

УДК 537.523.74

## МЕХАНИЗМ ФОРМИРОВАНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ СТРУКТУРЫ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ЕМКОСТНОГО РАЗРЯДА

Н. А. Яценко

Исследуются физические процессы, определяющие наблюдаемую на опыте структуру слаботочной формы высокочастотного емкостного разряда (ВЧЕР), т. е. разряда, в котором влиянием ионизации на баланс заряженных частиц в приэлектродных областях пространственного заряда (ПСПЗ) можно пренебречь. Показано, что помимо уравнивания числа электронов и ионов, выпадающих на каждый электрод за период ВЧ поля в стационарном ВЧЕР, есть другая не менее важная функция ПСПЗ, заключающаяся в стабилизации плазменного столба ВЧЕР с падающей вольт-амперной характеристикой, что, собственно, и приводит к эффекту нормальной плотности тока в таком типе разряда, зависимости величины нормальной плотности тока  $j_n$  от давления газа  $p$  и величины межэлектродного зазора  $d$ , ограничению области существования слаботочного ВЧЕР по  $p$  и  $d$ .

Высокочастотный емкостной разряд (ВЧЕР) на частотах  $f$  от единиц до сотен МГц и в диапазоне давлений от 0.001 до 1 атм находит все более широкое применение во многих областях техники [1-10]. Связано это с появлением на высоких частотах ряда специфических особенностей, выгодно отличающих ВЧЕР от разрядов постоянного тока, как тлеющих, так и дуговых. К числу таких особенностей можно отнести возможность возбуждения пространственно-однородной неравновесной плазмы с высоким КПД и удельным энерговыделением в протяженных щелевых [2] и коаксиальных зазорах [3], что важно в технике газовых лазеров; повышенную устойчивость ВЧЕР по отношению к шнурованию [2, 5]; возможность размещения электродов вне разрядной камеры и т. д. Однако более полному использованию всех достоинств такого типа разряда препятствует слабое знание его пространственной структуры и механизма ее формирования, в частности условий протекания разрядного тока в приэлектродных слоях пространственного заряда (ПСПЗ) и их влияния на характеристики плазменного столба ВЧЕР. В большинстве экспериментальных работ (см. обзор [1]) измерялись основные параметры плазмы ВЧЕР: плотность заряженных и нейтральных частиц  $n_e$ ,  $N$ , электронная  $T_e$  и газовая  $T_g$  температуры и др. При этом в тени оставались многие важные вопросы: почему при данном разрядном токе  $I_{вч}$  и фиксированных разрядных условиях — давлении и сорте газа, величине межэлектродного зазора  $d$ , напряжении на электродах  $U_{вч}$  — реализуются именно эти, а не какие-то другие характеристики плазмы; в чем причина наблюдаемой на опыте [9] неоднозначности указанных параметров при фиксированных  $U_{вч}$ ,  $p$ ,  $d$ ,  $f$ ; в каком случае получаемая в разряде плазма не загрязнена продуктами эрозии электродов либо материалом диэлектрических стенок под электродами; какова роль диэлектрического покрытия электродов в формировании и устойчивом стационарном горении объемной формы ВЧЕР; в каком режиме горения ВЧЕР следует учитывать влияние диэлектрического покрытия на характеристики разрядной плазмы и т. д. Многие из поставленных вопросов можно решить, если принять во внимание физические процессы в приэлектродных СПЗ [9]. Оказалось, что именно в приэлектродных областях скрыты причины существования качественно различных форм ВЧЕР — слаботочной с нормальной плотностью тока в ПСПЗ  $j_n$  до десятков  $\text{мА/см}^2$  и сильноточной с  $j_n$

до  $1 \text{ А/см}^2$  и выше. Причем в сильноточечной форме ВЧ разряда активная проводимость ПСПЗ превышала на несколько порядков величины активную проводимость ПСПЗ слаботочного ВЧЕР и была близка к проводимости катодной области тлеющего разряда постоянного тока при тех же условиях, а пространственная структура приэлектродных областей в этом случае подобна структуре катодного слоя обычного тлеющего разряда. (Недавно такой подход был с успехом применен при исследовании особенностей ВЧЕР, используемого для накачки волноводных  $\text{CO}_2$  лазеров [10]). Экспериментально было показано [9], что переход слаботочной формы ВЧЕР в сильноточечный режим горения вызывается при определенном напряжении на слое  $U_{\text{сг}}$  пробоем ПСПЗ с участием вторично-эмиссионных процессов на электродах либо диэлектрике, покрывающем электроды. Измеренный в [9] высокий (свыше 150 В) постоянный потенциал плазмы относительно электродов  $U_0$  в слаботочном ВЧЕР повышенного давления дал прямое экспериментальное подтверждение существования ПСПЗ у электродов и при повышенном давлении. Причина появления ПСПЗ в ВЧ разряде проста и заключается в уравнивании за период ВЧ поля в стационарном режиме числа электронов и ионов, выпадающих на каждый электрод, поскольку подвижности электронной и ионной компонент плазмы сильно различаются. Нетрудно оценить и характерную толщину ПСПЗ в слаботочном ВЧЕР, равную  $v_{\text{др}}/\omega$  (где  $v_{\text{др}}$  — скорость дрейфа электронов в плазменном столбе) [9]. Однако в [9] не получил обоснования установленный в этой работе факт ограничения области существования слаботочной формы ВЧЕР по давлению  $p$  и величине  $d$ . Кроме того, до сих пор не выяснена физическая природа эффекта нормальной плотности тока в слаботочном ВЧЕР.

