

- [1] *Соболь Э.Н., Баграташвили В.И., Жеретин А.Н. и др.* // Обзоры по высокотемпературной сверхпроводимости. 1990. Вып. 3. С. 94–131.
- [2] *Girault C., Damiani D., Champreux C. et al.* // Appl. Surf. Sci. 1990. Vol. 46. P. 78–83.
- [3] *Герасимова Н.Б., Комолов С.А., Лазнева Э.Ф., Федоров И.Н.* // СФХТ. 1992. Т. 5. № 7. С. 1253–1256.
- [4] *Бонч-Осмоловский М.М., Варлашкин А.В., Виноградов Е.А. и др.* // СФХТ. 1989. Т. 2. № 9. С. 49–55.
- [5] *Кудинов В.И.* // Письма в ЖЭТФ. 1990. Т. 52. Вып. 6. С. 416–419.
- [6] *Туриев А.М., Лазнева Э.Ф.* // ПТЭ. 1984. № 4. С. 125–127.
- [7] *Лазнева Э.Ф.* Лазерная десорбция. Л., 1990.
- [8] *Кириченко Ю.А., Пусаков К.В., Тюрин Е.Г.* // Обзоры по высокотемпературной сверхпроводимости. 1990. Вып. 2. С. 3–25.
- [9] *Русские Т.Т., Салихов Т.П., Минаджиев Д.Я. и др.* // СФХТ. 1989. Т. 2. № 9. С. 132–137.
- [10] *Krebs H.U., Wördenweber K.* // J. Appl. Phys. 1988. Vol. 63. P. 1642–1645.
- [11] *Krisikan K., Natarajan D.V., Purniah B.* // Pramana — J. Phys. 1988. Vol. 31. P. L327–L335.
- [12] *Lang D.V., Kimerling L.C.* // Phys. Rev. Lett. 1974. Vol. 33. P. 489–492.

С.-Петербургский государственный университет

Поступило в Редакцию
22 июня 1992 г.

04

Журнал технической физики, т. 63, в. 8, 1993

© 1993 г.

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ СИЛЬНОТОЧНОГО ОБЪЕМНОГО РАЗРЯДА В СКРЕЩЕННЫХ E - И H -ПОЛЯХ

Б.А.Нечаев, А.В.Пешков

1. При разряде в скрещенных E - и H -полях подвижность заряженных частиц носит тензорный характер, поэтому при наличии сильных магнитных полей, когда по крайней мере циклотронная частота электронов ω_c больше частоты парных столкновений ($\omega_c > \nu_{ei}$), анизотропия газокINETических процессов существенно влияет как на напряженность поля в “положительном столбе”, так и на структуру разряда (распределение тока в разряде).

Можно предположить, что особенно отчетливо это будет проявляться, когда размеры электродов в направлении поперек магнитного поля конечны (в отличие от коаксиальных [1]) и частота потерь заряженных частиц из области разряда определяется в основном скоростью дрейфа V_d частиц в E - и H -полях ($V_d \sim E/H$) и шириной электродов.

В данной работе на основе экспериментальных данных и качественных расчетов рассмотрены некоторые вопросы, связанные с условием горения и структурой разряда в скрещенных E - и H -полях с использованием плоских электродов.

2. Импульсный разряд ($I_{\max} \simeq 6$ кА, длительность на полувысоте $\sim 2.5 \cdot 10^{-3}$ с) исследовался в керамической камере с внутренним диаметром $\varnothing 18$ см и длиной ~ 140 см. Магнитное поле имело пробочную конфигурацию (пробочное отношение 2) и его напряженность изменялась вплоть до $2 \cdot 10^4$ Гс. Электроды имели длину (вдоль магнитного поля) ~ 30 см, ширину 2 см и межэлектродный зазор составлял ≥ 2 см.

