

ОЦЕНКА НАПРЯЖЕННОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ
В ПРЕДПРОБОЙНОЙ ВОЛНЕ ИОНИЗАЦИИ
В ДЛИННОЙ РАЗРЯДНОЙ ТРУБКЕ
ПО СПЕКТРУ ИЗЛУЧЕНИЯ

© 2020 г. Н. А. Дятко^{a, *}, Ю. З. Ионих^{b, **}, С. А. Калинин^b, А. А. Митюрёва^b

^a ГНЦ РФ Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований, Троицк, Москва, Россия

^b Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

*e-mail: dyatko@triniti.ru

**e-mail: y.ionikh@spbu.ru

Поступила в редакцию 13.07.2019 г.

После доработки 28.08.2019 г.

Принята к публикации 23.09.2019 г.

Представлены результаты исследования характеристик медленной волны ионизации (ВИ), возникающей в начальной стадии пробоя в длинной разрядной трубке при пониженном давлении. В качестве разрядной трубки использовалась ртутная лампа Philips TUV-30W с расстоянием между электродами 80 см и с внутренним диаметром 23 мм. Трубка наполнена аргоном при давлении 2–4 Торр (паспортные данные) и парами ртути. Один из электродов был заземлен, ко второму прикладывались положительные или отрицательные импульсы напряжения амплитудой 2 кВ, длительностью фронта ≈ 0.5 мкс и частотой повторения 1 Гц. Проведены измерения скорости ВИ и временного хода интенсивностей линий Ag, Ag⁺ и Hg в ВИ на различных расстояниях от высоковольтного электрода. Показано, что скорость положительной ВИ (3×10^7 – 5×10^7 см/с) выше, чем скорость отрицательной ВИ (1×10^7 – 1.8×10^7 см/с). Путем сравнения измеренных и рассчитанных отношений интенсивностей линий Ag, Ag⁺ и Hg выполнены оценки величины электрического поля во фронте ВИ. Показано, что в положительной ВИ величина приведенного электрического поля (260–450 Тд) значительно больше, чем в отрицательной (120–165 Тд).

Ключевые слова: длинная трубка, пробой, волна ионизации, спектр излучения

DOI: 10.31857/S036729212002002X

1. ВВЕДЕНИЕ

Волна ионизации (ВИ) – это область высокого градиента потенциала электрического поля, возникающая при подаче напряжения на высоковольтный электрод и движущаяся вдоль разрядного промежутка к низковольтному (обычно заземленному) электроду. В зависимости от полярности напряжения, волна называется положительной или отрицательной. От знака волны зависят ее параметры (в частности, напряженность электрического поля на ее фронте и скорость), а также физика процессов, инициирующих ее движение. Волна ионизации (точнее то, что позднее получило такое название) была обнаружена Дж.Дж. Томсоном в 1893 г., наблюдавшим излучение из ее фронта. За прошедшие сто с лишним лет опубликовано много десятков статей, посвященных исследованиям ВИ. Опубликованы обзоры [1–3] и монография [4]. В подавляющем большинстве случаев исследуются волны, движу-

щиеся со скоростью $\sim 10^9$ – 10^{10} см/с (т.н. быстрые, или высокоскоростные, ВИ). Они возникают при крутом росте ($\sim 10^{12}$ В/с и более) и большой амплитуде (~ 10 – 100 кВ) приложенного напряжения. Интенсивно исследуемый в последние два десятилетия наносекундный разряд есть, по сути дела, быстрая ВИ [5, 6]. Так как время прохождения разрядного промежутка такой волной обычно меньше, чем радиационные времена жизни атомов и молекул, то визуально волна проявляется как движущийся фронт излучения. В случае “медленной” ВИ, имеющей скорость $\sim 10^5$ – 10^7 см/с, радиационное время жизни атомов заметно меньше времени пролета волны, и такая ВИ наблюдается как движущаяся локализованная область свечения. Такие волны возбуждаются в условиях, типичных для зажигания тлеющего разряда в длинных (длина много больше диаметра) разрядных трубках. В этом случае амплитуда импульса напряжения ~ 1 кВ, скорость роста

$\sim 10^9$ В/с и меньше. При распространении медленных ВИ большую роль играет стенка трубки, процесс зарядки которой и возникающее при этом электрическое поле включают в модель, описывающую движение волны [10, 11]. В [17] предполагается, что фотопроцессы на стенке играют определяющую роль в распространении положительной ВИ. В отличие от этого, при движении высокоскоростных волн считается, что диэлектрические стенки трубки, хотя и могут оказывать влияние на распространение волны [1], но не играют ключевой роли. В частности, ВИ может распространяться и в отсутствие стенок [1]. В данной работе речь пойдет именно о медленных волнах ионизации.

Распространение ВИ является начальной стадией пробоя, приводящего затем к зажиганию тлеющего разряда в длинной трубке при пониженном давлении. При такой геометрии разрядного промежутка классический таунсендовский (лавинный) механизм пробоя невозможен, так как при удалении от высоковольтного электрода напряженность электрического поля падает, и лавинообразное размножение электронов прекращается. Этот факт стал понятным уже в конце 30-х годов [7]. В работе [8] было показано, что зажигание разряда начинается с ионизации газа в области высоковольтного электрода, и затем плазменное облако движется к противоположному электроду. Это движение сопровождается свечением газа. Описанная картина была дополнена и уточнена 20 лет спустя в [9]. Было показано, что процесс начинается с пробоя промежутка между высоковольтным электродом и близлежащим участком стенки. При этом образуется плазменное облако, и электрическое поле оказывается сосредоточенным между его поверхностью и последующими участками стенки. Это, в свою очередь, вызывает появление новой области ионизации, так что граница плазмы и фронт ионизации движутся по направлению к низковольтному электроду. Скорость такого движения, найденная из оптических и электрических измерений в аргоне, составила в условиях работы [9] порядка 10^5 см/с. По сути, здесь речь шла о ВИ, хотя авторы и не пользовались этим термином.

Следующий этап исследований медленных ВИ был стимулирован широким распространением компактных энергосберегающих ламп. Это работы [10–17], из них [12, 13, 16] экспериментальные, [11, 14, 15] расчетные, в остальных представлены результаты как экспериментов, так и моделирования. Исследуемыми газами были аргон [11–13, 17] или аргон с парами ртути [10, 14–16], при этом в [16] смесь содержала также добавки неона или криптона. В работах [11–14] волна ионизации была отрицательной, в остальных изучались волны обеих полярностей. Измерялась скорость распро-

странения ВИ [10, 12, 16, 17]. В работах [10, 13, 17], кроме того, с помощью электростатического (емкостного) зонда измерялся потенциал внешней стенки трубки, откуда затем находилась зависимость от времени напряженности продольного электрического поля в процессе прохождения ВИ.

Авторы данной статьи изучали распространение медленных ВИ в длинных разрядных трубках при зажигании разряда в азоте [18], в аргоне, неоне и их смеси [19–21] и в аргоне с парами ртути [22]. В этих работах измерялась скорость ВИ, а в [18, 21, 22], кроме того, исследовался ее спектр.

Спектральная диагностика плазмы разрядов малой длительности представляет интерес, в частности, тем, что позволяет получить информацию о напряженности электрического поля и о параметрах электронной компоненты. Общий подход здесь состоит в том, что измеряется отношение интенсивностей двух спектральных линий с разных по энергии уровней. В большинстве работ, применяющих этот метод, изучаются разряды в азоте или воздухе. В этом случае оптимальным является сравнение интенсивностей полос 2-й положительной системы N_2 (переход $C^3\Pi_u - V^3\Pi_g$) и 1-й отрицательной системы $N_2^+(B^2\Sigma_u^+ - X^2\Sigma_g^+)$. Пороговые энергии возбуждения верхних состояний этих полос отличаются очень сильно, почти в 2 раза (11 и 19 эВ соответственно). Это обеспечивает высокую чувствительность относительной интенсивности полос к изменению приведенной напряженности электрического поля E/N (E – напряженность электрического поля, N – число атомов и молекул в единице объема). Анализ и тестированию этого метода посвящены работы [23, 24] (несамостоятельный разряд в воздухе). В работе [25] показано, что использование этого метода требует корректного учета процессов тушения состояний $N_2(C^3\Pi_u)$ и $N_2^+(B^2\Sigma_u^+)$ молекулами N_2 и O_2 . В ней также разработан оригинальный высокоточный метод измерения констант скоростей этих процессов. Диагностика плазмы с использованием отношения интенсивностей спектральных линий была реализована в работах [26–31]. Изучался импульсный коронный разряд [26], наносекундный разряд (быстрая ВИ) [27, 28], барьерный разряд [29, 30] и пробой при сильном перенапряжении [31]. В работах [26, 29–31] измерения проводились в воздухе, в [27] – в азоте и в [28] – в гелии. В последнем случае для определения величины E/N использовалось отношение яркостей линий He и He⁺.

Спектры излучения медленных волн ионизации, возникающих при зажигании тлеющего разряда, получены в работах [18, 21, 22]. В [18] изучался азот, регистрировались полосы 1-й отри-

цательной и 2-й положительной систем, из сравнения их яркостей найдена оценка $E/N \sim 1000$ Тд, что на порядок больше, чем в установленном разряде. В [21] в смеси Ne-Ar (3:1) зарегистрированы атомарные и ионные линии обеих компонент, в то время как в установленном разряде виды только линии атома аргона. В [22] в аргоне с примесью паров ртути в спектре ВИ присутствовали линии Hg, Ag и Ag^+ , при этом спектр стационарного разряда содержал только линии ртути.

Настоящая работа является продолжением работы [22]. Исследования проводились в трубке, содержащей аргон с примесью паров ртути. Проведены измерения временного хода интенсивностей линий Ag, Ag^+ и Hg (как в положительной, так и в отрицательной ВИ) на различных расстояниях от высоковольтного электрода. Измерялась также скорость ВИ. На основании результатов измерений и проведенного расчетно-теоретического анализа получены данные о вариации приведенного электрического поля в волне ионизации при ее движении через разрядный промежуток.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Исследовались волны ионизации, возникающие в разрядной трубке, в качестве которой использовалась ртутная лампа PhilipsTUV-30W с расстоянием между впаянными электродами 80 см, внутренним диаметром 23 мм и внешним диаметром 25.5 мм. Трубка наполнена аргон при давлении 2–4 Торр (паспортные данные) и парами ртути. Из-за низкого энерговыклада в газ, не превышающего в среднем по времени 10^{-4} Вт/см³, температура стенки трубки оставалась комнатной (17–22°C), при этом парциальное давление паров ртути составляет $p_{Hg} = 0.8–1.3$ мТорр [32]. Один из электродов трубки – катод или анод – был заземлен, ко второму прикладывались импульсы высоковольтного напряжения, соответственно положительные или отрицательные, амплитудой 2 кВ, длительностью фронта ≈ 0.5 мкс и частотой повторения 1 Гц. Независимо от полярности импульсов, катод трубки подогревался током величиной 0.3 А. Этим предотвращалось его повреждение катодным распылением. Осуществлялась запись осциллограмм напряжения и тока через каждый из электродов – высоковольтный и низковольтный (заземленный). Эти сигналы записывались в режиме разовой регистрации. Использовался осциллограф TektronixTDS 220 с полосой пропускания 100 МГц. Вдоль оси трубки могли перемещаться два световода, с помощью которых детектировалось излучение волны ионизации. Излучение одного из световодов поступало в монохроматор СД с дифракционной решеткой

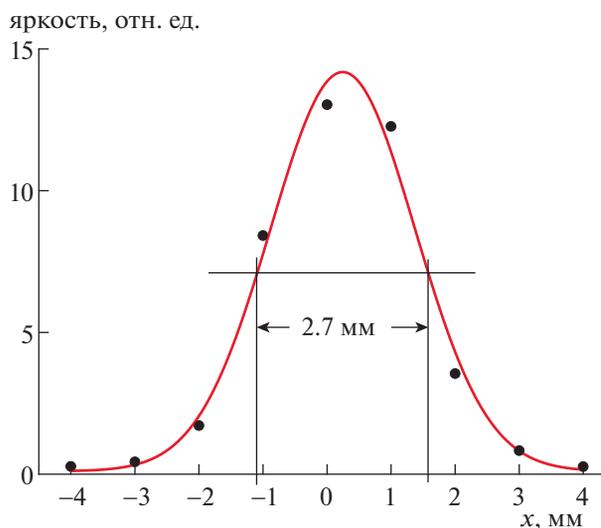


Рис. 1. Аппаратная функция измерений аксиальной зависимости яркости излучения.

