

18. Hagstrum H. D. Auger ejection of electron from molybdenum by noble gas ions— Phys. Rev., 1956, vol. 104, N 4.
19. Арифов У. А., Рахимов Р. Р. Исследование зависимости пинно-электронной эмиссии от некоторых параметров мишени и бомбардирующих ионов.— Изв. АН СССР, сер. физ., 1960, № 6.
20. Mahadevan P., Layton J. K., Medved D. B. Secondary electron emission from clean surface of molybdenum due to low energy noble gas ions.— Phys. Rev., 1963, vol. 129, N 1.
21. Добрецов А. И., Гомоюнова М. В. Эмиссионная электроника. М.: Наука, 1966.
22. Гусев К. И., Рыжов Ю. А., Шкарбан П. И. Измерение коэффициентов аккомодации энергии при бомбардировке металлов положительными ионами инертных газов.— В кн.: Аэродинамика разреженных газов. Вып. 7. Л.: изд. Ленингр. ун-та, 1974.
23. Гусев К. И., Стриженов Д. С., Шкарбан П. И. Энергообмен между разреженными потоками с энергией 80—500 эВ и поверхностями.— Труды МАИ, 1975, вып. 334.
24. Гусев К. И., Рыжов Ю. А. и др. Коэффициент аккомодации энергии частиц, падающих на поверхность твердого тела при $E_0 = 100—500$ эВ.— Труды МАИ, 1976, вып. 351.
25. Пяринуу А. А. Расчет взаимодействия моноэнергетического пучка атомов газа с трехмерным кристаллом.— ПМТФ, 1970, № 2.
26. Ерофеев А. И. О взаимодействии быстрых частиц с поверхностью твердого тела.— Учен. зап. ЦАГИ, 1970, т. 1, № 4.
27. Ерофеев А. И. Об обмене энергией и импульсом между атомами и молекулами газа и поверхностью твердого тела.— ПМТФ, 1967, № 2.
28. Жирифалько Л. Статистическая физика твердого тела. М.: Мир, 1975.
29. Киттель Ч. Введение в физику твердого тела. М.: Наука, 1978.
30. Рыжов Ю. А., Стриженов Д. С. О взаимодействии атомов с поверхностью твердого тела.— ПМТФ, 1967, № 4.
31. Рыжов Ю. А., Стриженов Д. С. Энергообмен при взаимодействии атомов с поверхностью идеального кристалла.— ДАН СССР, 1967, т. 192, № 6.
32. Ерофеев А. И., Жбакова А. В. Расчет столкновения атома газа с поверхностью для различных моделей твердого тела.— Учен. зап. ЦАГИ, 1972, т. 3, № 5.
33. Пяринуу А. А. Модели взаимодействия разреженного газа с поверхностью.— В кн.: Численные методы в теории разреженных газов. М.: ВЦ АН СССР, 1969.
34. Ерофеев А. И. О влиянии шероховатости на взаимодействие потока газа с поверхностью твердого тела.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1967, № 6.
35. Devienne F. M. Variation of the accommodation coefficient of high energy molecules on metal in terms of different parameters.— In: Rarefied Gas Dynamics. Vol. 2. N. Y.—L.: Acad. Press, 1966.

УДК 537.525

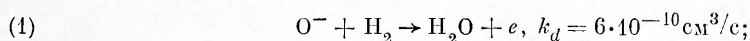
ВЛИЯНИЕ ПРОЦЕССОВ ОТРЫВА ЭЛЕКТРОНОВ ОТ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ИОНОВ НА МЕХАНИЗМ ПРОТЕКАНИЯ ТОКА В ТЛЕЮЩЕМ РАЗРЯДЕ СРЕДНЕГО ДАВЛЕНИЯ

В. В. Бреев, С. В. Дзуреченский, С. В. Пашкин
(Троицк)

