

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ ОПТИЧЕСКОЙ ТОЛЩИНЫ ПЛАЗМЕННОГО КАНАЛА МЕТОДОМ ПРОСВЕЧИВАНИЯ И ВОЗМОЖНОСТИ ЕЕ ПРИМЕНЕНИЯ ДЛЯ ИМПУЛЬСНЫХ РАЗРЯДОВ В ВОДЕ

О. А. Федорович

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

Приводятся результаты разработки методики экспериментального определения оптической толщины плазменного канала τ методом просвечивания и ее применения для импульсного разряда в воде. Плазму разряда в воде удалось просветить на стадии релаксации и определить логарифм коэффициента прохождения излучения от постороннего источника. Основной вклад в величину оптической толщины дает поглощение излучения, а не его рассеяние. Расчет концентрации атомов N_a в канале по величинам τ , полученным методом просвечивания, в 4 - 15 раз завышены по сравнению с значениями N_a , полученными другим независимым методом. Результаты прямых измерений τ методом просвечивания плазменного канала эталонным источником ЭВ-45 завышены из-за особенностей прохождения просвечивающего излучения через канал разряда в воде цилиндрической формы, так как он представляет собой рассеивающую линзу. Объясняются причины некорректности измерений τ в канале цилиндрической формы в жидкости методом просвечивания. Разработана методика определения времени задержки начала расширения канала относительно момента подачи напряжения на разрядный промежуток.

Введение

В связи с реализацией ряда энергетических и технических проектов рабочим телом, в которых может являться неидеальная плазма (НП), необходимо провести исследования ее излучения и поглощения. Типичными проектами являются энергоустановки и ракетные двигатели с газофазным ядерным реактором [1, 2], термоядерные энергетические установки [3, 4], магнито-гидродинамические установки на парах щелочного металла [5], мощные оптические и рентгеновские лазеры с ядерной накачкой [6, 7], некоторые устройства плазмохимической промышленной технологии [8], электрогидроимпульсные установки [9] и др. В работе [10] была предложена идея использования запирающего излучения в НП при сверхвысоких давлениях для снижения уровня температур, при которых возможны термоядерные реакции. НП возникает при ядерных взрывах, при воздействии мощных ударных волн, лазерного излучения и электронных релятивистских пучков на твердые и жидкие мишени (в том числе для получения управляемого термоядерного синтеза (УТС)), при высоковольтных импульсных разрядах в жидкости (ИРЖ), взрывах проводников в газах и жидкости, а также других высоковольтных сильноточных разрядах, ударных трубах и других устройствах. Неидеальной называется плотная плазма, в которой средняя потенциальная энергия взаимодействия частиц сравнима с их средней кинетической энергией [8, 17].

Оптическая толщина плазменного канала τ является одной из наиболее важных характеристик плазмы. Многие методики измерений параметров плазмы требуют знания величины τ . Из измерений τ , диаметра канала и температуры (Т)

можно определить концентрацию атомов и электронов, излучательную и поглощательную способность плазмы. Это справедливо при неизменности оптических свойств НП по сравнению с идеальной. При высоких концентрациях электронов в НП связь температуры и концентрации плазмы с ее излучательной и поглощательной способностями в области "оптической щели" изучена недостаточно, в том числе и для неидеальной водородно-кислородной плазмы, образующейся при импульсном разряде в воде (ИРВ).

В ряде теоретических работ [11 - 13] был предсказан "эффект просветления" НП, т. е. уменьшение ее излучательной и поглощательной способности по сравнению с вычислениями по классическим формулам [14]. Для ряда газов, например аргона, ксенона и других, этот эффект был подтвержден экспериментально [16 - 20 и др.]. Экспериментальные данные для водородной плазмы противоречивы [21 - 22]. Поэтому в данной работе была поставлена задача корректно измерить τ канала водородно-кислородной плазмы ИРВ с целью дальнейших исследований излучательной и поглощательной способности НП при высоких концентрациях электронов ($N_e > 5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$). Эти результаты тем более важны, что водород имеет лишь один электрон, и теоретическое описание такой НП наиболее простое. Плазма ИРВ на $\frac{2}{3}$ состоит из атомов и ионов водорода, а содержащийся в плазме кислород должен давать добавку в излучательную способность в виде прямолинейного участка [15].

В данной работе использована методика определения τ , основанная на измерении отношения интенсивностей падающего от постороннего просвечивающего источника излучения и про-

шедшего через плазменный канал. Интенсивность собственного излучения плазменного канала учитывается (вычитается из величины полной интенсивности прошедшего и собственного излучения). Использование подсвечивания от внешнего источника позволяет проводить измерения τ с большими значениями, чем при самопросвечивании канала [15, 36, 37].

Кроме измерений τ , было необходимо проверить влияние неоднородностей свечения канала и кривизны границы «плазма - вода» на результаты измерений.

При изучении быстропротекающих процессов одной из основных является задача привязки пространственно-временных к электрическим характеристикам разряда. Особенно важны такие привязки для начальных моментов времени. Небольшие ошибки в определении начала расширения канала при его малых размерах могут приводить к очень большим ошибкам при вычислении проводимости. Для решения таких задач необходимо точно знать момент подачи напряжения на разрядный промежуток и момент начала расширения канала, так как статистический разброс момента электрического пробоя может составлять от десятых долей до нескольких десятков микросекунд. В данной статье эта задача также решена, поэтому приводится подробное описание работы разработанной оптической схемы.

В диагностике плотной плазмы известно несколько методов определения концентрации атомов. Одним из них является метод определения их концентрации из измерения оптической толщины τ сплошного спектра. Оптическая толщина плазмы τ связана с коэффициентом поглощения соотношением [15]

$$\tau_v = \int_0^d \kappa_v d\ell, \quad (1)$$

где $\tau_{(v)}$ – оптическая толщина; $\kappa_v = \frac{1}{\ell_{(v)}}$ – коэффициент поглощения плазмы; ℓ_v – длина свободного пробега кванта. Если предположить, что распределение температуры однородно по сечению, а это подтверждено измерениями радиального распределения температуры канала ИРВ на стадии релаксации в работе [32], то получим [15]

$$\tau = \int_0^d \kappa d\ell = \kappa_{cp} \cdot d, \quad (2)$$

где d – диаметр плазменного столба.

Оптическую толщину можно определить методом просвечивания или самопросвечивания.