1200 штр./мм и фотоумножителем ФЭУ-106 на выходе. Спектральная характеристика системы регистрации измерялась с помощью эталонной лампы накаливания. Излучение из второго световода направлялось непосредственно на фотоумножитель ФЭУ-106. Сигналы ФЭУ регистрировались осциллографом. При записи световых сигналов, разложенных в спектр, использовалось усреднение по 128 импульсам. Временное разрешение системы оптической регистрации определялось параметрами фотоумножителя, осциллографа и соединительного кабеля. Регистрируя достаточно слабый оптический сигнал, можно было получить осциллограмму одноэлектронного импульса ФЭУ. Его полная ширина на полувысоте составляла 20 нс. Эту величину можно рассматривать в качестве предельного временного разрешения при спектральных измерениях.

Пространственное разрешение оптических измерений определялось с помощью щелевого источника света. Ширина соответствующей аппаратной функции равна 2.7 мм (рис. 1). Расстояние между световодами было равно 10 см. Из измерений разности между моментами прохождения этого промежутка волной ионизации находилась скорость волны в разных точках вдоль трубки.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

На рис. 2 приведены осциллограммы измеряемых сигналов. В момент $t = 0$ происходит первичный пробой между высоковольтным электродом и стенкой трубки, сопровождаемый появлением тока в анодной цепи и сбросом анодного напряжения, и генерируется ВИ. Волна регистрируется по ее свечению. Через 2.5 мкс волна доходит до

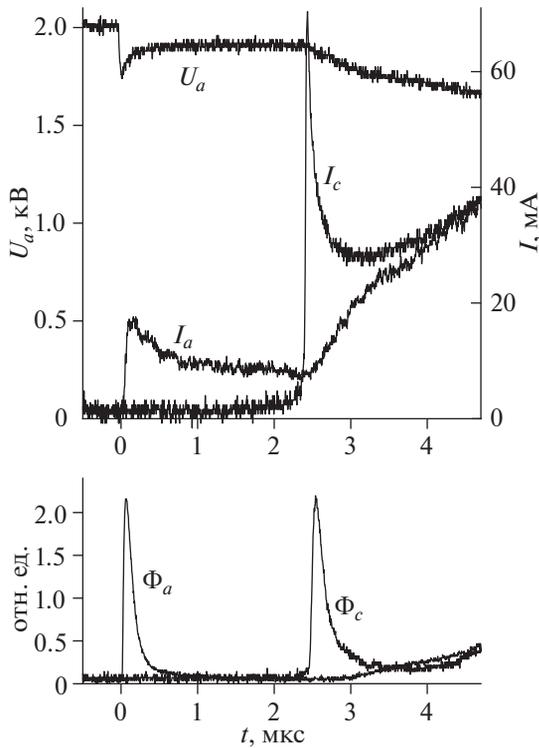


Рис. 2. Осциллограммы анодного напряжения, анодного (I_a) и катодного (I_c) токов, интегральной яркости свечения ВИ у анода (Φ_a) и катода (Φ_c). Положительная полярность импульса.

катода и появляется ток в катодной цепи, то есть происходит пробой всего разрядного промежутка. Заметим, что оптические сигналы Φ_a и Φ_c регистрировались двумя разными фотоумножителями, и сравнение их величины на этом графике не имеет смысла.

На рис. 3 показана зависимость скорости волны ионизации от пройденного волной пути, то есть от расстояния до высоковольтного электрода. Ошибка измерений составляет менее 5%. Аналогично данным предыдущих работ, в том числе [17], скорость отрицательной волны ионизации (отрицательная полярность высоковольтного электрода) ниже, чем положительной. Скачок скорости положительной волны при ее приближении к заземленному катоду ни в одной из цитированных выше работ [10, 12, 16, 17] не наблюдался. Одна из возможных причин этого – то, что в них, в отличие от данной работы, разрядная трубка помещалась в электростатический экран. Как показано в [22], экранирование трубки приводит к заметному уменьшению этого скачка.

Спектр излучения установившегося разряда содержал только линии ртути. Самой яркой из них была резонансная линия 253.7 нм (переход $6p\ ^3P_1 \rightarrow 6s\ ^1S_0$), она была на порядок интенсивнее

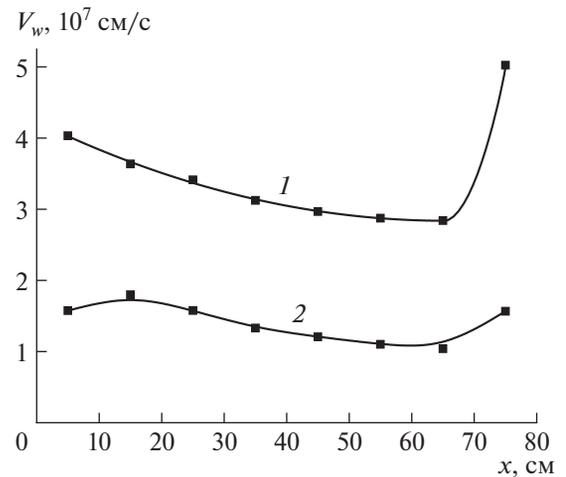


Рис. 3. Скорость волны ионизации, измеренная на различных расстояниях от высоковольтного электрода. 1 – положительная волна, 2 – отрицательная.

суммы всех линий видимого спектра. Вторая резонансная линия 184.9 нм ($6p\ ^1P_1 \rightarrow 6s\ ^1S_0$) поглощалась стенками трубки. Сигналы линий аргона были на уровне шума. В отличие от этого, в спектре излучения волны ионизации линии атомарного аргона присутствовали, причем в спектрах положительной волны они были самыми интенсивными; более того, в положительной ВИ отчетливо регистрировались линии иона аргона, как это видно на рис. 4. Этот рисунок показывает временную зависимость интенсивности (потока квантов) излучения из области, примыкающей к аноду. Моменту времени $t = 0$ отвечает первичный пробой и старт волны ионизации. Начиная с $t \approx 3$ мкс, после пробоя всего промежутка, свечение появляется во всем объеме трубки. Обращает на себя внимание различие временной зависимости яркости излучения зарегистрированных линий. Большая ширина импульса излучения для линии 253.7 нм может быть связана с большим радиационным временем жизни верхнего уровня $6p\ ^3P_1$: с учетом пленения резонансного излучения, оно составляет ~ 1 мкс [33]. Для остальных линий времена жизни значительно меньше (см. ниже таблицу 1), и они не коррелируют с шириной профиля яркости этих линий. С другой стороны, можно заметить качественную связь этой ширины с энергией возбуждения линий: чем выше энергия, тем уже профиль соответствующей кривой. Это вполне объяснимо. Зависимость напряженности электрического поля от времени в данной точке должна иметь вид кривой с максимумом. Чем выше уровень, возбуждаемый электронами в этом поле, тем более узкая часть этого максимума оказывается эффективной, то есть тем короче промежуток времени возбуждения и,

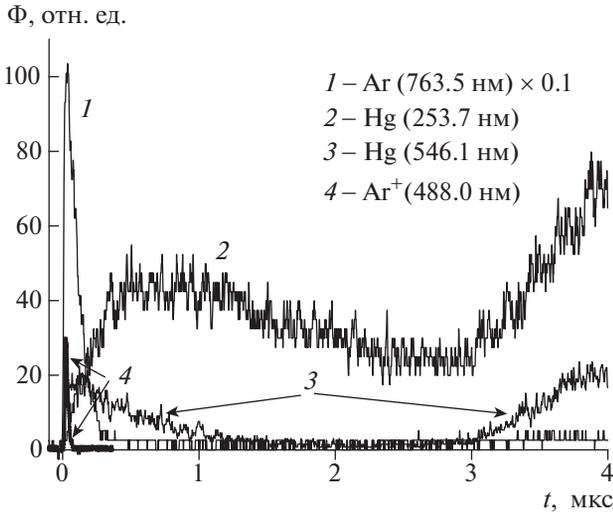


Рис. 4. Временной ход интенсивности излучения из точки вблизи высоковольтного анода (полярность импульса положительная).

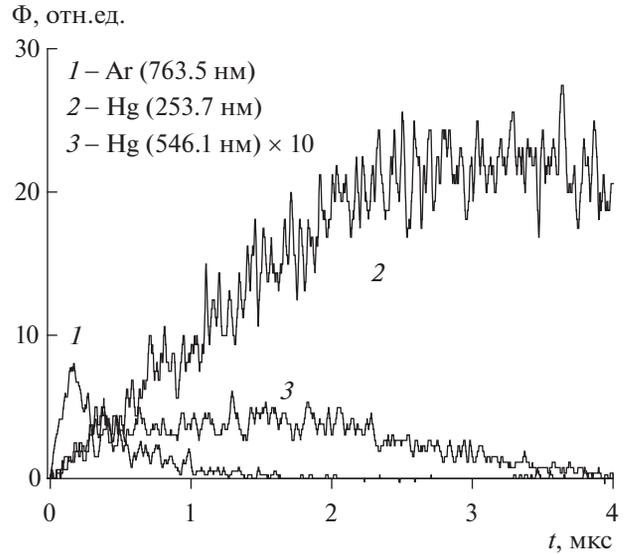


Рис. 5. Временной ход интенсивности излучения из точки в 40 см от высоковольтного катода (полярность импульса отрицательная).

соответственно, уже временной профиль яркости линии. В излучении отрицательной ВИ линии Ag^+ не наблюдаются (рис. 5). Это говорит о том, что напряженность электрического поля во фронте отрицательной ВИ заметно меньше, чем в положительной.

Для задачи определения напряженности электрического поля в волне ионизации нужна информация об относительной интенсивности линий излучения на малых временах, где наблюдаются максимумы интенсивности линий иона Ag^+ и атома Ag. На рис. 6 показан временной ход интенсивностей линий иона Ag^+ и атомов Ag и Hg в положительной ВИ, измеренный в интервале до 200 нс на различных расстояниях от анода. Точка $t = 0$ соответствует началу детектирования (моменту появления) излучения ВИ. Как видно из рис. 6, максимум интенсивностей линий Ag^+ наблюдается на временах ~ 20 нс, а максимум интенсивностей линий Ag — на временах ~ 30 нс — 60 нс.

Ширина профиля линий иона Ag^+ составляет около 20 нс, что практически совпадает с предельным временным разрешением спектральных измерений. Возможно ли, что реальный профиль этих линий, без аппаратных искажений, значительно уже? Следующие факторы действуют против такого предположения: (1) радиационное время жизни верхних уровней этих линий $\tau \approx 10$ нс (табл. 1); (2) среднее время прохождения фронта ВИ через область регистрации излучения $t_a = \delta/V_w \approx 8$ нс ($\delta = 0.27$ см — ширина аппаратной функции схемы регистрации, рис. 1); (3) время роста интенсивности излучения в ВИ также имеет конечную величину: $t_m = L_w/V_w$. Следовательно,

ширина профиля линии излучения не может быть меньше $\Delta t \approx \tau + t_a + t_m$, т.е. почти 20 нс. Т.о., искажения профиля линий Ag^+ , связанные с конечным временным разрешением системы регистрации, не могли быть заметными. Тем более это справедливо для всех остальных линий, имеющих значительно более широкий профиль.

На рис. 7 показан временной ход интенсивностей линий атомов Ag и Hg в отрицательной ВИ, измеренный в интервале до 500 нс на различных расстояниях от катода. Как и в предыдущем случае, $t = 0$ соответствует началу детектирования (моменту возникновения) излучения ВИ. Интенсивность линий в отрицательной ВИ значительно меньше, чем в положительной ВИ, а максимум интенсивности линий Ag наблюдается на больших временах ~ 120 нс — 200 нс. Отметим также, что в связи с низкой интенсивностью линий излучения регистрируемые сигналы значительно зашумлены. Особенно это относится к регистрации линий излучения атомов ртути. В связи с этим (чтобы не загромождать рисунок) на рис. 7 показаны интенсивности только одной линии Ag и одной линии Hg.

4. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ОЦЕНКА ОТНОШЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТЕЙ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ В ТОЧКЕ НАБЛЮДЕНИЯ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ВОЛНЫ ИОНИЗАЦИИ

Интенсивность излучения (количество квантов в единицу времени из единицы объема) для

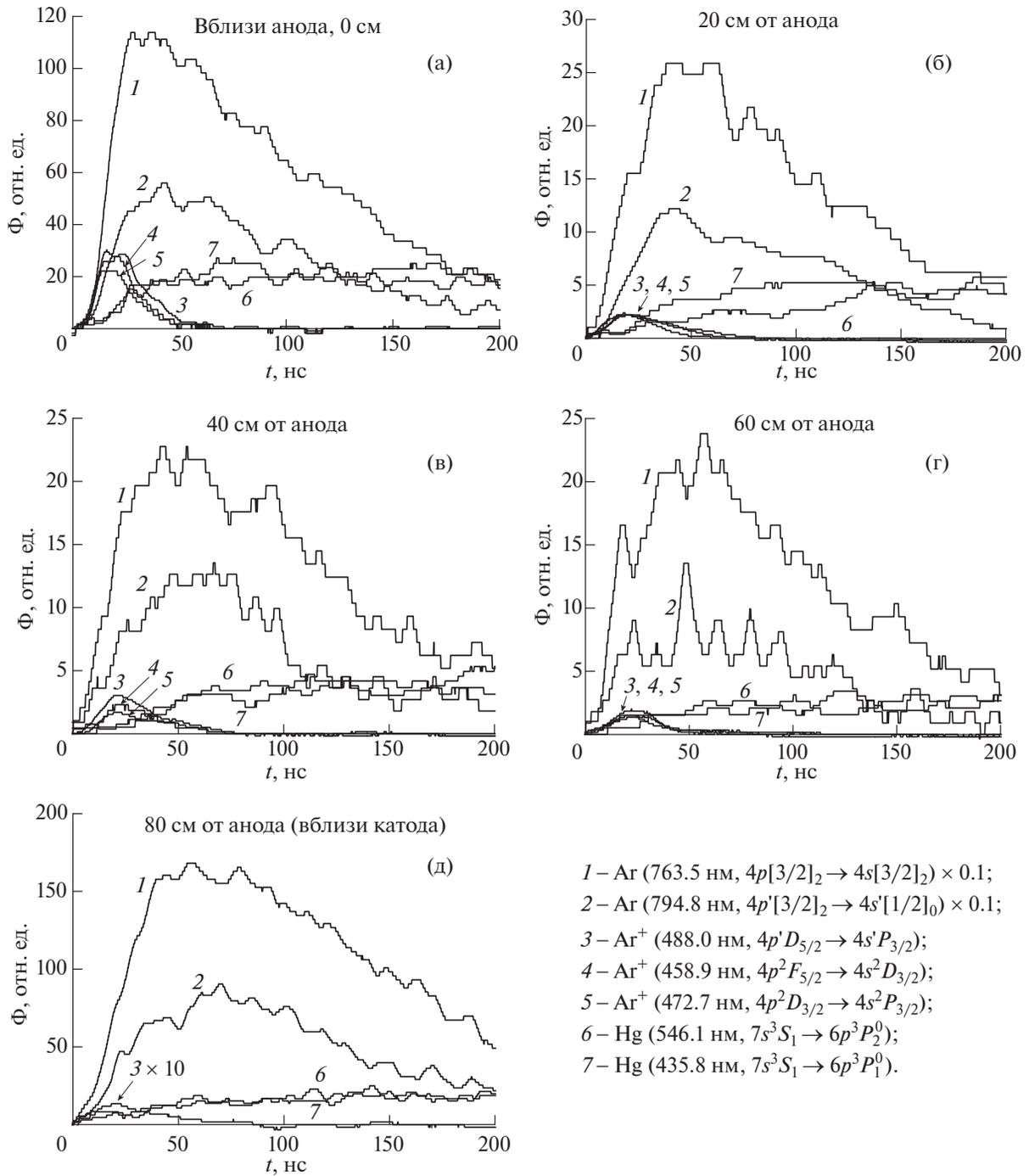


Рис. 6. Временной ход интенсивности линий Ag, Ag⁺ и Hg в ВИ (полярность импульса положительная), измеренный на различных расстояниях от анода. Момент $t = 0$ соответствует моменту появления излучения ВИ. (а) – 0 см; (б) – 20 см; (в) – 40 см; (г) – 60 см; (д) – 80 см (линии Ag⁺ 459.0 нм и 472.7 нм не измерялись).

заданного оптического перехода рассчитывается как

$$I(t) = n^*(t) \times A, \quad (1)$$

где $n^*(t)$ – населенность излучающего уровня, а A – вероятность перехода. Мы будем рассматри-

вать оптические переходы между возбужденными состояниями, поэтому эффектом пленения излучения можно пренебречь. Предположим также, что заселение излучающего уровня происходит в основном электронным ударом из основного состояния, а скорость гибели определяется радиа-

Таблица 1. Радиационные времена жизни электронных уровней (τ), излучательные переходы, соответствующие длины волн излучения (λ) и вероятности переходов (A)

	Терм	τ , нс [44]	Переход	λ , нм	A , 10^8 с^{-1} [45, 46]
Ar	$4p[3/2]_2$	26	$4p[3/2]_2 \rightarrow 4s[3/2]_2$	763.5	0.274
	$4p'[3/2]_1$	29	$4p'[3/2]_1 \rightarrow 4s'[1/2]_0$	794.8	0.196
Ar ⁺	$4p^2D_{5/2}$	9.6	$4p^2D_{5/2} \rightarrow 4s^2P_{3/2}$	488.0	0.784
	$4p^2D_{3/2}$	8.9	$4p^2D_{3/2} \rightarrow 4s^2P_{3/2}$	472.7	0.556
	$4p^2F_{5/2}$	8.0	$4p^2F_{5/2} \rightarrow 4s^2D_{3/2}$	458.9	0.566
Hg	$7s^3S_1$	9.5	$7s^3S_1 \rightarrow 6p^3P_2^0$	546.1	0.487
			$7s^3S_1 \rightarrow 6p^3P_1^0$	435.8	0.557

ционным временем жизни (справедливость этих предположений в рассматриваемых условиях обсуждается ниже). Тогда уравнение для $n^*(t)$ запишется в виде

$$\frac{dn^*}{dt} = n_e(t)v^*(t) - \frac{n^*}{\tau}, \quad (2)$$

где $n_e(t)$ – концентрация электронов, $v^*(t) = Nk^*(t)$ – частота возбуждения уровня электронным ударом из основного состояния (N – концентрация атомов, $k^*(t)$ – константа скорости

возбуждения), а τ – радиационное время жизни рассматриваемого уровня.

Для начального значения $n^*(0) = 0$ решение уравнения (2) имеет вид

$$n^*(t) = \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \times \int_0^t n_e(\xi)v^*(\xi) \exp\left(\frac{\xi}{\tau}\right) d\xi. \quad (3)$$

Для дальнейших рассуждений необходимо задать пространственный профиль напряженности электрического поля в волне ионизации и опре-

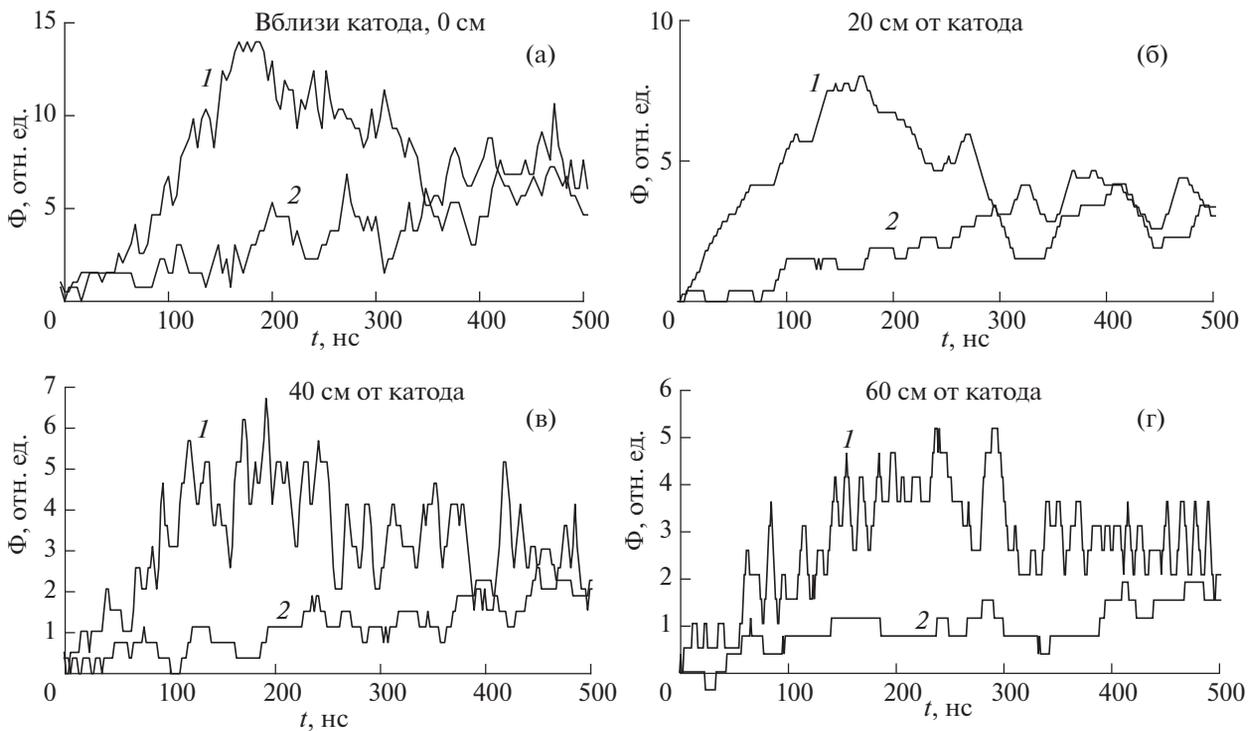


Рис. 7. Временной ход интенсивности линий Ag и Hg в ВИ (полярность импульса отрицательная), измеренный на различных расстояниях от катода. Момент $t = 0$ соответствует моменту появления излучения ВИ. (а) – 0 см; (б) – 20 см; (в) – 40 см; (г) – 60 см. 1 – Ag (763.5 нм, $4p[3/2]_2 \rightarrow 4s[3/2]_2$); 2 – Hg (546.1 нм, $7s^3S_1 \rightarrow 6p^3P_2^0$) $\times 10$.

делить характер изменения концентрации электронов во времени. Рассмотрим отдельно две исследованные в экспериментах ситуации: высоковольтным электродом является анод и высоковольтным электродом является катод.

4.1. Высоковольтным электродом является анод (положительная волна ионизации)

Интересующие нас процессы (возбуждение электронных уровней аргона электронным ударом из основного состояния, ионизация электронным ударом из основного состояния, ионизация с образованием иона аргона в возбужденном состоянии) имеют высокие энергетические пороги. Константы скорости таких процессов резко возрастают с увеличением приведенного электрического поля E/N . Соответственно, заметный рост концентрации электронов и населенности электронных уровней будет происходить в области максимальных значений поля в волне ионизации. Если ограничиться рассмотрением только области высоких значений электрического поля, то пространственный профиль поля в волне ионизации можно задать в виде прямоугольника. Такой подход использовался, например, в работе [17] для описания процессов, происходящих в разрядной трубке при прохождении волны ионизации. Естественно, реальный пространственный профиль электрического поля в волне ионизации отличается от прямоугольника. Но, согласно исследованиям [17], на переднем фронте положительной волны ионизации рост напряженности электрического поля до максимальных значений происходит очень резко, так что аппроксимация переднего фронта электрического поля ступенькой представляется вполне оправданной. Уменьшение напряженности электрического поля на заднем фронте волны ионизации не такое резкое, как на переднем [17], и предположение о профиле в виде ступеньки менее оправдано. Но для целей настоящей работы профиль электрического поля на заднем фронте волны ионизации неважен. Для определенности будем считать его ступенькой.