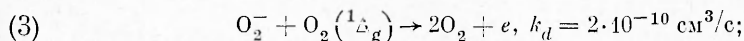
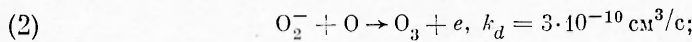
Тлеющий разряд среднего давления широко применяется для накачки быстропроточных молекулярных лазеров. Вопрос о роли процессов отрыва электронов от отрицательных ионов важен для установления механизма протекания электрического тока, описания баланса энергии и неустойчивостей разряда. Несмотря на то, что для ряда случаев есть экспериментальные указания о существенной роли процессов отрыва в механизме протекания тока (см., например, [1]), вопрос о том, как эти процессы могут конкретно повлиять на характеристики разряда, в значительной мере остается открытым.

Процессы отрыва электронов от отрицательных ионов в тлеющем разряде среднего давления можно условно разбить на три группы:

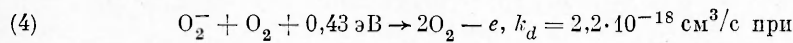
— отрыв электрона при ассоциативных процессах соударения отрицательных ионов с молекулами, например [2]:



— отрыв электрона при соударениях отрицательных ионов с метастабильными частицами, концентрации которых растут по мере роста энерговклада в разряд, например [2]:



— отрыв электрона при соударениях отрицательных ионов с молекулами за счет высокой собственной кинетической энергии ионов, набираемой ими в электрическом поле разряда, например [2]:



$T = 300 \text{ К}$ и $k_d = 3 \cdot 10^{-14}$ при $T = 600 \text{ К}$.

Константы скоростей указанных выше типов элементарных процессов весьма существенно зависят от сорта отрицательных ионов, который из-за обилия быстрых ионно-молекулярных реакций и наличия в газе неконтролируемых примесей в реальных условиях остается неопределенным. Поэтому при численном исследовании имеет смысл варьировать константу скорости отщипывания в достаточно широких пределах.

К настоящему времени исследовано влияние процесса типа (1), когда частота отщипывания ν_d не зависит от времени, на параметры положительного столба (ПС) разряда [3] — вольт-амперную характеристику (ВАХ), распределение концентраций электронов q_e , положительных q_+ и отрицательных ионов q_- . В неоднородном ПС отщипывание приводит обычно к росту напряжения на ПС. Влияние процессов типа (2), (3) на ПС, когда ν_d растет по мере роста энергозклада, исследовано в [4], где показано, что процесс накопления отщипывателей приводит к перераспределению электрических полей в разряде, немонопольному распределению в ПС ионных токов и вызывает в ПС страты, движущиеся к аноду.

Детальные исследования влияния отщипывания типа (1) на анодную область (АО) разряда, а также влияния процесса типа (4) на ПС и АО ранее, по-видимому, не проводились. Цель данной работы — восполнить этот пробел.

В отличие от [3] вопрос о механизме протекания тока будем рассматривать без предположения о квазинейтральности плазмы, учитывая тем самым анодную область.

Численно решалась система уравнений, описывающая в одномерном приближении трехкомпонентную (положительные и отрицательные ионы и электроны) плазму тлеющего разряда (подробный анализ этой системы уравнений см. в [5]):

$$(5) \quad \partial q_+ / \partial t + \partial(\mu_+ q_+ E) / \partial x = \nu_i q_e - k_e q_e q_+ - k_r q_+ q_+;$$

$$(6) \quad \partial q_- / \partial t - \partial(\mu_- q_- E) / \partial x = \nu_a q_e - k_r q_- q_+ - \nu_d q_-;$$

$$(7) \quad j = \sigma E, \quad \partial j / \partial x = 0, \quad \sigma \equiv \mu_+ q_+ + \mu_- q_- + \mu_e q_e;$$

$$(8) \quad \partial E / \partial x = 4\pi q, \quad q \equiv q_+ - q_- - q_e;$$

$$(9) \quad U = j \left(R_\sigma + \int_0^L \frac{dx}{\sigma} \right),$$

где ν_i , ν_a , ν_d — частоты ионизации, прилипания и отщипывания; k_e , k_r — константы скоростей электрон-ионной и ион-ионной рекомбинации; μ_e , μ_+ , μ_- — подвижности электронов положительных и отрицательных ионов; j — плотность тока; σ — проводимость, q — плотность пространственного заряда; U — напряжение источника питания; R_σ — величина балластного сопротивления.