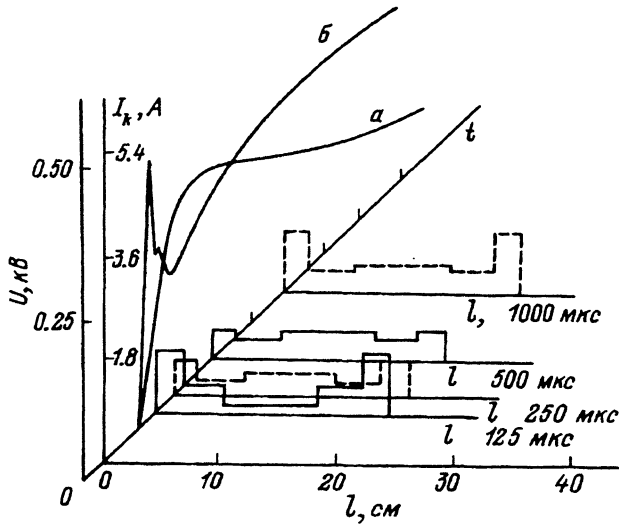


Рис. 1. Распределение плотности тока вдоль катода ($\parallel H_0$) в разные моменты времени. *a* — интегральный ток разряда, *b* — напряжение горения разряда.

С целью определения времени установившегося режима горения объемного разряда использовался секционированный электрод. Электрод (катод или анод) имел 6 секций, ток с каждой из которых регистрировался отдельным поясом Роговского. На рис. 1 показано распределение плотности тока вдоль электрода (катода) в различные моменты времени. Из распределения плотности тока видно, что наибольшая однородность разряда достигается через 500 мкс. Это считалось началом установившегося режима горения. Повышение плотности тока на концах электродов связано с замыканием части тока разряда на торцевых фланцах разрядной камеры.

3. Для поддержания установившегося режима горения разряда в общем случае необходимо, чтобы $\nu_i = \nu_F$, где ν_i, ν_F — частоты ионизации и потерь соответственно [2].

Если $\nu_i = \alpha V_x$, где α — таунсендовский коэффициент размножения электронов, V_x — скорость дрейфа электронов в направлении приложенного поля E_x , то частоту потерь заряженных частиц можно записать как $\nu_F = V_y/L$, где $V_y = V_d$, V_d — дрейфовая скорость плазмы поперек магнитного поля, L — характерный размер.

Таким образом, таунсендовский коэффициент для рассматриваемых условий будет $\alpha = (1/L) \cdot (V_y/V_x)$, V_x и V_y можно определить из обобщенного закона Ома

$$V_x = -\mu_e \frac{E_x}{1 + \beta^2}, \quad V_y = \mu_e \frac{E_x \beta}{1 + \beta^2},$$

где $\beta = \omega_c/\nu_{ei}$, $\omega_c = eH/mc$ — циклотронная частота электронов; ν_{ei} — частота парных столкновений; $\mu_e = e/m\nu_{ei}$ — подвижность электронов; e, m — заряд и масса электронов соответственно.

Если $\beta = \text{const}$, то α будет определяться размером L . В случае коаксиальных электродов L будет определяться размерами установки, например, вдоль магнитного поля, так как потеря электронов из разряда наиболее вероятна в этом направлении. В случае плоских электродов

L будет определяться шириной электродов вдоль направления скорости дрейфа плазмы.

Если скорость дрейфа ионов плазмы ограничивается критической скоростью $V_d \simeq (2I/m_i)^{1/2} = V_c$, где I — потенциал ионизации, m — масса ионов плазмы, то

$$\alpha \simeq \frac{V_y}{LV_x} = \frac{1}{eL} \frac{(2I/m_i)^{1/2} H \beta}{CE_x} \simeq \frac{E_x}{\varepsilon},$$

в этом случае

$$E_x = \left(\frac{\varepsilon (2I/m_i)^{1/2} H \beta}{eL C} \right)^{1/2}, \quad (1)$$

где ε — константа Столетова [2], C — скорость света.

Напряженность поля, полученная с помощью выражения (1), проверялась экспериментально для различных газов. Измеренные значения напряженности поля в разряде в Ar , H_2 и N_2 дали хорошие совпадения с рассчитанными по формуле (1).

