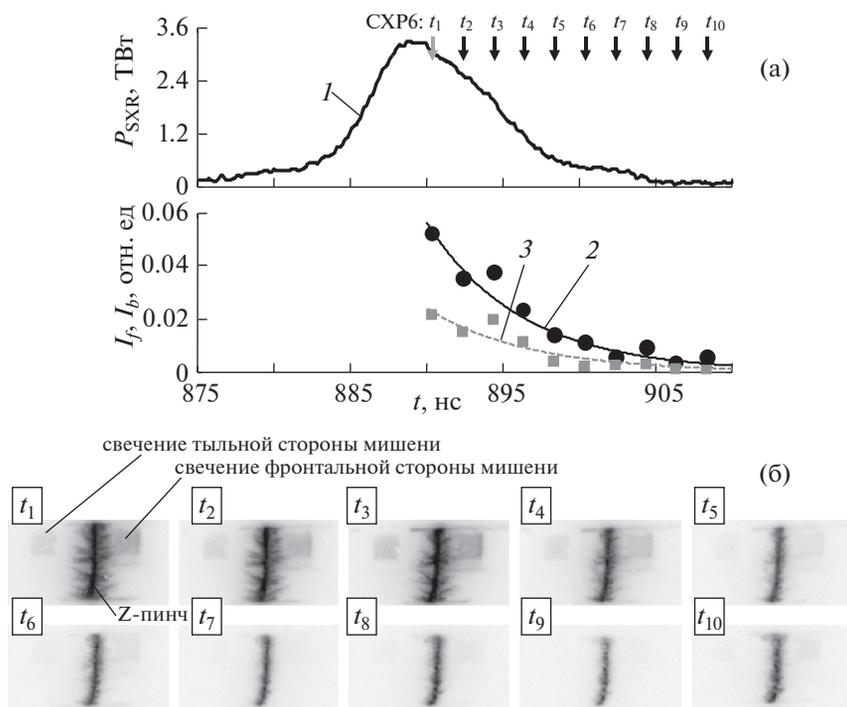


Рис. 18. Результаты эксперимента (выстрел № 6081) по воздействию на двухслойную мишень In + Mu излучения многопроволочной сборки: а) – временные зависимости: 1 – импульса мощности МРИ в спектральном диапазоне $h\nu > 100$ эВ; 2, 3 – интенсивности свечения (в отн. ед.) фронтальной $I_f(\bullet)$ и тыльной $I_b(\blacksquare)$ сторон мишени, соответственно; б) – рентгеновские кадровые изображения (негатив) Z-пинча проволочной сборки и собственного свечения плазмы фронтальной и тыльной сторон мишени, синхронизированные с представленными на рис. (а) кривыми, где времена кадров t_1 – t_{10} указаны вертикальными стрелками (\downarrow СХР6). Анод – сверху, катод – внизу. Экспозиции кадров t_1 – t_{10} – около 1 нс.

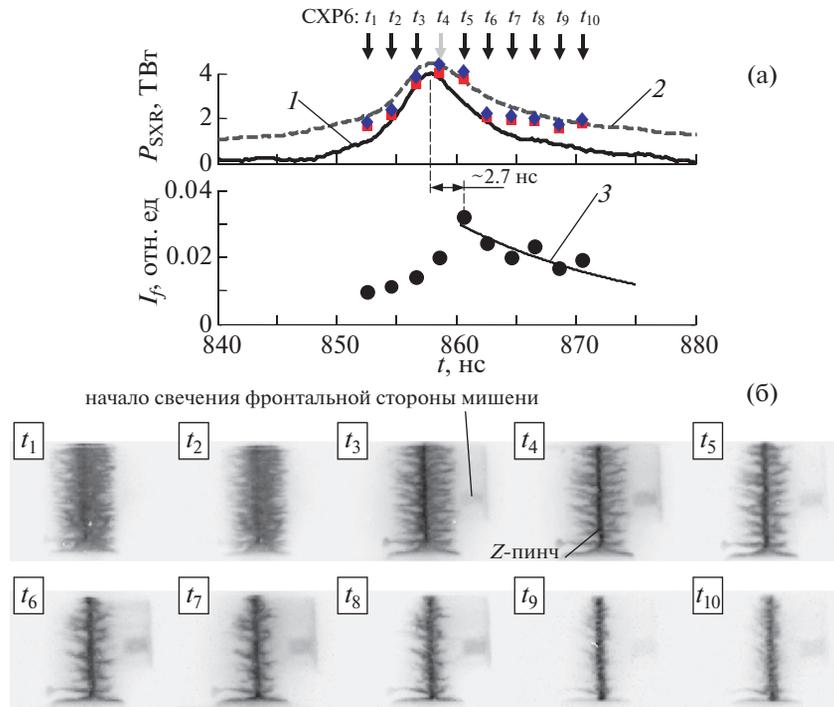


Рис. 19. Результаты эксперимента (выстрел № 6514) по воздействию на двухслойную мишень $\text{Mu} + \text{In}$ излучения многопроволочной сборки: а) – временные зависимости: 1, 2 – импульса мощности МРИ в различных спектральных диапазонах $h\nu > 100$ эВ (в ТВт) и $h\nu > 20$ эВ (в отн. ед.), соответственно; 3 – интенсивности свечения (в отн. ед.) фронтальной I_f (•) стороны мишени; квадратами (■) и ромбами (◆) соответственно показана интенсивность свечения плазмы в приосевой области проволочной сборки и во всем ее объеме; б) – рентгеновские кадровые изображения (негатив) Z-пинча проволочной сборки и собственного свечения плазмы фронтальной и тыльной сторон мишени, синхронизированные с представленными на рис. (а) кривыми, где времена кадров t_1 – t_{10} указаны вертикальными стрелками (\downarrow СХР6). Анод – вверх, катод – вниз. Экспозиции кадров t_1 – t_{10} – около 1 нс.

В случае мишени $\text{In} + \text{Mu}$ уже на первом кадре t_1 (см. рис. 18б), полученном через 1 нс после максимума импульса мощности рентгеновского излучения (см. кривую 1 на рис. 18а), зарегистрировано собственное свечение плазмы на ее фронтальной и тыльной сторонах. При этом уровень падающей на мишень мощности и энергии МРИ составил соответственно $P_{\text{пад}} = 0.3$ ТВт/см² и энергии $E_{\text{пад}} = 1.8$ кДж/см². В последующие моменты времени t_2 – t_{10} – через 3–19 нс после максимума МРИ, наблюдается сильное уменьшение интенсивности собственного излучения плазмы мишени. Так, уменьшение собственного свечения плазмы в e -раз на фронтальной и тыльной сторонах облучаемой мишени происходит за сравнимые времена $\tau_f \sim 6.3$ нс и $\tau_b \sim 6.6$ нс, соответственно (см. кривые 2 и 3 на рис. 18а).

В другом случае, в эксперименте с мишенью $\text{Mu} + \text{In}$, регистрация собственного свечения плазмы мишени велась только с ее фронтальной стороны (см. рис. 19). В этом выстреле вблизи пинча была расположена только одна рамка-держатель со стороны ВУФ-спектрографа (см. схему

расположения мишеней на рис. 4). Соответствующее время уменьшения собственного свечения плазмы в e -раз на фронтальной стороне мишени составило $\tau_f \sim 16$ нс, что в 2.5 раза больше, чем в случае мишени типа $\text{In} + \text{Mu}$. Естественным образом можно было бы предположить, что данная разница времен τ_f связана с длительностью заднего фронта греющего импульса МРИ. Однако, в рассматриваемых экспериментах (выстрелы № 6081 и № 6514) как длительность заднего фронта Δt_b по уровню 1/0.1, так и время уменьшения мощности МРИ в e -раз Δt_e составляли близкие значения: $\Delta t_b = 14$ нс, $\Delta t_e = 7$ нс – для выстрела № 6081 и $\Delta t_b = 15.7$ нс, $\Delta t_e = 5.9$ нс – для выстрела № 6514.

Аналогичная тенденция затухания собственного свечения плазмы наблюдается и для других двухслойных мишеней, изготовленных из слоев различных веществ: Sn , Au (см. табл. 2 в п. 5 настоящей статьи). Например, в выстреле № 6409 собственное излучение плазмы двухслойной мишени $\text{Au} + \text{Mu}$ зарегистрировано на всех кадровых изображениях (см. рис. 20б). Следует заметить,

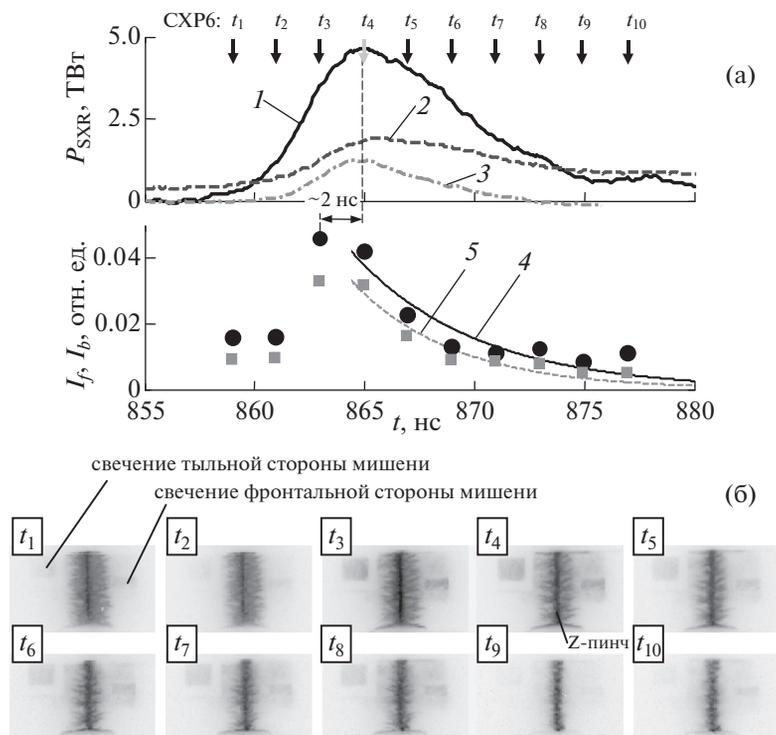


Рис. 20. Результаты эксперимента (выстрел № 6409) по воздействию на двухслойную мишень Au + Mu излучения многопроволочной сборки: а) — временные зависимости: 1–3 — импульса мощности МРИ в различных спектральных диапазонах $h\nu > 100$ эВ (в ТВт) и $h\nu > 20$ эВ (в отн. ед.) и $h\nu > 600$ эВ (в отн. ед.), соответственно; 4, 5 — интенсивности свечения (в отн. ед.) фронтальной I_f (•) и тыльной I_b (■) сторон мишени, соответственно; б) — рентгеновские кадровые изображения (негатив) Z-пинча проволочной сборки и собственного свечения плазмы фронтальной и тыльной сторон мишени, синхронизованные с представленными на рис. (а) кривыми, где времена кадров t_1 – t_{10} указаны вертикальными стрелками (\downarrow CXP6). Анод — вверху, катод — внизу. Экспозиции кадров t_1 – t_{10} — около 1 нс.

что временные зависимости I_f (•) и I_b (■) отражают некоторые особенности профиля заднего фронта греющего импульса МРИ — немонотонность спада (см. кривую 1 на рис. 20а).

На кадре t_1 , снятом за 5 нс до пиковой мощности МРИ, уверенно наблюдается собственное свечение мишени Au + Mu не только с ее фронтальной стороны, но и с тыльной стороны. Следует заметить, что в экспериментах с мишенями из майлара и индия, или майлара и олова, собственное свечение плазмы с тыльной поверхности начинало регистрироваться только ближе к моменту пиковой мощности МРИ. Скорее всего, это связано с различной излучательной способностью веществ (Au и In, Sn), нанесенных на пленку майлара. Время затухания собственного свечения плазмы в e -раз для случая с мишенью Au + Mu составило $\tau_f \sim 5.6$ нс для фронтальной поверхности и $\tau_b \sim 4.7$ нс для тыльной (см. кривые 4 и 5 на рис. 20а). Приведенные значения времен затухания для мишени Au + Mu сравнимы с временами τ_f и τ_b , получившимися в экспериментах с мишенью типа In + Mu, когда мишень была также по-

вернута к излучателю (Z-пинчу) слоем из вещества с высокой излучательной способностью по сравнению с майларом. Скорее всего, такое поведение собственного излучения мишеней тесно связано с различной динамикой разлета плазмы с фронтальной и тыльной стороны мишени.

Действительно, как следует из данных лазерного теневого фотографирования (см. рис. 21а), плазма на поверхности мишеней Au + Mu образуется задолго до пиковой мощности МРИ (см. кривую 1). Так, на кадровых теневых изображениях, полученных в моменты t_1 – t_3 , еще на стадии предварительного воздействия на мишень т.н. “предымпулса” мягкого рентгеновского излучения ($h\nu \in 20$ – 80 эВ, см. кривую 2), на ее фронтальной и тыльной сторонах начинает регистрироваться разлет вещества по уровню электронной концентрации $n_e \sim (1$ – $5) \times 10^{18}$ см $^{-3}$. На всех представленных на рисунке 21а теневых изображениях для удобства восприятия серыми прямоугольниками показано начальное положение границ поверхностей мишеней, до воздействия на них рентгеновского излучения. По ширине тени Δx ,

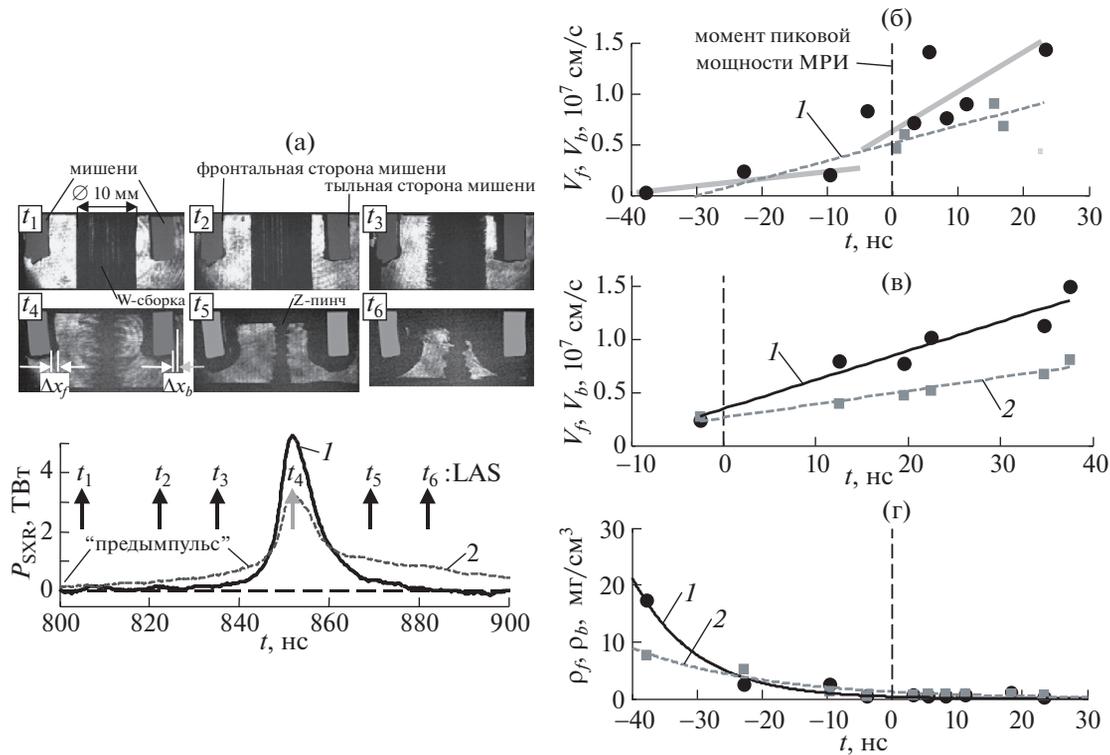


Рис. 21. Результаты лазерного теневого зондирования расширяющейся плазмы двухслойных мишеней Au + Mu, Mu + Au и монослойных из Au: а) – лазерные теневые изображения разлета плазмы мишеней Au в 2-х выстрелах (№ 6334 и № 6335), синхронизированные с импульсом мощности МРИ (см. внизу кривые 1 – $h\nu > 100$ эВ, 2 – $h\nu > 20$ эВ); б) – временная зависимость средней скорости разлета плазмы Au с фронтальной стороны V_f (•) мишени типа Au(0.05 мкм) + Mu(0.6 мкм) и с тыльной стороны V_b (■) мишени типа Mu(0.6 мкм) + Au(0.05 мкм). Кривая 1 является аппроксимацией экспериментальных данных в виде $V_b(t) \approx 10^5 \cdot (t + 54)$. Серыми линиями (—) показаны два возможных тренда изменения скорости V_f ; в) – тоже, что и б), только для монослойной мишени из Au (0.11 мкм). Кривые 1 и 2 являются аппроксимациями экспериментальных данных в виде $V_f(t) \approx 10^5 \cdot (2.7 \cdot t + 34)$ и $V_b(t) \approx 10^5 \cdot (1.3 \cdot t + 26)$, соответственно. Максимум мощности МРИ соответствует моменту времени $t = 0$ нс; г) – изменение плотности плазмы, расширяющейся с фронтальной и тыльной сторон мишени типа Au(0.05 мкм) + Mu(0.6 мкм), восстановленное по смещению тени границы плазмы.

отсчитанной от начального положения поверхности мишени до передней кромки теневого изображения плазмы с фронтальной Δx_f и тыльной Δx_b сторон мишени, сделана оценка средней скорости разлета вещества мишени по формуле $V_{f,b} = \Delta x_{f,b} / \Delta t$ на промежутке времени Δt между соседними кадрами, полученными в одном выстреле. Радиальный размер плазмы $\Delta x_{f,b}$, созданной на облучаемой и на тыльной сторонах мишени, медленно увеличивается от ~ 160 мкм до ~ 1.4 мм в промежутке времени $t \in (-50, 0)$ нс до наступления максимума импульса мощности излучения. После воздействия на мишень основного импульса излучения ($h\nu > 100$ эВ) происходит интенсивное расширение плазмы вплоть до толщины 3–4 мм.

По совокупности выстрелов с учетом приведенных выше значений $\Delta x_{f,b}$ построены времен-

ные зависимости скорости разлета плазмы с фронтальной $V_f(t)$ и тыльной $V_b(t)$ сторон мишени для двухслойных мишеней типа Au + Mu (см. рис. 21б). Как следует из этого рисунка, средняя скорость V_f разлета плазмы золота с фронтальной стороны мишени в 1.3–1.5 раза выше скорости V_b разлета плазмы золота с тыльной стороны мишени типа Mu + Au на стадии пинчевания плазмы многопроволочной сборки и генерации импульса МРИ в промежутке времени $t \in (-10, +20)$ нс. На этом же рисунке полупрозрачными линиями (—) показаны два возможных тренда изменения скорости V_f разлета плазмы золота с фронтальной поверхности: первый – в промежутке времени $t \in (-40, \sim 0)$ нс, когда на мишень воздействует “предымпulse” мягкого рентгеновского излучения, второй – после воздействия на мишень основного импульса излучения Z-пинча ($h\nu >$

> 100 эВ). Начиная с момента $t > -5$ нс наблюдается резкое возрастание скорости V_f разлета плазмы с фронтальной поверхности мишени. При этом на лазерных теневых изображениях, полученных на этой стадии имплозии проволоочной сборки (см. кадры t_4-t_6 на рис. 21а), зарегистрирован интенсивный разлет вещества мишени в межэлектродном зазоре установки. Такая же тенденция изменения скорости разлета плазмы с фронтальной и тыльной сторон мишени наблюдается и для монослойных мишеней, изготовленных из сусального золота (96.67 весовых %) толщиной 0.11 мкм (см. кривые 1 и 2 на рис. 21в).

Следует заметить, что на представленных на рис. 21б графиках скоростей движения $V_f(t)$ и $V_b(t)$ для разных мишеней Au(0.05 мкм) + Mu(0.6 мкм) и Mu(0.6 мкм) + Au(0.05 мкм) точек измерения не так много при довольно большом разбросе данных. Поэтому была проведена только простейшая линейная интерполяция данных. Совершенно точно можно утверждать, что до начала основного импульса излучения ($t < -10$ нс) скорости малы и растут гораздо медленнее, чем во время воздействия излучения основной компоненты греющего импульса на мишень. Видно, что во время основного импульса излучения, в период времени от -5 нс до $+40$ нс, скорость разлета плазмы нарастает вплоть до $(0.6-1.5) \times 10^7$ см/с для этих мишеней. Экспериментальных данных о V_f и V_b , полученных в период времени $+20$ – $+40$ нс, не так много. Для мишеней Au + Mu и Mu + Au в этом временном промежутке вполне возможно построить по имеющимся точкам и горизонтальную прямую, без роста скорости разлета плазмы мишеней. Эти же выводы можно сделать и из анализа графиков смещения ($\Delta x_{f,b}$) внешней границы тени плазмы от времени. Рост скоростей V_f и V_b вплоть до $+30$ нс надежно зарегистрирован только для монослойной мишени из сусального золота толщиной 0.11 мкм.

Сделана оценка изменения плотности расширяющейся плазмы с фронтальной $\rho_f(t)$ и тыльной $\rho_b(t)$ сторон мишени типа Au + Mu в предположении, что вся ее масса участвует в разлете и плотность вещества имеет равномерное распределение по толщине расширяющегося слоя $\Delta x_{f,b}$. Как следует из полученных временных зависимостей $\rho_f(t)$ и $\rho_b(t)$, плотность плазмы за счет разлета уменьшается больше, чем на порядок величины до уровня < 1 мг/см³ (см. кривые 1 и 2 на рис. 21г), еще до воздействия основного импульса рентгеновского излучения, а от плотности твердого состояния вещества – на четыре порядка. В моменты времени $t > 0$ плотность плазмы продолжает падать.

Таким образом, наблюдаемое в эксперименте затухание собственного свечения вещества ми-

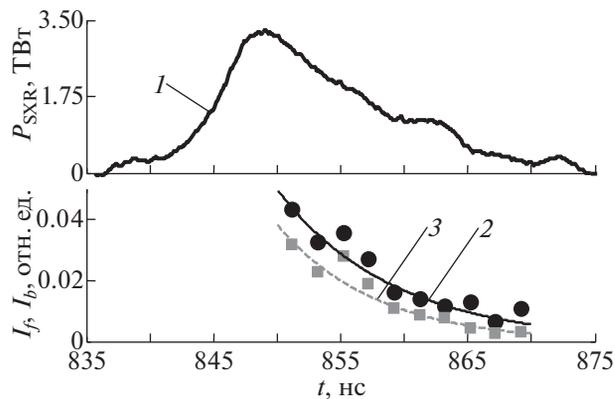


Рис. 22. Результаты эксперимента (выстрел № 6103) по воздействию на трехслойную мишень Mu + In + Mu излучения многопроволочной сборки. Временные зависимости: 1 – импульса мощности МРИ (в ТВт) в спектральном диапазоне $h\nu > 100$ эВ; 2, 3 – интенсивности свечения (в отн. ед.) фронтальной $I_f(\bullet)$ и тыльной $I_b(\blacksquare)$ сторон мишени.

шеней связано как с уменьшением интенсивности греющего излучения Z-пинча, так и с разлетом плазмы мишени при котором уменьшается ее плотность и температура за счет излучательных потерь.

Применение трехслойных мишеней позволяет прояснить взаимосвязь между временем затухания собственного свечения мишени и динамикой разлета ее плазмы. Действительно, трехслойная мишень представляет собой конструкцию, в которой средний слой (слой № 2) из вещества с высокой излучательной способностью (In или Au) заключен между двумя слоями, т.н. “слоями-тамперами” (слои № 1 и № 2), – пластиковыми пленками (полипропилен или майлар) с относительно низкой излучательной способностью. Из табл. 1, где представлены параметры мишеней, и рис. 2 следует, что слой № 1 частично является поглотителем рентгеновского излучения Z-пинча. Указанные тамперные слои № 1 и № 3 препятствуют свободному разлету плазмы слоя № 2, образованной под воздействием греющего импульса МРИ, в вакуум.

На рис. 22 представлены результаты эксперимента (выстрел № 6103) по воздействию импульса МРИ на такую трехслойную мишень типа Mu + In + Mu.

В этом случае, как следует из вида кривых 2 и 3, времена уменьшения интенсивности собственного излучения плазмы данной мишени в e -раз составили следующие значения $\tau_f \approx 9.2$ нс и $\tau_b \approx 7.8$ нс. Полученные значения времен τ_f и τ_b в экспериментах с трехслойными мишенями типа Mu + In + Mu оказались сравнимы с соответствующими временами, определенными в экспери-

ментах с двухслойными мишенями типа $Mu + In$, у которых ближний к излучателю слой вещества состоял из того же материала — майлара. У последнего типа мишени, свободный разлет плазмы индия с фронтальной поверхности мишени в сторону излучателя также, как и в случае мишени $Mu + In + Mu$, сдерживался расширяющимся слоем плазмы из майлара. Наоборот, у двухслойных мишеней типа $In + Mu$, когда ближний к излучателю слой мишени состоял из In , свободный разлет плазмы этого слоя ничем не сдерживался. В этом случае происходило быстрое расширение плазмы вещества с высокой излучательной способностью, что способствовало быстрому затуханию собственного свечения плазмы мишени.

Многокадровая рентгеновская регистрация собственного рентгеновского излучения плазмы мишеней позволила нам получить данные о временной зависимости этого излучения в широком диапазоне спектра ($h\nu > 50$ эВ). Измерения, проведенные при помощи ВУФ-спектрографа, выявили ряд спектральных особенностей свечения плазмы мишеней, изготовленных из слоев различных веществ.

3.4. Особенности спектра собственного рентгеновского излучения плазмы мишеней

В рассматриваемых экспериментах мишени облучаются излучением Z-пинча, и, чтобы измерять спектр собственного излучения мишени, необходим отдельный ввод в спектрограф эмиссии этих источников: излучения Z-пинча, излучения прошедшего мишень и собственного излучения плазмы мишени. Так как ВУФ-спектрограф (GIS-3d) обладает пространственным (аксиальным) разрешением такое разделение было сделано с помощью двух отверстий в рамке-держателе мишеней (см. рис. 5). Ось одного из отверстий совпадала с осью спектрографа, а ось второго расположена под углом к оси спектрографа. Геометрия рамки-держателя была такой, что через второе отверстие во входную щель спектрографа попадало только собственное излучение плазмы облученной мишени. Излучение Z-пинча на этой высоте было перекрыто рамкой. Такая рамка-держатель позволяет одновременно измерять прошедшее мишень излучение и ее собственное излучение. Излучение Z-пинча проходит в спектрограф под рамкой-держателем (см. рис. 4).

