

УДК 537.525.6

ВТОРИЧНО-ЭМИССИОННОЕ НАРАСТАНИЕ ПРИ МАГНИТОИЗОЛИРОВАННОМ РАЗРЯДЕ В ПЕРЕМЕННОМ ПОЛЕ

C. A. Черенщиков

Рассмотрена возможность вторично-эмиссионного нарастания при монотонно меняющемся поле в устройствах с вакуумным магнитоизолированным разрядным промежутком. Определена дополнительная энергия возвращающихся электронов и максимально достижимая величина нарастания. Найдены оптимальные условия для получения наибольшего нарастания в простых симметричных устройствах. Оценена величина и длительность тока во внешней цепи, вызванного появлением лавинообразного нарастания вторичной эмиссии.

Известные явления запуска магнетрона с холодным катодом [1, 2], электронной загрузки резонатора циклотрона [3], возникновения разряда в коаксиальном резонаторе, помещенном в магнитное поле [4], связаны с вторично-эмиссионным нарастанием в монотонно уменьшающемся поле. Для таких устройств важен вопрос возбуждения разряда или же, наоборот, вопрос предотвращения разряда, вызванного вторично-эмиссионным нарастанием. Кроме того, такой механизм вторично-эмиссионного нарастания может быть использован для создания быстродействующих импульсных устройств [5].

Теоретически процесс исследован лишь для частного случая плоского магнетрона [6]. Представляет интерес выявить общие условия возникновения этого явления и его характеристики с тем, чтобы получить возможность управлять возникновением разряда.

1. Энергия возвращающихся электронов для общего случая произвольной конфигурации электродов и магнитного поля. В случае магнитной изоляции электроны, эмиттированные одним из электродов, не могут пересечь междуэлектродный промежуток и через некоторое время возвращаются к испустившему их электроду. Если они при этом получают от переменного поля энергию, необходимую для вторичной эмиссии с коэффициентом больше единицы, возможно лавинообразное нарастание вторичной эмиссии.

Энергию возвращающихся электронов будем вычислять для системы из n электродов, помещенных в постоянное магнитное поле, препятствующее непосредственному переносу электронов. Расчет этой энергии будем проводить в предположении, что напряжения на электродах $u_i(t)$ относительно первого, рассматриваемого электрода, потенциал которого принимается за нулевой, медленно меняются за время движения электрона τ_0 :

$$|(du_i(t)/dt) \tau_0| \ll u_i. \quad (1)$$

Условие (1) является достаточным, чтобы потенциал в пространстве между электродами можно было представить в виде линейной функции напряжений на них:

$$\varphi = \sum_{i=2}^n c_i(x, y, z) u_i(t), \quad (2)$$

где $c_i(x, y, z)$ — коэффициенты, зависящие только от координат, $0 \leq c_i(x, y, z) \leq 1$.

Пренебрегая высшими производными в разложении по степеням t в окрестности $t = 0$ с учетом условия (1), получим выражение для напряженности поля E :

$$E = \operatorname{grad} \sum_{i=2}^n c_i(x, y, z) (u_{0i} + \dot{u}_{1i} t). \quad (3)$$

Энергию возвращающихся электронов w , пренебрегая их начальной энергией, найдем как работу поля над движущимся электроном. С учетом условия (1) можно воспользоваться методом возмущений, используя в качестве первого приближения движение в постоянном поле:

$$w = \oint^* e E ds = e \oint \operatorname{grad} \sum_{i=2}^n c_i(x, y, z) (u_{0i} + \dot{u}_{1i} t) ds. \quad (4)$$

Переходя от интегрирования по координатам к интегрированию по времени, получим

$$w = -e \sum_{i=2}^n \dot{u}_i \oint c_i(x, y, z) dt. \quad (5)$$

Или, вводя систему величин η_i , таких, что

$$\eta_i \equiv \oint c_i(x, y, z) dt / \tau_0, \quad (5a)$$

представим (5) в форме

$$w = -e \tau_0 \sum_{i=2}^n \eta_i \dot{u}_i. \quad (5b)$$

Параметры η_i безразмерны, они характеризуют эффективность преобразования изменения напряжений на электродах в энергию возвращающихся электронов. Формально параметры η_i в случае периодического движения не зависят от числа рассматриваемых периодов. Если же движение незначительно отличается от периодического, то в первом приближении величины η_i можно считать постоянными, а дополнительную энергию ω пропорциональной времени движения τ_0 .

