

Открытый разряд: структура, развитие, роль фотоэмиссии

© А.Р. Сорокин

Институт физики полупроводников СО РАН,
630090 Новосибирск, Россия

(Поступило в Редакцию 9 октября 1996 г.)

Подводится итог исследованиям, отраженным в трех предыдущих работах. Пересмотрен фотоэлектронный механизм формирования электронных пучков в открытом разряде с сетчатым анодом. Пересмотр механизма разряда потребовал и пересмотра оптимальных условий его возбуждения. Предложен также новый способ накачки лазеров пучками быстрых атомов, формируемых в открытом разряде с инвертированным питанием.

Введение

Разновидность затрудненного разряда, получившая в [1] название "открытый разряд" (ОР), была предложена в [2] в связи с разработкой новых источников накачки импульсных газовых лазеров [3]. В ОР основная доля энергии разряда выносится электронным пучком (ЭП) через сетчатый анод в дрейфовое пространство, откуда обеспечивается дополнительная фотоподсветка катода и в которое через полости сетки провисает электрическое поле из разрядного промежутка. Эти особенности ОР определяют высокую его стабильность и позволяют достигать больших токов, до 100 A/cm^2 , в диапазоне напряжений от единиц до 70 kV без перехода разряда в дуговой [4]. В [1] был отмечен факт существования и непрерывных ЭП, а в [5,6] проведены исследования такого режима ОР. Как оказалось, непрерывный ОР фактически был известен ранее [7] и использовался для накачки непрерывных лазеров. К ОР можно отнести и разряд с полым анодом (частный случай ОР с "сеткой" в одно отверстие) [8,9], а также различные его модификации, сведения о которых можно найти в [10]. Здесь мы ограничимся рассмотрением ОР с многоячейстой сеткой.

В отличие от всех известных форм тлеющего разряда, где фотоэмиссия с катода не играет определяющей роли, в ОР, как считается [1,5,11–15], формирование разряда, его поддержание и основная поставка электронов пучка обеспечивается фотоэмиссией с катода. Приняв такое допущение, можно рассматривать многие свойства ОР без учета процессов ионизации в промежутке. Однако эти процессы важны при формировании катодного падения потенциала (КПП), когда концентрация поля у катода может привести к искрению разряда. Качественное рассмотрение в [1], а также прямые эксперименты с помощью зондов-сеток [15] показали, что при сохранении высокой эффективности генерации ЭП в ОР может присутствовать КПП. Имеется и противоположное мнение [11,12].

Новый подход к изучению процессов в ОР представлен в предыдущих публикациях [16–18], где, в частности [18], роль фотоподсветки из дрейфового пространства сведена лишь к обеспечению однородной эмиссии электронов с катода в предпробойной стадии разряда. Там же [16]

подтверждено, что высокая эффективность генерации ЭП сохраняется и при наличии КПП. В предлагаемой итоговой работе в подкрепление выводов [16–18] структура и развитие ОР, роль фотоэмиссии рассматриваются с привлечением дополнительных экспериментальных данных, в том числе взятых из работ других авторов.

Для избежания путаницы в терминологии будем называть разряд просто высоковольтным, когда поле в промежутке уже искажено зарядами, но нет явно выраженного КПП, и аномальным, когда длина области КПП становится меньше длины разрядного промежутка $l_c < d$. Если использовать терминологию [19], то обе эти формы разряда попадают под общее название "плотный разряд".

Продольная структура разряда

Структура, аналогично [16] исследовалась путем анализа спектрально-временных характеристик спонтанного излучения вдоль разряда. В опытах использовались плоские подвижные катод и коллектор из дюралюминия. Анод рабочим диаметром 16.4 mm в центральной части представлял собой сетку площадью $S = 1 \text{ cm}^2$ с характерным размером отверстий 0.4 mm и геометрической прозрачностью $\mu = 60\%$, так что полная прозрачность анода составляла $\mu' = 28\%$. Такая конструкция позволяла контролировать появление разряда на сплошной участок анода.

В [16] показано, что характер свечения в катодном слое ОР практически полностью определяется возбуждением атомов быстрыми атомами (включая ионизованные). Приведем дополнительные доказательства на опытах с обратным ЭП. Такой пучок формируется в области выноса потенциала положительными ионами из промежутка при инвертированной полярности питания [1]. В пространстве дрейфа присутствует при этом кроме ЭП пучок быстрых атомов, сформированный в процессах перезарядки. Так же как в [16], подробно исследовались две линии: 587.6 и 501.6 nm . Верхний уровень первой оптически не связан с основным состоянием (функция возбуждения линии электронами имеет максимум при 27 eV с дальнейшим резким спадом), а второй связан (максимум при 100 eV с пологим спадом).