Для случая просвечивания τ определяется из соотношения

$$\tau = \ln \frac{I_1}{I_2}, \quad (3)$$

где I_1 – интенсивность падающего излучения; I_2 – прошедшего. При этом определяется усредненная по сечению оптическая толщина. При измерениях τ необходимо учитывать рассеяние и отражение от границ перехода «вода - плазма», «плазма - вода» и вычитать их значения из интенсивности падающего излучения. Коэффициент отражения ρ на переходе «плазма - вода» в предположении резкой границы и перпендикулярного падения зондирующего излучения на границу перехода составляет во всем видимом диапазоне 2 - 2,1 %. При расчете интенсивности прошедшего через плазму излучения величина отраженной интенсивности (4 - 4,2 %) учитывается (добавляется к I прошедшего излучения). Значение ρ удваивается, так как происходит отражение от двух границ перехода «вода - плазма» и «плазма - вода».

В общем случае величина оптической толщины определяется двумя процессами в плазменном канале – поглощением и рассеянием зондирующего излучения и ее можно записать в виде

$$\tau_v = (\kappa + K_p + K_m) \cdot d, \quad (4)$$

где κ – усредненный коэффициент поглощения плазмы; K_p – коэффициент релеевского рассеяния на атомах; K_m – коэффициент томсоновского рассеяния на электронах. Последними двумя величинами можно пренебречь, так как они составляют тысячные доли процента (оценки приведены в обсуждении результатов измерений).

Методика определения оптической толщины канала ИРВ методом просвечивания

В работах [29, 30] проводилась теневая съемка плазменного канала, но не его просвечивание. В настоящей работе было проведено усовершенствование схемы, приведенной в [30], позволявшее кроме измерений интенсивности самосвечения канала проводить и его просвечивание от источника ЭВ-45 и измерять интенсивности в более широком диапазоне. Разработанная для исследований оптическая схема приведена на рис. 1.

Схема позволяла производить фотосъемку плазменного канала в узком спектральном диапазоне ($\Delta\lambda \approx 120 \text{ \AA}$) с увеличением в 1,8 раза с помощью модифицированной камеры СФР-2м,

работающей в режиме лупы времени и одновременно производить теньевую съемку канала для определения формы границы «плазма - вода». Она позволяла также регистрировать отношение интенсивностей падающего и прошедшего через плазменный канал света от эталонного источника ЭВ-45 [33] в случае реализации прозрачной плазмы. Одновременно можно определять усредненную по поверхности яркость излучения, а соответственно и яркостную температуру ($T_{\text{ярк.}}$).

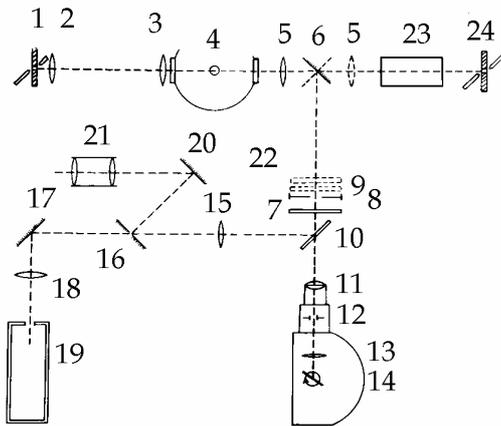


Рис. 1. Оптическая схема просвечивания канала импульсного разряда в воде: 1, 24 – эталонный источник ЭВ-45; 2 – линза; 3 – объектив; 4 – плазменный канал; 5 – объектив; 6 – поворотное зеркало; 7 – интерференционный светофильтр; 8 – диафрагма; 9 – серый светофильтр; 10 – полупрозрачное зеркало; 11 – объектив; 12 – удлиняющая насадка с щелевой диафрагмой; 13, 15 – объективы; 16 – зеркало с отверстием; 17, 20 – зеркала; 18 – линза; 19 – фотоэлектрическая приставка; 2 – микроскоп, 22 – девятиступенчатый ослабитель; 23 – компенсирующий бачок.

Принцип работы схемы следующий. С помощью объектива 5 типа “Индустар 11М” (с фокусным расстоянием $F = 300$ мм) и поворотного зеркала 6, увеличенное в $\sim 4,5$ раза резкое изображение плазменного канала 4 проектировалось на диафрагму 8. На ней были установлены специальные метки, позволяющие выставлять иницирующий разряд проводник (ИРП) точно по центру диафрагмы, и, соответственно, на кадрах пленки. Этими метками пользовались для нахождения одной и той же точки разряда при фотометрировании пленки. Далее полупрозрачным зеркалом 10 световой пучок расщеплялся на два с соотношением интенсивностей $\sim 1 : 10$. Более интенсивный пучок объективом И-21 11, размещенным за пределами камеры СФР, проектировался сквозь вертикальную щель на вращающееся зеркало 14. Щель служила ограничителем времени экспозиции на пленку и установлена на таком расстоянии от другого объектива камеры И-23 13, что ее изображение резко проектирова-

лась на четырехрядную линзовую вставку. Отразившись от зеркала пучок света, попадал на четырехрядную линзовую вставку и проектировался на пленку типа КН-4С, которая и регистрировала световой поток, излучаемый плазмой. Второй пучок света линзой 15 фокусировался на зеркало 16, разделяющее его еще на два. Один пучок, прошедший сквозь отверстие диаметром $d = 0,5$ мм в отражающем слое зеркала, после отражения от зеркала 17 с поверхностным напылением проектировался линзой 18 узким пучком на входное отверстие фотоэлектронного устройства регистрации света 19. Приемником служил малощумящий фотоэлектронный умножитель ФЭУ-64, сигнал с которого после прохождения через повторитель подавался на один из каналов осциллографа С-8-2 с памятью. Отраженный зеркалом 16 пучок, после отражения от зеркала 20, попадал в окуляр микроскопа 21, с помощью которого производили точную настройку ИРП, а также подсвечивающего капилляра источника ЭВ-45 на резкость. Для выбора узкого спектрального диапазона использовались интерференционные светофильтры 7, в полосу пропускания которых не попадали линии поглощения атомов металлов ИРП, водорода, кислорода, а также продуктов реакции металлов с диссоциированными атомами и молекулами воды. Светофильтры устанавливали вблизи диафрагмы 8 до первого расщепления пучка. Использовались светофильтры с максимумами пропускания на $\lambda = 3660, 4630, 4750$ и 6670 \AA с полосой пропускания 120 \AA . Полосы пропускания интерференционных светофильтров измерялись при помощи ленточной вольфрамовой лампы СИ8-200, монохроматора УМ-1 и фотоэлектрической приставки.