В теоретических работах, посвященных структуре ВЧЕР, считается, следуя известным представлениям [11], что емкостной ВЧ разряд является наиболее простым из всех известных, так как для его стационарного существования не нужны вторично-эмиссионные процессы на электродах, которые значительно усложняют описание разряда в целом. Однако такой подход [5] не позволяет объяснить возникновение и стационарного существования указанных выше качественно различных форм ВЧЕР. Нельзя также полностью согласиться и с противоположной концепцией, недавно предложенной в работе [12], согласно которой в стационарном ВЧЕР в среднем за период приложенного ВЧ поля число ионов, ушедших на поверхность электрода, всегда полагается равным числу ионов, образовавшихся в СПЗ у электрода за счет ионизации вторично-эмиссионными электронами, набравшими энергию в электрическом поле ПСПЗ. По существу автор [12] впервые рассмотрел аналитически в рамках определенной модели процесс перехода ВЧЕР из слаботочной формы в сильноточечную. Что же касается эффекта нормальной плотности тока в слаботочном режиме ВЧЕР [13, 14], то полученные в [12] результаты не могут быть применены для объяснения указанного эффекта, поскольку несложные оценки на основании известных опытных данных [9, 13, 14] приводят к заключению, что активная проводимость слоев в слаботочном ВЧЕР обеспечивается не процессами ионизации в слое, а инжекцией зарядов из участков плазмы, прилегающих к электродам. Т. е. в отличие от сильноточечного режима горения приэлектродные зоны слаботочной формы разряда являющиеся областями с несамостоятельной активной проводимостью, о чем свидетельствуют также и косвенные указания на растущие вольт-амперные характеристики (ВАХ) слоя [9]. Кроме того, критерий перехода в сильноточечный режим горения ВЧЕР, введенный в [12]

$$j_a \geq j_{\text{сж}} \quad (1)$$

( $j_a$ ,  $j_{\text{сж}}$  — активная и емкостная составляющие плотностей разрядного тока в ПСПЗ), в общем случае неверен, так как в определенных условиях структура разряда будет сильноточечной, хотя  $j_a \ll j_{\text{сж}}$  [15]. И наконец, экспериментальные данные, представленные ниже, показывают, что величина нормального (минимального) ВЧ напряжения на ПСПЗ в слаботочном ВЧЕР определяется не только родом газа, как это вытекает из результатов [12], но зависит также от  $p$  и  $d$  и нечувствительна к выбору материала электродов, что противоречит выводам [12].

Поскольку слаботочная форма ВЧЕР предпочтительна во многих приложениях благодаря малым потерям электрической мощности в ПСПЗ и простоте возбуждения объемной плазмы, то актуальной задачей является выяснение физических причин, которые определяют на опыте структуру слаботочного ВЧЕР, ограничивают область существования данной формы разряда по давлению и величине  $d$  и ответственны за наблюдаемый на опыте эффект нормальной плотности тока [13, 14] в таком типе разряда. Изучение указанного круга вопросов и составляет цель предлагаемой работы.