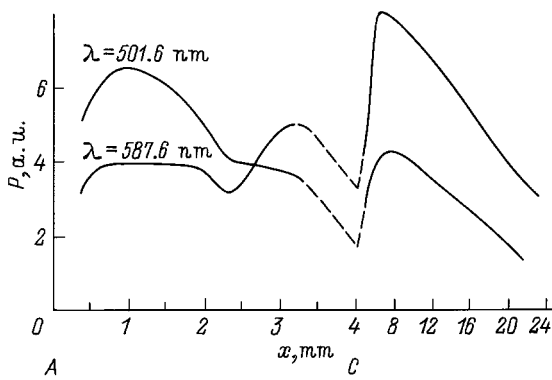


Рис. 1. Распределение интенсивности P линий спонтанного излучения вдоль оси x разряда. После $x = 4$ мм масштаб по x изменен, $p_{\text{Ne}} = 220$ Па; A — анод, C — катод.

Наиболее эффективно атомы возбуждают линию $\lambda = 587.6$ нм [16]. Вблизи катода спад поля в сторону анода сопровождается снижением скорости быстрых атомов, приводя к спаду интенсивности излучения (P) (рис. 1). При меньших x наблюдается небольшое повышение P — результат возрастания эффективности возбуждения в остаточном поле области отрицательного свечения. Все же здесь основной вклад в возбуждение линии принадлежит распространяющемуся к аноду ЭП, причем менее быстрым его электронам, на спаде U . Поэтому появляется задержка максимума излучения относительно максимума тока, а спад его во времени медленней (рис. 2) при $x = 1$ мм, чем при $x = 3$ мм. В отличие от обычного ОР [16] вблизи анода на переднем фронте осциллограммы излучения наблюдается излом ($x = 1$ мм), что обусловлено различием в возбуждении линии ЭП и пучком атомов, сформированным в прикаточной области у сетки со стороны пространства дрейфа идвигающимся в сторону анода.

Оценка длины области КПП (рис. 1) дает $l_c \approx 2$ мм. Заметим, что КПП в течение разряда находится в стадии формирования. Если фиксировать излучение в определенный момент времени на фронте тока или на его спаде, то из распределения так измеренной интенсивности вдоль разряда P получается больше на фронте I , чем на его спаде.

В пространстве дрейфа в противоположность [16] интенсивность линии 587.6 нм выше, чем 501.6 нм (рис. 1). С удалением от сетки из-за меньшей скорости возбуждающих линию атомов по сравнению с электронами пучка, замедляется быстрый рост ее излучения (рис. 2). Вклад в возбуждение быстрыми атомами линии 501.6 нм меньше, но все же заметен, о чем свидетельствует смещение максимума P с удалением от сетки (рис. 2, $x = 6.1, 13.2$ мм). Если уменьшить ток до 25 мА ($U = 3.5$ кВ, $l_c = 3$ мм), то P у сетки для 587.6 нм будет выше, чем у 501.6 нм, в 3 раза, а при $x = 25$ мм из-за уменьшения глубины проникновения атомного пучка, напротив, меньше в 2 раза.

Аналогично рассмотренному, а также [16], можно интерполировать результаты, представленные на рис. 3 для обычного ОР в неоне. Здесь быстрыми атомами эффективно возбуждается линия неона 640.2 нм (P').

При $p_{\text{Ne}} = 230$ Па разряд на сплошную часть анода отсутствует, а в промежутке нет сформированного КПП. Все же заметное искажение поля зарядами имеется — максимум P' расположен ближе к катоду, чем максимум P . Во всем промежутке превалирует возбуждение линии 640.2 нм быстрыми атомами (t' резко возрастает в области дрейфа). Если при тех же U и p_{Ne} увеличить d , можно определить $l_c = 0.7$ мм. При $p_{\text{Ne}} = 600$ Па наблюдается разряд и на сплошную часть анода. Хотя для P' явно выраженного минимума нет, как на рис. 1 для 587.6 нм в гелии, l_c можно определить по поведению $t' - l_c \approx 0.3$ мм.