Обозначим $\sigma + \mu_e q \equiv S$ «квазинейтральную» проводимость, $S \equiv \sigma$, если $q = 0$. Подставив из (7) $E = j/\sigma$ в (8) и определяя j из (9), получим

$$(10) \quad q = \frac{1}{4\pi} \frac{U}{R_\sigma + \int_0^L \frac{dx}{S - \mu_e q}} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{S - \mu_e q} \right)$$

— интегродифференциальное уравнение относительно q , которое будем использовать вместо (8).

Граничные условия для (5), (6) поставим следующим образом: $q_+|_A = 0$, $q_-|_K = 0$, А и К означают здесь и на фигурах анод и катод соответственно. Краевое условие для (10) зададим в виде равенства нулю

пространственного заряда на катодной границе, т. е. потребуем квазинейтральность: $q|_K = 0$.

Таким образом, катодная граница в данном случае означает фактически границу катодная область — положительный столб (в дальнейшем условно будем называть ее катодом), а катодную область из рассмотрения исключим. При этом из напряжения источника питания вычтем катодное падение $U_K = 400$ В.

Разрешим уравнения (5), (6) для q_+ и q_- , используя стандартные разностные схемы, т. е. сделаем шаг по времени и определим $S = aq_+ + bq_-$, $a = \mu_+ + \mu_e$, $b = \mu_- - \mu_e$ на новом временном слое. Далее необходимо разрешить (10) для S относительно $q(x)$. Опишем процедуру последовательных приближений для (10) на разностной сетке по x : $x_i = ih$, $i = 0, 1, \dots, N$; h — шаг по пространству. В качестве нулевого приближения возьмем q^0 с предыдущего временного слоя; обозначим

$$\frac{U}{L} = j^0. \text{ Подставим } j^0 \text{ в (10), где проинтегрируем левую часть по формуле трапеций}$$

$$R_0 + \int_0^L \frac{dx}{S - \mu_e q}$$

$$\frac{q_i^1 + q_{i+1}^1}{2} h - \frac{j^0}{4\pi} \left(\frac{1}{S_{i+1} - \mu_e q_{i+1}^1} - \frac{1}{S_i - \mu_e q_i^1} \right) -$$

алгебраическое уравнение относительно q_{i+1}^1 . Зная на катоде $q|_K = 0$, последовательно до анода вычислим распределение $q^1(x)$. Полученное q^1 будем использовать в качестве нового приближения и повторим процедуру вычислений. Контролируя сходимость, продолжаем вычисления до получения хорошей точности. Далее определим j из (9), $\sigma = S - \mu_e q$, а также E из (7). Сделаем новый шаг по времени и т. д.

Значения коэффициентов в (5), (6) взяты из [6], за исключением ν_d . Частоту отлипания в процессах типа (1) полагали равной постоянной величине: $\nu_d = 3 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$, а для отлипания типа (1) константу скорости выбирали в виде

