

04;07;11;12

Состояние поверхности и эмиссия электронов с холодных катодов в вакууме и в тлеющем разряде в благородных газах

© П.А. Бохан, Дм.Э. Закревский

Институт физики полупроводников СО РАН,
630090 Новосибирск, Россия
e-mail: zakrdm@isp.nsc.ru

(Поступило в Редакцию 16 января 2006 г.)

В газовом разряде оптогальваническим методом измерен коэффициент фотоэмиссии γ_{ph} под действием резонансного излучения атомов гелия. Диапазон рабочих токов j/P_{He}^2 от 2 до $1000 \mu\text{A}/\text{cm}^2 \cdot \text{Torr}^2$ (j — плотность тока, P_{He} — давление газа) и напряженности поля на катоде E/N от 0.45 до 13 kTd ($1 \text{ Td} = 10^{-17} \text{ V} \cdot \text{cm}^2$). До $j/P_{He}^2 = 10 \mu\text{A}/\text{cm}^2 \cdot \text{Torr}^2$ наблюдается рост γ_{ph} с дальнейшим насыщением на уровне $\gamma_{ph} = 0.3 \pm 0.01$. В отсутствие разряда $\gamma_{ph} = 0.35 \pm 0.05$. Сделан вывод о том, что эмиссионные свойства холодных катодов в газовом разряде определяются адсорбцией рабочего газа поверхностью катода и имплантацией рабочего газа в катод. С учетом этого пересмотрен вклад фотоэмиссии в ток разряда. Показано, что во всех благородных газах в нормальном и слабо аномальном разрядах при диаметре катода $d_c \gg l_c$ (l_c — длина области катодного слоя) разряд носит преимущественно фотоэлектронный характер. В легких благородных газах фотоэлектронный характер разряда сохраняется и для глубоко аномального разряда. С учетом имплантации атомов в катод рассчитана зависимость от энергии коэффициента γ кинетической и потенциальной эмиссии для атомов гелия и проведено сравнение с имеющимися данными. Оценено влияние имплантации на величину γ в вакууме.

PACS: 79.60.-i

Введение

Изучению эмиссионных свойств катодов в условиях газового разряда всегда уделялось большое внимание. Однако, несмотря на более чем вековую историю развития представлений о холодной эмиссии, которая поддерживается благодаря бомбардировке катода тяжелыми частицами (атомами и ионами) и фотонами, до сих пор считается, что эмиссия в условиях газового разряда принципиально непредсказуема [1,2]. Это вызвано сильной чувствительностью эмиссионных свойств к конкретным условиям эксперимента. Поэтому согласие между экспериментом и результатами расчета в разряде, например, в гелии [3] или аргоне [4], достигается при коэффициентах эмиссии под действием тяжелых частиц γ_h и фотонов γ_{ph} , значительно отличающихся от измеренных в вакууме [1,4,5] или полученных при обработке экспериментальных данных по пробою или функционированию разряда в области нормального горения [1,6]. Более того, и эти данные, полученные и используемые разными авторами, имеют широкий разброс и могут принципиально отличаться друг от друга как в разряде в аргоне [4,7,8], так и в гелии [3,9].

Иной подход к проблеме эмиссионных свойств холодных катодов в газовом разряде был продемонстрирован в [10,11], где было показано, что коэффициенты γ_h и γ_{ph} определяются имплантацией рабочих частиц, ускоренных в области катодного падения потенциала (КПП), в поверхностный слой катода. В результате потенциальная эмиссия, осуществляемая под действием медленных ионов и возбужденных атомов, ослабляется

из-за увеличения работы выхода. Кинетическая эмиссия, вызванная быстрыми тяжелыми частицами, наоборот, усиливается и, более того, существенно снижается ее энергетический порог благодаря обменно-взаимодействию частиц одного сорта. Радикальные изменения претерпевает фотоэмиссия под действием резонансного излучения рабочих атомов. В условиях газового разряда она проходит в два этапа. Сначала происходит поглощение резонансных фотонов имплантированными в катод или адсорбированными его поверхностью атомами рабочего газа при поверхностной плотности, значительно меньшей, чем в монослое. Затем происходит быстрая дезактивация возбужденных атомов в оже-процессах с выходом электронов. В результате для резонансного излучения атомов гелия коэффициент эмиссии γ_{ph} может возрасти на порядок по сравнению с чистыми материалами.

С учетом вышесказанного дальнейшее исследование эмиссионных свойств холодных катодов в условиях газового разряда является актуальной задачей. Первостепенное значение приобретают прямые измерения коэффициентов эмиссии и экспериментальные исследования, подтверждающие или опровергающие предложенную модель состояния поверхности катода. Имплантация рабочих атомов в приповерхностный слой оказывает наибольшее влияние на фотоэмиссию. Поэтому прямое измерение γ_{ph} может служить чувствительным методом определения состояния поверхности и вычисления на этой основе коэффициентов γ_h . Этим задачам посвящена данная работа.

1. Измерение γ_{ph} оптогальваническим методом

Основная идея эксперимента заключается в том, чтобы ввести в область разряда в гелии стороннее оптическое излучение с контролируемой мощностью (энергией), которое вызывало бы дополнительную фотоэмиссию с катода. Наличие корреляций между интенсивностью фотоподсветки и величиной тока (оптогальванический эффект) позволяет однозначно определить роль фотоэмиссии в балансе тока разряда и вычислить γ_{ph} . При низком и среднем рабочем давлении гелия ($P_{He} < 10$ Torr) фотоэмиссия происходит в основном под действием резонансного излучения в вакуумном ультрафиолете (ВУФ) на переходе $2^1P_1^0 - 1^1S_0$ (рис. 1). Кроме резонансного состояния (RS) в газовом разряде значительную населенность имеет метастабильное состояние (MS) 2^1S_0 . Если осветить объем импульсным излучением, соответствующим переходу $2^1S_0 - 2^1P_1^0$ ($\lambda = 2058$ nm), то часть населенности состояния 2^1S_0 перебрасывается на уровень $2^1P_1^0$. Тем самым можно изменить интенсивность излучения на линии $\lambda = 58.4$ nm и газоразрядный ток.