Рассмотрим прямоугольный пространственный профиль электрического поля (с амплитудой E и шириной L_w), который движется от анода к катоду со скоростью V_w (рис. 8). В этом случае значения транспортных и кинетических коэффициентов электронов (скорость дрейфа, константы скоростей возбуждения электронных уровней и др.) в области волны ионизации будут постоянными. Будем оценивать изменение населенности $n^*(t)$ в точке $x = 0$. Момент времени $t = 0$ соответствует моменту, когда правая граница волны ионизации достигла точки $x = 0$. При движении волны ионизации от правой ее границы стартует электронная лавина, вызванная имеющимися за-

травочными электронами, которая движется в сторону анода со скоростью, равной скорости дрейфа электронов. Размножение электронов в лавине происходит до момента, когда лавина пересечет левую границу волны ионизации. В соответствии с описанной картиной, в момент времени t в точку $x = 0$ придет электронная лавина, стартовавшая из точки x , которая определяется из соотношения

$$t = \frac{x}{V_w} + \frac{x}{V_d}, \quad (4)$$

где первое слагаемое в правой части есть время, за которое правая граница волны ионизации достигнет точки x , а второе слагаемое – время, за которое электронная лавина, стартовавшая в точке x , достигнет точки $x = 0$. Соответственно, концентрация электронов в точке $x = 0$ в момент времени t будет равна

$$\begin{aligned} n_e(t) &= n_{e0} \exp(\alpha x) = n_{e0} \exp\left(\alpha t \frac{V_w V_d}{V_w + V_d}\right) = \\ &= n_{e0} \exp\left(v_i t \frac{V_w}{V_w + V_d}\right), \end{aligned} \quad (5)$$

где n_{e0} – начальная концентрация электронов в газе на правой границе волны ионизации, α – первый коэффициент Таунсенда, v_i – частота ионизации. В формуле (5) для оценки значения α использовано соотношение $\alpha = v_i/V_d$. Следует отметить, что рождающиеся электроны будут также диффундировать к стенкам трубки. При необходимости этот эффект можно учесть в формуле (5) путем введения коэффициента диффузионных потерь [17, 34] β :

$$\beta = \frac{v_{dif}}{V_d}, \quad v_{dif} = \frac{D_e}{(R/2.405)^2}, \quad (6)$$

$$\begin{aligned} n_e(t) &= n_{e0} \exp\left((\alpha - \beta) \frac{V_w V_d}{V_w + V_d} t\right) = \\ &= n_{e0} \exp\left((v_i - v_{dif}) \frac{V_w}{V_w + V_d} t\right), \end{aligned} \quad (7)$$

где, v_{dif} – частота диффузионных потерь электронов, D_e – коэффициент диффузии электронов, R – радиус разрядной трубки. В работе [17] (со ссылкой на работу [34]) утверждается, что в области фронта волны ионизации электроны будут уходить на стенки трубки в режиме свободной диффузии, что обусловлено низкими значениями концентрации электронов в области волны ионизации. Концентрация электронов в наших экспериментах не измерялась, поэтому уверенно утверждать, что концентрация электронов во фронте волны ионизации достаточно мала для того, чтобы диффузия электронов была свободной, мы не можем. Но при оценках сверху роли про-

цесса диффузии такое предположение может быть сделано.

Подставляя выражение (7) для $n_e(t)$ в (3) и полагая, что $n^*(0) = 0$, получим

$$I(t) = n^*(t) \times A = \frac{An_{e0}v^*}{(v_i - v_{dif}) \frac{V_w}{V_w + V_d} + \frac{1}{\tau}} \times \left(\exp\left(\left(v_i - v_{dif}\right) \frac{V_w}{V_w + V_d} t\right) - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right). \quad (8)$$

Рост населенности электронного уровня (и, соответственно, интенсивности излучения) будет происходить до момента, когда левая граница волны ионизации пересечет точку $x = 0$, т.е. до момента времени $t_m = L_w/V_w$. На временах $t > t_m$ в рамках рассматриваемой модели будет происходить экспоненциальное уменьшение населенности (и интенсивности излучения)

$$I(t) = n^*(t) \times A = I(t_m) \exp\left(-\frac{t - t_m}{\tau}\right). \quad (9)$$

В рамках модели (8)–(9) максимум интенсивности излучения каждой рассматриваемой линии достигается в момент времени $t = t_m$, форма $I(t)$ в точке максимума имеет вид резкого пика. Эти факты находятся в противоречии с экспериментальными данными: максимум интенсивности линий Ag наблюдается на больших временах, чем максимум интенсивности линий Ag^+ , и максимумы не имеют вид острых пиков. Очевидно, что различие обусловлено теми предположениями, которые используются в модели. В реальности уменьшение величины E/N на заднем фронте ВИ происходит более плавно, чем предполагается в модели. Константы скорости возбуждения уровней Ag уменьшаются с уменьшением E/N не так резко, как константы скорости возбуждения уровней Ag^+ , а радиационные времена жизни рассматриваемых уровней Ag заметно больше, чем уровней Ag^+ (см. ниже). Кроме того, в эксперименте излучение регистрируется не из точки, а из некоторой протяженной вдоль оси трубки области (аппаратная функция измерений аксиальной зависимости яркости излучения имеет конечную ширину, рис. 1). Указанные обстоятельства и приводят к тому, что максимум интенсивности линий Ag^+ наблюдается несколько раньше, чем максимум интенсивности линий Ag, а зависимости интенсивностей от времени в области максимумов являются достаточно гладкими.

При расчете транспортных и кинетических коэффициентов электронов в газе в сильных электрических полях необходимо учитывать размножение (и, если необходимо, гибель) электронов в процессе их движения вдоль электрического поля [35–37]. При этом, в зависимости от рассматриваемой ситуации (например, стационарный раз-

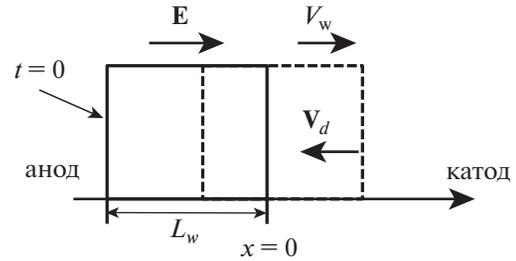


Рис. 8. Схематическое изображение движения положительной волны ионизации (пространственного профиля электрического поля). E – амплитуда электрического поля, L_w – ширина прямоугольного профиля электрического поля, V_w – скорость волны ионизации, V_d – скорость дрейфа электронов в плазме под действием электрического поля. В момент времени $t = 0$ правая граница волны ионизации находится в точке $x = 0$.

ряд Таунсенда или импульсный разряд Таунсенда), значения коэффициентов будут несколько различными. Согласно нашим расчетам (см. также [36]), выполненным для рассматриваемой газовой смеси, при $E/N \leq 600$ Тд значения α , полученные для условий стационарного и импульсного разрядов Таунсенда, отличаются менее чем на 20%. Заметим, что размножение электронов в волне ионизации не соответствует в точности ни одному из указанных типов разряда. В настоящей работе мы использовали значения транспортных и кинетических коэффициентов электронов, рассчитанные для условий импульсного разряда Таунсенда. В этом случае величина первого коэффициента Таунсенда рассчитывается как $\alpha = v_i/V_d$.

Расчеты транспортных и кинетических коэффициентов электронов в смеси $Ag : Hg = 3 : 0.001$ при давлении 3 Торр и температуре 293 К выполнены путем численного решения уравнения Больцмана для функции распределения электронов по энергии (ФРЭЭ). Вид уравнения и метод его численного решения описаны, например, в [37]. Отметим только, что уравнение описывает стационарную (установившуюся) функцию распределения. Применимость такого приближения в рассматриваемых условиях обсуждается ниже. Самосогласованный набор сечений рассеяния электронов на атомах аргона взят из работы [38]. Данный набор включает транспортное сечение, сечения возбуждения электронных уровней (учитывается 37 уровней) из основного состояния и сечение ионизации. Энергии интересующих нас излучающих уровней $Ag(4p[3/2]_2)$ и $Ag(4p'[3/2]_1)$ равны 13.17 эВ и 13.28 эВ, соответственно. Сечения процессов ионизации электронным ударом, в которых ион аргона образуется в возбужденных состояниях $Ag^+(4p^2D_{5/2})$; $Ag^+(4p^2D_{3/2})$; $Ag^+(4p^2F_{5/2})$

взяты из работы [39]. Пороговые энергии этих процессов равны, соответственно, 35.44 эВ, 35.52 эВ и 36.89 эВ. Отметим, что используемые сечения измерены с учетом вклада каскадных излучательных процессов в заселение рассматриваемых уровней. Далее мы будем использовать термин “полные сечения” для обозначения таких сечений. В англоязычной научной литературе для такого рода сечений иногда используется термин “apparent cross-sections”.

Набор сечений рассеяния электронов на атомах ртути взят из работы [40]. Этот набор включает транспортное сечение, сечение ионизации, сечения возбуждения уровней $6p^3P_0$, $6p^3P_1$, $6p^3P_2$, $6p^1P_1$, $7s^1S_0$ и эффективное (суммарное) сечение возбуждения более высоких электронных состояний. В данном наборе (как и в других имеющихся в литературе наборах сечений для атомов ртути) отсутствует сечение возбуждения интересующего нас уровня $7s^3S_1$. В работе [41] измерена оптическая функция возбуждения уровня $Hg(7s^3S_1)$ в диапазоне энергий электронов до 90 эВ и получено соответствующее полное сечение возбуждения этого уровня, учитывающее вклад каскадных радиационных процессов. Проведенный в работе [41] анализ полученных результатов показал, что вклад процесса прямого возбуждения (из основного состояния) в заселение уровня $Hg(7s^3S_1)$ мал по сравнению с вкладом каскадных радиационных процессов. При этом утверждается, что каскадное заселение происходит в основном с уровня $Hg(7p^3P_2)$. Так как радиационное время жизни этого уровня определяется именно переходом на уровень $Hg(7s^3S_1)$ (вероятность перехода $3.6 \times 10^7 \text{ с}^{-1}$ [42]), то измеренное полное сечение есть, по сути, сечение возбуждения уровня $Hg(7p^3P_2)$ из основного состояния. В работе [43] также показано, что заселение уровня $Hg(7s^3S_1)$ происходит в основном за счет каскадных процессов. Согласно [43], вклад каскадных процессов составляет около 80%. Но, в отличие от работы [41], каскадное заселение происходит не только с уровня $Hg(7p^3P_2)$, но и (в сравнимой степени) с уровнями $Hg(7p^3P_1)$ и $Hg(6s^26p^3P_2^0)$. Как и в случае уровня $Hg(7p^3P_2)$, у последних двух уровней радиационное время жизни определяется переходами на уровень $Hg(7s^3S_1)$, вероятности переходов равны $4.2 \times 10^7 \text{ с}^{-1}$ и $1.1 \times 10^7 \text{ с}^{-1}$, соответственно [42]. Средневзвешенная (по относительному вкладу в заселение уровня $Hg(7s^3S_1)$) вероятность каскадных переходов составляет приблизительно $3.0 \times 10^7 \text{ с}^{-1}$. Это величина близка к вероятности перехода с уровня $Hg(7p^3P_2)$. В настоящей работе мы использовали сечение, полученное в работе [41], для расчета суммарной ча-

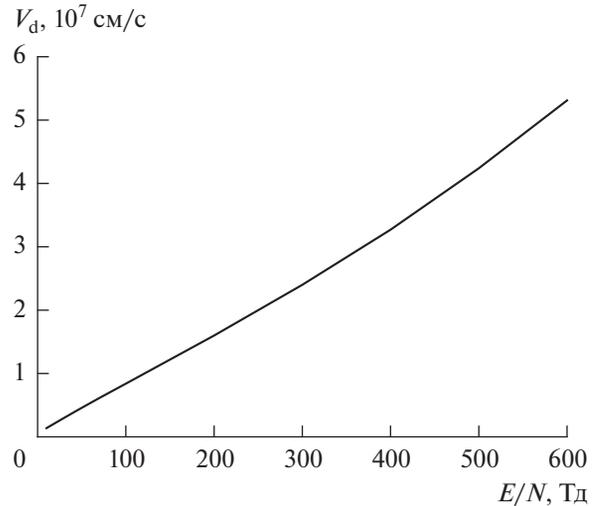


Рис. 9. Расчет. Скорость дрейфа электронов в смеси Ar : Hg = 3 : 0.001.

