

ГАЗОВЫЙ РАЗРЯД НА СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТАХ

В. Е. Голант

I. ВВЕДЕНИЕ

За последние 8—10 лет опубликовано большое число исследований, посвященных изучению газового разряда на сверхвысоких частотах, т. е. в сантиметровом диапазоне волн.

Рост интереса к высокочастотному разряду связан главным образом с быстрым развитием радиотехники сверхвысоких частот. Широкое применение получили газоразрядные антенные переключатели импульсных радиолокационных станций¹. За последние годы разработаны десятки типов разрядников защиты приемника, разрядников блокировки передатчика, специальных разрядников для радиолокационных антенных переключателей. Появились предложения об использовании газоразрядных аттенуаторов, газоразрядных фазовращателей и других газоразрядных коммутирующих устройств для сверхвысоких частот⁵. Большое внимание уделялось изучению условий возникновения разряда в линиях передачи сверхвысоких частот, так как эти условия определяют предельную мощность соответствующих линий передач³. Интерес к газовому разряду на сверхвысоких частотах связан также с возможностью получения новых данных о взаимодействии электронов с атомами и ионами.

Настоящий обзор охватывает работы, посвященные физическому исследованию газового разряда, возникающего в поле сверхвысоких частот, и опубликованные с 1946—1948 г. до 1957 года. В обзоре совершенно не рассматриваются применения высокочастотного разряда и не приводятся данные, представляющие только прикладной интерес. Не затрагиваются также вопросы, связанные с взаимодействием газоразрядной плазмы, образованной в постоянном электрическом поле, с полем сверхвысоких частот.

Следует прежде всего уточнить границы диапазона «сверхвысоких частот». В радиотехнике условно принято включать в этот диапазон частоты от 1000 до 50 000 Мгц.

Нетрудно видеть, что нижняя граница диапазона во многих случаях связана с определенным изменением характеристик газового разряда. Как известно, под воздействием переменного поля заряженные частицы совершают колебательное «направленное» движение, накладывающееся на беспорядочное движение, связанное со столкновениями. Амплитуда колебательного движения уменьшается с ростом частоты поля. Диапазон сверхвысоких частот характеризуется тем, что амплитуда колебаний самых легких заряженных частиц — электронов много меньше размеров разрядного объема. При этом основная масса электронов не достигает стенок разрядного объема и колеблется внутри него (во всяком случае, поскольку речь идет о направленном движении под воздействием поля).

Тяжелые ионы тем более не достигают границ разрядного объема, так как смещение, а также энергия, получаемая ими от поля, в $\frac{M}{m}$ раз меньше соответствующих величин для электронов (m — масса электрона, M — масса атома). Из сказанного вытекают две особенности газового разряда в диапазоне сверхвысоких частот. Во-первых, носителями разряда являются электроны. Тяжелые ионы, получая значительно меньшие смещения и энергию под воздействием поля, практически не участвуют в разряде.

Во-вторых, из-за малой амплитуды смещения электронов в поле сверхвысоких частот процессы на электродах и стенках разрядного объема играют малую роль и практически не влияют на режим разряда. По той же причине смещение электронов под воздействием поля не может вызвать появления пространственного заряда в объемах, размеры которых составляют заметную часть разрядного объема (это не относится, разумеется, к диффузионному смещению электронов, которое может быть причиной возникновения объемного заряда).

В дальнейшем изложении мы будем исходить из того, что названные особенности газового разряда на сверхвысоких частотах безусловно соблюдаются.

II. ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ПО СКОРОСТЯМ В ПОЛЕ СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТ

§ 1. Методы теоретического изучения газового разряда на сверхвысоких частотах

Изучение газового разряда на сверхвысоких частотах требует определения эффективности различных процессов, влияющих на разряд — таких, как ионизация и возбуждение электронным ударом, электронно-ионная рекомбинация, захват электронов. Для многих газов имеются экспериментальные и расчетные данные, позволяющие определить зависимость сечения таких процессов со скорости электронов. В этих случаях для определения характеристик разряда необходимо знать распределение электронов в газе по скоростям.

Функция распределения электронов по скоростям $f(v, r)$ определяется так, чтобы число электронов, в фазовом объеме $dv dr$, было равно $n f dv dr$, где n — концентрация электронов, v — скорость, r — радиус-вектор. Тогда среднее число тех или иных актов взаимодействия электронов с атомами или ионами в единице объема в единицу времени должно, очевидно, выражаться соотношением

$$v = nN \iiint sv f dv, \quad (II, 1)$$

где N — концентрация взаимодействующих атомов или ионов и s — сечение соответствующего процесса взаимодействия.

С помощью функции распределения могут быть определены и другие существенные для формулировки условий возникновения и поддержания разряда характеристики — плотность электронного тока

$$j = ne \iiint v f(v) dv \quad (II, 2)$$

(и соответственно электронная проводимость σ), коэффициент диффузии электронов

$$D = \frac{1}{3} \iiint \lambda^* v f(v) dv \quad (II, 3)$$

($\lambda^* = \frac{1}{N s^*}$ — диффузионная длина свободного пробега, s^* — тормозящее сечение) и другие величины (см., например, ²).

Поэтому теоретическое изучение высокочастотного разряда должно основываться на вычислении функции распределения электронов по скоростям. Однако вместо вычисления функции распределения иногда используются приближенные методы анализа процессов, сопровождающих разряд.

Наиболее простым и в то же время наиболее грубым приближением является так называемая теория «среднего электрона» ^{4, 7, 9, 50}. В рамках этой теории совокупность электронов, характеризующуюся определенным распределением по скоростям, заменяют тем же числом электронов, обладающих некоей средней скоростью. Для таких «средних электронов» уравнения движения в высокочастотном электрическом поле $E \cos \omega t$ записываются в виде

$$m \frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} = e \mathbf{E} \cos \omega t - m \bar{\nu}_{\text{ст}} \frac{d\mathbf{r}}{dt}, \quad (\text{II}, 4)$$

где $\bar{\nu}_{\text{ст}}$ — средняя частота столкновений электронов и e — их заряд.

В этом уравнении последний член определяет среднее изменение количества движения электрона за счет столкновений (изменение $m\mathbf{v}$ в каждом столкновении находится в пределах от 0 до $2m\mathbf{v}$). Первый интеграл уравнения имеет вид

$$\mathbf{v} = \frac{e\mathbf{E}}{m(\omega^2 + \bar{\nu}_{\text{ст}}^2)} (\bar{\nu}_{\text{ст}} \cos \omega t + \omega \sin \omega t) + \left[\mathbf{v}_0 - \frac{e\mathbf{E} \bar{\nu}_{\text{ст}}}{m(\omega^2 + \bar{\nu}_{\text{ст}}^2)} \right] e^{-\bar{\nu}_{\text{ст}} t}, \quad (\text{II}, 5)$$

причем стационарное решение дается первыми двумя слагаемыми. Найденное решение определяет скорость направленного движения «среднего электрона».

Для того чтобы определить энергию «среднего электрона» уравнения движения (II, 4), надо дополнить уравнением баланса энергии ^{2, 50}. Изменение средней энергии электронов U должно подчиняться соотношению

$$\frac{dU}{dt} = \mathbf{v} \mathbf{E} \cos \omega t - \eta \bar{\nu}_{\text{ст}} U, \quad (\text{II}, 6)$$

в котором первый член определяет приобретение энергии в высокочастотном поле, а второй член — потери энергии (коэффициент передачи энергии η определяет усредненную по всем типам столкновений долю энергии, теряемую электроном в каждом столкновении). Подставляя (II, 5) в (II, 6), находим для стационарного режима

$$\frac{dU}{dt} = \frac{eE^2}{m(\omega^2 + \bar{\nu}_{\text{ст}}^2)} \left(\bar{\nu}_{\text{ст}} \cos^2 \omega t + \frac{1}{2} \omega \sin 2\omega t \right) - \eta \bar{\nu}_{\text{ст}} U. \quad (\text{II}, 7)$$

Если известна зависимость $\eta(U)$, то стационарное решение уравнения (II, 7) определяет среднюю энергию электронов.

При $\eta(U) = \text{const}$ это решение имеет вид

$$U = \frac{eE^2}{2\eta m(\omega^2 + \bar{\nu}_{\text{ст}}^2)} \left[1 + \frac{\bar{\nu}_{\text{ст}} \eta (2 + \eta) \sin 2\omega t + (\eta^2 \bar{\nu}_{\text{ст}}^2 - 2\eta \omega^2) \cos 2\omega t}{4\omega^2 + \eta^2 \bar{\nu}_{\text{ст}}^2} \right]. \quad (\text{II}, 8)$$

Первое слагаемое формулы (II, 8) представляет собой постоянную составляющую средней энергии. Остальные слагаемые определяют модуляцию энергии «среднего электрона». Эти члены пренебрежимо малы, если

$$\bar{\nu}_{\text{ст}} \eta \ll \omega. \quad (\text{II}, 9)$$

Физический смысл условия (II, 9) состоит в том, что время установления энергетического распределения, имеющее порядок величины $\frac{1}{v_{ст}\eta}^2$, значительно больше периода высокочастотных колебаний.

Уравнения (II, 5), и (II, 7) определяют, таким образом, направленную скорость, энергию «среднего электрона» и соответственно все другие характеристики, поскольку известна их зависимость от скорости.

Необходимо подчеркнуть, что теория «среднего электрона» не позволяет правильно сформулировать условия возникновения и поддержания разряда. Действительно, по этой теории энергия «среднего электрона» должна быть больше энергии ионизации атомов газа (или, при значительной вероятности ступенчатой ионизации, больше энергии возбуждения атомов). Между тем возникновение высокочастотного разряда происходит обычно при средней энергии электронов, значительно меньшей энергии ионизации, что связано с наличием достаточно широкого распределения по скоростям. Поэтому, применяя теорию среднего электрона, произвольно вводят условную энергию ионизации, меньшую действительной, вследствие чего выводы теории пригодны лишь для качественных оценок.

Несколько более точные результаты позволяет получить другой приближенный метод определения характеристик разряда, при использовании которого заранее постулируется определенный вид функции распределения электронов (чаще всего принимают, что распределение электронов является максвелловским)². С помощью уравнения баланса средней энергии электронов (II, 6) определяют параметр распределения (в случае максвелловского распределения — электронную температуру). Для этого в уравнение (II, 6) подставляются величины энергии U , направленной скорости v и коэффициента передачи энергии η , усредненные с помощью принятой функции распределения электронов. В результате (II, 8) обращается в трансцендентное уравнение для определяемого параметра распределения.

Мы не будем здесь более подробно останавливаться на приближенных способах рассмотрения характеристик высокочастотного разряда и вернемся к задаче вычисления функции распределения электронов по скоростям.

§ 2. Кинетическое уравнение для функции распределения электронов по скоростям

Кинетическое уравнение, определяющее функцию распределения электронов по скоростям, имеет, как известно, следующий вид²:

$$\frac{\partial}{\partial t}(nf) + v \operatorname{grad}(nf) + \frac{e}{m} \left[E + \frac{v}{c} \times H \right] \operatorname{grad}_v(nf) - \frac{\delta(nf)}{\delta t} = 0 \quad (\text{II}, 10)$$

(grad_v — градиент в пространстве скоростей, H — напряженность магнитного поля). Последнее слагаемое учитывает влияние столкновений.

В поле сверхвысоких частот

$$E_{вт} = E \cos \omega t^*) \quad (\text{II}, 11)$$

при отсутствии диффузии функцию распределения удобно представить в виде разложения

$$f(v) = \sum_{l=0}^{\infty} P_l(\cos \theta) \{f_0^l(v) + \sum_{m=1}^{\infty} [f_m^l(v) \cos m\omega t + g_m(v) \sin m\omega t]\}. \quad (\text{II}, 12)$$

*) Влиянием высокочастотного магнитного поля на функцию распределения можно пренебречь, так как при возникновении и поддержании разряда во всех встречающихся случаях $v \ll c$.

Здесь P_l — полиномы Лежандра, $\cos \theta = \frac{(\mathbf{vE})}{vE}$, функции f_m^l и g_m^l зависят только от величины скорости, но не от ее направления и не зависят от ωt , или, точнее, не изменяются за промежутки времени, сравнимые с периодом высокочастотных колебаний.

Сравнение различных членов разложения (II,12) проведено в работе ³⁸, в которой показано, что в высокочастотном поле при соблюдении неравенства

$$\omega \lambda^* \gg \gamma \frac{1}{2} v \quad (\text{II,13})$$

можно сохранить в разложении (II,13) лишь три члена:

$$\begin{aligned} f_l^l(\mathbf{v}) &= f_0(v) + \cos \theta [f_1(v) \cos \omega t + g_1(v) \sin \omega t] = \\ &= f_0(v) + \mathbf{f}_1(v) \frac{\mathbf{v}}{v} \cos \omega t + \frac{\mathbf{g}_1(v) \mathbf{v}}{v} \sin \omega t, \end{aligned} \quad (\text{II,14})$$

причем направление введенных здесь векторов \mathbf{f}_1 и \mathbf{g}_1 совпадает с направлением электрического поля.

Выражение (II,14) остается верным для большей части распределения электронов по скоростям и во всяком случае в области скоростей

$$\gamma \frac{1}{2} \left| 0,9 \frac{v^2}{v^2} - 0,4 \frac{\bar{v}^2}{v^2} \right| \ll 1. \quad (\text{II,15})$$

Можно показать, что при наличии диффузии в разложение (II,14) необходимо включить еще один член ³⁶

$$f = f_0(v) + \frac{\mathbf{v} f_0^1}{v} + \frac{\mathbf{f}_1 \mathbf{v}}{v} \cos \omega t + \frac{\mathbf{g}_1 \mathbf{v}}{v} \sin \omega t. \quad (\text{II,16})$$

При представлении функции распределения в форме (II, 16) среднее значение характеристик, зависящих от величины, но не от направления скорости электронов (например, средней частоты столкновений, средней энергии электронов и т. д.), определяется, очевидно, только членом $f_0(v)$, называемым изотропной составляющей функции распределения. Функция распределения электронов по энергиям также связана только с $f_0(v)$.

$$F \left(\frac{mv^2}{2} \right) = \frac{4\pi}{m} v f_0(v). \quad (\text{II,17})$$

Соответственно другие члены уравнения (II, 16) представляют собой направленные составляющие функции распределения. Они определяют среднее значение величин, зависящих от направления скорости электронов, и, в частности, среднее значение электронного тока.

В соответствии с (II, 16) изотропная составляющая функции распределения по скоростям и функция распределения по энергиям не изменяются за промежутки времени, сравнимые с периодом высокочастотных колебаний. Поэтому разложение (II, 16) может быть справедливым лишь при соблюдении неравенства (II, 9). Отметим, что условие (II, 13) оказывается более жестким, чем (II, 9).

При несоблюдении этих условий (в частности, при больших давлениях газа) функция распределения электронов по энергиям изменяется с частотой, равной удвоенной частоте поля, и происходит соответствующая модуляция энергетических характеристик распределения. В работе ³⁸ показано, что в режиме, при котором главную роль играют упругие столкновения, функция распределения по скоростям может быть представлена

при несоблюдении (II, 13) равенствами

$$f(v) = (f_0^0 + f_2^0 \cos 2\omega t + g_2^0 \sin 2\omega t) + \cos \theta (f_1^1 \cos \omega t + g_1^1 \sin \omega t) \quad (\text{II}, 18)$$

при $\omega \lambda^* \approx \eta v$,

$$f(v) = f_0^0 + f_2^0 \cos 2\omega t + \cos \theta f_1^1 \cos \omega t \quad (\text{II}, 19)$$

при $\omega \lambda^* \ll \eta v$.

Первые члены разложений (II, 18) и (II, 19) определяют распределение по энергиям, промодулированное с частотой поля.

Отметим, что во всех опубликованных работах, посвященных вычислению функции распределения в высокочастотном поле для каких-либо конкретных условий, принималось, что разложение (II, 16) может считаться справедливым.

Пользуясь кинетическим уравнением (II, 10), получим теперь уравнения для различных составляющих функции распределения, представленной в форме (II, 16)^{36, 37, 25}. Подставляя (II, 16) в (II, 10) и усредняя (II, 10) по периоду высокочастотного поля, находим

$$\frac{\partial}{\partial t} (nf_0) + \frac{\gamma}{6v^2} \frac{\partial}{\partial v} (v^2 nf_1) + \frac{v}{3} \operatorname{div} (nf_0') = \frac{\delta (nf_0)}{\delta t}, \quad (\text{II}, 20)$$

где принято $\gamma = \frac{eE}{m}$. Приравнявая в уравнении коэффициенты при $\sin \omega t$, при $\cos \omega t$ и при остающихся членах, получаем далее

$$\gamma \frac{\partial f_0}{\partial v} + \omega g_1 = \frac{\delta f_1}{\delta t}; \quad \omega f_1 = -\frac{\delta g_1}{\delta t}; \quad v \operatorname{grad} (nf_0) = \frac{\delta (nf_0')}{\delta t}. \quad (\text{II}, 21)$$

В формулах (II, 21) опущены производные $\frac{\partial g_1}{\partial t}$, $\frac{\partial f_1}{\partial t}$, $\frac{\partial f_0'}{\partial t}$, поскольку во всех практически встречающихся случаях они много меньше величин $\frac{\delta f_1}{\delta t}$, $\frac{\delta g_1}{\delta t}$, $\frac{\delta f_0'}{\delta t}$ (см. (II, 23)).

Пренебрегая воздействием неупругих столкновений на направленные составляющие функции распределения и используя известные выражения для изменения функции распределения за счет упругих столкновений²

$$\left. \frac{\delta f_0}{\delta t} \right|_v = \frac{1}{v^2} \frac{m}{M} \frac{\partial}{\partial v} \left(v^4 \frac{f_0}{\lambda^*} \right) + \frac{kT}{Mv^2} \frac{\partial}{\partial v} \left(\frac{v^3}{\lambda^*} \frac{\partial f_0}{\partial v} \right), \quad (\text{II}, 22)$$

$$\left. \frac{\delta f_1}{\delta t} \right|_v = -\frac{v}{\lambda^*} f_1; \quad \left. \frac{\delta g_1}{\delta t} \right|_v = -\frac{v}{\lambda^*} g_1; \quad \left. \frac{\delta f_0'}{\delta t} \right|_v = -\frac{v}{\lambda^*} f_0', \quad (\text{II}, 23)$$

получаем с помощью (II, 20) и (II, 21)

$$\frac{\partial}{\partial t} (nf_0) - \frac{\gamma^2}{6v^2} \frac{\partial}{\partial v} \left[\frac{v^3 \lambda^*}{\lambda^{*2} \omega^2 + v^2} \frac{\partial}{\partial v} (nf_0) \right] - \operatorname{div} \left[\frac{1}{3} \lambda^* v \operatorname{grad} (nf_0) \right] = \frac{\delta nf_0}{\delta t}. \quad (\text{II}, 24)$$

и

$$f_1 = -\frac{\lambda^*}{\lambda^{*2} \omega^2 + v^2} \frac{\partial f_0}{\partial v}; \quad g_1 = \frac{\omega \lambda^*}{v} f_1; \quad nf_0' = -\lambda^* \operatorname{grad} (nf_0). \quad (\text{II}, 25)$$

Интегрирование дифференциального уравнения (II, 24) решает задачу о распределении электронов по скоростям.

§ 3. Принцип подобия высокочастотных разрядов

Некоторые общие заключения о функции распределения можно сделать еще до интегрирования кинетического уравнения. Одним из наиболее важных выводов такого рода является формулировка принципа подобия^{2, 39}.

Принцип подобия газовых разрядов формулируется для сосудов подобной геометрической формы, выполненных из одинаковых материалов, наполненных одинаковым газом и находящихся в одинаковых внешних условиях. В случае разрядов в постоянном поле основным признаком подобия считается обычно одинаковость вольт-амперных характеристик. Однако более общим критерием подобия разрядов является совпадение функции распределения заряженных частиц. Поэтому формулировка принципа подобия может быть получена из условия пропорционального изменения всех членов кинетического уравнения и соответствующего изменения различных членов уравнений электродинамики.