Для калибровки пленки и построения характеристической кривой использовался девятиступенчатый ослабитель 22. На пленку проектировалось изображение капилляра 24 эталонного источника ЭВ-45. Потери на поглощение в воде и отражения при прохождении света от плазмы к объективу 5 компенсировались с помощью специального бачка 23. Коэффициент отражения света от девятиступенчатого ослабителя учитывался при построении температурной шкалы или определении отношения интенсивностей. Но девятиступенчатый ослабитель позволяет калибровать пленку только в диапазоне отношения интенсивностей \sim в 10 раз. Для решения поставленной перед нами задачи требовалась калибровка пленки в диапазоне отношений $\sim 1 : 100$.

Известно [25, 26], что фотографическая ширина пленки КН-4С, т. е. область почернений, где сохраняется прямая пропорциональность между оптической плотностью и логарифмом экспози-

ции ~ 1 . Полезная же фотографическая широта, соответствующая разности логарифмов количеств освещения соответствующих верхней и нижней полезных точек, ~ 2 (фактически это область почернений, где фотоматериал может передавать детали без искажений). Таким образом, если прокалибровать пленку в этом диапазоне, то можно измерять отношения интенсивностей, отличающиеся примерно в 100 раз. Но точность измерений в области больших почернений при этом несколько уменьшается. На участках после точек перегиба проводилась калибровка пленки в широком диапазоне с помощью стандартного девятиступенчатого ослабителя и с использованием серого фильтра 9. Зная коэффициент пропускания фильтра в данном спектральном интервале, можно провести сшивку двух участков характеристической кривой. Необходимо учитывать также изменение коэффициента пропускания девятиступенчатого ослабителя в разных оптических диапазонах [27].

Для измерений оптической толщины схема дополнялась эталонным источником ЭВ-45 (1) и линзами 2 и 3 ($F_2 = 11$ см и $F_3 = 21$ см). Использование короткофокусной линзы 2 с установкой капилляра сразу за ее фокусным расстоянием дает возможность получить слегка сходящийся пучок с таким расчетом, чтобы собрать излучение от ЭВ-45 из максимально возможного телесного угла. Далее излучение со слабо сходящимся ходом лучей заполняет длиннофокусный объектив 3, который позволяет получить уменьшенное изображение капилляра ЭВ-45 на месте плазменного канала и направить на него максимальный поток излучения от просвечивающего источника, которое полностью попадало в объектив 5. Кроме того, температура плазмы эталонного источника составляет $\sim 39 \cdot 10^3$ К практически во всем видимом диапазоне, а температура плазмы ИРВ

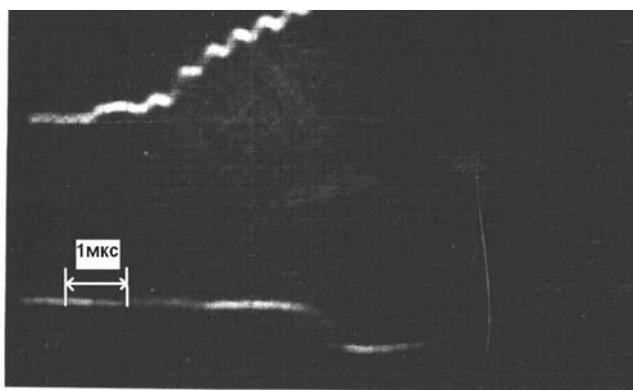


Рис. 2. Оциллограмма напряжения, приложенного к разрядному промежутку (верхняя кривая) и фототока с ФЭУ (нижняя кривая). Скорость развертки 1 мкс на клетку.

на поздних стадиях становится $< 10 \cdot 10^3$ К [28, 31]. Соответственно значения интенсивностей при этих температурах отличаются в десятки раз. Поэтому просвечивание канала ИРВ должно легко реализовываться.

С помощью фотоэлектрической приставки разработанная оптическая схема позволяла получать привязку по времени момента начала расширения канала к моменту подачи напряжения на разрядный промежуток, что дало возможность в дальнейшем достаточно точно определять проводимость плазмы и другие параметры разряда. Осциллограмма привязки по времени момента начала расширения канала к моменту подачи напряжения на разрядный промежуток показана на рис. 2. На нем приведена типичная осциллограмма падения напряжения и фототока, позволяющие осуществлять точную привязку начала расширения канала к моменту подачи напряжения на разрядный промежуток. Как видно на рисунке, такое запаздывание может составлять несколько микросекунд. Но в некоторых случаях, например при инициировании разряда проводниками из константана, углерода, никрома, никеля и некоторых других материалов, задержка пробы, а соответственно, и начало расширения канала затягивается на несколько десятков микросекунд. По этой причине понятна необходимость точной привязки начала расширения канала к моменту подачи на него напряжения. Время задержки можно получить, определив по осциллограмме промежуток времени между подъемом луча на верхней кривой (моментом подачи напряжения на разрядный промежуток) и моментом снижения величины фототока, который получен от изменения воздействия на фотоэлектронный умножитель (ФЭУ) интенсивности излучения подсвечивающего источника, когда его начинает перекрывать ударная волна от расширяющегося канала (рис. 3).

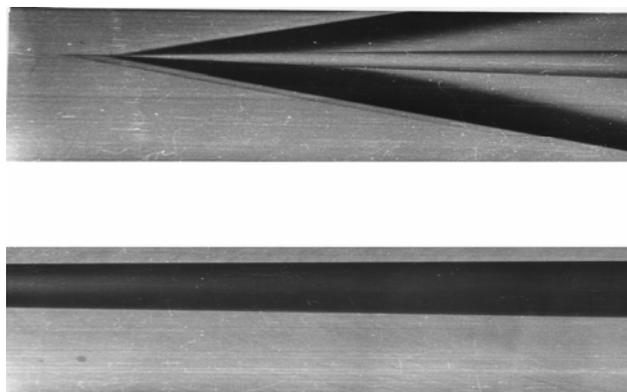


Рис. 3. Фоторазвертка свечения плазменного канала с подсветом от источника ЭВ-45 (верхняя часть рисунка — 0 - 18 мкс; нижняя — 40 - 60 мкс).

Результаты измерений оптической толщины ИРВ, определение концентрации атомов двумя методиками. Обсуждение результатов

ИРВ условно разделяется на три стадии: пробой разрядного промежутка по нагретым парам ИРП; активная – вкладывание энергии в канал; релаксация – распад плазмы без ввода энергии. Апробация методики просвечивания проводилась на импульсной установке со следующими параметрами: емкость батареи 14,6 мкФ; индуктивность разрядной цепи 0,43 мкГн; период разряда 15 мкс; напряжение заряда батареи 3 - 37 кВ; максимальные токи в разрядах ≤ 200 кА. Источник ЭВ-45 с помощью электронного блока задержки запускался раньше на 50 мкс, чем разряд в воде.