Для измерения спектрального коэффициента пропускания плазмы мишени требуется величина ее собственного излучения в направлении оси спектрографа. Разлетающаяся плазма мишени является объемным источником рентгеновского излучения. Поэтому необходимо измерение угловой зависимости собственного излучения мишени. Для этого рамка-держатель мишени была изменена, и второе отверстие, для измерения из-

лучения плазмы мишени, было сделано “скошенным” (см. рис. 23а). В нем нормаль к поверхности отверстия меняется с высотой и, таким образом, меняется угол φ между направлением регистрации собственного излучения и осью спектрографа, что позволяет измерять угловую зависимость интенсивности собственного излучения. Геометрия рамки такова, что угол регистрации собственного излучения меняется в диапазоне $\varphi \sim 30^\circ - 65^\circ$.

В экспериментах использовались двухслойные мишени $Mu+In$ со слоем индия толщиной 0.59 мкм и с майларом на фронтальной стороне. Толщина слоя индия была выбрана достаточно большой (поверхностная плотность ≈ 430 мкг/см²) для увеличения интенсивности собственного излучения мишени. В отдельном эксперименте, в котором использовалась рамка-держатель без мишени, был определен вклад излучения, рассеянного рамкой, в регистрируемое спектрографом излучение на уровне отверстий в рамке-держателе.

Проведенные эксперименты показали одинаковый характер спектральной плотности мощности собственного излучения плазмы мишени S при разных углах φ для мишени $Mu + In$ (см. рис. 23б). На рисунке представлена зависимость S от угла φ , меняющемся в пределах $\sim 30^\circ - 65^\circ$ и указана погрешность измерений. Из графиков видно, что при углах регистрации излучения плазмы мишени $\sim 30^\circ - 45^\circ$ величина S , в пределах погрешности измерений (указана на рис. 23б), не зависит от угла φ практически во всем диапазоне длин волн излучения пинча $\sim 50 - 250$ Å (см. кривые 1–3 на рис. 23б). Отсюда следует, что при таких углах регистрации яркость источника не зависит от угла наблюдения и плазму мишени можно рассматривать как ламбертовский источник рентгеновского излучения. Вне указанного диапазона углов регистрации (см. кривые 4 и 5) уже нельзя пренебречь угловой зависимостью $S(\varphi)$.

На спектре собственного излучения индиевой плазмы мишени выделяется полоса линий в области ~ 141 Å (см. рис. 23б), которая регистрируется в широком диапазоне времени регистрации от $t_p = -8$ нс до $+23$ нс (относительно момента пиковой мощности МРИ). В работе [20] было идентифицировано в этой области длин волн 67 линий переходов $4p^6 4d^2 - (4p^6 4d 5p + 4p^6 4d 4f + 4p^5 4d^3)$ в ионах In_{XII} плазмы вакуумной искры. На рис. 23в представлено сравнение спектра собственного излучения плазмы мишени $Mu + In$ (0.6 мкм $+ 0.59$ мкм) в выстреле № 6515 (время регистрации $t_p = +4$ нс, кривая 1) с набором идентифицированных линий в спектре излучения плазмы In по данным этой работы. Интенсивность излучения в этой полосе ~ 141 Å меняется в зависимости от времени регистрации спектра. Проведенная

Таблица 2. Сводная таблица данных регистрации собственной эмиссии облучаемых мишеней

№ выстрела	Тип мишени	Начало регистрации t_0 (в нс) собственной эмиссии плазмы мишени относительно момента пиковой мощности $P_{\max}, t(P_{\max}) = 0$		Падающая на фронтальную поверхность мишени мощность P_{in} (в ТВт/см ²) / энергия E_{in} (в кДж/см ²) в момент времени t_0 или в момент регистрации	Время уменьшения в e -раз интенсивности собственного свечения плазмы мишени		Длительность Δt_b заднего фронта импульса мощности МРИ (по уровню 1.0/0.1), нс / время уменьшения мощности МРИ в e -раз, нс
		на фронтальной стороне	на тыльной стороне		τ_f , нс на фронтальной стороне	τ_b , нс на тыльной стороне	
1	2	3	4	5	6	7	8
6092	My* + MyT	T-4 (на пределе регистрации)	эмиссия не зарегистрирована	0.1 / 0.2	—	—	14.6 / 7.2
6520	In* + My	уже регистрируется в момент -3		0.2 / 0.8	6.0	6.6	17.3 / 10.4
6082	In* + My	-2.5	эмиссия не зарегистрирована	0.2 / 0.7	—	—	16.9 / 8.3
6081	In* + My	уже регистрируется в момент +1		0.3 / 1.8	6.3	6.6	14.0 / 7.0
6088	In* + My	уже регистрируется в момент +4		0.1 / 1.2	7.9	7.0	28.8 / 4.1
6083	In* + My	уже регистрируется в момент +6.5		0.2 / 3.8	7.4	6.5	17.1 / 6.5
				$\bar{A} \pm \sigma_A$	6.9 ± 0.9	6.7 ± 0.2	$18.1 \pm 5.4 / 7.3 \pm 2.3$
6532	My* + In	уже регистрируется в момент -5.7	-1.7 [^]	0.09 / 0.6 - 0.38 [^] / 1.51 [^])	11.0	9.5	23.9 / 14.2
6515	My* + In	-2.0	-	0.2 / 1.0	11.5	-	19.7 / 9.1
6514	My* + In	-1.3	-	0.3 / 1.3	16.0	-	15.7 / 5.9
6547	My* + In	уже регистрируется в момент +0.8		0.4 / 2.0	-	12.9	21.2 / 8.9
6522	My* + In	уже регистрируется в момент +8		0.04 / 1.3	9.9	-	19.6 / 9.7
6521	My* + In	уже регистрируется в момент +9		0.07 / 2.8	10.8	11.0	21.7 / 6.9
				$\bar{A} \pm \sigma_A$	11.8 ± 2.4	11.1 ± 1.7	$20.3 \pm 2.7 / 9.1 \pm 2.9$
6106	My* + In + My	-7	0 [^] - +1 [^]	0.04 / 0.6 - 0.2 [^] / 1.8 [^])	>12.9	>9.5	14.7 / 7.8
6104	My* + In + My	уже регистрируется в промежутке -2 - -1		0.1 / 0.7	8.6	8.8	23.0 / 7.2
6103	My* + In + My	уже регистрируется в момент +2		0.2 / 2.1	9.2	7.8	19.8 / 10.0
6101	My* + In + My	уже регистрируется на +3 - +4	+7 [^] - +8 [^]	0.08 / 1.3 - 0.05 [^] / 1.5 [^])	8.6	7.5	39.2 / 12.3
				$\bar{A} \pm \sigma_A$	9.8 ± 2.1	8.4 ± 0.9	$24.2 \pm 10.6 / 9.3 \pm 2.3$
5941	My* + Sn	-14.7 (при $\Delta_{exp} = 5$ нс) +5.4 (при $\Delta_{exp} = 1$ нс)		0.02 / 0.1 0.3 / 4.6	—	—	21.5 / 7.5
6021	My* + Sn	-9		0.08 / 0.5	>7.9	>8.1	17.5 / 9.4

Таблица 2. Окончание

№ выстрела	Тип мишени	Начало регистрации t_0 (в нс) собственной эмиссии плазмы мишени относительно момента пиковой мощности $P_{max}, t(P_{max}) = 0$		Падающая на фронтальную поверхность мишени мощность P_{in} (в ТВт/см ²) / энергия E_{in} (в кДж/см ²) в момент времени t_0 или в момент регистрации	Время уменьшения в e -раз интенсивности собственного свечения плазмы мишени		Длительность Δt_b заднего фронта импульса мощности МРИ (по уровню 1.0/0.1), нс / время уменьшения мощности МРИ в e -раз, нс
		на фронтальной стороне	на тыльной стороне		τ_f , нс на фронтальной стороне	τ_b , нс на тыльной стороне	
5939	Му* + Sn	-8.5 (при $\Delta_{exp} = 5$ нс) 0 - +1.5 (при $\Delta_{exp} = 1$ нс)		0.1 / 0.8 0.2 / 2.5	-	-	30.5 / 12.5
6020	Му* + Sn	-5 +5 (уверенно)		0.2 / 0.9 0.4 / 5.7	-	-	26.0 / 7.4
6019	Му* + Sn	+2		0.5 / 3.6	-	-	31.9 / 11.8
				$\bar{A} \pm \sigma_A$	-	-	25.5 ± 6.0 / 9.7 ± 2.4
6407	Au* + Му	-5 +5 (уверенно)		0.2 / 1.0 0.3 / 6.0	-	-	18.5 / 7.5
6409	Au* + Му	уже регистрируется в момент -5		0.1 / 0.7	5.6	4.7	24.1 / 7.3
6411	PP* + Au + Му	-4		0.2 / 0.7	-	-	22.3 / 9.6
6334	Au* + Му	-4 0 (уверенно)		0.2 / 0.9 0.6 / 2.8	8.3	6.6	18.5 / 7.7
6335	Au* + Му	уже регистрируется в момент +1.3 (при $\Delta_{exp} = 5$ нс)		0.6 / 4.0	-	-	12.7 / 5.8
				$\bar{A} \pm \sigma_A$	7.0 ± 1.9	5.7 ± 1.3	19.2 ± 4.4 / 7.6 ± 1.4
6548	Му* + Au	уже регистрируется в момент -6.0		0.1 / 0.6	11.5	9.5	20.5 / 8.1
6430	Му* + Au	уже регистрируется в момент -0.5		0.5 / 2.0	10.7	9.0	19.9 / 6.6
6408	Му* + Au	уже регистрируется в момент +5.5		0.4 / 7.0	11.0	8.4	13.9 / 5.6
				$\bar{A} \pm \sigma_A$	11.1 ± 0.4	8.7 ± 0.6	18.1 ± 3.6 / 6.8 ± 1.3

Примечание: знаком * обозначена поверхность мишени, обращенная в сторону излучателя (Z-пинча); в некоторых случаях указана величина Δ_{exp} – длительность экспозиции кадрового изображения камеры СХР6, если не указано, то $\Delta_{exp} = 1$ нс; Серым цветом выделены ячейки по которым определялись среднее значение соответствующих величин и их среднеквадратичное отклонение в виде $\bar{A} \pm \sigma_A$.

серия экспериментов с мишенями такого типа показала, что максимум собственного излучения индиевой плазмы мишени достигается позже пика облучающего импульса МРИ Z-пинча на 3–4 нс (см. рис. 23г), а время падения интенсивности τ_b (уменьшение в e -раз) происходит за ~7 нс.

Была проведена серия экспериментов (см. табл. 2) с двухслойными мишенями Му + Au (0.6 мкм + 0.05 мкм). Представленный на рис. 24а характер спектральной плотности мощности собственного излучения плазмы мишени S в зависимости от угла ϕ такой же, как и для мишеней со

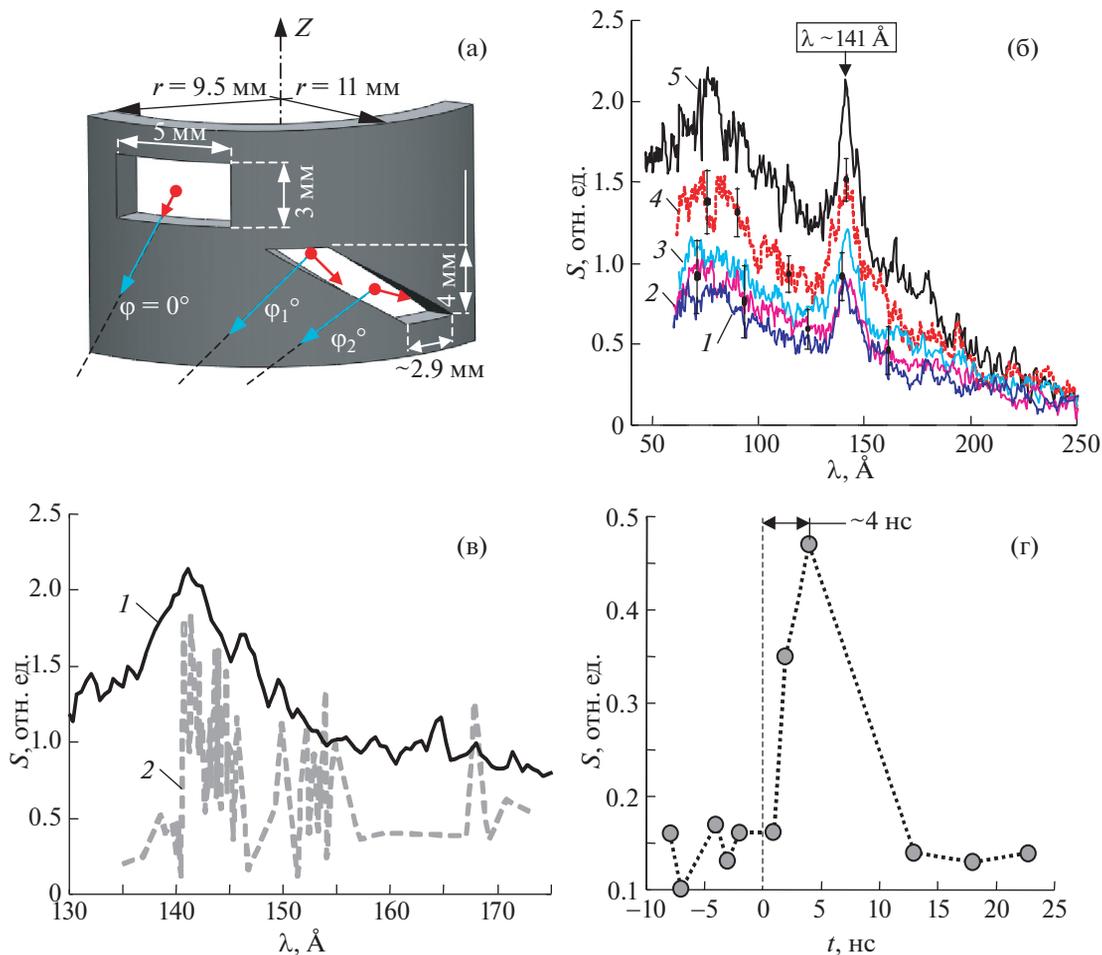


Рис. 23. Результаты спектральных измерений собственного рентгеновского излучения мишеней: а) — конструкция рамки-держателя мишени с двумя смотровыми окнами. Прямоугольное окно — для регистрации прошедшего через мишень излучения Z-пинча, скошенное окно — для регистрации собственного свечения плазмы мишени под различными углами к нормали его поверхности. Нормали к поверхности мишени и линии наблюдения ВУФ-спектрографа (GIS-3d) обозначены стрелками (\rightarrow) и (\leftarrow), соответственно; б) — выстрел № 6515, мишень $\text{Mu} + \text{In}$, спектральная зависимость плотности мощности S собственного излучения мишени, время регистрации $t_p = +4$ нс. Кривые 1–5 — для углов регистрации φ : 30° , 38° , 46° , 54° , 62° , соответственно; в) — сравнение спектра собственного излучения плазмы мишени $\text{Mu} + \text{In}$ ($0.6 \text{ мкм} + 0.59 \text{ мкм}$) в выстреле № 6515 (время регистрации $t_p = +4$ нс, кривая 1) со спектром излучения плазмы In по данным работы [20], кривая 2; г) — временная зависимость интенсивности излучения плазмы In в полосе $\sim 141 \text{ \AA}$.

слоем индия на майларе (см. рис. 23б). Так же, как и в случае с мишенью $\text{Mu} + \text{In}$ при углах регистрации излучения плазмы $\varphi \sim 30^\circ\text{--}45^\circ$ ее спектральная плотность мощности излучения S_p , в пределах погрешности измерений, не зависит от угла практически во всем диапазоне длин волн излучения пинча $\sim 50\text{--}250 \text{ \AA}$ (см. кривые 1–3 на рис. 24а).

На рис. 24б представлены спектры собственного излучения мишени $\text{Mu} + \text{Au}$ во времена регистрации от -7 нс до $+10$ нс. Видно, что зависимость собственного излучения мишени $\text{Mu} + \text{Au}$ от времени также имеет максимум через 3 нс по-

сле максимума облучающего импульса Z-пинча (см. кривую 3 на рис. 24б) и его интенсивность падает в e -раз примерно за 7 нс (сравни кривые 3 и 4 на рис. 24б).

Сравнение на рис. 24в расчетных (время расчета $t_p = -0.3$ нс, кривые 1) и экспериментального (выстрел № 6368, время регистрации $t_p = +3$ нс, кривая 2) спектров собственного излучения мишеней $\text{Au} + \text{Mu}$ ($0.1 \text{ мкм} + 0.6 \text{ мкм}$), вблизи максимума МРИ показывает примерное совпадение полос излучения в области длин волн $80\text{--}90 \text{ \AA}$ и $140\text{--}150 \text{ \AA}$. На обоих спектрах, и расчетном, и экспериментальном, проявляется линия погло-

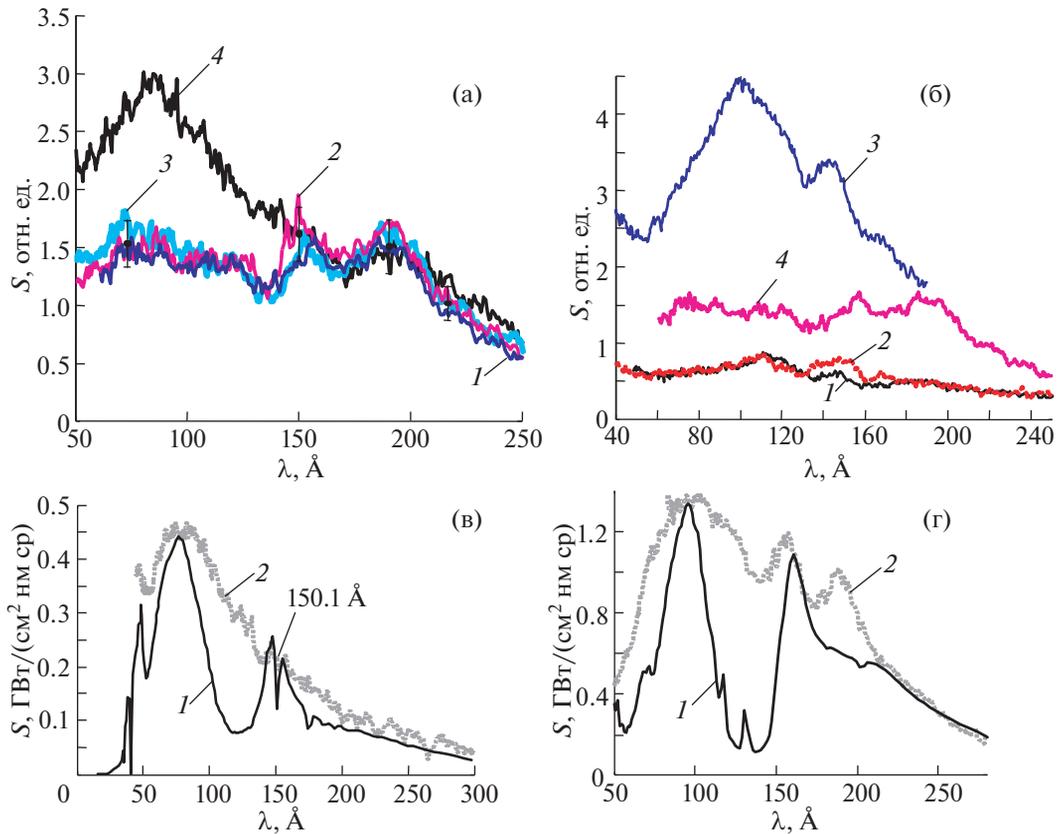


Рис. 24. Результаты спектральных измерений собственного рентгеновского излучения мишеней: а) – выстрел № 6545, мишень $\text{Mu} + \text{Au}$, спектральная зависимость плотности мощности S собственного излучения мишени, время регистрации $t_p = +10$ нс. Кривые 1–4 – для углов регистрации $30^\circ, 38^\circ, 46^\circ, 62^\circ$, соответственно; б) – выстрелы № 6445 и № 6448, мишень $\text{Mu} + \text{Au}$, спектральная зависимость плотности мощности собственного излучения мишени, времена регистрации $t_p = -7$ нс (кривая 1), $+3$ нс (кривая 3), $+10$ нс (кривая 4); в) – сравнение расчетного (время расчета $t_p = -0.3$ нс, кривые 1 в $\text{ГВт}/(\text{см}^2 \cdot \text{нм} \cdot \text{ср})$) и экспериментального (выстрел № 6368, время регистрации $t_p = +3$ нс, кривая 2 в отн. ед.) спектров собственного излучения мишеней $\text{Au} + \text{Mu}$ ($0.1 \text{ мкм} + 0.6 \text{ мкм}$); г) – сравнение расчетного (время расчета $t_p = +10$ нс, кривые 1 в $\text{ГВт}/(\text{см}^2 \cdot \text{нм} \cdot \text{ср})$) и экспериментального (выстрел № 6545, время регистрации $t_p = +10$ нс, кривая 2 в отн. ед.) спектров собственного излучения мишеней $\text{Mu} + \text{Au}$ ($0.6 \text{ мкм} + 0.05 \text{ мкм}$).

щения в плазме майлара с $\lambda \approx 150.1 \text{ \AA}$, которую можно отождествить с линией H_α Li-подобного иона кислорода OVI. В более позднее время относительно пика МРИ между расчетным и экспериментальным спектрами также наблюдается хорошее совпадение (рис. 24г).

4. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ ПЛАЗМЫ МИШЕНЕЙ И ЕЕ СОБСТВЕННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Численное моделирование нагрева, расширения и собственного излучения мишени из майларовой пленки с напыленным слоем золота, облучаемой Z-пинчем, проводилось при помощи двумерного радиационного газодинамического кода RALEF-2D [21, 22]. Код RALEF-2D использовался ранее для моделирования нагрева алюминиевых фольг [9] в наших экспериментах. Этот код

использовался также для расчета излучательных свойств пинчей и лазерной плазмы (см., например, работы [11, 23, 24]). Код RALEF рассчитывает движение плазмы образца в рамках двумерной гидродинамики с учетом теплопроводности и спектрального переноса теплового излучения. В программе учитывается, что интенсивность излучения в каждой пространственно-временной точке зависит от энергии фотонов и от направления в трехмерном пространстве. Нагрев и охлаждение вещества за счет излучения рассматриваются согласованно путем расчета спектрального переноса излучения в этом веществе. Перенос излучения рассматривается в каждый момент времени в рамках стационарного уравнения переноса с рассчитанными заранее по коду THERMOS [25] спектральными пробегами фотонов, считая функцию источника планковской. Для описания уравнений состояния в коде RALEF используется

модель FEOS. Она является усовершенствованной известной модели из работы [26] и описана в работах [27, 28]. По модели FEOS рассчитываются давление, удельная внутренняя энергия и теплоемкость плазмы. Эта часть кода выдает также локальную усредненную ионизацию, которая использовалась для расчета теплопроводности плазмы. Ионизационный состав плазмы для расчета оптических свойств плазмы рассчитывался внутри кода THERMOS независимо.

При моделировании динамики плазмы и собственной эмиссии плазмы мишеней греющее излучение задавалось состоящим из двух или трех компонент с разными спектрами и временными профилями. Основная компонента, с присвоенным № 2, соответствует короткому пику наиболее жесткого излучения. В то же время, более мягкая компонента, с присвоенным № 1, обеспечивает плавное затухание излучения пинча после основной, компоненты № 2. Кроме того, компонента № 1 сопрягает начало главного импульса с длинным предимпульсом. Наличие слабого длинного предимпульса с длительностью порядка 50–70 нс, по-видимому, неизбежно в такого рода экспериментах. Этой компоненте греющего импульса присвоен № 3. Ниже приведены формулы, описывающие все эти компоненты

1. Компонента № 1 имеет спектр планковского вида с температурой 45 эВ. Временной профиль этой компоненты задается следующей формулой:

$$P_1(t > t_{10}) = \frac{(t - t_{10})/t_1}{1 + [(t - t_{10})/t_1]^4} \cdot P_{10}, \quad (2)$$

где $t_{10} = 60$ нс, $t_1 = 16.5$ нс, $P_{10} = 0.225$ ТВт/см²; $P_1(t < t_{10}) = 0$. Полная энергия этой компоненты равна 2.9 кДж/см²;

2. Вторая компонента греющего излучения соответствует планковскому спектру с температурой 70 эВ. Временной профиль ее мощности описывается таким выражением:

$$P_2(t > t_{20}) = \frac{t - t_{20}}{t_2} \exp\left(-\frac{t - t_{20}}{t_2}\right) \cdot P_{20}, \quad (3)$$

где $t_{20} = 70$ нс, $t_2 = 3.4$ нс, $P_{20} = 0.566$ ТВт/см², $P_2(t < t_{20}) = 0$. Полная энергия этой компоненты равна 1.9 кДж/см²;

3. Третья компонента греющего излучения соответствует планковскому спектру с температурой 20 эВ. Временной профиль ее мощности описывается таким выражением:

$$P_3 = \frac{t/t_3 + C_1(t/t_3)^4}{1 + (t/t_3)^8} \cdot P_{30}, \quad (4)$$

где $t_3 = 90$ нс, $C_1 = 2.48$, $P_{30} = 6.1$ ГВт/см². Полная энергия этого импульса 0.88 кДж/см²; а до начала следующей компоненты, то есть на интервале

времени $0 < t < t_{10}$, эта компонента греющего излучения содержит 0.15 кДж/см².

Пиковая мощность падающего на мишень греющего излучения достигается в момент времени $t = t_{\max} = 73.3$ нс и составляет 0.345 ТВт/см². Полная энергия в импульсе МРИ составляет ≈ 5.7 кДж/см². Суммарный временной профиль падающего на мишень импульса излучения показан на рис. 25а,б. Подчеркнем, что заданный суперпозицией трех планковских компонент поток греющего излучения постепенно, но сильно меняет со временем свой спектр. Характерная энергия квантов греющего излучения меняется от ~ 50 – 60 эВ в длинном предимпульсе до ~ 200 – 300 эВ во время пиковой мощности МРИ. В дальнейшем, после максимума импульса излучения его спектр опять становится более мягким с характерными энергиями квантов ~ 150 эВ. Также заметим, что более детальный учет этой зависимости с одной стороны не представляется возможным из-за отсутствия надежных измерений, а с другой стороны, вряд ли окажет заметное влияние на полученные результаты из-за слабой чувствительности общей динамики нагрева и разлета фольги к деталям облучающего спектра.