Если ввести коэффициент подобного преобразования $k = \frac{l_1}{l_2}$ (l — линейные размеры подобных сосудов), то для пропорционального изменения уравнения (II, 10) необходимо, чтобы соблюдались соотношения

$$\frac{\Delta t_1}{\Delta t_2} = \frac{E_2}{E_1} = \frac{H_2}{H_1} = \frac{\left[\frac{1}{n} \frac{\partial (nf)}{\partial t} \right]_2}{\left[\frac{1}{n} \frac{\partial (nf)}{\partial t} \right]_1} = \frac{l_1}{l_2} = k. \quad (\text{II}, 26)$$

Из (II, 26) вытекают следующие наиболее существенные условия подобия высокочастотных разрядов:

$$\frac{l_1}{l_2} = \frac{\omega_2}{\omega_1} = \frac{E_2}{E_1} = \frac{p_2}{p_1} = k, \quad \frac{n_2}{n_1} = \frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{j_2}{j_1} = k^2 \quad (\text{II}, 27)$$

(p — давление газа, ρ — плотность объемного заряда). Условие $\frac{p_2}{p_1} = k$ вытекает из (II, 26), поскольку главную роль в изменении функции распределения играют столкновения электронов с атомами газа. Последние равенства в (II, 27) могут быть получены с помощью уравнений электродинамики. Нетрудно видеть также, что из условий (II, 26) следует одинаковость эквивалентных напряжений и токов подобных разрядов.

Для подобных преобразований высокочастотных разрядов могут быть введены инвариантные величины pl , $\frac{E}{p}$, $\frac{\omega}{p}$, $\frac{j}{p^2}$, nl^2 и другие. Очевидно, что при соблюдении принципа подобия инварианты подобного преобразования могут зависеть только друг от друга. Поэтому, исследуя свойства разряда, целесообразно представлять их, откладывая по осям графиков инвариантные величины. При этом диапазон применения полученных для определенных условий результатов значительно расширяется. Так, например, результаты, полученные для какой-либо одной частоты поля, могут быть распространены на более или менее широкий диапазон частот. В этом и состоит значение принципа подобия разрядов.

Подобие разрядов будет, очевидно, нарушено, если существенную роль в формировании распределения электронов играют «квадратичные» процессы — взаимодействие заряженных частиц друг с другом, процессы рекомбинации, ступенчатой ионизации. В этих случаях последний член кинетического уравнения (II, 10) изменяется при подобном преобразовании не пропорционально остальным *).

В работе ³⁹ содержится попытка несколько видоизменить правила подобия высокочастотных разрядов, распространив их на случай, когда

*) $\frac{1}{n} \frac{\partial (nf)}{\partial t}$ изменяется пропорционально k^2 , а не k (см. II, 26), поскольку речь

идет об изменении функции распределения за счет квадратичных процессов, так как в соответствии (II, 27) концентрация заряженных частиц изменяется пропорционально k^2 .

существенное значение имеет рекомбинация. При этом автор исходит из кинетического уравнения, отвлекаясь от «электродинамического подобия». Возможность независимого рассмотрения кинетического уравнения и уравнений электродинамики в случае высокочастотных разрядов при малом влиянии диффузии определяется отсутствием пространственного заряда, т. е. отсутствием связи между ρ и n ($\rho=0$ независимо от n). Поэтому вместо последних равенств (II, 27) оказывается возможным положить

$$\frac{n_2}{n_1} = k \quad (\text{II}, 28)$$

и тем самым добиться соблюдения условий подобия (II, 26) независимо от того, линейные или квадратичные процессы определяют формирование распределения электронов по скоростям. Очевидно, что такое видоизменение значительно уменьшает общность принципа подобия. Оно может, однако, быть в ряде случаев полезным.

§ 4. Функция распределения электронов в постоянном и высокочастотном поле

Представляет интерес сравнить функцию распределения электронов в высокочастотном поле с функцией распределения в постоянном электрическом поле. Разумеется, для сравнения следует выбрать такой режим или такую область разряда в постоянном поле, в которых на распределение не оказывают влияния процессы на электродах (например, режим газового усиления разрядной трубки или положительный столб тлеющего разряда).

Для постоянного поля функция распределения может быть представлена в виде ^{2, 25}.

$$f(v) = f_0(v) + \frac{\mathbf{v} \mathbf{f}_1(v)}{v}. \quad (\text{II}, 29)$$

Подстановка (II, 29) в кинетическое уравнение (II, 10) приводит таким же образом, как и в случае высокочастотного поля, к следующему уравнению для изотропной составляющей функции распределения по скоростям:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(nf_0) - \frac{1}{3} \gamma_{\text{пост}}^2 \frac{\partial}{\partial v} \left[v \lambda^* \frac{\partial (nf_0)}{\partial v} \right] - \text{div} \left[\frac{1}{3} v \lambda^* \text{grad}(nf_0) \right] + \\ + \frac{1}{3} \gamma_{\text{пост}} \text{grad} \left[\lambda^* \frac{\partial (nf_0)}{\partial v} + \frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} (\lambda^* v^2 nf_0) \right] = \frac{\delta nf_0}{\delta t} \end{aligned} \quad (\text{II}, 30)$$

при $\left| \frac{1}{f} \frac{\partial f}{\partial t} \right| \ll \frac{v}{\lambda^*}.$

($\gamma_{\text{пост}} = \frac{e E_{\text{пост}}}{m}$, где $E_{\text{пост}}$ — напряженность постоянного поля).

Уравнение (II, 30) оказывается аналогичным уравнению (II, 24), определяющему изотропную составляющую функции распределения в высокочастотном поле, если произведение $E_{\text{пост}} \text{grad}(nf_0)$ обращается в нуль, т. е. если диффузия в направлении поля практически не влияет на распределение электронов по скоростям. Это условие соблюдается, в частности, в плазме тлеющего и дугового разрядов и в режиме газового усиления при малых полях.

При соблюдении условия $E \text{grad}(nf_0) = 0$ уравнения (II, 30) и (II, 24) становятся совершенно одинаковыми, если положить

$$E_{\text{пост}}^2 = \frac{1}{2} \frac{E^2}{1 + \frac{\lambda^{*2} \omega^2}{v^2}} = \frac{1}{2} \frac{E^2}{1 + \left(\frac{\omega}{v_{\text{ст}}^*} \right)^2} = E_e^2, \quad (\text{II}, 31)$$

где $v_{ст}^* = \frac{v}{\lambda} = ns^*v$. Это означает, что если $v_{ст}^*$ не зависит от скорости электронов (в гелии и водороде, например, $v_{ст}^*$ практически не зависит от v в довольно широком диапазоне энергии), то может быть введено эффективное поле E_e в соответствии с (II, 31), причем распределение электронов по энергиям в высокочастотном поле и в постоянном поле, равном эффективному, оказывается одинаковым при одинаковых внешних условиях.

При частоте столкновений, зависящей от скорости, введение эффективного поля по уравнению (II, 31), строго говоря, теряет смысл, так как E_e оказывается различным для разных энергий электронов. Лишь при $\omega \ll v_{ст}^*$ можно независимо от энергии электронов принять $E_e = E_g = \frac{1}{\sqrt{2}} E$ и считать функции распределения по энергиям в высокочастотном поле и в постоянном поле, равном эффективному, одинаковыми. Тем не менее для оценок часто пользуются понятием эффективного поля вне упомянутых областей его применимости, подставляя в (II, 31) некоторое среднее значение $v_{ст}$.

В условиях, при которых функция распределения по энергиям в постоянном поле такая же, как и в высокочастотном, многие экспериментальные и теоретические результаты, полученные для одного из этих случаев, могут быть распространены на другой. Так, если известна из опытов в постоянном поле величина первого таунсендовского коэффициента α и подвижности электронов μ в функции напряженности поля, то может быть вычислена средняя частота ионизации ν_i в зависимости от $\frac{E_{пост}}{P}$:

$$\frac{\nu_i}{P} = \frac{\alpha}{P} (\mu P) \frac{E_{пост}}{P}. \quad (\text{II}, 32)$$

Эти данные могут быть использованы, в соответствии со сказанным выше для высокочастотного поля, если в (II, 32) $E_{пост}$ заменить на E_e . Таким же образом могут быть распространены на высокочастотный случай данные о коэффициенте диффузии, средней частоте актов возбуждения и других величинах.

Следует отметить, что при рассмотренных выше условиях совпадают только изотропные составляющие функции распределения по скоростям в постоянном и высокочастотном полях. Направленные же составляющие функции распределения оказываются различными (ср. (II, 14) и (II, 29)). Это означает, что при сравнении могут быть использованы лишь характеристики, зависящие от величины скорости, но не от ее направления. Так, например, полученный для постоянного поля первый таунсендовский коэффициент, зависящий от скорости в направлении поля, непосредственно не может быть использован для анализа ионизации в высокочастотном поле — для этой цели вычисляется средняя частота ионизации, зависящая только от величины скорости.

Описанный метод, позволяющий использовать данные, полученные в опытах с постоянным полем, для изучения разряда на сверхвысоких частотах, мы будем называть в дальнейшем методом «постоянно-токовой аналогии».

Анализ, проведенный в этом параграфе, исходил из представления высокочастотной функции распределения по скоростям в форме (II, 16), т. е. из соблюдения условий (II, 9) или (II, 13).

При $\omega \lambda \ll \eta v$ за время установления распределения электронов высокочастотное поле практически не успевает изменяться. Поэтому функция распределения электронов по скоростям в каждый момент времени

(и изотропная, и направленная ее составляющая) должна при этом совпадать с функцией распределения в постоянном поле, равном высокочастотному в этот момент времени («полная постоянно-токовая аналогия»).

§ 5. Методы интегрирования кинетического уравнения

Из числа работ, посвященных вычислению функции распределения электронов в поле сверхвысоких частот, первой по времени является статья Моргенау³⁶, в которой рассмотрен случай слабого поля, когда все столкновения электронов можно считать упругими $\left(\frac{\delta f}{\delta t}\Big|_{\text{н.у.}} = 0\right)$. В работе вычислялось стационарное распределение электронов при отсутствии диффузии. При этих условиях интегрирование кинетического уравнения (II,24) с учетом (II,22) приводит к следующему выражению для изотропной составляющей функции распределения:

$$f_0 = A \exp \left[- \int \frac{md(v^2)}{2kT + \frac{\gamma^2}{3} \frac{\lambda^{*2} M}{v^2 + \omega^2 \lambda^{*2}}} \right] \quad (\text{II,33})$$

(A — нормировочный коэффициент).

Для случая $\lambda^* = \text{const}$ интегрирование приводит к результату

$$f_0 = A e^{-\frac{\varepsilon}{kT}} \left(1 + \frac{\frac{\varepsilon}{kT}}{\frac{\varepsilon_1}{kT} + \alpha} \right)^\alpha, \quad (\text{II,34})$$

где

$$\varepsilon = \frac{mv^2}{2}; \quad \varepsilon_1 = \frac{1}{2} m (\omega \lambda^*)^2; \quad \alpha = \frac{M}{12m} \left(\frac{eE\lambda^*}{kT} \right)^2.$$

При частоте поля, значительно большей частоты столкновений электронов, т. е. при $\omega \lambda^* \gg v$, распределение Моргенау (II,33) переходит в максвелловское:

$$f_0 = A \exp \left[- \frac{mv^2}{2kT + \frac{\gamma^2}{3} \frac{M}{\omega^2}} \right] = A e^{-\frac{mv^2}{2kT_{\text{эл}}}} \quad (\text{II,35})$$

с электронной температурой

$$T_{\text{эл}} = T + \frac{1}{6} \left(\frac{eE}{\omega} \right)^2 \frac{M}{k}. \quad (\text{II,36})$$

Из найденных выражений для f_0 с помощью (II,25) были определены и проанализированы формулы для удельной проводимости σ электронного газа. Для распределения (II,35) вычисление привело к выражению

$$\sigma = \frac{4}{3} \frac{e^2 \lambda^* n}{2\pi m k T} \frac{1}{2} \left[K_2 \left(\frac{\varepsilon_1}{kT} \right) - j \left(\frac{\varepsilon_1}{kT} \right)^{\frac{1}{2}} K_{\frac{3}{2}} \left(\frac{\varepsilon_1}{kT} \right) \right].$$

Результаты, полученные в³⁵, были широко использованы для анализа поведения электронов в слабом высокочастотном поле. Дальнейшее развитие этих результатов содержится в работе⁵⁰, в которой учитывается диффузия электронов в стоячей и бегущей волне.

Для рассмотрения процессов, связанных с возникновением и поддержанием газового разряда на сверхвысоких частотах, необходимо определять функцию распределения с учетом неупругих столкновений

электронов, так как при отсутствии неупругих столкновений невозможно возникновение разряда. Методика вычисления функции распределения разработана в работах ^{25, 37, 21, 29, 31, 54, 13, 33, 52, 17, 19}. Вычисление функции распределения в соответствии с разработанной методикой производится в следующем порядке.

1. В кинетическом уравнении (II,24) осуществляется разделение переменных v , x , y , z и t . До настоящего времени рассматривались лишь случаи, когда в (II,24) можно было пренебречь $\frac{\partial(nf_0)}{\partial t}$. Поэтому разделение переменных заключалось в отделении членов уравнения, зависящих от координат. Обычно при таком разделении полагают, что функция распределения не зависит от координат, а зависимость от координат плотности электронов определяется диффузионным уравнением. В результате получают дифференциальное уравнение, определяющее $f_0(v)$.

2. Определяется аналитическая аппроксимация имеющихся экспериментальных данных о зависимости сечения упругих столкновений от энергии электронов в области энергии от 1—2 до 20—30 эв. Аппроксимация такого рода получена для водорода ³¹, гелия ²⁹, неона ^{35, 19}, аргона ¹⁷.

В связи с тем, что в кинетическое уравнение входит тормозящее сечение, в аппроксимирующее выражение следует внести поправку, а именно умножить его на показатель рассеяния $\delta = \frac{s^*}{s} =$

$$= \frac{\int_0^\pi (1 - \cos \vartheta) \sigma(\vartheta) \sin \vartheta d\vartheta}{\int_0^\pi \sigma(\vartheta) \sin \vartheta d\vartheta}, \text{ который вычисляется с помощью эксперимен-}$$

тальных данных об угловом распределении рассеянных электронов. Во многих работах эта поправка не вводится, поскольку неточность аппроксимации и погрешность самих экспериментальных данных того же порядка, что и величина поправки. Данные, определяющие зависимость s^* от энергии, используются для вычисления $\left. \frac{\partial f_0}{\partial t} \right|_y$ в соответствии с (II,22), причем вторым слагаемым в (II,22) можно обычно пренебречь.

3. Определяется изменение f_0 , вызванное неупругими столкновениями $\left(\left. \frac{\partial f_0}{\partial t} \right|_{n, y} \right)$. В определении этой величины имеются существенные затруднения, заключающиеся в необходимости выяснения доли энергии, теряемой электронами при неупругих столкновениях. Для строгого вычисления $\left. \frac{\partial f_0}{\partial t} \right|_{n, y}$ надо отдельно рассматривать возбуждение различных уровней, ионизацию и другие неупругие процессы, что приводит к практически непреодолимым трудностям. В работах ^{25, 36} описывается ряд способов определения $\left. \frac{\partial f_0}{\partial t} \right|_{n, y}$ и приводятся соответствующие примеры. Наибольшее распространение получил такой способ, при котором полагается, что в результате неупругого столкновения электроны полностью теряют свою энергию*). Ошибка, допускаемая при этом, невелика. Вычисления, проведенные в ряде случаев для противоположного предположения — о минимальной потере энергии электронами, равной энергии возбуждения низшего уровня, показали, что результаты определения f_0 слабо зависят от характера предположений о потерях энергии ^{17, 19}.

*) При этом считают также, что электроны, возникающие в результате ионизации, имеют нулевую энергию.

Если принять предположение о полной потере энергии электронами при неупругих столкновениях, то величина $\left. \frac{\partial f_0}{\partial t} \right|_{н.у.}$ оказывается равной

$$\left. \frac{\partial f_0}{\partial t} \right|_{н.у.} = -v N_{сн.у} f_0 \quad \text{при} \quad v > v_1, \quad (\text{II}, 37)$$

$$\left. \frac{\partial f_0}{\partial t} \right|_{н.у.} = \frac{\delta(v)}{4\pi v^2} \left[\int_{v_1}^{\infty} 4\pi v^3 f_0(v) N_{сн.у} dv + \int_{v_{и}}^{\infty} 4\pi v^3 f_0(v) N_{сн} dv \right] \quad \text{при} \quad v < v_1$$

($s_{н.у}$ — суммарное сечение неупругих процессов, $s_{и}$ — сечение ионизации, $v_1 = (2eU_1/m)^{1/2}$, $v_{и} = (2eU_{и}/m)^{1/2}$, U_1 — потенциал возбуждения низшего уровня, $U_{и}$ — потенциал ионизации $\delta(v)$ — дельта-функция Дирака).

Для того чтобы по (II, 37) определить $\left. \frac{\partial f_0}{\partial t} \right|_{н.у.}$, необходимо знать зависимость суммарного сечения неупругих процессов от скорости электронов. Для газов, для которых имеются соответствующие экспериментальные данные (для водорода, аргона, неона, гелия), такая зависимость получена путем аналитической аппроксимации этих данных.

Отметим, что в случае молекулярных газов подсчет $\left. \frac{\partial f_0}{\partial t} \right|_{н.у.}$ сильно затруднен из-за необходимости учета возбуждения колебательных и вращательных уровней молекул. Автору неизвестны работы, в которых такой подсчет был бы проведен до конца.

4. Производится интегрирование уравнения (II, 24) для «неупругой» области энергии (при $U > U_1$)*. Из двух независимых решений выбирается такое, которое обращается в нуль на бесконечности.

Во многих случаях для «неупругой» области энергий оказывается возможным пренебречь величиной $\left. \frac{\partial f_0}{\partial t} \right|_{у.}$, определяющей потери энергии при упругих столкновениях, а также диффузионным членом по сравнению с другими членами уравнения (II, 24). В этих случаях первый интеграл уравнения (II, 24) при учете (II, 37) определяет среднюю частоту неупругих столкновений

$$\nu_{н.у.} = 4\pi \int_{v_1}^{\infty} N_{сн.у} v^3 f_0 dv = -\frac{2}{3\pi} \gamma^2 \left[\frac{v\lambda^*}{1 + \left(\frac{\omega\lambda^*}{v} \right)^2} \frac{df_0}{dv} \right]_{v=v_1}. \quad (\text{II}, 38)$$

5. Производится интегрирование кинетического уравнения для «упругой» области (при $U < U_1$). Решение уравнения «сшивается» с решением для «неупругой» области путем приравнивания $f_0(v_1)$ и $\left(\frac{\partial f_0}{\partial v} \right)_{v=v_1}$.

При этом в ряде случаев f_0 обращается в бесконечность при v , стремящемся к нулю. Это связано с неточностью равенства (II, 37) при малых скоростях, с несоблюдением условия (II, 15) и с другими пренебрежениями. Обращение f_0 в бесконечность не ведет, однако, к физически

бессмысленным результатам, так как $\int_0^v f_0(v) v^2 dv$, пропорциональный числу электронов со скоростью, меньшей v , во всех рассмотренных случаях стремится к нулю при v , стремящемся к нулю.

*) Обычно область энергий электронов $U < U_1$, в которой возможны лишь упругие столкновения электронов с атомами, называют «упругой» областью. Область энергий $U > U_1$, в которой возможны также и неупругие столкновения, называется «неупругой»

В условиях, когда высокочастотный разряд возникает при сравнительно малых амплитудах электрической напряженности (см., например, § 3 III главы), удастся применить приближенный метод интегрирования кинетического уравнения, использующий то обстоятельство, что число электронов в «неупругой» области энергии значительно меньше, чем в «упругой»^{29, 12, 33}. Учитывая, что при этом точный вид функции распределения в «неупругой» области не существен, можно заменить зависимость $s_{н. у.}(v)$ вертикальной прямой, т. е. принять, что при $U < U_1'$ (U_1' — условная граница «неупругой области») неупругих столкновений нет, а при $U > U_1'$ эффективность неупругих столкновений бесконечно велика, и значит, $f_0(v_1')$ обращается в нуль. Полное число актов неупругого взаимодействия определяется из «упругого» решения с помощью формулы (II, 38). Соотношение между средней частотой ионизации и средней частотой всех неупругих процессов, а также величина U_1' определяется в описываемом методе путем грубо приближенного интегрирования уравнения (II, 24) для энергий, превышающих низший уровень возбуждения.