Экспериментальные результаты получены на установке и по методикам, которые достаточно подробно описаны в предыдущих работах автора [9, 13, 14]. Исследовался слаботочный ВЧЕР на частотах 13.6, 40.8, 81 МГц в воздухе, He, CO<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>, Ar и их смесях при давлении от единиц Тор до атмосферного. Электродами являлись плоские охлаждаемые диски диаметром 11 см либо пластины

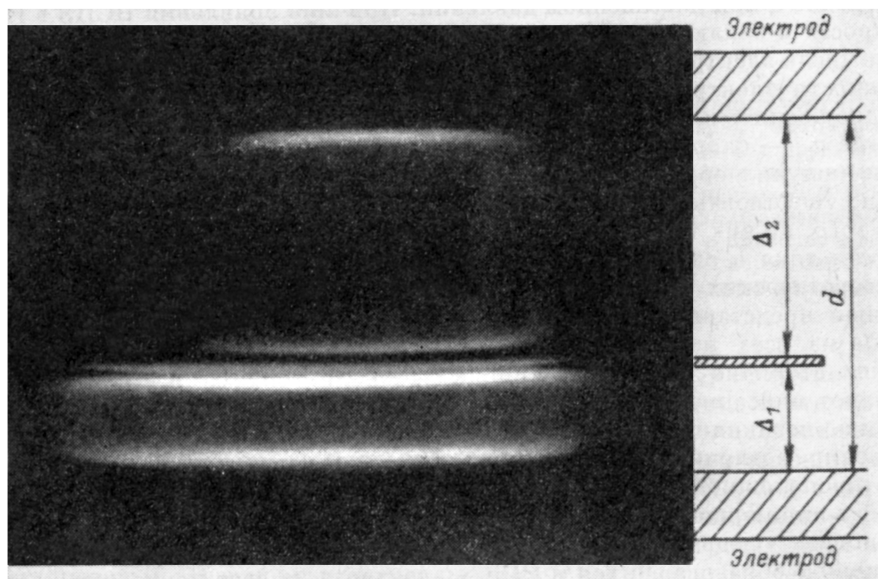


Рис. 1. Фотография слаботочного ВЧЕР с введенной в межэлектродный зазор пластиной. Разряд в смеси He : воздух = 1 : 1,  $p=15$  Тор.

размером  $8 \times 100$  см, которые в ряде опытов покрывались кварцевыми пластинами различной толщины  $\delta$ . Разрядной камерой служила предварительно откаченная до  $10^{-2}$  мм рт. ст. металлическая полость. Между электродами в плоскости, параллельной их рабочим поверхностям, могла помещаться металлическая либо диэлектрическая тонкая пластина с возможностью перемещения ее вдоль разрядного промежутка. Эта пластина полностью перекрывала сечение разрядного промежутка в поперечном к току направлении и находилась под «плавающим» потенциалом относительно плазмы.

Рассмотрим основные экспериментальные результаты работы. На рис. 1 представлена типичная фотография слаботочной формы ВЧЕР с введенной в межэлектродный промежуток тонкой  $\approx 10^{-1}$  см металлической пластины под «плавающим» потенциалом. Расстояние от нижнего электрода до пластины  $\Delta_1=1.5$  см, от верхнего  $\Delta_2=3.5$  см. Очевидно, что  $\Delta_1 + \Delta_2 = d$ . Единый плазменный столб при этом разбивался на два последовательных разряда, причем с обеих сторон пластины формировались ПСПЗ, не отличающиеся по своим параметрам от соответствующих приэлектродных слоев. Отличительной чертой полученных разрядов, как видно из рис. 1, является различная плотность тока в них. Например, при полном разрядном токе  $I_{\text{вн}}=0.35$  А плотность тока в зазоре величиной  $\Delta_1$  равнялась  $j_{\text{вн}1}=5$  мА/см<sup>2</sup>, тогда как в зазоре с  $\Delta_2$   $j_{\text{вн}2}=15$  мА/см<sup>2</sup>. Если поддерживать  $I_{\text{вн}}=\text{const}$  и перемещать пластину в межэлектродном промежутке, то будем наблюдать изменение поперечного сечения

каждого плазменного столба и соответствующее изменение площади ПСПЗ. При  $\Delta_1 = \Delta_2$  поперечные сечения плазменных столбов были одинаковы и, следовательно,  $j_n$  в них совпадали. Если  $\Delta_1 \neq \Delta_2$ , то меньшее сечение, а значит, большая плотность тока наблюдалась в плазменном столбе с большим  $\Delta$ .

Таким образом, результаты данных опытов наглядно иллюстрируют зависимость нормальной плотности тока  $j_n$  от длины плазменного столба. Интересно также отметить, что при превышении величиной  $\Delta$  некоторого значения  $\Delta_{кр}$ , которое помимо состава газа зависело также от  $p$  и  $f$ , происходил переход слаботочной формы ВЧЕР в сильноточный режим горения в части межэлектродного промежутка с большим  $\Delta$ . Важно подчеркнуть, что указанный переход мог осуществляться из нормального режима горения слаботочного ВЧЕР (когда разряд не заполнял полностью зазор между пластиной и электродом в поперечном к току направлении; рис. 1), а в зазоре с меньшим  $\Delta$  могла сохраняться при этом слаботочная форма горения. Эксперимент показал, что для всех указанных выше газов с увеличением  $p$  величина  $\Delta_{кр}$ , при которой наблюдался срыв слаботочного режима горения ВЧЕР, уменьшалась.

