

01; 04

© 1990 г.

ВЛИЯНИЕ ПОПЕРЕЧНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА КАТОДНЫЙ СЛОЙ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА

Б. Я. Мойжес, В. А. Немминский

Рассматривается катодный слой тлеющего разряда в магнитном поле, параллельном поверхности катода. Показывается, что включение магнитного поля увеличивает катодное падение при малых плотностях тока и уменьшает его при больших. В результате ВАХ, построенная в координатах $V_k - \ln j$, смещается на величину $(3/2) \ln(1 + \omega^2 \tau^2)$ в сторону больших токов (ω и τ — циклотронная частота электрона и время его релаксации). Это означает соответствующее увеличение нормальной плотности тока. Подробно обсуждается причина такого эффекта.

Введение

Изучению тлеющего разряда в скрещенных E и B полях, например в коаксиальной геометрии, посвящено довольно большое количество работ. Однако исследователей в основном интересовало поведение столба. Свойствам приэлектродных, в частности прикатодных, слоев посвящено лишь немного работ [1-3]. Теоретическое описание прикатодного слоя в тангенциальном магнитном поле, насколько нам известно, в литературе вообще отсутствует. Заполнению в какой-то мере этого пробела посвящена настоящая работа. В ней выводятся критерии подобия, связывающие характеристики катодного слоя в отсутствие и при наличии магнитного поля. В частности, показывается, что включение магнитного поля позволяет увеличить нормальную плотность тока — эффект, как нам кажется, интересный для приложений.

В наших дальнейших рассуждениях существенным является понятие времени задержки ионизации, использованное нами в работе [4]. Поэтому, прежде чем перейти к обсуждению поведения разряда в магнитном поле, напомним вкратце об этой величине и роли ее влияния на свойства разряда в отсутствие магнитного поля.

Время задержки ионизации.

Качественная модель катодного слоя без магнитного поля

ВАХ катодного слоя тлеющего разряда определяется следующими соотношениями:

$$\exp\left(\int_0^d \alpha dx\right) = 1 + \frac{1}{\gamma} \quad (1)$$

— условием самоподдержания разряда и

$$\frac{dE}{dx} = 4\pi \frac{j_i}{\mu_i E} \quad (2)$$

— уравнением Пуассона. Тут α и γ — коэффициенты ионизации и электрон-ионной эмиссии, d — ширина катодного слоя (темного катодного пространства), μ_i — подвижность ионов, E — напряженность поля.

Для качественного описания ВАХ вместо α в (1) удобнее ввести энергетическую цену иона $H(E) = E/\alpha(E)$ — разность потенциалов, проходящую электроном между двумя последовательными ионизациями,

$$\exp\left(\int_0^{\alpha} \frac{E dx}{H(E)}\right) = 1 + \frac{1}{\gamma} \quad (3)$$

или, вводя среднюю цену иона \bar{H}

$$\exp\left(\frac{V_k}{\bar{H}}\right) = 1 + \frac{1}{\gamma}, \quad (4)$$

где V_k — катодное падение.

Уравнение (4) определяет зависимость $V_k(E)$. Совместно с решением (2) которое дает связь между плотностью тока, напряженностью поля и протяженностью слоя, это дает возможность построить ВАХ. Для построения ВАХ надо знать зависимость $H(E)$. Эта зависимость, полученная в [4] аппроксимацией экспериментальных данных, следующая. В слабых электрических полях энергетическая цена иона очень велика. Это связано с тем, что при ускорении электрона полем во время его движения по энергетической шкале электрон медленно проходит опасный участок от первого потенциала возбуждения до энергии ионизации. Большое время пребывания на опасном участке озаачает большую вероятность неупругого столкновения с потерей энергии, что отбрасывает электрон назад по шкале энергии. Многократные девозбуждения по пути к достижению потенциала ионизации приводят к высокой энергетической цене иона.