Таким образом, можно подобрать линии, причем в любом газе, и из поведения характеристик излучения вдоль разряда определить длину КПП. Поскольку излучение разряда в области КПП, интегральное по спектру, ведет себя подобно излучению линий, хорошо возбуждаемых быстрыми атомами, то характер свечения в катодном слое практически полностью определяется возбуждением атомов быстрыми тяжелыми частицами. Остановимся на использовании режима инвертированного питания ОР для накачки лазеров. В [1] было отмечено, что в ко-

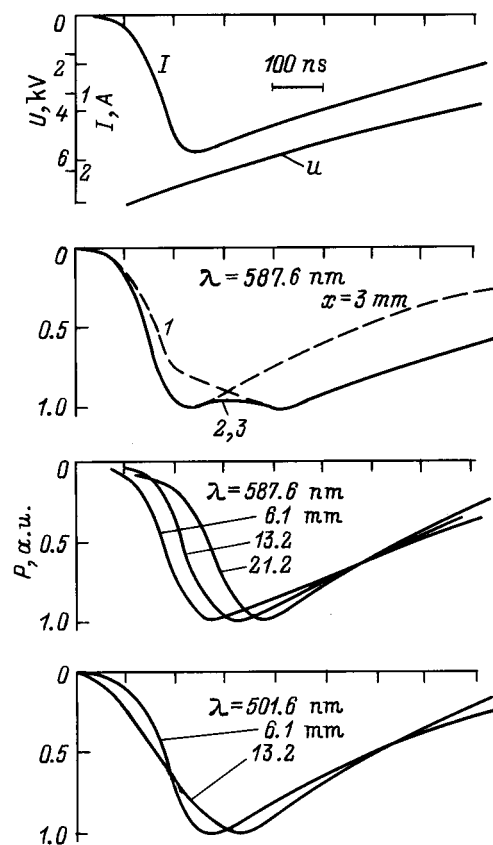


Рис. 2. Осциллограммы тока I , напряжения U и излучения P на различных расстояниях x от анода.

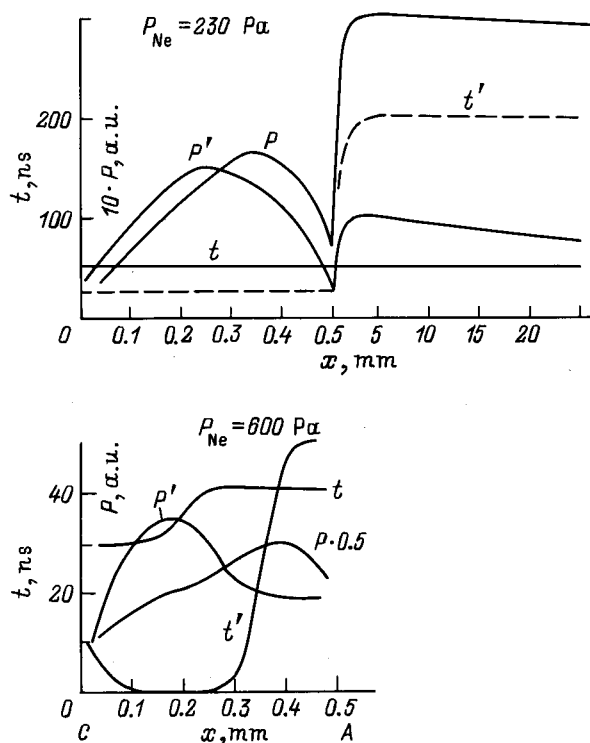


Рис. 3. Распределение интенсивностей P , P' и изменение задержек t , t' между максимумами полного тока I и спонтанного излучения вдоль оси x . Для $p_{Ne} = 230 \text{ Pa}$ амплитудные значения $U = 8.8 \text{ kV}$, $I = 5.8 \text{ A}$; для $p_{Ne} = 600 \text{ Pa}$ — 4 kV , 6.4 A ; $d = 0.5 \text{ mm}$. Величины, отмеченные штрихом, относятся к $\lambda = 640.2 \text{ nm}$, без штриха — $k\lambda = 587.2 \text{ nm}$.

аксиальной конструкции при смене полярности питания на ряде лазерных переходов генерируется большая мощность излучения, а распределение лазерного излучения по сечению пучка становится однородным (при обычной полярности оно резко спадает от центра к краям трубки). Так, в смеси $\text{He}:\text{Xe}=100:1$, $p = 1.6 \text{ kPa}$ при токе 4.5 A пиковая мощность генерации на $\lambda = 2.03 \mu\text{m}$ была близка к насыщению и составляла IW . При смене только полярности питания она принимала значение $9W$, а ток возрастал в 2 раза. В соответствии с [1] в этих условиях параметры прямого и обратного ЭП примерно одинаковы. Ясно, что даже в лучшем случае мощность могла бы увеличиться в 2 раза за счет отсутствия сетки ($\mu = 50\%$) на пути обратного ЭП, а не в 9 раз. В [1] объяснение этому факту дано не было.