Остановимся теперь на ВАХ отдельных частей слаботочного ВЧЕР. Ранее в работе [9] изучались ВАХ ВЧ емкостного разряда повышенного давления. В частности, было показано, что в режиме нормальной плотности тока  $U_{вч}$  практически не зависит от  $I_{вч}$ , а в аномальном слаботочном режиме горения ВАХ являются растущими до тех пор, пока  $U_{сх}$  не достигало величины  $U_{нр}$ , при котором в ПСПЗ обеспечивался баланс заряженных частиц за счет ионизационного размножения вторично-эмиссионных электронов, после чего ВАХ разряда становилась падающей. Однако из результатов, представленных в [9], нельзя получить информацию о ВАХ отдельных частей разряда  $U_{сх}(j)$ ,  $U_{нр}(j)$ , поскольку в [9] выполнены измерения только суммарной ВАХ, т. е.  $\hat{U}_{вч} = |\hat{U}_{сх} + \hat{U}_{нр}|$  как функции  $I_{вч}$  (здесь  $\hat{U}_{вч}$ ,  $\hat{U}_{сх}$ ,  $\hat{U}_{нр}$  — комплексные амплитуды ВЧ напряжения на электродах, ПСПЗ и плазменном столбе соответственно). В то же время зависимость  $j_n(d)$ , отмеченная выше, явно указывает на существование связи между характеристиками плазменного столба и ПСПЗ в слаботочном ВЧЕР. Более того, в работе [16] было показано, что ПСПЗ стабилизирует прилегающие к ним участки плазмы только до определенной толщины. Приведенные аргументы натолкнули на мысль выполнить независимые измерения ВАХ слоя и плазменного столба, тем более что уже в работе [9] была высказана гипотеза о существовании связи  $U_{сх}$  с  $U_{нр}$ . С целью уменьшения методической погрешности измерений  $U_{сх}$  и  $U_{нр}$  использовалось несколько независимых методов определения этих величин: прямое измерение распределения  $U_{вч}(x)$  с помощью «плавающего» зонда; определение  $U_{нр}(j)$  путем компенсации емкостного сопротивления ПСПЗ за счет введения в цепь дополнительной регулируемой индуктивности; получение  $U_{сх}$  посредством измерения плотности тока в ПСПЗ и толщины слоев  $d_{сх}$ . Методическая ошибка в указанных измерениях возникает из-за существования периодической области между ПСПЗ и плазменным столбом, толщина которой составляет  $\sim v_{др}/\omega$ , т. е. порядка  $d_{сх}$ . В данной работе за  $d_{сх}$  принималось то расстояние от электрода, на котором постоянный потенциал плазмы  $U_0(x)$  достигал 0.7 максимальной величины [9]. Заметим, что зависимости  $d_{сх}$  от  $j$ ,  $p$ ,  $d$  представляют и самостоятельный интерес, поскольку несут информацию о пространственной структуре ВЧЕР. На рис. 2, 3 приведены наиболее типичные кривые, иллюстрирующие упомянутые выше закономерности. Обращая на себя внимание три обстоятельства: 1) для всех исследованных газов и их смесей  $U_{нр}(j)$  в слаботочном ВЧЕР является убывающей функцией от  $j$ ; 2) напротив, зависимость  $U_{сх}(j)$  во всех случаях является растущей до тех пор, пока  $U_{сх}(j) < U_{нр}$ ; 3)  $d_{сх}$  слабо зависит от  $j$ ,  $p$  и  $d$ , если только  $j < j_{кр}$ , где  $j_{кр}$  — плотность разрядного тока, при которой наблюдалось появление сильноточного режима горения, т. е. возникал пробой ПСПЗ с участием вторичных электронов по крайней мере локально из-за слабой радиальной неоднородности разряда.

Представляет интерес зависимость нормальной плотности тока  $j_n$ , а также связанной с ней величины постоянного потенциала плазмы разряда относительно электродов  $U_{н0}$  от  $p$  и  $d$ . Выше отмечалось, что из [12] следует

независимости  $U_n$  от  $r$  и  $d$ . Но эксперимент не подтверждает такого вывода, что видно из рис. 3, где в качестве примера приведены типичные результаты измерений  $U_n(p)$  и  $U_n(d)$ . Аналогичное поведение обнаруживает и  $U_{n0}$  как функция  $p$  и  $d$ .