Ниже приведены результаты расчетов динамики нескольких типов мишеней, содержащих в качестве основной компоненты слой Au. Вещество мишеней в расчетах подвергалось нагреву потоком МРИ, описанного выше. Расчеты, поименованные ниже латинскими буквами *A*, *B*, *C* и *D*, соответствовали таким начальным параметрам мишеней:

A. Мишень из фольги Au толщиной 0.1 мкм без пластиковой основы (без предимпульса, т.е. без компоненты № 3 греющего импульса излучения);

B. Мишень из фольги Au толщиной 0.1 мкм без пластиковой основы;

C. Двухслойная мишень вида: Au*(0.05 мкм) + Mu(0.6 мкм);

D. Двухслойная мишень вида: Mu*(0.6 мкм) + Au(0.05 мкм). Примечание: * – материал обращен к источнику излучения.

Напомним, что в соответствии с принятыми ранее обозначениями в варианте *C* мишень “смотрит” на пинч поверхностью с напыленным слоем Au, а в варианте *D* – майларовой пленкой. В расчетах *B*–*D* греющее излучение состояло из всех трех компонент, описанных выше. Набор расчетов подбирался из следующих соображений. Необходимо было исследовать динамику плазмы мишеней и влияния на нее длинного предимпульса (компоненты № 3), а также влияние пластиковой подложки на металлический слой. Кроме того, наше моделирование указало на возможность развития неустойчивости Релея–Тейлора в двухслойных мишенях при наличии длинного

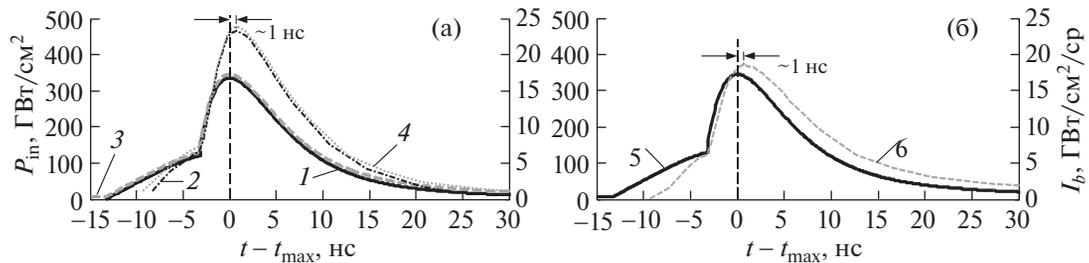


Рис. 25. Результаты численного моделирования собственной эмиссии плазмы мишени по программе RALEF-2D: а) – результаты расчетов мишеней типа *A* (кривые 1 и 2) и типа *B* (кривые 3 и 4); б) – результаты расчета мишени типа *C* (кривые 5 и 6). Кривые 1, 3 и 5 показывают временные зависимости поверхностной плотности облучения мишени P_{in} (в ГВт/см²), а кривые 2, 4 и 6 соответствуют мощности собственного излучения плазмы неосвещенной (тыльной) поверхности мишени с единицы ее поверхности в единицу телесного угла по направлению нормали I_b (в ГВт/см²/ср). В кривых 2, 4 и 6 учитывается только более жесткая часть спектра излучения ($h\nu > 19.6$ эВ).

предымпурса греющего излучения. Набор расчетов был определен, в частности, и необходимостью выявить основные причины, могущие вызывать эту неустойчивость в данных условиях. Заметим, что проведение расчетов не ставило своей целью определить последствия развития неустойчивости Релея–Тейлора для слоев мишени в экспериментах такого типа.

Ниже разберем результаты расчетов *A–D*. Начнем с обсуждения общих вопросов, связанных с полным энергетическим балансом процесса. Рассмотрим для примера наиболее интересный с экспериментальной точки зрения вариант *C*. К моменту времени $t = t_{max} + 26.7$ нс на фронтальную поверхность мишени падает со стороны пинча ≈ 5.3 кДж/см² энергии в виде МРИ. При этом сквозь вещество мишени прошло, не поглотившись, примерно 2.2 кДж/см². Таким образом, в плазму мишени было вложено энергии около 3.1 кДж/см². Примерно 86% от этой вложенной энергии было переизлучено в виде собственного теплового излучения плазмы мишени; примерно 6% перешло в кинетическую энергию разлета; а примерно 8% осталось к этому моменту в виде внутренней энергии плазмы, в которой около половины составляет вклад энергии ионизации.

Из этих соотношений видно, что основным процессом, определяющим всю динамику плазмы мишеней, является приближенный, локальный по времени баланс между поглощением излучения пинча и собственным излучением. Этот баланс определяет в основном близкую к равновесной температуру плазмы. Равновесную в том смысле, что текущая температура плазмы обеспечивает приближенный баланс между поглощением и излучением. Для демонстрации этого обстоятельства на рис. 25а,б показаны временные профили рассчитанного собственного излучения мишеней в спектральном диапазоне $h\nu > 19.6$ эВ в направлении, перпендикулярном к тыльной по-

верхности мишени и временные профили греющего излучения. Показан интервал времен вблизи пиковой мощности греющего излучения ($t = 0$). Приведены данные расчетов для вариантов мишеней *A*, *B* и *C*. Из этих временных зависимостей видно, что импульс собственного излучения плазмы мишени практически повторяет импульс нагрева. Имеет место небольшой временной сдвиг, порядка 1 нс. Этот сдвиг обнаруживается экспериментально, и его величину нужно сравнить с типичной длительностью импульса нагрева (~ 10 нс). Относительная малость этого сдвига отражает роль нестационарности, в установлении температуры плазмы. Небольшая разница между вариантами *A* и *B* вызвана неизбежной небольшой разницей в мощности падающего излучения в конкретных выстрелах для которых проводились расчеты, в том числе и в районе его максимума (см. рис. 25а). В варианте *C* (см. рис. 25б) собственное излучение плазмы мишени было несколько меньше, чем в вариантах *A* и *B* просто вследствие того, что меньшая толщина слоя Au приводит к меньшему поглощению излучения пинча. Это вполне укладывается в отмеченную выше закономерность.

Отмеченное выше соотношение между физическими процессами, приводящее к быстрой подстройке распределения температуры под изменяющуюся интенсивность внешнего излучения и меняющееся распределение плотности плазмы характерно именно, для периода в районе максимума греющего излучения. Если же мы рассмотрим самое начало длинного предимпульса, то там ситуация несколько другая.

На рис. 26а,б показаны распределения параметров плазмы золота (плотности ρ и температуры T_e) в вариантах расчетов *A* и *B* на два момента времени вблизи максимума греющего импульса излучения ($t = t_{max}$). Вариант *A* отличается от варианта *B* отсутствием длинного предимпульса

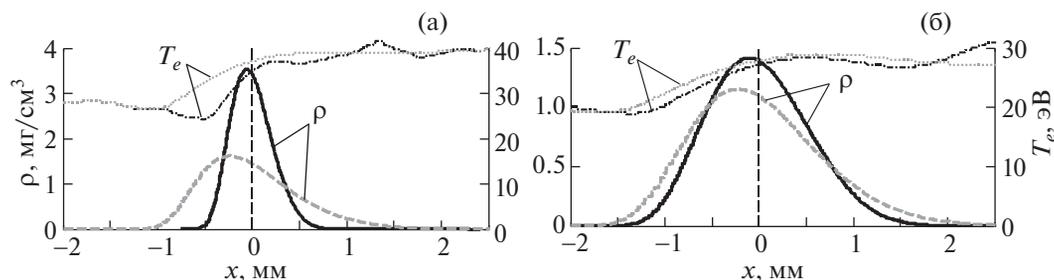


Рис. 26. Поперечные (вдоль толщины мишени) распределения плотности ρ (в $\text{мкг}/\text{см}^3$) и температуры T_e (в эВ) плазмы золота для мишеней типа *A* (—) и типа *B* (---) на различные моменты времени относительно момента t_{max} пиковой мощности греющего излучения: а) $-t = t_{\text{max}} + 0.2$ нс; б) $-t = t_{\text{max}} + 10.7$ нс. Источник греющего излучения (пинч) расположен справа от мишени.

греющего излучения (компонента № 3). Следует заметить, что на момент времени за 13.3 нс до момента t_{max} состояния мишеней отличаются кардинально. В варианте *A* толщина слоя Au остается равной исходной толщине фольги (0.1 $\mu\text{м}$), в то время как в варианте *B* плазма золота успела расшириться до характерного размера около 680 $\mu\text{м}$ из-за воздействия на нее предимпульса нагрева. Тем не менее, плотности ρ и, соответственно, толщины слоев плазмы отличаются уже только в примерно 2 раза к максимуму греющего импульса (см. рис. 26а). Значения температур плазмы T_e вблизи максимума плотности отличаются всего на 10–15%. Позже, к моменту времени $t = t_{\text{max}} + 10.7$ нс различия в параметрах плазмы в обоих вариантах расчетов почти полностью нивелируются (см. рис. 26б). Это означает, что динамика разлета материала фольг подвержена сильному влиянию предимпульса несмотря на то, что параметры плазмы в интересные моменты времени, в течение примерно 10 нс после максимума греющего излучения, зависят от этого не так кардинально.

Для более ясной демонстрации динамики разлета плазмы мишени на рис. 27 представлены некоторые ее параметры в зависимости от наличия предимпульса МРИ. На нем для двух расчетов, *A* и *B*, показаны временные зависимости скоростей плазмы v_x по нормали к поверхности фольг на следующих уровнях плотности: на уровне текущей максимальной плотности ρ_{max} и на уровнях плотности в $1/3$, $1/10$ и $1/100$ от ρ_{max} (см. кривые 1–4 на рис. 27а,б). На этом же рисунке показана временная зависимость текущей максимальной плотности плазмы ρ_{max} (кривая 5). Обращает на себя внимание, что в итоге скорость разлета самых внешних слоев плазмы в варианте *B* (с предимпульсом МРИ) примерно в два раза меньше, чем в варианте *A* (без предимпульса МРИ). Для основной части плазмы, на уровне $1/3\rho_{\text{max}}$ различие меньше, но тоже весьма заметное. В варианте *A* основное ускорение идет в ин-

тервале $t - t_{\text{max}} = -13$ нс – $+10$ нс, т.е. в течение основного импульса греющего излучения. При $t - t_{\text{max}} > 10$ нс разлет идет практически по инерции. В варианте *B* ускорение разлета плазмы мишени более или менее равномерно распределено по всему времени процесса, в том числе и после главного импульса греющего излучения. Ускорение во время основного импульса в этом варианте тоже повышено, но результирующее изменение скорости во время этого импульса не столь велико. Причина этого состоит в большей толщине слоя плазмы на фронтальной поверхности мишени к началу действия короткого главного импульса в варианте расчета с длительным предимпульсом МРИ. Поэтому его конечное время воздействия не дает возможности ускорения плазмы до скоростей, определяемых ее температурой. Надо отметить, что качественный ход расчетного ускорения плазмы в варианте *B* (с длинным предимпульсом) соответствует тому, что имеет место в эксперименте (см. рис. 21в). Отсюда необходимо сделать вывод, что для анализа процессов, зависящих от динамики разлета плазмы мишени, необходимо учитывать длительный предимпульс МРИ. К этому кругу вопросов относится вопрос о развитии Релей-Тейлоровской неустойчивости, который будет вкратце рассмотрен ниже для двухслойных мишеней.

На рис. 27 были представлены расчетные данные о динамике разлета плазмы на освещенной (фронтальной) стороне мишени. Для неосвещенной (тыльной) стороны мишени динамика разлета плазмы выглядит аналогично с единственным отличием, что конечные скорости разлета плазмы примерно на 20–40% меньше, чем на освещенной стороне.

Также следует отметить, что в расчетах не было учтено внешнее магнитное поле разрядного тока *Z*-пинча, в котором находится вещество мишени. Взаимодействие разлетающейся плазмы с фронтальной стороны мишени в сторону *Z*-пинча может приводить к ее торможению, а при учете об-

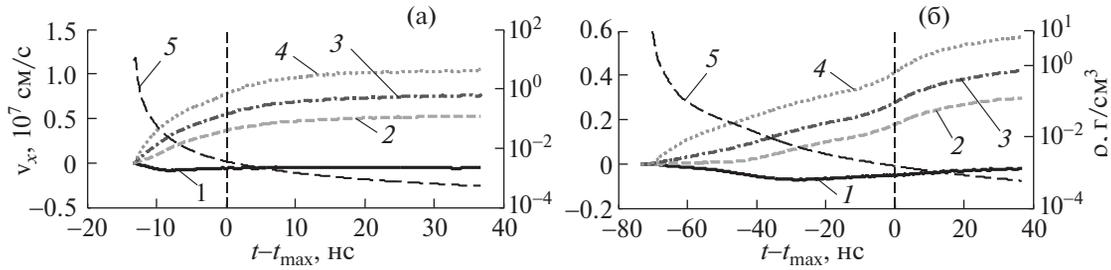


Рис. 27. Временные зависимости нормальной к поверхности мишени скорости плазмы v_x (в м/с, кривые 1–4) и текущей максимальной плотности плазмы ρ_{\max} (в г/см³, логарифмический масштаб, кривая 5). Кривые 1–4 для v_x построены соответственно для уровней в 1.0, 1/3, 1/10 и 1/100 от ρ_{\max} . Варианты расчетов для мишени типа: а) – А; б) – В. Расчетные данные представлены только для освещенной (фронтальной) поверхности мишени.

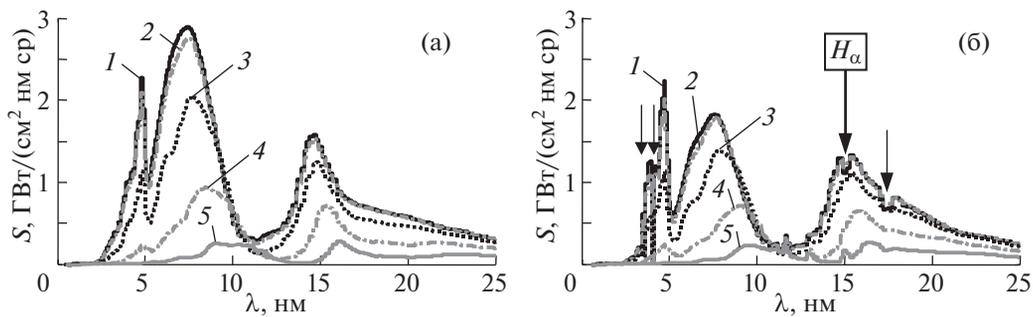


Рис. 28. Результаты численного моделирования (по программе RALEF-2D) спектральной мощности собственного излучения мишени (S) с единицы ее поверхности в единичный телесный угол по нормали к неосвещенной поверхности мишени в различные моменты времени относительно момента пиковой мощности греющего излучения (t_{\max}). Кривыми 1–5 показаны моменты времени $t-t_{\max} = 0.2, 2.2, 5.2, 10.7$ и 20.7 нс, соответственно. Для варианта расчета мишени типа: а) – В; б) – С.

шего распределения внешних электрических и магнитных полей к вовлечению плазмы мишени в общее сжатие плазмы проволоочной сборки к оси разряда. Эти эффекты не столь существенны для слоев плазмы вблизи максимума плотности из-за большого давления плазмы и ее толщины, меньшей, чем типичная толщина скин-слоя в рассматриваемых условиях (~5 нм). Однако, для разреженных внешних слоев плазмы мишени, которые могут наблюдаться в эксперименте при лазерном теновом зондировании, это может уже быть не так. Поэтому прямое количественное сопоставление расчетных параметров разлета внешних, разреженных слоев плазмы мишени с экспериментальными данными может быть не совсем оправданным.

На рис. 28а представлены расчетные спектральные мощности собственного излучения фольги S с единицы ее поверхности в единичный телесный угол по нормали к неосвещенной поверхности фольги в разные моменты времени для варианта расчета мишени В. Различия в спектрах излучения между вариантами А и В минимальны,

поэтому показан только один из вариантов – вариант В. В интервале времени $0 < t-t_{\max} < 10$ нс различия меньше или равны 10%. Это объясняется близостью параметров плазмы в этом интервале времени и слабой зависимостью коэффициента поглощения в терминах см²/г от плотности плазмы при условии локального термодинамического равновесия (ЛТР), см. рис. 26 и соответствующее его обсуждение выше.

Обращает на себя внимание отсутствие провала в экспериментальных спектрах излучения фольг в районе 11–14 нм по сравнению с приведенными расчетами (см. рис. 24). Анализ этой ситуации показывает, что в расчетах плазма золота является практически прозрачной в указанном интервале длин волн в эти моменты времени. Не исключено, что это является погрешностью модели [25], использованной в наших расчетах, в которой не учтены многочисленные переходы между многоэлектронными возбужденными состояниями ионов, см. по этому поводу работу [29].

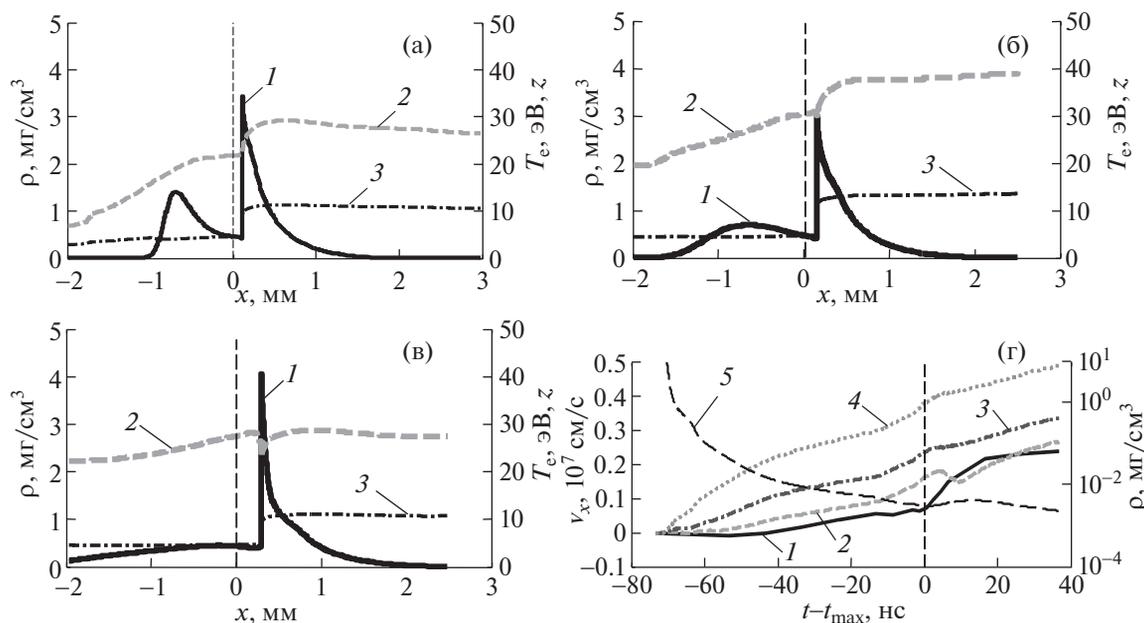


Рис. 29. а)–в) – Поперечные (вдоль толщины мишени) распределения плотности ρ (кривая 1), температуры T_e (кривая 2), средней ионизации Z (кривая 3) для расчета C с двухслойной мишенью типа Au + Mu на различные моменты времени относительно момента t_{\max} пиковой мощности греющего излучения: а) $-t = t_{\max} - 4.3$ нс; б) $-t = t_{\max} + 0.2$ нс; в) $-t = t_{\max} + 10.7$ нс. Источник греющего излучения (пинч) расположен справа от мишени; г) – Временные зависимости нормальной к поверхности мишени скорости плазмы v_x на контактном разрыве Mu–Au (в м/с, кривая 1), на уровнях 1/3, 1/10 и 1/100 от ρ_{\max} (в м/с, кривые 2–4) и текущей максимальной плотности плазмы ρ_{\max} (в г/см³, логарифмический масштаб, кривая 5). Вариант расчета C для двухслойной мишени типа Au + Mu. Расчетные данные представлены только для освещенной (фронтальной) поверхности мишени.

Перейдем к обсуждению результатов расчета C с двухслойной мишенью вида Au+Mu и сопоставим его с расчетом B , с точно таким же импульсом греющего излучения, но в котором не было майларовой подложки. На рис. 29 показаны распределения параметров плазмы мишени (плотности, температуры и степени ионизации) вблизи максимума греющего импульса и данные об общей динамике плазмы. Скачок плотности показывает расположение контактного разрыва, границы между плазмами Au (справа от разрыва) и Mu (слева от разрыва). Поток излучения от пинча поступает со стороны положительного направления оси X . Эти рисунки надо сопоставить с рис. 26 и рис. 27б.

Как следует из рис. 29а уже на стадии “мягкого” предимпульса рентгеновского излучения ($h\nu < 80$ эВ), на стадии сжатия проволочной сборки, вещество двухслойной мишени Au + Mu оказывается нагретым до температуры ~ 30 эВ. При этом плазма слоев мишени уже расширилась вплоть до 1 мм от своего начального расположения.

Рис. 29б–г показывают, что вещество пластиковой подложки (Mu) заметно сдерживает разлет плазмы Au в направлении от источника греющего излучения. Более того расширение плазмы май-

лара приводит к ускоренному движению границы раздела Mu–Au навстречу падающему излучению примерно после момента $t - t_{\max} = -50$ нс. Сначала это ускорение небольшое, а потом, после максимума главного импульса становится весьма заметным. Последнее приводит даже к небольшому росту максимальной текущей плотности плазмы золота в интервале времен $0 < t - t_{\max} < 10$ нс, несмотря на общее расширение плазмы мишени в течение этого периода.

Ускорение поверхности раздела Mu–Au в сторону золота объясняется тем, что из-за разных значений Z непрерывность давления и температуры на границе раздела означает, что плотность майлара должна быть в 5–10 раз меньше плотности золота. Соответственно, скорость звука, а значит и скорость разлета в вакуум, у плазмы майлара заметно выше, чем у плазмы золота. Если теперь учесть, что суммарный импульс при разлете двухслойной мишени равен нулю, а массовые толщины слоев майлара (84 мкг/см²) и золота (96 мкг/см²) практически равны, то граница раздела должна неизбежно ускоряться в сторону золота. Максимальная плотность плазмы золота на интервале $0 < t - t_{\max} < 10$ нс в этом расчете (вариант C) в 2–3 раза больше, чем в варианте B . При

этом температура плазмы золота вблизи максимума ее плотности несколько ниже, чем в варианте *B*. Это сильнее заметно в более поздние моменты времени, при $t - t_{\max} \approx 10$ нс. Общая динамика разлета плазмы золота навстречу падающему излучению в этом варианте похожа на то, что имело место в расчете *B*. Все различия сосредоточены в основном в плотной части плазмы золота, где плотность лежит между текущей максимальной плотностью ρ_{\max} Au-плазмы и плотностью, составляющей $1/3\rho_{\max}$.

На рис. 28б представлены результаты численного моделирования спектральной плотности мощности собственной эмиссии *S* плазмы двухслойных мишеней типа Au(0.05 мкм)+Му (вариант *C*) в некоторые моменты времени вблизи максимума греющего излучения и после него. Эти спектры можно сравнить со спектрами, полученными в варианте расчета *B* (см. рис. 28а). Есть принципиальное различие в полной интенсивности собственного излучения, связанного с большей толщиной слоя Au (0.1 мкм) в варианте *B* (см. рис. 25 и обсуждение в связи с ним). Более важным является то, что видно несколько линий поглощения в плазме майларовой пленки на ионах углерода и кислорода в областях длин волн 3–4 нм и 15–18 нм (на рис. 28б указаны стрелками ↓). Одну из самых представительных линий поглощения можно отождествить с H_{α} -линией *Li*-подобного кислорода. Видно, что есть “резонансное” поглощение в плазме майларовой пленки вблизи отмеченной линии *Li*-подобного кислорода. Более детальный анализ показывает, что майлар вносит заметный вклад (~20–30%) в поглощение даже вне линий поглощения кислорода.

Перейдем к обсуждению результатов расчета *D*. Расчет этого варианта не удается довести до конца из-за развития физической неустойчивости, которая является неустойчивостью Релея–Тейлора (РТ) [30–32] на поверхности раздела Му–Au. Двумерное распределение плотности и структура расчетной сетки на момент остановки расчета $t - t_{\max} = -40.5$ нс показаны на рис. 30. Прежде всего отметим, что несмотря на полное отсутствие начальных возмущений, в расчете *D* причиной развития катастрофических деформаций сетки является именно физическая неустойчивость на границе раздела Му–Au, а не несовершенство численного алгоритма. Как показало специальное исследование [33], численный алгоритм кода RALEF-2D вполне адекватно описывает как линейную, так и нелинейную стадии эволюции отдельных мод РТ-неустойчивости, для которых обеспечено разрешение на уровне 10–20 и более ячеек сетки на длину волны *L* и заданы реалистичные начальные амплитуды на уровне $a_0 > (10^{-5} - 10^{-3})L$. При этом никаких помех со

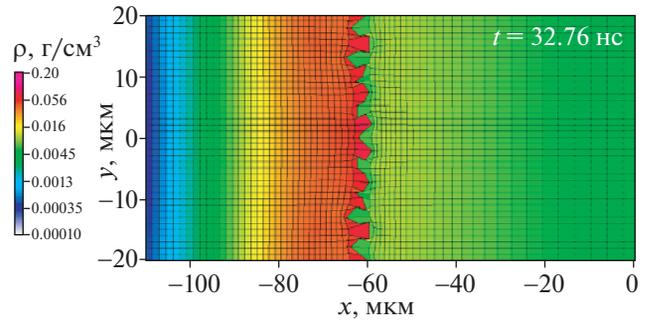


Рис. 30. Двумерная картина распределения плотности плазмы ρ (в г/см^3) и структуры расчетной сетки на момент времени $t = 32.76$ нс, дальше которого теряет смысл продолжать расчет *D* из-за развивающейся неустойчивости Релея–Тейлора. Момент пиковой мощности греющего излучения $-t_{\max} = 73.3$ нс. Плазма Му расположена справа от сильно возмущенного контактного разрыва. Последний очерчен границей красной области. Излучение пинча поступает справа. Плазма Au расположена слева от контактного разрыва.

стороны самых коротких (т.е. наиболее быстрорастущих) мод с волновыми векторами $k = 2\pi/L \approx 1/h_m$, где h_m – размер ячейки, не наблюдается из-за их частичной стабилизации сеточной вязкостью и малости соответствующих начальных амплитуд на уровне ошибок округления.