Хотя верхний уровень лазерного перехода является резонансным и требует для своего эффективного возбуждения быстрых электронов, благодаря значительному сечению возбуждения электронами вблизи порога возбуждения этот переход является самым сильным в лазере высокого давления [20,21], когда реализуются низкие значения параметра E/p . Отсюда в соответствии с изложенным в этом разделе, следует предположить, что при смене полярности питания инверсия на лазерном переходе образуется в основном за счет возбуждения

пучком быстрых атомов, а не ЭП. Другое объяснение наблюдаемому эффекту найти трудно.

Таким образом, для возбуждения лазеров можно использовать не только электронные, но и атомные пучки ОР. Заметим, что условия эффективной генерации пучков атомов и электронов не всегда совпадают [1]. Это расширяет возможности подбора оптимальных условий возбуждения для конкретных лазерных переходов.

Развитие разряда. Роль фотоэмиссии

В недавно опубликованной работе [13] сделан следующий вывод, отражающий общепринятую точку зрения: "Зажигание и развитие объемного разряда со всей поверхности катода, эффективно генерирующего пучок убегающих электронов, инициируется и поддерживается УФ подсветкой из пучковой плазмы в заанодной области. Его зажигание происходит при напряжении, в 2–3 раза меньшем, чем необходимо для самостоятельного пробоя промежутка, и в этом смысле разряд является несамостоятельным". Далее: "Поскольку механизм зажигания и развития объемного разряда является по преимуществу фотоэлектронным, а пробой промежутка определяется исключительно ионизацией газа, ... то эти два явления развиваются практически независимо друг от друга". (Автор под пробоем подразумевает переход ОР в искру).

В работах [7,8] изложена иная точка зрения. В соответствии с [18] развитие ОР можно разбить на 5 стадий.

Первая — предпробойная ($I < 10^{-4} \text{ A/cm}^2$). Условия в ней, в особенности интенсивность фотоподсветки катода, и определяет дальнейший характер протекания разряда: его однородность, величину и стабильность задержки пробоя.

Вторая — предвысоковольтный разряд (обычно $I < 0.1 \text{ A/cm}^2$), который поддерживается за счет ионизации газа в слабом поле, провисающем в полостях анодной сетки. Разряд на перемычки сетки практически отсутствует, поэтому эффективность генерации ЭП не зависит от μ , определяется непосредственно процессами в разряде и может составлять величину, близкую к 100%. Подбором условий ($t_c > d$, увеличение провисания поля) можно в этой стадии увеличить ток до обычно реализуемого в ОР. Ощутимого влияния фотоподсветки на этой стадии, как и на последующих, обнаружено не было.

Следующие две стадии — высоковольтный и аномальный разряды. Электрическое поле в промежутке все более искажается объемными зарядами. Улучшаются условия для ионизации в ослабленном поле прианодной области, формируются разряд на перемычки сетки и КПП. Теперь часть ЭП перехватывается сеткой и эффективность прохождения ЭП постепенно снижается вплоть до величины, близкой к геометрической прозрачности сетки. Аномальная стадия ОР подробно исследована в [22], где с привлечением известных экспериментальных данных показано, что ОР может быть описан в рамках

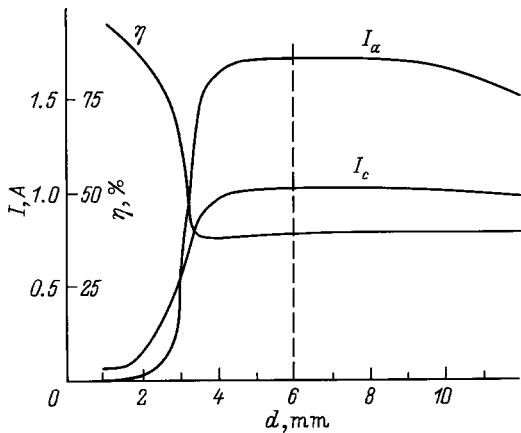


Рис. 4. Зависимости токов коллектора I_c , анода I_a и эффективности генерации ЭП $\eta = I_c(I_a + I_c)^{-1}$ от d . Амплитудное значение $U = 10.8$ кВ, длина пространства дрейфа $L = 30$ мм, $p_{\text{He}} = 290$ Па. Штриховая линия — длина области КПП в нормальном тлеющем разряде. Частота следования импульсов возбуждения $f = 240$ Hz с постоянной времени спада $\tau = 15$ μs .