Специально изучалось влияние на характеристики ПСПЗ  $j_n$ ,  $U_n$ ,  $d_{cл}$  в нормальном режиме слаботочного ВЧЕР материала электродов, а также диэлектрического покрытия электродов, толщина которого удовлетворяла соотношению  $\delta \ll \epsilon_d d_{cл}$ , где  $\epsilon_d$  — относительная диэлектрическая проницаемость примененного диэлектрика. Были испытаны различные материалы, в том числе и жидкие диэлектрики (нижний электрод погружался в исследуемую жидкость). Однако связи  $j_n$ ,  $U_n$ ,  $d_{cл}$  в нормальном режиме слаботочного ВЧЕР с материалом электродов или их диэлектрическим покрытием (если оно имелось) с точностью до погрешности измерений ( $\approx 10\%$ ) обнаружено не было. Не приводило к изменению результатов опытов и замена металлической пластины на диэлектриче-

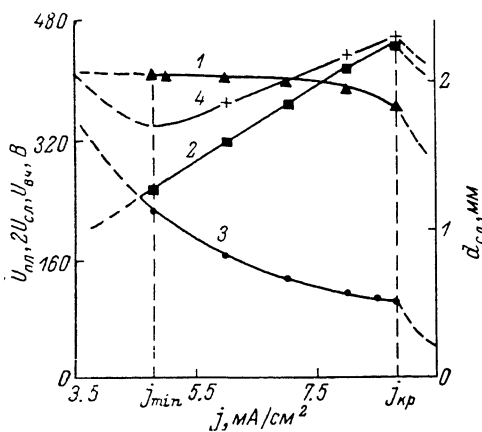


Рис. 2. Зависимости  $d_{cл}$  (1),  $U_{cл}$  (2),  $U_{пл}$  (3) (разряд в воздухе при  $p=30$  Тор),  $U_{вч}$  (4) от  $j$ .

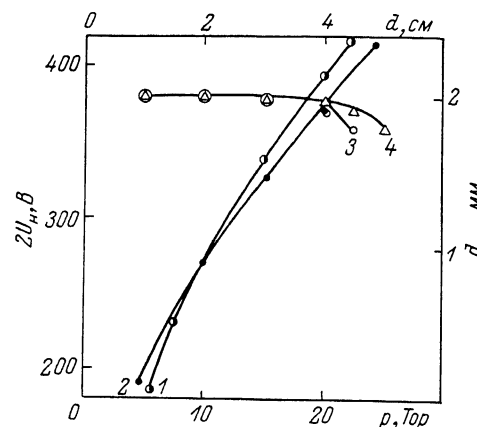


Рис. 3. Слаботочный ВЧЕР в воздухе.

1 —  $U_n(p)$  при  $d=2$  см, 2 —  $U_n(d)$  при  $p=10$  Тор, 3 —  $d_{cл}(p)$ , 4 —  $d_{cл}(d)$ .

скую такой же толщины. Эти факты являются дополнительными свидетельствами того, что в слаботочном ВЧЕР влиянием вторично-эмиссионных процессов на параметры ПСПЗ и разряда в целом можно пренебречь.

В процессе выполнения опытов по выяснению влияния материала диэлектрика на характеристики ПСПЗ слаботочного ВЧЕР было замечено, что если  $\delta > \epsilon_d d_{cл}$ , то значение  $j_n$  при неизменных  $p$ ,  $d$ ,  $f$  и роде газа было меньше, чем в случае, когда  $\delta \ll \epsilon_d d_{cл}$ . Данный эмпирический факт в сочетании с зависимостью  $d_{cл}(j)$  в слаботочном разряде указал на еще одну не менее важную функцию ПСПЗ в разряде с падающей ВАХ плазменного столба: помимо обеспечения стационарного режима в слое путем уравнивания за период ВЧ поля числа зарядов противоположного знака и с разной подвижностью, выпадающих на каждый электрод, ПСПЗ выполняют еще и стабилизирующую функцию по отношению к плазменному столбу с падающей ВАХ, т. е. наличие ПСПЗ является принципиальным для существования слаботочного ВЧЕР и определяет характеристики плазмы такого разряда в условиях, когда  $\delta \ll \epsilon_d d_{cл}$ .