Количество электричества, переносимое в импульсе тока $i(t)$, выражается формулой

$$q = \int_0^{\infty} i(t) dt. \quad (1)$$

С другой стороны, $q = e \times n_e$, где e — заряд электрона, n_e — количество электронов, эмитированных из катода под действием дополнительного излучения на $\lambda = 58.4$ nm, возникающего после переброски атомов с уровня 2^1S_0 в состояние $2^1P_1^0$. Величина n_e связана с поглощенной энергией Δw на переходе с $\lambda = 2058$ nm соотношением

$$n_e = \Delta w \gamma_{ph} R_s (1 - \delta) / hv, \quad (2)$$

где R_s — доля ВУФ-излучения, перехватываемого катодом; δ — доля фотонов, переизлученных из RS в MS ; hv — энергия кванта с частотой ν , соответствующей

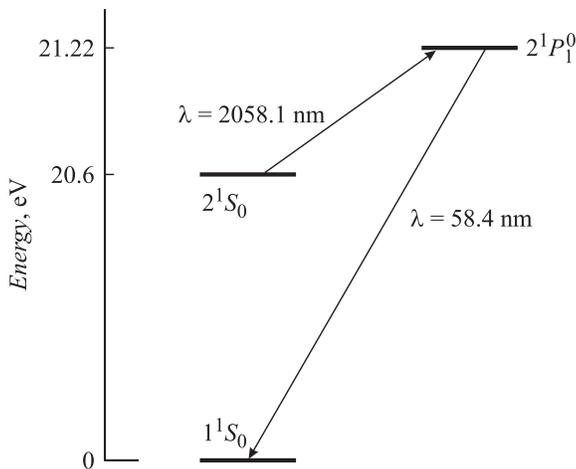


Рис. 1. Схема рабочих уровней и переходов атомов гелия.

переходу с $\lambda = 2058$ nm. Из (1), (2) получаем выражение для расчета величины γ_{ph}

$$\gamma_{ph} = \frac{q}{e} \frac{hv}{\Delta w R_s (1 - \delta)}. \quad (3)$$

В (3) кроме фундаментальных констант входят непосредственно измеряемые в эксперименте q и Δw . Доля R_s вычисляется исходя из геометрии подсветки, δ определяется из соотношения времен жизни по резонансному переходу и переходу с $\lambda = 2058$ nm. Последние, в свою очередь, зависят от вероятностей соответствующих спонтанных переходов и реабсорбции излучения, влияние которой определялось по Холстейну [12] для больших k_0 и из работы [13] для малых k_0 (k_0 — коэффициент поглощения в центре соответствующей линии).

При малых токах, когда населенность уровня 2^1S_0 невелика, измерение Δw , проводимое калориметрическим методом, затруднительно. В этом случае из измерений поглощения χ_{01} на переходе $2^1S_0 - 2^1P_1^0$ вычисляется населенность N_{ms} уровня 2^1S_0 при доплеровском уширении линии $\lambda = 2058$ nm:

$$\chi_{01} = k_0 l = 1.1 \cdot 10^{-11} N_{ms} l, \quad (4)$$

где l — длина области поглощения. Затем в условиях полного спектроскопического просветления, при котором в соответствии со статистическими весами $3/4$ населенности уровня 2^1S_0 перебрасывается на $2^1P_1^0$, измеряется оптогальванический сигнал согласно (1) и вычисляется γ_{ph} . При промежуточных токах измерения проводились по обоим методикам.

2. Экспериментальная установка

Эксперименты проводились с газоразрядными ячейками трех типов. Разряд при токах, близких к нормальным, и слабо аномальный разряд изучались в ячейке с диаметром кварцевого канала 2.7 см (рис. 2, а). В нем вплотную к стенке располагался катод длиной 7.5 см из стальной фольги толщиной 0.05 mm. На расстоянии $l = 2.5$ cm от катода помещался анод из Мо-сетки с размером ячейки 2×2 mm и геометрической прозрачностью $\mu = 0.85$. Анод устанавливался перпендикулярно оси трубки. Лазерный луч ограничивался диафрагмой до диаметра 7.5 mm и направлялся по оси газоразрядной трубки. Его также можно было направлять поперек ячейки с целью измерения методом поглощения населенности уровня 2^1S_0 в пространстве между катодом и анодом в области положительного столба. С учетом поглощения по оси трубки в результате можно было вычислять населенность уровня 2^1S_0 и внутри катода.

Для измерения γ_{ph} в глубоко аномальном разряде использовалась ячейка, изображенная на рис. 2, б. Разряд осуществлялся между плоским катодом из нержавеющей стали диаметром $d_c = 2.5$ cm и сетчатым анодом с диаметром перфорированной части 1.25 (первый вариант)

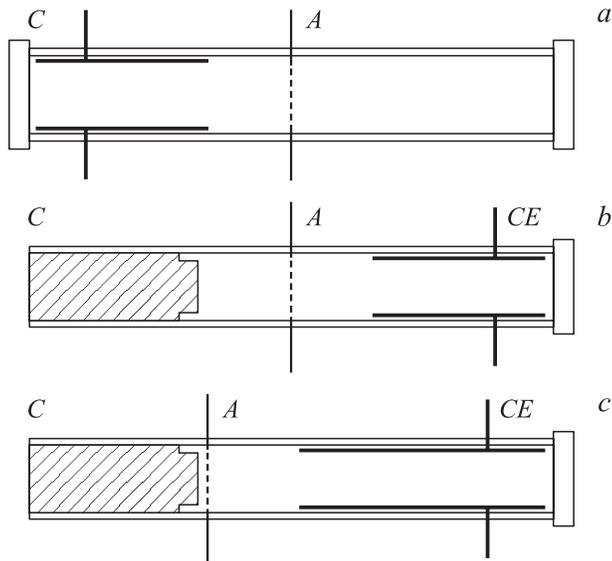


Рис. 2. Конструкция ячеек для: *a* — нормального и слабо аномального разряда; *b* — глубоко аномального разряда; *c* — открытого разряда (*C* — катод; *A* — анод; *CE* — коллектор электронов).

или 2.7 см (второй вариант). Характерный размер отверстий в аноде соответственно — 0.4 или 2 мм, геометрическая прозрачность $\mu = 0.85$, расстояние катод–анод $l = 2$ см. Измерения проводились в том числе и при повышенном рабочем напряжении $U \sim 1$ кВ в условиях, когда генерировался электронный пучок (ЭП). Заторможенные за анодом в области дрейфа электроны собирались коллектором, по конструкции идентичным катоду в трубке рис. 2, *a* и расположенным (передняя кромка) на расстоянии 2 см от анода. Как и в предыдущем случае, луч лазера можно было направлять вдоль и поперек трубки, внутренний диаметр которой составлял 2.7 см.