III. ВОЗНИКНОВЕНИЕ РАЗРЯДА ПРИ НЕПРЕРЫВНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ ВЫСОКОЧАСТОТНОЙ МОЩНОСТИ

§ 1. Условия возникновения разряда

При непрерывном воздействии высокочастотной мощности условием возникновения самостоятельного разряда является, очевидно, равенство числа возникающих в разрядном объеме и устранимых из разрядного объема электронов*) при удалении внешнего источника электронов:

$$\frac{dn}{dt} = 0 \quad \text{при} \quad S \rightarrow 0 \quad (\text{III, 1})$$

(S — число электронов, производимых в единицу времени в единице объема внешним источником).

В рассматриваемом случае разряда на сверхвысоких частотах, когда процессы на электродах и стенках разрядного объема не имеют существенного значения, единственным эффективным процессом образования электронов является ионизация атомов газа при соударении с электронами.

Из числа процессов устранения свободных электронов в различных случаях могут играть более или менее значительную роль процессы диффузии электронов к стенкам разрядного промежутка, захвата электронов молекулами электроотрицательных газов (образующиеся при этом отрицательные ионы из-за большой массы не принимают участия в формировании высокочастотного разряда), рекомбинации электронов и положительных ионов. При наличии, кроме высокочастотного поля, постоянного электрического поля устранение электронов происходит также за счет направленного движения их к электродам.

В соответствии со сказанным удобно классифицировать условия возникновения разряда на сверхвысоких частотах по процессам, имеющим определяющее значение в устранении электронов. Ниже будет рассмотрено возникновение высокочастотного разряда в «диффузионном» режиме, в электроотрицательных газах (при наличии захвата), в присутствии постоянных полей и в «рекомбинационном» режиме. Каждый из этих режимов характеризуется величиной амплитуды напряженности электрического поля, при которой возникает самостоятельный разряд. Эта величина будет, в дальнейшем, условно называться «критической напряженностью» — $E_{кр}$.

*) Здесь и в дальнейшем речь идет, разумеется, о возникновении и устранении свободных электронов.

(введение по аналогии с разрядом в постоянном и низкочастотном поле «напряжения возникновения разряда» не всегда возможно, так как в цепях и линиях передачи сверхвысоких частот разность потенциалов не является однозначной из-за вихревого характера электрического поля).

§ 2. Методика экспериментального исследования

Прежде чем описывать результаты исследований возникновения высокочастотного разряда, остановимся кратко на методике экспериментального определения критической напряженности.

В большинстве опубликованных экспериментальных работ возникновение разряда под воздействием высокочастотной мощности исследовалось в объемном резонаторе. Чаще всего использовался цилиндрический объемный резонатор, в котором возбуждались колебания вида TM_{010} ^{21,29,31,33}

✓ ^{27,52}. Амплитуда электрической напряженности при колебаниях этого вида направлена вдоль оси цилиндра и изменяется с радиусом по закону

$$E(r) = E_m J_0 \left(2,405 \frac{r}{R} \right) \quad (III,2)$$

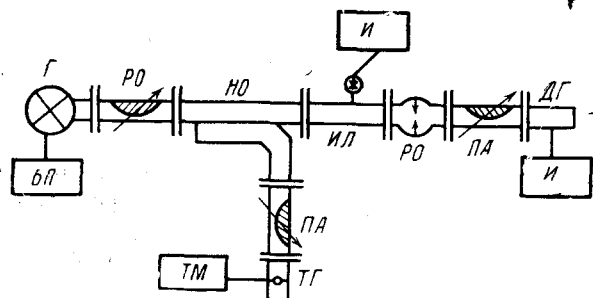


Рис. 1. Блок-схема измерительной установки. БП — блок питания; Г — высокочастотный генератор; РО — регулируемый ослабитель (делитель мощности или аттенуатор); НО — направленный ответвитель; ИЛ — измерительная линия; ПА — переменный аттенуатор; ДГ — детекторная головка; ТГ — термисторная головка; ТМ — термисторный мост; И — индикатор.

ми пластинками. Особое внимание уделялось очистке внутренней поверхности резонатора и тщательному обезгаживанию и откачке его перед наполнением. При непринятии соответствующих мер результаты измерений оказывались в значительной мере зависящими от наличия примесей. Причиной влияния даже малых количеств примесей были, по-видимому, такие эффекты, как резкое увеличение вероятности захвата электронов (в случаях, когда основной газ имел малую вероятность захвата), усиленная ионизация атомов примесей из-за наличия метастабильных уровней основного газа.

Блок-схема обычно использовавшейся измерительной установки изображена на рис. 1. Источником мощности служит магнетронный или клистронный генератор. Подводимая к объемному резонатору мощность регулируется с помощью переменного ослабителя и измеряется измерителем проходной мощности (направленным ответвителем и термисторным измерителем мощности). С помощью измерительной линии или другого измерителя импедансов определялась нагруженная и собственная добротность объемного резонатора. По этим данным, используя обычные формулы радиотехники сверхвысоких частот, можно определить связь между подводимой мощностью и максимальной амплитудой электрической напряженности в резонаторе.

При измерениях подводимая к резонатору мощность медленно увеличивалась до тех пор, пока по детектору, установленному в детекторной секции на выходе резонатора, не обнаруживалось резкое уменьшение проходящего сигнала. По величине мощности перед этим уменьшением определялась максимальная амплитуда электрической напряженности в резонаторе, которая и считалась критической напряженностью. Чтобы уменьшить статистическое запаздывание в возникновении разряда, в резонатор иногда помещался радиоактивный препарат.

Описанная методика в различных работах видоизменялась. В ряде работ для определения критической напряженности использовались торoidalный резонатор²⁶, коаксиальный резонатор²³ и просто отрезок прямоугоньного волновода⁴⁴. Модифицировались от работы к работе методы измерения максимальной напряженности поля в разрядном объеме, методы измерения добротности и различные элементы измерительных установок. Мы не будем, однако, более подробно останавливаться на деталях экспериментальной методики, отсылая интересующихся к оригинальным работам.

§ 3. Возникновение разряда в диффузионном режиме

Изучению диффузионного режима возникновения разряда на сверхвысоких частотах посвящено большое количество работ. Обзор этих исследований содержится в статьях 6.7.8.9.

Рассматривая диффузионный режим разряда, будем считать, что единственным процессом устранения электронов является их диффузия к периферии разрядного объема с последующей рекомбинацией вблизи стенок. Это означает, что рассмотрение пригодно для условий, при которых разрядный объем наполнен газом, не способным захватывать электроны, а размеры разрядного объема и давление газа не слишком велики, так что рекомбинация электронов с ионами в объеме не существенна.

Для того чтобы обычное рассмотрение диффузионных процессов было возможно, необходимо также, чтобы длина свободного пробега электронов была намного меньше размеров разрядного объема*). В ряде работ рассматривается возникновение разряда для противоположного случая, однако лишь для не очень больших частот поля, при которых время пролета электронами разрядного объема порядка периода колебаний. Мы не будем останавливаться на этих работах.

Изменение концентрации электронов в диффузионном режиме определяется уравнением

$$\frac{\partial n}{\partial t} = S + \nu_n n - \operatorname{div} \Gamma, \quad (\text{III}, 3)$$

$$\Gamma = -\operatorname{grad} (Dn), \quad (\text{III}, 4)$$

где Γ — диффузионный поток и ν_n — средняя частота ионизации. Отсюда, в соответствии с (III, 1), условие возникновения самостоятельного разряда может быть записано в виде

$$\nu_n n + \Delta (Dn) = 0. \quad (\text{III}, 5)$$

Для решения уравнения (III, 5) необходимо сформулировать граничные условия. Если обозначить через r коэффициент отражения электронов на границе, то поток электронов в сторону границы объема должен,

*) Границы применимости диффузионной теории высокочастотного разряда проанализированы в работе¹⁴.

очевидно, выражаться соотношением

$$\Gamma_n = (1-r) \frac{1}{4} n \bar{v}, \quad (\text{III}, 6)$$

где $\frac{1}{4} n \bar{v}$ — поток к границе, вызванный беспорядочным движением электронов. Поэтому условия на границе разрядного объема могут быть сформулированы в виде *)

$$[\text{grad}(Dn)]_n = (1-r) \frac{1}{4} n \bar{v}. \quad (\text{III}, 7)$$

Используя выражение (II, 3) для коэффициента диффузии, нетрудно установить, что отношение максимальной концентрации электронов к граничной по порядку величины равно $(1-r) \frac{\Lambda_e}{\lambda^*}$ (эффективная диффузионная длина Λ_e близка к минимальным линейным размерам разрядного объема). Поскольку применимость диффузионного рассмотрения основана на малости λ^* по сравнению с размерами разрядного объема, мы будем считать, что на границах объема $n=0$.

Интегрирование уравнения (III, 5) позволяет определить критическую напряженность, если известна зависимость v_n и D от E .

Для однородного поля, т. е. постоянного $\frac{v_n}{D}$, решение (III, 5) дает спектр характеристических значений $\frac{v_n}{D}$, наименьшее из которых соответствует возникновению разряда **). Обозначим его через

$$\frac{v_n}{D} = \frac{1}{\Lambda^2}. \quad (\text{III}, 8)$$

Величина Λ , называемая диффузионной длиной, имеет, очевидно, порядок величины наименьшего линейного размера разрядного объема.

Для случая, когда существенно лишь диффузия в одном направлении, получаем, например, из (III, 5) и граничных условий

$$n = n_M \sin \frac{z}{\Lambda}, \quad \Lambda = \frac{l}{\pi} \quad (\text{III}, 9)$$

(l — длина объема в направлении диффузии — вдоль оси OZ).

Для объемного резонатора, в котором возбуждены колебания TM_{010} , этот случай соответствует $l \ll R$ и $l \ll \lambda_n$ (λ_n — длина волны).

При неоднородном поле интегрирование (III, 5) представляет собой более сложную задачу. Приближение, рассматриваемое в работах ^{23, 24, 30}, исходит из того, что величина $\frac{v_n}{D}$ зависит от напряженности поля в данной точке и не связана с распределением поля в объеме. Это может быть верным лишь, если на функцию распределения не влияет существенным образом диффузия электронов, т. е. при не очень малых давлениях газа. При этом $\frac{v_n}{D}$ представляется приближенно в виде

$$\frac{v_n}{D} = \left(\frac{v_n}{D} \right)_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^B \quad (\text{III}, 10)$$

и уравнение (III, 5) может быть проинтегрировано, если известна зависимость $E(x, y, z)$.

*) Отметим, что равенство (III, 7) сохраняется и при наличии вторичной эмиссии, если внести соответствующие изменения в величину r .

**) Другие характеристические значения не имеют физического смысла, так как соответствующие им решения дают в определенных участках отрицательную концентрацию электронов.

Приближенное интегрирование (III, 5) для колебаний TM_{010} в цилиндрическом резонаторе содержится в ²⁴, для колебаний TM_{101} в сферическом резонаторе — в ³⁰ и для колебаний TEM в полуволновом коаксиальном резонаторе — в ²⁹. Результаты вычислений для цилиндрического резонатора приводятся на рис. 2. На рисунке приведены значения $\frac{\Delta_e}{\Lambda}$,

где $\Lambda = \frac{l}{\pi}$ (l — высота цилиндра) и Δ_e — величина, с помощью которой по формуле (III, 8) может быть определена напряженность E_M , соответствующая возникновению разряда (см. (III, 2)).

Экспериментальные данные, содержащиеся в упомянутых работах, согласуются с результатами вычислений. Большинство опубликованных данных относится, однако, к случаю однородного поля или, точнее, к приближению однородного поля. Мы в дальнейшем будем рассматривать только этот случай.

При условиях, при которых применима постоянно-токовая аналогия (см. выше), для вычисления критической напряженности можно воспользоваться экспериментальными данными относительно коэффициентов α , D и μ в постоянном поле.

Подставляя (II, 32) в (III, 8), получаем условие возникновения разряда в виде

$$(p\Lambda)^2 = \frac{D}{\mu} \cdot \frac{\alpha}{\left(\frac{E_e}{p}\right)} \quad (\text{III, 11})$$

Это условие определяет $E_{e\text{кр}}$ и, в соответствии с (II, 34), $E_{\text{кр}}$. При максвелловском распределении электронов или, если частота столкновений электронов постоянна, при любом распределении $\frac{D}{\mu} = \frac{2}{3} \bar{U}$ и (III, 11) упрощается.

Для случаев, когда постоянно-токовая аналогия невозможна или отсутствуют необходимые экспериментальные данные, вычисление $E_{\text{кр}}$ требует решения кинетического уравнения.

В приближении однородного поля можно считать, что функция распределения не зависит от координат. Тогда при учете (III, 5) уравнение (II, 24) приобретает для стационарного режима вид:

$$\frac{\gamma^2}{6v^2} \frac{d}{dv} \left(\frac{v^3 \lambda^*}{\lambda^{*2} \omega^2 + v^2} \frac{df_0}{dv} \right) - \frac{1}{3} \lambda^* v \frac{f_0}{\Lambda^2} = - \frac{\delta f_0}{\delta t} \quad (\text{III, 12})$$

Решение уравнения проведено для водорода ^{31, 13}, гелия ⁵², гелия с примесью паров ртути ²⁹, неона ^{33, 32}, неона с примесью аргона ³⁴.

Интегрирование (III, 12) представляет, в большинстве случаев, значительные трудности. Для гелия и водорода решение облегчено благодаря тому, что у этих газов частота столкновений $\frac{v}{\lambda^*}$ практически не зависит от скорости и первое слагаемое в (III, 12) значительно упрощается. Тем не менее и для этих газов вычисления оказались трудоемкими.

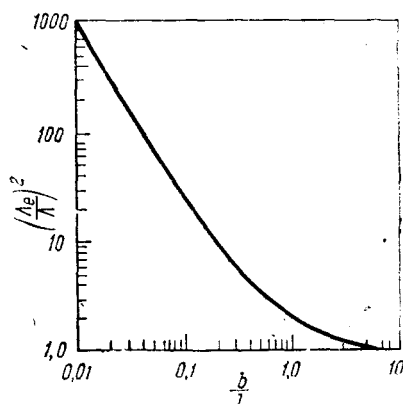


Рис. 2. Эффективная диффузионная длина в цилиндрическом резонаторе (колебания TM_{010})²⁴.

$$b = 0,831 R / \sqrt{3}.$$

С помощью функции распределения вычислены $\frac{\nu_{и}}{D}$ и по (III, 5) — $E_{кр}$. Результаты вычислений представлены на рис. 3 и 4.

Для гелия в присутствии паров ртути (эта смесь называется иногда газом Нег) условия возникновения разряда оказываются существенно

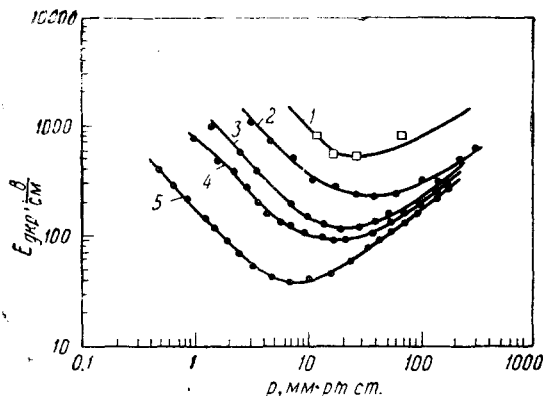


Рис. 3. Критическая напряженность в He и Нег^{29, 52}. $\nu = 3000$ Мгц; 1—He, $\Lambda = 0,0505$ см; 2—Нег, $\Lambda = 0,0505$ см; 3—Нег, $\Lambda = 0,101$ см; 4—Нег, $\Lambda = 0,151$ см; 5—Нег, $\Lambda = 0,810$ см. — расчетные кривые; ●, □ — экспериментальные точки (ν — частота поля; $E_{дир} = \frac{1}{\sqrt{2}} E_{кр}$).

отличными от случая чистого гелия. При наличии паров ртути оказывается весьма большая вероятность передачи энергии метастабильного уровня возбуждения гелия атомам ртути при столкновениях с ионизацией этих атомов*). Поэтому практически каждое неупругое столкновение электронов заканчивается ионизацией. При вычислении функции распределения в гелии с примесью паров ртути был использован приближенный метод, описанный на стр. 51. Удобство применения этого метода состоит в том, что частота неупругих столкновений электронов, определяемая по (II, 38), практически равна

частоте ионизации и для определения $\frac{\nu_{и}}{D}$ не нужно интегрировать уравнение (III, 15) в «неупругой» области энергий.

Из данных, приведенных на рис. 3, видно, что, как и следовало ожидать, величина $E_{кр}$ оказывается для гелия с примесью ртути гораздо меньше, чем для чистого гелия. Следует отметить, что для водорода и гелия (и соответственно для газа Нег), поскольку в довольно широком диапазоне энергий для этих газов $\nu_{ст}^* = \text{const}$, результаты расчета могут быть представлены в виде кривых

$E_{кр} \Lambda \left(\frac{E_{кр}}{p} \right)$, причем зависимость от ω входит через $E_{кр}$. Такие кривые приведены на рис. 5. Некоторые отклонения от этих кривых имеют место при больших $p\Lambda$, что связано с непостоянством $\nu_{ст}^*$ в области малых энергий электронов.

Критическую напряженность, определяющую возникновение разряда в неоне (частота столкновений электронов с атомами неона примерно пропорциональна скорости), удалось вычислить лишь для двух крайних случаев: $\nu_{ст}^* \gg \omega$ и $\omega \gg \nu_{ст}^*$. Результаты вычислений приведены на рис. 6.

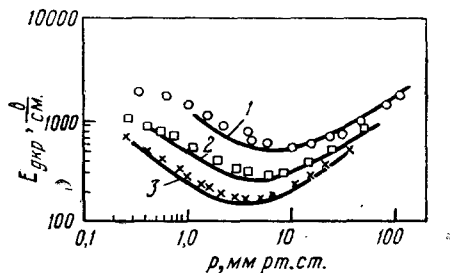


Рис. 4. Критическая напряженность в Нег³¹. 1— $\Lambda = 0,0505$ см; 2— $\Lambda = 0,151$ см; 3— $\Lambda = 0,810$ см. — расчетные кривые; O, □, × — экспериментальные точки ($\nu = 3000$ Мгц).

*) Низший уровень возбуждения гелия — 19,8 эв — является метастабильным (время жизни около 10^{-3} сек); потенциалы ионизации ртути — 10,8 эв и 18,8 эв.

При наличии примеси аргона к неону происходит эффект, аналогичный описанному выше для Нег*) (этот эффект, наблюдавшийся в разряде в постоянном поле, получил название эффекта Пеннинга). Изменения в вычислении ν_n и $E_{кр}$ в неоне при наличии примеси аргона, когда каждое неупругое столкновение приводит к ионизации, несложны. Результаты определения $E_{кр}$ в этом случае также приведены на рис. 6.

На рис. 3, 4 и 6, кроме расчетных, приводятся также и экспериментальные результаты определения $E_{кр}$. Расхождение расчетных и экспериментальных данных для H_2 , Ne и Нег не превышает нескольких процентов в широком диапазоне давлений, в котором применима диффузионная теория.

Для Ne приблизительное соответствие результатов имеет место для крайних случаев, для которых производился расчет.

В случае смесей Ne и Ar соответствие результатов получается для определенного процентного содержания Ar, для которого критическая напряженность минимальна. При меньших количествах атомов аргона,

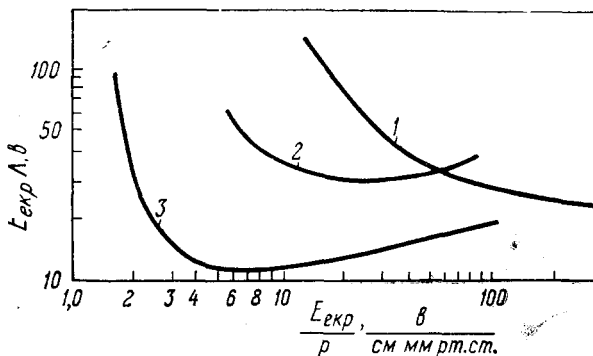


Рис. 5. 1— H_2 ; 2—He; 3—Нег.