Результаты фотосъемки просвечивания плазменного канала приведены на рис. 4, а его само-

свечения – на рис. 5. На рис. 4 видно, что, начиная с 30 - 40 мкс при $U_0 = 10$ кВ, плазменный канал удается просветить. Предполагалось, что сфокусированное на канал уменьшенное изображение круглого капилляра источника ЭВ-45 после экспонирования на пленку будет иметь также круглую форму. Но, как показано на рис. 4, оно приобретает неожиданную форму и часто рассеивается по всему кадру, перемещаясь с течением времени по вертикали и растягиваясь в горизонтальном направлении. Это существенно усложняет измерения и интерпретацию результатов. Для выяснения причин перемещений изображения капилляра были поставлены специальные опыты. Иницирующая разряд проволочка смещалась вправо или влево на определенное расстояние от центра и, по мере расширения, граница канала набегала на изображение капилляра.

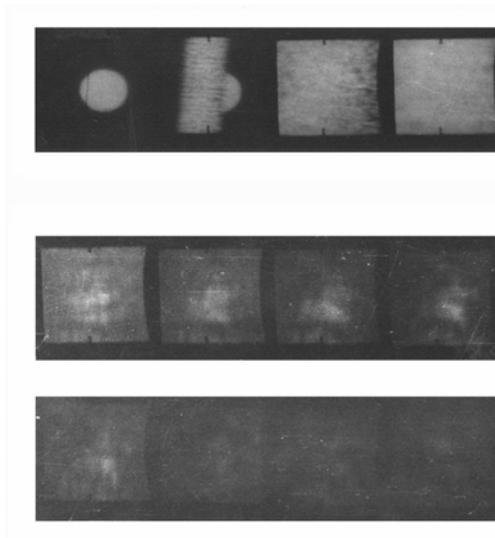


Рис. 4. Сверхскоростная фотосъемка результатов просвечивания плазменного канала при помощи эталонного источника ЭВ-45; материал ИРП, W, диаметр 20 мкм, размещен по центру кадра, $U = 10$ кВ, $l = 40$ мм (первый ряд – $t = 0 - 12$ мкс, второй – $t = 48 - 60$ мкс, третий – $t = 64 - 76$ мкс, дискретность съемки 4 мкс).

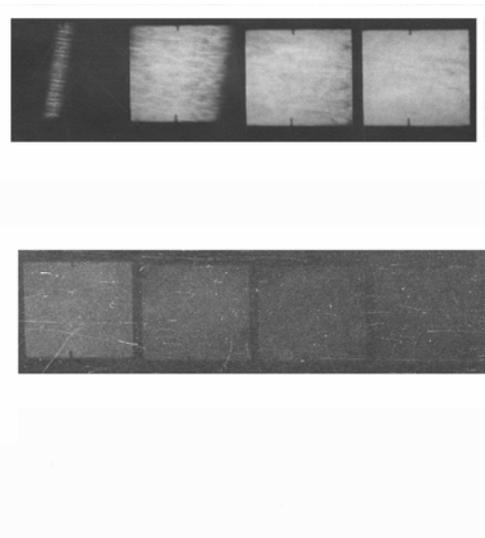


Рис. 5. Сверхскоростная фотосъемка самосвечения канала при тех же условиях (первый ряд – $t = 2 - 14$ мкс, второй – $t = 50 - 62$ мкс, дискретность съемки 4 мкс).

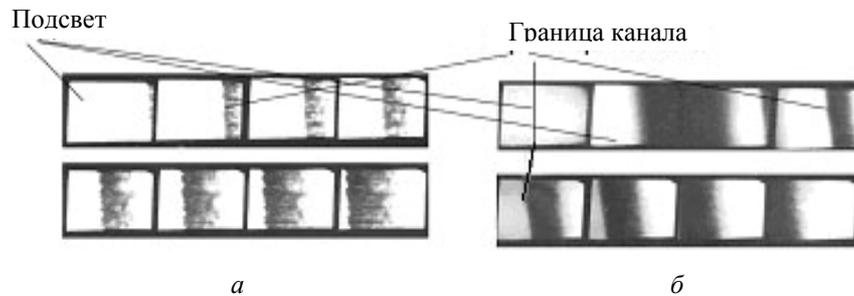


Рис. 6. Сверхскоростная фотосъемка границы перехода «плазма - вода» с подсветкой от постороннего источника: *а* - W, диаметр 20 мкм, $U = 10$ кВ, $l = 40$ мм, 15 мм сбоку от центра, $t = 10 - 38$ мкс; подсвет проводился параллельным пучком; *б* - W, $\varnothing 20$ мкм, $U = 30$ кВ, $l = 40$ мм, 19 мм сбоку, $t = 2 - 32$ мкс.

На рис. 6 приведены результаты скоростной фотосъемки границы канала при разных напряжениях на разрядном промежутке. Как видно на рис. 6, *а*, граница канала на сравнительно поздней стадии разряда при $U = 10$ кВ имеет мелкомащтабные неровности, что может объяснять смещение и деформацию изображения капилляра ЭВ-45. При увеличении напряжения на батарее до $U_0 = 20 \div 30$ кВ граница канала выравнивается (см. рис. 6, *б*). Но при этом увеличиваются интенсивность свечения и линейные размеры канала, что приводит к существенному росту τ и для ее измерений требуется более интенсивный источник подсвета (например, коротковолновый лазер), т. е. повышения отношения «сигнал - шум».

При низких скоростях ввода энергии в канал (энергия в канале до 650 Дж за 20 мкс) на поздних стадиях разряда его форма практически цилиндрическая (рис. 7) в отличие от начальной стадии разряда, где граница канала может иметь кривую форму. Поэтому на поздних стадиях разрядов предполагалось получить корректные результаты измерений оптической толщины. Но в центральной части плазменного канала видны неоднородности свечения канала, которые могут быть следствием неоднородного распределения атомов металла в этой области.