$$(11) \quad k_d = A_0 \mu_- E \exp(-Bp/E);$$

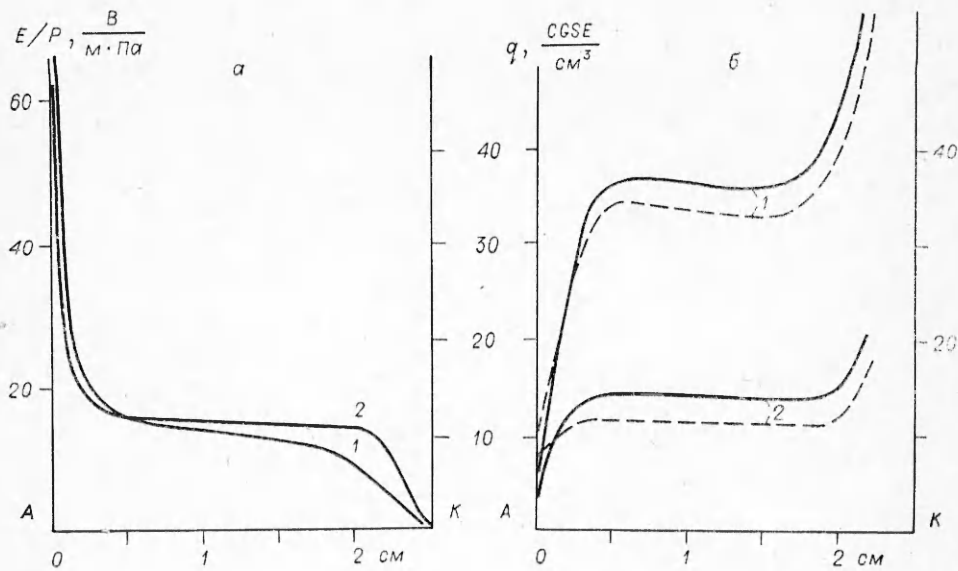
$$(11a) \quad k_d = A_0 \mu_- E \exp(Bp^2/E^2),$$

где обычно полагали $A_0 = 5,6 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$, $B_1 = 113 \text{ м} \cdot \text{Па}/\text{В}$, $B_2 = 2430 \text{ м}^2 \cdot \text{Па}^2/\text{В}^2$. Тогда $k_d = 1,1 \cdot 10^{-14} \text{ см}^3/\text{с}$ при $E/p = 27 \text{ В}/\text{м} \cdot \text{Па}$.

В процессе решения нестационарной задачи для всех заданных значений коэффициентов отлипания типа (1) или (4) устанавливали стационарные, не меняющиеся во времени распределения q_+ , q_- , q_e и E .

Рассмотрим результаты исследований влияния отлипания типа (1) на АО, а также на ВАХ тлеющего разряда. Авторы полагают, что отлипание, уменьшая плотность зарядов в АО, увеличивает размер анодного слоя, в связи с чем должно расти анодное падение напряжения U_A . Наше исследование показывает несправедливость подобных соображений, поскольку нельзя не учитывать, что отлипание изменяет также характеристики ПС разряда, а значит, и граничные условия для АО на границе АО и ПС. На фиг. 1, а изображены распределения величины E/p , на фиг. 1, б — концентраций положительных (сплошные линии) и отрицательных (штриховые линии) ионов по межэлектродному зазору, кривые 1, 2 соответствуют частотам отлипания: 1) $\nu_d = 0$; 2) $\nu_d = 3 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$. Давление выбрано равным 8 кПа, плотность тока $j = 5 \text{ мА}/\text{см}^2$. Из фиг. 1 видно, что наличие отлипания (случай 2) в несколько раз понижает концентрацию ионов, слегка повышает напряженность электрического поля (а) в ПС (см. [3]) и понижает поле в АО по сравнению со случаем $\nu_d = 0$.

Фиг. 2 показывает зависимость анодного падения от межэлектродного расстояния для тех же j , p , что и фиг. 1. Рост U_A при увеличении h согласуется с результатами экспериментов [7]. Из фиг. 2 следует, что анодное



Ф и г. 1

падение в случае отгибания постоянной частоты (кривая 2) ниже, а зависимость U_A от h слабее, чем в отсутствие отгибания (кривая 1).

По характеру зависимости $U_A(h)$ можно судить о малой роли отгибания в условиях работы [7] и о неоднородности вдоль тока ПС разряда.