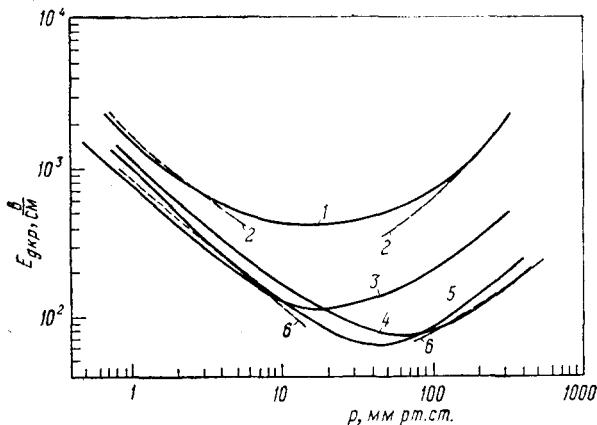


Рис. 6. Критическая напряженность в Ne и в смеси Ne + Ar ^{33, 34}. $\nu = 2800$ Мгц; $\Lambda = 0,151$ см. 1—чистый неон; 3—1,35% Ar; 4—0,65% Ar; 5—0,12% Ar (экспер. данные); 2—чистый Ne; 6—Ar + Ne (расчетные данные).

по-видимому, уменьшается число неупругих столкновений электронов с атомами неона, приводящих, в конечном счете, к ионизации атомов аргона. При больших количествах атомов аргона возрастают неучитываемые при вычислении $E_{кр}$ потери энергии электронов при неупругих столкновениях непосредственно с атомами аргона.

*) В данном случае метастабильным является низкий уровень возбуждения неона—16,5 эв, близкий к потенциалу ионизации аргона—15,7 эв.

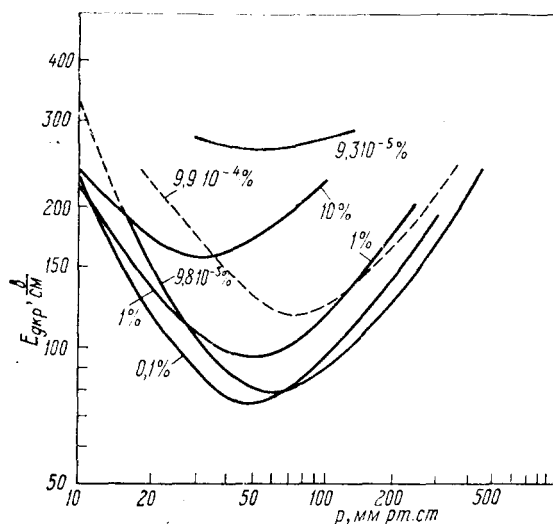


Рис. 7. Критическая напряженность в смеси Ne + Ag⁴⁴. $\nu = 9500$ Мгц; цифры на рисунке дают % Ag.

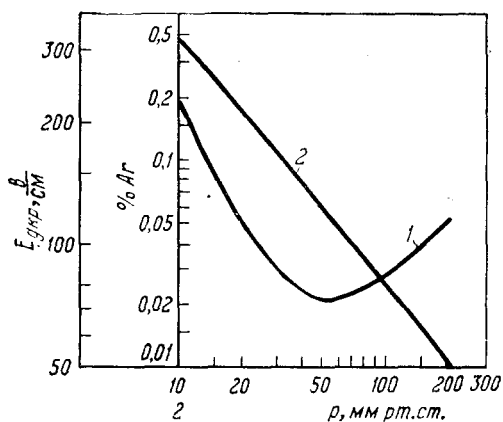


Рис. 8. Критическая напряженность в смеси Ne + Ag⁴⁴. $\nu = 9500$ Мгц. 1 — $E_{кр}$ при оптимальной концентрации Ag; 2 — оптимальная концентрация Ag.

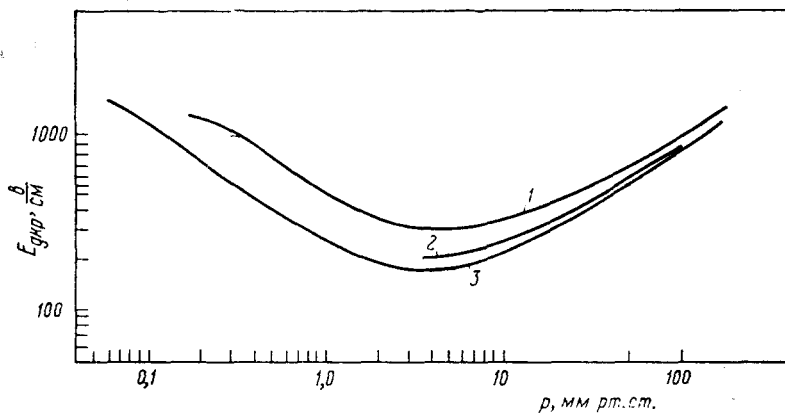


Рис. 9. Критическая напряженность в Ag (экспер. данные). $\nu = 3000$ Мгц.
1 — $\Lambda = 0,0505$ см³⁵; 2 — $\Lambda = 0,135$ см²⁶; 3 — $\Lambda = 0,151$ см³⁵.

Некоторые из экспериментальных результатов, полученных в работе⁴⁴ для смеси Ne и Ar, приводятся на рис. 7 и 8.

Результаты экспериментального определения $E_{кр}$ для Ar по данным работ^{26, 35} приводятся на рис. 9. Вычисление $E_{кр}$ для Ar путем решения кинетического уравнения не удалось осуществить из-за сложной зависимости $\nu_{ст}^*$ от ν (при столкновениях электронов с атомами аргона резко выражен эффект Рамзауэра). Поэтому экспериментальные результаты сравниваются на рис. 10 с результатами определения $E_{кр}$ по методу постоянно-токовой аналогии, использующему данные измерений α и \bar{U} в плазме тлеющего разряда. Для Ar постоянно-токовая аналогия должна иметь место лишь при $\nu_{ст} \gg \omega$. Однако и для больших давлений имеется определенное расхождение результатов, связанное, вероятно, с различием условий опытов в постоянном и высокочастотном полях.

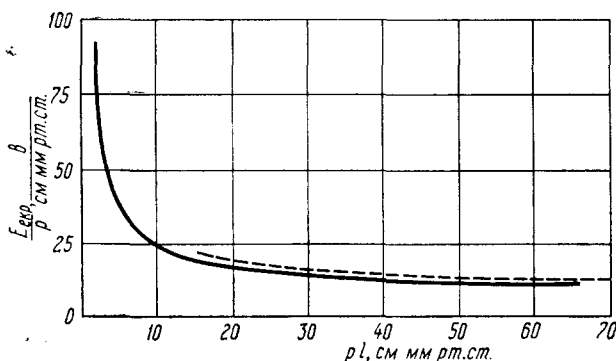


Рис. 10 — экспериментальная кривая; --- расчетная кривая.

На всех приведенных кривых зависимости $E_{кр}$ от p имеется характерный минимум при частоте столкновений, близкой к угловой частоте поля. Возрастание $E_{кр}$ при больших p объясняется уменьшением энергии, набираемой электронами на длине свободного пробега. Увеличение $E_{кр}$ при малых p связано с уменьшением эффективности высокочастотного поля (см. формулу (II, 31)) и с ростом диффузионных потерь электронов.

§ 4. Влияние захвата электронов на возникновение разряда

При возникновении разряда в электроотрицательных газах изменение концентрации электронов описывается уравнением

$$\frac{\partial n}{\partial t} = (\nu_{II} - \nu_3) n + \Delta(Dn) + S, \quad (\text{III}, 13)$$

где ν_3 — средняя частота захвата электронов молекулами газа.

Если рассматривать диффузию электронов, как и выше, в приближении однородного поля, то условие возникновения самостоятельного разряда (III, 1) приводится к виду

$$\nu_{II} - \nu_3 = \frac{D}{\Lambda^2}. \quad (\text{III}, 14)$$

В режиме, в котором применима постоянно-токовая аналогия, разделив (III, 14) на μE_e , находим

$$\frac{\alpha}{p} = \frac{\beta}{p} + \left(\frac{D}{\mu} \right) \frac{1}{(p\lambda)^2} \frac{E_e}{p}. \quad (\text{III}, 15)$$

где β — коэффициент захвата электронов. При больших размерах разрядного объема, т. е. при малых диффузионных потерях, условие возникновения разряда принимает вид

$$\gamma_{II} = \gamma_3 \quad (\text{III}, 16)$$

или $\alpha = \beta$.

Результаты вычислений $E_{кр}$ для воздуха и кислорода, сделанных на основе постоянно-токовой аналогии^{15, 6}, приведены на рис. 11. Как видно из рисунка, эти результаты хорошо согласуются с экспериментальными данными, содержащимися в 6, 22.

В § 1 гл. II указывалось, что при давлениях, при которых перестает соблюдаться условие (II, 9), следует учитывать модуляцию энергетических характеристик распределения электронов. Для молекулярных газов, у которых величина η сравнительно велика (поскольку в этих газах значительна вероятность неупругих столкновений, связанных с возбуждением колебательных и вращательных уровней молекул), учет модуляции

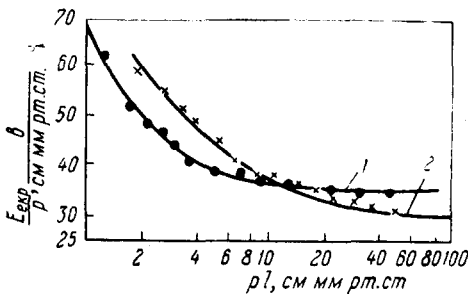


Рис. 11. Критическая напряженность в воздухе и O_2 ⁶. 1— O_2 ; 2—очищенный воздух. — расчетные кривые; ×, ● — эксперим. точки ($\nu = 3000 \text{ Мгц}$).

средней энергии электронов оказывается необходимым уже при сравнительно небольших давлениях. Влияние этого эффекта на величину $E_{кр}$ в воздухе рассмотрено в⁵⁰ на основе теории «среднего электрона». Энергия «среднего электрона» в зависимости от времени определена путем численного интегрирования для стационарных условий уравнения (II, 7), в котором зависимость $\eta(\bar{U})$ определялась из результатов измерений \bar{U} в постоянном поле. Для вычисления $E_{кр}$ уравнение (III, 15) после подстановки в него $\bar{U}(t)$ *) усредняется по времени.

Вычисления, сделанные в работе⁵⁰, показали, что может быть введена аддитивная поправка к эффективной критической напряженности, которую следует вычитать из значения $E_{кр}$, вычисленного без учета модуляции средней энергии электронов. Величина этой поправки показана на рис. 12.

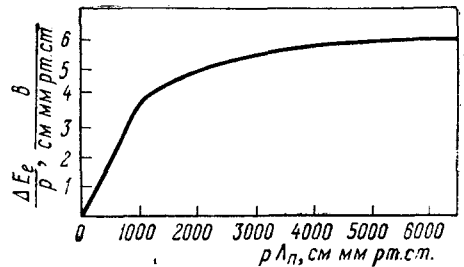


Рис. 12.

*) Зависимости $\alpha(\bar{U})$; $\beta(\bar{U})$ и $\frac{D}{\mu}(\bar{U})$ по-прежнему определяются из опытов в постоянном поле.

§ 5. Влияние постоянного электрического поля на возникновение высокочастотного разряда

Определим условия возникновения высокочастотного разряда в слабом постоянном электрическом поле, при котором процессы на электродах не имеют существенного значения.

К диффузионному потоку электронов (III, 4) в этом случае следует добавить поток, связанный с постоянным полем

$$\Gamma = -\text{grad}(Dn) - \mu E_{\text{пост}} n. \quad (\text{III}, 17)$$

Подставляя (III, 17) и (III, 3) в (III, 1), получаем условие возникновения самостоятельного разряда

$$\gamma_n n + \Delta(Dn) + \mu \text{div}(E_{\text{пост}} n) = 0. \quad (\text{III}, 18)$$

При однородном высокочастотном и постоянном полях (III, 18) принимает вид

$$\gamma_n n + D\Delta n + \mu E_{\text{пост}} \text{grad} n = 0. \quad (\text{III}, 19)$$

Считая $E_{\text{пост}}$ направленным вдоль оси oz , представим решение (III, 19) в виде $n = n_1(x, y, z) n_2(z)$, где n_1 — решение уравнения при $E_{\text{пост}} = 0$. Получаем тогда

$$\frac{\partial^2 n_2}{\partial z^2} + \frac{E_{\text{пост}}}{D} \frac{\partial n_2}{\partial z} + \left[\left(\frac{\gamma_n}{D} \right)^2 - \frac{1}{\Lambda^2} \right] n_2 + \frac{1}{n_1} \frac{\partial n_1}{\partial z} \left[2 \frac{\partial n_2}{\partial z} + \frac{n_2 E_{\text{пост}}}{D} \right] = 0. \quad (\text{III}, 20)$$

В соответствии с выражениями (III, 5) и (III, 8) мы приняли в этом уравнении $\frac{\Delta n_1}{n_1} = -\frac{1}{\Lambda^2}$. Для того чтобы $n_2(z)$ определялось независимо от $n_1(x, y, z)$, нужно чтобы последний член в (III, 20) обращался в нуль. Это определяет $n_2(z)$:

$$n_2 = A \exp \left(-\frac{E_{\text{пост}} z}{2 \frac{D}{\mu}} \right) \quad (\text{III}, 21)$$

(A — постоянный коэффициент).

Подстановка (III, 21) в (III, 20) приводит к следующему равенству, определяющему условия возникновения разряда:

$$\frac{\gamma_n}{D} = \frac{1}{\Lambda^2} + \left(\frac{E_{\text{пост}}}{2 \frac{D}{\mu}} \right)^2 = \frac{1}{\Lambda_e^2}. \quad (\text{III}, 22)$$

Определение $E_{\text{кр}}$ из (III, 22) требует вычисления γ_n и D в функции E и $E_{\text{пост}}$. Вычисление упрощается в условиях, при которых применима постоянно-токовая аналогия. В таких условиях изотропная составляющая функции распределения при одновременном воздействии постоянного и высокочастотного поля оказывается такой же, как и в одном высокочастотном или постоянном поле, причем эффективное поле определяется выражением

$$E_e^2 = E_{\text{пост}}^2 + \frac{1}{2} \frac{E^2}{1 + \left(\frac{\omega}{\gamma_{\text{ст}}} \right)^2}. \quad (\text{III}, 23)$$

Из (III, 22) и (III, 23) следует, что влияние постоянного поля на возникновение высокочастотного разряда сводится, с одной стороны, к увеличению энергии, получаемой электронами, и соответственно $\frac{\gamma_n}{D}$

а с другой стороны, к появлению дополнительных потерь электронов, связанных с их направленным движением в постоянном поле.

Влияние постоянного поля на возникновение высокочастотного разряда в водороде рассмотрено в ^{54,6}. Для водорода $v_{ст}^* \approx \text{const}$ и постоянно-токовая аналогия соблюдается, как показано в ⁵⁴, при $\frac{E_{пост}}{p} < 100 - 200 \frac{\theta}{\text{с.м. мм рт. ст.}}$. Поэтому оказывается возможным вычислить $E_{кр}$,

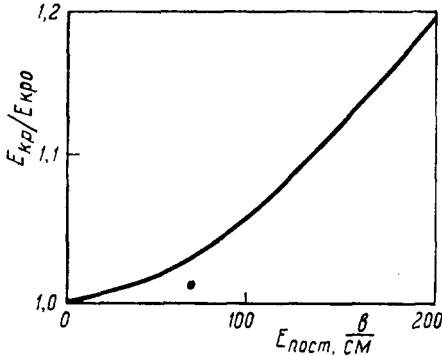


Рис. 13. Критическая напряженность в присутствии постоянного электрического поля ⁶. Водород, $p = 38$ мм рт. ст.

использовав результаты вычисления функции распределения электронов в водороде ³¹. Характерная зависимость $E_{кр}$ от $E_{пост}$ приведена на рис. 13. Экспериментальные результаты, содержащиеся в ⁵⁴, подтверждают результаты вычислений.

§ 6. Влияние постоянного магнитного поля на возникновение разряда

Наличие постоянного магнитного поля изменяет траектории движения электронов и тем самым влияет на формулировку условий возникновения разряда ²⁷.

В этом случае уравнения, аналогичные (II, 21) для направленных составляющих функции распределения, приобретают вид

$$\begin{aligned} \gamma \frac{\partial f_0}{\partial v} + \omega g_1 + \frac{e}{mc} [\mathbf{H} \times \mathbf{f}_1] &= \frac{\partial f_1}{\partial t}; \\ \omega f_1 + \frac{e}{mc} [\mathbf{H} \times \mathbf{g}_1] &= -\frac{\partial g_1}{\partial t}; \\ v \text{grad} (nf_0) - \frac{e}{mc} [\mathbf{H} \times (nf_0^1)] &= \frac{\partial (nf_0^1)}{\partial t}. \end{aligned} \quad (\text{III}, 24)$$

Определив из первых двух уравнений f_1 и подставив эту величину в (II, 20), получаем с учетом (II, 25) уравнение для изотропной составляющей функции распределения. Если ось oz направить вдоль магнитного поля, уравнение принимает вид

$$\begin{aligned} -\frac{1}{6v^2} \left(\frac{e}{m} \right)^2 \frac{d}{dv} \left\{ \left[\frac{1}{2} \left(\frac{1}{(\omega + \omega_M)^2 + v_{ст}^{*2}} + \frac{1}{(\omega - \omega_M)^2 + v_{ст}^{*2}} \right) (E_x^2 + E_y^2) + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{E_z^2}{\omega^2 + v_{ст}^{*2}} \right] v_{ст}^* v^2 \frac{d}{dv} (nf_0) \right\} + \frac{v}{3} \text{div} (nf_0^1) = \frac{\partial}{\partial t} (nf_0) \end{aligned} \quad (\text{III}, 25)$$

(в уравнении мы опустили $\frac{\partial f_0}{\partial t}$, так как рассматривается стационарный режим).

Из последнего уравнения (III, 24) вычисляется f_0^1

$$nf_0^1 = -\frac{v}{v_{ст}^*} \frac{v_{ст}^{*2} \text{grad} (nf_0) + v_{ст}^* [\omega_M \times \text{grad} (nf_0)]}{v_{ст}^{*2} + \omega_M^2}, \quad (\text{III}, 26)$$

где $\omega_M = \frac{eH}{mc}$.

Составляющая f_0^1 определяет диффузионный поток электронов

$$\Gamma = \overline{n\mathbf{v}} = \int_0^\infty \frac{4\pi}{3} n f_0^1 v^3 dv = {}^2D \operatorname{grad}(n f_0). \quad (\text{III}, 27)$$

Тензор 2D в (III, 27) соответствует скалярному коэффициенту диффузии при отсутствии магнитного поля. Компоненты тензора определяются подстановкой (III, 26) в (III, 27).

$${}^2D = \int_0^\infty \frac{\lambda^* v}{3 \left[1 + \left(\frac{\omega_M}{v_{\text{ст}}^*} \right)^2 \right]} \begin{pmatrix} 1 & -\frac{\omega_M}{v_{\text{ст}}^*} & 0 \\ \frac{\omega_M}{v_{\text{ст}}^*} & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} 4\pi v^2 dv. \quad (\text{III}, 28)$$

Для диффузионного режима в приближении однородного поля уравнения возникновения разряда находим, подставляя (III, 27) в (III, 5)

$$v_{\text{и}} n + D_{11} \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + D_{22} \frac{\partial^2 n}{\partial y^2} + D_{33} \frac{\partial^2 n}{\partial z^2} = 0. \quad (\text{III}, 29)$$

Для газов, у которых $v_{\text{ст}}^* = \text{const}$, получаем, учитывая (III, 28)

$$\frac{v_{\text{и}}}{D} n + \frac{v_{\text{ст}}^{*2}}{v_{\text{ст}}^{*2} + \omega^2} \left(\frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 n}{\partial y^2} \right) + \frac{\partial^2 n}{\partial z^2} = 0, \quad (\text{III}, 30)$$

где D — коэффициент диффузии при отсутствии магнитного поля.

Если форма разрядного объема такова, что оказывается возможным отделение переменной z в уравнении (III, 30), то в соответствии с (III, 30) условие возникновения разряда принимает вид

$$\frac{v_{\text{и}}}{D} = \frac{1}{\Lambda_{xy}^2 \frac{v_{\text{ст}}^{*2}}{v_{\text{ст}}^{*2} + \omega^2} + \Lambda_z^2} = \frac{1}{\Lambda_e^2}, \quad (\text{III}, 31)$$

Λ_{xy} и Λ_z — диффузионные длины, соответствующие решению (III, 5) для различных переменных.