При среднем давлении $P_{\text{He}} \sim 10$ Торр измерения γ_{ph} выполнялись в кювете открытого разряда (рис. 2, *c*). Разряд осуществлялся между катодом из нержавеющей стали с $d_c = 1.6$ см и сетчатым анодом, расположенным на $l = 1$ мм, с диаметром перфорированной части 1.25 см с $\mu = 0.85$ с характерным размером отверстий 0.2 мм. Рабочее напряжение $U = 1–5$ кВ. Коллекторная часть была устроена так же, как и в предыдущем случае.

Для измерения γ_{ph} в отсутствие разряда использовалась методика, подробно описанная в работе [14].

Для измерения населенности уровня 2^1S_0 и модуляции населенности состояния $2^1P_1^0$ использовалось излучение лазера на самоограниченном переходе гелия $2^1P_1^0–2^1S_0$ с $\lambda = 2058$ нм. Лазер накачивался ЭП, генерируемым открытым разрядом [15] в кювете длиной 8 и диаметром 1.5 см. Накачка осуществлялась при поперечной инжекции ЭП длительностью 20–25 нс и амплитудой до 700 А на частоте следования импульсов 500 Гц. Измерение средней мощности гелиевого лазера проводилось калориметром. Для измерения χ_{01} использовались припороговые режимы генерации, когда излучение сосредоточено в центре линии.

Все эксперименты проводились в тщательно обезгаженных ячейках при слабой прокачке гелия марки ВЧ (~ 1 см³/с), дополнительно очищаемого охлаждаемой жидким азотом ловушкой из активированного угля.

3. Измерения γ_{ph} в гелии

Типичные картины влияния импульсного излучения лазера с $\lambda = 2058$ нм на ток в любой газоразрядной ячейке качественно совпадают (рис. 3). В первый момент воздействия лазерного импульса наблюдается рост тока, начало которого совпадает с началом излучения лазера. Затем, в зависимости от газоразрядных условий, через $t_1 = 50–150$ нс начинается спад тока, который пересекает уровень первоначального постоянного тока через $t = 0.8–3$ мкс с дальнейшим падением тока. Минимум тока достигается через $t_2 = 3–6$ мкс. Амплитуда тока в пике t_2 может составлять до 20% от амплитуды пика $t = t_1$ в обычном тлеющем разряде и до 30% в открытом разряде. Исчезновение воздействия излучения лазера на ток происходит через 70–80 мкс после импульса света. Амплитуда тока в пике t_1 также зависит от газоразрядных условий и может превышать величину постоянного тока через ячейку (рис. 4). Постоянная времени нарастания тока на переднем фронте (до относительной величины $1 - \exp(-1) = 0.63$) наименьшая при повышенных давлениях при освещении ячейки вдоль ее оси перпендикулярно катоду в тлеющем и открытом разрядах и составляет ~ 25 нс. Наиболее медленный рост наблюдается для разряда в ячейке № 1 (аналог полого катода). При освещении сбоку излучением в виде полоски шириной 2 мм наиболее быстрый рост наблюдается при максимальном сближении освещенной области с катодом, а наибольшая амплитуда сигнала — на границе катодного темного пространства и отрицательного свечения.

Полученные результаты объясняются следующим образом. Воздействие лазерного излучения переводит атомы гелия из состояния 2^1S_0 на уровень $2^1P_1^0$. Повышение

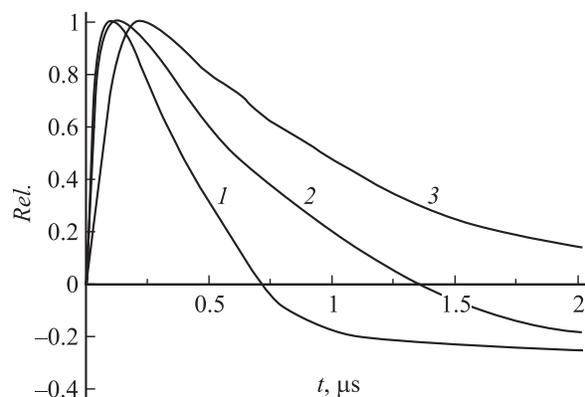


Рис. 3. Осциллограммы ОГС при воздействии излучения гелиевого лазера (1 — направление перпендикулярно оси ячейки; 2, 3 — направление по оси ячейки). 1 — АТР $i = 6.5$, $P_{\text{He}} = 7$; 2 — АТР $i = 5$, $P_{\text{He}} = 1.6$; 3 — разряд в пологом катоде $i = 5$ мА, $P_{\text{He}} = 1.6$ Торр.

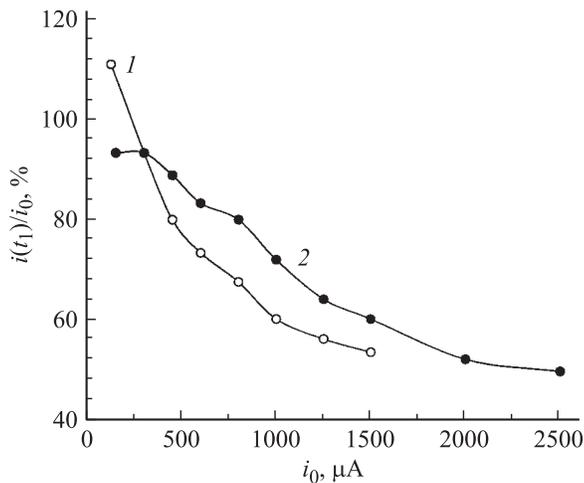


Рис. 4. Зависимость отношения амплитуды оптогальванического сигнала к току разряда (разряд в полном катоде) $i(t_1)/i_0$ от i_0 . 1 — $P_{\text{He}} = 1.2$, 2 — 1.6 Torr.

населенности $2^1P_1^0$ вызывает рост мощности спонтанного излучения на линии $\lambda = 58.4 \text{ nm}$ и соответственно ток фотоэмиссии с катода. Затягивание переднего фронта оптогальванического сигнала (ОГС) ($\sim 25 \text{ ns}$ при повышенных давлениях) по сравнению с длительностью лазерного импульса ($\sim 10 \text{ ns}$ по полувысоте) объясняется реабсорбцией излучения, задерживающей приход излучения на катод с удаленных от него областей. Эта задержка выражается через фактор извлечения Холстейна [12] $g = \tau_0/\tau_r$, где τ_0 и τ_r — время жизни RS в вакууме и эксперименте соответственно. Реабсорбция излучения обуславливает значительный разброс времени затухания ОГС в зависимости от газоразрядных условий и геометрии эксперимента (рис. 3). Оно хорошо описывается теорией Холстейна при учете однородного уширения резонансной линии за счет спонтанного излучения и столкновительного уширения ($\sim 600 \text{ MHz/Torr}$) и доплеровского уширения для линии с $\lambda = 2058 \text{ nm}$, согласно [13].