В случае высокой степени симметрии полей (например в случае плоского магнетрона [6]), время τ_0 мало и не зависит от скорости уменьшения напряжения, так как электроны возвращаются на эмиттирующий электрод после первого же квазипериода движения. Практически же для любой системы электротов имеются области, где поле существенно несимметрично для того, чтобы движение значительно отличалось от периодического. В этом случае время τ_0 различно для электронов с разными начальными условиями движения и сильно зависит от скорости спада и характера неоднородностей поля. Вместе с

* Знаком \oint будем обозначать интегрирование вдоль траектории от момента эмиссии до момента возвращения электрона. В случае совпадения начала и конца траектории употребление знака совпадает с общепринятым.

тем, как будет показано ниже, предельные характеристики вторично-эмиссионного нарастания не зависят явно от времени накопления энергии τ_0 .

2. Максимально возможное увеличение пространственного заряда. Задачу будем решать в предположении, что напряжения на электродах ограничены величиной u_{\max} .

Коэффициент увеличения начального заряда p за m циклов вторично-эмиссионного нарастания будет равен

$$p = \prod_{j=1}^m \sigma(w_j). \quad (6)$$

Обозначим через Z величину

$$Z \equiv \frac{1}{e} \sum_{j=1}^m w_j. \quad (7)$$

После логарифмирования (6) и приближенной замены суммирования по j интегрированием формально получим

$$\ln p = \int_0^Z (\ln \sigma(w)/w) dw. \quad (6a)$$

Аналогично для Z с учетом (5б) будем иметь

$$Z = -\frac{1}{e} \int_0^T \frac{w(t)}{\tau_0} dt = -\sum_{l=2}^n \int_{u_{lh}}^{u_{lk}} \eta_l(u_l) du_l, \quad (7a)$$

где u_{lh} и u_{lk} — соответственно напряжения начала и конца процесса вторично-эмиссионного нарастания, T — время развития лавины.

Так как всегда $\sum_{l=2}^n \eta_l < 1$, из (7а) следует, что

$$Z < u_{\max}. \quad (8)$$

Обозначив через γ подынтегральное выражение в (6а), заметим, что оно ограничено, так как коэффициент вторичной эмиссии в зависимости от энергии всегда имеет максимум. Таким образом, мы получаем верхнюю границу для максимального коэффициента увеличения заряда p_{\max} :

$$p_{\max} = \exp(\gamma_{\max} u_{\max}), \quad (9)$$

где γ_{\max} — максимальная величина $\gamma(w)$.

3. Энергия возвращающихся электронов и условия реализации максимального вторично-эмиссионного нарастания в симметричных системах электродов. Такие системы наиболее часто встречаются практически. Кроме того, результаты расчетов, в частности величину γ_i , можно использовать при вычислении дополнительной энергии для систем, мало отличающихся от симметричных. При наличии двух уровней потенциала 0 и $u(t)$ систему можно рассчитывать как двухэлектродную. Применение общего соотношения (5) к случаю плоского магнетрона дает известный [6] результат:

$$w = -e\dot{\eta}\tau/2V = -e\eta\dot{\tau}, \quad (10)$$

где $V = eB^2d^2/2m$ — напряжение отсечки в магнетроне, $\tau = 2\pi/\Omega = 2\pi m/eB$ — период циклотронных колебаний в магнитном поле с индукцией B . Здесь $\eta = u/2V$ и лежит в пределах $0 < \eta < 1/2$.

Для цилиндрического магнетрона проанализируем задачу в пределе $r_0 \rightarrow 0$, где r_0 — радиус катода, с тем, чтобы выявить качественные отличия цилиндрического магнетрона от плоского. В общем случае катода произвольного радиуса задача требует громоздких численных расчетов.

Воспользовавшись уравнением для радиальной составляющей движения в пределе $r_0 \rightarrow 0$, предложенным Брауде [7], получим

$$r = (B_c r_a / B) \sin(\Omega t / 2), \quad (11)$$

где r_a — радиус анода, B_c — индукция критического магнитного поля при заданном напряжении u . Учитывая соотношение для критического напряжения V в цилиндрическом магнетроне с тонким катодом,

$$V = er_a^2 B^2 / 8m, \quad (12)$$

и распределение потенциала в нем,

$$\varphi(r) = u \frac{\ln(r/r_0)}{\ln(r_a/r_0)}, \quad (13)$$

из (5а) получим

$$\eta = \left(\int_0^{2\pi/\Omega} \ln((r_a/r_0) \sqrt{u/V} \sin(\Omega t/2) dt) ((2\pi/\Omega) \ln(r_a/r_0)) \right)^{-1}. \quad (14)$$

После интегрирования [8] получаем

$$\eta = 1 - (\ln \sqrt{V/u} + \pi \ln 2) (\ln(r_a/r_0))^{-1}. \quad (15)$$

Соотношение (15) показывает, что в цилиндрическом магнетроне с тонким катодом условия развития лавины более благоприятны, чем в плоском магнетроне, так как в пределе $r_0 \rightarrow 0$ $\eta \rightarrow 1$.