сты возбуждения уровня $Hg(7s^3S_1)$. Далее, согласно [43], считалось, что 20% от полученной величины составляет частота прямого возбуждения данного уровня, а 80% — это частота возбуждения эффективного уровня $Hg(*)$ с которого идет каскадное заселение состояния $Hg(7s^3S_1)$ с вероятностью перехода $3.0 \times 10^7 \text{ с}^{-1}$.

На рис. 9 показаны рассчитанные значения скорости дрейфа электронов. В области высоких значений E/N (200 Тд — 600 Тд) скорость дрейфа электронов сравнима со скоростью волны ионизации (рис. 3).

На рис. 10 представлены частоты возбуждения интересующих нас электронных уровней, рассчитанные в зависимости от параметра E/N . Как следует из расчетов, частота возбуждения эффективного уровня ртути $Hg(*)$ слабо меняется с ростом E/N при $E/N > 100$ Тд. Частоты возбуждения уровней аргона $Ar(4p[3/2]_2)$ и $Ar(4p'[3/2]_1)$ возрастают более чем на порядок при увеличении E/N от 100 Тд до 600 Тд. Наиболее резкая зависимость от E/N имеет место для частот процессов с высокими пороговыми энергиями — процессов образования возбужденных ионов $Ar^+(4p^2D_{5/2})$, $Ar^+(4p^2D_{3/2})$ и $Ar^+(4p^2F_{5/2})$.

Так как частоты процессов образования возбужденных ионов (а, следовательно, и интенсивности соответствующих спектральных линий) наиболее чувствительны к изменению величины E/N , то время прохождения волны ионизации, t_m , можно оценить по времени роста интенсивности этих линий до максимального значения. Согласно измерениям (рис. 6), $t_m \approx 20$ нс. Соответственно, ширина пространственного профиля электрического поля в волне ионизации $L_w = t_m V_w \approx 0.7$ см (оценка выполнена для значения скоро-

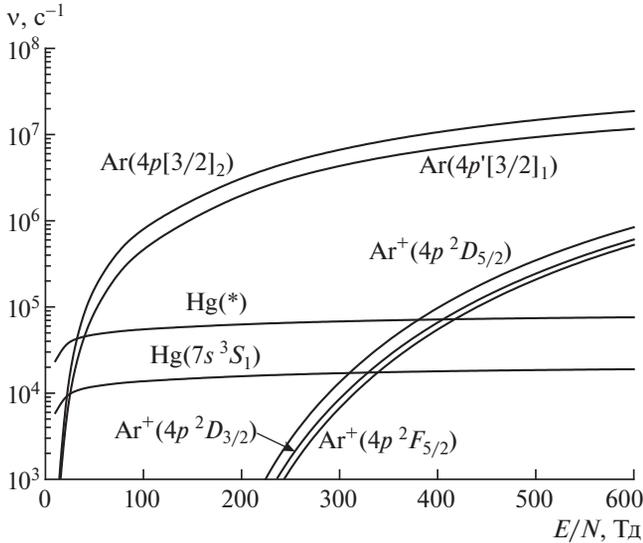


Рис. 10. Расчет. Частота возбуждения рассматриваемых в работе электронных состояний атомов Ar, Hg и ионов Ar⁺ в зависимости от параметра E/N . Ar : Hg = 3 : 0.001, давление 3 Торр, температура 293 К.

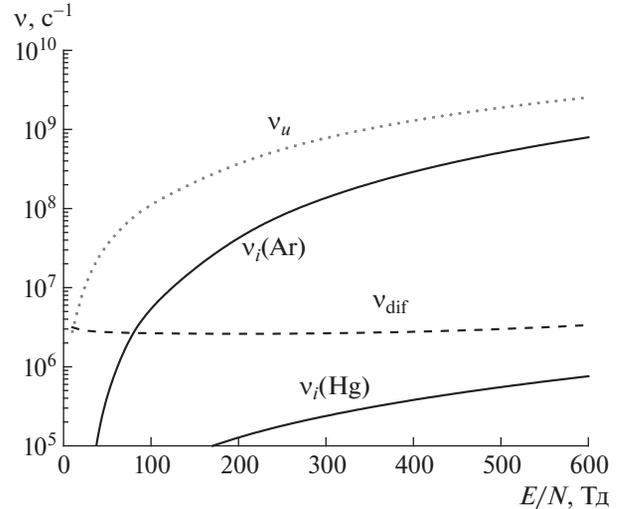


Рис. 11. Расчет. Частоты ионизации атомов Ar и Hg, частота свободной диффузии электронов и частота релаксации энергии электронов в зависимости от параметра E/N . Ar : Hg = 3 : 0.001, давление 3 Торр, температура 293 К.

сти волны ионизации $V_w \approx 3.5 \times 10^7$ см/с). Оценим также время движения электрона в волне ионизации: $t_w = L_w / (V_w + V_d) \approx 10$ нс.

На рис. 11 показаны частота ионизации атомов аргона, ртути и частота свободной диффузии электронов (формула (6)), рассчитанные в зависимости от параметра E/N . Как видно из рисунка, при значениях $E/N > 100$ Тд основным процессом ионизации является ионизация атомов аргона. Заметим также, что при $E/N > 100$ Тд частота диффузии становится заметно меньше частоты ионизации, так что при таких значениях E/N частотой диффузии в формуле (8) можно пренебречь. На рис. 11 показана также характерная частота релаксации энергии электронов, рассчитанная по формуле

$$\nu_u = \frac{eEV_d}{u_m}, \quad (10)$$

где e — заряд электрона (абсолютное значение), а u_m — средняя энергия электронов. Заметим, что величина ν_u^{-1} , рассчитанная по формуле (10), характеризует время установления ядра ФРЭЭ. При $E/N = 100$ Тд это время сравнимо с временем нахождения электрона в волне ионизации: $\nu_u^{-1} \approx 10$ нс $\approx t_w$. С ростом E/N величина ν_u^{-1} уменьшается и при $E/N > 200$ Тд становится значительно меньше t_w . Это означает, что предположение об установившейся ФРЭЭ, использованное при расчете транспортных и кинетических коэффициен-

тов электронов, при высоких значениях E/N более обосновано.

В табл. 1 приведены радиационные времена жизни рассматриваемых состояний атомов и ионов, указаны излучательные переходы, соответствующие длины волн излучения и вероятности переходов. Используя приведенные выше данные по частоте ионизации, скорости дрейфа электронов, скорости волны ионизации и радиационным временам жизни, можно показать, что при $t = t_m \approx 20$ нс и $E/N > 250$ Тд вторым слагаемым в скобках в формуле (8) можно пренебречь (для всех рассматриваемых электронных уровней). В этом случае отношение интенсивностей спектральных линий можно записать как

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{n_1^* A_1}{n_2^* A_2} = \frac{v_1^* A_1}{v_2^* A_2} \frac{v_i \frac{V_w}{V_w + V_d} + \frac{1}{\tau_2}}{v_i \frac{V_w}{V_w + V_d} + \frac{1}{\tau_1}}, \quad (11)$$

где n_1 и n_2 — населенности излучающих уровней, τ_1 и τ_2 — радиационные времена жизни этих уровней, а A_1 и A_2 — вероятности рассматриваемых переходов. Формула (11) упрощается в двух предельных случаях. Если частота ионизации значительно больше обратного радиационного времени жизни (в уравнении (2) можно пренебречь вторым членом в правой части), то

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{v_1^* A_1}{v_2^* A_2}. \quad (12)$$

Если же соотношение между частотой ионизации и обратным радиационным временем жизни противоположное (в уравнении (2) можно положить равной нулю производную в левой части), то

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{v_1^* A_1 \tau_1}{v_2^* A_2 \tau_2}. \quad (13)$$

Как уже было отмечено, уравнение (2) записано в предположении, что заселение излучающего уровня происходит в основном электронным ударом из основного состояния, а скорость гибели определяется радиационным временем жизни. Тушение возбужденных состояний происходит также при соударении возбужденных атомов (и ионов) с электронами и тяжелыми частицами.

Чтобы процесс тушения электронами мог повлиять на населенность уровня, частота этого процесса должна быть сравнима с τ^{-1} . Например, для уровня атома аргона $Ag(4p[3/2]_2)$ $\tau^{-1} \approx 4 \times 10^7 \text{ с}^{-1}$. Даже если предположить, что константа скорости тушения, очень велика, например, $10^{-6} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$, то необходимая концентрация электронов должна быть $\sim 4 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Такая высокая концентрация электронов не успеет наработаться за время пребывания электрона в волне ионизации ($t_w = 10 \text{ нс}$) даже при высоких E/N (см. график частоты ионизации на рис. 11). То есть процессом тушения возбужденных состояний электронным ударом можно пренебречь.

Что касается тушения тяжелыми частицами, то, например, константа скорости тушения уровня аргона $Ag(4p[3/2]_2)$ атомами аргона имеет величину $\approx 10^{-11} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ [47, 48]. Соответственно, частота этого процесса в рассматриваемых условиях $\approx 10^6 \text{ с}^{-1}$, т.е. частота тушения значительно меньше, чем $\tau^{-1} \approx 3.8 \times 10^7 \text{ с}^{-1}$ для уровня $Ag(4p[3/2]_2)$ (табл. 1). Радиационное время жизни рассматриваемых уровней Ag^+ и Hg меньше 10^{-8} с (табл. 1), поэтому можно ожидать, что процессы тушения этих уровней атомами аргона будут не важны.

Заселение электронных состояний атомов может происходить не только электронным ударом из основного состояния, но и за счет каскадных процессов (радиационных переходов из более высоких состояний на рассматриваемый уровень). Учет каскадных процессов в рамках рассматриваемой модели волны ионизации сводится к замене частоты возбуждения, v^* , рассматриваемого уровня на суммарную частоту возбуждения, которая определяется выражением

$$v_{ef}^* = v^* + \sum_k v_k^* \frac{A_k}{v_i \frac{V_w}{V_w + V_d} + \frac{1}{\tau_k}}, \quad (14)$$

где v_k^* — частоты возбуждения более высоких состояний электронным ударом из основного со-

стояния, τ_k — радиационные времена жизни этих состояний, а A_k — соответствующие вероятности перехода на рассматриваемый уровень. Как видно из формулы (14), в рассматриваемых условиях вклад каскадных процессов определяется не только величинами v_k^* , τ_k и A_k , но и соотношением величины τ_k^{-1} и частоты ионизации. Это связано с тем, что в волне ионизации происходит экспоненциальный рост концентрации электронов с частотой, равной частоте ионизации.

Мы провели оценку вклада каскадных процессов в заселение уровня атома аргона $Ag(4p[3/2]_2)$. Данные по наиболее важным каскадным процессам, радиационным временам жизни соответствующих уровней и вероятностям переходов были получены из базы данных NIST [42]. Частоты возбуждения уровней электронным ударом из основного состояния в зависимости от величины E/N были рассчитаны путем решения уравнения Больцмана для электронов (см. выше). Как показали расчеты, в диапазоне значений $E/N = 200 \text{ Тд} - 600 \text{ Тд}$ вклад каскадных процессов в заселение уровня $Ag(4p[3/2]_2)$ мал (составляет всего несколько процентов). Это обусловлено, в частности, тем, что в указанном диапазоне E/N частота ионизации заметно больше значений τ_k^{-1} для каскадных переходов. Отметим также, что используемое в наборе [38] (и в наших расчетах) сечение прямого возбуждения уровня $Ag(4p[3/2]_2)$ электронным ударом из основного состояния взято из работы [49], где оно измерено с точностью $\pm 37\%$.