Через $0.8\text{--}3 \mu\text{s}$ после импульса излучения лазера осциллограмма ОГС пересекает линию постоянного тока и продолжает падение до времени $3\text{--}10 \mu\text{s}$. Возникновение этого минимума объясняется тем, что MS также влияет на генерацию ВУФ-излучения. Это влияние осуществляется в основном через эффективное ступенчатое возбуждение электронами состояний гелия $n^1P_1^0$ из MS 2^1S_0 [16] ($n \geq 2$, n — главное квантовое число).

При воздействии лазерного излучения процессы генерации ВУФ — с участием MS — ослабляются из-за уменьшения населенности MS , соответственно вызванный ими фототок уменьшается. Это и приводит к возникновению минимума тока в пике t_2 . Наблюдается разнообразная и сложная зависимость отношения амплитуд тока в пиках t_1 и t_2 . Отметим только, что наибольшая величина отношения $i_2/i_1 \sim 0.3$ достигается в открытом разряде при повышенном давлении гелия, когда ослаблена диффузия MS на стенки и усилены процессы возбуждения RS с участием MS .

Определенное влияние на величину пиков i_1 и i_2 оказывает размножение дополнительных фотоэлектронов в области КПП. Однако из-за инерционности ионов и поляризации образующейся плазмы этот процесс увеличения тока развивается гораздо медленнее, чем оптогальванический эффект. Тестирование измерения скорости процессов размножения проводилось путем модуляции постоянного напряжения прямоугольными импульсами с фронтом нарастания 50 ns и такой длительности и амплитуды, при которых новое квазистационарное значение тока было равно амплитуде в пике t_1 . Для этого амплитуда дополнительного импульса в слабо аномальном разряде, в зависимости от условий возбуждения, составляла $10\text{--}20 \text{ V}$. Постоянная времени роста тока в этом случае оказалась равной $1.8\text{--}2 \mu\text{s}$, что в $20\text{--}80$ раз медленнее, чем постоянная времени роста ОГС. Следовательно, влияние размножения на амплитуду тока в пике t_1 составляет $\sim 1.5\text{--}4\%$. Более заметно (уменьшает до 2 раз) размножение влияет на второй пик. Отсюда можно заключить, что до половины тока фотоэмиссии реализуется благодаря процессам генерации ВУФ-излучения с участием MS . В сильно аномальном и открытом разрядах, когда размножение в области КПП лишь частично определяет вольт-амперную характеристику (ВАХ) разряда [3], его влияние на ОГС меньше, чем в слабо аномальном разряде.

Для компенсации влияния размножения перед импульсом генерации гелиевого лазера на постоянное напряжение питания накладывается импульс обратной полярности, вызывающий в квазистационаре ослабление тока на его величину в пике t_1 . Количество электричества и число фотоэлектронов затем вычислялось по формулам (1), (2), где интегрирование велось от нуля до момента времени, когда на осциллограмме импульса тока достигается минимум, т. е. до момента $t = t_2$.

Полученная зависимость коэффициента фотоэмиссии от приведенной плотности тока приведена на рис. 5, а, а на рис. 5, б — ВАХ разрядов. Представленные результаты охватывают широкий диапазон газоразрядных условий по параметру j/P_{He}^2 (приведенная плотность тока разряда) и E/N (приведенная напряженность поля на катоде). При малых j/P_{He}^2 (от 2 — границы между нормальным и аномальным разрядом — до $32.4 \mu\text{A}/\text{cm}^2 \cdot \text{Torr}^2$) измерения выполнены для разряда типа „полый катод“, когда считается [17], что размножения в области КПП достаточно для поддержания самостоятельного разряда. Наблюдается рост γ_{ph} от 0.23 до 0.29 при статистической ошибке измерений 10% на нижнем пределе и 5 на верхнем. Падение напряжения на разряде при этом возрастает с 149 до 211 V (рис. 5, б, кривая 1). Считая, что при $j/P_{\text{He}}^2 = 2 \mu\text{A}/\text{cm}^2 \cdot \text{Torr}^2$ приведенная длина области КПП $l_n \cdot P_{\text{He}} = 1.5 \text{ Torr} \cdot \text{cm}$ [18], находим, что наименьшая величина E/N на катоде равна $E/N = 450 \text{ Td}$ ($1 \text{ Td} = 10^{-17} \text{ V} \cdot \text{cm}^2$).

Для $j/P_{\text{He}}^2 > 30 \mu\text{A}/\text{cm}^2 \cdot \text{Torr}^2$ измерения выполнены для открытого разряда и двух режимов аномального разряда, ВАХ которых заметно отличаются друг от друга.