Иначе говоря, в процессе формирования ВЧЕР различная подвижность электронной и ионной компонент плазмы необходимо приводит к появлению ПСПЗ на границах плазмы с электродами. Однако из всего континуума возможных стационарных состояний системы ПСПЗ—плазменный столб на опыте реализуются только те состояния, которые являются устойчивыми. Под устойчивым понимается стационарный режим горения слаботочного ВЧЕР, когда малые отклонения плотности тока от стационарного значения с течением времени будут убывать. В противном случае состояние системы ПСПЗ—плазменный столб будет неустойчивым и без принятия специальных мер такой режим горе-

ния разряда не может быть осуществлен на практике. Наблюдаемый на опыте эффект нормальной плотности тока в слаботочном ВЧЕР на непокрытых диэлектриком электродах [9, 13] доказывает возможность существования стационарных режимов горения ВЧ разряда, стабилизированных ПСПЗ. Получить на «голых» электродах слаботочную форму ВЧЕР с плотностью тока  $j < j_n$  не представляется возможным из-за неустойчивости указанных состояний. Реализация слаботочного ВЧЕР с плотностью тока  $j > j_n$  требует, как будет показано ниже, больших  $U_{вч}$  и, если разряд не заполняет полностью межэлектродный зазор в поперечном к току направлении, также невозможна из-за нарушения ионизационного баланса на боковой границе плазма—нейтральный газ. В этом случае возникает волна ионизации, приводящая к движению боковой границы плазмы, увеличению поперечного сечения разряда до тех пор, пока не выполнится равенство  $j = j_n$ , при этом  $U_{вч}$  на электродах уменьшается до минимально возможного значения  $U_{мин}$ . Этот эффект легко наблюдается на опыте при попытке увеличить в нормальном режиме горения  $j$  свыше  $j_n$ . Если ВЧ источник работает в режиме генератора напряжения, т. е.  $U_{вч}$  на электродах не уменьшается при расширении плазмы, то происходит полное заполнение межэлектродного промежутка плазмой с установлением аномального режима горения.

Анализ представленных в работе экспериментальных данных позволяет получить выражение для плотности разрядного тока в нормальном режиме слаботочного ВЧЕР. Для этого еще раз обратим внимание на зависимости  $d_{сз}$  от  $j$ ,  $p$ ,  $d$  (рис. 2, 3), которые являются следствием «емкостной» природы ПСПЗ ВЧЕР при  $j < j_{кд}$  [9, 14], а также на характер поведения  $U_{пл}(j)$  и  $U_{сз}(j)$  при изменении  $j$ ,  $p$ ,  $d$ . Видно, что в пространственной структуре слаботочного ВЧЕР можно выделить две качественно различные области — ПСПЗ и плазменный столб, — которые отличаются механизмом поддержания активной проводимости в них. Если в плазменном столбе активная проводимость обеспечивается в основном ионизацией в ВЧ поле, то в ПСПЗ она поддерживается главным образом за счет инжекции зарядов от торцов плазменного столба. Поэтому  $U_{пл}(j)$  можно получить из известных уравнений ионизационного баланса в плазменном столбе [17]. Чтобы избежать громоздких выкладок, воспользуемся аппроксимацией экспериментальных значений  $U_{пл}(j)$  в исследованном диапазоне плотностей тока

$$U_{пл}(j) = pd_{пл} \frac{C}{j\alpha}, \quad (2)$$

где  $d_{пл} = d - 2d_{сз}$  — длина плазменного столба;  $C$ ,  $\alpha$  — величины, определяемые родом газа.

С другой стороны, величина ВЧ напряжения  $U_{вч}$ , которое может быть приложено к плазменному столбу, зависит от  $U_{вч}$ ,  $j$  и параметров ПСПЗ

$$U_{вч} = [U_{вч}^2 - (jZ_{сз})^2]^{1/2}, \quad (3)$$

где  $Z_{сз} = 2d_{сз}/\epsilon\epsilon_0\omega$  — импеданс ПСПЗ единичной площади,  $\epsilon$  — относительная диэлектрическая проницаемость,  $\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12}$  Ф/м,  $\omega = 2\pi f$ . Выражение (3) справедливо, когда фазовый сдвиг между  $U_{сз}$  и  $j$  в ПСПЗ равен  $\pi/2$ , что эквивалентно условию  $j_a < j_{см}$ , которое в ПСПЗ слаботочного ВЧЕР всегда выполняется [9, 14].

В стационарном режиме  $U_{пл} = U_{вч}$ . Поэтому из (2), (3) можно получить все значения  $j$  при заданных внешних условиях: давлении, составе газа,  $d$ ,  $\omega$ ,  $U_{вч}$ . Однако на опыте, как уже отмечалось, будут реализованы только те значения  $j$ , при которых система ПСПЗ—плазменный столб будет устойчива. В рассматриваемом случае для эффективных значений  $j$ ,  $U_{пл}$  и  $U_{вч}$  критерий устойчивости запишется в виде

$$|dU_{пл}/dj| \leq |dU_{вч}/dj|. \quad (4)$$

Из (2)—(4) следует выражение для минимально возможного (нормального) значения  $j_{мин}$  в слаботочном ВЧЕР

$$j_{мин} = \left( \frac{\epsilon_0\omega pd_{пл}C\sqrt{\alpha}}{2d_{сз}/\epsilon + 2\delta/\epsilon_d} \right)^{\frac{1}{\alpha+1}} \quad (5)$$

При выводе (5) принята во внимание возможность покрытия электродов диэлектриком толщиной  $\delta$  и диэлектрической проницаемостью  $\epsilon d$ .