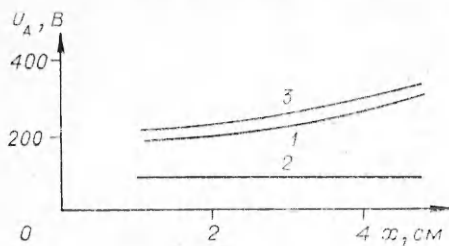
Более сложным является случай отгибания типа (4), когда частота отгибания — функция электрического поля. Остановимся на нем подробнее. Предположим, что плазма стационарна, запишем условие квазинейтральности плазмы слабонеоднородного тлеющего разряда [3]:

$$(12) \quad (v_i + v_a)q_e = 2k_r q_+ q_- + k_e q_e q_+ + v_a q_-.$$

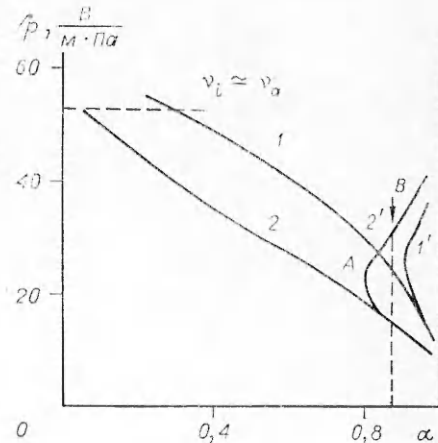
Можно показать, что в координатах $(\alpha = j_e/j, E/p)$ уравнение (7) изображается в виде кривых, существенно отличающихся для $v_a = 0$ (кривые 1 и 2 на фиг. 3) и $v_a = v_a(E)$ (кривые 1' и 2'), зависимость взята по (11). Цифры 1' и 2' соответствуют разным значениям плотности тока, причем значение j , соответствующее 1', меньше значения j , соответствующего 2'.

Для случая $v_a = \text{const}$ имеется однозначная зависимость между α и E/p . В случае $v_a = v_a(E/p)$ одному и тому же соотношению ионных и электронного токов могут соответствовать два, один или ни одного значения электрического поля. Минимум функции $\alpha(E/p)$ для квазинейтральной плазмы легко находится, если продифференцировать (12) по E и приравнять $d\alpha/dE$ нулю (точка А на фиг. 3):

$$v_a \hat{v} \alpha \simeq v_a \hat{v} \alpha \frac{1 - \alpha}{2\alpha} \frac{\mu_e}{\mu_-}, \quad \text{где } \hat{v} \equiv \frac{\partial \ln v}{\partial \ln E}.$$



Ф и г. 2



Ф и г. 3

Вблизи катода $\alpha \simeq 1$ и падает к аноду по закону, определенному из

$$(13) \quad j \frac{d\alpha}{dx} = \frac{dj_e}{dx} \simeq (v_i - v_a) q_e - k_e q_e q_+ + v_a q_-$$

(j_e — плотность тока электронов), что следует из (5), (6). Величина E/p вблизи анода монотонно растет (см. фиг. 3, точка B). В случае $v_d = 0$ с учетом реальных значений коэффициентов однородное состояние ПС достигается при $v_i \simeq v_a$ [3], в случае $v_a = 0$ — при $v_i \mu_e E \simeq k_e j$, в случае $v_a, v_d \neq 0$ — при $v_a \simeq v_d \frac{1 - \alpha}{2\alpha} \frac{\mu_e}{\mu_-}$.