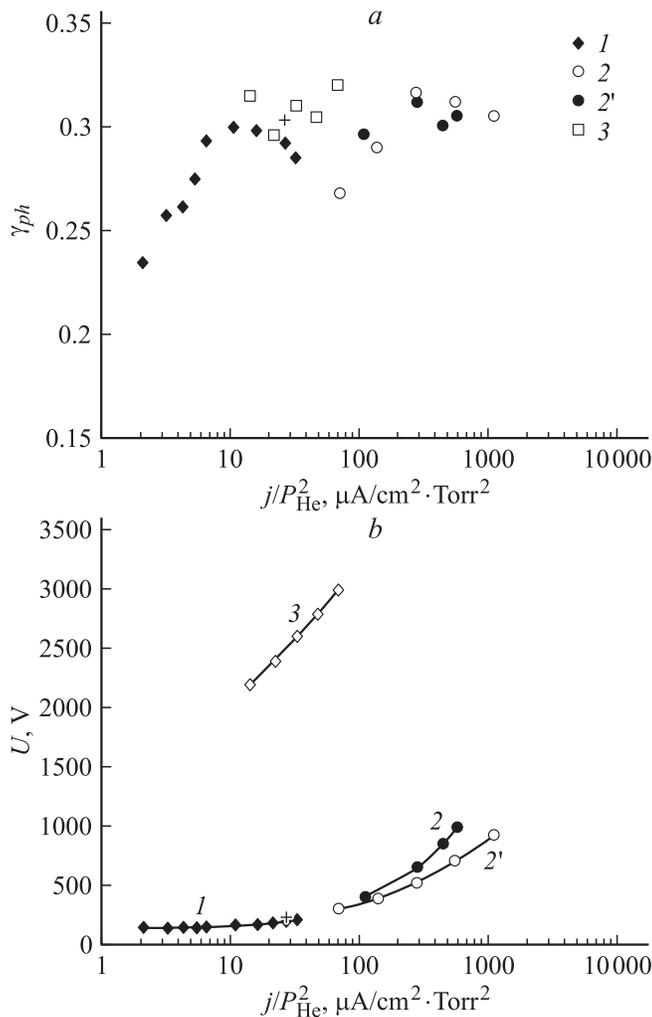


Рис. 5. *a* — зависимость коэффициента фотоэмиссии γ_{ph} от j/P_{He}^2 ; *b* — зависимость напряжения горения разряда от j/P_{He}^2 ; 1 — разряд в полом катоде $P_{He} = 1.3$; 2, 2' — АТР $P_{He} = 1.3$; 3 — ОР $P_{He} = 7$; + — АТР $P_{He} = 7$ Torr.

Различия в режимах аномального разряда вызываются разными диаметрами перфорированной части анода. Для кривой 2 он равен 1.25, для 2' — 2.7 см. В пределах статистической ошибки измерений различие в ВАХ не влияет на γ_{ph} . На верхнем пределе j/P_{He}^2 , исходя из предположения, что длина области КПП $l_c = 0.37l_n$, находим $E/N = 4.1$ кТд. В открытом разряде E/N изменяется от 9.5 до 13 кТд, согласно 3 рис. 5, *b* и при слабом искажении поля в разрядном зазоре [14]. В пределах ошибок измерений γ_{ph} в открытом и аномальном разрядах совпадают, в том числе и для точки (+) на рис. 5, *a* в аномальном разряде при $P_{He} = 7$ Torr.

Из рис. 5, *a* видно, что начиная с $j/P_{He}^2 > 6.5 \mu A/cm^2 \cdot Torr^2$ при существенно разных условиях и режимах горения разряда усредненная величина γ_{ph} по 21 точке составляет $\gamma_{ph} = 0.3 \pm 0.01$.

При пробое и в темном таунсендовском разряде поток быстрых тяжелых частиц на катод или отсутствует, или значительно уступает обратному диффузионному пото-

ку. В этих условиях на эмиссионные свойства катода могут оказывать влияние только атомы рабочего вещества, адсорбированные его поверхностью. Оказалось, что в отсутствие разряда $\gamma_{ph} = 0.35 \pm 0.05$. Теоретическая величина γ_{ph} , реализуемая по рассматриваемому в данной работе механизму, определяется по формуле [11]:

$$\gamma_{ph} = 0.032(0.78w - \Phi) = \gamma_p, \quad (5)$$

где Φ — работа выхода; γ_p — коэффициент потенциальной эмиссии под действием возбужденных атомов. Если адсорбированные атомы гелия не оказывают влияния на работу выхода, то $\Phi = 4.31$ eV и $\gamma_{ph} = 0.4$.

4. Обсуждение результатов

4.1. Фотоэмиссия в разряде

Коэффициент фотоэмиссии в ВУФ-области спектра в вакууме γ_{ph}^0 для разных металлов измерялся в многочисленных работах. Достаточно полный их обзор приведен в [4]. Из нее следует, что в области резонансной линии гелия γ_{ph}^0 может изменяться от 0.02 (очищенные и подвергнутые тренировке, например, высокотемпературному нагреву поверхности) до 0.13 (неочищенные поверхности). В газовом разряде, учитывая бомбардировку катода быстрыми тяжелыми частицами, вызывающую распыление поверхностных загрязнений, следует считать поверхность скорее чистой, чем загрязненной. Полученная в данной работе величина γ_{ph} больше чем на порядок превышает измеренную в вакууме для чистой поверхности и более чем вдвое для загрязненной. Таким образом, при моделировании газового разряда в любых его режимах, включая зажигание с неочищенным катодом, необходимо принимать во внимание адсорбцию поверхностью катода рабочих газов (при пробое) и дополнительно его легирование в режиме горения, что изменяет вклад фотоэмиссии.

К настоящему времени установилось представление о том, что роль фотоэмиссии в газовом разряде невелика [17,18]. Однако в последнее время появились теоретические и экспериментальные работы, в которых значительная роль фотоэмиссии продемонстрирована в разнообразных разрядах [19–21]. С учетом этих публикаций и полученных в данной работе результатов оценим роль фотоэмиссии в различных разрядах. В классической работе Клярфельда и Москалёва [22] проведено прямое измерение фотоэлектронного тока в вакуумных условиях, вызванного излучением нормальных разрядов в криптоне и ксеноне, освещающих катоды одновременно в разрядной и контрольной вакуумной ячейках. Было сделано заключение о том, что вклад фотоэмиссии β не превышает 15% в общий ток эмиссии катода. Расчет проводился по формуле $\beta = i_0 M / i_d \mu^2 T n$, где i_0 и i_d — фототок и ток разряда; M — коэффициент размножения электронов в катодном слое; μ — прозрачность сеток-анодов ($\mu^2 = 0.97$); T — прозрачность пластины из LiF, разделяющей разрядную и измерительную вакуумную

ячейки; $n < 1$ — фактор, учитывающий небольшую разницу в R_s .

В [22] получено, что в разряде в ксеноне: $i_0/i_d \leq 10^{-3}$, $M = 54$, $T = 0.5$ и $\beta \sim 0.11$. Для криптона $i_0/i_d \leq 1.5 \cdot 10^{-3}$, $M = 20$, $T = 0.22$, $\beta \sim 0.12$. Авторы [22] использовали для никеля и резонансных линий ксенона и криптона величину γ_{ph}^0 соответственно $8.2 \cdot 10^{-3}$ и $2.8 \cdot 10^{-2}$. При расчете по (5), т.е. с учетом фотоэффекта с участием адсорбированных атомов, γ_{ph} увеличивается до $6.7 \cdot 10^{-2}$ для ксенона и до 0.106 для криптона. Следовательно, доля фотоэмиссии в нормальных разрядах должна рассчитываться по формуле

$$\beta = (\gamma_{ph}/\gamma_{ph}^0)(i_0M/i_d\mu^2Tn). \quad (6)$$

На основании (6) $\beta = 0.9$ и 0.45 соответственно для разрядов в ксеноне и криптоне при геометрии эксперимента [22], где $d_c \gg l_n$, т.е. по крайней мере разряд в ксеноне носит преимущественно фотоэлектронный характер. Меньшая величина β в криптоне вызвана тем, что из-за сильного поглощения резонансного излучения криптона в LiF эффективная величина R_s для криптона и соответственно n в (6) значительно меньше, чем для ксенона. Поэтому нормальный разряд в криптоне также, скорее всего, носит фотоэлектронный характер.