Чтобы вычислить $v_{\text{и}}$ и D в (III, 31), необходимо определить f_0 из уравнения (III, 25) с учетом (III, 26). Для случая $v_{\text{ст}}^* = \text{const}$ (III, 25) может быть переписано в форме (III, 12) с заменой Λ на Λ_e по (III, 31)

и $\frac{v_{\text{ст}}^{*2} E}{\omega^2 + v_{\text{ст}}^{*2}}$ на E_e по формуле

$$E_e^2 = \frac{1}{2} [E_x^2 + E_y^2] \left[\frac{v_{\text{ст}}^{*2}}{(\omega - \omega_M)^2 + v_{\text{ст}}^{*2}} + \frac{v_{\text{ст}}^{*2}}{(\omega + \omega_M)^2 + v_{\text{ст}}^{*2}} \right] + \frac{1}{2} \frac{v_{\text{ст}}^{*2} E_z^2}{\omega^2 + v_{\text{ст}}^{*2}}. \quad (\text{III}, 32)$$

В соответствии с (III, 31) и (III, 32) магнитное поле влияет на возникновение разряда двояким образом:

а) увеличивается эффективная диффузионная длина в направлении, перпендикулярном к магнитному полю, т. е. уменьшаются диффузионные потери электронов;

б) изменяется эффективность высокочастотного электрического поля, направленного перпендикулярно постоянному магнитному полю; вблизи циклотронного резонанса $\omega \approx \omega_M$ эффективность поля при малых давлениях $v_{\text{ст}}^* \ll \omega$ резко возрастает, что вызывает резонансное уменьшение критической напряженности.

В соответствии со сказанным при определении $E_{\text{кр}}$ для водорода и гелия, у которых $v_{\text{ст}}^* = \text{const}$, могут быть использованы результаты вычисления $E_{\text{кр}}$, полученные без учета магнитного поля.

На рис. 14, 15 приводятся и сравниваются с экспериментальными данными некоторые результаты подсчета критической напряженности

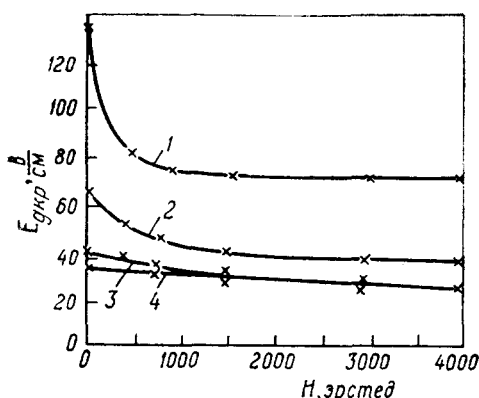


Рис. 14. Критическая напряженность для Нег в продольном магнитном поле²⁷. $\nu=3000$ Мгц; $R=3,16$ см; $l=4,60$ см; 1— $p=1$ мм рт. ст.; 2— $p=2$ мм рт. ст.; 3— $p=4$ мм рт. ст.; 4— $p=8$ мм рт. ст. — расчетные кривые; \times экспериментальные точки.

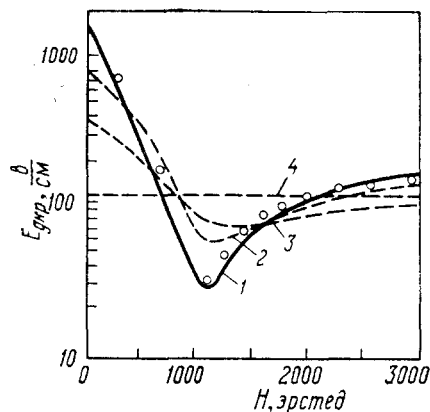


Рис. 15. Критическая напряженность для Нег в поперечном магнитном поле²⁷. $\nu=3000$ Мгц; $\Lambda=0,101$ см; 1— $p=1$ мм рт. ст. (— расчетная кривая; \circ —экспериментальные точки); 2— $p=2$ мм рт. ст.; 3— $p=3$ мм рт. ст.; 4— $p=25$ мм рт. ст. (эксп. кривые).

для поперечного и продольного магнитного поля ($\mathbf{H} \perp \mathbf{E}$ и $\mathbf{H} \parallel \mathbf{E}$) в цилиндрическом разрядном объеме, наполненном гелием с примесью ртути (данные приводятся по работе²⁷).

§ 7. Влияние рекомбинации на возникновение разряда

Возникновение самостоятельного разряда в соответствии с определением, данным в § 1, может рассматриваться без учета рекомбинации, так как при достаточно малых концентрациях электронов роль этого квадратичного процесса оказывается пренебрежимо малой. Однако электронно-ионная рекомбинация может более или менее значительно ограничивать рост концентраций электронов. Поэтому относительное значение рекомбинации должно оцениваться для таких минимальных концентраций электронов, которые могут быть обнаружены при экспериментальном изучении возникновения разряда.

Неучет рекомбинации допустим, очевидно, если диффузионные потери электронов значительно больше рекомбинационных, т. е. если

$$\frac{D}{\Lambda^2} n \gg \alpha^r n^2 \quad \text{или} \quad (\Delta p)^2 \ll \frac{Dp}{\alpha^r \frac{n}{p}}, \quad (\text{III, 33})$$

где α^2 —коэффициент электронно-ионной рекомбинации.

При обычно принятой в технике сверхвысоких частот индикации разряда по его шунтирующему действию могут быть обнаружены проводимости до $10^{-4} - 10^{-7}$ мо. Для больших давлений это соответствует значениям $\frac{n}{p} \approx 10^{-6} \div 10 \div 10^{-2} \frac{v}{\lambda p}$ (в системе CGS),

Поскольку $\alpha^r \approx 10^{-6} \div 10^{-10} \frac{1}{\text{см}^3 \text{сек}}$, условие (III, 33) сводится к

$$\frac{\Lambda}{\lambda} \ll 2 \cdot 10^2 \div 5 \cdot 10^5. \quad (\text{III, 34})$$

Возникновение разряда при условии, противоположном (III, 34), т. е. в «рекомбинационном» режиме, рассмотрено в работе²¹. При этом рассмотрении устранение электронов путем диффузии не учитывалось. Не учитывался также захват электронов (полагалось, что в газе отсутствуют электроотрицательные молекулы, способные захватывать электроны).

В рекомбинационном режиме баланс электронов определяется равенством

$$\frac{\partial n}{\partial t} = S + \nu_n n - \alpha^r n^2 = 0, \quad (\text{III}, 35)$$

т. е. (при $n \ll N$)

$$n = \frac{1}{2} \frac{\nu_n}{\alpha^r} + \sqrt{\frac{1}{4} \left(\frac{\nu_n}{\alpha^r} \right)^2 + \frac{S}{\alpha^r}}. \quad (\text{III}, 36)$$

При отсутствии внешнего источника равновесная концентрация электронов равна

$$n = \frac{\nu_n}{\alpha^r}. \quad (\text{III}, 37)$$

Величины ν_n и α^r вычислены в²¹ с помощью функции распределения электронов. Уравнение (II, 24), определяющее f_0 для рекомбинационного режима, можно записать в виде

$$-\frac{\gamma^2}{6v^2} \frac{\partial}{\partial v} \left(\frac{v^3 \lambda^*}{\lambda^{*2} \omega^2 + v^2} \frac{\partial f_0}{\partial v} \right) = \frac{\delta f}{\delta t}. \quad (\text{III}, 38)$$

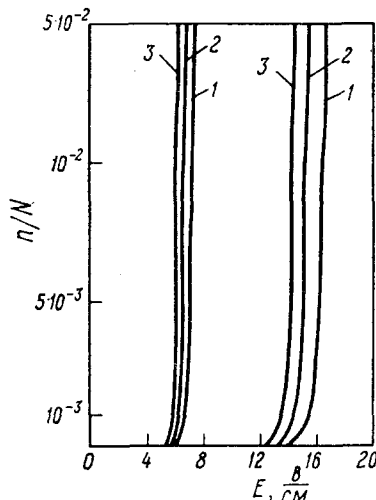


Рис. 16. Зависимость n/N от E ²¹. $\nu = 3000$ Мгц; 1 — $s_p v^2 = 10^{-6} \text{ см}^4/\text{сек}^2$; 2 — $s_p v^2 = 10^{-7} \text{ см}^4/\text{сек}^2$; 3 — $s_p v^2 = 10^{-8} \text{ см}^4/\text{сек}^2$ (s_p — сечение рекомбинации).

При решении (III, 38) в²¹ искусственно принимается, что единственным неупругим процессом в газе является ионизация. Совершенно не учитываются процессы возбуждения атомов газа, оказывающие не меньшее влияние на формирование распределения электронов, чем ионизация. Однако поскольку рекомбинация является сравнительно мало эффективным процессом устранения электронов, и разряд возникает при слабых полях, при которых влияние всех неупругих столкновений мало, результаты проведенного анализа представляются достоверными.

Функция распределения получена в²¹ для частот, при которых $\omega \lambda^* \gg v$. При этом все члены (III, 38) пропорциональны давлению и $f_0(v)$ оказывается не зависящей от давления газа. Функция распределения при этом, как показали вычисления, мало отличается от полученной при отсутствии неупругих столкновений. Лишь несколько ускоряется спад $f_0(v)$ в «неупругой» области энергий. С помощью функции распределения по формуле (III, 36) вычислено изменение $\frac{n}{p}$ или $\frac{n}{N}$ с изменением напряженности электрического поля для неона и гелия. Соответствующие кривые приведены на рис. 16.

В рекомбинационном режиме самостоятельный разряд возникает уже при самых малых напряженностях поля. Однако, как указывалось, равновесная концентрация электронов оказывается при этом малой, так что обнаружить возникновение разряда трудно. Увеличение E вызывает рост $\frac{n}{N}$. Как видно из рис. 16, при определенной величине E отношение $\frac{n}{N}$ возрастает весьма быстро. Эту величину E и определяют в²¹ как критическую напряженность для рекомбинационного режима.

Результаты вычислений $E_{кр}$ при таком определении довольно слабо зависят от величины α' . Увеличение α' в 100 раз лишь на 10—20% изменяет $E_{кр}$. Непосредственная экспериментальная проверка вычислений не была проведена, так как в практически встречающихся случаях при давлениях, при которых $\omega\lambda^* \gg \nu$ (режим, для которого были проведены вычисления), существенное значение имеют диффузионные потери электронов.

IV. УСТАНОВИВШИЙСЯ РЕЖИМ РАЗРЯДА [НА СВЕРХ

§ 1. Условия поддержания разряда

Когда амплитуда напряженности поля в разряде превышает критическую величину, возникает самостоятельное поддержание высокочастотного разряда, так что его возникновение, является равенство числа возникновений и устраняемых из него в единицу времени электронов.

При формулировке этого условия для установившегося разряда, однако, учитывать появление ряда дополнительных процессов: увеличение концентрации электронов вследствие рекомбинации, возникновение объемного заряда в результате диффузии электронов и ионов, уменьшение захватываемых молекул в области разряда, появление и т. д.

Отметим, что до настоящего времени опубликовано небольшое количество работ, посвященных установившемуся режиму разряда. Поэтому приводимые в этой главе сведения на результаты этих работ, весьма неполно характеризуют высокочастотный разряд.

Установившийся разряд в рекомбинационном режиме рассмотрен в § 7 предыдущей главы. Приведенная на рис. 15 зависимость E от $\frac{n}{N}$ для неона и гелия при $\omega = 10^6$ определяет медленно растущую вольт-амперную характеристику разряда. Небольшой положительный наклон характеристики связан с увеличением эффективности рекомбинации концентрации электронов (рекомбинация является процессом, в то время как ионизация линейно растет с концентрацией).

Ниже будет рассмотрен диффузионный режим установившегося высокочастотного разряда, а также установившийся разряд в электроотрицательных газах.

§ 2. Диффузионный режим высокочастотного разряда*)

Изменения в процессе диффузии при увеличении концентрации электронов определяются в первую очередь влиянием увеличивающегося при этом пространственного заряда. При больших концентрациях, как известно, диффузия электронов замедляется, а диффузия ионов ускоряется полем пространственного заряда так, что направленное движение частиц обоих знаков происходит с одинаковой средней скоростью. Эффективный коэффициент такой дипольной диффузии определяется известным соотношением^{2,4}

$$D_a = \frac{D_{e+} + D_{i+}}{\mu_+ + \mu_-}, \quad (IV, 1)$$

*) При рассмотрении диффузионного режима, как и в предыдущей главе, не будут учитываться процессы рекомбинации и захвата электронов (см. стр. 53).

где μ_+ — подвижность, а D_+ — коэффициент диффузии положительных ионов. Переход от свободной диффузии к дипольной при увеличении концентрации электронов рассмотрен в работе¹³. На основе этого рассмотрения в работе⁵³ анализируется диффузионный режим высокочастотного разряда в водороде. Приведем результаты этих работ.

Вектор потока электронов при наличии поля пространственного заряда $E_{п.з}$ определяется равенством

$$\Gamma = -D \operatorname{grad} n - \mu E_{п.з} n. \quad (IV, 2)$$

В установившемся режиме поток ионов равен потоку электронов

$$\Gamma = -D_+ \operatorname{grad} N_+ + \mu_+ E_{п.з} N_+, \quad (IV, 3)$$

где N_+ — концентрация ионов. Величина поля пространственного заряда определяется уравнением Пуассона

$$\operatorname{div} E_{п.з} = 4\pi e (N_+ - n). \quad (IV, 4)$$

Совместное решение написанных уравнений, а также уравнения баланса заряженных частиц в диффузионном режиме высокочастотного разряда

$$\operatorname{div} \Gamma = n \nu_{п} \quad (IV, 5)$$

при граничных условиях $n = N_+ = 0$ определяют процесс диффузии. Однако строгое решение оказывается достаточно сложным.

Простейшее приближение исходит из постоянства отношения

$$\frac{N_+}{n} = r. \quad (IV, 6)$$

Используя (IV, 6) из (IV, 2) и (IV, 3), получаем

$$\Gamma = -\frac{\mu_+ D + \mu D_+}{\mu_+ r + \mu} r \operatorname{grad} n = -D_e \operatorname{grad} n. \quad (IV, 7)$$

В этом приближении решения уравнения (IV, 5) совпадают, очевидно, с решениями уравнения (III, 5), причем режим разряда определяется аналогичным (III, 8) условием

$$\nu_{п} = \frac{D_e}{\Lambda^2}. \quad (IV, 8)$$

Величину r можно получить из уравнений (IV, 3) и (IV, 4), записанных для центральной области разрядного объема*) (в силу симметрии в центре $\Gamma = 0$; $E_{п.з} = 0$)

$$4\pi e \frac{N_+ - n}{\nu_{п}} = \frac{\frac{D}{r} - D_+}{\mu_+ D + \mu D_+}. \quad (IV, 9)$$

Приближение постоянного отношения является, однако, весьма неточным и оказывается верным лишь вблизи крайних случаев свободной и дипольной диффузии. Тем не менее и при точном решении задачи можно ввести эффективный коэффициент диффузии D_e , считая его определением равенство (IV, 8). Величина D_e , однако, теряет при этом непосредственный физический смысл, так как она оказывается зависящей от формы и размеров разрядного объема, от эффективности различных видов взаимодействия электронов с атомами газов.

В¹³ приводится, кроме приближения, характеризующегося равенством (IV, 6), также более точное аналитическое решение уравнений

*) Предполагается симметричная геометрия разрядного объема.

(IV, 2) — (IV, 5) и численное решение этих уравнений, осуществленное с помощью электронных машин для линейного случая (разрядный объем образован бесконечными параллельными пластинками). Определены распределение концентрации электронов и ионов в зазоре (рис. 17), зависимость величины D_e/D от n (рис. 18) и другие характеристики. Все вычисления проделаны для водорода ($\frac{\mu_+}{\mu} = 32$).

Чтобы использовать эти результаты для определения амплитуды напряженности поля в разряде, необходимо найти зависимость ν_n , μ и D от E . В ⁵³ вычисление этих величин для высокочастотного разряда в водороде проделано с помощью функции распределения электронов.

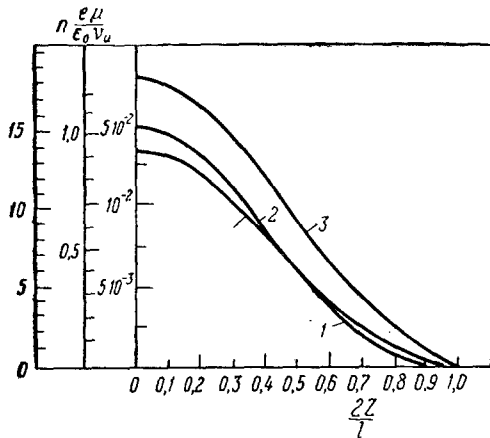


Рис. 17. Плотность электронов в разрядном промежутке ¹³.

$$1 - n_m = 14,06 \frac{\nu_n}{4\pi e\mu}; \quad 2 - n_m = 1,041 \frac{\nu_n}{4\pi e\mu};$$

$$3 - n_m = 0,079 \frac{\nu_n}{4\pi e\mu}.$$

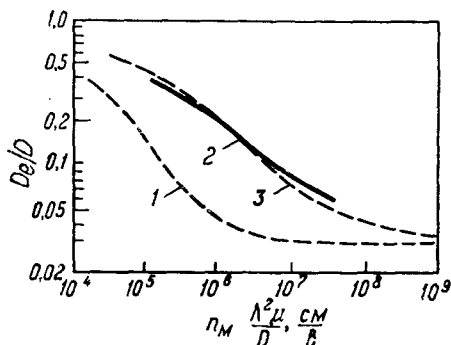


Рис. 18. 1 — приближение постоянного отношения; 2 — численное машинное решение; 3 — приближенное аналитическое решение ¹³.

Кинетическое уравнение для $f_0(v)$ (II, 24) с учетом одновременного воздействия на электроны высокочастотного поля и поля пространственного заряда принимает вид

$$\frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} \left[\frac{1}{3} \left(\frac{e}{m} \right)^2 \frac{E_e}{v_{ст}^*} v^2 \frac{\partial (nf_0)}{\partial v} \right] + \frac{m}{Mv^2} \frac{\partial}{\partial v} (v_{ст}^* v^3 nf_0) +$$

$$+ \frac{v^2}{3v_{ст}^*} \Delta (nf_0) - \frac{ev}{3mv_{ст}^*} \operatorname{div} \left[\mathbf{E}_{п.з} \frac{\partial (nf_0)}{\partial v} \right] = - \left. \frac{\delta (nf_0)}{\delta t} \right|_{н.у.} \quad (\text{IV, 10})$$

Здесь E_e определяется уравнением (II, 34). Даже для дипольной диффузии $E_{п.з}^2$ оказывается значительно меньше, чем E_e^2 . Поэтому влияние $\mathbf{E}_{п.з}$ на E_e может не учитываться. При решении (IV, 10) в ⁵³ используется приближение, описываемое равенством (IV, 6). Это оказывается возможным, поскольку влияние диффузии на f_0 не очень велико. Подставляя в (IV, 10) в соответствии с (IV, 7) и (IV, 8) $\Delta (nf_0) = - \frac{nf_0}{\Lambda^2}$ и $\mathbf{E}_{п.з} = -s \frac{\operatorname{grad} n}{n}$, получаем уравнение для f_0 :

$$\frac{1}{v^2} \frac{d}{dv} \left[\frac{1}{3} \left(\frac{e}{m} \right)^2 \frac{E_e}{v_{ст}^*} v^2 \frac{df_0}{dv} \right] + \frac{m}{Mv^2} \frac{d}{dv} (v_{ст}^* v^3 f_0) +$$

$$+ \frac{v^3}{3v_{ст}^*} \frac{f_0}{\Lambda^2} - \frac{ev}{3mv_{ст}^*} \frac{s}{\Lambda^2} \frac{df_0}{dv} = - \left. \frac{\delta f_0}{\delta t} \right|_{н.у.} \quad (\text{IV, 11})$$

Интегрирование (IV, 11) для водорода при $v_{ст}^* = \text{const}$ позволяет вычислить v_m , D , μ и по (IV, 8) определить связь между E , p и n_m . Результаты вычислений приведены на рис. 19 и на трехмерном рис. 20*), по осям которых отложены параметры

$E_e \Lambda$, $\frac{p}{E_e}$ и $n_m \Lambda^2$, являющиеся инвариантами подобного преобразования.