4. Рассмотрим еще одно важное свойство разряда в скрещенных E - и H -полях применительно к электродам конечной ширины (размер поперек магнитного поля). В общем случае результирующую скорость дрейфа частиц поперек магнитного поля можно найти путем сложения векторов эффективных сил, действующих на заряженную частицу

$$V_{\perp} = -\frac{C}{eH^2} \mathbf{H} \times (\mathbf{f} + \mathbf{f}^m + \mathbf{f}^i),$$

где $\mathbf{f} = f^0 + eE$ частично обусловлена электрическим полем E и частично силами иной природы (например, гравитационной); $\mathbf{f}^m = -M \text{grad } H$ — фиктивная сила, определяющая так называемый градиентный дрейф; $\mathbf{f}^i = -m(dV/dt)$ — инерционная составляющая.

Считаем, что в нашем случае $f^0, f^i \rightarrow 0$ учитывая только силы $\mathbf{f} = eE$ и $\mathbf{f}^m = -M \text{grad } H$, где

$$M = \frac{m_e V_{\perp}^2}{2H}$$

— магнитный момент электрона при движении поперек магнитного поля H со скоростью V_{\perp} . Как показано на рис. 2, суперпозиция магнитных полей внешнего H_0 и тока разряда H ; приводит к появлению такой структуры суммарного магнитного поля, которая характеризуется наличием градиентов поля (H) разного направления.

С учетом этих градиентов можно выделить три области [3]. Область I перед токовым каналом, где градиентный дрейф зараженных частиц совпадает с дрейфом под действием электрического поля. Область II — основного токового канала, где градиентный дрейф противоположен дрейфу под действием E_x . Область III находится за основным токовым каналом, где градиентный дрейф совпадает с дрейфом под действием электрического поля с напряженностью E_x , но он несколько меньше, чем в области I из-за размывания токового канала под действием дрейфа плазмы в направлении y .

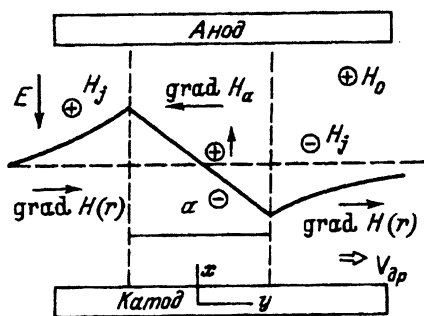


Рис. 2. Суперпозиция внешнего магнитного поля (H_0) и магнитного поля тока разряда.

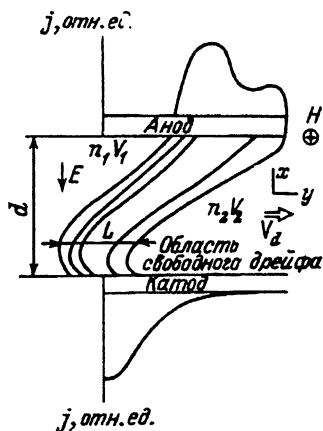


Рис. 3. Структура разряда и распределение плотности тока поперек катода и анода ($\perp H_0$).

Градиент магнитного поля внутри канала с током можно выразить через плотность тока $\text{grad } H(a) = 2\pi j/c$, а сила, вызванная этим градиентом, будет равна

$$F = \frac{\pi}{c^2} e \frac{V_{\perp}^2 j}{10} = e F_{\text{grad}}, \quad E_{\text{grad}} = \frac{\pi}{c^2} \frac{V_{\perp}^2 j}{\omega}.$$

Таким образом, внутри токового канала (область II)

$$V_x^{(\text{II})} = -M \frac{I}{I + \beta^2} (E_x - E_{\text{grad}}),$$

в области I

$$V_x^{(\text{I})} = -M \frac{I}{I + \beta^2} (E_x + E_{\text{grad}}).$$

Поскольку $V_x^{(\text{I})} > V_x^{(\text{II})}$, $j_x \sim enV_x$, то наибольшая плотность тока будет перемещаться из области II в область I, т.е. канал с током и связанное с ним катодное пятно будут перемещаться в направлении, противоположном дрейфу плазмы в скрещенных E - и H -полях. Если $j = 10^4 - 10^5 \text{ А/см}^2$, $a \approx 10^{-2} \text{ см}$, $H_0 = 10^4 \text{ Гс}$, $V_{\perp} \approx 3 \cdot 10^6 \text{ см/с}$, то $E_{\text{grad}} \approx 15 - 150 \text{ В/см}$.