Полученный вывод подтверждается моделированием и экспериментальными исследованиями разряда в пикселах плазменных дисплеев, разработка и исследование которых интенсивно проводится в течение последних 20 лет. Обычная величина мощности ВУФ-излучения ксенона для них, достигающего люминофор и соответственно катод, составляет $\eta = 7\%$ от вложенной в разряд мощности [23]. При типичной величине рабочего напряжения $U_d = 200$ В доля фотоэмиссионного тока от тока разряда может составлять

$$i_0/i_d = eU_d\eta\gamma_{ph}^0/w = 1.4 \cdot 10^{-2} \quad (7)$$

при $\gamma_{ph}^0 = 8.2 \cdot 10^{-3}$. Следовательно, при коэффициенте размножения в катодном слое $M \sim 50$ до 70% тока разряда поддерживается фотоэмиссией даже при $\gamma_{ph}^0 = 8.2 \cdot 10^{-3}$. При учете влияния имплантации, т.е. при $\gamma_{ph} = 6.7 \cdot 10^{-2}$, величины $M = 9$ уже достаточно для поддержания фотоэлектронного квазистационарного аномального разряда. Теоретическое и экспериментальное исследование импульсного разряда в макроячейках с характерным размером ~ 1 см в смеси Ne–Xe с 10% содержанием ксенона при суммарном давлении 5.6 Торг подтверждает существенное влияние фотоэмиссии [19].

В стационарном тлеющем разряде в аргоне при параметре $P_{Ar} \cdot d_c = 2$ Торг · см эффективность преобразования энергии в ВУФ-излучение находится на уровне 40% [24]. Для коротких промежутков при $R_s = 0.45$ на катод в виде ВУФ-излучения попадает $\sim 18\%$ от вложенной в разряд мощности. Из соотношения вида (6), (7) при $\gamma_{ph} = 0.11$ [4,10,11] и $\beta = 1$ следует $i_0/i_d = 0.42$. Отсюда видно, что даже в глубоко аномальном разряде в

аргоне может преобладать фотоэмиссия. В цилиндрическом катоде (аналоге полого катода) R_s достигает 0.8, поэтому разряд в нем может поддерживаться за счет фотоэмиссии практически без размножения в катодом слое. В широкоапертурных разрядах в гелии и неоне при $d_c \gg l_n$ продемонстрирована эффективность генерации электронного пучка вплоть до 99% [25], что является прямым следствием доминирования фотоэмиссии. Для открытых разрядов, в которых благодаря относительно высокому рабочему давлению значительно возрастает удельный энерговыход, преобладание фотоэмиссии и высокая эффективность генерации ЭП сохраняются до $d_c \sim 0.5$ см [26].

С учетом вышесказанного можно заключить, что при разряде во всех благородных газах существует широкий диапазон условий, когда он в основном обеспечивается за счет фотоэмиссии. Ее влияние проявляется даже в тех случаях, когда на первый взгляд она несущественна, в частности, при зажигании и горении разряда в левой ветви кривой Пашена при низком рабочем давлении. Рассмотрим пример из [3], где теоретически и экспериментально исследовался разряд, генерирующий электронный пучок в гелии с $P_{He} \sim 0.03-0.06$ Торг. При $i_d = 20$ мА и давлении гелия 57 мТорг, приведенном к комнатной температуре, длина катодного слоя составляет 6 см при $d_c = 10$ см, $U = 4$ кВ и длине разрядной ячейки 28 см. Для оценки нижнего предела вклада фотоэмиссии в ток разряда рассчитан поток ВУФ-излучения из катодного слоя, генерируемого при возбуждении гелия быстрыми тяжелыми частицами. Параметры плазмы брались из [3], сечение возбуждения резонансного состояния $2^1P_1^0$ из [27,28], сечения возбуждения синглетных состояний гелия с главным квантовым числом $n \geq 3$, дающим вклад в ВУФ-излучение, из [29]. Реабсорбция излучения для быстрых атомов из-за большого доплеровского смещения отсутствует, для медленных атомов она рассчитывалась по Холстейну с учетом радиационного уширения. Оказалось, что фототок с катода составляет $i_0 = 2.2$ мА (11% от общего тока) или, как будет показано в следующем разделе, 18% от эмиссии, вызванной быстрыми тяжелыми частицами. Эта доля, рассчитанная по данным работы [6], может быть значительно выше (до 40%) при пробое на левой части кривой Пашена при $U > 4$ кВ, а также при увеличении диаметра катода до ~ 20 см в условиях [3]. Таким образом, и при низких рабочих давлениях роль фотоэмиссии в некоторых случаях может быть велика.

4.2. Кинетическая и потенциальная эмиссия при разряде в гелии

В работе [10] было показано, что учет имплантации в катод атомов аргона при уровне их концентрации ~ 0.6 от предельной в широком диапазоне E/N дает хорошее согласие рассчитанной величины действующего коэффициента электронной эмиссии γ_{ap} по сравнению с измеренной. Для разряда в гелии современных экспериментальных данных значительно меньше. При

моделировании гелиевого разряда обычно опираются на данные по $\gamma_{i,a}$ (коэффициент эмиссии под действием ионов и атомов) из работы [5]. Они показаны на рис. 6 кривыми 1, 1'. При их использовании в [9] получено качественное согласие теории и эксперимента по пробою гелия на левой ветви кривой Пашена. Авторы [6] для описания этого явления используют несколько отличающиеся данные по $\gamma_{i,a}$ от [5] (на 20–40%). Однако в работе [3] с участием некоторых авторов [6] в условиях больших E/N используются сильно отличающиеся от данных [5,6] величины $\gamma_{i,a}$ при энергии $w > 100$ eV (рис. 6, кривые 2, 2'). В [3] было достигнуто хорошее количественное согласие с экспериментом. Противоречивость результатов, представленных на рис. 6, очевидна и потому требуется дальнейшее исследование данной проблемы. Для этих целей продолжим анализ процесса генерации электронов с катода [3], начатый в предыдущем разделе.