Рассмотрим графическую интерпретацию изложенного выше. На рис. 4 изображены семейства кривых  $U_{\text{пл}}(j)$  (1—3) и  $U_{\text{вн}}(j)$  (4—6). Зависимости  $U_{\text{пл}}(j)$  получены экспериментально, а  $U_{\text{вн}}(j)$  — по формуле (3) с использованием измеренных  $U_{\text{вч}}$  и  $U_{\text{с.л.}}$ . Точки касания кривых  $U_{\text{пл}}(j)$  и  $U_{\text{вн}}(j)$  определяют  $j_{\text{min}}(pd)$ , а точки их пересечения при  $U_{\text{вч}} > U_{\text{min}}$  соответствуют неустойчивому (А) и устойчивому (Б) состояниям. Из рис. 4 либо формулы (5) видно, что с увеличением  $p$  или  $d$  величина  $j_{\text{min}}$  монотонно возрастает. Поэтому всегда найдется такое  $p$  либо  $d$ , при котором  $j_{\text{min}} \geq j_{\text{кр}}$ . В этом случае ВАХ ПСПЗ становится падающей и устойчивое стационарное горение слаботочного режима невозможно, что и было обнаружено в [9]. Таким образом, наблюдаемое на опыте [9] ограничение области существования слаботочного ВЧЕР по давлению и величине  $d$  вызывается наличием верхней границы напряжения на ПСПЗ  $U_{\text{пр}} = j_{\text{кр}} Z_{\text{с.л.}}$ , при котором происходит пробой слоя с участием вторично-

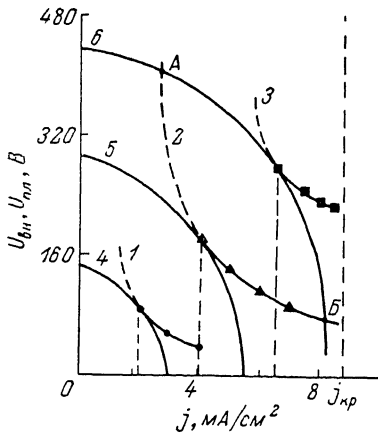


Рис. 4.  $U_{\text{пл}}(j)$ ,  $U_{\text{вн}}(j)$  при  $pd = 2$  (1, 4), 10 (2, 5) и 30 Тор·см (3, 6).

эмиссионных электронов, и монотонным увеличением  $j_{\text{min}}$  с ростом  $p$  либо  $d$ , которое является следствием самоорганизации в системе ПСПЗ — плазменный столб устойчивого стационарного состояния.

Представляет интерес другой вывод формулы для  $j_{\text{min}}$ . Характер полученных в данной работе зависимостей  $U_{\text{пл}}(j)$  и  $U_{\text{с.л.}}(j)$  (рис. 2) указывает на существование у функции

$$U_{\text{вч}}(j) = \sqrt{U_{\text{пл}}^2 + U_{\text{с.л.}}^2} \quad (6)$$

минимального значения  $U_{\text{min}}$  (рис. 2, 4). Несложные выкладки показывают, что  $U_{\text{вч}} = U_{\text{min}}$  при  $j = j_{\text{min}}$ , определяемом выражением (5). Поэтому формально природа эффекта нормальной плотности тока в слаботочном ВЧЕР такая же, как и катодной области тлеющего разряда постоянного тока (или ПСПЗ сильноточного ВЧЕР [9, 14]) сам является областью с самостоятельной активной проводимостью. В силу этого различен и физический механизм, ответственный за появление  $U_{\text{min}}$  в катодном слое тлеющего разряда и слаботочном ВЧЕР. В первом случае величина  $U_{\text{min}}$  связана с немонотонной зависимостью коэффициента ионизации электронами  $\eta_i$  от параметра  $E/p$  ( $E$  — напряженность электрического поля в слое) и не зависит от характеристик плазменного столба. В слаботочном ВЧЕР, напротив,  $U_{\text{min}}$  определяется параметрами плазменного столба. Это объясняет наблюдаемую в экспериментах [9, 13, 14] зависимость параметров ПСПЗ  $j$ ,  $U_{\text{с.л.}}$  в нормальном режиме слаботочного ВЧЕР от величины  $d$ , точнее  $d_{\text{пл}}$ , и давления. Кроме того, отсюда следует, что область существования по давлению и величине  $d$  слаботочного ВЧЕР можно расширить, если воздействовать на ионизационный баланс в плазменном столбе, т. е. изменить характер его ВАХ, например, с помощью электронного пучка, как это сделано в [4]. Понятным становится и влияние диэлектрического покрытия электродов на область существования слаботочного ВЧЕР по  $p$  и  $d$ . Из (5) с учетом (2) следует