В свете сказанного, картина, наблюдаемая на рис. 30, объясняется следующим образом. Как известно, при большом контрасте плотности инкремент экспоненциального роста отдельной моды *k* РТ-неустойчивости равен $(gk)^{1/2}$, где *g* – ускорение поверхности раздела сред в сторону тяжелой жидкости [31]. Поскольку в расчете *D* начальные возмущения специально не задавались, их амплитуда для всех возможных *k* была на уровне ошибок округления $a_0 \sim 10^{-15}$ см. В этом случае на нелинейную стадию раньше всех выходят самые короткие и быстрорастущие моды с $k \approx 1/h_m \approx 10^4 \text{ см}^{-1}$ через время порядка $t \approx 25(h_m/g)^{1/2}$, где $\exp(25)$ – необходимый фактор усиления от начальной амплитуды a_0 . Именно этот момент и наблюдается на рис. 30. Расчет не может быть продолжен из-за невозможности описать границу раздела, сильно искривленную на масштабах сопоставимых с размером сеточной ячейки. Попытка перейти к более мелкой сетке только сократит доступное время счета. Из приведенных аргументов следует также, что в реальности, когда неизбежно присутствуют гораздо большие начальные возмущения на уровне $a_0/h_{\text{Au}} > 10^{-3} - 10^{-2}$ (h_{Au} – начальная толщина золотой оболочки), РТ-неустойчивость в варианте *D* перейдет в нелинейную стадию существенно раньше, чем показано на рис. 30. Поскольку целью обсуждаемых экспериментов является изме-

рение оптических свойств плотной горячей плазмы, то мишень после ее нагрева должна быть однородной настолько, насколько это возможно, а параметры плазмы должны быть воспроизводимы и достаточно контролируемы. Это означает, что нужно избегать таких постановок эксперимента, когда развитие РТ-неустойчивости может перейти в нелинейную стадию и привести к разрыву слоя золота.

Чтобы сформулировать хотя бы полукачественные критерии для отбора надежных конфигураций мишени, рассмотрим причины неустойчивости варианта *D* чуть более подробно. С точки зрения развития РТ-неустойчивости расчет *D* гораздо опаснее расчета *C* поскольку в нем майлар, обращенный к пинчу, разлетается гораздо быстрее и сообщает гораздо большее ускорение плотному золоту, особенно в первые 10–20 нс пока плазма майлара не начнет ошутимо просветляться для падающего рентгеновского излучения. При этом наиболее опасной фазой является промежуток времени $5.5 \text{ нс} < t < 10.5 \text{ нс}$, когда золото уже расплавилось, но еще не испарилось ($1400 \text{ К} < T < 5000 \text{ К}$), и ускоряется в виде слоя толщиной 0.05–0.08 мкм малоплотным газом майлара с $g \approx 1.5 \times 10^{13} \text{ см/с}^2$. Легко оценить, что за это время отношение s/h_{Au} превысит 25, где $s = 0.5g(\Delta t)^2$ – эффективный путь, проходимый контактной поверхностью при равноускоренном движении за $\Delta t = 5 \text{ нс}$. С другой стороны, из теории и экспериментальных исследований хорошо известно [30, 31], что при числе Атвуда $At = (\rho_{\text{Au}} - \rho_{\text{My}})/(\rho_{\text{Au}} + \rho_{\text{My}}) \approx 1$ и отсутствии стабилизирующих механизмов максимальный путь s , который ускоряемая оболочка тяжелой жидкости может пройти не будучи прорванной, составляет не более 10–15 ее толщин – даже при полном отсутствии начальных возмущений за счет нелинейного каскадирования мод от бесконечно малых (атомарных) масштабов. В расчете *D* этот прорыв не произошел только потому, что размер сеточной ячейки вдоль поверхности (1 мкм по координате y) в 20 раз превышал начальную толщину оболочки h_{Au} . При адекватном разрешении сетки по y -координате расчет *D* не удалось бы продолжить далее 10 нс.

Чтобы сделать окончательный вывод о пригодности мишени на основании численного расчета, надо проследить развитие неустойчивости на границе Au–Му на всем этапе от расплавления золота до конца регистрации спектральных данных. В качестве грубого критерия, когда расчет плохо приспособлен для адекватного моделирования РТ-неустойчивости, можно воспользоваться условием, что граница раздела ни на каком этапе своего ускорения в сторону золота не должна покрывать расстояние, превышающее 5–10

собственных эффективных толщин на рассматриваемом этапе.

При сохранении целостности слоя золота на жидкой стадии (как в расчете *D* за счет искусственного подавления неустойчивости большим продольным размером ячеек) этот слой Au начнет быстро расширяться, перейдя в газо-плазменную фазу, развитие РТ-неустойчивости на границе Au–Му продолжится, и ее дальнейшая конфигурация будет определяться конкуренцией темпа расширения и скорости экспоненциального роста возмущений. Надо отметить, что в районе максимума греющего излучения может возникать дополнительное очень сильное ускорение, если слой золота не разорвался бы к этому времени. Качественно такое ускорение похоже на то, что имеет место в расчете *C* (см. рис. 27а). Поэтому при рассмотрении проблемы сохранения целостности металлического слоя необходимо иметь в виду и период времени в районе главного импульса. С точки зрения достижения целей данного эксперимента, следует стремиться к тому, чтобы успеть выполнить спектральные измерения до того, как наиболее опасная мода РТ-неустойчивости перейдет в развитую нелинейную стадию.

Расчет *C* из-за другой ориентации слоев мишени относительно источника излучения гораздо более мягок с точки зрения развития РТ-неустойчивости, чем вариант *D*. В варианте *C* слой Му разогревается менее эффективно, а слой золота более эффективно. Поэтому величина ускорения слоя Au расширяющимся газом-плазмой Му заметно меньше, а толщина слоя золота, наоборот – больше. Кроме того, золото заметно быстрее испаряется на начальных стадиях процесса. В результате, несмотря на сохранение эффекта ускорения слоя золота расширяющимся газовым (плазменным) слоем Му, анализ результатов расчета *C* показывает, что слой золота смещается за счет этого ускорения всего примерно на две своих толщины. Это относится и к начальному ускорению в первые ~10 нс, и к моментам вблизи и после пика греющего импульса. Поэтому можно сделать вывод о том, что РТ-неустойчивость, скорее всего, не играет в эксперименте существенной роли для таких мишеней, как в варианте *C*.

Можно дать такие рекомендации по конструкции двухслойных мишеней, чтобы избежать развития в них неустойчивости Релея–Тейлора:

1. Отношение массы слоя металла к массе плазменной подложки должно быть как можно больше;
2. Мишень должна быть ориентирована так, чтобы пинчем освещался слой металла;
3. Наиболее подходящими в экспериментах такого типа являются металлы с минимальной теплотой испарения и критической температурой перехода жидкость–газ;

4. В качестве опорных допустимых значений перечисленных параметров являются параметры расчета варианта С.

Также следует заметить, что необходимо учитывать стадию “мягкого” предимпульса рентгеновского излучения, когда вещество двухслойной мишени Au + Mu и монослойной из Au оказывается нагретым до температуры ~ 30 эВ. При этом плазма мишеней уже испытывает заметное расширение вплоть до 1 мм от своего начального расположения.

Численное моделирование с помощью кода RALEF-2D сыграло важную роль для прояснения ряда аспектов радиационно-доминированной динамики изученных мишеней, в отношении которых не было прямой детальной экспериментальной информации. В частности, таких как влияние длительного “мягкого” предимпульса излучения на скорость разлета плазмы мишени, а также возможное пагубное (разрушительное) влияние РТ-неустойчивости на целостность слоев мишени при определенных неблагоприятных комбинациях параметров двухслойных мишеней.

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В табл. 2 по совокупности экспериментов (см. столбик 1) с мишенями, изготовленными из слоев различных веществ (столбик 2), представлены сводные данные многокадровой регистрации собственной эмиссии плазмы мишеней: о моменте начала регистрации t_0 рентгеновской камерой СХР6 собственной эмиссии плазмы с фронтальной и тыльной сторон мишени (столбики 3 и 4) относительно момента пиковой мощности МРИ ($t(P_{\max}) = 0$); об уровне падающей на фронтальную поверхность мишени мощности P_{in} и энергии E_{in} МРИ (столбик 5) в момент времени t_0 или в момент начала регистрации камерой рентгеновских кадров; о времени уменьшения в e -раз интенсивности собственного свечения плазмы мишени (столбики 6 и 7); о некоторых параметрах греющего импульса мощности МРИ (столбик 8).

В среднем, вне зависимости от строения мишени, собственная рентгеновская эмиссия плазмы на фронтальной стороне мишени начинает регистрироваться рентгеновской камерой раньше, чем на тыльной стороне (см. столбики 3 и 4). В наших экспериментах было важно получить информацию о временной зависимости собственного свечения облучаемых мишеней с их тыльной стороны. Именно с этого направления велась регистрация ВУФ-спектрографом прошедшего сквозь мишень рентгеновского излучения Z-пинча. В дальнейшем, полученные при помощи спектрографа данные использовались для определения спектральной зависимости коэффициента пропускания рентгеновского излучения

веществом нагретой мишени. Как видно из табл. 2, для двухслойных мишеней типа “металл + майлар” момент начала регистрации собственного свечения плазмы t_0 с тыльной стороны мишени в основном зависит от поглощенной энергии МРИ к данному моменту времени и от излучательной способности слоя металлизации майларовой пленки. В наших экспериментах флюэкс энергии МРИ на мишень составлял не менее $0.7-0.8$ кДж/см² к этому моменту времени t_0 (см. столбик 5). Для мишеней со слоем металлизации In или Sn момент времени t_0 наступает в среднем на 5 нс позже, чем для мишеней со слоем металлизации Au. Действительно, чем выше излучательная способность вещества металлизации майларовой пленки, тем раньше рентгеновская камера СХР6 начинает регистрировать собственную эмиссию плазмы мишени на ее тыльной стороне при одном и том же уровне падающей на мишень энергии. Аналогичная тенденция прослеживается и для трехслойных мишеней типа Mu + In + Mu или PP + Au + Mu.

Как было показано ранее в п. 3.3 настоящей работы, уменьшение интенсивности собственного рентгеновского излучения мишеней тесно связано с динамикой разлета ее плазмы. Показано, что скорость разлета плазмы с фронтальной стороны мишени оказывается примерно в 1.5 раза выше, чем с тыльной стороны. При этом основной вклад в собственную эмиссию мишени дает расширяющийся слой из вещества с высоким Z по сравнению с эффективным $Z_{eff} \approx 4.5$ майларовой пленки. Именно, с этим связана полученная в эксперименте разница времен τ_f и τ_b затухания интенсивности собственного свечения плазмы двухслойных мишеней (см. столбики 6 и 7) для различных случаев ориентации слоя с высоким атомным номером относительно источника излучения. В случае мишеней, ориентированных слоями веществ In, Sn или Au в сторону Z-пинча многопроволочной сборки, времена τ_f и τ_b оказываются в 1.5–1.7 раза больше, чем значения соответствующих времен для мишеней ориентированных наоборот. В случае трехслойных мишеней, например Mu + In + Mu, когда разлет плазмы индия сдерживается с двух сторон слоями-тамперами из тонких пленок майлара, времена τ_f и τ_b также оказываются больше в ~ 1.4 раза, чем в случае свободного разлета плазмы индия в сторону Z-пинча для двухслойной мишени типа In + Mu.

Скорее всего, объяснение отличия в поведении собственного излучения двухслойных мишеней типа металл + Mu и Mu + металл может быть более сложным и не связано только с различной динамикой разлета плазмы с фронтальной и тыльной стороны мишени. Если для первого типа мишени излучает в основном плазма металла (напр., In, Sn или Au), то для второго типа это мо-

жет быть и плазма Mu , а тогда различия в уравнении состояния и в температурной зависимости пробегов фотонов излучения в плазме могут быть не менее важны, как и эффекты, связанные с переходом от объемного к поверхностному источнику излучения в разное время и при разных температурах. С другой стороны, как показали эксперименты по нагреву двухслойной мишени типа $Mu + Mu$ (см. рис. 10), интенсивность собственного свечения плазмы такой мишени крайне мала и практически лежит ниже порога регистрации рентгеновской камеры, использованной в наших экспериментах.

6. ВЫВОДЫ

Исходя из результатов проведенных экспериментов по радиационной абляции слоистых гетерогенных мишеней, составленных из слоев различных веществ, можно сделать следующие выводы:

1. На основной части площади мишени $5 \times 8 \text{ мм}^2$ неоднородность свечения плазмы составляет не более 15%, что соответствует высокой степени однородности облучения исследуемых мишеней излучением Z-пинча;

2. К моменту максимума импульса мощности МРИ вещество мишеней переходит в состояние плазмы еще на стадии преднагрева мишени длительным предимпульсом мягкого рентгеновского излучения спектрального диапазона от 20 эВ до 80 эВ. При этом вещество двухслойных типов мишеней $Au + Mu$, $Mu + Au$ и монослойной мишени из Au оказывается нагретым до температуры ~ 30 эВ и начинает расширяться;

3. В среднем, вне зависимости от строения мишени, собственная рентгеновская эмиссия плазмы на ее фронтальной поверхности начинает регистрироваться рентгеновской камерой раньше, чем на тыльной поверхности. При этом интенсивность свечения плазмы на фронтальной поверхности мишени оказалась в 1.5–3 раза выше, чем на тыльной поверхности;

4. Для двухслойных мишеней типа “металл + майлар” момент времени t_0 , соответствующий началу регистрации собственного свечения плазмы с тыльной поверхности мишени, в наибольшей степени зависит от поглощенной к данному моменту времени энергии МРИ и от излучательной способности плазмы слоя металла на майларовой пленке. В наших экспериментах флюэкс энергии МРИ на мишень к моменту времени t_0 составлял не менее 0.7–0.8 кДж/см². Для мишеней со слоем металлизации In или Sn момент времени t_0 наступает в среднем на 5 нс позже, чем для мишеней со слоем металлизации Au . Аналогичная тенденция прослеживается и для трехслой-

ных мишеней типа $Mu + In + Mu$ или $PP + Au + Mu$;

5. Вне зависимости от структуры гетерогенной мишени (двухслойная или трехслойная) и слоев веществ из которых она изготовлена (Mu , In , Sn и Au) временные зависимости интенсивности собственной рентгеновской эмиссии плазмы мишени достигают своего максимального значения вблизи пиковой мощности импульса МРИ [$I(P_{SR}^{\max}) = 0$] в промежутке +1–+2.5 нс. Далее, регистрируется экспоненциальное уменьшение свечения плазмы мишеней. Определено время затухания τ интенсивности собственного излучения мишени в e -раз согласно следующей функциональной зависимости $I(t) \propto e^{-t/\tau}$;

6. Наблюдаемое в эксперименте уменьшение интенсивности собственного рентгеновского излучения мишеней тесно связано как с уменьшением интенсивности греющего излучения Z-пинча, так и с динамикой разлета их плазмы. Показано, что скорость разлета плазмы с фронтальной стороны мишени оказывается примерно в 1.5 раза выше, чем с ее тыльной стороны. При этом основной вклад в собственную эмиссию мишени дает расширяющийся слой из вещества с высоким атомным номером Z по сравнению с эффективным $Z_{eff} \approx 4.5$ для майларовой пленки. Именно, с этим связана полученная в эксперименте разница времен τ_f и τ_b затухания интенсивности собственного свечения плазмы двухслойных мишеней для различных случаев ориентации слоя с высоким атомным номером относительно источника излучения. В случае мишеней, ориентированных слоями веществ In , Sn или Au в сторону Z-пинча многопроволочной сборки, времена τ_f и τ_b оказываются в 1.5–1.7 раза больше, чем значения соответствующих времен для мишеней, ориентированных наоборот;

7. В случае трехслойных мишеней, например $Mu + In + Mu$, когда разлет плазмы индия сдерживается с двух сторон слоями-тамперами из тонких пленок майлара, времена τ_f и τ_b также оказываются больше в ~ 1.4 раза, чем в случае свободного разлета плазмы индия в сторону Z-пинча для двухслойной мишени типа $In + Mu$;

8. Временная зависимость собственной эмиссии плазмы фронтальной и тыльной сторон облучаемой мишени чувствительна к особенностям на профиле импульса мощности МРИ. В некоторых случаях наблюдалась немонотонная временная зависимость собственной эмиссии плазмы мишени, которая соответствовала такому же характеру временной зависимости импульса мощности МРИ Z-пинча многопроволочной сборки;

9. После максимума импульса МРИ зарегистрирован интенсивный разлет плазмы рамки-держателя и мишени как в радиальном направле-

нии, так и в направлении высоты зазора анод–катод. Оценка сверху средней скорости разлета плазмы материала рамки и мишени вдоль высоты зазора анод–катод составила около 8×10^6 см/с. Оценка средней скорости уменьшения размеров смотрового окна рамки держателя в аксиальном направлении лежала в диапазоне $\sim(1-2) \times 10^6$ см/с;

10. Выявлено расхождение между расчетными и измеренными спектрами собственного излучения плазмы в области температур 20–30 эВ и длин волн 11–14 нм. Вероятно, это вызвано недостатками использованной расчетной модели оптических свойств такой плазмы [25], которые связаны с недоучетом переходов между состояниями ионов с многоэлектронными возбуждениями.

Авторы выражают благодарность коллективу установки Ангара-5-1 за инженерно-техническое сопровождение экспериментов, а также благодарят проект High Field Initiative Европейского фонда регионального развития (the project High Field Initiative [CZ.02.1.01/0.0/0.0/15_003/0000449] from the European Regional Development Fund).

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты №№ 20-02-00007, 20-21-00082, 20, 18-29-21005 и 20-31-70015).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Spielman R.B., Deeney C., Chandler G.A., Douglas M.R., Fehl D.L., Matzen M.K., McDaniel D.H., Nash T.J., Porter J.L., Sanford T.W.L., Seaman J.F., Stygar W.A., Struve K.W., Breeze S.P., McGurn J.S., Torres J.A., Zagar D.M., Gilliland T.L., Jobe D.O., McKenney J.L., Mock R.C., Vargas M., Wagoner T.* Tungsten wire-array Z-pinch experiments at 200 TW and 2 MJ // *Phys. Plasmas*. 1998. V. 5. № 5. P. 2105–2111.
2. *Jones M.C., Ampleford D.J., Cuneo M.E., Hohlfelder R., Jennings C.A., Johnson D.W., Jones B., Lopez M.R., MacArthur J., Mills J.A., Preston T., Rochau G.A., Savage M., Spencer D., Sinars D.B., Porter J.L.* X-ray power and yield measurements at the refurbished Z machine // *Rev. Scien. Instr.* 2014. V. 85. P. 083501-1–083501-11.
3. *Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П.* Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений, М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008., *Zeldovich Ya. B. and Raizer Yu. P.*, *Physics of Shock Waves and High-temperature Hydrodynamic Phenomena* (Academic Press) 1966.
4. *Depierreux S., Tassin V., Antigny D., Bahr R.E., Botrel N., Bourdenet R., DeDemo G., DeLaval L., Dubos O., Fariat J., Ferri M., Filkins T., LeTacon S., Source C.* Experimental Evidence of Harnessed Expansion of a High-Z Plasma Using the Hollow Wall Design for Indirect Drive Inertial Confinement Fusion // *Phys. Rev. Lett.* 2020. V. 125. № 12. P. 255002-1–255002-5.
5. *Bailey J.E., Rochau G.A., Mancini R.C., Iglesias C.A., MacFarlane J.J., Golovkin I.E., Blancard C., Cosse Ph., Fausurier G.* Experimental investigation of opacity models for stellar interior, inertial fusion, and high energy density plasmas // *Phys. Plasmas*. 2009. V. 16. № 5. P. 058101-1–058101-16.
6. *Pain J.-C., Gilleron F.* A quantitative study of some sources of uncertainty in opacity measurements // *High Energy Density Physics*. 2020. V. 34. № 3. P. 100745-1–100745-16.
7. *Грабовский Е.В., Сасоров П.В., Шевелько А.П., Александров В.В., Андреев С.Н., Баско М.М., Браницкий А.В., Грицук А.Н., Волков Г.С., Лаухин Я.Н., Митрофанов К.Н., Новиков В.Г., Олейник Г.М., Самохин А.А., Смирнов В.П., Толстикова И.Ю., Фролов И.Н., Якушев О.Ф.* Радиационный нагрев тонких Al-фольг интенсивным EUV-излучением // Письма в “Журнал экспериментальной и теоретической физики”. 2016. Т. 103. № 5. С. 394–401.
8. *Митрофанов К.Н., Александров В.В., Грабовский Е.В., Грицук А.Н., Фролов И.Н., Браницкий А.В., Лаухин Я.Н.* Исследование динамики разлета плазмы тонкой алюминиевой фольги под воздействием мягкого рентгеновского излучения // *Физика плазмы*. 2017. Т. 43. № 4. С. 367–382.
9. *Grabovski E.V., Sasorov P.V., Shevelko A.P., Alexandrov V.V., Andreev S.N., Basko M.M., Branitski A.V., Gritsuk A.N., Volkov G.S., Laukhin Ya.N., Mitrofanov K.N., Oleinik G.M., Samokhin A.A., Smirnov V.P., Tolstikhina I.Yu., Frolov I.N., Yakushev O.F.* Investigation of Al plasmas from thin foils irradiated by high-intensity extreme ultraviolet // *Matter and Radiation at Extremes*. 2017. V. 2. № 3. P. 129–138.
10. *Альбиков З.А., Велихов Е.П., Веретенников А.И., Глухих В.А., Грабовский Е.В., Грязнов Г.М., Гусев О.А., Жемчужников Г.Н., Зайцев В.И., Золотовский О.А., Истомин Ю.А., Козлов О.В., Крашенинников И.С., Курочкин С.С., Латманнизова Г.М., Матвеев В.В., Минеев Г.В., Михайлов В.Н., Недосеев С.Л., Олейник Г.М., Певчев В.П., Перлин А.С., Печерский О.П., Письменный В.Д., Рудаков Л.И., Смирнов В.П., Царфин В.Я., Ямпольский И.Р.* Импульсный термоядерный комплекс “Ангара-5-1” // *Атомная энергия*. 1990. Т. 68. Вып. 1. С. 26–35.
11. *Basko M.M., Sasorov P.V., Murakami M., Novikov V.G., Grushin A.S.* 1D study of the radiation-dominated implosion of a cylindrical tungsten plasma column // *Plasma Phys. Control. Fusion*. 2012. V. 54. № 5. P. 055003-1–055003-16.
12. <http://www.vniia.ru/production/bystroprotekaushie-processy/apparatura-dlya-registratsii-bystroprotekaushchikh-protsesov.php>
13. *Волков Г.С., Лахтюшко Н.И., Терентьев О.В.* Радиационный болометр из фольги для измерения энергетических потерь быстрых Z-пинчей // *Приборы и техника эксперимента (ПТЭ)*. 2010. № 5. С. 115–120.
14. *Day R.H., Lee P.* Photoelectric quantum efficiencies and filter window absorption coefficients from 20 eV to 10 KeV. // *J. Appl. Phys.* 1981. V. 52. № 11. P. 6965–6973.
15. X-Ray Mass Attenuation Coefficients. Database. — Режим доступа: <https://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/tab3.html>
16. Filter Transmission Database. — Режим доступа: http://henke.lbl.gov/optical_constants/

17. Шевелько А.П., Блисс Д.Е., Казаков Е.Д., Мазаракис М.Г., Макгарн Д.С., Найт Л.В., Струве К.В., Толстихина И.Ю., Уикс Т. ВУФ-спектроскопия плазмы, создаваемой в конечном анод-катодном промежутке сильнооточного импульсного генератора “Z-machine” (SNL) // Физика плазмы. 2008. Т. 34. № 11. С. 1021–1032.
18. Митрофанов К.Н., Грабовский Е.В., Гришук А.Н., Лаухин Я.Н., Александров В.В., Олейник Г.М., Медовицков С.Ф., Шевелько А.П. Особенности структуры излучающей области при токовом сжатии пепно-проволочных сборок на установке Ангара-5-1 // Физика плазмы. 2013. Т. 39. № 1. С. 71–96.
19. SBS Compressed Picosecond DPSS Nd:YAG Lasers. SL230 series. – Режим доступа: <https://eksp-la.com/products/picosecond-lasers/>
20. Чурилов С.С., Рябцев А.Н. Анализ спектров In XII–XIV и Sn XIII–XV в дальней ВУФ области // Оптика и спектроскопия. 2006. Т. 101. № 2. С. 181–190.
21. Basko M.M., Maruhn J. and Tauschwitz A. An efficient cell-centered diffusion scheme for quadrilateral grids // J. Comput. Phys. 2009. V. 228. № 6. P. 2175.
22. Basko M.M., Maruhn J. and A. Tauschwitz // GSI Scientific Report 2009: Gesellschaft für Schwerionenforschung MBH, Darmstadt, Germany, GSI Report 2010-1, 410 (2010). Режим доступа <http://www.gsi.de/library/GSI-Report-2010-1/>
23. Tauschwitz A., Basko M., Frank A., Novikov V., Grushin A., Blazevice A., Roth M., Maruhn J.A. 2D radiation-hydrodynamics modeling of laser-plasma targets for ion stopping measurements // High Energy Density Phys. 2013. V. 9. № 1. P. 158–166.
24. Frank A., Blazevice A., Bagnoud V., Basko M.M., Boerner M., Cayzac W., Kraus D., Heßling T., Hoffmann D.H.H., Ortner A., Otten A., Pelka A., Pepler D., Schumacher D., Tauschwitz An., Roth M. Energy loss and charge transfer of argon in a laser-generated carbon plasma // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 110. № 3. P. 11501-1–11501-5.
25. Nikiforov A.F., Novikov V.G. and Uvarov V.B. Quantum-Statistical Models of Hot Dense Matter. Methods for Computation Opacity and Equation of State. 2005. Birkhauser, Basel, Switzerland. 439 pp.
26. More R.M., Warren K.H., Young D.A., Zimmerman G.B. A new quotidian equation of state (QEOS) for hot dense matter // Physics of Fluids. 1988. V. 31. № 10. P. 3059.
27. Faik S., Tauschwitz An., Iosilevskiy I. The equation of state package FEOS for high energy density matter // Comput. Phys. Commun. 2018. V. 227. № 6. P. 117–125.
28. Torretti F., Sheil J., Schupp R., Basko M.M., Bayraktar M., Meijer R.A., Witte S., Ubachs W., Hoekstra R., Versolato O.O., Neukirch A.J., Colgan J. Prominent radiative contributions from multiply excited states in laser-produced tin plasma for nanolithography // Nature Communications. 2020. V. 11. № 5. P. 2334-1–2334-9.
29. Faik S., Basko M.M., Tauschwitz A., Iosilevskiy I., Maruhn J.A. Dynamics of volumetrically heated matter passing through the liquide-vapor metastable states // High Energy Density Physics. 2012. V. 8. № 4. P. 349.
30. Youngs D.L. Three-dimensional numerical simulation of turbulent mixing by Rayleigh–Taylor instability // Physics of Fluids A: Fluid Dynamics. 1991. V. 3. № 5. P. 1312–1320.
31. Kull H.J. Theory of the Rayleigh–Taylor instability // Physics Reports (Review Section of Physics Letters). 1991. V. 206. № 5. P. 197–325.
32. Oron D., Arazi L., Kartoon D., Rikanati A., Alon U., Shvarts D. Dimensionality dependence of the Rayleigh–Taylor and Richtmyer–Meshkov instability late-time scaling laws // Physics of Plasmas. 2001. V. 8. № 6. P. 2883–2889.
33. Basko M.M., Maruhn J.A., Schlegel T. Hydrodynamic instability of shells accelerated by direct ion beam heating // Physics of Plasmas. 2002. V. 9. № 4. P. 1348–1356.