Расчет тока, вызванного эмиссией под действием MS гелия, возбуждаемых тяжелыми частицами, дает $i_{ms} = 1.8$ mA. Было принято во внимание возбуждение в состоянии 2^1S_0 и все триплетные состояния гелия [29,30], радиационный распад которых происходит в MS 2^3S_1 . В результате размножения зарядов в катодном слое под действием электронов и быстрых тяжелых частиц, по данным [3], обеспечивается ток $i_m = 4.5$ mA, или 22% от общего. Следовательно, за счет эмиссии под действием быстрых тяжелых частиц ток электронов с катода равен $i_h = i_d - i_{ph} - i_{ms} - i_m = 11.5$ mA. Это дает $\Sigma\gamma_h = 0.71$ по сравнению с 0.96 в [3]. В модели [10,11] коэффициент потенциальной эмиссии под действием ионов составляет $\gamma_{ip} = 0.16$ по сравнению с $\gamma_{ip} = 0.24$, принятой в [3]. Поэтому на долю кинетической эмиссии под действием ионов и атомов остается $\gamma_{k(ia)} = 0.55$.

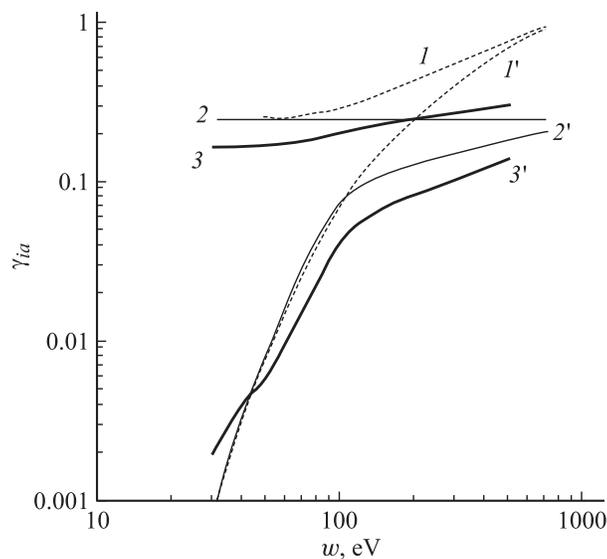


Рис. 6. Зависимость коэффициента γ_{ia} от энергии иона (1–3) и атома (1'–3'); 1, 1' — [5]; 2, 2' — [3]; 3, 3' — настоящая работа.

Примем во внимание, что

$$\gamma_k = \Lambda dw/dx, \quad (8)$$

где $\Lambda = 10^{-9}$ cm/eV, dw/dx — неупругие потери быстрых частиц в материале катода [10]. В свою очередь, $dw/dx = \sigma_t w_0 N_{\text{eff}}$, σ_t — суммарное сечение неупругих столкновений гелия с гелием; w_0 — средняя энергия возбуждения; N_{eff} — эффективная концентрация имплантированных атомов гелия в катоде. Вид зависимости $\gamma_k(w)$ должен повторять вид зависимости $\sigma_t(w)$. Для того чтобы получить $\gamma_{k(i,a)} = 0.55$ при рассчитанном в [3] распределении быстрых тяжелых частиц по энергии, величина $\gamma_k(w)$ должна принимать значения, показанные на рис. 6, кривая 3'.

Полученная зависимость $\gamma_k(w)$ в диапазоне энергий до 600 eV, где имеются достаточно полные данные по сечениям возбуждения и ионизации гелия атомами гелия, коррелирует с данными по γ_a из [3], если последние уменьшить в ~ 1.36 раза. При $w = 500$ eV $\sigma_t = 1.49 \cdot 10^{-16}$ cm², что соответствует $N_{\text{eff}} = 0.42 \times 10^{23}$ cm⁻³, или $0.26 N_{\text{max}}$, $N_{\text{max}} = 1.6 \cdot 10^{23}$ cm⁻³ [10]. В аргоне $N_{\text{eff}} \sim 0.6 N_{\text{max}}$ [10]. Меньшая величина $N_{\text{eff}}/N_{\text{max}}$ в гелии объясняется как меньшей плотностью тока в экспериментах [3], так и большей величиной коэффициента диффузии гелия из катода по сравнению с аргоном. Для энергии атома гелия выше, чем 500 eV, на величину γ_a начинают оказывать влияние неупругие потери в материале катода. Так, при $w = 600$ eV добавка к γ_{ka} , реализующаяся по этому механизму для Au-катода, составляет 0.025 [31]. Важно отметить, исходя из условий получения зависимости 3' рис. 6, что она характеризует верхний предел величины γ_k в гелиевом разряде.

4.3. Влияние имплантации бомбардирующих частиц на измеренные величины γ_h в вакуумных условиях

Явление „загрязнения“ поверхности мишени пучком налетающих частиц хорошо известно [32]. Поэтому измерение коэффициентов эмиссии под действием тяжелых частиц в вакууме проводилось при токах на уровне 10^{-9} A [33,34] как в первых классических работах, где впервые измерения были выполнены в сверхвысоком вакууме, так и в современных исследованиях [35]. Однако вследствие фокусировки пучка ионов плотность тока на мишени находится на уровне 10^{-5} A/cm². При таких плотностях тока, согласно данным рис. 5, a, коэффициент фотоэмиссии в газовом разряде уже выходит на насыщение. Следовательно, на величину γ_h , измеренную в сверхвысоком вакууме, также должна оказывать влияние имплантация частиц, бомбардирующих мишень.

Эта имплантация оказывает двойное воздействие на состояние поверхности. Во-первых, через несколько секунд после включения пучка на поверхности мишени может образовываться монослой атомов налетающих частиц. Для гелия их плотность составляет $N_s = 2.4 \cdot 10^{15}$ cm⁻². При $w = 500$ eV и $\sigma_t =$

$= 1.5 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$ этот слой дает дополнительный вклад в кинетическую эмиссию $\Delta\gamma = \sigma_i N_s \gamma_p = 0.12$. Во-вторых, происходит постепенное насыщение поверхностного слоя мишени гелием, что через несколько минут приводит к изменению коэффициентов как кинетической, так и потенциальной эмиссии. Это может служить одной из причин различия в величинах γ_{ip} в разных работах, например в [31] и [34]. В результате измеренная величина γ оказывается зависимой от многих параметров, таких как длительность измерений и перерыв между ними, плотность тока, темп сканирования пучка по поверхности и т.д., что должно учитываться при окончательном вычислении γ . При измерениях в техническом вакууме [5] влияние имплантированных и адсорбированных атомов очевидно (из сравнения кривых I' , $2'$, $3'$ на рис. 6 с данными [31], где заметное значение γ_a наблюдается только при $w > 400 \text{ eV}$).