Периодическое решение для характеристик движения имеет место при одномерном движении. Этот случай практически реализуется в сильном магнитном поле, когда движением поперек магнитного поля можно пренебречь [3]. Учитывая дифференциальное уравнение движения (полная энергия равна нулю)

$$dx/dt = \sqrt{2euc(x)/m},$$

получаем из (5) общее выражение для энергии в одномерном случае:

$$w = -\dot{u} \sqrt{me/2u} \oint Vc(x) dx. \quad (16)$$

Учитывая соотношение для времени движения

$$\tau_0 = \sqrt{m/2ue} \oint dx / \sqrt{Vc(x)} \quad (17)$$

и определение (5б) для η , получим

$$\eta = \oint Vc(x) dx / \oint \frac{dx}{\sqrt{Vc(x)}}. \quad (18)$$

Следует отметить, что η не зависит от u в отличие от выражений для η в магнетроне. В случае распределения потенциала в виде пря-

угольной потенциальной ямы величина η из (18) достигает своего наибольшего значения, равного единице.

Для осуществления опимальных условий нарастания, как следует из (6а), необходимо, чтобы дополнительная энергия была постоянной и соответствовала максимуму эффективности вторичной эмиссии γ_{\max} . Это значение энергии w_{opt} , подставленное в соотношение (5б), приводит к дифференциальному уравнению оптимальной формы спада анодного напряжения:

$$-e\eta u\tau_0 = w_{\text{opt}}. \quad (19)$$

В случае плоского магнетрона из (10) получаем известное [6] решение

$$u = \sqrt{V^2 - 4u w_{\text{opt}}(t - t_0)/e\tau} \quad (20)$$

и соответствующую величину нарастания:

$$p = \exp(\gamma_{\max}(u_n^2 - u_k^2)/4V). \quad (21)$$

Для цилиндрического магнетрона в использованном приближении тонкого катода из (15) получим неявно заданную функцию u :

$$t - t_0 = \frac{e\pi\tau}{w_{\text{opt}}} \left(1 - \frac{2\pi \ln 2 + \ln(u/V) - 1}{\ln(r_a/r_0)} \right). \quad (22)$$

При этом вторично-эмиссионное нарастание p может достигать величины

$$p = \exp \gamma_{\max} \left(u_n \left(1 - \frac{2\pi \ln 2 + \ln(u_n/V) - 1}{\ln(r_a/r_0)} \right) - u_k \left(1 - \frac{2\pi \ln 2 + \ln(u_k/V) - 1}{\ln(r_a/r_0)} \right) \right). \quad (23)$$

В случае одномерного движения

$$u = w_{\text{opt}}(t - t_0)^2 / 2e\eta^2\chi^2; \quad (24)$$

$$\chi \equiv \oint dx / \sqrt{c(x)}. \quad (24a)$$

Величина χ является постоянной, характеризующей данную систему электродов. Для p получаем соотношение

$$p = \exp \gamma_{\max} \frac{\oint V \sqrt{c(x)} dx}{\oint d(x) / \sqrt{c(x)}} (u_n - u_k). \quad (25)$$

4. Ток во внешней цепи. Ток со вторично-эмиттирующего электрода I в первом приближении экспоненциально зависит от времени, т. е., полагая $w_j = \text{const}$, из (6) для больших t можно записать

$$I = I_0 \exp(t \ln \sigma(w) / \tau_0), \quad (26)$$

где I_0 — начальный затравочный ток.

Относительное увеличение пространственного заряда в лавине p может быть весьма значительным, поэтому на начальных стадиях ее развития ток и поле пространственного заряда будут пренебрежимо малы по сравнению с током смещения и полем электродов. Вместе с тем ток лавины является током смещения, и поэтому полный заряд,

протекший во внешней цепи q_e , будет ограничен величиной поверхности заряда q_s на электродах:

$$q_e \equiv \int_0^T I(t) dt \leq q_s = Cu_k, \quad (27)$$

здесь C — емкость междуэлектродного промежутка.