О ВЛИЯНИИ ФАРАДЕЕВСКОГО ЭКРАНА НА ВИХРЕВОЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ В ВЫСОКОЧАСТОТНОМ ГЕНЕРАТОРЕ ПЛАЗМЫ

© 2021 г. Т. Д. Ахметов^{a, b, *}, А. А. Иванов^{a, b}, И. В. Шиховцев^{a, b}

^a Институт ядерной физики им Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия

^b Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

*e-mail: t.d.akhmetov@inp.nsk.su

Поступила в редакцию 01.12.2020 г.

После доработки 01.02.2021 г.

Принята к публикации 18.02.2021 г.

В рамках двумерной квазистационарной модели получено точное решение задачи о нахождении полей внутри круглого соленоида с переменным током с вставленным в него соосно тонкостенным цилиндрическим экраном с продольными щелями конечной ширины. Решение этой задачи позволяет оценить влияние фарадеевского экрана на профили магнитного и электрического поля в высокочастотном источнике плазмы.

Ключевые слова: квазистационарное приближение, магнитостатика, соленоид, источник плазмы, антенна, вихревое поле, экран

DOI: 10.31857/S0367292121070015

1. ВВЕДЕНИЕ

Источники плазмы, основанные на высокочастотном разряде, широко применяются в физике и технологии [1–4]. Разряд в таких источниках поддерживается в камере из диэлектрического материала высокочастотной (ВЧ) антенной, расположенной, как правило, снаружи камеры, в результате индуктивной и/или емкостной связи. Чтобы избежать вредного воздействия плазмы на диэлектрические (керамика, кварц) стенки разрядной камеры, часто используются защитные металлические экраны. При наличии экранов разряд поддерживается преимущественно благодаря индукционному электрическому полю, вызванному переменным магнитным полем в объеме источника плазмы. Электроны ускоряются электрическим полем и ионизуют газ, производя плазму. Экран изменяет распределение полей, что может заметно повлиять на характер работы источника плазмы. Например, может уменьшиться плотность плазмы из-за падения эффективности ионизации газа в объеме источника или может измениться радиальный профиль плотности плазмы. Поэтому при проектировании ВЧ-источников плазмы необходимо оценивать влияние экрана на распределение и величину индукционного поля. В работе рассматривается модель ВЧ-антенны в виде осесимметричной катушки,

охватывающей объем источника плазмы. Такая схема используется, например, в [2, 4–7].

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ В КВАЗИСТАЦИОНАРНОМ ПРЕДЕЛЕ. ОБЩИЙ ДВУМЕРНЫЙ СЛУЧАЙ

Рассмотрим задачу об определении электрического и магнитного полей внутри бесконечного прямого соленоида произвольного сечения, ток в котором медленно меняется. Внутри соленоида помещены бесконечно длинные идеально проводящие, немагнитные экраны с образующими, параллельными образующим соленоида. Форму поперечного сечения экранов будем сначала считать произвольной, но двумерная область между экранами является связанной. Сечение соленоида в рассматриваемой задаче показано на рис. 1. Считаем, что по поверхности течет ток $J(t)$ на единицу длины, который медленно меняется во времени. Направим ось z параллельно образующим соленоида.

При достаточно низких частотах можно пренебречь в уравнении Максвелла $\operatorname{rot} \mathbf{H} = c^{-1} \partial \mathbf{E} / \partial t + 4\pi c^{-1} \mathbf{j}$ токами смещения внутри проводников и в окружающем пространстве, т.е. принять условия квазистационарности. Это приближение справедливо, если пространственные размеры за-

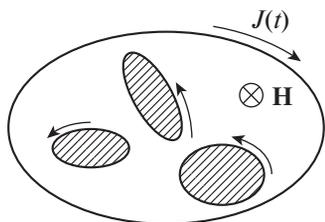


Рис. 1. Сечение соленоида и внутренних проводников.

дачи много меньше характерной длины волны. Типичная частота ВЧ-источников составляет несколько мегагерц, поэтому условие квазистационарности с запасом выполняется.

Задача об экранировании магнитного поля решается просто. Как показано на рис. 1, на поверхности экранов возникают токи обратного направления, которые по величине в точности равны току в соленоиде. При этом поле внутри сечения экранов оказывается равным нулю (идеальный скин-эффект), а вне экрана магнитное поле остается прежним, равным $H_z(t) = 4\pi J(t)/c$.

Чтобы найти вихревое электрическое поле в присутствии экрана с произвольной формой поперечного сечения, необходимо решить соответствующую краевую задачу. Считаем, что на поверхностях бесконечно длинного прямого соленоида и экрана нет постоянных зарядов. Дивергенция плотности тока соленоида равна нулю, поэтому из уравнения непрерывности следует, что $\partial\rho/\partial t = 0$, значит, плотность заряда в нем постоянна, и можно считать ее равной нулю. Поэтому скалярный потенциал можно положить тождественно равным нулю. Тогда для векторного потенциала в лоренцевой калибровке должно выполняться условие $\text{div } \mathbf{A} = 0$. Оно автоматически выполняется, если выбрать векторный потенциал в виде $\mathbf{A} = [\mathbf{e}_z \times \nabla\chi]$, где $\chi(x, y, t)$ – скалярная функция, а ось соленоида параллельна оси z . Магнитное поле внутри бесконечного соленоида однородно по сечению, а снаружи равно нулю. Поэтому магнитное поле внутри соленоида, но вне экранов, тоже однородно. Считая магнитное поле внутри соленоида заданным, получаем следующее уравнение на скалярную функцию χ : $\mathbf{B} = \text{rot } \mathbf{A} = \mathbf{e}_z \Delta\chi = \mathbf{e}_z \text{const}(t)$. Следовательно, выбранная нами скалярная функция вне токовых соленоидов, которыми считаются также и проводящие экраны, удовлетворяет уравнению Пуассона. То есть внутри основного соленоида $\Delta\chi = B$, и внутри экранов, соответственно, $\Delta\chi = -B$. Суммарное магнитное поле есть суперпозиция поля основного соленоида и полей токовых соленоидов, соответствующих экранам.

Если магнитное поле медленно меняется во времени, то возникает индукционное электрическое поле $\mathbf{E} = -c^{-1} \partial\mathbf{A}/\partial t = -c^{-1} \partial[\mathbf{e}_z \times \nabla\chi]/\partial t$. Вводя функцию $\chi' = c^{-1} \partial\chi/\partial t$, получаем $\mathbf{E} = -[\mathbf{e}_z \times \nabla\chi']$, что дает $\text{rot } \mathbf{E} = -\mathbf{e}_z \Delta\chi'$. С другой стороны, $\text{rot } \mathbf{E} = -c^{-1} \partial\mathbf{B}/\partial t = -\mathbf{e}_z c^{-1} \partial B/\partial t$, поэтому мы приходим к уравнению $\Delta\chi' = c^{-1} \partial B/\partial t$. Считая правую часть этого уравнения заданной функцией времени и вводя соответствующее переобозначение, запишем это уравнение в виде $\Delta\chi' = -1$. Это двумерное уравнение Пуассона в области, занятой зарядом постоянной плотности. В использованной калибровке плотность заряда равна $1/4\pi$ (или $-(1/4\pi c) \partial B/\partial t$ в размерных единицах). После определения χ' возвращаемся к размерным величинам умножением результата на $-(1/4\pi c) \partial B/\partial t$. Уравнение Пуассона $\Delta\chi' = -1$ имеет формальное решение $\chi' = (2\pi)^{-1} \iint \ln \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2} dx' dy'$, где интеграл берется по области внутри соленоидов, так как эквивалентная плотность заряда вне соленоида равна нулю. Вычисляя интеграл в случае соленоида кругового сечения радиуса a , получаем

$$\chi' = \begin{cases} -\frac{r^2}{4} + C, & r \leq a \\ -\frac{a^2}{4} - \frac{a^2}{2} \ln \frac{r}{a} + C, & r > a \end{cases}.$$

Электрическое же поле можно представить в виде суммы двух слагаемых. Первое представляет собой поле, индуцированное переменным магнитным полем внешней катушки антенны и проводников экрана. Второе слагаемое появляется из-за зарядов, наведенных на поверхности элементов экрана. Поэтому, чтобы полностью определить электрическое поле, требуется найти распределение поверхностного заряда, возникающего на каждом отдельном проводнике экрана, причем внутри проводников поле этого заряда должно компенсировать индукционное поле и поле зарядов, наведенных на остальные элементы экрана. Получается задача о проводящем экране, помещенном в некоторое внешнее электрическое поле, которое внутри области, где расположен экран, совпадает с индукционным. При этом фактически достаточно выполнить условие равенства нулю в каждой точке поверхности тангенциальной компоненты поля. Это легко усмотреть из того факта, что так как заряды внутри экрана отсутствуют, то при выполнении условия эквипотенциальности поверхности экрана потенциал внутри экрана автоматически постоянен.

3. МОДЕЛЬ ТОНКОГО МНОГОЩЕЛЕВОГО ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ЭКРАНА ВЧ-ИСТОЧНИКА ПЛАЗМЫ

В этом разделе рассматривается частный случай бесконечно тонких экранов, который представляет интерес в связи с практической задачей об источнике плазмы, в котором поле внешней ВЧ-антенны искажается фарадеевским экраном, помещенным внутри разрядной камеры. В случае тонких экранов индукционным полем самих экранов можно пренебречь как внутри, так и снаружи проводников экрана, поскольку противоположно направленные и одинаковые по величине поверхностные токи текут на бесконечно близких поверхностях экрана и потому компенсируют друг друга. Таким образом, остается обеспечить равенство нулю тангенциальной компоненты электрического поля на поверхности экранов. Задача о тонком цилиндрическом экране с продольными щелями представляет особый интерес также и потому, что она допускает точное аналитическое решение для электрического поля во всем объеме разрядной камеры.

Известно несколько задач об экранировании, допускающих точное решение. Например, это задача электростатики в пространстве между двумя параллельными проводящими плоскостями с заданными потенциалами при наличии между ними периодически расположенных бесконечно тонких полос конечной ширины [8]. Точное решение есть и в случае “магнитного экранирования” (т.е. в случае, когда задача допускает магнитостатическое описание), когда требуется найти магнитное поле от прямого проводника постоянного сечения, находящегося внутри периодической последовательности полуколец или колец конечной ширины, и период считается много меньше радиуса колец [9, 10]. В этом приближении есть решение как для бесконечно тонких экранов, так и для экранов с сечением в виде прямоугольника и эллипса [10].

Далее рассматривается задача о расчете квазистационарного поля в бесконечном круглом соленоиде с переменным током, внутри которого соосно расположен бесконечно тонкий цилиндрический проводящий экран с продольными щелями. В реальных ВЧ-источниках плазмы для инжекторов нейтральных атомов [3–7] диаметр цилиндрической камеры источника порядка его высоты, пластины экрана имеют конечную толщину, и нельзя пренебречь влиянием торцов. В этом случае поля внутри источника можно точно рассчитать только с помощью численных методов [11, 12]. Тем не менее, аналитическая двумерная задача с тонким экраном полезна для качественного понимания влияния экрана на картину полей и для количественных оценок.

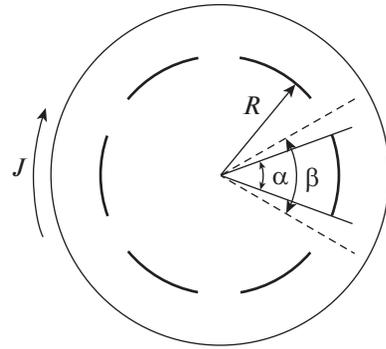


Рис. 2. Периодический тонкий экран внутри осесимметричного соленоида.

Без экрана высокочастотное электрическое поле вычисляется из уравнения Максвелла $\text{rot } \mathbf{E} = -c^{-1} \partial \mathbf{B} / \partial t$. В осесимметричном случае квазистационарное электрическое поле имеет только азимутальную компоненту

$$E_{\varphi}(r, t) = -\frac{1}{2c} \frac{dB}{dt} r, \quad (1)$$

где $B(t)$ — поле внутри соленоида (ВЧ-антенны), и r — радиус.

Рассмотрим экран в виде бесконечно тонкой идеально проводящей цилиндрической поверхности с периодическими продольными щелями конечной ширины. Таким образом, экран состоит из N тонких полос углового размера α на цилиндрической поверхности радиуса R (рис. 2).

Если длина катушки антенны и длина экрана много больше радиуса антенны, можно пренебречь зависимостью всех параметров от z и считать задачу плоской. Из симметрии такого экрана очевидно, что электрическое поле должно быть периодическим $\mathbf{E}(r, \varphi + \beta) = \mathbf{E}(r, \varphi)$, где r, φ — полярные координаты с осью z , совпадающей с осью соленоида и экрана, и $\beta = 2\pi/N$. Также из симметрии следует, что $E_r = 0$ в r - z -плоскостях, проходящих точно посередине между соседними пластинами экрана. Это означает, что электрическое поле перпендикулярно этим плоскостям, которые, таким образом, могут считаться идеально проводящими. Следовательно, полное решение задачи будет получено, если удастся найти электрическое поле внутри одного сектора с углом β между его граничными проводящими плоскостями, причем плоскости симметрии пластины экрана и сектора совпадают. Будем считать, что экран помещен в заданное внешнее электрическое поле (1). Это внешнее поле приводит к такому распределению наведенных на экране зарядов, что полное поле всюду перпендикулярно поверхности экрана, т.е. тангенциальная компонента

поля равна нулю, $E_\varphi(r = R, |\theta| < \alpha/2) = 0$. Это условие будет использовано в дальнейшем для нахождения распределения заряда по поверхности пластины. Также электрическое поле должно быть конечным на оси.

Решение плоской задачи об электрическом потенциале бесконечно длинной прямой нити с линейной плотностью заряда q_0 , проходящей через точку с координатами (r', φ') , в неограниченном секторе с угловым раствором β приведено в [13]. Потенциал электрического поля в этом случае может быть записан как

$$\Phi_0(r, \varphi, r', \varphi') = q_0 \ln \frac{\left(\frac{r}{r'}\right)^{\pi/\beta} + \left(\frac{r'}{r}\right)^{\pi/\beta} - 2 \cos\left(\pi \frac{\varphi + \varphi'}{\beta}\right)}{\left(\frac{r}{r'}\right)^{\pi/\beta} + \left(\frac{r'}{r}\right)^{\pi/\beta} - 2 \cos\left(\pi \frac{\varphi - \varphi'}{\beta}\right)}. \quad (2)$$

Компоненты электрического поля $E_r = -\partial\Phi_0/\partial r$, $E_\varphi = -\partial\Phi_0/r\partial\varphi$. Из (2) видно, что $E_r = 0$ при $r = r'$, т.е. линейный заряд, находящийся на радиусе r , не создает радиального электрического поля на этом же радиусе при любом значении угла. Азимутальное поле в точке $(r = R, \varphi)$, создаваемое линейным зарядом q_0 , расположенным в точке $(r' = R, \varphi')$, равно

$$E_\varphi(r = r' = R, \varphi', \varphi) = -\frac{q_0 2\pi}{R \beta} \frac{\sin \frac{\pi\varphi'}{\beta}}{\cos \frac{\pi\varphi}{\beta} - \cos \frac{\pi\varphi'}{\beta}}. \quad (3)$$

Удобно перейти от угла φ , отсчитываемого от границы сектора, к углу $\theta = \varphi - \beta/2$, для которого $\theta = 0$ – плоскость симметрии сектора и пластины экрана. Пластина экрана заключена в пределах $-\theta_m < \theta < \theta_m$, где $\theta_m = \alpha/2$. Тогда из (3) следует, что пластина экрана в виде сегмента с поверхностным зарядом $\sigma(\theta)$ создает на радиусе $r = R$ азимутальное поле

$$E_\theta(R, \theta) = -\frac{2\pi}{R\beta} \int_{-\theta_m}^{\theta_m} \frac{\cos \frac{\pi\theta'}{\beta}}{\sin \frac{\pi\theta'}{\beta} - \sin \frac{\pi\theta}{\beta}} \sigma(\theta') R d\theta'.$$

Тангенциальное электрическое поле, которое является суммой поля антенны и поля зарядов на пластине, должно обращаться в нуль на ее поверхности: $E_\theta(R, \theta) = E_{\text{ind}}(R) + E_{\theta, q}(R, \theta) = 0$ при

$-\theta_m < \theta < \theta_m$. Итак, азимутальное поле пластины с зарядами должно быть постоянно на поверхности пластины и равно $E_{\theta, q}(R, \theta) = -E_{\text{ind}}(R)$:

$$-\frac{2\pi}{\beta} \int_{-\theta_m}^{\theta_m} \frac{\cos \frac{\pi\theta'}{\beta}}{\sin \frac{\pi\theta'}{\beta} - \sin \frac{\pi\theta}{\beta}} \sigma(\theta') d\theta' = -E_0 \quad (4)$$

при $-\theta_m < \theta < \theta_m$,

где $E_0 = E_{\text{ind}}(R) = -(R/2c) dB/dt$. Выражение (4) есть интегральное уравнение на плотность заряда $\sigma(\theta)$. Вводя переменную $x = \sin(\pi\theta/\beta)$, получаем

$$\int_{-x_m}^{x_m} \frac{\eta(x')}{x - x'} dx' = -\frac{E_0}{2},$$

где $\eta(x') = \sigma\left(\frac{\beta}{\pi} \arcsin x'\right)$, $x_m = \sin \frac{\pi\theta_m}{\beta}$.

Из симметрии задачи и равенства нулю полного заряда пластины, $\int_{-\theta_m}^{\theta_m} \sigma(\theta) d\theta = 0$, следует, что решение должно быть нечетным, $\sigma(-\theta) = -\sigma(\theta)$. Интегральное уравнение $\int_a^b \frac{y(t)}{t - x} dt = 1$ с сингулярным ядром имеет неограниченное на концах интервала решение [14, 15]: $y(x) = \frac{1}{2\pi} \left(\sqrt{\frac{x-a}{b-x}} - \sqrt{\frac{b-x}{x-a}} \right)$. Таким образом, плотность заряда определяется выражением

$$\sigma(\theta) = \frac{E_0}{2\pi} \frac{\sin \frac{\pi\theta}{\beta}}{\sqrt{\sin^2 \frac{\pi\theta_m}{\beta} - \sin^2 \frac{\pi\theta}{\beta}}}. \quad (5)$$

Плотность заряда сингулярна на краях пластины, $\sigma(\theta) \propto \pm(\theta_m^2 - \theta^2)^{-1/2}$ при $\theta \rightarrow \pm\theta_m$.

Найдем теперь потенциал и компоненты электрического поля. Сначала преобразуем потенциал (2) заряженной нити в неограниченном секторе к виду

$$\Phi_0 = q_0 \ln \frac{1 - 2(r/r')^{\pi/\beta} \cos(\pi(\varphi + \varphi')/\beta) + (r/r')^{2\pi/\beta}}{1 - 2(r/r')^{\pi/\beta} \cos(\pi(\varphi - \varphi')/\beta) + (r/r')^{2\pi/\beta}}.$$

Используя разложение $\ln \frac{1}{\sqrt{1 - 2x \cos \varphi + x^2}} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\cos n\varphi}{n} x^n$, $x < 1$ [13], находим

$$\Phi_0 = -2q_0 \begin{cases} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \left(\frac{r}{r'}\right)^{n\pi/\beta} \left(\cos \frac{n\pi(\varphi + \varphi')}{\beta} - \cos \frac{n\pi(\varphi - \varphi')}{\beta} \right), & r < r', \\ \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \left(\frac{r'}{r}\right)^{n\pi/\beta} \left(\cos \frac{n\pi(\varphi + \varphi')}{\beta} - \cos \frac{n\pi(\varphi - \varphi')}{\beta} \right), & r > r'. \end{cases} \quad (6)$$

Потенциал от бесконечно узкой полосы пластины экрана $d\Phi(r, \varphi, R, \varphi') = (\Phi_0/q_0)\sigma(\varphi')Rd\varphi'$, где σ – плотность заряда на единицу длины экрана в азимутальном направлении. Потенциал всего экрана находится интегрированием этого выражения по всей ширине полосы экрана. Этот потенциал находится аналитически, и далее можно дифференцированием найти компоненты электрического поля. С другой стороны, прямое вычисление компонент поля оказывается не более трудоемким, и далее используется этот способ. Поскольку плотность заряда выражена через угол θ , и интегрирование тоже удобно вести по переменной θ' , перейдем в формуле (6) от углов φ, φ' к θ, θ' : $\varphi = \theta + \beta/2, \varphi + \varphi' = \theta + \theta' + \beta, \varphi - \varphi' = \theta - \theta'$. Получим

$$\begin{aligned} & \cos \frac{n\pi(\varphi + \varphi')}{\beta} - \cos \frac{n\pi(\varphi - \varphi')}{\beta} = \\ & = ((-1)^n - 1) \cos \frac{n\pi\theta}{\beta} \cos \frac{n\pi\theta'}{\beta} - \\ & - ((-1)^n + 1) \sin \frac{n\pi\theta}{\beta} \sin \frac{n\pi\theta'}{\beta}. \end{aligned}$$

Для четных n только второй член не равен нулю, а для нечетных – только первый, поэтому от суммирования по всем n перейдем к суммированию отдельно по четным и по нечетным n . Радиальное поле, создаваемое зарядами, распределенными по поверхности полосы экрана, $E_r^s(r, \theta) = -\frac{\partial\Phi^s}{\partial r} = -\int \frac{1}{q_0} \frac{\partial\Phi_0(r, \theta, R, \theta')}{\partial r} \sigma(\theta')Rd\theta'$. Здесь и далее верхний индекс “s” относится к потенциалу и полю полосы экрана (от слова “shield”).

$$\begin{aligned} E_r^s(r, \theta) = & -2E_0 \frac{R}{\beta r} \int_{-\theta_m}^{\theta_m} \left(\sum_{k=1}^{\infty} \sin \frac{2k\pi\theta}{\beta} \sin \frac{2k\pi\theta'}{\beta} \times \right. \\ & \left. \times \begin{cases} (r/R)^{2k\pi/\beta}, & r < R \\ -(R/r)^{2k\pi/\beta}, & r > R \end{cases} + \sum_{k=0}^{\infty} \cos \frac{(2k+1)\pi\theta}{\beta} \times \right. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \left. \times \cos \frac{(2k+1)\pi\theta'}{\beta} \begin{cases} (r/R)^{(2k+1)\pi/\beta}, & r < R \\ -(R/r)^{(2k+1)\pi/\beta}, & r > R \end{cases} \right) \times \\ & \times \frac{\sin \frac{\pi\theta'}{\beta}}{\sqrt{\sin^2 \frac{\pi\theta_m}{\beta} - \sin^2 \frac{\pi\theta'}{\beta}}} d\theta'. \end{aligned}$$

Слагаемые во второй сумме нечетны по θ' , поэтому при интегрировании они дают нуль. В первой сумме замена $2\pi\theta'/\beta = \alpha'$ и соотношение для полиномов Лежандра P_k [16] $\int_0^{x_0} \frac{\cos(k+1/2)x}{\sqrt{\cos x - \cos x_0}} dx = \frac{\pi}{\sqrt{2}} P_k(\cos x_0)$ дают

$$\begin{aligned} & \int_{-\theta_m}^{\theta_m} \frac{\sin \frac{2k\pi\theta'}{\beta} \sin \frac{\pi\theta'}{\beta}}{\sqrt{\sin^2 \frac{\pi\theta_m}{\beta} - \sin^2 \frac{\pi\theta'}{\beta}}} d\theta' = \\ & = \frac{\beta}{\pi\sqrt{2}} \int_0^{\alpha_m} \frac{\cos(k-1+1/2)\alpha' - \cos(k+1/2)\alpha'}{\sqrt{\cos \alpha' - \cos \alpha_m}} d\alpha' = \\ & = \frac{\beta}{2} (P_{k-1}(\cos \alpha_m) - P_k(\cos \alpha_m)), \end{aligned}$$

где $\alpha_m = 2\pi\theta_m/\beta$.

Так как $2\pi/\beta = N$ – это полное число пластин экрана,

$$\begin{aligned} E_r^s(r, \theta) = & -E_0 \frac{r'}{r} \sum_{k=1}^{\infty} \sin Nk\theta (P_{k-1}(\cos N\theta_m) - \\ & - (P_k(\cos N\theta_m))) \begin{cases} (r/R)^{Nk}, & r < R \\ -(R/r)^{Nk}, & r > R \end{cases}. \end{aligned}$$

Далее заметим, что $\sin Nk\theta \left(\frac{r}{R}\right)^{Nk} = \text{Im} \left(\left(e^{i\theta} \frac{r}{R} \right)^{Nk} \right) = \text{Im}(h^k)$, где $h = \left(e^{i\theta} \frac{r}{R} \right)^N$, и $\sin Nk\theta \left(\frac{R}{r}\right)^{Nk} = \text{Im}(h_1^k)$, где $h_1 = \left(e^{i\theta} \frac{R}{r} \right)^N$.