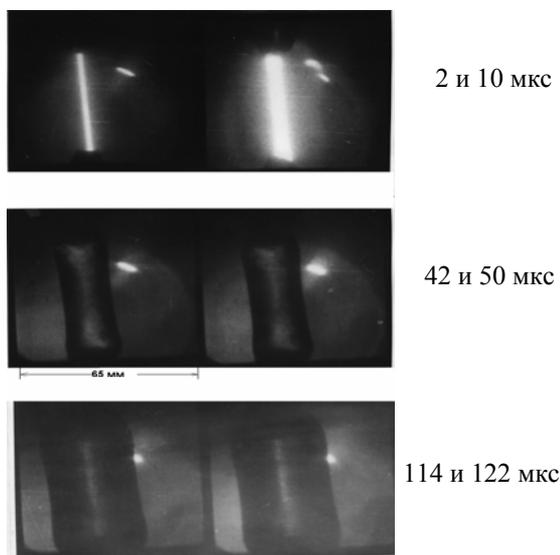


Рис. 7. Форма канала ИРВ на разных стадиях (W , диаметр 20 мкм, $U = 10$ кВ, $l = 40$ мм, дискретность съемки 8 мкс).

Зная начальное почернение пленки от подсветки ЭВ-45 и полученное после зондирования плазменного канала, используя калибровочную кривую пленки, можно определить отношение интенсивностей падающего I_1 и прошедшего I_2 излучения, а соответственно, и $\tau = \ln \frac{I_1}{I_2}$. При

измерении интенсивности I_2 вычиталась интенсивность собственного свечения плазмы по методике, описанной в [15, 27]. Измерив интенсивность сплошного спектра, получали яркостную температуру плазменного канала.

На рис. 8 приведены результаты измерений оптической толщины, усредненных из двух разрядов. Из них видно, что, несмотря на большое различие в форме «пятен» прошедшего излучения, оптическая толщина отличается не более чем на 30 %. Измерения τ нельзя проводить позже 125 - 135 мкс, так как до окон бака доходила ударная волна и вследствие этого они теряли свою прозрачность [30], что приводило к резкому увеличению τ .

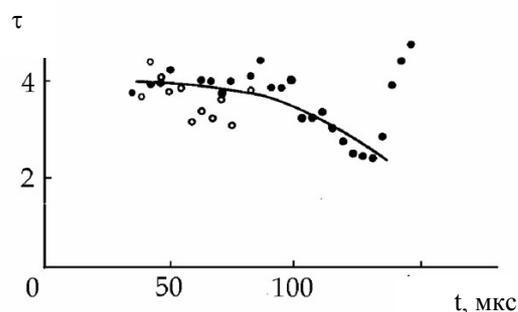


Рис. 8. Зависимость оптической толщины от времени, полученная по методу просвечивания плазмы канала ИРВ (W , диаметр 20 мкм, $U = 10$ кВ, $l = 40$ мм, $\lambda = 4630 \text{ \AA}$) (значения τ получены из двух измерений).

Просвечивание искры в воде показало, что при небольших энергиях (до 650 Дж), вводимых в канал, плазма также прозрачна, но сам канал сильно неоднороден, а пробой промежутка происходит при больших размерах парового цилиндра. Измерения τ в этом случае не проводились вследствие плохой воспроизводимости условий опыта.

Плазменный канал в некоторых режимах на стадии релаксации удалось просветить и определить его коэффициент пропускания. Точность определения интенсивности по методу гомохромного фотометрирования не ниже 10 % [27]. Учитывая, что в формулу для определения τ интенсивность входит дважды, то относительная погрешность определения отношения интенсивностей не должна превышать 14 % [33]. Погрешность за счет невоспроизводимости результатов определения оптической толщины составляет ~ 30 % (усреднена по двум измерениям, но из нескольких десятков точек). Поэтому суммарная погрешность измерений τ плазменного канала не должна превышать 35 % [33].

Если считать, что величина оптической толщины в основном определяется поглощением

излучения, то можно вычислить концентрацию атомов в разряде. Определив временные зависимости оптической толщины, линейных размеров плазменного канала, температуры плазмы на поздней стадии разряда, удастся рассчитать ход во времени концентрации атомов для данного случая. Для определения температуры плазменного канала, когда пленка уже переставала регистрировать самосвечение канала, использовался метод расчета ее по формулам для адиабатического расширения. Для этого определяли объем V в момент времени когда, измеряли температуру и рассчитывали давление P по пространственно-временным характеристикам канала. Температура в более ранние моменты времени определялась по интенсивности в максимуме излучения реабсорбированной линии H_α [31].

Между длиной свободного пробега кванта (коэффициентом поглощения \aleph_ν) сплошного спектра, концентрацией атомов, температурой и потенциалом ионизации существует связь

$$\ell_\nu = \frac{1}{\aleph} = \frac{10^{-24} \cdot \nu^3 \cdot \exp\left(\frac{E - h\nu}{kT}\right)}{0,89 \cdot N_a \cdot T \left(\frac{2\Sigma_1}{\Sigma_0}\right) \cdot Z^2 \xi^1}, \quad (5)$$

где N_a и Σ_0 – концентрация атомов (ионов) и их статистическая сумма; Σ_1 и Z статистическая сумма и заряд остаточного иона (для атомов $Z = 1$); T – температура, K ; ν – частота, c^{-1} ; E – энергия ионизации из основного состояния атома; k – постоянная Больцмана; ξ -фактор – квантово-механическая поправка порядка единицы, зависящая от частоты излучения, температуры плазмы, концентрации зарядов и природы атома. В работе [15] приведен пример изменения ξ -фактора для нескольких атомов, а в работах [11, 12] предсказано влияние неидеальности на величину ξ^1 -фактора.

При расчете статистических сумм необходимо учитывать главное квантовое число последнего реализовавшегося уровня в спектре атома [11, 23], которое можно получить или расчетным путем, или из эксперимента. Измерив независимо диаметр канала и его температуру, благодаря линейной зависимости \aleph_ν от N_a можно определить среднюю по сечению канала концентрацию атомов. Для случая низких температур [24]

$$\frac{\Sigma_1}{\Sigma_0} \approx 1 \quad \text{при } (T < 2 \cdot 10^3 K). \quad (6)$$

Учитывая последнее соотношение, для концентрации атомов в этом случае получим

$$N_{am} = \frac{10^{-24} \ln \frac{I_1}{I_2} \nu^3 \exp\left(\frac{E - h\nu}{kT}\right)}{0,89 \cdot T \cdot Z^2 \cdot d \cdot \xi}. \quad (7)$$

Аналогичную методику определения концентрации атомов неоднократно применяли [15]. При низких температурах ($\sim 10^4 K$) из определения τ можно определить N_a , так как степень ионизации при этом будет невелика (особенно при высоких давлениях) и основной вклад в коэффициент поглощения будут давать связанно-свободные переходы. Концентрация атомов водорода по величине оптической толщины определялась по формуле (7), а результаты приведены на рис. 9 (кривая 1).