После достижения равенства в соотношении (27) у катода создается тормозящее поле пространственного заряда и дальнейший рост тока прекращается. В этом случае можно записать

$$I_0 \tau_0 / \ln \sigma(w) (\exp(T \ln \sigma(w) / \tau_0) - 1) = Cu_k \quad (28)$$

и из полученного соотношения, пренебрегая единицей по сравнению с экспоненциальным членом, можно получить амплитуду тока I_{\max} во внешней цепи,

$$I_{\max} = \ln \sigma(w) Cu_k / \tau_0, \quad (29)$$

а также длительность импульса тока Δt_e лавины, когда ток имеет заметную величину (на уровне в e раз меньшем амплитудного),

$$\Delta t_e = \tau_0 / \ln \sigma(w). \quad (30)$$

Кроме тока лавины во внешней цепи протекает и ток смещения через междуэлектродную емкость C :

$$I_d = Cu. \quad (31)$$

Отношение амплитуды тока лавины I_{\max} к току смещения I_d

$$I_{\max} / I_d = \ln \sigma(w) u_k / \tau_0 \dot{u} \quad (32)$$

будет велико в том случае, когда конечное напряжение велико по сравнению с w/e (при $\eta \approx 1$ $w/e \approx \tau_0 \dot{u}$), т. е. при

$$u_k \gg w/e. \quad (33)$$

Обычно вторичная эмиссия достигает единицы при w/e порядка сотни вольт. Следовательно, при использовании этого явления для формирования коротких импульсов [5] необходимо напряжение в несколько киловольт.

Следует заметить, что учет влияния пространственного заряда на конечную стадию развития лавины при не слишком высоких скоростях спада приводит к росту энергии возвращающихся электронов и соответствующему росту вторичной эмиссии. Так что приведенные здесь оценки могут оказаться заниженными по величине тока и завышенными по длительности импульсов.

В заключение хочу выразить искреннюю признательность Ю. К. Голикову за внимание и поддержку.

ЛИТЕРАТУРА

- White R. A.— IEEE Tr. ED, 1963, № 1, p. 59; № 3, p. 96.
- Ломакин В. М, Панченко Л. В.— Электронная техника Сер. Электроника СВЧ, 1970, № 2, с. 33.
- Загер Б. А., Идреаш Г., Тишин В. Г., Шелаев И. А.— Приборы и техника эксперимента, 1963, № 2, с. 20.
- Иванов Г. А., Гаврилова З. Г.— ЖТФ, 1972, 42, № 1, с. 71.
- Черенщиков С. А. Авторское свидетельство № 731561.— Бюлл. изобрет., 1980, № 16, с. 276.
- Черенщиков С. А.— Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ, 1973, № 6, с. 20.

7. Брауде С. Я — ЖТФ, 1945, 15, № 3, с. 107.
8. Градштейн И. С., Рыжик И. М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. — М.: Физматгиз, 1963.

Физико-технический институт
низких температур АН УССР

Поступила в редакцию
12 сентября 1983 г.

SECONDARY-EMISSION MULTIPLICATION WITH MAGNETICALLY INSULATED DISCHARGE IN A VARIABLE FIELD

S. A. Cherenshchikov

For vacuum magnetically insulated discharge gap devices, a calculation of secondary-emission multiplication with a monotonically variable field is presented. The extra energy of returning electrons and the maximum attainable value of multiplication are determined. Optimum conditions are found for generation of the highest multiplication in simple symmetrical devices. The value and duration of the external circuit current pulse produced by avalanche-type secondary-emission multiplication are estimated.

ИНСТРУКЦИЯ ПО СОСТАВЛЕНИЮ РЕФЕРАТОВ

1. В реферате кратко излагается основное содержание статьи. Реферат должен дать читателю представление о характере освещаемой работы, оригинальности постановки вопроса, методике проведения исследования и его основных результатах.

2. Реферату должно предшествовать библиографическое описание в следующем виде: название статьи, фамилия и инициалы автора, название журнала, где помещается статья. Текст реферата начинается непосредственно с изложения существа работы без повторения заголовка. Форма изложения материала не обязательно должна повторять форму изложения оригинальной статьи.

3. Если оригинал содержит большое количество цифровых данных, их следует обобщить и систематизировать.

4. Средний объем реферата 1,5—2 страницы машинописного текста, отпечатанного через два интервала на белой писчей бумаге обычного формата (30×21) в двух экземплярах с полем 4 см с левой стороны.

5. Таблицы, схемы, графики и пр. могут быть включены в том случае, если они отражают основное содержание работы или сокращают текст реферата. Сообщение о наличии в реферируемой работе таблиц, схем, графиков, фотографий, карт, рисунков необходимо давать в конце реферата. Например, табл. 2, илл. 10.

6. Формулы приводятся только в том случае, если они необходимы для понимания статьи. Громоздкие математические выражения помещать не следует. Формулы следует вписывать четко, не изменяя принятых в оригинале обозначений величин. Формулы и буквенные обозначения вписываются черными чернилами во второй экземпляр. Вписывание формул и буквенных обозначений, а также исправление замеченных опечаток в первом экземпляре не делается.

7. В конце реферата в квадратных скобках указывается название учреждения или предприятия, в котором автор реферируемой работы (если эти данные приводятся в статье) провел работу. Подпись автора и дату написания реферата следует ставить в левом нижнем углу на обоих экземплярах реферата.