$$U_{\text{пл}} = 2(U_{\text{с.л.}} + U_{\delta}^*)/\sqrt{\alpha}, \quad U_{\delta} = j\delta/\epsilon_0\epsilon_0\omega. \quad (7), (8)$$

Из (7), (8) видно, что при  $U_{\delta} \approx 0$  (когда  $\delta \ll \epsilon_0 d_{\text{с.л.}}$ )  $U_{\text{пл}}$  ограничено сверху величиной  $2U_{\text{пр}}/\sqrt{\alpha}$ , но если  $\delta \geq \epsilon_0 d_{\text{с.л.}}$ , можно существенно увеличить  $U_{\text{пл}}$ , т. е. расширить область допустимых значений  $p$ ,  $d$ . Впервые этот факт экспериментально наблюдался в работе [14].

Итак, представленный в данной работе экспериментальный материал и его анализ раскрывают основные черты механизма формирования пространственной структуры слаботочного ВЧЕР и эффекта нормальной плотности тока в таком типе разряда, а также причин ограничения области существования слаботочного ВЧЕР по давлению и величине разрядного промежутка. Влияние поперечной к направлению тока структуры разряда составляет предмет отдельной работы. Можно отметить, что учет двумерных эффектов ( $j_{\text{нх}} \neq j_{\text{сх}}$ ) не изменяет сути рассмотренного механизма, но усложняет его анализ. Кроме того, на практике реализация слаботочного ВЧЕР с  $j_{\text{нх}} \neq j_{\text{сх}}$  встречается значительно реже [16].

### Литература

- [1] Бердичевский М. Г., Марусин В. В. Изв. СО АН СССР. Сер. техн. науки, 1982, № 3, в. 1, с. 28—37.
- [2] Мышенков В. И., Яценко Н. А. Квант. электр., 1981, т. 8, № 10, с. 2121—2129.
- [3] Crocker A., Wills M. S. Electronics Lett., 1969, v. 5, N 4, p. 63—64.
- [4] Ковалев А. С., Муратов Е. А. и др. Письма в ЖТФ, 1984, т. 10, № 18, с. 1139—1142.
- [5] Колесниченко Ю. Ф., Матюшин В. Д. и др. ДАН СССР, 1979, т. 246, № 5, с. 1091—1094.
- [6] He D., Hall D. R. Appl. Phys. Lett., 1983, v. 43, N 8, p. 726—727.
- [7] Ионин А. А., Ковш И. Б. Итоги науки и техники. Радиотехника. М.: ВИНТИ, 1984, т. 32, с. 300.
- [8] Козлов Г. И., Яценко Н. А. Письма в ЖТФ, 1978, т. 4, № 7, с. 422—424.
- [9] Яценко Н. А. ЖТФ, 1981, т. 51, № 6, с. 1195—1204.
- [10] He D., Backer C. J., Hall D. R. J. Appl. Phys., 1984, v. 55, N 11, p. 4120—4122.
- [11] Браун С. Элементарные процессы в плазме газового разряда. М.: Госатомиздат, 1961. 323 с.
- [12] Смирнов А. С. ЖТФ, 1984, т. 54, № 1, с. 61—65.
- [13] Яценко Н. А. ЖТФ, 1982, т. 52, № 6, с. 1220—1222.
- [14] Яценко Н. А. ТВТ, 1982, т. 20, № 6, с. 1044—1051.
- [15] Яценко Н. А. ЖТФ, 1980, т. 50, № 11, с. 2480—2483.
- [16] Яценко Н. А. Тез. докл. II Всес. совещ. по физике электрического пробоя газов (Тарту, 5—8 июня 1984 г.). Тарту, ТГУ, 1984, с. 342—344.
- [17] Райзер Ю. П. Основы современной физики газоразрядных процессов. М.: Наука, 1980. 415 с.

Институт проблем механики  
АН СССР  
Москва

Поступило в Редакцию  
11 августа 1986 г.  
В окончательной редакции  
19 ноября 1986 г.