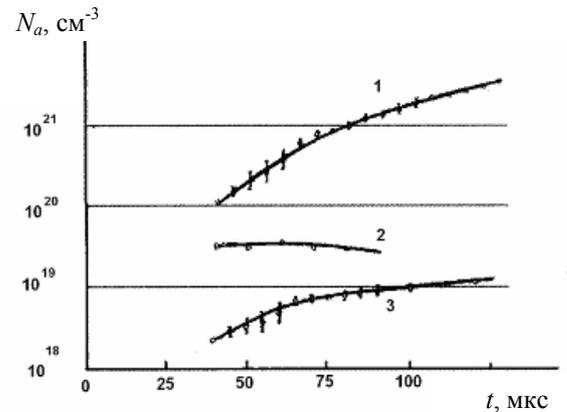


Рис. 9. Зависимость концентрации атомов от времени, рассчитанные по двум разным методикам: 1 – из оптической толщины, определенной методом просвечивания для водорода; 2 – расчет по уравнению состояния из значений давления и температуры; 3 – из оптической толщины, определенной методом просвечивания для вольфрамовой плазмы.

Рассмотрим возможность влияния рассеяния на измерения τ на 40 мкс. Основные параметры канала и плазмы, измеренные независимыми методами для 40 мкс и необходимые для расчетов: диаметр канала 1,27 см; давление в канале 190 атм; температура канала 14600 К; концентрация электронов, определенная по уширению линии водорода (6562,85 А) $H_\alpha - 7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ [38], концентрация атомов, определенная по величине τ , $2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$; $\tau = 4$; соответственно полный коэффициент поглощения $3,15 \text{ см}^{-1}$. Оценим коэффициенты томсоновского рассеяния на свободных электронах и релеевского рассеяния на нейтралах. Полное эффективное сечение рассеяния (так называемое томсоновское сечение) на свободных электронах согласно работе [15] $\sigma = 0,665 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$, а коэффициент томсоновского рассеяния $K_m = N_e \cdot \sigma = 0,665 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2 \cdot 7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3} = 4,655 \cdot 10^{-6} \text{ см}^{-1}$. Согласно той же работе [15] сечение релеевского рассеяния в видимой области падающего излуче-

ния оказывается меньше томсоновского рассеяния, поэтому релеевским рассеянием часто можно пренебречь. Для релеевского рассеяния на нейтралах коэффициент рассеяния согласно работе [34] определяется по формуле

$$K_p = \frac{8 \cdot \pi^3}{3} \cdot \frac{(\epsilon - 1)^2}{\lambda^4} \cdot \frac{\kappa \cdot T}{P}, \quad (8),$$

где ϵ – диэлектрическая проницаемость среды; κ – постоянная Больцмана; T – температура плазмы; P – давление в плазменном канале; λ – длина волны зондирующего излучения. Формула справедлива вдали от резонансов (резонансной флуоресценции) и плазменной частоты. Это условие у нас выполняется, потому что для просвечивания был выбран спектральный диапазон без линий излучения и поглощения вольфрама и водорода. Диэлектрическая проницаемость плазмы определяется согласно работе [35] по формуле

$$\epsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2},$$

где $\omega_p = 2\pi \cdot 10^4 \cdot N_e^{0,5}$ рад · с⁻¹ и для нашего случая составляет $\omega_p = 1,4 \cdot 10^{14}$ рад · с⁻¹; $\omega = 2\pi \cdot c \times \lambda^{-1}$ – частота зондирующего излучения и при $\lambda = 4630 \text{ \AA}$, $\omega = 4,07 \cdot 10^{15}$ рад · с⁻¹. Тогда: $\epsilon = 0,9988$. Если подставить в формулу (8) все значения параметров, то получим $K_p = 2,66 \cdot 10^{-7} \text{ см}^{-1}$. Следовательно, по сравнению с коэффициентом поглощения излучения в плазменном канале ИРВ, величина которого составляет $3,15 \text{ см}^{-1}$, коэффициентами томсоновского и релеевского рассеяний можно пренебречь. Следовательно, при определении оптической толщины плазменного канала ИРВ основной вклад дает поглощение зондирующего излучения, а не рассеяние.

Для проверки достоверности определения концентрации атомов из величины оптической толщины проведем расчет этих же величин по другой методике – из уравнения состояния идеального газа, расчета давления по гидродинамическим характеристикам плазменного канала и хода во времени температуры.

Расчет давления проводился в приближении квазинесжимаемой жидкости по теории, учитывающей сжатие воды между радиусом канала и фронтом ударной волны, а также переменные во времени скорости расширения канала и фронта ударной волны. Для получения общей концентрации в данной работе использовалось уравнение состояния идеального газа $P = N \cdot k \cdot T$. Результаты расчетов хода во времени концентрации атомов водорода, полученные из оптической

толщины, хода во времени температуры и размеров канала приведены на рис. 9 (кривая 1). Для сравнения такие же результаты, но для чисто вольфрамовой плазмы приведены на рис. 9 (кривая 3). И результаты расчетов хода во времени концентрации атомов водорода, полученные из размеров канала, гидродинамических характеристик, измеренной температуры плазмы и уравнения состояния приведены на рис. 9 (кривая 2).

Как видно из рис. 9, значения концентраций атомов, полученные двумя методиками, отличаются в 4 - 15 раз. По-видимому, достоверные значения концентрации атомов и, соответственно τ , при использовании метода просвечивания без корректировки получить не удастся. Это связано с рядом причин: существенным различием в показателях преломления плазмы (~ 1) и воды ($\sim 1,33$); цилиндрической симметрией канала; неустойчивостями, возникающими на границе перехода «плазма - вода»; стратификацией разряда; поступлением атомов металла с электродов в канал на поздних стадиях разряда. Различие в показателях преломления и наличие неконтролируемой кривизны поверхности канала изменяет ход лучей на границах перехода «плазма - вода» (рис. 10). Фактически в воде образуется рассеивающая линза с неизвестными радиусами кривизны поверхностей, что приводит к сложности корректировки измерений τ . Следует отметить, что в некоторых случаях удается получать практически круглые изображения подсвечивающего источника на регистрирующей пленке, но значения τ получаются все равно завышенными.