Что касается вклада каскадных процессов в заселение уровня иона аргона $Ag^+(4p^2D_{5/2})$, то, согласно работе [50], основной вклад дают переходы $5s^2P_{3/2} \rightarrow 4p^2D_{5/2}$ и $4d^2F_{7/2} \rightarrow 4p^2D_{5/2}$. Вероятности этих переходов равны $1.3 \times 10^8 \text{ с}^{-1}$ и $2.9 \times 10^8 \text{ с}^{-1}$, а радиационные времена жизни уровней $Ag^+(5s^2P_{3/2})$ и $Ag^+(4d^2F_{7/2})$ равны 4.6 нс и 3.4 нс [42]. Нам не удалось найти в литературе данные по сечениям ионизации атомов аргона электронным ударом с образованием ионов в состояниях $Ag^+(5s^2P_{3/2})$ и $Ag^+(4d^2F_{7/2})$, поэтому мы не могли рассчитать частоты возбуждения этих уровней и использовать соотношение (14) для оценки вклада каскадных процессов. Но так как радиационные времена жизни уровней $Ag^+(5s^2P_{3/2})$ и $Ag^+(4d^2F_{7/2})$ достаточно малы, то выражение (14) можно упростить, опустив в знаменателе слагаемое, содержащее частоту ионизации:

$$v_{ef}^* = v^* + \sum_k v_k^* A_k \tau_k. \quad (15)$$

В этом случае для расчета частоты v_{ef}^* необходимо использовать полное сечение возбуждения, кото-

рое характеризует возбуждение уровня с учетом каскадных процессов. Полные сечения возбуждения измеряются при использовании оптического метода измерения [39, 50]. Использованные нами сечения ионизации атомов аргона электронным ударом с образованием возбужденных ионов являются именно полными сечениями. Поэтому рассчитанные по этим сечениям частоты описывают возбуждение уровней с учетом каскадных процессов. Отметим также, что использованное полное сечение возбуждения уровня $\text{Ag}^+(4p^2D_{5/2})$ измерено с точностью $\pm 10\%$ [39].

Эффективная частота возбуждения уровня ртути $\text{Hg}(7s^3S_1)$ также рассчитывалась по формуле (14). Метод расчета частоты прямого возбуждения этого уровня и частоты возбуждения уровней, с которых происходит каскадное заселение, описан выше.

Для более точного определения параметра E/N желательно иметь достаточно резкую зависимость отношения интенсивностей от E/N . В этом случае ошибки (неопределенности) в измерениях и расчетах будут приводить к меньшим ошибкам (неопределенностям) в определении параметра E/N . В этой связи лучше использовать либо отношение интенсивностей линий Ag и Ag^+ , либо отношение интенсивностей линий Ag^+ и Hg . Для анализа экспериментальных данных мы рассчитали отношение интенсивностей линий $\text{Ag}(763.5 \text{ нм})/\text{Ag}^+(488.0 \text{ нм})$ и $\text{Ag}^+(488.0 \text{ нм})/\text{Hg}(546.1 \text{ нм})$ в зависимости от величины E/N и значения скорости волны ионизации (V_w варьировалась в пределах $3 \times 10^7 \text{ см/с} - 5 \times 10^7 \text{ см/с}$, рис. 3). Как показали расчеты, отношения интенсивностей очень мало меняются при варьировании скорости волны ионизации в диапазоне $3 \times 10^7 \text{ см/с} - 5 \times 10^7 \text{ см/с}$. Отношения интенсивностей, рассчитанные в зависимости от параметра E/N , показаны на рис. 12.

Заметим, что при теоретической оценке отношения интенсивностей имеется неопределенность, обусловленная неопределенностью значений давлений аргона и паров ртути в трубке. Как было указано при описании экспериментальных условий, давление аргона в трубке, согласно паспортным данным, находится в пределах 2–4 Торр. Так как в расчетах мы использовали среднее значение (3 Торр), то неопределенность в величине давления аргона (и, соответственно, концентрации атомов аргона) составляет $\pm 30\%$. Концентрация паров ртути в расчетах задавалась по давлению насыщенного пара ртути при температуре 293 К (10^{-3} Торр) [32]. При проведении экспериментов температура газа могла варьироваться в пределах 290–295 К (см. описание экспериментальных условий). Соответственно, давление насыщенных паров ртути могло отличаться в пределах $\pm 20\%$ от использованной нами величины.

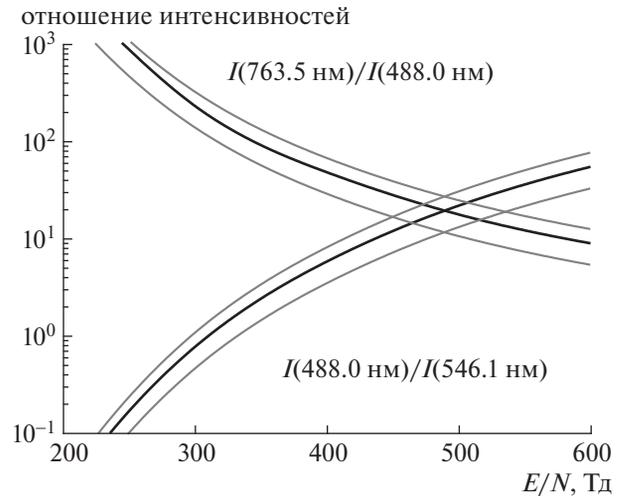


Рис. 12. Расчет. Жирные линии – отношение интенсивностей линий $\text{Ag}(763.5 \text{ нм})/\text{Ag}^+(488.0 \text{ нм})$ и $\text{Ag}^+(488.0 \text{ нм})/\text{Hg}(546.1 \text{ нм})$ в положительной ВИ в зависимости от величины E/N . Тонкие линии показывают вероятный разброс рассчитанных значений (см. текст). $\text{Ar} : \text{Hg} = 3 : 0.001$, давление 3 Торр, температура 293 К.

Такое изменение концентрации паров ртути не повлияет на форму ФРЭЭ при высоких значениях E/N (т.к. в целом процентное содержание паров ртути мало), но частота возбуждения электронных уровней атомов ртути будет меняться пропорционально концентрации атомов ртути.

Изменение давления аргона слабо влияет на величину отношения интенсивностей линий Ag и Ag^+ , так как отношение частот возбуждения соответствующих электронных уровней не зависит от концентрации аргона. В этом случае влияние обусловлено изменением частоты ионизации в формуле (11). Как показали расчеты, при относительном изменении давления аргона в диапазоне 30% изменение отношения интенсивностей $I(763.5 \text{ нм})/I(488.0 \text{ нм})$ варьируется в пределах 2–8% в зависимости от величины E/N . В случае отношения интенсивностей линий Ag^+ и Hg ситуация качественно другая. Так как концентрация атомов аргона зависит от выбранного значения давления, а концентрация атомов ртути от значения температуры, то относительная погрешность отношения $I(488.0 \text{ нм})/I(546.1 \text{ нм})$, обусловленная неопределенностью давления и температуры, может составлять $\sim 35\%$.

При оценке общей неопределенности рассчитанных значений отношения интенсивностей следует также учесть неопределенность в величине сечений, по которым рассчитываются частоты соответствующих процессов. Согласно проведенным нами оценкам, суммарная неопределенность рассчитанных отношений $I(763.5 \text{ нм})/I(488.0 \text{ нм})$ и $I(488.0 \text{ нм})/I(546.1 \text{ нм})$ составляет

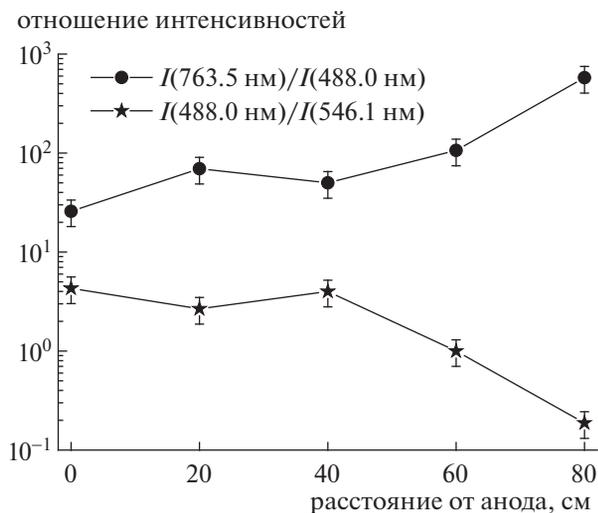


Рис. 13. Эксперимент. Отношение интенсивностей линий $\text{Ag}(763.5 \text{ нм})/\text{Ag}^+(488.0 \text{ нм})$ и $\text{Ag}^+(488.0 \text{ нм})/\text{Hg}(546.1 \text{ нм})$ в положительной ВИ, измеренное на различных расстояниях от анода.

приблизительно $\pm 40\%$. Для наглядности на рис. 12 тонкими линиями показаны соответствующие диапазоны изменения рассчитанных отношений интенсивности.

Отметим также, что используемые нами формулы получены в предположении, что измеряется интенсивность излучения, исходящего из области, размер которой (по оси x) значительно уже, чем ширина пространственного профиля волны ионизации. Согласно проведенным выше оценкам, эффективная ширина пространственного профиля волны ионизации составляет $L_w \approx 0.7 \text{ см}$ (см. выше). А эффективная ширина области, из которой фиксируется излучение, составляет $\delta = 0.27 \text{ см}$. (рис. 1), т.е. δ в 2.5 раза меньше L_w . В рамках рассматриваемой модели можно оценить влияние конечной величины δ на зависимость суммарной интенсивности излучения от времени путем интегрирования по координате

$$I^\delta(t) = \frac{1}{\delta} \int_0^\delta I(t - x/V_w) dx. \quad (16)$$

При $\delta \rightarrow 0$ выражение (14) для $I^\delta(t)$ переходит в выражения (8)–(9) для $I(t)$. Мы провели тестовые численные расчеты $I^\delta(t)$ для линий атомов аргона и ионов аргона для $\delta = 0.27 \text{ см}$. Как показали расчеты, зависимость $I^\delta(t)$ имеет более размытый максимум (по сравнению с соответствующей зависимостью $I(t)$), а положение максимума, $t_{m\delta}$, смещено в область больших времен, $t_{m\delta} > t_m$. Причем величина смещения для линий атомов аргона больше, чем для линий ионов аргона. При этом отношение

$I(763.5 \text{ нм})/I(488.0 \text{ нм})$, рассчитанное по формуле (11), достаточно хорошо (различие $< 10\%$) согласуется с отношением $I^\delta(763.5 \text{ нм})/I^\delta(488.0 \text{ нм})$, рассчитанным в момент времени, когда интенсивность ионной линии максимальна. То есть для теоретической оценки отношения интенсивностей линий можно использовать формулу (11).

По экспериментально измеренным интенсивностям спектральных линий $\text{Ag}(763.5 \text{ нм})$, $\text{Ag}^+(488.0 \text{ нм})$ и $\text{Hg}(546.1 \text{ нм})$, показанным на рис. 6, были оценены отношения интенсивностей $I(763.5 \text{ нм})/I(488.0 \text{ нм})$ и $I(488.0 \text{ нм})/I(546.1 \text{ нм})$ на различных расстояниях от анода (рис. 13). Отношения оценивались в момент времени, когда интенсивность ионной линии (488.0 нм) максимальна. Графики интенсивностей линий, приведенные на рис. 6, построены так, чтобы совместить начало всех кривых в один момент времени, что соответствует резкому (ступенчатому, в рамках модели) пространственному профилю напряженности электрического поля на переднем фронте волны ионизации. На самом деле экспериментальные кривые для разных спектральных линий (например, линий Ag и Ag^+ , или двух разных линий Ag) могли быть случайным образом сдвинуты по времени друг относительно друга (в пределах 5–8 нс). Причиной этого была неустойчивость синхронизации осциллографа при записи осциллограмм, обусловленная, в свою очередь, низким уровнем светового сигнала, который использовался и для синхронизации (применение внешней синхронизации электрическими импульсами, генерируемыми в системе, было невозможно из-за статистического запаздывания первичного пробоя и флуктуаций времени движения волны, заметных в наносекундном масштабе). Этот эффект приводил к погрешности в определении отношений интенсивностей, которую, с учетом неточности при определении интенсивности линий по графикам, мы оценили как $\pm 30\%$.