Выводы

В результате проведенных исследований показано, что в широком диапазоне газоразрядных условий коэффициент эмиссии катодов под действием резонансного излучения атомов гелия определяется их имплантацией в катод и адсорбцией на поверхности. Эти процессы также влияют на кинетическую и потенциальную эмиссию под действием тяжелых частиц.

С учетом этого пересмотрен вклад различных механизмов эмиссии в ток разряда. В нормальном и слабо аномальном разрядах во всех благородных газах при $d_c \gg l_c$ разряд носит преимущественно фотоэлектронный характер. Для гелия, неона, аргона фотоэлектронный характер сохраняется и для глубоко аномального разряда. На левой ветви кривой Пашена имплантация и адсорбция поверхностью катода рабочих атомов усиливают фотоэмиссию, что также влияет на зажигание и функционирование разряда. Ранее решающая роль фотоэмиссии была установлена для барьерного высокочастотного разряда, где реализуется другой механизм ее усиления [36].

При измерениях коэффициента кинетической и потенциальной эмиссии в вакууме также необходимо принимать во внимание влияние частиц, бомбардирующих мишень и легирующих ее поверхность.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 04-02-17407).

Список литературы

[1] *Phelps A.V.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2001. Vol. 10. N 2. P. 329–343.
 [2] *Kovalev A.S., Mankelevich Yu.A., Muratov E.A.* et al. // J. Vac. Sci. Techn. 1992. Vol. 10. N 4. P. 1086–1091.
 [3] *Hartmann P., Matsuo H., Ohtsuka Y.* et al. // Jpn. J. Appl. Phys. 2003. Vol. 42. P. 1. N 6A. P. 3633–3640.

[4] *Phelps A.V., Petrovic Z.L.* // Plasma Sources Sci. Techn. 1999. Vol. 8. N 3. P. R21–R44.
 [5] *Hayden H.C., Utteback N.G.* // Phys. Rev. A. 1964. Vol. 135. N 6A. P. 1575–1579.
 [6] *Hartmann P., Donko Z., Bano G.* et al. // Plasma Sources Sci. Technol. 2000. Vol. 9. P. 183–190.
 [7] *Phelps A.V., Pichford L.C., Redoussat C.* et al. Plasma Sources Sci. Techn. 1999. Vol. 8. N 4. P. B1–B2.
 [8] *Azarov A.V., Ochkin V.N.* // J. Russ. Las. Res. 2004. Vol. 25. N 2. P. 138–155.
 [9] *Ульянов К.Н., Чулков В.В.* // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 2. С. 328–334.
 [10] *Bokhan A.P., Bokhan P.A., Zakrevsky D.E.* // Appl. Phys. Lett. 2005. Vol. 86. N 15. P. 151 503–151 505.
 [11] *Boхан А.П., Бохан П.А., Закревский Дм.Э.* // ЖТФ. 2005. Т. 75. Вып. 9. С. 126–128.
 [12] *Holstein T.* // Phys. Rev. A. 1951. Vol. 83. N 6. P. 1159–1168.
 [13] *Molisch A.F., Dehry B.P., Schuptia W.* et al. // J. Quant. Spectr. Radiat. Transfer. 1993. Vol. 49. N 4. P. 361–370.
 [14] *Boхан А.П., Бохан П.А., Закревский Дм.Э.* // Физика плазмы. 2006. Т. 32. № 7. С. 599–612.
 [15] *Boхан А.П., Сорокин А.Р.* // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 18. Вып. 15. С. 947–950.
 [16] *Oberoi R.S., Nesbet R.K.* // Phys. Rev. A. 1973. Vol. 8A. N 6. P. 2969–2979.
 [17] *Райзер Ю.И.* Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 591 с.
 [18] *Грановский В.Л.* Электрический ток в газе. М.: Наука, 1971. 543 с.
 [19] *Ganter R., Ouyng J., Callegari Th.* et al. // J. Appl. Phys. 2002. Vol. 91. N 3. P. 992–1007.
 [20] *Nakamura K., Ando M., Sugai H.* // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. 2003. Vol. 206B. P. 798–802.
 [21] *Radu I., Bartnikas R., Wertimer M.R.* // J. Appl. Phys. 2004. Vol. 95. P. 5994–6006.
 [22] *Клярфельд Б.Н., Москалев Б.Н.* // ЖТФ. 1969. Т. 39. Вып. 6. С. 1066–1069.
 [23] *Boeuf J.P.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2003. Vol. 36. P. R53–R79.
 [24] *Lee H.J., Verboncoeur J.P.* // J. Appl. Phys. 2001. Vol. 90. N 10. P. 4957–4965.
 [25] *Boхан П.А., Закревский Дм.Э.* // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. Вып. 20. С. 81–87.
 [26] *Boхан А.П., Бохан П.А.* // Оптика атмосферы и океана. 2002. Т. 15. № 3. С. 216–227.
 [27] *Kompter V., Veith F., Zehnle L.* // J. Phys. B: At. Mol. Phys. 1975. Vol. 8. N 7. P. 1041–1052.
 [28] *Okasaka R., Konishi Y., Sato Y.* et al. // J. Phys. B: At. Mol. Phys. 1987. Vol. 20. N 21. P. 3771–3787.
 [29] *Kompter V., Riecke G., Vieth F.* et al. // J. Phys. B: At. Mol. Phys. 1976. Vol. 9. P. 3081–3097.
 [30] *Ganyacq J.P.* // J. Phys. B: At. Mol. Phys. 1976. Vol. 9. N 17. P. 2289–2305.
 [31] *Lakits G., Aumayr F., Heim M.* et al. // Phys. Rev. A. 1990. Vol. 42. N 9. P. 5780–5783.
 [32] *Добрецов Л.Н., Гомоюнова М.В.* Эмиссионная электроника. М.: Наука, 1966. 564 с.
 [33] *Hagstrum H.G.* // Rev. Sci. Instr. 1953. Vol. 24. N 13. P. 1122–1142.
 [34] *Hagstrum H.G.* // Phys. Rev. A. 1956. Vol. 104. N 2. P. 317–318.
 [35] *Uhm H.S., Choi E.H., Lim J.Y.* // Appl. Phys. Lett. 2002. Vol. 80. N 5. P. 737–739.
 [36] *Баранов И.Я.* // Физика плазмы. 2002. Т. 28. № 1. С. 77–83.