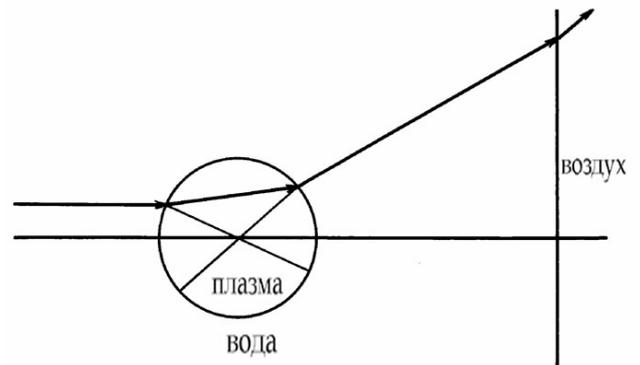


Рис. 10. Ход лучей при просвечивании плазменного канала ИРВ посторонним источником излучения (рассматривается только один из лучей, идущий параллельно оптической оси системы).

Для корректировки измерений τ необходимо точно знать форму канала в зонах входа и выхода зондирующего излучения, что требует синхронной одновременной скоростной теневой фотосъемки канала двумя камерами во взаимно перпендикулярных направлениях, что представляет собой очень сложную техническую задачу.

При этом не рассматриваются более малые эффекты преломления (рефракции) просвечивающих лучей при прохождении через участок сжатой воды между ударной волной и каналом, имеющей градиент давления и, соответственно, изменяющийся коэффициент преломления. Причем просвечивающий луч проходит такой участок дважды: при входе в канал и после его прохождения. Не рассматривается и рефракция на мелких неоднородностях канала.

Рассмотрена только сравнительно грубая, качественная модель прохождения лучей при просвечивании плазмы ИРВ. Перечисленные выше причины приводят к деформации изображения капилляра источника ЭВ-45 (см. рис. 4) и сложности прямых измерений τ при ИРВ без корректировки даже на стадиях релаксации, когда величина τ невелика.

Учитывая, что не получен однозначный результат определения N_a двумя методиками, была разработана третья методика определения τ сплошного спектра. Эта методика и более детальное описание методики определения концентрации атомов по уравнению состояния будут приведены в следующей работе.

Заключение

Приведенную в работе оптическую схему можно использовать для определения задержки начала расширения плазменного канала к моменту подачи напряжения на разрядный промежуток.

Методику просвечивания источником ЭВ-45 можно использовать для измерений оптической толщины плазмы для разрядов в жидкостях плоской формы, а также разрядов в вакууме, воздухе, в разных газах при высоких давлениях любой формы, как это делалось в многочисленных работах с самопросвечиванием канала [15, 36, 37 и др.] при условии, что за границами переходов «плазма - окружающая среда» коэффициенты преломления не отличаются. Для определения оптической толщины канала ИРВ цилиндрической формы с неконтролируемой кривизной границы перехода необходима корректировка, так как можно завязать значения τ в 4 - 15 раз за счет преломления просвечивающего излучения на границе перехода «плазма - вода».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Иевлев В.М.* Газофазный ядерный реактор // Изв. АН СССР. Сер. Энергетика и транспорт. - 1977. - № 6. - С. 24 - 31.
2. *Теплофизические свойства рабочих сред газофазного ядерного реактора* / В. К. Грязнов, И. Л. Иосилевский, В. Е. Фортов и др.; Под ред. В. М. Иевлева. - М.: Атомиздат, 1980. - 292 с.
3. *Лазеры и термоядерная проблема* / Под ред. Б. Б. Кадомцева. - М.: Атомиздат, 1973.
4. *More R.M.* Atomic and Molecular Physics of Controlled Thermonuclear Fusion / Ed. Ch. J. Joachein, D. E. Post. - N.Y.: Plenum, 1983. - P. 339 - 440.
5. *Недоспасов А.В.* Физика МГД-генераторов // УФН. - 1977. - Т. 123, № 1. - С. 333 - 348.
6. *Космическое оружие: дилемма безопасности* / Под ред. Е. П. Велихова, Р. Д. Сагдеева, А. А. Кокошина. - М.: Мир, 1986.
7. *Разумовский И.Т.* Оптика в военном деле. - М.: Изд-во ДОСААФ, 1988.
8. *Кулик П.П., Рябый В.А., Ермохин Н.В.* Неидеальная плазма. - М.: Энергоатомиздат, 1984. - 200 с.
9. *Иванов В.В., Швец И.С., Иванов А.В.* Подводные искровые разряды. - К.: Наук. думка, 1982. - 190 с.
10. *Боровик Е.С.* К вопросу о самоподдерживающихся реакциях синтеза в низкотемпературной плазме большой плотности // Магнитные ловушки. - К., 1969. - Вып. 4. - С. 53 - 60.
11. *Норман Г.Э.* Непрерывные спектры излучения (поглощения) неидеальной плазмы // ТВТ. - 1979. - Т. 17, № 3. - С. 453 - 460.
12. *Кобзев Г.А., Куриленков Ю.К., Норман Г.Э.* К теории оптических свойств неидеальной плазмы // ТВТ. - 1977. - Т. 15, № 1. - С. 193 - 196.
13. *Воробьев В.С., Хомкин А.Л.* Влияние флуктуаций потенциала в плазме на заселенность высоковозбужденных состояний атомов // Физика плазмы. - 1982. - Т. 8, № 6. - С. 1274 - 1284.
14. *Биберман Л.М., Норман Г.Э.* Непрерывные спектры атомарных газов и плазмы // УФН. - 1967. - Т. 91, № 2. - С. 193 - 246.
15. *Методы исследования плазмы* / Под ред. В. Лохте-Хольтгревена. - М.: Мир, 1971. - 552 с.
16. *Губкевич В.А., Ершов-Павлов Е.А., Кратко Л.Е., Чубрик Н.И.* Оптические характеристики плазмы водорода при высоком давлении. - Минск, 1986. - 48 с. - (Препр. / АН БССР. Ин-т физики; № 424).
17. *Фортов В.Е., Якубов И.Т.* Физика неидеальной плазмы. - Черноголовка, 1984. - 264 с.
18. *Жуков Б.Г., Масленников В.Г., Тумакаев Г.К.* О коэффициентах поглощения неидеальной плазмы ксенона в видимой области спектра // ЖТФ. - 1981. - Т. 51. - С. 2194 - 2196.
19. *Беспалов В.Е., Фортов В.Е., Кулиш М.И.* Экспериментальное исследование оптических свойств плотной аргоновой и аргоно-водородной плазмы // Тез. докл. VII Всесоюз. конф. по физике низкотемпературной плазмы. - Ташкент: ФАН, 1987. - Ч. 2. - С. 47 - 48.
20. *Каклюгин А.С., Норман Г.Э.* Эффекты неидеальности. Энциклопедия низкотемпературной плазмы. - Вводный том / Под ред. акад. В. Е. Фортова - М.: Наука, 2000. - Раздел 3. - С. 402 - 408.
21. *Гаврилова Т.В., Аверьянов В.П., Витель И. и др.* Спектр поглощения плотной плазмы водорода в области серии Бальмера // Оптика и спектроскопия. - 1997. - Т. 82, № 5. - С. 757 - 764.