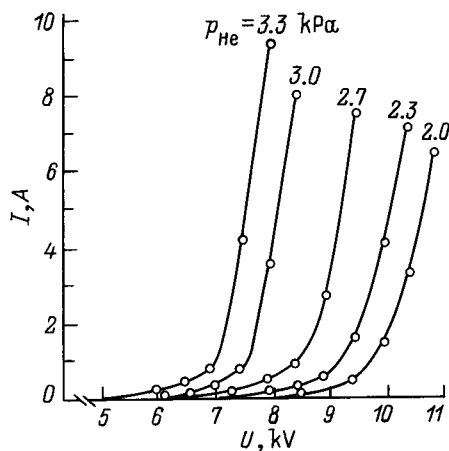


Рис. 5. Зависимость тока от начального напряжения. $d = 0.5$ мм, $S = 1$ см², $\mu = 80\%$, $f = 400$ Hz, $\tau = 3.1$ μs . Рисунок взят из работы [13].

обычного аномального разряда. Очевидно, в случае фотоэлектронного ОР такого совпадения быть не может.

Последняя стадия — дуговой разряд. Это — результат обычного перехода (он подробно исследован в [13]) аномального разряда в дуговой.

Развитие ОР подбором условий можно остановить на любой из перечисленных стадий. Первые четыре легко прослеживаются по мере роста d (рис. 4) или U (рис. 5). Минимальный КПД (рис. 4) $\eta = 38\%$ несколько выше полной геометрической прозрачности анода $\mu' = 28\%$, что естественно связать с меньшей плотностью тока на сплошной части анода.

Рис. 5 взят из [13], где ее автор отмечает, что излом на кривых $I(U)$ не имеет однозначного объяснения и одной из возможных причин излома называется ”допол-

нительная УФ подсветка катода разрядом, возникающим в пучково-плазменном шнуре в дрейфовой области”. Из изложенного выше ясно, что изломы как для $I(d)$ (рис. 4), так и $I(U)$ (рис. 5) обусловлены ”подключением” к разрядному процессу всего промежутка, включая области у перемычек сетки и у сплошной части анода, и связаны с формированием КПП.

Для фотоэлектронного начала ОР фотоподсветка должна обеспечить коэффициент размножения электронов $k > 1$, который будет сохраняться и на последующих стадиях. Тогда амплитудное значение I_c не должно зависеть от d , как на рис. 4, а его абсолютная величина, так же как и для I на рис. 5, должна быть много больше. Для достаточно длинных импульсов, с которыми мы имеем дело, I определяется известным законом ”степени 3/2”. Например, для $U = 6$ кВ, $d = 0.5$ мм $I = 2.34 \cdot 10^{-6} d^{-2} \cdot U^{3/2} = 440$ А/см², а не ~ 0.1 А/см², как на рис. 5 для кривой $p_{\text{He}} = 3.3$ кПа.

Одним из аргументов в пользу фотоэлектронного характера развития ОР в [13] является отсутствие характерного для обычного разряда пробоя на осциллограммах I и U и плавный начальный ход кривых $I(U)$ на рис. 5, не имеющих видимого пересечения с осью абсцисс. В действительности такой пробой имеется и его хорошо видно на осциллограммах, иллюстрирующих предвысоковольтный разряд, например в [18], но при малых токах $\sim 10^{-3}$ А/см². В любых условиях получить плавное нарастание тока без характерного пробоя нам не удалось. Это свидетельствует о том, что уже стадия пробоя формируется за счет процессов ионизации и движения зарядов.

Рассмотрим подробное влияние процессов в пространстве дрейфа на разряд. Проведем сравнение в двух стадиях разряда — предвысоковольтного и аномального ($d = 1.5$ и 4 мм; рис. 4). Для $d = 1.5$ мм (рис. 6) уменьшение области фотоподсветки приводит к росту задержки пробоя t_d . Величина тока I и время его