Путем сравнения экспериментальных результатов, показанных на рис. 13, с результатами расчетов, представленных на рис. 12, выполнена оценка величины E/N в волне ионизации на разных расстояниях от анода (рис. 14). Оценка выполнена с учетом описанных выше неопределенностей в экспериментальном и теоретическом определении отношений интенсивностей. Высота прямоугольников на рис. 14 показывает возможный разброс в величине E/N . Линии проведенные по средним значениям. Если говорить о средних значениях E/N , определенных по отношению линий Ag и $\text{Ag}^+ I(763.5 \text{ нм})/I(488.0 \text{ нм})$, то величина приведенного электрического поля уменьшается с $\approx 450 \text{ Тд}$ у анода до 260 Тд у катода, но уменьшение происходит немонотонно. Такая же немонотонная зависимость от расстояния получается и

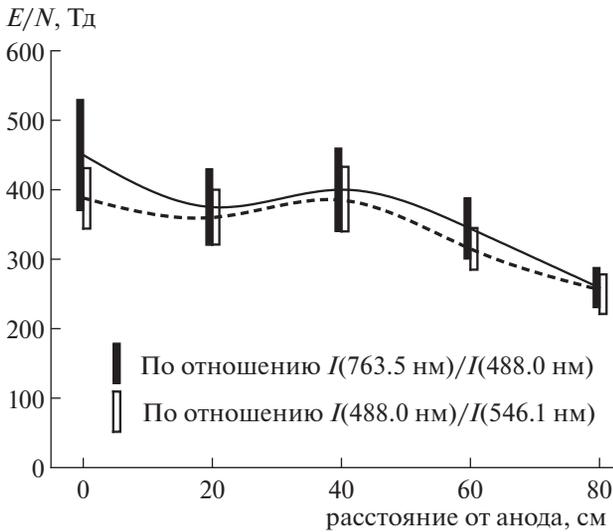


Рис. 14. Значения E/N во фронте положительной ВИ на различных расстояниях от анода, полученные путем сравнения расчетных и экспериментальных отношений интенсивности линий $I(763.5 \text{ нм})/I(488.0 \text{ нм})$ и $I(488.0 \text{ нм})/I(546.1 \text{ нм})$. Высота прямоугольников показывает возможный разброс в величине E/N . Линии проведены по средним значениям.

при определении E/N по отношению интенсивностей линий Ag^+ и Hg $I(488.0 \text{ нм})/I(546.1 \text{ нм})$, но значения E/N оказываются несколько меньше: 390 Тд у анода и 255 Тд у катода. Следует отметить, что немонотонная зависимость величины электрического поля в волне ионизации от расстояния наблюдалась и в работе [18]. Отметим также, что электрическое поле в волне ионизации значительно (более чем на два порядка) выше, чем в установившемся тлеющем разряде (≈ 1.2 Тд для рассматриваемых условий).

4.2. Высоковольтным электродом является катод (отрицательная волна ионизации)

Отрицательная волна ионизации (так же, как и положительная ВИ) стартует от высоковольтного электрода. Скорость ее движения вдоль трубки оказывается несколько меньшей (в 2–2.5 раза), чем скорость положительной ВИ (рис. 3). В отличие от положительной ВИ, в спектре излучения отрицательной ВИ практически отсутствуют линии иона Ag^+ (рис. 6–7). Это означает, что напряженность электрического поля в отрицательной волне ионизации меньше, чем в положительной. Этот вывод согласуется с результатами измерений, выполненных в работе [18].

Скорость дрейфа электронов в поле отрицательной ВИ направлена в сторону движения волны ионизации. В этом случае, как показано в работе [18], для существования ВИ на ее фронте должно выполняться условие равенства первого

коэффициента Таунсенда и коэффициента диффузионных потерь ($\alpha = \beta$, см. выше). Это условие приблизительно соответствует равенству частоты ионизации частоте свободной диффузии электронов к стенкам трубки. Исходя из этого критерия, можно оценить величину E/N на фронте отрицательной волны для рассматриваемых нами условий. Как следует из расчетов (рис. 11), частота ионизации равна частоте диффузии при $E/N \approx 80$ Тд.

Также мы оценили величину E/N путем сравнения измеренных и рассчитанных отношений интенсивностей линий $\text{Ag}(763.5 \text{ нм})$ и $\text{Hg}(546.1 \text{ нм})$. Так как во фронте отрицательной ВИ ионизация компенсируется диффузией, то более корректно будет оценивать отношение интенсивностей по формуле (13), описывающей квазистационарную ситуацию. При этом частоты возбуждения, входящие в формулу, нужно рассчитывать с использованием полных сечений возбуждения (учитывая вклад каскадных процессов) соответствующих электронных уровней атомов Ag и Hg . Полное сечение возбуждения уровня $\text{Ag}(4p[3/2]_2)$ взято из работы [49]. Отношение интенсивностей $I(763.5 \text{ нм})/I(546.1 \text{ нм})$, рассчитанное в зависимости от параметра E/N , показано на рис. 15 жирной линией. Тонкими линиями показан возможный диапазон изменения рассчитанного отношения, связанный с неопределенностью давления аргона, температуры газа и точностью измерения сечений (см. выше).

Представляет интерес сравнить полученное отношение $I(763.5 \text{ нм})/I(546.1 \text{ нм})$ с аналогичным отношением для положительной ВИ. Последнее можно рассчитать по полученным выше соотношениям $I(763.5 \text{ нм})/I(488.0 \text{ нм})$ и $I(488.0 \text{ нм})/I(546.1 \text{ нм})$. Напомним, что в случае положительной ВИ (в которой происходит экспоненциальный рост концентрации электронов) расчет отношения интенсивности производится по формуле (11), а учет каскадных процессов по формуле (14). В области малых E/N (когда частота ионизации мала по сравнению с обратными радиационными временами жизни) формулы (11) и (14) переходят в формулу (13) (в которой соответствующие частоты должны быть рассчитаны по полным сечениям). Поэтому в области малых E/N отношения интенсивностей линий, рассчитанные для положительной и отрицательной ВИ, должны совпадать. В области больших E/N эти отношения могут отличаться. Степень отличия зависит от конкретных параметров: соотношений частот прямого возбуждения уровней и эффективных частот (рассчитанных по полным сечениям), соотношения частоты ионизации и радиационных времен жизни, соотношения вероятностей переходов. Отношение $I(763.5 \text{ нм})/I(546.1 \text{ нм})$, рассчитанное для положительной ВИ, показано на рис. 15 пунктирной линией. Как оказалось, отно-

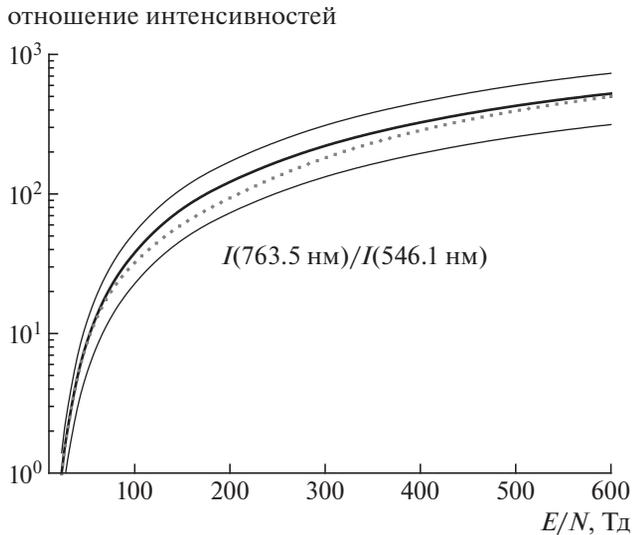


Рис. 15. Расчет. Жирная линия – отношение интенсивностей линий Ag(763.5 нм) и Hg(546.1 нм) в отрицательной ВИ в зависимости от величины E/N . Тонкие линии показывают вероятный разброс рассчитанных значений (см. текст). Пунктирная линия – отношение интенсивности этих же линий в положительной ВИ. Ar : Hg = 3 : 0.001, давление 3 Торр, температура 293 К.

шения интенсивностей, рассчитанные для отрицательной и положительной ВИ, различаются незначительно. Максимальное отличие составляет ~30% при $E/N \sim 200$ Тд.

По экспериментально измеренным интенсивностям спектральных линий Ag(763.5 нм) и Hg(546.1 нм), показанным на рис. 7, были оценены отношения интенсивностей $I(763.5 \text{ нм})/I(546.1 \text{ нм})$ на различных расстояниях от катода (рис. 16). Отношения оценивались в момент времени t_m , когда интенсивность линии Ag(763.5 нм) максимальна. Т.к. измеренные зависимости интенсивности линии ртути от времени сильно зашумлены, то на временном интервале $[0, t_m]$ эти зависимости аппроксимировались линейной функцией. Значение этой функции при $t = t_m$ и принималось за значение интенсивности линии ртути. Возможную погрешность в определении отношений интенсивностей мы оценили как $\pm 40\%$.

Путем сравнения экспериментальных результатов, показанных на рис. 16, с результатами расчетов, представленных на рис. 15, выполнена оценка величины E/N в волне ионизации на разных расстояниях от анода (рис. 17). Оценка выполнена с учетом указанных выше неопределенностей в экспериментальном и теоретическом определении отношений интенсивностей. Высота прямоугольников на рис. 17 показывает возможный разброс в величине E/N . Сплошная ли-

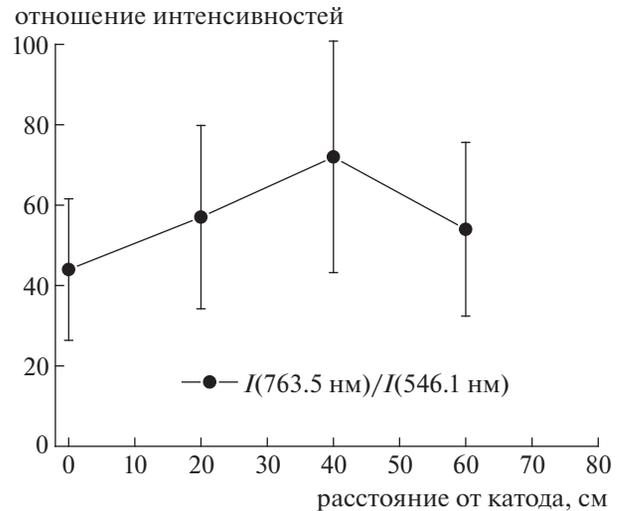


Рис. 16. Эксперимент. Отношение интенсивностей линий Ag(763.5 нм)/Hg(546.1 нм) в отрицательной ВИ, измеренное на различных расстояниях от катода.

ния проведена по средним значениям. Пунктирная линия показывает значение $E/N = 80$ Тд, полученное из условия равенства частот ионизации и диффузии (см. выше). Если говорить о средних значениях E/N , то величина приведенного электрического поля во фронте отрицательной ВИ изменяется с расстоянием немонотонно: увеличивается с ≈ 120 Тд (у катода) до ≈ 165 Тд (на расстоянии 40 см от катода), а затем уменьшается до 140 Тд (на расстоянии 60 см от катода). Заметим также, что значение $E/N = 80$ Тд, полученное исходя из равенства частот ионизации и диффузии, соответствует нижней границе значений приведенного электрического поля, полученных из сравнения измеренных и рассчитанных отношений интенсивностей линий Ag(763.5 нм) и Hg(546.1 нм).

Из полученных данных (рис. 17) следует, что величина E/N для отрицательной ВИ лежит в пределах 70–240 Тд. В этом диапазоне значений E/N скорость дрейфа электронов изменяется в пределах 0.6×10^7 – 1.9×10^7 см/с (рис. 9). Заметим, что скорость отрицательной ВИ, измеренная на разных расстояниях от катода, варьируется приблизительно в таких же пределах: 1.0×10^7 – 1.8×10^7 см/с (рис. 3).