Экспериментальное определение зависимости E от n_m при различных давлениях водорода производилось в работе⁵³ на установке, подобно той, которая была описана в § 2 III главы. Величина E определялась по результатам измерений полного сопротивления объемного резонатора (использовался резонатор, резонирующий на колебаниях вида TM_{010}). Концентрация электронов определялась по интенсивности излучения разряда. Для сравнения экспериментальных данных с расчетными были внесены поправки, учитывающие неоднородность поля в резонаторе и изменение концентрации электронов по радиусу объемного резонатора. Как видно из рис. 19, экспериментальные результаты после внесения этих поправок удовлетворительно согласуются с результатами вычислений.

Таким образом, вольтамперная характеристика высокочастотного разряда в диффузионном режиме оказывается отрицательной, так как рост концентрации электронов вызывает замедление диффузии. При значительных концентрациях электронов (в случае водорода при $n_m \Lambda^2 \gg 10^3 \div 10^9 \frac{1}{\text{см}}$) эффективный коэффициент диффузии становится практически равным коэффициенту дипольной диффузии и дальнейшее уменьшение напряженности поля прекращается. Однако с ростом концентрации электронов из-за шунтирующего действия электронной проводимости распределение электронов вдоль поля все более отличается от диффузионного.

Следуя¹¹, рассмотрим этот эффект для разряда между параллельными бесконечными пластинами. В уравнении баланса электронов (IV, 5) необходимо учесть зависимость E от координаты, для определения которой можно исходить из постоянства плотности тока в стационарном режиме.

Плотность полного тока определяется обычным образом

$$I = I_{эл} + 4\pi j\omega E \quad (\text{IV, 12})$$

(здесь второй член определяет ток смещения).

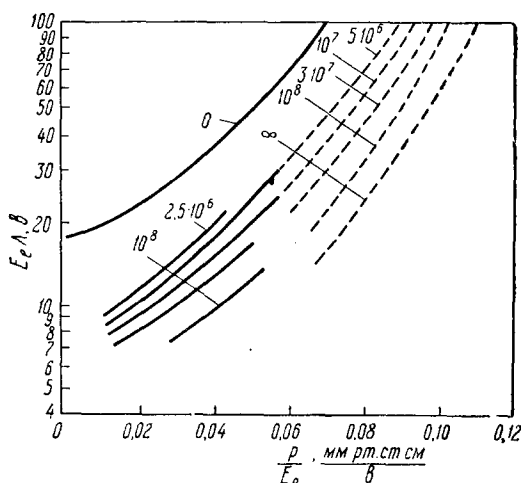


Рис. 19. Кривые соответствуют $n_m \Lambda^2 = \text{const}$ ⁵³ (цифры на рисунке — $n_m \Lambda^2 \frac{1}{\text{см}}$).

*) В области $n_m \Lambda^2 > 10^3 \frac{1}{\text{см}}$ и $\frac{p}{E_e} < 0,05 \frac{\text{см}}{\text{мм}}$ приводимые на рис. 19 данные представляют собой экстраполяцию результатов расчета.

Величину $I_{эл}$ в ¹¹ определяют из теории «среднего электрона». Стационарное значение $I_{эл}$ по этой теории в соответствии с (II, 5) выражается формулой

$$I_{эл} = nev = \frac{ne^2 E}{m(\omega^2 + \nu_{ст}^2)} (\nu_{ст} - j\omega). \quad (IV, 13)$$

Подставляя (IV, 13) в (IV, 12), находим

$$\left| \frac{E}{I} \right|^2 = \frac{4\pi}{\omega} \left[\left(\frac{\nu_{ст}}{\omega} \right)^2 + 1 \right] \left[(h-1)^2 + \left(\frac{\nu_{ст}}{\omega} \right)^2 \right]^{-\frac{1}{2}}. \quad (IV, 14)$$

Здесь $h = \frac{4\pi ne^2}{m\omega^2}$ — отношение плотности электронов к плотности, при

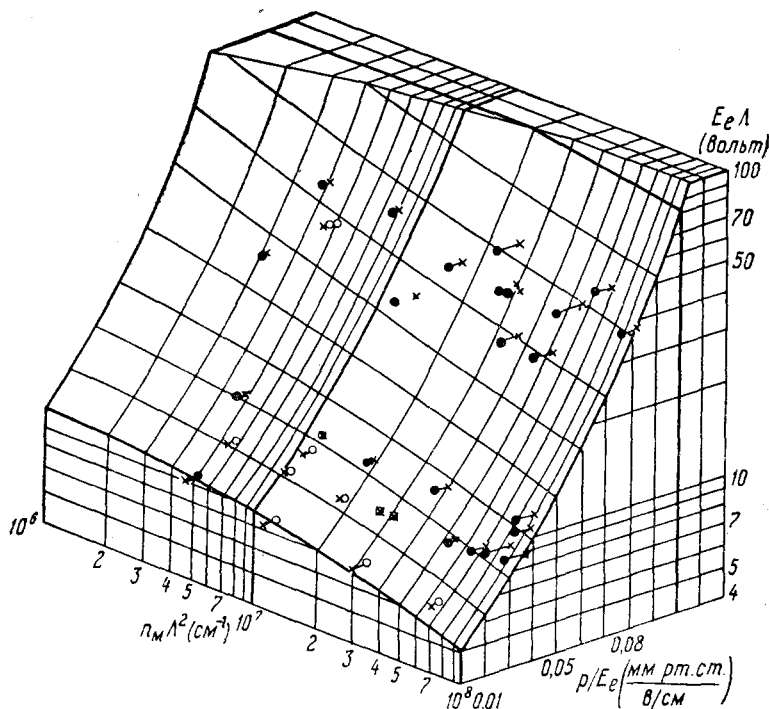


Рис. 20. Выделенная поверхность дает результаты расчета; \bullet, \circ — экспериментальные точки ⁵³, \times — их проекция на поверхность.

которой наступает резонанс плазмы (т. е. когда резонансная частота плазмы становится равной частоте поля).

Используя для $\frac{\nu_H}{D_a}$ приближенное выражение, аналогичное (III, 10)

$$\frac{\nu_H}{D_a} = \left(\frac{\nu_H}{D_a} \right)_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^\beta, \quad (IV, 15)$$

и подставляя в это выражение (IV, 14), преобразуем уравнение баланса электронов к виду

$$\frac{d^2 h}{dz^2} + \frac{k^2 h}{\left[h^2 - 2h + 1 + \left(\frac{\nu_{ст}}{\omega} \right)^2 \right]^{\frac{\beta}{2}}} = 0, \quad (IV, 16)$$

где

$$k^2 = \left(\frac{\nu_{II}}{D_a} \right)_0 \left[1 + \left(\frac{\nu_{ст}}{\omega} \right)^2 \right]^{\frac{3}{2}} \left| \frac{4\pi I}{\omega E_0} \right|^3.$$

Интегрирование (IV, 16) проведено в ¹¹ для нескольких крайних случаев: для больших давлений газа или для малых концентраций элект-

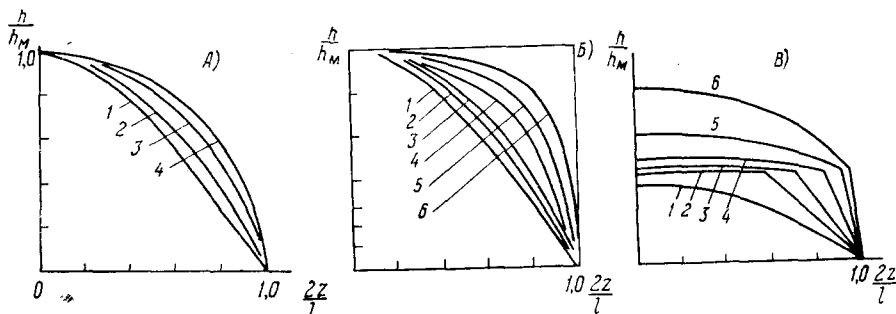


Рис. 21. Распределение концентрации электронов в разрядном промежутке ¹¹.

А) $\frac{\nu_{ст}}{\omega} \gg 2h - h^2 - 1$; $\beta = 4$; $1 - r = h_m \left[\left(\frac{\nu_{ст}}{\omega} \right)^2 + 1 \right]^{-\frac{1}{2}} = 0$; $2 - r = 4$; $3 - r = 3,72$; $4 - r = \infty$. Б) $r^2 \gg 1$; $1 - \beta = 0$; $2 - \beta = 1$; $3 - \beta = 2$; $4 - \beta = 4$; $5 - \beta = 6$; $6 - \beta = 10$. В) $\frac{\nu_{ст}}{\omega} \ll 1$; $1 - h_m = 0,9$; $2 - h_m = 1,02$; $3 - h_m = 1,1$; $4 - h_m = 1,2$; $5 - h_m = 1,5$; $6 - h_m = 2,0$.

тронов $\left(\frac{\nu_{ст}}{\omega} \gg 2h - h^2 - 1 \right)$; для малых давлений $\left(\frac{\nu_{ст}}{\omega} \ll 1 \right)$, для больших концентраций электронов $\left(h^2 \gg 1 + \left(\frac{\nu_{ст}}{\omega} \right)^2 \right)$. Некоторые результаты вычислений распределения электронов приведены на рис. 21. Как видно из рис. 22 при $h_m > 1$ кривые распределения E и $\frac{\nu_{II}}{D_a}$

в разрядном зазоре (вычисленные по (IV, 14) и (IV, 15)) приобретают двугорбый характер, так как E и ν_{II} максимальны при $h = 1$. Соответственно и кривая интенсивности излучения разряда должна иметь такой же вид.

В дополнение к изложенным соображениям следует обратить внимание на влияние нагрева газа при больших концентрациях электронов. Возникающие при этом градиенты температуры и плотности газа должны приводить к изменению распределения концентрации электронов, аналогично тому, как это происходит в положительном столбе разряда в постоянном поле. Рассмотрение таких процессов для высокочастотного разряда до сих пор не проводилось.

В заключение этого параграфа остановимся на некоторых результатах экспериментальных работ.

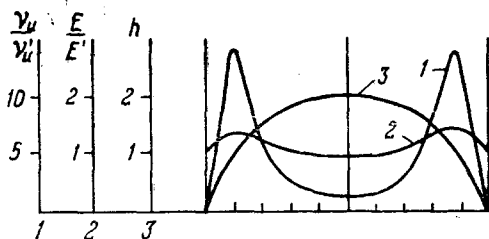


Рис. 22. Распределение h , E , ν_{II} в разрядном промежутке ¹¹. $\beta = 7$; $\frac{\nu_{ст}}{\omega} = 1$; $h_m = 2$.

В²⁶ исследовался разряд в аргоне при частоте 3000 Мгц. Определялась зависимость мощности, проходящей через объемный резонатор, наполненный аргонном, от подводимой мощности (рис. 23). Эти данные определяют эквивалентную вольтамперную характеристику разряда, поскольку проходящая мощность пропорциональна квадрату напряженности поля в разрядном объеме, а подводимая мощность определяет ток разряда.

Как видно из рис. 23, вольтамперная характеристика при всех давлениях имеет отрицательный наклон. Скачкообразное уменьшение проходящей мощности (и, следовательно, напряженности поля в разрядном зазоре) при возникновении разряда связано с конечностью эквивалентного

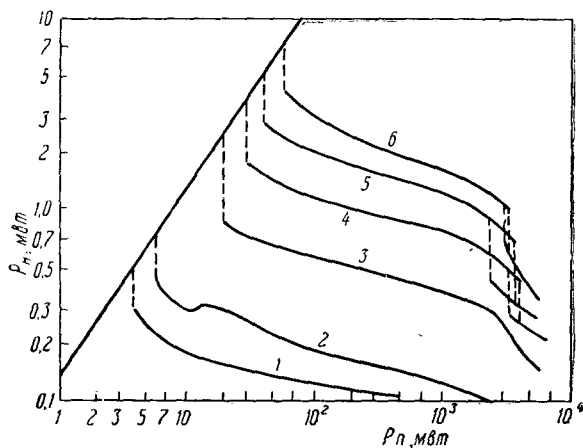


Рис. 23. Зависимость проходящей через разрядный объем мощности (P_n) от подводимой (P_n)²⁶. Ar, $\nu = 2800$ Мгц. 1— $p = 5,3$ мм рт. ст.; 2— $p = 14,5$ мм рт. ст.; 3— $p = 27,4$ мм рт. ст.; 4— $p = 40,5$ мм рт. ст.; 5— $p = 53,0$ мм рт. ст.; 6— $p = 66,1$ мм рт. ст.

«сопротивления внешней цепи» разряда*). С этим же связан, очевидно, возникающий иногда гистерезисный характер кривых на этом участке.

На характеристиках разряда имеется также второй скачок, особенно резко выраженный при больших давлениях. Одновременно со скачкообразным уменьшением проходящей через разрядный объем мощности изменяется внешний вид разряда — свечение разряда резко усиливается и сжимается к центральной области объема. Предполагают, что этот эффект аналогичен пинированию положительного столба тлеющего разряда.

Работы^{40,41,42,43} посвящены зондовому методу исследования разряда на сверхвысоких частотах в диффузионном режиме. В этих работах изучался разряд в коаксиальной линии при частотах около 3000 Мгц. Зондами служили внешний и внутренний проводники коаксиальной линии. Определялось распределение концентрации электронов и электронной температуры при разряде в аргоне (при анализе предполагалось максвелловское распределение электронов по скоростям). Установлено, что в определенных пределах n и $T_{эл}$ не зависят от подводимой высокочастотной мощности. С ростом мощности увеличивается длина области, занятой разрядом. Причины этого эффекта не ясны.

*) Благодаря отрицательной вольтамперной характеристике при заданной мощности источника питания могут оказаться два равновесных тока разряда; при этом режим разряда с большим током оказывается устойчивым.

§ 3. Высокочастотный разряд в присутствии электроотрицательных газов

Условия возникновения разряда в присутствии электроотрицательных газов были сформулированы в § 4 главы III. После возникновения разряда баланс электронов изменяется: появляется определенная вероятность освобождения электронов, захваченных атомами газа, уменьшается число нейтральных атомов электроотрицательного газа, способных захватывать электроны. В результате этих изменений амплитуда электрической напряженности, необходимая для поддержания разряда, уменьшается с ростом концентрации электронов¹.

Уравнение баланса электронов без учета рекомбинации принимает вид

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \nu_n n - \nu_3 n + \nu_{\text{осв}} N_- - \text{div } \Gamma = 0. \quad (\text{IV}, 17)$$

Здесь ν_3 пропорциональна числу нейтральных электроотрицательных атомов

$$\nu_3 = \nu'_3 (N_3 - N_-), \quad (\text{IV}, 18)$$

(N_3 —концентрация электроотрицательных ионов, N_- —концентрация отрицательных ионов). $\nu_{\text{осв}} N_-$ учитывает появление электронов в результате распада отрицательных ионов при взаимодействии с электронами, возбужденными атомами и фотонами. Можно считать, что $\nu_{\text{осв}}$ пропорциональна концентрации электронов

$$\nu_{\text{осв}} = \nu'_{\text{осв}} n. \quad (\text{IV}, 19)$$

Одновременно с (IV, 17) должно соблюдаться уравнение баланса отрицательных ионов

$$\frac{\partial N_-}{\partial t} = \nu_3 n - \nu_{\text{осв}} N_- - \text{div } \Gamma_- = 0, \quad (\text{IV}, 20)$$

которое, как и (IV, 17), записано без учета рекомбинации.

Совместное решение уравнений (IV, 17) и (IV, 20) определяет условия поддержания разряда. При малых концентрациях заряженных частиц, при которых квадратичные члены написанных уравнений пренебрежимо малы (IV, 17), оказывается тождественным с уравнением возникновения разряда (III, 13).

В общем случае решение уравнений (IV, 17) — (IV, 20) даже без учета пространственного заряда представляет весьма трудную задачу. В¹ указывается на решение, имеющее место при значительных концентрациях электронов, при которых в (IV, 20) последний член гораздо меньше остальных. При этих условиях в центральной области разряда

$$N_- \approx \frac{\nu'_3 N_3}{\nu'_3 + \nu'_{\text{осв}}} \quad (\text{IV}, 21)$$

практически не зависит от концентрации электронов. Поэтому $\text{div } \Gamma_-$ в этой области не должна зависеть от концентрации электронов.

Записывая, далее, для центральной области разряда $\text{div } \Gamma$ в форме аналогичной (IV, 5)

$$\text{div } \Gamma = + \frac{D_e}{\Lambda^2} n, \quad (\text{IV}, 22)$$

и подставляя (IV, 20) и (IV, 22) в (IV, 17), находим

$$\nu_n - \frac{D_e}{\Lambda^2} = \frac{\text{div } \Gamma_-}{n}. \quad (\text{IV}, 23)$$

Формула (IV, 23) определяет уменьшение амплитуды напряженности поля с ростом концентрации электронов в центральной области разряда.

Качественно эта зависимость подтверждается измерениями, проводившимися с радиолокационными разрядниками защиты приемника, наполненными смесью инертного газа и паров воды ¹.

Более подробное количественное рассмотрение, а также экспериментальные работы, посвященные изучению установившегося высокочастотного разряда в электроотрицательных газах, отсутствуют.

V. ИМПУЛЬСНЫЙ РАЗРЯД НА СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТАХ

§ 1. Условия возникновения разряда под воздействием прямоугольных высокочастотных импульсов

В этой главе будет рассмотрен разряд, возникающий в импульсно-модулированном поле сверхвысоких частот.

Сформулируем условия возникновения разряда под воздействием прямоугольных импульсов высокочастотной мощности. При $\frac{\partial n}{\partial t} > 0$ (т. е. при $E > E_{кр 0}$ *) за время импульса концентрация электронов нарастает до величины, определяемой начальной концентрацией, напряженностью поля и длительностью импульса. Увеличение E , т. е. увеличение $\frac{\partial n}{\partial t}$, вызывает рост концентрации электронов в начале и к концу импульса. При этом во многих случаях трудно установить в разрядном объеме скачкообразное изменение условий прохождения высокочастотного тока, по которому можно было бы судить о возникновении разряда. В этих случаях определение критической напряженности по необходимости должно быть условным.

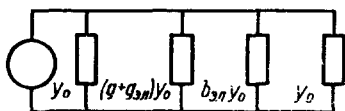


Рис. 24. $(g + g_{эл})Y_0$; $b_{эл}Y_0$ — активная и реактивная составляющие проводимости разрядного объема; Y_0 — волновая проводимость тракта.

В ряде работ ^{45, 28, 49, 50} величина $E_{кр}$ определяется по заданному увеличению концентрации электронов за время импульса или по достижении определенной «критической» концентрации электронов к концу импульса.

В ¹⁸ было введено определение $E_{кр}$, основанное на учете шунтирующего действия электронной проводимости. Если разрядный объем включен в высокочастотный тракт с согласованным генератором и согласованной нагрузкой (эквивалентная схема такого включения приведена на рис. 24), то средняя за период мощность, выделяющаяся в нагрузке, может быть определена по формуле

$$P_n = P_{\Pi} \frac{1}{\left(1 + \frac{g + g_{эл}}{2}\right)^2 + \left(\frac{b_{эл}}{2}\right)^2} = LP_{\Pi} \frac{1}{\left(1 + \frac{1}{2} L^{\frac{1}{2}} g_{эл}\right)^2 + \frac{L b_{эл}^2}{4}}, \quad (V, 1)$$

где P_{Π} — подводимая (т. е. выделяющаяся в нагрузке при отсутствии разрядного объема) мощность, L — коэффициент потерь разрядного объема при отсутствии электронов, $g_{эл}$ и $b_{эл}$ — активная и реактивная составляющие нормированной электронной проводимости. При этом величина амплитуды электрической напряженности связана с P_n в приближении одно-

*) В этой главе критическая напряженность, определяющая возникновение разряда при непрерывном воздействии поля, будет обозначаться $E_{кр 0}$; соответствующая величина для импульсного разряда $E_{кр}$.