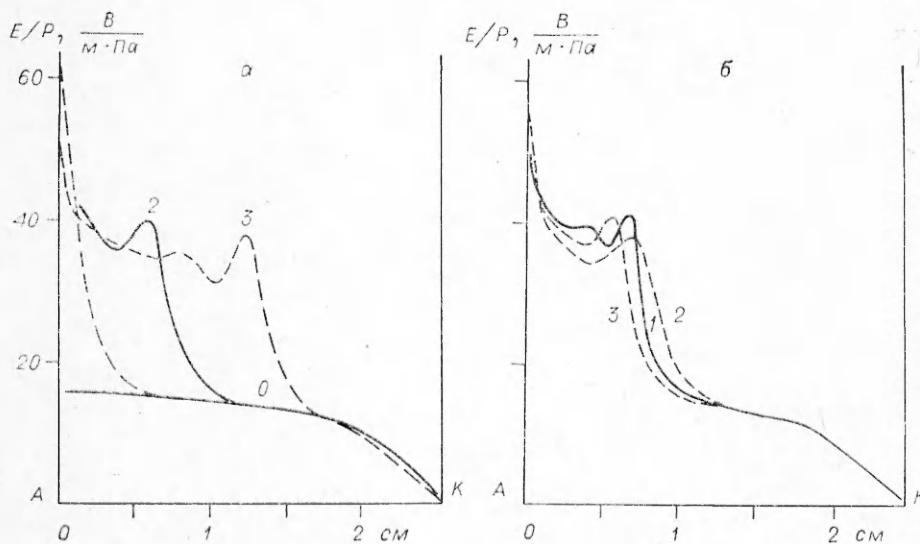
Для выбранных значений коэффициентов $\hat{v}_d > \hat{v}_a$, поэтому точка B должна лежать при значениях α , больших минимума $\alpha(E/p)$, и состояния плазмы ПС, лежащие левее точки B на фиг. 3, практически не реализуются.

Таким образом, если рассматривать эволюцию параметров плазмы ПС от катода к аноду, в случае $v_d = v_d(E/p)$ при достаточно больших межэлектродных расстояниях в объеме ПС возможен резкий скачок электрического поля (с нарушением квазинейтральности) без разрыва ионных токов.

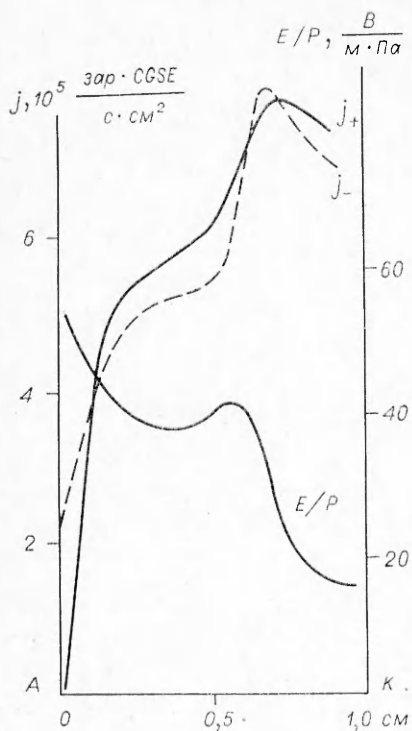
По катодную сторону от скачка баланс заряженных частиц и величина электрического поля определяются, как обычно [3], балансом скоростей прилипания (для $\partial q_-/\partial x$) и рекомбинации (для $\partial q_+/\partial x$), ионные токи растут от катода к скачку (см. (5), (6), (12)). По анодную сторону от скачка в области, где значения напряженности электрического поля высоки, баланс заряженных частиц и величина E/p определяются отлипанием ($\partial q_-/\partial x$) и ионизацией ($\partial q_+/\partial x$), ионные токи падают от скачка к аноду (см. [5, 6]).

Значения B_1 в (11) или B_2 в (11а) характеризует скорость роста v_d с напряженностью электрического поля. Расчет показывает, что изменение величин B_1 или B_2 при соответствующем подборе величины A_0 существенно не меняет характера распределения поля в ПС и АО.

На фиг. 4 изображены вычисленные распределения E/p в межэлектродном зазоре в зависимости (а) от амплитуды A_0 отлипания, задаваемого по (11) ($B = 150$), или (б) от наклона B_1 или B_2 в (11), (11а). При небольшой величине константы A_0 (кривая 1, фиг. 4, а, $A_0 = 2,8 \cdot 10^{-16}$) распределение искомым параметров в ПС и АО аналогично случаю $v_d = 0$ (см. кривую 1 на фиг. 1, а, соответствующее стационарное распределение E/p в ПС, получаемое по методике [3], изображено кривой 0 на фиг. 4, а).