При увеличении напряженности электрического поля опасный участок проходится быстрее и цена иона резко (экспоненциально) падает. При достаточно большой напряженности поля цена иона асимптотически стремится к некоторой величине, которая, как показывает анализ экспериментальных данных [4], в несколько раз выше потенциала ионизации. Поскольку, как следует из (2), увеличение плотности тока сопровождается монотонным увеличением напряженности поля E , то падению цены иона с ростом E соответствует падающий характер ВАХ. Таким образом, уравнение (3) при падающей зависимости $H(E)$ не описывает аномальную ветвь ВАХ и из него тем самым не следует существования нормальной плотности тока.

Согласно [4], подъем ВАХ при больших плотностях тока связан со следующим. Использование цены иона $H(E)$, зависящей от локального поля E , подразумевает, в частности, что ионизация происходит сразу же после достижения электроном необходимой энергии. На самом деле между достижением требуемой энергии и ионизацией проходит некоторое время задержки ионизации τ_i , равное по порядку величины $(N\sigma v)^{-1}$, где N — концентрация нейтралей, σ — сечение ионизации, v — скорость электронов. Пока это время много меньше, чем время прохождения электроном катодного слоя, задержка несущественна. Но по мере увеличения плотности тока и сокращения толщины катодного слоя все большая часть электронов не успевает произвести ионизацию в слое. Ионизация смещается в квазинейтральную плазму, в область слабого поля. Этот процесс энергетически невыгоден, так как родившиеся новые электроны полем не ускоряются и размножения электронной лавины (мультипликации электронов) не происходит.

Проиллюстрировать приведенные качественные рассуждения математически удобнее всего в простейшей модели катодного слоя, в которой напряженность поля постоянна внутри слоя и равна нулю вне его. С учетом эффекта запаздывания ионизации верхний предел интеграла в экспоненте в (3) заменяется на $\alpha - v_{др}\tau_i$ ($v_{др} = \mu_e E$ — скорость дрейфа электронов). Соответственно энергия $E v_{др}\tau_i$, которая накоплена электронами в течение последних τ_i секунд пребывания в катодном слое, но не истрачена ими на ионизацию, расходуется на генерацию в квазинейтральной плазме (но уже без мультипликации). Тогда условие самоподдержания разряда вместо (3) примет вид

$$\left(1 + w \frac{E v_{др}\tau_i}{H}\right) \exp\left(\int_0^{\alpha - v_{др}\tau_i} \frac{E dx}{H}\right) = 1 + \frac{1}{\gamma}. \quad (5)$$

Введенный коэффициент w — вероятность того, что ион, рожденный в квазинейтральной плазме, дойдет до границы катодного слоя, откуда сильным полем будет доставлен на катод.

Уравнение (5), как легко видеть, описывает как поднормальную (падающую), так и аномальную ветви ВАХ. При малых плотностях тока (малых E) цена иона велика и поправка мала. Но при больших E , когда $v_{др} \tau_i$ становится сравнимым с d , поправкой пренебречь нельзя и легко видеть, что V_k начинает расти с E (плотностью тока). Таким образом, именно с энергетически невыгодным смещением генерации в квазинейтральную плазму при увеличении плотности тока связан подъем напряжения на аномальной ветви ВАХ.

Качественная картина влияния тангенциального магнитного поля

Включение магнитного поля, перпендикулярного электрическому, замедляет движение электрона вдоль E и поэтому замедляет набор энергии электроном. Следовательно, в слабом электрическом поле, когда цена иона определяется скоростью прохождения опасного участка на шкале энергии, H растет при

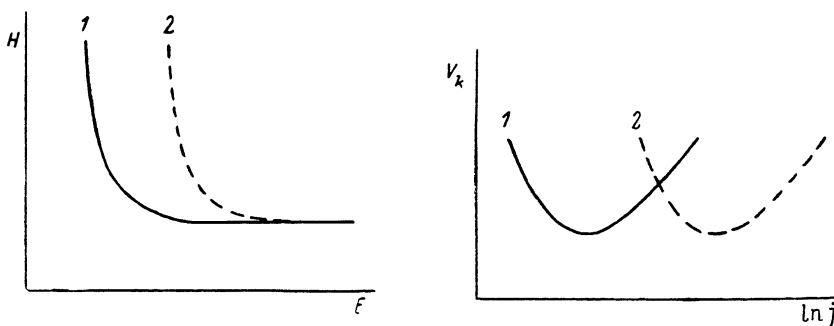


Рис. 1. Зависимость энергетической цены иона от напряженности электрического поля.
1 — без магнитного поля, 2 — с магнитным полем.