Оценим условие применимости дрейфового приближения [4] $a/\rho_e \gg 1$, где a — некоторый характерный размер, ρ_e — ларморовский радиус электрона. Пусть a — диаметр токового канала, тогда $a/\rho_e = \omega_0 a/V_{\perp}$ при тех же параметрах, что и в предыдущей оценке, > 10 . Поскольку при давлениях $\sim 1 \text{ мм рт.ст.}$ и средних плотностях тока $\sim 5 \text{ А/см}^2$ из-за развития неустойчивости [5] происходит переход от катодного слоя с равномерной эмиссией к эмиссии электронов с отдельных катодных пятен, то в прикатодной области плотность тока не может быть локально однородной и состоит из отдельных токовых каналов с плотностью тока до 10^6 А/см^2 . В данном случае, когда средняя плотность тока по катоду составляла $> 10 \text{ А/см}^2$, смещение наибольшей плотности тока по катоду в направлении, противоположном дрейфу плазмы, в скрещенных E - и H -полях

проявлялось в виде “дорожек” (поперек катода), образованных катодным пятном, к которому “привязаны” токовые каналы. В прианодной области влияние градиентного дрейфа незначительно. Вследствие вышеописанных процессов структура разряда приобретает вид, представленный на рис. 3. При этом область протекания тока выполняет роль источника разогретой плазмы.

Разность потенциалов между электродами определяется падением напряжения в области протекания тока, т.е. $U = d' E_{ст}$, где $E_{ст}$ — напряженность поля в положительном столбе, d' — длина токового канала. В то же время напряженность поля в области “свободного” дрейфа есть $E_d = U/d$, где d — межэлектродный зазор, таким образом,

$$E_d = E_{ст} \frac{d'}{d}.$$

В рассматриваемом случае величина $d'/d = 1-4$ изменяется в зависимости от протекающего тока и растёт с увеличением тока.

При такой структуре разряда можно было бы ожидать превышения скорости дрейфа плазмы над критической $V_c \simeq (2I/M)^{1/2}$, поскольку степень ионизации (но не концентрации плазмы) в области свободного дрейфа повышена вследствие преимущественного выноса в направлении дрейфа именно заряженных частиц, что снижает вероятность процессов перезарядки, которыми и определяется критическая скорость [1]. Действительно, если для аргона $V_c \simeq 6-8 \cdot 10^5$ см/с, то в нашем случае были получены скорости дрейфа до $\sim 5 \cdot 10^6$ см/с. Типичное значение концентрации плазмы при этом $\sim 10^{15}$ см⁻³.

5. В заключение отметим, что полученные результаты по структурным и электрическим свойствам позволили определить локальный энерговклад в области горения разряда, что было важно для оптимизации аргонового электроразрядного лазера, созданного на основе разряда такого типа. При этом мощность лазерного излучения в сине-зеленой области спектра составляла ~ 150 Вт.

Список литературы

- [1] *Lehnert B.* // Nucl. Fusion. 1971. Vol. 11. P. 485-531.
- [2] *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. М.: Наука, 1987.
- [3] *Альфвен Г.Х., Фельтхаммар К.Х.* Космическая электродинамика. М.: Мир, 1967.
- [4] *Франк-Каменецкий С.И.* Лекции по физике плазмы. М.: Атомиздат, 1974.
- [5] *Баранов В.Ю., Напартович А.П., Старостин А.И.* Физика плазмы. Т. 5. Итоги науки и техники ВИНТИ. М., 1984.

Научно-исследовательский институт
ядерной физики при Томском
политехническом институте им.С.М.Кирова

Поступило в Редакцию
4 августа 1992 г.