Используем производящую функцию полиномов Лежандра [16] $\frac{1}{\sqrt{1-2hz+h^2}} = \sum_{n=0}^{\infty} h^n P_n(z)$,

когда $|h| < \min |z \pm \sqrt{z^2 - 1}|$, что всегда выполняется в нашем случае. Обозначая $z = \cos \alpha_m$, получаем

$$\begin{aligned} \sum_{k=1}^{\infty} \sin Nk\theta \left(\frac{r}{R}\right)^{Nk} P_k(\cos \alpha_m) &= \text{Im} \left\{ \sum_{k=1}^{\infty} h^k P_k(z) \right\} = \\ &= \text{Im} \left\{ \sum_{k=0}^{\infty} h^k P_k(z) - h^0 P_0(z) \right\} = \text{Im} \left\{ \sum_{k=0}^{\infty} h^k P_k(z) \right\} - 0 = \\ &= \text{Im} \left\{ \frac{1}{\sqrt{1 - 2hz + h^2}} \right\}. \end{aligned}$$

Аналогично вычисляем

$$\begin{aligned} \sum_{k=1}^{\infty} \sin \frac{2k\pi\theta}{\beta} \left(\frac{r}{R}\right)^{2k\pi/\beta} P_{k-1}(\cos \alpha_m) &= \\ &= \text{Im} \left\{ \sum_{k=0}^{\infty} \sin N(k+1)\theta \left(\frac{r}{R}\right)^{N(k+1)} P_k(\cos \alpha_m) \right\} = \\ &= \text{Im} \left\{ h \sum_{k=0}^{\infty} h^k P_k(z) \right\} = \text{Im} \left\{ \frac{h}{\sqrt{1 - 2hz + h^2}} \right\}. \end{aligned}$$

Тогда

$$E_r^s(r, \theta) = -E_0 \frac{R}{r} \begin{cases} \text{Im} \left(\frac{h-1}{\sqrt{1-2hz+h^2}} \right), & r < R, \\ -\text{Im} \left(\frac{h_1-1}{\sqrt{1-2h_1z+h_1^2}} \right), & r > R. \end{cases}$$

Обозначая $1 - 2hz + h^2 = A^{-2} e^{i2\psi}$, $1 - 2h_1z + h_1^2 = A_1^{-2} e^{i2\psi_1}$, где A, ψ, A_1, ψ_1 — вещественные величины, находим окончательное точное выражение для радиального поля

$$E_r^s(r, \theta) = -E_0 \frac{R}{r} \times \begin{cases} A \left(\left(\frac{r}{R}\right)^N \sin(N\theta - \psi) + \sin \psi \right), & r < R, \\ -A_1 \left(\left(\frac{R}{r}\right)^N \sin(N\theta - \psi_1) + \sin \psi_1 \right), & r > R. \end{cases} \quad (7)$$

Аналогично вычисляется азимутальное электрическое поле, создаваемое распределенным зарядом, наведенным на полосе экрана, $E_\theta^s = -\partial\Phi^s/r\partial\theta$:

$$E_\theta^s(r, \theta) = -E_0 \frac{R}{r} \times \begin{cases} A \left(\left(\frac{r}{R}\right)^N \cos(N\theta - \psi) - \cos \psi \right) + 1, & r < R, \\ A_1 \left(\left(\frac{R}{r}\right)^N \cos(N\theta - \psi_1) - \cos \psi_1 \right) + 1, & r > R. \end{cases} \quad (8)$$

Полное квазистационарное электрическое поле является суперпозицией квазистационарного электрического поля $E_{\text{ind}}(r, \theta) = E_0(r/R)\mathbf{e}_\theta$ в отсутствие экрана и электростатического поля поверхностных зарядов на пластинах экрана (7) и (8). Радиальная компонента полного поля совпадает с выражением (7), а для азимутальной компоненты получается

$$E_\theta(r, \theta) = E_0 \frac{r}{R} - E_0 \frac{R}{r} \times \begin{cases} A \left(\left(\frac{r}{R}\right)^N \cos(N\theta - \psi) - \cos \psi \right) + 1, & r < R, \\ A_1 \left(\left(\frac{R}{r}\right)^N \cos(N\theta - \psi_1) - \cos \psi_1 \right) + 1, & r > R, \end{cases} \quad (9)$$

где A и ψ выражены через r, θ

$$\begin{aligned} A &= \left| 1 - 2 \left(e^{i\theta} \frac{r}{R} \right)^N \cos(N\theta_m) + \left(e^{i\theta} \frac{r}{R} \right)^{2N} \right|^{-1/2}, \\ \psi &= \frac{1}{2} \text{Arg} \left(1 - 2 \left(e^{i\theta} \frac{r}{R} \right)^N \cos(N\theta_m) + \left(e^{i\theta} \frac{r}{R} \right)^{2N} \right), \\ A_1 &= \left| 1 - 2 \left(e^{i\theta} \frac{R}{r} \right)^N \cos(N\theta_m) + \left(e^{i\theta} \frac{R}{r} \right)^{2N} \right|^{-1/2}, \\ \psi_1 &= \frac{1}{2} \text{Arg} \left(1 - 2 \left(e^{i\theta} \frac{R}{r} \right)^N \cos(N\theta_m) + \left(e^{i\theta} \frac{R}{r} \right)^{2N} \right). \end{aligned}$$

Таким образом, получено точное решение двумерной задачи об экранировании квазистационарного электрического поля бесконечно тонким проводящим цилиндрическим экраном с продольными разрезами. На рис. 3 показаны силовые линии электрического поля при $N = 12$ ($\beta = 30^\circ$) и угловым размером щелей $\delta\theta = 5.7^\circ$, что соответствует ширине щелей 5 мм для радиуса экрана $R = 5$ см. На рис. 4 приведены зависимости азимутального поля от радиуса на линиях, проходящих через середину полосы экрана ($\theta = 0$) и через середину зазора между полосами ($\theta = \beta/2$) для двух значений углового размера щелей, 5.7° и 2.9° . Показано также поле в отсутствие экрана, $E_\theta/E_0 = r/R$. Из рис. 4а видно, что радиальная зависимость поля при $\theta = 0$ почти не зависит от ширины щелей. В то же время из рис. 4б видно, что поле в зазоре сильно растет с уменьшением ширины щелей. Как следует из выражения (10), если угловой размер щели $\delta\theta$ достаточно мал, отношение минимального азимутального поля в зазоре к полю на том же радиусе в отсутствие экрана обратно пропорционально ширине зазора, $\min(E_\theta)/E_0 \sim 4/N\delta\theta \gg 1$.

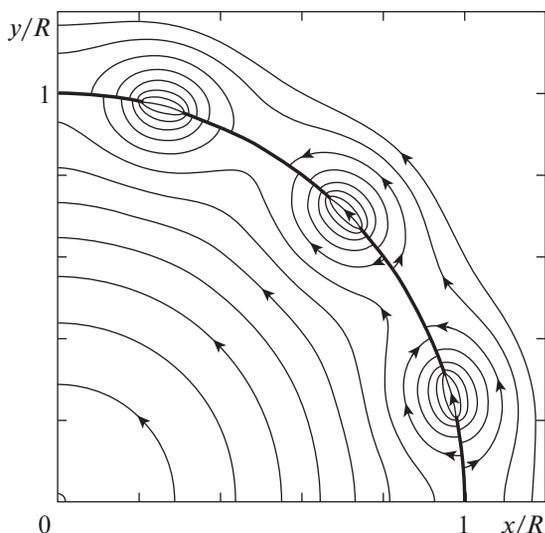


Рис. 3. Силовые линии электрического поля в задаче о тонком цилиндрическом экране с продольными щелями. Показан случай $N = 12$, угловой размер щелей равен 5.7° , координаты нормированы на радиус экрана. Густота силовых линий пропорциональна величине поля, стрелки показывают мгновенное направление электрического поля.

Для этих же двух случаев, когда угловой размер щелей равен 5.7° и 2.9° , азимутальное поле в зазоре между полосами на радиусе экрана показано на рис. 5, и радиальное поле на внутренней поверхности полосы экрана показано на рис. 6.

При малой ширине зазора между пластинами электрическое поле внутри радиуса экрана оказывается сосредоточенным в зазоре, причем может в несколько раз превосходить поле антенны в отсутствие экрана. В то же время экран значительно подавляет поле под пластинами. Из приведенных графиков качественно видно, как экран влияет на размеры и положение областей с большим электрическим полем, где происходит ускорение электронов, ионизирующих газ. Также модель позволяет делать количественные оценки влияния числа, ширины полос и зазоров между ними на величину полей в источнике.

Полезно найти формулы для электрического поля при некоторых выделенных значениях угла и радиуса.

А. Плоскость симметрии полосы экрана, $\theta = 0$

В этом случае $\psi = 0$, и $h(r, \theta) = \left(e^{i\theta} \frac{r}{R} \right)^N = \left(\frac{r}{R} \right)^N \equiv h_0(r)$ — вещественное число,

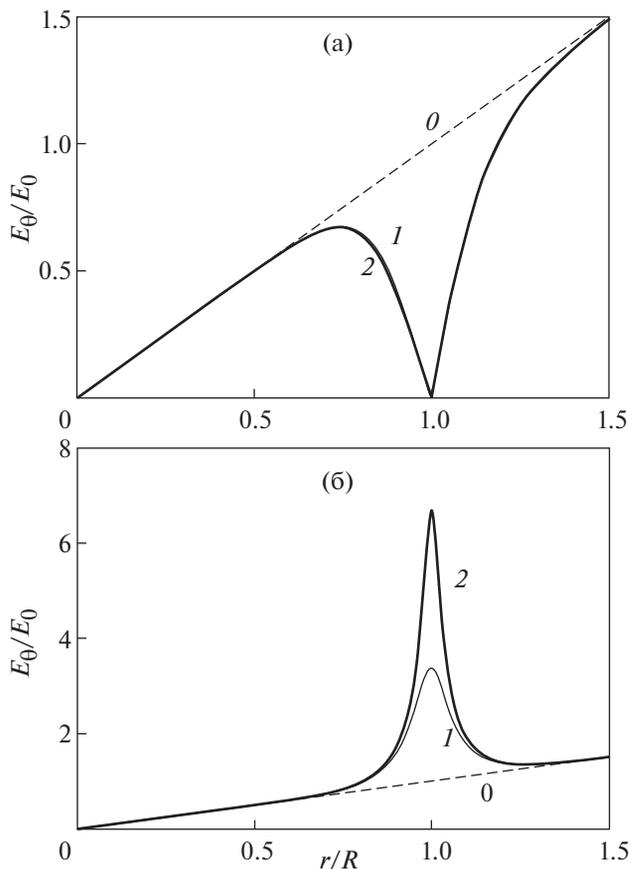


Рис. 4. Зависимость полного азимутального электрического поля от радиуса на линиях $\theta = 0$ (биссектриса пластины) (а) и $\theta = \beta/2$ (биссектриса зазора) (б). Радиус нормирован на радиус экрана, поле нормировано на E_0 : 0 — без экрана, 1 — с экраном, $N = 12$, угловой размер щелей 5.7° , 2 — с экраном, $N = 12$, угловой размер щелей 2.9° .

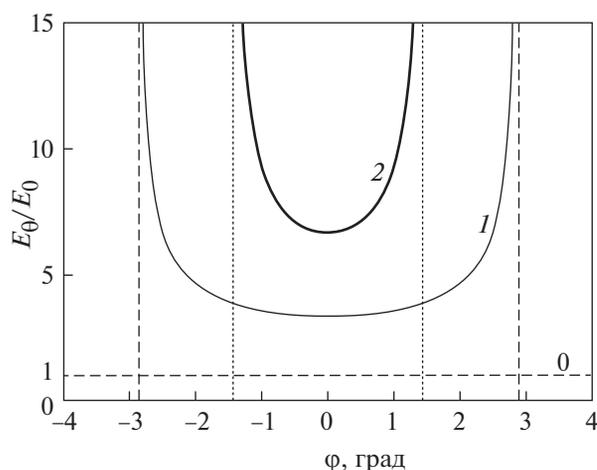


Рис. 5. Зависимость азимутального поля от угла в зазоре на радиусе экрана: 0 — без экрана, 1 — с экраном, $N = 12$, угловой размер щелей 5.7° , 2 — с экраном, $N = 12$, угловой размер щелей 2.9° . Вертикальные пунктирные линии показывают положение краев пластины экрана. Поле нормировано на E_0 .

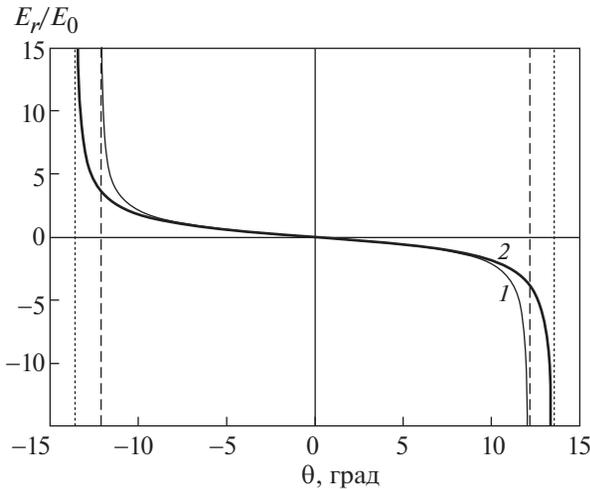


Рис. 6. Зависимость радиального электрического поля на внутренней поверхности пластины экрана от угла: 1 – $N = 12$, угловой размер щелей 5.7° , 2 – $N = 12$, угловой размер щелей 2.9° . Вертикальные пунктирные линии показывают положение краев пластины экрана. Поле нормировано на E_0 .

$E_r(r, \theta = 0) = 0$, и для полного азимутального поля получаем

$$\frac{E_\theta(r, \theta = 0)}{E_0} = \frac{r}{R} + \begin{cases} \frac{1 - h_0}{\sqrt{1 - 2h_0z + h_0^2}} - 1, & r < R, \\ -\frac{1 - h_0}{\sqrt{1 - 2h_0z + h_0^2}} - 1, & r > R. \end{cases}$$

Б. Плоскость симметрии зазора между соседними пластинами, $\theta = \beta/2$

В этом случае $h(r, \theta = \beta/2) = -h_0(r)$. Для любых r

$$\frac{E_\theta(r, \theta = \beta/2)}{E_0} = \frac{r}{R} + \frac{R}{r} \left(\frac{1 + h_0}{\sqrt{1 + 2h_0z + h_0^2}} - 1 \right). \quad (10)$$

Максимальное значение азимутального поля достигается на радиусе экрана, где $h_0 = 1$. Если ширина зазора между соседними полосами экрана по цилиндрической поверхности экрана равна d , то угловой размер полосы экрана $\alpha = \beta - d/R$, и максимальное значение поля в середине зазора равно $E_0/|\cos \pi\theta_m/\beta| = E_0/|\cos \pi\alpha/2\beta| = E_0/|\sin Nd/4R|$. В эксперименте число полос экрана N велико, а зазор между полосами много меньше ширины полос, $d \ll \alpha R$. Если при этом выполняется неравенство $Nd/4R \ll 1$, то отношение азимутального поля в зазоре к полю в отсутствие экрана равно $4R/Nd \gg 1$.

В. Поле на радиусе экрана, $r = R$

В этом случае $h(r, \theta) = e^{iN\theta}$. На внутренней поверхности пластины экрана, $r = R - 0$ и $|\theta| \leq \theta_m$,

$$E_r(R - 0, \theta) = -E_0 \frac{\sin(\pi\theta/\beta)}{\sqrt{\sin^2(\pi\theta_m/\beta) - \sin^2(\pi\theta/\beta)}}.$$

Сравнивая это выражение с формулой для распределения заряда по полосе экрана (5), видим, что $E_r(R - 0, \theta) = -2\pi\sigma(\theta)$, поэтому рис. 6 дает также картину распределения заряда. В зазоре, $\theta_m < |\theta| \leq \beta/2$, $E_r(r = R, \theta) = 0$.

Азимутальное поле на поверхности экрана равно нулю, а в зазоре между пластинами, $\theta_m < |\theta| \leq \beta/2$,

$$E_\theta(r = R, \theta) = -E_0 \frac{\sin(\pi\theta/\beta)}{\sqrt{\sin^2(\pi\theta/\beta) - \sin^2(\pi\theta_m/\beta)}},$$

т.е. неограниченно возрастает вблизи края пластины, что связано с приближением бесконечно тонкого экрана.

4. СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

Сделаем оценку влияния фарадеевского экрана для ВЧ источника слабоионизованной плазмы [5], который используется для получения пучка атомов водорода для диагностики плазмы. Параметры источника приведены в табл. 1. Давление газа в разрядной камере составляет около 10 мТорр (концентрация молекул $3.6 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$), а плотность плазмы $n_e = 0.7 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$. При этом давлении эффективная частота столкновений электронов с молекулами водорода равна $\nu_{\text{эф}} \approx 7 \times 10^7 \text{ с}^{-1}$ [17, с. 46], а частота электрон-ионных столкновений существенно меньше ($\sim 10^7 \text{ с}^{-1}$). Частота ВЧ-генератора источника ($\omega = 2.5 \times 10^7 \text{ с}^{-1}$) мала по сравнению с частотой столкновений электронов с молекулами, т.е. можно пользоваться выражением для статической проводимости плазмы. Тогда проводимость слабоионизованной плазмы $\sigma \approx n_e e^2 / m_e \nu_{\text{эф}} \approx 3 \times 10^{12} \text{ с}^{-1}$. Заметим, что вблизи экрана, на котором плотность электронов равна нулю, эта величина еще меньше. Электрическое поле антенны будет сосредоточено вблизи стенки разрядной камеры в скин-слое толщиной $\delta = c / \sqrt{2\pi\sigma\omega} \approx 1.5 \text{ см}$. Расчеты, проведенные в предыдущем разделе, показывают, что в отсутствие плазмы тонкий фарадеевский экран с щелями сильно влияет на электрическое поле только в относительно малой по радиусу зоне вблизи него. Приведенные ниже оценки показывают, что ширина этого слоя для источника плазмы [5] существенно меньше толщины скин-слоя в плазме и, следовательно, влиянием токов в плазме на поле в нем можно пренебречь. Поскольку поле зарядов сегментов экрана

Таблица 1. Параметры высокочастотного источника плазмы для инжектора нейтральных атомов [5] без экрана и с фарадеевским экраном

Параметр	без экрана	с экраном
Плотность тока ионов в плазменном эмиттере, мА/см ²	117	117
Амплитуда напряжения на антенне, В	2400	2850
Эквивалентное сопротивление плазмы, приведенное к выводам антенны, Ом	700	1000
Потребляемая мощность, кВт	4.10	4.06
Индуктивность антенны, мкГн	4.45	3.80
Резонансная частота антенного контура без плазмы, МГц	3.7	4.0
Резонансная частота антенного контура с плазмой, МГц	3.9	4.3
Эквивалентное сопротивление экрана, приведенное к выводам антенны, кОм		11
Ширина щели в экране d , см		0.3
Количество полос в экране N		16
Диаметр экрана $2R$, см		10
Потребляемая экраном мощность (без плазмы), Вт		360

потенциально, среднее по углу азимутальное электрическое поле при наличии экрана равно электрическому полю $E_0 r/R$ в его отсутствие. Поэтому средняя мощность, выделяющаяся в плазме в тонком кольцевом слое от r до $r + \Delta r$ единичной длины вдоль оси источника, слабо отличается от $\sigma(E_0 r/R)^2 2\pi r \Delta r$. Однако вблизи разрезов в экране поле сильно увеличивается, и электроны в этой малой по размеру области набирают энергию, при которой сечение ионизации существенно падает. При этом ускоренные по направлению к экрану электроны быстро теряются на нем, не успевая ионизировать газ, попадая на экран под действием сильного поля зарядов вблизи его разрезов. Вдали от разрезов и близко к поверхности экрана электрическое поле так мало, что электроны здесь не набирают энергии, нужной для ионизации газа. Это должно приводить к существенному уменьшению плотности электронов и, следовательно, к уменьшению проводимости плазмы и выделения энергии вблизи экрана. Таким образом, можно считать, что влияние экрана на генерацию плазмы сводится к отодвиганию границы эффективной ионизации плазмы от экрана на такое расстояние, где электрическое поле зарядов экрана становится меньше невозмущенного вихревого поля на данном радиусе. Это означает, что для получения той же величины электрического поля в области эффективной генерации плазмы на меньшем радиусе при работе с фарадеевским экраном необходимо большее напряжение на антенне.

Поле наведенных на пластинах зарядов дается вторым слагаемым в (10). На малом расстоянии l от радиуса экрана ($r = R - l$): $h_0(r) = (r/R)^N = (1 - l/R)^N \approx e^{-Nl/R}$. На радиусе экрана в середине

разреза $h_0 = 1$ и $E^s = E_0 \left(|\sin Nd/4R|^{-1} - 1 \right) \approx 3E_0$. Когда начинает выполняться неравенство $Nl/R \geq 1$, т.е. при $l \geq R/N \approx 3$ мм, то $h_0(r) \approx e^{-Nl/R} \ll 1$, и азимутальное поле зарядов $E^s \approx E_0 h_0 (1 - z) \approx E_0 e^{-Nl/R} 2 \cos^2 Nd/4R$. Это выражение позволяет сделать оценку расстояния l_0 , на котором поле зарядов пластин становится меньше вихревого поля, $E_0 e^{-Nl_0/R} 2 \leq E_0$: $l_0 \geq (R/N) \ln 2 \approx 2$ мм. Более точные вычисления дают $l_0 \approx 3$ мм. Под пластинами экрана полное азимутальное поле увеличивается от нуля на поверхности пластин почти до вихревого поля на таком же характерном расстоянии. Таким образом, на расстоянии l_0 от поверхности экрана поле всюду в источнике плазмы становится приблизительно равно вихревому полю в отсутствие экрана.

Без экрана плазма может генерироваться во всем объеме керамической камеры источника длиной 95 мм и внутренним радиусом 52 мм. При установке экрана плазма перестает генерироваться в наружном кольцевом слое, состоящем из вакуумного промежутка 2 мм между экраном и керамической стенкой, из самого медного экрана толщиной 1 мм и упомянутого выше слоя толщиной около 3 мм вблизи экрана, где поле сильно отличается от невозмущенного вихревого поля. То есть эффективная генерация плазмы при наличии экрана может происходить только внутри цилиндра радиусом $52 - (2 + 1 + 3) \approx 46$ мм. Считаем, что для эффективной генерации плазмы необходимо такое же электрическое поле на поверхности этого цилиндра, как в отсутствие экрана на диэлектрической стенке камеры. Учитывая, что вихревое поле пропорционально радиусу, получаем, что необходимо увеличить напряжение на

антенне от значения 2.40 кВ без экрана до $2.40(52/46) \approx 2.71$ кВ с экраном. В эксперименте потребовалось увеличить напряжение на антенне до несколько большей величины – 2.85 кВ, чтобы получить ту же самую плотность тока ионов, что и без экрана. После такого увеличения напряжения радиальный профиль плотности плазмы в области формирования ионного пучка также практически не изменился. Различие между экспериментально наблюдаемым и расчетным увеличением напряжения на антенне, необходимым для достижения прежней (без экрана) эффективности генерации плазмы, может быть частично связано также с влиянием плазмы и с конечной длиной разрядной камеры и антенны, что выходит за рамки рассматриваемой модели длинного соленоида.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В квазистационарном приближении (поперечные размеры системы много меньше характерной длины волны) рассмотрена двумерная задача о влиянии пассивных проводников на распределение электрического поля внутри соленоида с переменным током. Задача об экранировании сводится к отысканию распределения поверхностного заряда на проводниках экрана, наводящегося под действием электрического поля антенны. Получено точное решение задачи о нахождении полей внутри тонкого цилиндрического экрана с произвольным числом одинаковых продольных разрезов конечной ширины внутри соленоида с переменным током. Показано, что в случае фарадеевского экрана малой толщины с большим числом узких продольных разрезов вакуумное азимутальное поле в основном объеме ВЧ-источника слабо отличается от поля антенны в отсутствие экрана. Экран оказывает сильное влияние на распределение поля только в тонком слое вблизи экрана, объем которого мал относительно полного объема источника. В этой области генерация плазмы затруднена из-за сильного локального увеличения электрического поля, ускоряющего электроны до энергий, при которых сечение ионизации резко падает. Кроме того, эксперимент показал, что для работы ВЧ-источника с экраном требуется повышать напряжение

на внешней антенне, но экран не влияет заметным образом на радиальное распределение плазмы в источнике в области формирования ионного пучка.

Авторы выражают благодарность д.ф.-м.н. В.И. Давыденко за интерес к работе и полезные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Hopwood J.* // Plasma Sources Sci. Technol. 1992. V. 1. P. 109.
2. *Okumura T.* // Phys. Res. Int. 2010. V. 2010. P. 164249.
3. *Speth E. and NBI-Team* // Plasma Sci. Technol. 2004. V. 6. P. 2135.
4. *Kraus W., Fantz U., Franzen P., Fröschle M., Heinemann B., Riedl R., Wunderlich D.* // Rev. Sci. Instrum. 2012. V. 83. P. 02B104.
5. *Ivanov A.A., Davydenko V.I., Deichuli P.P., Kreter A., Mishagin V.V., Podminogin A.A., Shikhovtsev I.V., Schweer B., Uhlemann R.* // Rev. Sci. Instrum. 2000. V. 71. P. 3728.
6. *Иванов А.А., Шиховцев И.В., Подыминогин А.А., Авербух И.И., Ахметов Т.Д., Давыденко В.И., Дейчули П.П.* // Физика плазмы. 2002. Т. 28. С. 221.
7. *Иванов А.А., Подыминогин А.А., Шиховцев И.В.* // ЖТФ. 2007. Т. 77. С. 104.
8. *Grosser J., Schulz H.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1989. V. 22. P. 723.
9. *Faulconer D.W.* // J. Appl. Phys. 1983. V. 54. P. 3810.
10. *Smithe D.N., Kashuba R.J., Kammash T.* // J. Appl. Phys. 1986. V. 59. P. 3980.
11. *Тунов М.А.* // Вестник НГУ. Серия: Физика. 2014. Т. 9. С. 36.
12. *Zhang L.G., Chen D.Z., Li D., Liu K.F., Li X.F., Pan R.M., Fan M.W.* // Fusion Eng. Des. 2016. V. 103. P. 74.
13. *Бухгольц Г.* Расчет электрических и магнитных полей. М.: ИЛ, 1961. 712 с.
14. *Мусхелишвили Н.* Сингулярные интегральные уравнения. М.: Наука, 1968. 512 с.
15. *Полянин А.Д., Манжиров А.В.* Справочник по интегральным уравнениям. М.: Физматлит, 2003. 608 с.
16. *Градштейн И.С., Рыжик И.М.* Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М.: Физматгиз, 1963. 1100 с.
17. *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. Долгопрудный: Издательский дом "Интеллект", 2009. 736 с.

ВЛИЯНИЕ НАГРЕВА ГАЗА НА РАСПАД ПЛАЗМЫ С ГИДРАТИРОВАННЫМИ ИОНАМИ ПОСЛЕ ВЫСОКОВОЛЬТНОГО НАНОСЕКУНДНОГО РАЗРЯДА

© 2021 г. М. А. Попов^a, Е. М. Анохин^a, И. В. Кочетов^{b, c},
А. Ю. Стариковский^d, Н. Л. Александров^{a, *}

^a Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия

^b ГНЦ РФ “Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований”, Москва, Россия

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

^d Принстонский университет, Принстон, NJ08544, США

*e-mail: nick_aleksandrov@mail.ru

Поступила в редакцию 04.02.2021 г.

После доработки 15.02.2021 г.

Принята к публикации 16.02.2021 г.