родного поля (т. е. в приближении, исходящем из постоянства E в области, в которой возникает разряд) формулой

$$E = a \sqrt{P_n}, \quad (V, 2)$$

в которой коэффициент a определяется геометрией разрядного объема и способом его включения. Рост P_n , т. е. увеличение E в начале импульса, вызывает ускорение роста концентрации электронов и их шунтирующего действия и соответственно уменьшение P_n и E к концу импульса (рис. 25). Поэтому при увеличении P_n средняя за импульс величина P_n

$$P_n^{\text{имп}} = \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} P_n(t) dt \quad (V, 3)$$

(τ —длительность импульса) замедляет свой рост, а затем уменьшается. По максимальной величине $P_n^{\text{имп}}$ или в соответствии с (V, 2) и определяется в $18^{\text{м}}$ критическая напряженность, представляющая собой, таким образом,

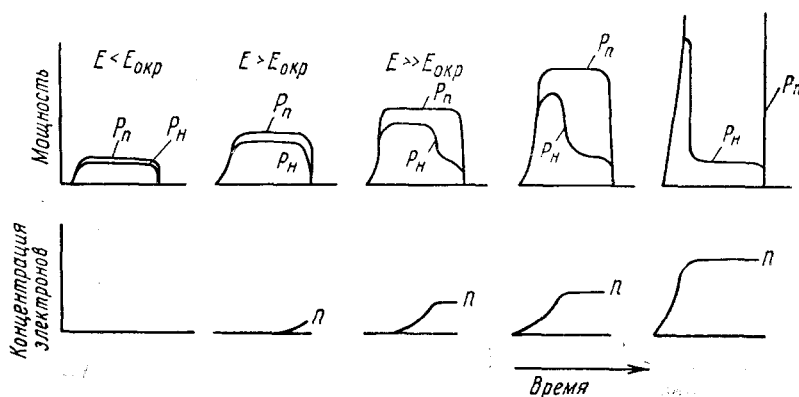


Рис. 25.

максимальное среднеквадратичное (за время импульса) значение E . Можно определять $E_{кр}$ также по подводимой мощности, соответствующей максимуму $P_n^{\text{имп}}$, подставляя в (V, 2) величину P_n^1 . Возможны и другие определения критической напряженности. Следует лишь иметь в виду при сравнении расчетных и экспериментальных результатов, что определение $E_{кр}$ должно соответствовать методике измерения этой величины.

Для того чтобы, воспользовавшись принятым определением, вычислить $E_{кр}$, необходимо знать закон изменения концентрации электронов со временем. Следуя ^{28, 11, 18, 50}, мы определим это изменение уравнением

$$\frac{\partial n}{\partial t} = (\nu_n - \nu_{устр}) n \quad (V, 4)$$

($\nu_{устр}$ —средняя частота устранения электронов), считая, что ν_n и $\nu_{устр}$ не зависят от n и от координат в области разряда *).

Полагая в первом приближении амплитуду электрической напряженности не изменяющейся за время импульса, получаем из (V, 4)

$$n = n_0 e^{(\nu_n - \nu_{устр}) t}. \quad (V, 5)$$

*) На самом деле даже в приближении однородного поля $\nu_{устр}$ может зависеть от n и от координат при значительном влиянии таких процессов, как диффузия и рекомбинация. Поэтому принятое допущение ограничивает область применения формулы (V, 4). Впрочем, это ограничение не является существенным.

При определении критической напряженности по заданному увеличению концентрации электронов за время импульса, находим на (V, 5) уравнение для $E_{кр}$ ^{28, 11}

$$\nu_{и} - \nu_{устр} = \frac{1}{\tau} \ln \frac{n_k}{n_0} \quad (V, 6)$$

Для того чтобы вычислить $E_{кр}$ в соответствии с другими определениями, нужно во втором приближении учесть шунтирующее действие электронной проводимости. Если считать электронную проводимость ($g_{эл}$ и $b_{эл}$) пропорциональной n и принять, следуя ¹⁸, в небольшом диапазоне изменения напряженности поля

$$\nu_{и} - \nu_{устр} = \nu_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{\beta}, \quad (V, 7)$$

то можно, воспользовавшись (V, 4), вычислить величину $E_{кр}$ из условия максимума $P_{и}^{имп}$

$$\frac{dP_{и}^{имп}}{dP_{и}} = 0. \quad (V, 8)$$

Для этого в уравнение (V, 8) надо подставить (V, 3) и (V, 4), учитывая в этих равенствах зависимость $g_{эл}(t)$ и $b_{эл}(t)$, определяемую (V, 5), (V, 7) и (V, 2). Вычисление приводит при малых начальных концентрациях электронов (при $g_0 \ll 1$) к следующим выражениям для $E_{кр}$ ¹⁸:

при определении $E_{кр}$ по максимальной $P_{и}^{имп}$

$$\frac{E_{кр}}{E_0} = \left(\frac{\omega}{\nu_0 \tau} \right)^{\frac{1}{\beta}} \left(1 - \frac{1}{2 + \beta(\omega - 1)} \right), \quad (V, 9)$$

при определении $E_{кр}$ по $P_{и}$, соответствующей максимуму $P_{и}^{имп}$

$$\frac{E_{кр}}{E_0} = \left(\frac{\omega}{\nu_0 \tau} \right)^{\frac{1}{\beta}} \quad \text{или} \quad \nu_{и} - \nu_{устр} = \frac{\omega}{\tau}. \quad (V, 10)$$

В этих уравнениях величина параметра ω определяется из трансцендентного уравнения, к которому приводится (V, 8).

$$L^{\frac{1}{2}} g_0 e^{\omega} = \frac{2\omega}{2 + \beta(\omega - 1)} \quad (V, 11)$$

($g_0 = g_{эл} |_{t=0}$), или при $L^{\frac{1}{2}} g_0 < 10^{-3}$

$$\omega \approx -\ln \frac{\beta}{2} L^{\frac{1}{2}} g_0. \quad (V, 12)$$

Сравнение (V, 6), (V, 9) и (V, 10) показывает, что зависимость $E_{кр}$ от τ , n_0 , а также от давления газа и частоты при всех приведенных определениях оказывается аналогичной.

До сих пор рассматривалось возникновение разряда под воздействием одиночных высокочастотных импульсов. При воздействии периодически повторяющихся импульсов следует учитывать влияние на возникновение разряда электронов, остающихся в разрядном промежутке от предыдущих импульсов. Сформулируем условия возникновения разряда для этого случая ^{18, 50}.

Наращение числа электронов за время импульса в первом приближении определяется формулой (V, 5). В периоды между высокочастотными импульсами концентрация электронов быстро убывает в соответ-

ствии с уравнением

$$\left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)' = -\nu'_{\text{устр}} n^* \quad (\text{V}, 13)$$

При достаточно большой величине амплитуды электрической напряженности, к началу импульса, кроме электронов от внешнего источника ($n_{\text{вн}}$), остается также определенная доля электронов, возникших в течение предыдущего импульса. В результате начальная концентрация электронов определяется равенством

$$n_0 = n_0 e^{(\nu_{\text{и}} - \nu'_{\text{устр}})\tau} e^{-\nu'_{\text{устр}} T} + n_{\text{вн}} \quad (\text{V}, 14)$$

(T —промежуток времени между импульсами). Решая (V, 14) относительно n_0 , находим

$$n_0 = \frac{n_{\text{вн}}}{1 - \exp[(\nu_{\text{и}} - \nu'_{\text{устр}})\tau - \nu'_{\text{устр}} T]} \quad (\text{V}, 15)$$

С помощью (V, 15) условие возникновения самостоятельного, т. е. самоподдерживающегося от импульса к импульсу при отсутствии внешнего источника электронов, разряда может быть записано обычным способом^{18, 50}

$$e^{(\nu_{\text{и}} - \nu'_{\text{устр}})\tau - \nu'_{\text{устр}} T} = 1,$$

или

$$\nu_{\text{и}} - \nu'_{\text{устр}} = \nu'_{\text{устр}} \frac{T}{\tau} \quad (\text{V}, 16)$$

Уравнение (V, 16), определяющее $E_{\text{кр}}$ при возникновении самостоятельного разряда под воздействием периодически повторяющихся импульсов, вполне аналогично выражениям (V, 6) и (V, 10). Отметим, что, в отличие от определений критической напряженности, использовавшихся для одиночных импульсов, в рассматриваемом случае величина $E_{\text{кр}}$ оказывается определенной вполне однозначно.

Выражения (V, 14) — (V, 16) получены в предположении постоянства $\nu'_{\text{устр}}$. Между тем в период между высокочастотными импульсами изменяется распределение электронов по энергиям, изменяется характер диффузии электронов (из-за изменения влияния объемного заряда на диффузию при уменьшении концентрации электронов), изменяется эффективность захвата электронов (точнее, соотношение между вероятностью захвата и освобождения электронов). Поэтому, если не анализировать конкретных условий возникновения разряда, можно говорить о (V, 16) лишь как об оценочной формуле, в которую следует подставлять некое среднее значение $\nu'_{\text{устр}}$.

Величина $\nu'_{\text{устр}}$ в (V, 16) в соответствии со сказанным может зависеть от концентрации электронов к концу высокочастотного импульса, т. е. от напряженности поля во время импульса. Отметим, в частности, что для условий, при которых основным процессом устранения электронов является диффузия, $\nu'_{\text{устр}}$ резко уменьшается с ростом концентрации электронов в конце высокочастотного импульса (это соответствует переходу от свободной к дипольной диффузии). Поэтому условие возникновения

*) Значки «штрих» введены для обозначения параметров, относящихся к промежутку времени между импульсами. В частности, $\nu'_{\text{устр}}$ отличается от $\nu_{\text{устр}}$ из-за различия энергетического распределения электронов во время импульсов и между импульсами.

разряда может приводиться к уравнению (V, 6), в котором для n_k надо принять величину, характеризующую начало двуполярной диффузии.

При наличии стабильного внешнего источника электронов устойчивый разряд под воздействием периодически повторяющихся импульсов может возникать при меньших напряженностях поля, чем $E_{кр}$, определяемая формулой (V, 16). Возникающий разряд, однако, не будет при этом самостоятельным, так как для его поддержания оказывается необходимым наличие внешнего источника электронов.

Критерий возникновения разряда может быть введен в этом случае условно, так же как и для случая одиночных высокочастотных импульсов. При таких концентрациях электронов от внешнего источника, при которых в период возникновения разряда, в соответствии с введенным критерием, экспоненциальный член в (V, 16) значительно меньше единицы, влияние предыдущих импульсов на возникновение разряда можно не учитывать и $E_{кр}$ оказывается таким же, как и для одиночного импульса.

§ 2. Особенности экспериментальной методики

Использовавшаяся в работах ^{16,47,48,49,18,19,45} методика измерения критической напряженности в принципе не отличалась от описанной в § 2 главы III. Генератором мощности при измерениях служил обычный импульсный магнетрон. Величина $E_{кр}$ определялась по наибольшей мощности, проходящей в нагрузку и регистрировавшейся термисторным измерителем мощности (т. е. усредненной по времени), или по соответствующей величине подводимой мощности.

Существенной особенностью методики изучения импульсного разряда является необходимость учета влияния электронов от внешнего источника на возникновение разряда. В различных работах использовались разные источники электронов. В работах ^{3,16,45,18,15}, посвященных изучению возникновения разряда под воздействием периодически повторяющихся высокочастотных импульсов, в разрядный объем помещался радиоактивный препарат. Подсчет показывает ^{3,18}, что в обычных условиях число случаев появления группы электронов от этого источника при активностях около 10^{-5} — 10^{-6} Ci не превышает 10^3 — 10^4 в секунду. Это значит, что вероятность появления таких групп электронов во время высокочастотного импульса или непосредственно перед импульсом невелика и наличие радиоактивного препарата не приводит к созданию стабильной от импульса к импульсу начальной концентрации электронов. Существенная роль радиоактивного излучения состояла лишь в уменьшении статистического запаздывания *) при возникновении разряда до долей секунды, что обеспечивало воспроизводимость экспериментальных результатов.

В ряде опытов ¹ внешним источником электронов служил вспомогательный тлеющий разряд, создававшийся в непосредственной близости от области высокочастотного разряда. Электроны проникали в эту область в результате диффузии. При этом в разрядном объеме можно было получить стабильную концентрацию электронов до $10^8 \div 10^9$ $1/\text{см}^3$.

В работах ^{47,48,49}, в которых исследовался разряд при сравнительно больших давлениях, источником начальных электронов служило излучение вспомогательного искрового разряда, создававшегося вблизи области высокочастотного разряда. Начальные электроны в этих опытах возникали в результате объемной фотоионизации.

*) Статистическое запаздывание определяется вероятностью появления первых электронов во время высокочастотного импульса.

§ 3. Результаты исследования возникновения импульсного высокочастотного разряда

В соответствии с формулами (V, 6), (V, 9), (V, 10) и (V, 16) величина критической напряженности может быть вычислена, если известна зависимость ν_n и $\nu_{устр}$ от E . При определении $E_{кр}$ по шунтирующему действию разряда нужно знать также величину удельной проводимости (эта величина входит в (V, 9) и (V, 10) через g_0).

В работах ^{18,19} приводятся результаты определения этих зависимостей, основанные на вычислении функции распределения электронов в аргоне и неоне. Решение

кинетического уравнения найдено в этих работах для условий, при которых влиянием диффузии электронов можно пренебречь. Анализируя отдельные члены уравнения (II, 24), удалось значительно упростить его, имея в виду возникновение разряда под воздействием импульсов длительностью около 10^{-6} сек. Показано, что достаточно точным является квазистационарное решение уравнения, в котором зависимость функции распределения от времени определяется лишь через зависимость от времени амплитуды напряженности поля. Показано, далее, что при «перенапряжениях», при которых возникает импульс-

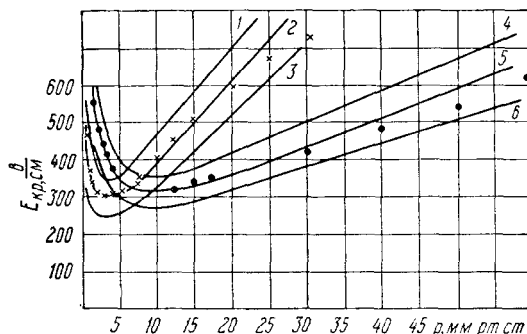


Рис. 26. Критическая напряженность, определяющая возникновение импульсного разряда в Ar и Ne ^{18, 19}. $\nu = 2800$ МГц; $\tau = 1$ мксек; $\frac{1}{T} = 400 \frac{1}{сек}$. Расчетные кривые для Ar (1, 2, 3) и Ne (4, 5, 6): 1, 4 — $\nu'_{устр} = 1,05 \cdot 10^4 \frac{1}{сек}$; 2, 5 — $\nu'_{устр} = 7 \cdot 10^3 \frac{1}{сек}$; 3, 6 — $\nu'_{устр} = 3,5 \cdot 10^3 \frac{1}{сек}$. Эксперим. точки: Ar — ×; Ne — •.

ный разряд, можно пренебречь потерями энергии электронов при упругих столкновениях из-за большого влияния неупругих потерь. Показано, наконец, что при возникновении разряда под воздействием высокочастотных импульсов длительностью 10^{-6} сек и меньше $\nu_{устр} \ll \nu_n$. Даже при добавлении к инертному газу (аргону или неону) небольших количеств паров воды (до 10% от общего давления) эффективность захвата много меньше эффективности ионизации при напряженностях поля, при которых возникает разряд. Последнее означает, что условия возникновения импульсного высокочастотного разряда практически не изменяются при добавлении к основному газу небольших количеств электронно-захватывающего газа. Если учесть также, что за время импульса во многих случаях не успевает проявиться влияние метастабильных уровней, станет понятной относительная нечувствительность величин, характеризующих возникновение импульсного разряда, к наличию загрязнений (в отличие от непрерывного разряда).

Результаты вычисления критической напряженности, определяющей возникновение импульсного высокочастотного разряда в аргоне и неоне, проделанного в работах ^{18,19} с помощью функции распределения, приводятся на рис. 26 и 27. На этих же рисунках приводятся данные экспериментального определения $E_{кр}$, содержащиеся в работах ^{18,19,28,49}. Ход экспериментальных кривых удовлетворительно соответствует расчетным данным. Отличия экспериментальных результатов

для неона, содержащихся в 28 и 49 , от данных 19 могут быть объяснены различием механизма образования начальных электронов в этих исследованиях.

Для того чтобы установить условия, при которых становится необ-

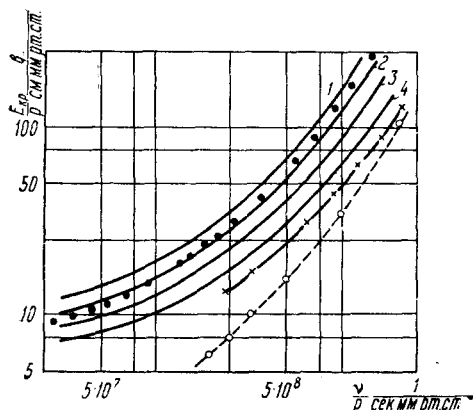


Рис. 27. Критическая напряженность в Не. Расчетные кривые 19 : 1 — $\frac{\nu_{устр}}{F_{\tau\nu}} = 10^{-2}$;

$$2 — \frac{\nu_{устр}}{F_{\tau\nu}} = 5 \cdot 10^{-3}; 3 — \frac{\nu_{устр}}{F_{\tau\nu}} = 2,5 \cdot 10^{-3};$$

$$4 — \frac{\nu_{устр}}{F_{\tau\nu}} = 10^{-3} \left(F = \frac{1}{T} \right). \text{Эксперименталь-}$$

ные данные: \bullet 19 ; \times 28 ; \circ 49 .

чительным ($\frac{E_{кр}}{E_{кр\infty}}$ превышает 1,1)

Возникновение импульсного высокочастотного разряда в воздухе изучалось во многих работах $^{16, 45, 3, 47, 48, 49, 50}$. В ранней работе 45 возникновение разряда в воздухе анализируется по методу полной постоянно-токовой аналогии, т. е. исходя из того, что функция распределения электронов по энергиям полностью следует за изменением высокочастотного поля. Используя параболическую аппроксимацию результатов измерений зависимости α от $\frac{E}{p}$ в постоянном поле и считая, что μ и $\nu_{устр}$ не зависят от напряженности поля, автор этой работы записывает уравнение, определяющее концентрацию электронов, в виде

необходимым учет влияния диффузии на возникновение импульсного разряда, Т. С. Абрамовой совместно с автором были проведены измерения зависимости $E_{кр}$ от высоты разрядного объема (разрядный объем представлял собой отрезок прямоугольного волновода, ширина и длина которого были значительно больше высоты) при различных давлениях аргона. В этих опытах начальная концентрация электронов была одинаковой для разрядных промежутков различной высоты. Результаты измерений для трех значений l укладываются, как видно из рис. 28, на одну кривую $\frac{E_{кр}}{E_{кр\infty}} = \varphi(pl)$. $E_{кр\infty}$ определялась при $l = 10$ мм.

Из кривой рис. 28 следует, что влияние диффузии на возникновение разряда при длительности высокочастотных импульсов около 10^{-6} сек оказывается значительным лишь при $pl < 0,2$ см мм рт. ст.

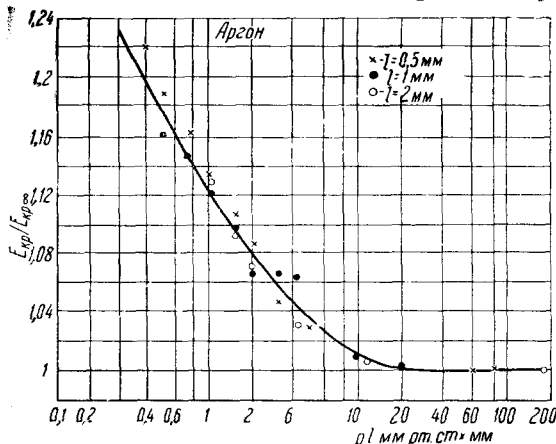


Рис. 28.

$$\frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\alpha}{p} (\mu p) |E_t| - \nu_{устр} = A \left(\frac{E \sin \omega t}{p} \right)^2 \mu p E |\sin \omega t| - \nu_{устр}. \quad (V, 17)$$

Интегрирование (V, 17) приводит к следующему выражению для $E_{кр}$ (возникновение разряда определяется по увеличению концентрации электронов за время импульса):

$$\frac{E_{кр}}{p} = \left(\frac{3\pi}{4A} \right)^{\frac{1}{3}} \left[\frac{1}{p^2} \ln \frac{n_R}{n_0} + \frac{v_{устр}}{p} \right]^{\frac{1}{3}}. \quad (V, 18)$$

Поскольку при выводе (V, 18) использовалась полная постоянно-токовая аналогия, это выражение применимо лишь при больших давлениях (как видно из рис. 12, при $p\lambda_n > 6000$ см.м.рт.ст.). Содержащаяся в⁴⁵ попытка распространить результаты вычислений на области меньших давлений путем уточнения способа вычисления направленной скорости не состоятельна, так как при

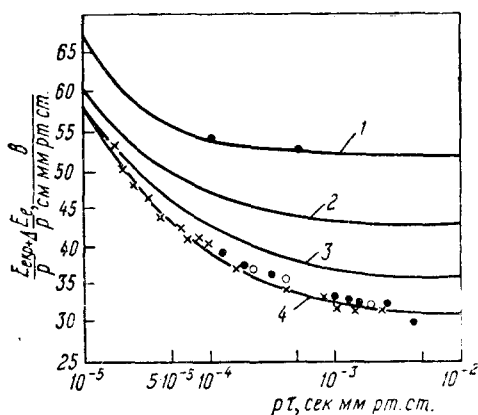


Рис. 29. Критическая напряженность для импульсного разряда в воздухе⁵⁰. Расчетные кривые: 1— $p\lambda_n = 3$ см.м.м.рт.ст.; 2— $p\lambda_n = 5$; 3— $p\lambda_n = 10$; 4— $p\lambda_n = \infty$; экспериментальные точки: \times — $\tau = 0,8$ мксек; \bullet — $\tau = 2,0$ мксек; \circ — $\tau = 4,0$ мксек.