Ф и г. 4



Ф и г. 5

плотности тока и понижением давления. Если величина этого напряжения сравнима с падением напряжения на ПС, а зависимость $U_{\text{опп}}(j)$ сильная, то напряжение на всем промежутке может падать с ростом плотности тока. Отрицательная ВАХ разряда действительно получается в расчете ($A_0 = 5,6 \times 10^{-16}$, $B_1 = 150$), например, в области $j \approx 2-10$ mA/cm^2 при давлении $p = 8$ кПа, когда $U_{\text{ПС}}(j)$ слабо растет, а $U_{\text{опп}}(j)$ быстро падает. При дальнейшем увеличении плотности тока $U_{\text{ПС}}$ растет быстрее, а $U_{\text{опп}}$ составляет небольшую величину и в целом ВАХ разряда для $j > 10$ mA/cm^2 оказывается растущей. ВАХ имеет минимум при $j \approx 10$ mA/cm^2 . С уменьшением давления минимум на ВАХ достигается при меньших j , с увеличением давления — при больших.

Наличие ОПП с падающей ВАХ должно сказываться на устойчивости разряда относительно образования вблизи анода пятен и шнуров. Экспериментально это широко известное явление, и одним из его механизмов можно считать описанный выше.

Остановимся на вопросе о влиянии отлипания указанного типа на величину анодного падения U_A . Отлипание небольшой амплитуды ($A_0 \sim 2,8 \cdot 10^{-16}$) в (6) выражается как бы в увеличении размера АО, не сказываясь на процессах в ПС, и соответственно в увеличении U_A (кривая 3 на фиг. 2). Дальнейшее увеличение A приводит к образованию области квазинейтральной плазмы с повышенными значениями E/p вблизи анода, которую целесообразно считать АО, так же как и величину $\int E dx$ по этой области — анодным падением. Тогда величина $\int E dx$, взятая в той части прианодной области, где происходит значительное нарушение квазинейтральности, оказывается из-за наличия ОПП много меньшей, чем при отсутствии отлипания.

С увеличением A у анода возникает область повышенных электрических полей (ОПП), отделенная резким скачком поля от остальной части ПС, в соответствии с описанным выше механизмом протекания тока. С некоторого значения A_0 зависимость электрического поля от координаты становится немонотонной и в ОПП, прилегающей к аноду, наблюдается один или более (кривые 2 — $A_0 = 2,8 \cdot 10^{-16}$, 3 — $A_0 = 8,4 \cdot 10^{-6}$, фиг. 4, а) локальных минимумов. Распределение ионных токов в ПС для этих случаев приведено на фиг. 5 и находится в согласии с описанным выше механизмом протекания тока.

Расчет также показывает, что при заданной плотности тока падение напряжения на разряде растет с ростом амплитуды A_0 в (11), (11а). Размер ОПП, включая и АО, тем больше, чем выше давление и ниже j (такая же зависимость от j и p характерна и для АО в отсутствие отлипания [8]). Отмеченные закономерности переносятся и на величину падения напряжения на этой области — напряжение падает с ростом