Выполнено экспериментальное и теоретическое исследование распада плазмы в послесвечении высоковольтного наносекундного разряда в газообразных смесях $\text{H}_2\text{O} : \text{O}_2$ при температурах от 300 до 600 К и давлениях от 2 до 6 Торр. С помощью СВЧ-интерферометра исследована динамика изменения плотности электронов при распаде плазмы в диапазоне от 2×10^{12} до 10^{11} см^{-3} . Из обработки экспериментальных данных получены эффективные коэффициенты электрон-ионной рекомбинации. Эти коэффициенты существенно превышали коэффициенты рекомбинации для простых ионов, увеличивались со временем и с давлением при распаде плазмы и уменьшались при нагреве газа. В рамках нульмерного приближения выполнено численное моделирование кинетики распада плазмы в смесях $\text{H}_2\text{O} : \text{O}_2$ с учетом их нагрева и изменения ионного состава плазмы в послесвечении разряда. Расчеты показали, что полученные в эксперименте закономерности связаны с образованием в послесвечении разряда гидратированных ионов, рекомбинация с которыми более эффективна, чем с простыми молекулярными ионами. Из анализа результатов расчетов сделан вывод о том, что влияние нагрева газа на распад плазмы определяется, прежде всего, замедлением образования сложных гидратированных ионов и в меньшей степени – уменьшением коэффициентов рекомбинации электронов с конкретными ионами.

Ключевые слова: распад плазмы, гидратированные положительные ионы, высоковольтный наносекундный разряд, электрон-ионная рекомбинация

DOI: 10.31857/S0367292121070131

1. ВВЕДЕНИЕ

Неравновесная разрядная плазма в парах воды и H_2O -содержащих газовых смесях может быть создана в атмосферных условиях и при развитии разрядов около поверхности воды (газовые разряды с жидкими электродами, в газовых пузырях и пене). Плазма такого типа образуется при очистке воздуха от вредных примесей, в плазменной медицине, стимулированном плазмой горении и ряде других приложений [1–6]. Поэтому в настоящее время интенсивно ведутся работы по численному моделированию кинетических свойств разрядной плазмы, включая кинетику ионов, в газовых смесях с парами воды. Расчеты такого типа выполнены для плазмы в парах воды [7–9], во влажном воздухе (см., например, [10–12]), в ды-

мовых газах (например, [13]), в смесях $\text{He} : \text{H}_2\text{O}$ [14], $\text{He} : \text{O}_2$ с малой добавкой влажного воздуха [15], $\text{Ar} : \text{H}_2\text{O}$ [16, 17] и смеси Ar с влажным воздухом [18]. Во многих случаях температура газа, в котором создается плазма, оказывается существенно больше 300 К. Это происходит, например, при генерации плазмы в дымовых газах, при стимулированном плазмой воспламенении и во время развития достаточно мощных разрядов, в частности, при стримерно-лидерном переходе и развитии лидерного разряда в воздухе [19, 20].

При моделировании свойств неравновесной плазмы в качестве входных параметров используются константы скорости элементарных процессов, в том числе процессов рождения и гибели заряженных частиц. Одним из основных каналов

гибели заряженных частиц в молекулярной плазме является диссоциативная рекомбинация электронов с положительными молекулярными ионами. Если в газовой смеси содержатся пары воды, то в плазме обычно среди положительных ионов доминируют кластерные (гидратированные) ионы $\text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})_k$ [11, 13, 14, 16–20]. Коэффициенты диссоциативной рекомбинации для таких ионов измерялись по скорости распада плазмы [21–24], а сечения рекомбинации в данном процессе определялись в экспериментах с накопительными кольцами [25–27]. Эксперименты, как правило, проводились при комнатной температуре газа. Нагрев газа может влиять на скорость гибели заряженных частиц в плазме с гидратированными ионами по нескольким каналам. С одной стороны, уменьшаются коэффициенты электрон-ионной рекомбинации из-за нагрева электронов. С другой стороны, может меняться ионный состав, поскольку константы скорости образования и распада гидратированных ионов зависят от температуры газа. Температурные зависимости этих констант скорости известны недостаточно хорошо [10], и они могут отличаться друг от друга при изменении состава газовых смесей. В частности, гидратированные ионы образуются в тройных столкновениях, константы скорости которых зависят от сорта третьего тела. Поэтому состав гидратированных ионов может быть разным для разных газовых смесей.

В данной работе экспериментально и теоретически исследуется влияние нагрева газа в смесях $\text{H}_2\text{O} : \text{O}_2$ на скорость распада плазмы после высоковольтного наносекундного разряда в условиях, когда гибель заряженных частиц определяется диссоциативной рекомбинацией электронов с гидратированными ионами. Моделирование кинетики распада в условиях эксперимента позволяет определить основные причины воздействия нагрева газа на скорость гибели заряженных частиц. Процессы, доминирующие при распаде плазмы в данной смеси, напоминают собой процессы, идущие в послесвечении разрядов во влажном воздухе. Действительно, в сухом воздухе из-за быстрой перезарядки азотных ионов на молекулах O_2 обычно преобладают кислородные ионы [12, 19]. При добавлении же в воздух паров воды в результате ионно-молекулярных процессов положительные кислородные ионы превращаются в гидратированные ионы [10–12]. Поэтому результаты данной работы могут быть использованы и при исследовании свойств неравновесной разрядной плазмы в нагретом влажном воздухе.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Настоящий эксперимент выполнен на установке, являющейся модификацией эксперимен-

тальной установки, на которой ранее исследовался распад пространственно однородной плазмы высоковольтного наносекундного разряда в различных условиях [24, 28–33]. Главное отличие этой работы от предыдущих состоит в том, что прежние исследования были выполнены при комнатной температуре газа в короткой (межэлектродное расстояние 20 см) разрядной трубке. Новое же исследование было проведено в кварцевой разрядной трубке длиной 1 м, что позволило нагревать газ в середине трубки до 600 К. При этом до начала эксперимента газовая смесь медленно напускалась до заданного давления в трубку, поддерживаемую при постоянной повышенной температуре. Наносекундный разряд зажигался в замкнутом объеме без протока газа. Нагрев газа влиял на свойства распадающейся плазмы вследствие увеличения средней энергии электронов и изменения ионного состава. Используемая в данной работе установка с нагревом газа уже была опробована при исследовании влияния нагрева топливо-кислородных смесей на скорость распада плазмы в них в импульсно-периодическом разряде [34]. В отличие от этого исследования, в данной работе изучался распад плазмы после одиночного импульса напряжения и рассматривались смеси $\text{H}_2\text{O} : \text{O}_2$, а не топливо-содержащие смеси.

На рис. 1 приведена используемая в данной работе экспериментальная установка. Разряд зажигался в кварцевой трубке с внутренним диаметром 42 мм. Металлические электроды располагались с концов трубки. Высоковольтный электрод представлял собой конус с углом раствора 60° , а в качестве низковольтного электрода использовалось заземленное кольцо, которое располагалось на расстоянии 90 см от высоковольтного электрода. Эксперименты проводились в газообразных смесях $\text{H}_2\text{O} : \text{O}_2$ при температурах от 300 до 600 К и давлениях от 2 до 6 Торр. Для инициирования разряда использовался импульс напряжения с амплитудой 30 кВ (на высоковольтном электроде). Ширина импульса на полувысоте была 25 нс, а время нарастания переднего фронта — 5 нс. Удельный энерговыход разряда в газ измерялся с помощью шунта обратного тока и составлял не более 0.01 эВ на молекулу.

Средняя часть разрядной трубки нагревалась с помощью электрического нагревателя, расположенного на ее внешней поверхности на некотором (более 30 см) удалении от концов трубки, которые оставались холодными. Температура измерялась внутри трубки (без разряда) и на внешней поверхности трубки (во время и после разряда) с помощью термомпары. Температура внутри трубки также контролировалась при численном решении уравнения теплопроводности в диагностической области трубки вблизи ее середины. Неод-

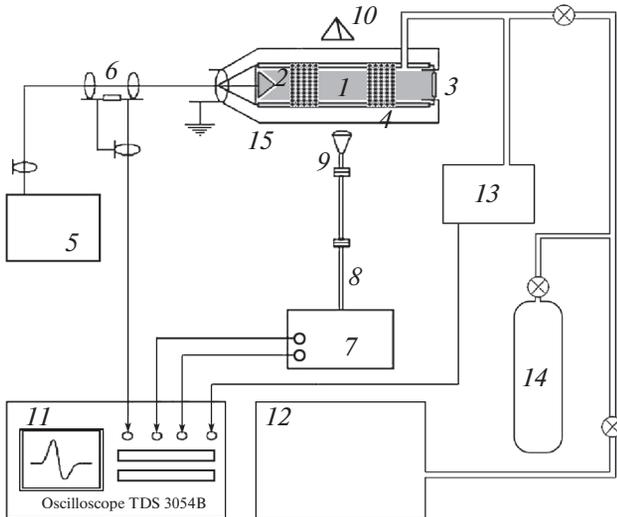


Рис. 1. Экспериментальная установка. 1 – кварцевая трубка, 2 – высоковольтный электрод, 3 – низковольтный электрод, 4 – нихромовая проволока, 5 – высоковольтный генератор, 6 – шунт обратного тока, 7 – СВЧ-интерферометр, 8 – волновод, 9 – рупорная антенна, 10 – уголковый отражатель, 11 – осциллограф, 12 – вакуумный насос, 13 – датчик давления, 14 – баллон с исследуемым газом или газовой смесью, 15 – металлический экран.

нородность газовой температуры в этой области не превышала 10 К.

Концентрация электронов в послесвечении разряда измерялась СВЧ-интерферометром с несущей частотой 94 ГГц, что соответствует длине волны 3 мм. Измерения проводились при распаде плазмы в диапазоне от 2×10^{12} до 10^{11} см^{-3} в поперечном направлении относительно оси разрядной трубки в точке, равноудаленной от электродов. СВЧ-излучение с помощью рупорной антенны на конце волновода направлялось в диагностируемую область плазмы. Этот пучок после прохождения объема плазмы попадал в уголковый отражатель, расположенный по другую сторону разрядной трубки и, повторно пройдя через плазму, снова попадал в волновод. В волноводе формировалась стоячая волна, представляющая собой сумму падающей и отраженной волн. Сдвиг фазы отраженной волны зависел от концентрации электронов плазмы. По этому сдвигу фазы и определялись значения концентрации электронов в зависимости от времени при распаде плазмы в послесвечении разряда [35]. Погрешность измерений концентрации электронов не превосходила 30%.

На рис. 2 приведены результаты измерения плотности электронов в послесвечении разряда, зажигаемого при различных давлениях и температурах в смесях $\text{H}_2\text{O} : \text{O}_2$. Из полученных данных следует, что нагрев газа до 600 К приводит к суще-

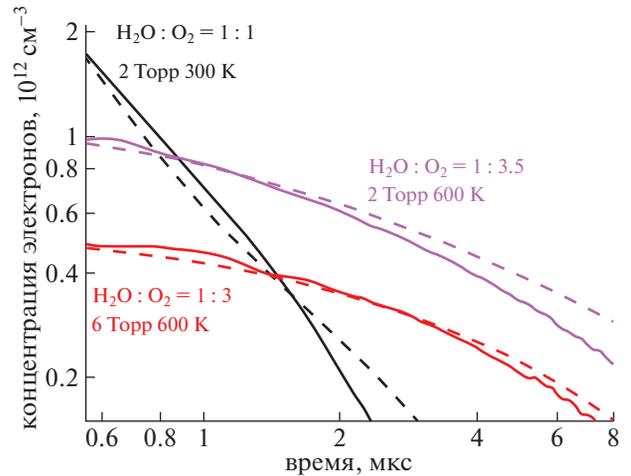


Рис. 2. Динамика изменения плотности электронов во время распада плазмы в смесях $\text{H}_2\text{O} : \text{O}_2$. Сплошные кривые – эксперимент, штриховые кривые – расчет.

ственному замедлению скорости распада плазмы. Как будет видно из дальнейшего анализа, в рассматриваемых условиях основным каналом гибели заряженных частиц является диссоциативная рекомбинация электронов с положительными молекулярными ионами. Скорость рекомбинации зависит от концентрации электронов и ионов. Поскольку начальная концентрация электронов зависит от газовых параметров, то о скорости распада плазмы удобнее следить по коэффициенту рекомбинации.

Если гибель электронов определяется парной электрон-ионной рекомбинацией, и коэффициент рекомбинации α_r не меняется со временем, то эволюция концентрации электронов n_e во времени описывается простым соотношением

$$1/n_e(t) = 1/n_e(0) + \alpha_r t, \quad (1)$$

где $n_e(0)$ – концентрация электронов при $t = 0$. Согласно (1) при $\alpha_r = \text{const}$ обратная концентрация электронов в зависимости от времени должна представлять собой прямую линию, по наклону которой можно определять величину α_r . Ее также можно найти из соотношения $\alpha_r = (n_e \tau_{1/2})^{-1}$, где $\tau_{1/2}$ – время, за которое концентрация электронов уменьшается в 2 раза. Коэффициент рекомбинации может зависеть от времени при изменении со временем эффективной электронной температуры T_e или состава положительных ионов. В этом случае можно ввести эффективный коэффициент рекомбинации на основе соотношения $\alpha_{\text{eff}} = (n_e \tau_{1/2})^{-1}$. Этот коэффициент в общем случае меняется со временем и показывает эффективность гибели заряженных частиц при парной рекомбинации.

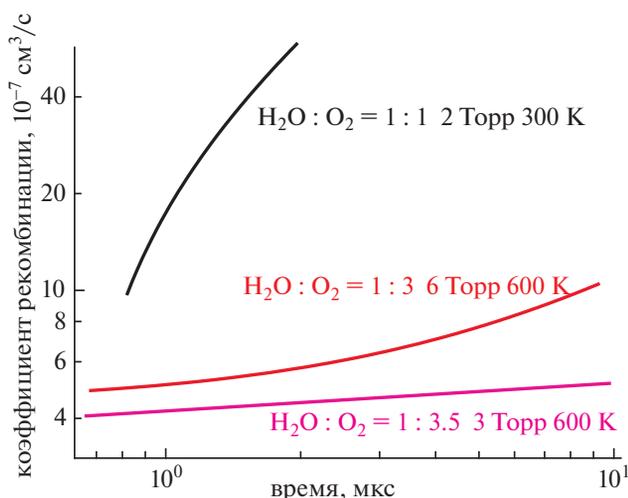


Рис. 3. Временная зависимость эффективного коэффициента рекомбинации при распаде плазмы в смесях $\text{H}_2\text{O} : \text{O}_2$.

На рис. 3 приведены зависимости эффективного коэффициента рекомбинации α_{eff} от времени, полученные по представленным на рис. 2 экспериментальным данным для концентрации электронов. Из приведенных кривых следует, что этот коэффициент значительно больше коэффициентов рекомбинации тепловых электронов с простыми молекулярными ионами (которые при температуре электронов $T_e = 300$ К обычно гораздо меньше 10^{-6} $\text{см}^3/\text{с}$), существенно снижается при нагреве газа в два раза до 600 К, а также увеличивается со временем и с ростом давления газа при 600 К.

3. ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ И ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Оценки показывают, что в рассматриваемых условиях основным каналом гибели электронов является диссоциативная рекомбинация электронов с молекулярными ионами, которые могут быть простыми или кластерными. Прилипание электронов к молекулам может влиять на скорость распада плазмы только на поздних стадиях послесвечения разряда. Диффузионным уходом заряженных частиц на стенки камеры здесь можно пренебречь, так как время диффузии плазмы в рассматриваемых условиях значительно больше характерного времени распада плазмы. Наблюдаемый в эксперименте рост эффективного коэффициента рекомбинации со временем и с давлением газа мог бы быть связан с медленной релаксацией эффективной электронной температуры T_e в послесвечении разряда и с изменением состава положительных ионов (прежде всего — кластеризацией) при распаде плазмы.

Чтобы оценить эффект замедленной релаксации T_e , были проведены расчеты динамики изменения этой величины во время распада плазмы. Для этого в нульмерном приближении численно решалось уравнение баланса энергии электронов [29, 30]

$$\frac{dT_e}{dt} = -\nu_e(T_e - T) - \frac{2}{3}T_e^2 \times \left[\sum_j \frac{d\alpha_{rj}}{dT_e} n_j + \sum_j \left(\frac{d\alpha_{3j}}{dT_e} - \alpha_{3j} \frac{I}{T_e^2} \right) n_e n_j \right] \quad (2)$$

совместно с уравнениями баланса для электронов и ионов. Здесь ν_e — частота релаксации энергии электронов в столкновениях с молекулами, T — температура газа, n_e — концентрация электронов, n_j — концентрация положительных ионов j -го сорта, α_{rj} и α_{3j} — коэффициенты диссоциативной и тройной электрон-ионной рекомбинации электронов с ионами j -го сорта, I — энергия, приобретаемая свободными электронами при тройной электрон-ионной рекомбинации. Первый член в правой части (2) описывает охлаждение электронов в столкновениях с молекулами, а второй — “рекомбинационный” нагрев электронов из-за того, что этот процесс приводит к убыли электронов с низкими энергиями, тем самым повышая среднюю энергию оставшихся электронов. Используемая в расчетах кинетическая схема и константы скорости будут приведены ниже. Частоты релаксации ν_e для H_2O и O_2 брались из [24], а величина I полагалась равной 0.136 эВ [36].

На рис. 4 приведена динамика изменения эффективной температуры электронов со временем при распаде плазмы в послесвечении разряда в рассматриваемых условиях. При этом начальная температура электронов полагалась равной 10 эВ. Эта величина известна плохо, но время релаксации температуры электронов от нее зависит слабо, поскольку частоты релаксации при больших энергиях электронов, когда они теряют энергию в основном в результате возбуждения электронных уровней молекул, велики. Основное же время релаксации определяется потерей энергии уже достаточно охлажденных электронов, когда они могут возбудить только колебательные и вращательные состояния молекул. Как следует из рис. 4, релаксация T_e заканчивается за 0.1 мкс, что заметно меньше характерных времен распада плазмы в изучаемых условиях (см. рис. 2). Это в значительной степени связано с тем, что эффективность колебательного и вращательного возбуждения молекул H_2O электронным ударом аномально высока из-за их большого постоянного дипольного момента. Таким образом, можно сделать вывод о том, что распад плазмы в эксперименте происходит при $T_e = T$.

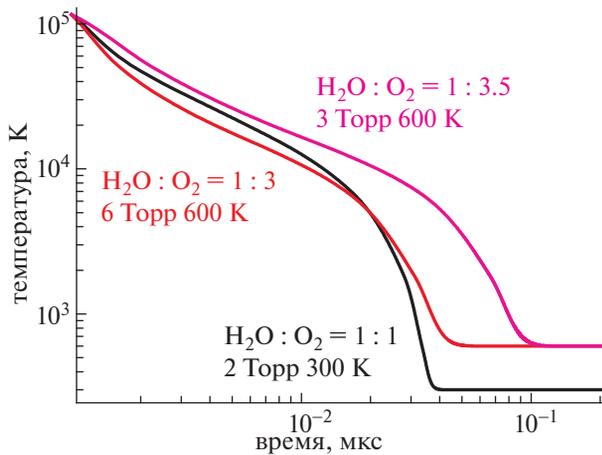


Рис. 4. Динамика релаксации эффективной температуры электронов в смесях $\text{H}_2\text{O} : \text{O}_2$.

Наблюдаемый рост эффективного коэффициента рекомбинации со временем и с давлением газа может быть вызван образованием кластерных ионов, для которых скорость диссоциативной рекомбинации значительно больше, чем скорость рекомбинации для простых молекулярных ионов [37–39].

Чтобы анализировать ионный состав плазмы в послесвечении разряда, необходимо знать, какие ионы образуются во время разряда, и как происходит их преобразование в послесвечении разряда. Для определения ионного состава во время разряда были проведены расчеты парциальных коэффициентов ионизации электронным ударом в изучаемых газовых смесях в зависимости от приведенного электрического поля E/N (N — концентрация нейтральных частиц). Энергетическое распределение электронов определялось из численного решения уравнения Больцмана в двухчленном приближении с использованием численного кода EEDF [40]. В качестве входных данных при расчете использовался самосогласованный набор электронных сечений рассеяния на молекулах H_2O и O_2 . Ссылки на источники данных по этим сечениям приведены в [41].

На рис. 5 представлены вычисленные парциальные коэффициенты ионизации в смесях $\text{H}_2\text{O} : \text{O}_2 = 1 : 1$ и $\text{H}_2\text{O} : \text{O}_2 = 1 : 3$ в зависимости от приведенного электрического поля E/N . Ссылки на использованные парциальные сечения ионизации молекул H_2O и O_2 электронным ударом представлены в [24]. Значения E/N в эксперименте лежат в диапазоне 500–700 Тд. Как следует из рисунка, коэффициенты ионизации с образованием ионов O_2^+ и H_2O^+ близки друг другу и примерно на порядок величины больше коэффициентов ионизации с образованием других ионов.

Поэтому в данной работе в качестве исходного ионного состава перед началом распада плазмы полагался состав, в котором доли ионов O_2^+ и H_2O^+ соотносились между собой как частоты ионизации соответствующих молекул электронным ударом. Образованием же других положительных ионов во время разряда пренебрегалось. Полная концентрация положительных ионов к началу распада плазмы полагалась равной начальной концентрации электронов, которая бралась из измерений.

Кинетическая схема, описывающая преобразование ионов в послесвечении разряда, была в основном взята из [34] и приведена в таблице 1. Эта схема включает в себя парные ионно-молекулярные процессы, трехчастичное образование кластерных ионов, электрон-ионную рекомбинацию, рекомбинацию положительных и отрицательных ионов, прилипание электронов к молекулам и отлипание электронов от отрицательных ионов. Процессами, обратными образованию кластерных ионов, пренебрегалось, поскольку в рассматриваемых условиях их скорость была на несколько порядков величины меньше скорости электрон-ионной рекомбинации.

Из численного решения уравнений баланса электронов и ионов совместно с уравнением (2) определялась эволюция концентрации заряженных частиц в процессе распада плазмы. Результаты расчета для концентрации электронов на рис. 2 сравниваются с экспериментальными данными. Как следует из этого сравнения, расчет с хорошей точностью воспроизводит все полученные в эксперименте закономерности.

Для выяснения механизмов наблюдаемого влияния нагрева газа на скорость распада плазмы был выполнен анализ ионного состава плазмы в послесвечении разряда и частот гибели электронов по различным каналам. На рис. 6 представлены результаты расчета эволюции во времени концентраций различных ионов при распаде плазмы после разряда в смеси $\text{H}_2\text{O} : \text{O}_2 = 1 : 1$ при 2 Торр и 300 К, а также в смеси $\text{H}_2\text{O} : \text{O}_2 = 1 : 3$ при 6 Торр и 600 К. Там же для сравнения приведена концентрация электронов. Наибольшее влияние на ионный состав оказывает изменение температуры.

Образующиеся в разряде ионы O_2^+ и H_2O^+ за время его действия (25 нс) не успевают вступить в какие-либо реакции. Это происходит уже в послесвечении разряда. Как следует из рис. 6а, при 300 К концентрация электронов снижается от начальной до 10^{11} см^{-3} (предельно малая измеряемая в эксперименте величина n_e) во временном диапазоне $0.1 < t < 3.4$ мкс. При этом господствующими являются ионы O_2^+ , а ионы H_2O^+ в ионно-молекулярных процессах превращаются в гидрати-

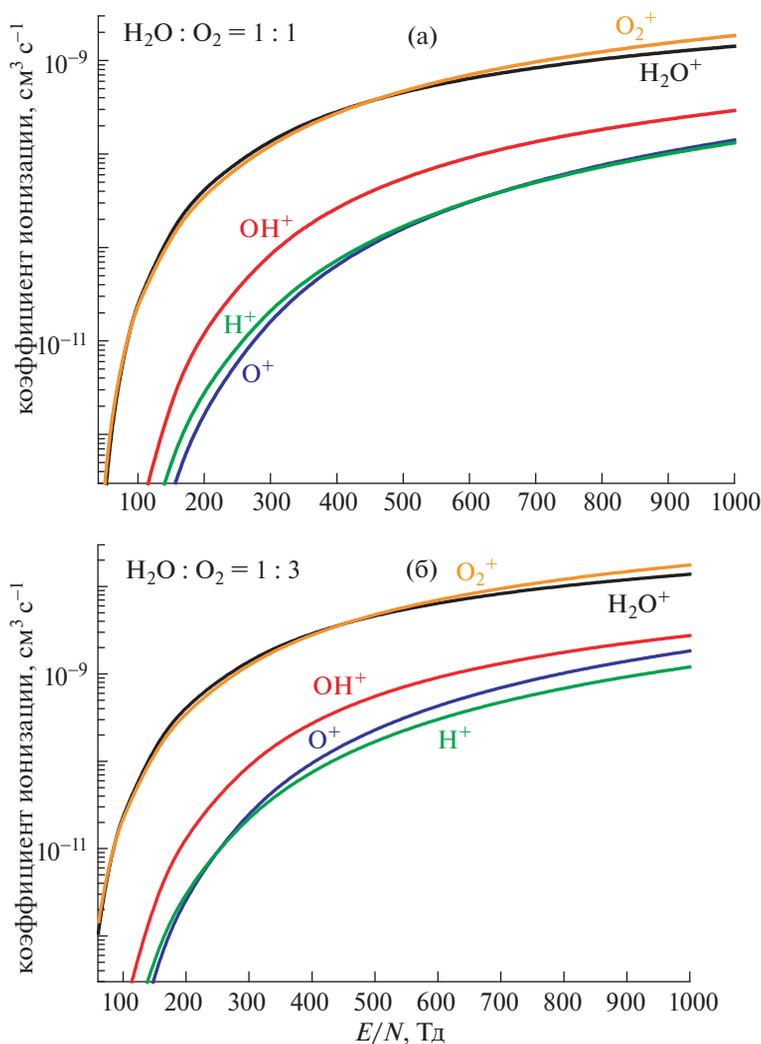


Рис. 5. Парциальные коэффициенты ионизации в смесях $\text{H}_2\text{O}:\text{O}_2 = 1:1$ (а) и $\text{H}_2\text{O}:\text{O}_2 = 1:3$ (б) в зависимости от приведенного электрического поля.

рованные ионы $\text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})_k$, причем со временем эти ионы усложняются: k увеличивается от 0 до 3. Это приводит к увеличению коэффициента диссоциативной рекомбинации электронов с такими ионами (реакции (R21) в таблице 1). При нагреве газа до 600 К согласно данным на рис. 6б концентрация электронов начинает меняться и падает до 10^{11} cm^{-3} во временном диапазоне $0.6 < t < 10$ мкс.

Здесь также основным ионом остается O_2^+ , а ионы H_2O^+ превращаются только в ионы H_3O^+ и $\text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})$, концентрация которых достаточно мала. Кроме того, на временах $t > 2$ мкс становится значительной концентрация ионов O_2^- , что указывает на важность прилипания электронов к молекулам O_2 .