Рис. 2. Вольт-амперная характеристика катодного слоя.

1, 2 — то же, что и на рис. 1.

увеличении магнитного поля. Однако в очень сильном электрическом поле, когда опасный участок проходится достаточно быстро, H насыщается на том же уровне, что и в отсутствие магнитного поля, хотя, конечно, это требует большей напряженности электрического поля (рис. 1).

Включение магнитного поля, кроме увеличения цены иона, приводит к еще одному эффекту — к замедлению движения электрона через катодный слой. Поэтому за время задержки ионизации τ_i электрон не успевает столь сильно продвинуться к границе слоя. Таким образом, магнитное поле препятствует энергетически невыгодному смещению генерации из катодного слоя в квазинейтральную плазму. При больших плотностях тока (малых толщинах катодного слоя) эффект замедления смещения генерации становится определяющим и приводит к уменьшению катодного падения в разряде с магнитным полем по сравнению с разрядом без поля (рис. 2). Как показали расчеты, проведенные ниже, результат действия магнитного поля сводится к смещению ВАХ в координатах $V_k - \ln j$.

Условия подобия

Катодный слой описывается уравнением Пуассона и условием самоподдержания разряда. В не слишком сильном магнитном поле, пока ионы не замагничены, магнитная индукция входит в эти уравнения только в виде зависимости цены иона $H(E, B)$. Установим вид этой зависимости. Удобнее определять не $H(E, B)$, а связанную с нею частоту ионизации, производимую одним электроном ν_i , равную $\mu_e E^2 / H$, где μ_e — подвижность электрона.

Частота ионизации определяется симметричной частью функции распределения электронов f_0 . В теории приэлектродного слоя используются значения α , определенные из экспериментов на длинных трубках, когда от координаты зависит только концентрация, а не функция распределения. В этом приближении уравнение для функции распределения имеет вид [5]

$$-\frac{1}{3mv^2} \frac{d}{dv} \left(\frac{\tau v^2}{m} \frac{e^2 E^2}{1 + \omega^2 \tau^2} \frac{df_0}{dv} \right) = S_0(f_0). \quad (6)$$

Тут m и v — масса и скорость электрона; τ — время между упругими соударениями; $\omega = eB/m$ — циклотронная частота; S_0 — столкновительный член учитывающий все неупругие столкновения электрона. Существенно, что электрическое и магнитное поля входят в уравнение для f_0 только в комбинации $E^2/(1 + \omega^2 \tau^2)$. Если время свободного пробега не зависит от скорости ($\tau = \text{const}$), то из (6) следует, что частота ионизации зависит только от эффективного электрического поля

$$E_{\text{эфф}} = \frac{E}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}}, \quad (7)$$

т. е.

$$\nu_i(E, B) = \nu_{i0}(E_{\text{эфф}}), \quad (8)$$

где $\nu_{i0}(E)$ — частота ионизации в отсутствие магнитного поля.

Если же τ зависит от скорости, то соотношения (7), (8) сохраняют смысл, если под τ понимать соответствующим образом усредненное время.

Определенная таким образом частота ν_i позволяет найти все характеристики ионизации

$$\alpha(E, B) = \frac{\nu_i}{\mu_e E} = \frac{\nu_{i0}(E_{\text{эфф}})(1 + \omega^2 \tau^2)}{\mu_{e0} E} = \frac{\nu_{i0}(E_{\text{эфф}}) \sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}}{\mu_{e0} E_{\text{эфф}}}$$

или

$$\alpha(E, B) = \alpha_0(E_{\text{эфф}}) \sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}. \quad (9)$$

Тут $\mu_e = \mu_{e0}/(1 + \omega^2 \tau^2)$ — подвижность поперек магнитного поля.