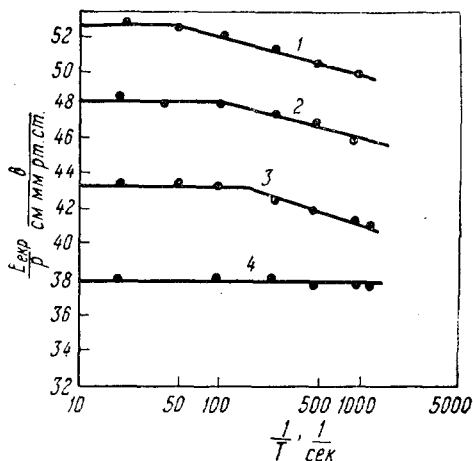


Рис. 30. Зависимость $E_{кр}$ в воздухе от частоты посылок⁵⁰. $\tau = 0,8$ мксек; 1— $p = 25$ мм.рт.ст.; 2— $p = 40$ мм.рт.ст.; 3— $p = 100$ мм.рт.ст.; 4— $p = 300$ мм.рт.ст.

подстановке $\frac{\alpha}{p}$ в (V,17) по-прежнему принимается предположение о полной модуляции энергетического распределения электронов.

В работе⁵⁰, о которой уже упоминалось, возникновение разряда в воздухе рассматривается с учетом изменения глубины модуляции средней энергии электронов при изменении давления. При вычислении критической напряженности, определяющей возникновение импульсного разряда, эффект модуляции учтен в⁵⁰ таким же образом, как и для непрерывного разряда. Вычисление производилось из условия (V, 6) (величины v_R и $v_{устр}$ усреднялись по периоду) по методу постоянно-токовой аналогии, причем учитывалось устранение электронов из разрядного объема, связанное с их захватом и с диффузией. В (V, 6) отношение $\frac{n_R}{n_0}$ было произвольно выбрано равным 10^8 , что обеспечило наилучшее совпадение расчетных и экспериментальных результатов.

Результаты вычислений, сделанных в⁵⁰, и некоторые экспериментальные результаты, относящиеся к возникновению разряда в воздухе, приведены на рис. 29, 30. Отметим, что особенно подробному экспериментальному изучению было подвергнуто возникновение разряда в линиях

передачи сверхвысоких частот при давлениях воздуха, близких к атмосферному^{16,45,3}. Мы не будем здесь останавливаться на изложении этих результатов, носящих в основном прикладной характер.

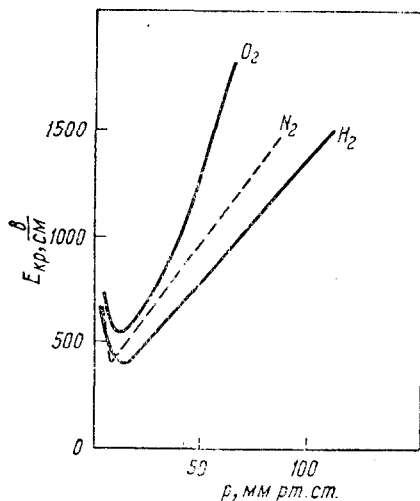


Рис. 31. Критическая напряженность для импульсного разряда⁴⁹
 $\nu = 10\,000\text{ Мгц}$;

$$\tau = 1\text{ мксек}; \quad \frac{1}{T} = 400 \frac{1}{\text{сек}}.$$

Постоянное магнитное поле, судя по качественным выводам, содержащимся в⁴⁵, облегчает при определенных условиях возникновение импульсного разряда. По-видимому, влияние магнитного поля должно быть таким же, как и в случае возникновения непрерывного разряда.

§ 4. Особенности механизма возникновения разряда при больших давлениях

В ряде экспериментальных работ изучался механизм возникновения импульсного высокочастотного разряда при давлениях газа, близких к атмосферному^{16,47,48}.

Фотографирование разрядного объема показало, что возникновение разряда в различных газах (воздухе, азоте, углекислом газе, кислороде, водороде, аргоне, неоне) сопровождается появлением светящихся образований разных размеров, напоминающих по внешнему виду стримеры искрового разряда⁴⁷. Эти наблюдения производились при воздействии на разрядный промежуток одиночных высокочастотных импульсов. Был установлен статистический характер возникновения разряда (вероятность возникновения разряда определялась, по-видимому, вероятностью появления начальных электронов во время импульса). Увеличение амплитуды напряженности поля выше критической величины вызывало быстрый рост вероятности возникновения разряда. Поэтому величина критической напряженности могла быть вполне определенно установлена путем статистической обработки измерений⁴⁸. Результаты такого определения $E_{кр}$ приводятся на рис. 32 для различных газов.

Появление прерывистых светящихся образований и наличие определенной критической напряженности для одиночных импульсов от-

В работе⁴⁹ содержатся данные экспериментального исследования возникновения импульсного высокочастотного разряда в H_2 , N_2 , O_2 . Результаты измерения $E_{кр}$ приведены на рис. 31. Теоретический анализ для этих газов отсутствует.

Экспериментально изучалось также влияние дополнительного электрического поля (постоянного и переменного) на возникновение импульсного разряда. Как и в случае непрерывного разряда, влияние дополнительного электрического поля сводится к увеличению средней энергии электронов и ускорению их устранения за счет тока к электродам. Последний эффект оказался в опытах, описанных в⁴⁹, несколько более значительным, так что $E_{кр}$ возрастало при наличии дополнительного поля. Это увеличение ослаблялось с ростом частоты дополнительного поля, по-видимому, из-за уменьшения эффективности устранения электронов.

личает возникновение высокочастотного разряда при больших давлениях.

По-видимому, упомянутые особенности разряда связаны (так же как и при искровом разряде) с растущей ролью фотоионизации в объеме газа при больших давлениях. В процессе формирования разряда увеличение числа фотонов до некоторого критического значения может вызвать резкое увеличение скорости ионизации, причем развитие разряда после этого происходит практически мгновенно (поскольку носителями разряда становятся фотоны). Условие достижения критической концентрации фотонов или возбужденных атомов может быть, так же как в стримерной теории Мика—Леба⁴, заменено условием достижения определенной концентрации электронов в течение или к концу высокочастотного импульса, т. е. условием (V, 6).

Отмеченная в⁴⁸ аномально слабая зависимость критической напряженности от длительности импульсов для некоторых двухатомных газов H_2 , O_2 (т. е. большая скорость формирования разряда), может быть связана со значительно большим количеством актов возбуждения в атмосфере двухатомных молекул и с большой ролью ступенчатого возбуждения.

Приведенные выше соображения являются, разумеется, недостаточными. Для уточнения механизма формирования высокочастотного разряда при больших давлениях необходимы дополнительные исследования.

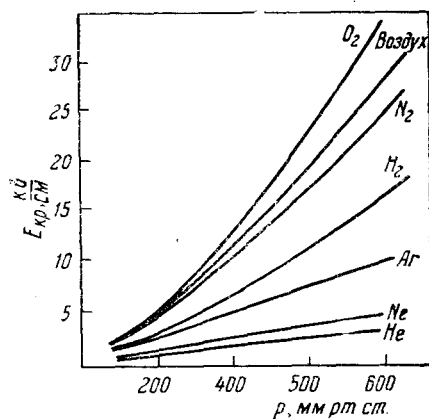


Рис. 32. Критическая напряженность при воздействии одиночных импульсов⁴⁸. $\nu = 2800$ Мгц.

§ 5. Разряд под воздействием высокочастотных импульсов большой мощности

В случае воздействия на разрядный объем мощных высокочастотных импульсов, при наличии начальных электронов, формирование разряда происходит на переднем фронте импульса, т. е. в период непрерывного нарастания подводимой мощности. Наибольший интерес представляет возникновение разряда под воздействием экспоненциально-нарастающей мощности, поскольку передний фронт огибающей высокочастотного импульса наиболее распространенных генераторов — многорезонаторных магнетронов — является в большинстве случаев экспоненциальным¹.

В работе²⁰ рассмотрено возникновение разряда в аргоне при воздействии экспоненциально-нарастающей высокочастотной мощности. Рассмотрение проводилось на основе эквивалентной схемы тройникового включения разрядного объема, аналогичной той, которая приведена на рис. 24 (такая схема приближенно верна для низкодобротных разрядных объемов, для которых измерение напряженности поля без запаздывания следует за изменением мощности генератора). С помощью формул (V, 4) и (V, 7) было составлено уравнение, определяющее изменение концентрации электронов со временем. Величины ν , E_0 и β в (V, 7) определялись по результатам вычисления n_i с помощью функции распределения электронов¹⁷. Численное решение получившегося уравнения позволило определить изменение электронной проводимости и, в соответствии с экви-

валентной схемой, изменение амплитуды напряженности поля в области разряда. Некоторые из полученных кривых приведены на рис. 33.

Из кривых видно, что изменение амплитуды напряженности поля проходит три стадии. Первая стадия определяется экспоненциальным ростом амплитуды поля, точно следующим за увеличением мощности генератора. Когда амплитуда электрической напряженности достигает значительной величины, концентрация электронов быстро растет. В результате шунтирующего действия электронной проводимости рост напряженности поля сначала замедляется, а затем происходит ее резкое уменьшение.

Из рис. 33 видно, что это уменьшение начинается тем раньше, чем больше начальная концентрация электронов. По мере дальнейшего роста концентрации электронов наступает третья стадия, когда скорость увеличения мощности генератора равна скорости увеличения потерь, вызванного ростом шунтирующей электронной проводимости. При этом амплитуда напряженности поля более не изменяется до окончания роста мощности генератора.

С помощью кривых, подобных изображенным на рис. 33, в ²⁰ вычислены характеристики импульса мощности, выделяющейся в нагрузку в период экспоненциального роста мощности генератора (так

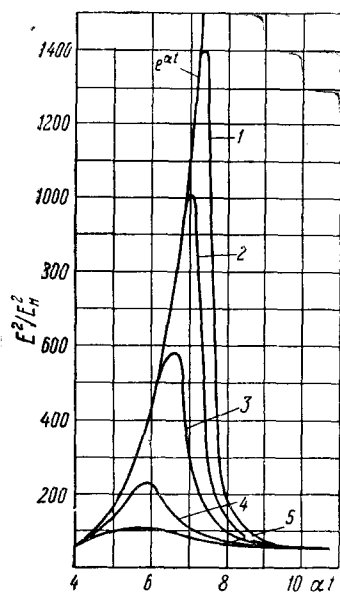


Рис. 33. Напряженность поля в разрядном объеме²⁰, наполненном аргоном, при возникновении разряда под воздействием возрастающей мощности $P_n = P_{He} e^{\alpha t}$.

1 — $L^{1/2} g_0 = 10^{-8}$; 2 — $L^{1/2} g_0 = 10^{-6}$; 3 — $L^{1/2} g_0 = 10^{-4}$; 4 — $L^{1/2} g_0 = 10^{-2}$; 5 — $L^{1/2} g_0 = 10^{-1}$.

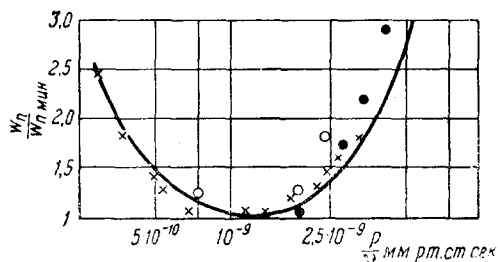


Рис. 34. Зависимость $\frac{W_n}{W_{n \text{ мин}}}$ от давления аргона. — — — расчетная кривая²⁰; ×, ○ — экспериментальные точки ($\nu = 9370, 8530, 3000 \text{ МГц}$)¹.

называемого импульса «пика просачивающейся мощности» разрядного промежутка). Вычислены, в частности, максимальная мощность в пике, просачивающаяся энергия пика (W_n), эффективная длительность пика. Вычисления показали, что основные характеристики пика не зависят от мощности генератора, а энергия пика не зависит также от крутизны фронта генератора. На рис. 34 изображена полученная в ²⁰ зависимость энергии пика от давления аргона. Как видно из рисунка, ход расчетной кривой удовлетворительно соответствует результатам измерения разрядных промежутков реальных радиолокационных разрядников защиты приемника, содержащимся в ¹. Экспериментальные данные¹ подтверждают также сделанный в ²⁰ вывод о малом влиянии на характеристики пика добавляемых к аргону в небольших количествах паров воды.

Выше описывалось формирование разряда, происходящее на переднем фронте мощного высокочастотного импульса. После установления «плоского участка» импульса генератора (имеется в виду прямоугольный импульс), при достаточном уровне мощности устанавливается также стационарный или «квазистационарный» режим импульсного разряда. Следует обратить внимание на возможные отличия условий поддержания импульсного высокочастотного разряда от непрерывного разряда, связанные с малым временем его существования¹. Эти отличия могут определяться, например, такими эффектами, как малое влияние метастабильных уровней на ионизацию, ускорение диффузии, поскольку за время импульса не успевает сформироваться пространственный заряд, препятствующий диффузии, увеличение эффективности захвата электронов, в связи с тем, что за время импульса не успевает в достаточной мере уменьшиться количество электроотрицательных атомов.

Какие-либо данные о результатах физического исследования условий поддержания импульсного высокочастотного разряда в литературе отсутствуют.

Из изложенного в этом обзоре видно, что несмотря на значительное внимание, уделявшееся в последние годы исследованию газового разряда на сверхвысоких частотах, многие формы и режимы разряда не изучены или изучены недостаточно.

К таким малоизученным формам газового разряда на сверхвысоких частотах относятся различные виды установившегося высокочастотного разряда, разряд в молекулярных газах, многие режимы импульсного высокочастотного разряда, высокочастотный разряд при значительных давлениях газа.

Изучение этих форм разряда на сверхвысоких частотах представляет собой актуальную задачу ближайшего будущего.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

А. Монографии и обзорные статьи

1. Антенные переключатели, изд. «Советское Радио», М., 1950 (перевод с англ. L. D. Smullin, C. G. Montgomery, Microwave Duplexers. McGraw-Hill, New-York, 1948).
2. В. Л. Грановский, Электрический ток в газах, I, Гостехиздат, М.-Л., 1952.
3. Линии передачи сантиметровых волн, I, изд. «Советское Радио», М., 1951 (перевод с англ. G. L. Ragan, Microwave Transmission Circuits, Mc Grow-Hill, New-York, 1948).
4. Н. А. Кандов, Электрические явления в газах и вакууме, Гостехиздат, М., 1955.
5. F. R. A g a m s, Electronics 27, № 41, стр. 168 (1954). (Вопросы радиол. техн., № 3 (27), стр. 47 (1955)).
6. S. C. B r o w n, Breakdown in Gases: Alternating and High-Frequency Fields. Handbuch der Physik. 22, 531 (1956).
7. S. C. B r o w n, Proc. IRE 39, 1493 (1951).
8. L. G o l d s t e i n, Advances in Electronics and Electron Physics 7, 399 (1956).
9. J. M. M e e k, J. D. G r a g g s, Electrical Breakdown of Gases, Oxford. Clarendon press, 1953.
10. W. A. P r o w s e, Journ. Brit. IRE 40, 333 (1950).

Б. Оригинальные работы

11. W. P. A l l i s, S. C. B r o w n, E. E v e r h a r t, Phys. Rev. 84, 519 (1951).
12. W. P. A l l i s, S. C. B r o w n, Phys. Rev. 87, 419 (1952).

13. W. R. Allis, D. J. Rose, Phys. Rev. **93**, 84, (1954).
14. S. C. Brown, A. D. MacDonald, Phys. Rev. **76**, 1629 (1949).
15. S. C. Brown, Appl. Scient. Rev. **5**, 97 (1955).
16. R. Cooper, Proc. Instn. Elect. Engrs, pt. III **94**, 315 (1947).
17. B. E. Голант, ЖТФ **27**, 756 (1957).
18. B. E. Голант, ЖТФ **27**, 771 (1957).
19. B. E. Голант, ЖТФ **27**, 1482 (1957).
20. B. E. Голант, ЖТФ **27**, 2071 (1957).
21. L. M. Hartman, Phys. Rev. **73**, 316 (1948).
22. M. A. Herlin, S. C. Brown, Phys. Rev. **74**, 291 (1948).
23. M. A. Herlin, S. C. Brown, Phys. Rev. **74**, 910 (1948).
24. M. A. Herlin, S. C. Brown, Phys. Rev. **74**, 1650 (1948).
25. T. Holstein, Phys. Rev. **70**, 367 (1946).
26. S. Krasik, D. Alpert, A. McCoubrey, Phys. Rev. **76**, 722 (1949).
27. B. Lax, W. P. Allis, S. C. Brown, Journ. Appl. Phys. **21**, 1297 (1950).
28. N. R. Labrum, CSIR Australia, RPR 85, December (1947).
29. A. D. MacDonald, S. C. Brown, Phys. Rev. **75**, 411 (1949).
30. A. D. MacDonald, S. C. Brown, Canad. Journ. Phys. **28**, 168 (1950).
31. A. D. MacDonald, S. C. Brown, Phys. Rev. **76**, 1634 (1949).
32. A. D. MacDonald, Phys. Rev. **88**, 420 (1952).
33. A. D. MacDonald, D. D. Betts, Canad. Journ. Phys. **30**, 565 (1952).
34. A. D. MacDonald, J. H. Matthews, Phys. Rev. **98**, 1070 (1955).
35. A. D. MacDonald, J. H. Matthews, Canad. Journ. Phys. **34**, 395 (1956).
36. H. Margenau, Phys. Rev. **69**, 508 (1946).
37. H. Margenau, Phys. Rev. **73**, 297 (1948).
38. H. Margenau, L. M. Hartman, Phys. Rev. **73**, 309 (1948).
39. H. Margenau, Phys. Rev. **73**, 326 (1948).
40. K. Mitani, Journ. Phys. Soc. Jap. **7**, 634 (1952).
41. K. Mitani, Journ. Phys. Soc. Jap. **7**, 637, (1952).
42. K. Mitani, Journ. Phys. Soc. Jap. **8**, 643 (1953).
43. K. Mitani, Journ. Phys. Soc. Jap. **10**, 391 (1955).
- ✓ 44. H. J. Osram, Journ. Appl. Phys. **27**, 849 (1956).
45. D. Q. Posin, Phys. Rev. **69**, 541 (1946).
46. D. Q. Posin, Phys. Rev. **73**, 496 (1948).
47. W. A. Prowse, W. Jasinski, Proc. Instn. Elect. Eng., pt. IV **98**, 101 (1951).
48. W. A. Prowse, W. Jasinski, Proc. Instn. Elect. Eng., pt. IV **99**, 184 (1952).
49. W. A. Prowse, P. E. Lane, Proc. Phys. B **69**, 33 (1956).
50. L. W. Roberts, Le Vide **12**, 345 (1956); L. Gould, L. W. Roberts, Journ. Appl. Phys. **27**, 1162 (1956).
51. P. Rosen, Phys. Rev. **103**, 390 (1956).
52. F. H. Reeder, S. C. Brown, Phys. Rev. **95**, 885 (1954).
53. D. J. Rose, S. C. Brown, Phys. Rev. **98**, 310 (1955).
54. L. I. Varnerin, S. C. Brown, Phys. Rev. **79**, 946 (1950).