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе выполнены экспериментальные и расчетно-теоретические исследования характеристик медленной волны ионизации, возникающей в начальной стадии пробоя в длинной разрядной трубке при пониженном давлении. В качестве разрядной трубки использовалась ртут-

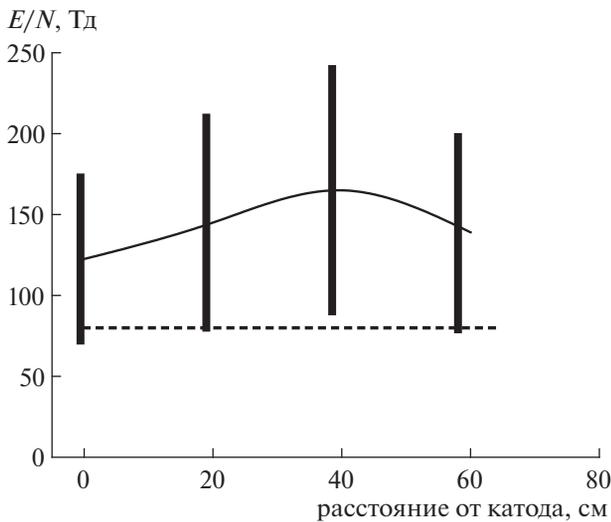


Рис. 17. Значения E/N во фронте отрицательной ВИ на различных расстояниях от катода, полученные путем сравнения расчетных и экспериментальных отношений интенсивности линий $I(763.5 \text{ нм})/I(546.1 \text{ нм})$. Высота прямоугольников показывает возможный разброс в величине E/N . Сплошная линия проведена по средним значениям. Пунктирная линия — значение $E/N = 80$ Тд, полученное из условия равенства частот ионизации и диффузии (см. текст).

ная лампа Philips TUV-30W с расстоянием между впаянными электродами 80 см и с внешним диаметром 25 мм. Трубка наполнена аргоном при давлении 2–4 Торр (паспортные данные) и парами ртути. Один из электродов был заземлен, ко второму прикладывались положительные или отрицательные импульсы напряжения амплитудой 2 кВ и длительностью фронта ≈ 0.5 мкс.

Проведены измерения скорости ВИ на различных расстояниях от высоковольтного электрода. Показано, что скорость положительной ВИ (3×10^7 – 5×10^7 см/с) заметно выше, чем скорость отрицательной ВИ (1×10^7 – 1.8×10^7 см/с). Измерен временной ход интенсивностей линий Ag, Ag^+ и Hg в волне ионизации на различных расстояниях от высоковольтного электрода. Показано, что интенсивность линий атомов аргона и ртути в положительной ВИ заметно выше, чем в отрицательной. Кроме того, в спектре излучения положительной ВИ отчетливо регистрировались линии иона аргона, в то время как в спектре излучения отрицательной ВИ эти линии отсутствовали. Эти факты указывают на то, что напряженность электрического поля во фронте отрицательной ВИ меньше, чем в положительной.

Для определения величины приведенного электрического поля в волне ионизации проведено сравнение измеренных и рассчитанных (в зависимости от параметра E/N) отношений интенсивностей линий Ag, Ag^+ и Hg. В случае поло-

жительной ВИ использовались отношения интенсивностей линий $\text{Ag}(763.5 \text{ нм})/\text{Ag}^+(488.0 \text{ нм})$ и $\text{Ag}^+(488.0 \text{ нм})/\text{Hg}(546.1 \text{ нм})$. Показано, что имеющаяся неопределенность в экспериментальных (давление, температура) и теоретических (величина сечений) параметрах приводит к заметной неопределенности (погрешности) получаемых значений E/N . Если говорить о средних значениях, то величина E/N , определенная по отношению интенсивностей линий Ag и Ag^+ , уменьшается с ≈ 450 Тд у анода до 260 Тд у катода, но уменьшение происходит немонотонно. При определении E/N по отношению интенсивностей линий Ag^+ и Hg получаются несколько меньшие средние значения: 390 Тд у анода и 255 Тд у катода.

В случае отрицательной ВИ анализировалось отношение интенсивностей линий $\text{Ag}(763.5 \text{ нм})/\text{Hg}(546.1 \text{ нм})$. Как и в случае положительной ВИ, рассчитанные значения E/N имеют заметную погрешность, обусловленную неопределенностью использованных в расчетах параметров, а также зашумленностью экспериментальных кривых, связанной с низким уровнем сигнала. Показано, что среднее значение E/N варьируется в пределах 120 Тд–165 Тд в зависимости от расстояния до катода. То есть величина электрического поля во фронте отрицательной ВИ заметно меньше, чем во фронте положительной. В случае отрицательной ВИ величина E/N оценивалась также исходя из критерия, предложенного в работе [18] (частота ионизации равна частоте свободной диффузии электронов к стенкам трубки). Полученное таким образом значение $E/N = 80$ Тд соответствует нижней границе значений приведенного электрического поля, полученных из сравнения измеренных и рассчитанных отношений интенсивностей линий.

В заключение заметим, что использованная в данной работе методика может быть применена для определения параметров предпробойной волны ионизации и в других условиях (очевидный пример — пробой в чистом аргоне).

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект № 19-02-00288.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Василяк Л.М., Костюченко С.В., Кудрявцев Н.Н., Филюгин И.В.* // УФН. 1994. Т. 164. С. 263.
2. *Амиров Р.Х., Асиновский Э.И., Марковец В.В., Панфилов А.С., Самойлов И.С.* // Низкотемпературная плазма. Т. 9. Новосибирск: Наука, 1994. С. 373.
3. *Василяк Л.М., Асиновский Э.И., Самойлов И.С.* Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Вводный том. Кн. II / Под ред. В.Е. Фортова. М.: Наука, 2000. С. 225.
4. *Лагарьков А.Н., Руткевич И.М.* Волны электрического пробоя в ограниченной плазме. М.: Наука, 1989.

5. *Starikovskaia S.M., Anikin N.B., Pancheshnyi S.V., Zatsepin D.V., Starikovskii A.Yu.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2001. V. 10. P. 344.
6. *Takashima K., Adamovich I.V., Czarnetzki U., Luggenhölscher D.* // Plasma Chem. Plasma Process. 2012. V. 32. P. 471.
7. *Seeliger R., Rock R.* // Zs. Phys. 1938. B. 110. S. 717.
8. *Bartholomeyczeyk W.* // Ann. Phys. 1939. B. 36. S. 485.
9. *Недоспасов А.В., Новик А.Е.* // ЖТФ. 1960. Т. 30. С. 1329.
10. *Horstman R.E., Lansink F.M.O.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1988. V. 21. P. 1130.
11. *Brok W.J.M., van Dijk J., Bowden M.D., van der Mullen J.J.A.M., Kroesen G.M.W.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2003. V. 36. P. 1967.
12. *Gendre M.F., Bowden M.D., Haverlag H., van den Nieuwenhuizen H.C.M., Gielen J., Kroesen G.M.W.* // Proc. Frontiers in Low Temperature Plasma Diagnostics V: Proc. of International Workshop (Villaggio: Cardigliano). 2003. P. 295.
13. *Gendre M.F., Bowden M.D., van den Nieuwenhuizen, H.C.M., Haverlag M., Gielen J.W.A.M., Kroesen G.M.W.* // IEEE Trans. on Plasma Sci. 2005. V. 33. P. 262.
14. *Brok W.J.M., Gendre M.F., van der Mullen J.J.A.M.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2007. V. 40. P. 156.
15. *Brok W.J.M., Gendre M.F., Haverlag M., van der Mullen J.J.A.M.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2007. V. 40. P. 3931.
16. *Langer R., Garner R., Hilscher A., Tidecks R., Horn S.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2008. V. 41. 144011.
17. *Gendre M.F., Haverlag M., Kroesen G.M.W.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. V. 43. 234004.
18. *Дятко Н.А., Ионих Ю.З., Мещанов А.В., Напартович А.П., Шишпанов А.И.* // Физика плазмы. 2011. Т. 37. С. 544.
19. *Мещанов А.В., Ионих Ю.З., Шишпанов А.И., Калинин С.А.* // Физика плазмы. 2016. Т. 42. С. 936.
20. *Shishpanov A.I., Meshchanov A.V., Kalinin S.A., Ionikh Y.Z.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2017. V. 26. 065017.
21. *Калинин С.А., Капитонова М.А., Матвеев Р.М., Мещанов А.В., Ионих Ю.З.* // Физика плазмы. 2018. Т. 44. С. 870.
22. *Калинин С.А., Мещанов А.В., Шишпанов А.И., Ионих Ю.З.* // Физика плазмы. 2018. Т. 44. С. 298.
23. *Paris P., Aints M., Laan M., Valk F.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2004. V. 37. P. 1179.
24. *Paris P., Aints M., Valk F., Plank T., Haljaste A., Kozlov K.V., Wagner H.-E.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2005. V. 38. P. 3894.
25. *Valk F., Aints M., Paris P., Plank T., Maksimov J., Tamm A.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. V. 43. 385202.
26. *Gallimbertit I., Hepworths J.K., Klewe R.C.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1974. V. 7. P. 880.
27. *Pancheshnyi S.V., Starikovskaia S.M., Starikovskii A.Yu.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1999. V. 32. P. 2219.
28. *Huang B.-D., Carbone E., Takashima K., Zhu X.-M., Czarnetzki U., Pu Y.-K.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2018. V. 51. 225202.
29. *Kozlov K.V., Wagner H.-E., Brandenburg R., Michel P.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2001. V. 34. P. 3164.
30. *Hoder T., Šimek M., Bonaventura Z., Prukner V., Gordillo-Vázquez F.J.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2016. V. 25. 045021.
31. *Brisset A., Gazeli K., Magne L., Pasquiers S., Jeanney P., Marode E., Tardiveau P.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2019. V. 28. 055016.
32. *Физические величины. Справочник / Под ред. И.С. Григорьева и Е.З. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991.*
33. *Lawler J.E., Curry J.J., Lister G.G.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2000. V. 33. P. 252.
34. *Lisovskiy V.A., Yakovin S.D., Yegorenkov V.D.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2000. V. 33. P. 2722.
35. *Thomas W.R.L.* // J. Phys. B: Atom. Molec. Phys. 1969. V. 2. P. 551.
36. *Tagashira H., Sakai Y., Sakamoto S.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1977. V. 10. P. 1051.
37. *Дятко Н.А., Кочетов И.В., Напартович А.П., Таран М.Д.* // ТВТ. 1984. Т. 22. С. 1048.
38. *Yanguas-Gil A., Cotrino J., Alves L.L.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2005. V. 38. P. 1588.
39. *Sanchez J.A., Blanco F., Garcia G., Campos J.* // Physica Scripta. 1989. V. 39. P. 243.
40. *Mirić J., Simonović I., Petrović Z. Lj., White R.D., Dujko S.* // Eur. Phys. J. D. 2017. V. 71. P. 289.
41. *Anderson R.J., Lee E.T.P., Lin C.C.* // Phys. Rev. 1967. V. 157. P. 31.
42. *NIST Atomic Spectra Database, <https://www.nist.gov/pml/atomic-spectra-database>*
43. *Фриш С.Э., Ключарев А.Н.* // Оптика и спектроскопия. 1967. Т. 22. С. 174.
44. *Радциг А.А., Смирнов Б.М.* Параметры атомов и атомарных ионов. Справочник. Москва: Энергоатомиздат, 1986.
45. *Sansonetti J.E., Martin W.C.* // J. Phys. Chem. Ref. Data. 2005. V. 34. P. 1559.
46. *Vujnović V., Wiese W.L.* // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1992. V. 21. P. 919.
47. *Nguyen T.D., Sadeghi N.* // Phys. Rev. A. 1978. V. 18. P. 1388.
48. *Sadeghi N., Setser D.W., Francis A., Czarnetzki U., Döbele H.F.* // J. Chem. Phys. 2001. V. 115. P. 3144.
49. *Chilton J.E., Boffard J.B., Schappe R.S., Lin C.C.* // Phys. Rev. A. 1998. V. 57. P. 267.
50. *Hammer J.M., Wen C.P.* // J. Chem. Phys. 1967. V. 46. P. 1225.