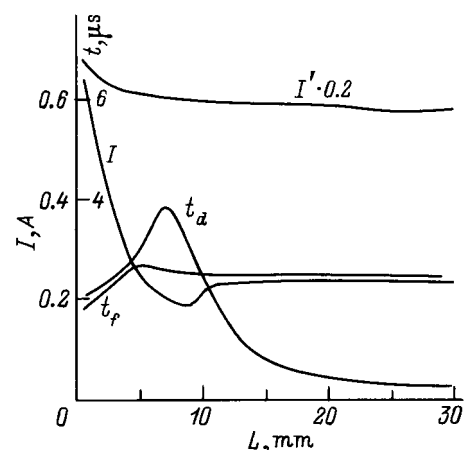


Рис. 6. Изменение полного тока $I = I_a + I_c$ задержки пробоя t_d и длительности фронта импульса t_f от L . $p_{\text{He}} = 280$ Па, $U = 8.6$ кВ, $f = 240$ Hz, $\tau = 15$ μs , $d = 1.5$ мм; I' — для $d = 4$ мм.

развития t_f при этом практически не меняются. Лишь непосредственно у сетчатого анода, когда электроны пучка, отраженные от поверхности коллектора, дополнительно ионизируют газ в полостях сетки, t_d уменьшается и растет I . При $L \lesssim 1$ mm возникает искрение.

Переход к $d = 4$ mm сопровождается возрастанием I на порядок, 0.2 до 3 А, с сохранением $I = 3$ А при изменении L (рис. 6). Совершенно от L не зависит $t_f = 140$ ns. Задержка пробоя t_d с уменьшением L до 15 mm остается стабильной и равной 200 ns. С дальнейшим уменьшением L начинает проявляться неустойчивость величины t_d , которая растет и вблизи сетки приводит к изменению t_d в пределах 0.2–1 μ s.

Представленные результаты совершенно не укладываются в рамки фотоэлектронного ОР, начиная с момента пробоя, с которого дальнейшее развитие разряда (продолжительность нарастания t_f и величина тока I) определяется уже процессами в самом промежутке и в полостях анодной сетки. Тот факт, что при несформированном КПП увеличением провисания поля можно достигать обычных рабочих токов ОР, свидетельствует о решающей роли в размножении зарядов процессов ионизации в ослабленном поле. То же самое справедливо и для области ослабленного поля при сформированном КПП, когда влияние провисания мал.

Электрическое поле за КПП в [23] ($d = 1.9$ mm, $p_{\text{He}} = 15$ Torr, $U = 3.1$ kV) весьма велико $E(x > l_c = 0.6$ mm) = 10^4 V/cm (у катода $E(x = 0) = 6 \cdot 10^4$ V/cm). Оно даже значительно выше критического $E_{\text{cr}} = 2.2 \cdot 10^3$ V/cm [24], необходимого для начала непрерывного ускорения электронов. По-видимому, и в условиях наших опытов оно велико. Линии (He — 501.6 nm, Ne — 587.2 nm) с пологим спадом функций возбуждения электронами в первую очередь чувствуют снижение E в прианодной плазме, что проявляется в росте P (рис. 1, 3). Но даже для них в этой области максимумы P смещены по времени в сторону меньших U , а спад P более пологий, чем для I . Аналогичное поведение было обнаружено и для линии He II — 468.5. Ослабленное, но достаточно сильное поле вне области КПП приводит к появлению заметной группы электронов с энергией $< eU$. Это проявляется в возникновении максимума в распределении излучения вблизи сетки со стороны пространства дрейфа. В [16] появление максимума предположительно отнесено за счет компенсационных токов.

Таким образом, в открытом разряде прианодная плазма является основным источником ионов, бомбардирующих катод и поддерживающих ток в ОР. В начальной стадии пробоя она создается в области ослабленного поля, провисшего в полостях анодной сетки. В процессе формирования КПП область ослабленного поля расширяется, а роль провисания поля понижается. При полностью сформированном КПП влияние провисания поля может стать пренебрежимо малым.

Хотя рассмотренные условия небольших $U < 10$ kV являются типичными для ОР, в нем может ис-

пользоваться и значительно большее U , когда ионизация быстрыми атомами может оказаться основным источником образования заряженных частиц [25]. Так, в условиях [4] ($d = 10$ mm, $p_{\text{Ne}} = 150$ Pa, $U = 70$ kV), принимая $l_c = 1.5$ mm, сечение перезарядки $\sigma_{\text{ct}} \sim 10^{-15}$ cm² для длины свободного пробега ионов получим $\lambda_{\text{ct}} = (N\sigma_{\text{ct}})^{-1} = 0.25$ mm, а для энергии быстрых атомов $W \sim l\lambda_i U l_c^{-1} = 12$ keV. Для такой энергии, например, атомов Ne сечение ионизации составит $\sigma_{\text{ia}} \sim 10^{-16}$ cm² [26], что даже превышает наибольшее сечение ионизации электронами $-\sigma_{\text{ie}} = 3.4 \cdot 10^{-17}$ cm².