На рис. 7 приведены результаты расчета динамики изменения частот гибели электронов по

разным каналам рекомбинации и прилипания для тех же условий, что и на рис. 6. Хотя основным ионом везде во время распада является ион O_2^+ , но при 300 К он дает основной вклад в гибель электронов только при $t < 0.4$ мкс. На этих временах происходит тройная электрон-ионная рекомбинация, а концентрация электронов уменьшается в 2 раза. На более поздних временах основным каналом гибели заряженных частиц становится диссоциативная рекомбинация электронов с гидратированными ионами $\text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})_k$, для которых коэффициенты рекомбинации гораздо больше аналогичной величины для иона O_2^+ . Размер гидратированных ионов и скорость рекомбинации с ними увеличиваются со временем. Из-за этого и резко растет во времени эффективный коэффициент рекомбинации (см. рис. 3). При на-

Таблица 1. Кинетическая схема и константы скорости элементарных процессов в плазме в газовых смесях H_2O : O_2 (T и T_e в К, M – любая молекула)

№	Процесс	Константа скорости, $\text{см}^3/\text{с}$, $\text{см}^6/\text{с}$ (*)	Ссылки
Парные ионно-молекулярные процессы			
R1	$\text{O}_4^+ + \text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{O}_2^+(\text{H}_2\text{O}) + \text{O}_2$	1.7×10^{-9}	[42]
R2	$\text{O}_2^+(\text{H}_2\text{O}) + \text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{H}_3\text{O}^+ + \text{O}_2 + \text{OH}$	3×10^{-10}	[42]
R3	$\text{O}_2^+(\text{H}_2\text{O}) + \text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{H}_3\text{O}^+(\text{OH}) + \text{O}_2$	1.9×10^{-9}	[42]
R4	$\text{H}_2\text{O}^+ + \text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{H}_3\text{O}^+ + \text{OH}$	$2.1 \times 10^{-9}(300/T)^{0.5}$	[43]
R5	$\text{H}_2\text{O}^+ + \text{O}_2 \rightarrow \text{O}_2^+ + \text{H}_2\text{O}$	4.1×10^{-10}	[10]
R6	$\text{H}_3\text{O}^+(\text{OH}) + \text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O}) + \text{OH}$	3×10^{-9}	[42]
Трехчастичное образование кластерных ионов			
R7	$\text{O}_2^+ + \text{O}_2 + M \rightarrow \text{O}_4^+ + M$	$4 \times 10^{-30}(300/T)^{2.9}$ (*)	[10]
R8	$\text{O}_2^+ + \text{H}_2\text{O} + M \rightarrow \text{O}_2^+(\text{H}_2\text{O}) + M$	$2.6 \times 10^{-28}(300/T)^4$ (*)	[10]
R9	$\text{H}_3\text{O}^+ + \text{H}_2\text{O} + M \rightarrow \text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O}) + M$	$4.5 \times 10^{-27}(300/T)^3$ (*)	[44]
R10	$\text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O}) + \text{H}_2\text{O} + M \rightarrow \text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})_2 + M$	$7.4 \times 10^{-27}(300/T)^{7.5}$ (*)	[10]
R11	$\text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})_2 + \text{H}_2\text{O} + M \rightarrow \text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})_3 + M$	$2.5 \times 10^{-27}(300/T)^{8.1}$ (*)	[10]
R12	$\text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})_3 + \text{H}_2\text{O} + M \rightarrow \text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})_4 + M$	$3.3 \times 10^{-28}(300/T)^{14}$ (*)	[10]
R13	$\text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})_4 + \text{H}_2\text{O} + M \rightarrow \text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})_5 + M$	$4.0 \times 10^{-29}(300/T)^{15.3}$ (*)	[10]
R14	$\text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})_5 + \text{H}_2\text{O} + M \rightarrow \text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})_6 + M$	$4.5 \times 10^{-30}(300/T)^{16}$ (*)	[10]
Электрон-ионная рекомбинация			
R15	$e + \text{O}_2^+ \rightarrow \text{O} + \text{O}$	$1.81 \times 10^{-7}(300/T_e)^{0.63}$	[45]
R16	$e + \text{O}_4^+ \rightarrow \text{O}_2 + \text{O}_2$	$4.2 \times 10^{-6}(300/T_e)^{0.5}$	[38]
R17	$e + \text{O}_2^+(\text{H}_2\text{O}) \rightarrow \text{O}_2 + \text{H}_2\text{O}$	$3 \times 10^{-7}(300/T_e)^{0.5}$	[7]
R18	$e + \text{H}_3\text{O}^+ \rightarrow \text{neutrals}$	$8.0 \times 10^{-7}(300/T_e)^{0.8}$	[38]
R19	$e + \text{H}_2\text{O}^+ \rightarrow \text{neutrals}$	$4.3 \times 10^{-7}(300/T_e)^{0.7}$	[38]
R20	$e + \text{H}_3\text{O}^+(\text{OH}) \rightarrow \text{neutrals}$	$2 \times 10^{-6}(300/T_e)^{0.5}$	[7]
R21	$e + \text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})_k \rightarrow \text{H} + (k+1)\text{H}_2\text{O}$	$(0.5 + 2k) \times 10^{-6}(300/T_e)^{0.5}$ ($k = 1-6$)	[23]
R22	$e + \text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})_k + \text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{H} + (k+2)\text{H}_2\text{O}$	$2.7 \times 10^{-23}(300/T_e)^2$ (*)	[46]
R23	$2e + M^+ \rightarrow e + M$	$1.0 \times 10^{-19}(300/T_e)^{4.5}$ (*)	[47]
R24	$2e + \text{O}_2^+ \rightarrow e + \text{O}_2$	$1.0 \times 10^{-18}(300/T_e)^2$ (*)	[31]
Ион-ионная рекомбинация			
R25	$\text{O}_2^- + M^+ \rightarrow \text{O}_2 + M$	$2 \times 10^{-7}(300/T)^{0.5}$	[47]
R26	$\text{O}_2^- + M^+ + M \rightarrow \text{O}_2 + 2M$	$2 \times 10^{-25}(300/T)^{2.5}$ (*)	[47]
Прилипание и отлипание электронов			
R27	$e + \text{O}_2 + \text{O}_2 \rightarrow \text{O}_2^- + \text{O}_2$	$1.4 \times 10^{-29}(300/T)\exp(-600/T)$ (*)	[47]
R28	$e + \text{O}_2 + \text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{O}_2^- + \text{H}_2\text{O}$	$1.0 \times 10^{-28}(300/T)\exp(-600/T)$ (*)	[47, 48]
R29	$\text{O}_2^- + \text{O}_2 \rightarrow \text{O}_2 + \text{O}_2 + e$	$2.7 \times 10^{-10}(T/300)^{0.5}\exp(-5590/T)$	[47]

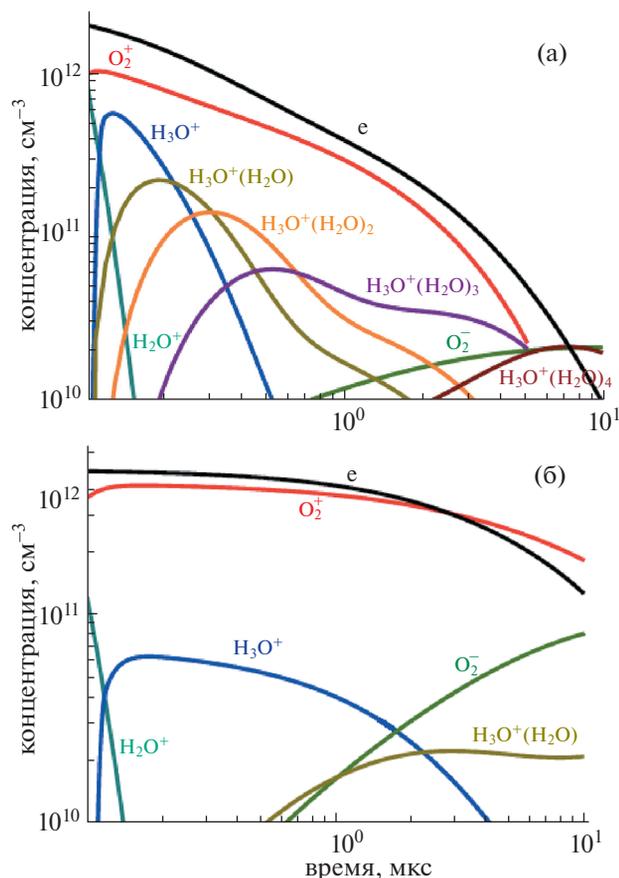


Рис. 6. Изменение со временем плотности ионов и электронов в послесвечении разряда в смесях $\text{H}_2\text{O} : \text{O}_2 = 1 : 1$ при 2 Торр и 300 К (а) и $\text{H}_2\text{O} : \text{O}_2 = 1 : 3$ при 6 Торр и 600 К (б).

греве газа до 600 К тройная рекомбинация из-за сильной температурной зависимости ее коэффициента оказывается неэффективной. Частота тройной рекомбинации ионов O_2^+ становится сравнимой с частотами диссоциативной рекомбинации этих ионов и частотой тройного прилипания электронов к O_2 . При этом на временах $t < 0.6$ мкс практически нет распада плазмы, и концентрация электронов почти не меняется. Распад начинается при $t > 0.6$ мкс, когда образуется достаточно много ионов $\text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})$. Скорость распада контролируется диссоциативной рекомбинацией с этими ионами, а также тройным прилипанием к O_2 и, в меньшей степени, диссоциативной рекомбинацией с O_2^+ .

Таким образом, при 300 К основной распад плазмы происходит при диссоциативной рекомбинации электронов со сложными гидратированными ионами, которые образуются в послесвечении разряда. Нагрев газа до 600 К препятствует образованию этих ионов из-за аномально резкой

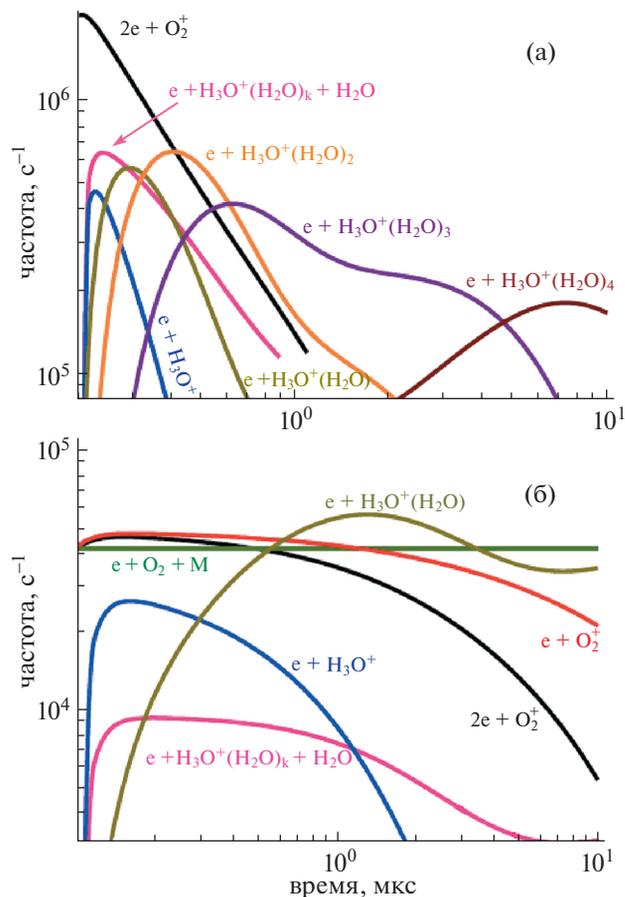


Рис. 7. Изменение со временем частот гибели электронов по различным каналам в послесвечении разряда в смесях $\text{H}_2\text{O} : \text{O}_2 = 1 : 1$ при 2 Торр и 300 К (а) и $\text{H}_2\text{O} : \text{O}_2 = 1 : 3$ при 6 Торр и 600 К (б).

отрицательной зависимости констант скорости их образования от температуры газа (см. реакции (R9)–(R14) в таблице 1). В результате плазма в нагретом газе содержит только относительно простые положительные ионы, коэффициенты рекомбинации для которых значительно меньше коэффициентов рекомбинации для сложных гидратированных ионов. Следует заметить, что коэффициенты рекомбинации уменьшаются при нагреве газа и из-за того, что растет T_e . Но зависимость этих коэффициентов от T_e слабая, и вклад этого эффекта в общее уменьшение скорости распада плазмы с нагревом газа составляет не более нескольких десятков процентов.

В данной работе исследовалось влияние нагрева газа на распад плазмы с гидратированными ионами при давлениях 2–6 Торр. Представляет интерес и вопрос о том, каким будет эффект при высоких давлениях, вплоть до 1 атм. Рассмотренный выше эффект связан прежде всего с резкой температурной зависимостью констант скорости

образования гидратированных ионов в тройных процессах. Скорость этого процесса пропорциональна квадрату концентрации нейтральных частиц при низких давлениях (случай, рассмотренный в данной работе) и становится пропорциональной концентрации этих частиц при высоких давлениях [10, 12]. В пределе высоких давлений зависимость константы образования гидратированных ионов от температуры газа становится гораздо слабее [10, 12]. Но и в этом случае достаточный нагрев газа может приводить к сильному уменьшению концентрации гидратированных ионов из-за их развала при столкновении с нейтральными частицами. Процессы этого типа были не важны в рассматриваемых условиях, но они могут стать важными на других временных интервалах и при других концентрациях заряженных частиц. Энергии диссоциации гидратированных и других кластерных ионов обычно гораздо меньше энергии диссоциации простых молекулярных ионов [49]. Оценки показывают, что диссоциация ионов $\text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})_k$ может стать важной при увеличении температуры газа на 500–1000 К. Поэтому нагрев газа способен приводить к существенному замедлению распада плазмы с гидратированными ионами и при больших давлениях.

4. ВЫВОДЫ

С помощью СВЧ-интерферометрии было выполнено экспериментальное исследование динамики изменения плотности электронов в послесвечении высоковольтного наносекундного разряда в смесях $\text{H}_2\text{O} : \text{O}_2$ для температур газа от 300 до 600 К и давлений 2–6 Торр. Измерения показали, что эффективные коэффициенты электрон-ионной рекомбинации в этих смесях растут со временем при распаде плазмы, увеличиваются с ростом давления газа и существенно уменьшаются при нагреве газа до 600 К.

На основе численного моделирования релаксации эффективной температуры электронов в послесвечении разряда сделан вывод о том, что в рассматриваемых условиях электроны успевают термализоваться до своей гибели. Поэтому рекомбинация электронов с ионами происходит при T_e , приблизительно равной температуре газа. Численное моделирование распада плазмы с учетом ионно-молекулярных процессов в послесвечении разряда показало, что при этом происходит образование гидратированных положительных ионов, диссоциативная рекомбинация с которыми и определяет в значительной мере распад плазмы. Эти ионы становятся более сложными со временем, что и объясняет временной рост эффективного коэффициента рекомбинации. Константы скорости образования гидратированных ионов имеют сильную отрицательную зависи-

мость от температуры газа. При его нагреве до 600 К резко замедляется образование этих ионов, в результате чего уменьшается скорость электрон-ионной рекомбинации и вызванного ею распада плазмы. Именно этот эффект и является основной причиной наблюдаемых в эксперименте зависимостей. Также некоторый вклад в замедление распада плазмы с ростом температуры газа дают отрицательные температурные зависимости коэффициентов диссоциативной и тройной рекомбинации электронов с положительными ионами.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-32-90012.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Fridman A.* Plasma chemistry. Cambridge: Cambridge University Press, 2008.
2. *Starikovskiy A., Aleksandrov N.* // Progr. Energy Comb. Sci. 2013. V. 39. P. 61.
3. *Starikovskaia S.M.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2014. V. 47. 353001.
4. *Ju Y., Sun W.* // Progr. Energy Comb. Sci. 2015. V. 48. P. 21.
5. *Kong M.G., Kroesen G., Morfill G., Nosenko T., Shimizu T., van Dijk J., Zimmermann J.L.* // New J. Phys. 2009. V. 11. 115012.
6. *Bruggeman P.J., Ribežl E., Maslani A., Degroote J., Malesevic A., Rego R., Vierendeels J., Leys C.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2016. V. 25. 053002.
7. *Avtaeva S.V., General A.A., Kel'man V.A.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. V. 43. 315201.
8. *Ponomarev A.A., Aleksandrov N.L.* // J. Phys. Conf. Ser. 2017. V. 927. 012044.
9. *Пономарев А.А., Александров Н.Л.* // Физика плазмы. 2018. Т. 44. С. 839.
10. *Sieck L.W., Herron J.T., Green D.S.* // Plasma Chem. Plasma Proc. 2000. V. 20. P. 235.
11. *Soloshenko I.A., Tsiolko V.V., Pogulay S.S., Kalyuzhnaya A.G., Bazhenov V.Yu., Shchedrin A.I.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2009. V. 18. 045019.
12. *Филиппов А.В., Дербенев И.Н., Дятко Н.А., Куркин С.А., Лопанцева Г.Б., Паль А.Ф., Старостин А.Н.* // ЖЭТФ. 2017. Т. 152. С. 293.
13. *Gallimberti I.* // Pure Appl. Chem. 1988. V. 60. P. 663.
14. *Liu D.X., Bruggeman P., Iza F., Rong M.Z., Kong M.G.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2010. V. 19. 025018.
15. *Murakami T., Niemi K., Gans T., O'Connell D., Graham W.G.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2013. V. 22. 015003.
16. *Tavant A., Lieberman M.A.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2016. V. 49. 465201.
17. *Liu D., Sun B., Iza F., Xu D., Wang X., Rong M., Kong M.G.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2017. V. 26. 045009.
18. *Van Gaens W., Bogaerts A.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2013. V. 46. 275201.

19. *Базелян Э.М., Райзер Ю.П.* Искровой разряд. Долгопродный: Изд-во МФТИ, 1997.
20. *Базелян Э.М., Райзер Ю.П.* Физика молнии и молниезащиты. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2001.
21. *Leu M.T., Biondi M.A., Johnsen R.* // *Phys. Rev. A.* 1973. V. 7. P. 292.
22. *Huang C.-M., Whitaker M., Biondi M.A., Johnsen R.* // *Phys. Rev. A.* 1978. V. 18. P. 64.
23. *Johnsen R.* // *J. Chem. Phys.* 1993. V. 98. P. 5390.
24. *Popov M.A., Kochetov I.V., Starikovskiy A.Yu., Aleksandrov N.L.* // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2018. V. 51. 264003.
25. *Nagard M.B., Pettersson J.B.C., Derkatch A.M., Al-Khalili A., Neau A., Rosen S., Larsson M., Semaniak J., Danared H., Kallberg A., Osterdahl F., af Ugglas M.* // *J. Chem. Phys.* 2002. V. 117. P. 5264.
26. *Ojekull J., Andersson P.U., Nagard M.B., Pettersson J.B.C., Markovic N., Derkatch A.M., Neau A., Al Khalili A., Rosen S., Larsson M., Semaniak J., Danared H., Kallberg A., Osterdahl F., af Ugglas M.* // *J. Chem. Phys.* 2007. V. 127. P. 194301.
27. *Ojekull J., Andersson P.U., Pettersson J.B.C., Markovic N., Thomas R.D., Al Khalili A., Ehlerding A., Osterdahl F., af Ugglas M., Larsson M., Danared H., Kallberg A.* // *J. Chem. Phys.* 2007. V. 128. P. 044311.
28. *Aleksandrov N.L., Kindysheva S.V., Kirpichnikov A.A., Kosarev I.N., Starikovskaia S.V., Starikovskii A.Yu.* // *Plasma decay in N₂, CO₂ and H₂O excited by high-voltage nanosecond discharge, J. Phys. D: Appl. Phys.* 2007. V. 40. P. 4493.
29. *Александров Н.Л., Анохин Е.М., Киндышева С.В., Кирпичников А.А., Косарев И.Н., Худнова М.М., Стариковская С.М., Стариковский А.Ю.* // *Физика плазмы.* 2012. Т. 38. С. 200.
30. *Aleksandrov N.L., Anokhin E.M., Kindysheva S.V., Kirpichnikov A.A., Kosarev I.N., Nudnova M.M., Starikovskaia S.M., Starikovskii A.Y.* // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2012. V. 45. 255202.
31. *Анохин Е.М., Попов М.А., Кочетов И.В., Александров Н.Л., Стариковский А.Ю.* // *Физика плазмы.* 2016. Т. 42. С. 65.
32. *Anokhin E.M., Popov M.A., Kochetov I.V., Starikovskiy A.Yu., Aleksandrov N.L.* // *Plasma Sources Sci. Technol.* 2016. V. 25. 044006.
33. *Анохин Е.М., Попов М.А., Кочетов И.В., Стариковский А.Ю., Александров Н.Л.* // *Физика плазмы.* 2017. Т. 43. С. 1029.
34. *Popov M.A., Anokhin E.M., Starikovskiy A.Yu., Aleksandrov N.L.* // *Combust. Flame.* 2020. V. 219. P. 393.
35. *Heald M.A., Wharton C.B.* *Plasma diagnostics with microwaves*, New York: Wiley, 1965.
36. *Kotrik T., Dohnal P., Roucka S., Jusko P., Plasil R., Glosik J., Johnsen R.* // *Phys. Rev. A.* 2011. V. 83. P. 032720
37. *Mitchell J.B.A.* // *Phys. Rep.* 1990. V. 186. P. 215.
38. *Florescu-Mitchell A.I. and Mitchell J.B.A.* // *Phys. Rep.* 2006. V. 430. P. 277.
39. *Larsson M., Orel A.E.* *Dissociative recombination of molecular ions.* Cambridge: Cambridge University Press, 2008.
40. *Dyatko N.A., Kochetov I.V., Napartovich A.P., Sukharev A.G.* *EEDF: the software package for calculations of the electron energy distribution function in gas mixtures.* <http://www.lxcat.laplace.univ-tlse.fr/software/EEDF/>
41. *Kochetov I.V., Aleksandrov N.L.* // *Plasma Sources Sci. Technol.* 2018. V. 27. 115004.
42. *Fehsenfeld F.C., Moseman M., Ferguson E.E.* // *J. Chem. Phys.* 1971. V. 55. P. 2115.
43. *McElroy D., Walsh C., Markwick A.J., Cordiner M.A., Smith K., Millar T.J.* // *Astron. Astrophys.* 2013. V. 550. P. A36. (<http://udfa.ajmarkwick.net>).
44. *Meot-Ner M., Field F.H.* // *J. Am. Chem. Soc.* 1977. V. 99. P. 998.
45. *Cunningham A.J., Hobson R.M.* // *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* 1972. V. 5. P. 2320.
46. *Sennhauser E.S., Armstrong D.A., Warman J.M.* // *Radiat. Phys. Chem.* 1980. V. 15. P. 479.
47. *Kossyi I.A., Kostinsky A.Y., Matveyev A.A., Silakov V.P.* // *Plasma Sources Sci. Technol.* 1992. V. 1. P. 207.
48. *Мак-Ивен М., Филлипс Л.* *Химия атмосферы.* М.: Мир, 1978.
49. *Смирнов Б.М.* *Комплексные ионы.* М.: Наука, 1983.

ПАМЯТИ ВЛАДИМИРА ВАСИЛЬЕВИЧА АРСЕНИНА (10.09.1938–23.03.2021)

DOI: 10.31857/S0367292121070155



Умер Владимир Васильевич Арсенин, главный научный сотрудник Курчатовского комплекса ядерных транспортных энергетических технологий (ККЯТЭТ), доктор физико-математических наук, выдающийся исследователь в области физики плазмы, автор более 100 научных работ, член редколлегии журнала “Физика плазмы”.

Владимир Васильевич Арсенин в 1961 г. с отличием окончил Факультет экспериментальной и теоретической физики Московского инженерно-физического института по специальности “Теоретическая ядерная физика”. В том же году поступил в аспирантуру МИФИ, где его научным руководителем был В.И. Коган. В 1965 г. защитил кандидатскую диссертацию, в которой разработана теория колебаний и устойчивости сильно неоднородной плазмы, где ларморовский радиус ионов сравним с размерами неоднородности (задачи без малого параметра). После окончания аспирантуры работал на кафедре твердого тела в МИФИ, а в 1965 г. был принят в отдел ОГРА ИАЭ им. И.В. Курчатова.

В связи с экспериментами на установке ОГРА-2, проводившимися в 60-х годах, В.В. Арсенин разработал теорию стабилизации плазмы методом автоматического регулирования (метод обратных

связей). На основе теории было впервые в мире осуществлено подавление неустойчивостей плазмы – желобковой и ионно-циклотронной – обратными связями. В дальнейшем в нескольких лабораториях мира метод был применен для стабилизации других крупномасштабных неустойчивостей. В отделе ОГРА на токамаке ТО-1 реализована предложенная В.В. Арсениным стабилизация тиринг-моды винтовой неустойчивости. За цикл работ по стабилизации плазмы обратными связями В.В. Арсенину вместе с В.А. Чуйновым в 1972 году присуждена премия Ленинского комсомола. В том же году В.В. Арсенин защитил докторскую диссертацию.

В 1980–1990 гг. В.В. Арсенин предложил ряд способов МГД-стабилизации плазмы в осесимметричных (привлекательных отсутствием неоклассических потерь и простотой магнитной системы) открытых ловушках. В последующие годы В.В. Арсенин занимался задачами равновесия и устойчивости плазмы в различных системах магнитного удержания (открытые ловушки, конфигурации с обращенным полем, замкнутые системы типа EPSILON, токамаки) с учетом эффектов знакопеременной кривизны, сильной неоднородности магнитного поля (включая роль диверторов), конечности проводимости.

В.В. Арсенин был научным руководителем или научным консультантом пяти соискателей, защитивших кандидатские диссертации. Он был лауреатом институтского конкурса научных работ им. И.В. Курчатова. Владимир Васильевич в течение многих лет являлся членом редколлегии журнала “Физика плазмы”. Он имел почетное звание “Ветеран труда” и нагрудный знак “Ветеран атомной энергетики и промышленности”.

Его интересы и знания выходили далеко за пределы физики. Это был человек высокой культуры и широкого кругозора. Общение с ним всегда обогащало собеседника. Его исключительная память и эрудиция во многих областях литературы и истории до последних его дней удивляли всех, кто с ним общался. Он был тактичным учителем, который не докучал своей опекой или “де-

тальным” руководством, а приобретал уважение и авторитет силой своего примера и доброжелательной критикой.

В.В. Арсенину в 1977 году было присвоено звание “Мастер спорта СССР” по спортивному туризму. Он руководил многочисленными исследовательскими походами и экспедициями на Центральном и Западном Кавказе. Совершил походы по Кольскому полуострову (горнолыжные), Уралу, Карпатам, Вост. Саяну, Камчатке, Забайка-

лью (Кодар), Памиру, Тянь-Шаню. В.В. Арсенин написал книгу “Горные путешествия по Западному Кавказу”.

Память о его благородном облике, честности и принципиальности, добром отношении к людям навсегда останется в сердцах его коллег, близких и друзей — всех, кому посчастливилось знать его лично.

Друзья и коллеги