ЛИТЕРАТУРА

1. Бешапашников А. А., Блохин В. И. и др. Исследование процессов образования озона в тлеющем разряде повышенного давления в потоке воздуха и технического азота. — ХВЭ, 1982, т. 15, вып. 2.
2. Смирнов Б. М. Отрицательные ионы. М.: Атомиздат, 1978.
3. Бреев В. В., Пашкин С. В. Численное исследование стационарных состояний положительного столба высоковольтного диффузного разряда при средних давлениях. Препринт № 2956. М.: ИАЭ, 1978.
4. Бешапашников А. А., Блохин В. И. и др. Расслоение тлеющего разряда в потоке газа при повышенных энерговкладах. — ДАН СССР, 1982, т. 262, вып. 1.
5. Бреев В. В., Двуреченский С. В., Пашкин С. В. Численное исследование нестационарных процессов в положительном столбе высоковольтного диффузного разряда. Анализ системы уравнений. — ТВТ, 1979, т. 17, № 1.
6. Акншев Ю. С., Двуреченский С. В. и др. Исследование элементарных процессов в низкотемпературной плазме. — Физика плазмы, 1981, т. 7, вып. 6.
7. Блохин В. И., Пашкин С. В. Исследование анодного падения в высоковольтном диффузном разряде в поперечном потоке воздуха. — ТВТ, 1976, т. 14, № 2.
8. Блохин В. И., Бреев В. В. и др. Исследование анодной области газового разряда, контролируемого объемными процессами. — ТВТ, 1981, т. 19, вып. 5.

УДК 533.6.011

АСИМПТОТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ПРОЦЕССОВ СЖАТИЯ ГАЗА ПРИ СФЕРИЧЕСКОЙ СИММЕТРИИ

А. М. Свалов

(Москва)

В исследовании задач термоядерного синтеза с инерциальным удержанием вещества оказалось эффективным использование следующей модели [1—5]: сферическая масса вещества сжимается под действием внешнего поршня, причем качество сжатия описывается интегральным параметром $\langle \rho R \rangle = \int_0^R \rho dr$. Закон изменения давления

на поршне находится в удовлетворительном соответствии с законом изменения интенсивности воздействующего фактора (например, лазерного излучения), а большее значение параметра $\langle \rho R \rangle$ соответствует лучшим условиям протекания реакции синтеза. Для математического описания процесса используются уравнения идеальной сжимаемой жидкости с уравнением состояния идеального совершенного газа.

Возникающая при таком подходе задача представляет интерес с точки зрения гидродинамики и формулируется следующим образом: найти такой закон движения поршня, который при заданных значениях вложенной энергии и массы сжимаемого вещества обеспечивал бы максимальное значение $\langle \rho R \rangle$. Решение этой задачи существенно зависит от возможностей создания начальных распределений гидродинамических функций по массе мишени, необходимых для существования найденного решения. В [5] показано, что параметр $\langle \rho R \rangle$ может достигать бесконечных значений при конечных энергии и массе сжимаемого вещества, но для этого при $\gamma > \gamma_*$, где $\gamma_* = 1,31$ для сплошной оболочки, $\gamma_* = 1,34$ для сплошной мишени, требуется специальное распределение энтропии по радиусу мишени. При значениях $\gamma < \gamma_*$ решения с неограниченным возрастанием $\langle \rho R \rangle$ возможны и при энтропии, постоянной по всей массе. Поскольку наибольший интерес представляет значение $\gamma = 5/3 > \gamma_*$ при постоянной по радиусу энтропии, а также при наиболее простых — постоянных начальных данных, т. е. постоянных значениях плотности ρ , давления p и нулевой скорости u , то необходимо выяснить, каким способом можно достичь максимального значения $\langle \rho R \rangle$ в этом случае. Строго обоснованное аналитическое решение этой задачи едва ли возможно, поэтому представляют интерес результаты исследований, полученные при некоторых упрощающих предположениях.

Предположим, что распределение газодинамических функций по радиусу мишени в конечной стадии сжатия ($t = 0$) аппроксимируется степенными функциями, в частности $\rho = c/r^\alpha$. Тогда в окрестности начала координат ($r = 0, t = 0$) решение автомодельно [5, 6], и можно найти множество таких значений α , при которых исследуемое конечное состояние может быть непрерывным образом получено из некоторого исходного состояния, т. е. процесс сжатия может быть физически реализован. Таким образом, можно будет получить асимптотику в центре для всех воз-