В настоящей работе подробно рассмотрено лишь влияние фотоэлектронной эмиссии на разряд. Основным же механизмом эмиссии в различных типах высоковольтного разряда с анодной плазмой, а следовательно, и в ОР, как принято считать, является эмиссия под действием потока быстрых тяжелых частиц. Эффективность этого механизма зависит от процессов перезарядки и других факторов: материала и состояния катода (степени загрязнения, чистоты обработки), распределения поля E в промежутке и интенсивности распыления катода, чистоты и сорта исходного газа и его загрязнения продуктами распыления и газоотделения из элементов конструкции разрядной камеры. Эти факторы подробно анализируются в [10]. Ввиду трудности их одновременного учета общая картина представляется весьма сложной.

Процессы эмиссии должны быть тесно связаны с длиной области КПП. В сильно аномальном разряде l_c слабо зависит от тока и с ростом I стремится к своему минимальному пределу [27] $(l_c)_{\text{min}} = 0.37 \cdot (pl_c)_n p^{-1}$, где значение $(pl_c)_n$ берется для нормального тлеющего разряда. Например, для алюминиевого катода в условиях рис. 3 $(l_c)_{\text{min}} = 1.3$ и 0.5, а для $p_{\text{He}} = 15$ Torr — 0.33 mm.

В экспериментах с двумя сетчатыми электродами при превышении определенного значения тока глубины проникновения противоположно направленных ЭП сравниваются [1]. Это возможно лишь при полном выносе потенциала ионами из промежутка за катодную сетку. Для этого ионы должны двигаться в области КПП без ощутимых потерь энергии. Следовательно, должно быть $l_c \lesssim \lambda_{\text{ct}}$ [1] или для наших примеров $\lambda_{\text{ct}} = 0.2, 0.07, 0.02$ mm, что существенно меньше $(l_c)_{\text{min}}$.

В [11] предполагается, что полный вынос потенциала возможен и при $l_c = d$ ионами примеси, слабо взаимодействующими с основным газом. Измеренные значения l_c (0.7, 0.3, 0.6 mm) для малых давлений ($p_{\text{Ne}} = 230, 600$ Pa) заметно меньше $(l_c)_{\text{min}}$, но существенно больше λ_{ct} . В соответствии с [15] $l_c \sim \lambda_{\text{ct}}$ устанавливается при $I \geq 16$ A/cm² ($p_{\text{Ne}} = 600$ Pa), но есть определенные сомнения [16] в правильности этой оценки. Конструкция же нашей разрядной ячейки не позволяла достигать таких токов из-за возникновения паразитного пробоя по стенкам трубки, а факт $l_c < (l_c)_{\text{min}}$ можно отнести, например, на счет загрязнения катода. Возможно, уже в рассмотренных условиях на формирование l_c оказывает влияние ионизация тяжелыми частицами в

области КПП, которая не учитывалась в выводе формулы для $(I_c)_{\min}$ [27].

Таким образом, для выяснения реальной картины необходим комплекс дополнительных исследований с включением в него не только измерений I_c , но и масс-энергетического анализа ионов [28]. Заметим, что в [28] обнаружено, что в тлеющем разряде возможна ситуация $I_c \sim \lambda_{\text{ст}}$. Такая ситуация в ОР еще больше усложнит объяснение высокой эмиссии электронов с катода.

Заключение

Проведенные в работе исследования показали следующее.

1. Из анализа спектрально-временных характеристик излучения вдоль разряда можно определить длину области КПП. За областью КПП может остаться достаточно сильное поле. Характер свечения в катодном слое ОР практически полностью определяется возбуждением атомов быстрыми тяжелыми частицами. Большое различие в эффективности возбуждения отдельных атомных состояний электронами пучка и быстрыми атомами открывает перспективу создания лазеров с накачкой пучками атомов, формируемых в ОР с инвертированным питанием.

2. ОР представляет собой известные формы тлеющего разряда. Тем самым дискуссионный вопрос о наличии или отсутствии катодного падения потенциала в ОР можно считать решенным.

3. Фотоподсветка из пространства дрейфа влияет лишь на развитие предпробойной стадии разряда и совместно с провисанием поля в ячейках анодной сетки определяет величину и стабильность задержки пробоя. Ее влияние на последующие стадии закладывается также в предпробойной стадии за счет зарождения множества эмиссионных центров на катоде, чем обеспечивается высокая стабильность разряда.