Для цены иона имеем

$$H(E, B) = \frac{E}{\alpha(E, B)} = \frac{E}{\alpha_0(E_{\text{эфф}}) \sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}} = H_0(E_{\text{эфф}}). \quad (10)$$

Выписанные выше соотношения позволяют установить соотношения подобия для катодного слоя в магнитном поле. Из (2) и (5) легко видеть, что одному и тому же катодному падению соответствуют в отсутствие магнитного поля (индекс нуль) и при наличии магнитного поля следующие величины

$$V_k = V_{k0}, \quad (11)$$

$$E = E_0 \sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}, \quad (12)$$

$$d = d_0 \sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}, \quad (13)$$

$$j = j_0 (1 + \omega^2 \tau^2)^{3/2}. \quad (14)$$

Эти соотношения дают искомые условия подобия. Так, уравнение (14) показывает, что включение магнитного поля смещает всю ВАХ катодного слоя в сторону больших плотностей токов. Это означает, в частности, увеличение нормальной плотности тока (рис. 2).

О зависимости нормального катодного падения от магнитного поля

Приведенные выше формулы показывают, что нормальное катодное падение не меняется с введением магнитного поля. В то же время в работе [1] было замечено небольшое снижение катодного падения (газ: 0.8 Тор $\text{CO}_2 + 2.2$ Тор $\text{N}_2 +$

+5 Тор Не), а в [3] — значительное уменьшение V_k (CO_2 , давление 3 Тор).¹ Можно предложить два возможных объяснения наблюдаемого эффекта.

Первый из них основывается на ходе зависимости от энергии времени релаксации τ и коррелирует с тем фактом, что в смеси газов эффект выражен слабо, а в CO_2 , где τ сложным образом зависит от энергии [6], значительно сильнее. В своих расчетах мы пренебрегали зависимостью $\omega\tau$ от энергии. Если $\omega\tau$ падает с энергией, то быстрые электроны, ответственные за ионизацию, замедляются меньше, чем в среднем, и легче приобретают энергию от электрического поля. Заменяя $\omega\tau$ у быстрых электронов на некоторую среднюю величину, мы обедняем функцию распределения в области больших энергий. Это обеднение тем больше, чем больше магнитное поле. Тем самым истинная скорость ионизации больше, чем вычисленная, причем разница растет с магнитным полем. В этом случае включение магнитного поля может уменьшать нормальное катодное падение.

Вторая возможная причина уменьшения катодного падения связана с w — вероятностью того, что ион, рожденный в квазинейтральной плазме, дойдет до катодного слоя и окажется втянут в него. В нормальном режиме эта величина существенно влияет на значение катодного падения (см. уравнение (5)). Увеличение магнитного поля приближает место возникновения иона в квазинейтральной плазме к краю катодного слоя. В результате w растет с магнитным полем, а катодное падение уменьшается.

В заключение отметим, что холловское (параллельное поверхности катода) поле в катодном слое предполагалось равным нулю. Это имеет место при коаксиальной геометрии разряда либо при толщине катодного слоя, много меньшей диаметра электродов.

Список литературы

- [1] Шунько Е. В. Препринт ИЯФ. № 75-67. Новосибирск, 1975.
- [2] Harry J. E., Evans D. R. // J. Appl. Phys. 1987. Vol. 62. N 12. P. 1708—1711.
- [3] Shunko E. V. // Phys. Lett. 1988. Vol. 128A. N 8. P. 433—436.
- [4] Мойжес Б. Я., Немчинский В. А. // ЖТФ. 1989. Т. 59. № 4. С. 22—29.
- [5] Голянт В. Е., Жилинский А. П., Сахаров И. Е. Основы физики плазмы. М.: Атомиздат, 1977. 384 с.
- [6] Мак-Даниель И. Процессы столкновений в ионизованных газах. М.: Мир, 1967. 832 с.

Ленинградский электротехнический
институт связи
им. проф. М. А. Бонч-Бруевича

Поступило в Редакцию
27 апреля 1989 г.

¹ Уменьшение катодного падения, согласно приведенным выше формулам, возможно, если до включения магнитного поля разряд находился в аномальном режиме (рис. 2). Однако, согласно утверждению автора, разряд при $V=0$ горел в нормальном режиме. Снижение катодного падения в этом случае нашими формулами не описывается.