22. Попов А.Ю., Федорович О.А. Об излучательной способности неидеальной плазмы импульсного разряда в воде, в диапазоне спектра 350 - 700 нм // Тез. докл. IV Всесоюз. науч.-техн. конф. - Николаев, 1988. - Ч. 1. - С. 13 - 14.
23. Кудрин Л.П. Статистическая физика плазмы. - М.: Атомиздат, 1974. - 496 с.
24. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. - М.: Наука, 1966. - 688 с.
25. Шашлов Б.А. Теория фотографического процесса. - М.: Книга, 1971. - 340 с.
26. Гороховский В.Н. Свойства черно-белых фотографических пленок. Сенситометрический справочник. - М.: Наука, 1968. - 380 с.
27. Малышев В.И. Введение в экспериментальную спектроскопию. - М.: Наука, 1979. - 480 с.
28. Пасечник Л.Л., Старчик П.Д., Федорович О.А. В // Теория и практика электрогидравлического эффекта. - К.: Наук. думка, 1978. - С. 43 - 49.
29. Бизяев А.С., Будович В.Л., Кузнецкин И.П., Федорович О.А. Измерение яркости свечения поверхности взрывающегося проводника // ТВТ. - 1983. - Т. 21, № 3. - С. 544 - 548.
30. Пресняков Ю. П., Корчужин С. В. Некоторые результаты исследования акустических волн методом голографической киноинтерферометрии // Голографические методы и аппаратура - ВНИИ ОФИ. - М., 1977. - С. 72 - 75.
31. Попов А.Ю., Федорович О.А. О радиальном распределении температуры в канале ИРВ на стадии релаксации // Тез. докл. IV ВНТК "Электрический разряд в жидкости и его применение в промышленности." Ч. I. - Николаев, 1988. - С. 146 - 147.
32. Демидов А.Н., Огурцова Н.Н., Подмошенский И.В. Импульсный источник света с излучением, подобным излучению абсолютно черного тела, при температуре 40000 К. // Оптико-механическая промышленность. - 1960. - № 1. - С. 2 - 7.
33. Кассанорова О.Н., Лебедев В.В. Обработка результатов наблюдений. - М.: Наука, 1970. - 104 с.
34. Поль Р.В. Оптика и атомная физика. - М.: Наука, 1966. - 552 с.
35. Кролл Н., Трайвелтис А. Основы физики плазмы. - М.: Мир, 1975. - 525 с.
36. Bortfeld J., Meiners D., Weber W., Wittig L. Total absorption method for nonuniform layer // Zeitschrift für Angew. Physik. - 1969. - Vol. 27. - P. 240 - 246.
37. Zwicker H., Schumacher. Die Erzeugung und Untersuchung sehr dichter magnetisch komprimierter Plasmen // Zeitschrift für Physik. - 1965. - B 183. - S. 453 - 471.
38. Матвиенко В.В., Попов А.Ю., Федорович О.А. К вопросу об использовании линий излучения водорода серии Бальмера H_α и H_β для измерения параметров плазмы импульсного разряда в воде // Теория экспериментальная практика разрядно-импульсной технологии. - К.: Наук. думка, 1987. - С.14 - 22.

МЕТОДИКА ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ВИЗНАЧЕННЯ ОПТИЧНОЇ ТОВЩИНИ ПЛАЗМОВОГО КАНАЛУ МЕТОДОМ ПРОСВІЧУВАННЯ ТА МОЖЛИВОСТІ ЇЇ ВИКОРИСТАННЯ ДЛЯ ІМПУЛЬСНИХ РОЗРЯДІВ У ВОДІ

О. А. Федорович

Наводяться результати розробки методики експериментального визначення оптичної товщини τ методом просвічування та її застосування для імпульсного розряду у воді. Плазму розряду у воді вдалося просвітити на стадії релаксації й визначити логарифм коефіцієнта проходження випромінювання від стороннього джерела. Основний вклад у величину оптичної товщини дає поглинання випромінювання, а не розсіювання. Розрахунок концентрації атомів у каналі іншим незалежним методом показує, що значення концентрації N_a , одержані з величин τ , завищені в 4 - 15 разів. Пояснюються причини розходжень одержаних значень N_a у плазмовому каналі імпульсного розряду у воді циліндричної форми. Значення τ , знайдені методом просвічування плазмового каналу еталонним джерелом ЕВ-45, виявились завищеними через особливості проходження просвічуючого випромінювання через циліндричний канал імпульсного розряду у воді тому, що він являє собою розсіюючу лінзу. Розроблено методику визначення часу затримки початку розширення каналу відносно моменту подання напруги на розрядний проміжок.

TECHNIQUE OF EXPERIMENTAL DEFINITION OF OPTICAL THICKNESS OF THE PLASMA CHANNEL BY THE METHOD OF LIGHTENING AND POSSIBILITIES OF ITS APPLICATION FOR PULSING DISCHARGE IN WATER

O. A. Fedorovich

Results of development and application of a technique of experimental definition of optical thickness τ of the plasma channel in water by the method of lightening are given. Plasma of the discharge in water managed to be lightened through on a stage of relaxation and the logarithm of coefficient of passage of radiation from an extraneous radiation source have been determined. The basic contribution to size of optical thickness gives absorption of radiation, instead of dispersion. But this value is not real optical thickness. Calculation of atoms N_a concentration in the channel on values τ , received by the lightening through method, at 4 - 15 times is overestimated in comparison to the values of concentration, received by other independent method. Results of direct measurements of τ by illumination of the plasma channel

by reference source ЭВ-45 are overestimated because of features of passage of appearing through radiation through the channel of the discharge in water of the cylindrical form as it represents a disseminating lens. The reasons of this distinguish of the received by lightening through method values of τ in cylindrical plasma channel in liquids are given. The technique of definition of time of a delay of the beginning of expansion of the channel concerning the moment of submission of a voltage on a digit interval is developed.

Поступила в редакцию 20.07.07,
после доработки – 16.04.08.