4. Начиная с момента пробоя развитие разряда определяется процессами в самом промежутке и в полостях анодной сетки, причем прианодная плазма становится основным источником ионов, поддерживающих ток в ОР и бомбардирующих (совместно с атомами) катод. При высоких напряженностях поля должна повыситься роль автоэлектронной эмиссии, а основным источником ионов может стать ионизация быстрыми атомами.

5. Пересмотр механизма генерации ЭП в ОР требует и пересмотра условий реализации ОР. Так, для роста тока следует увеличивать поток ионов путем расширения области прианодной плазмы. В предвысоковольтном разряде для сохранения высокой эффективности генерации ЭП необязательно увеличивать геометрическую прозрачность сетки, а для увеличения тока в нем следует выбирать крупноячеистую сетку.

Список литературы

- [1] Бохан П.А., Сорокин А.Р. // ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 1. С. 88–95.
- [2] Бохан П.А., Колбычев Г.В. // Письма в ЖТФ. 1980. Т. 6. Вып. 7. С. 418–421.
- [3] Bokhan P.A., Sorokin A.R. // Opt. and Quant. Electron. 1991. Vol. 23. P. 523–538.
- [4] Сорокин А.Р., Бохан П.А. // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20. Вып. 17. С. 86–89.
- [5] Ковалев А.С., Манкелевич Ю.А., Муратов Е.А. и др. // Физика плазмы. 1992. Т. 18. № 8. С. 1076–1083.
- [6] Сорокин А.Р. // Письма в ЖТФ. 1995. Т. 65. Вып. 5. С. 189–201.
- [7] Rozsa K., Janossy M., Scillag L. et al. // Opt. commun. 1977. Vol. 23. N 2. P. 162–164.
- [8] Isaacs G.G. // Electronics Lett. 1968. Vol. 4. N 19. P. 405–406.
- [9] Rossa J.J., Meyer J.D., Farrell M.R., Collins G.J. // J. Appl. Phys. 1984. Vol. 56. N 3. P. 790–797.
- [10] Завьялов М.А., Крейндель Ю.Е., Новиков А.А. Плазменные процессы в технологических электронных пушках: М.: Энергоатомиздат, 1989. 256 с.
- [11] Колбычев Г.В., Пташник И.В. // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 9. С. 104–111.
- [12] Колбычев Г.В. // Оптика атмосферы и океана. 1993. Т. 6. № 6. С. 635–649.
- [13] Колбычев Г.В., Колбычева П.Д., Пташник И.В. // ЖТФ. 1996. Т. 66. Вып. 2. С. 59–67.
- [14] Arlantsev S.V., Borovich B.L., Buchanov V.V. et al. // J. of Russian Laser Research. 1995. Vol. 16. N 2. P. 99–119.
- [15] Бохан П.А. // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 6. С. 61–68.
- [16] Сорокин А.Р. // Письма в ЖТФ. 1995. Т. 21. Вып. 17. С. 33–37.
- [17] Сорокин А.Р. // Письма в ЖТФ. 1995. Т. 21. Вып. 20. С. 37–40.
- [18] Сорокин А.Р. // Письма в ЖТФ. 1996. Т. 22. Вып. 13. С. 17–21.
- [19] Кларфельд Б.Н., Гусева Л.Г., Покровская-Соболева А.С. // ЖТФ. 1996. Т. 36. Вып. 4. С. 704–713.
- [20] Сорокин А.Р. // ЖТФ. 1979. Т. 49. Вып. 8. С. 1673–1677.
- [21] Сорокин А.Р. // Квантовая электрон. 1983. Т. 10. № 2. С. 308–318.
- [22] Клименко К.А., Королев Ю.Д. // ЖТФ. 1990. Т. 60. Вып. 9. С. 138–142.
- [23] Демкин В.П., Королев Б.В., Мельничук С.В. // Физика плазмы. 1995. Т. 21. № 1. С. 81–84.
- [24] Королев Ю.Д., Месляц Г.А. Физика импульсного пробоя газов. М.: Наука, 1991. 224 с.
- [25] Ульянов К.Н., Чулков В.В. // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 2. С. 328–334.
- [26] Hayden H.C., Utterback N.G. // Phys. Rev. 1964. Vol. 135. N 6A. P. 1575–1579.
- [27] Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 592 с.
- [28] Бондаренко А.В. // ЖТФ. 1976. Т. 46. Вып. 12. С. 2535–2540.