

## О Контракции Положительного Столба Разряда

Ю. Г. Козлов

В физике низкотемпературной плазмы хорошо известно состояние положительного столба разряда, которое обычно называется контракцией. Оно заключается в том, что при некоторых условиях образуется резко ограниченный светящийся шнур, чаще всего проходящий строго по оси разрядной трубки. Диаметр шнура обычно много меньше диаметра разрядной трубки. Переход от диффузного разряда к контрагированному происходит скачком.

Распределение заряженных частиц по сечению бесконечной цилиндрической разрядной трубки в принципе можно получить, решив (с соответствующими граничными условиями) хорошо известное уравнение диффузии

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ D_a r \frac{\partial n_e}{\partial r} \right] + I - R = 0, \quad (1)$$

где  $r$  — координата,  $D_a$  — коэффициент амбиполярной диффузии. Первый член определяет скорость ухода заряженных частиц на стенку, второй скорость ионизации, т. е. число актов ионизации в единице объема за единицу времени, и третий член есть скорость рекомбинации в объеме. Однако чтобы получить явный вид членов этого уравнения, нужно учесть ступенчатый характер возбуждения и ионизации, отклонение функции распределения электронов по скоростям от максвелловского, а также задать конкретный механизм рекомбинации. Даже если предположить, что все перечисленные условия выполнены и константы процессов известны, мы не сможем получить решение уравнения (1) в аналитическом виде.

Наиболее разработанной является теория явления, которое мы впредь будем называть псевдоконтракцией. Авторы работы [1] предполагали, что при разряде постоянного тока в инертных газах рекомбинационные процессы не играют роли даже при давлениях в несколько десятков тор и токах в сотни миллиампер (чисто диффузионный режим). Использовалось выражение для скорости ионизации, полученное ими же ранее, которое учитывало ступенчатый характер процессов возбуждения и ионизации, а также отклонение функции распределения от максвелловской, обусловленное неупругими ударами электронов с атомами

$$I = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \frac{\nu_{ee}}{n_e} F(n_e, T_e) e^{-f(n_e, T_e)}, \quad (2)$$

где  $\nu_{ee}$  — частота электронных соударений,  $n_e$  — концентрация электронов. Функция  $F(n_e, T_e)$  имеет очень сложный вид и слабо зависит от  $n_e$  и  $T_e$ . Функция  $\exp[-f(n_e, T_e)]$  включает в себя, кроме степенной, еще и экспоненциальную зависимость от  $n_e$  и  $T_e$  и поэтому играет очень важную роль [2].

Рассуждение авторов коротко сводится к следующему. Температура электронов считается постоянной по всему сечению трубки. Меняется  $n_e(r)$  в силу того, что электроны гибнут только на стенке ( $n_e|_{z=R} = 0$ ).

При указанных выше предположениях формула (2) дает распределение  $n_e(r)$ , не сильно отличающееся от бесселевского [1]. Интенсивность спектральных линий в случае ступенчатого возбуждения пропорциональна скорости ионизации и, поскольку  $I$  сильно зависит от  $n_e$ , то видимое свечение разряда будет сжато к оси разрядной трубки сильнее, чем электронная концентрация. Контракция, таким образом, связана в основном с тем, что форма хвоста функции распределения электронов по энергиям зависит от  $n_e$ , что приводит к быстрому спаду концентрации на нижних уровнях, а следовательно, и к спаду ступенчатых возбуждений на более высокие уровни с увеличением расстояния от центра трубки.

Как видим, остается совершенно нерешенным вопрос о том, насколько сильно скажется неоднородность в распределении  $T_e$  по сечению разрядной трубки на скорость возбуждения и ионизации. Неоднородность же распределения  $T_e$  может возникнуть хотя бы потому, что  $T_e$  связана с концентрацией нормальных атомов  $n_a$ , которая может иметь радиальный градиент из-за разогрева атомов электронами.

В настоящей работе мы попытались выяснить роль неоднородного распределения нормальных атомов по сечению на конфигурацию разрядного шнура. Для простоты мы проводили расчеты в терминах  $T_e$ , которая в простейшем случае связана с  $n_a$  по закону  $T_e \sim n_a^{-1}$  [3]. При расчете скорости ионизации в зависимости от  $T_e$  мы также пользовались выражением (2), т. е. нами учитывался ступенчатый характер возбуждения и ионизации и деформация хвоста функции распределения.

Качественно картина нам представляется следующей. При прохождении разрядного тока разогрев нормального газа происходит неравномерно и плотность его будет иметь некоторый градиент. При этом из-за большой теплоемкости стенок температура газа вблизи них будет лишь немного выше комнатной. Температура электронов, таким образом, у стенок будет несколько ниже, чем в осевых частях разрядной трубки. Все это приведет к тому, что ионизация на оси будет происходить более интенсивно и концентрация электронов станет выше, чем в периферийных частях объема, даже относительно бесселевского распределения. Это в свою очередь вызовет дальнейшее уменьшение плотности нормального газа как за счет разогрева, так и за счет ионизации и т. д. Развивается лавинообразный процесс, и в конечном итоге образуется токопроводящий шнур. Мы будем называть такое положение вещей просто контракцией в отличие от предыдущей трактовки явления. Возможность такого механизма контрагирования допускалась некоторыми авторами, но конкретных расчетов приведено не было [4].

Чтобы получить некоторые количественные результаты, рассмотрим также разряд постоянного тока в чисто диффузионном режиме, но будем считать, что скорость ионизации зависит от  $n_e(r)$ . Посмотрим, как каждый из сомножителей выражения (2) зависит от  $T_e$ . Непосредственный подсчет показывает, что функция  $F(n_e, T_e)$  очень слабо зависит от  $T_e$ . Величина  $\frac{\nu_{ee}}{n_e}$  зависит от  $T_e$  степенным образом с показателем  $\frac{3}{2}$ . Самая сильная зависимость от  $T_e$  конечно содержится в экспоненциальном множителе  $e^{-\nu(n_e, T_e)}$ . После некоторых преобразований показателя экспоненты получаем его в виде

$$f(n_e, T_e) = \frac{1}{T_e^2} \left[ -V_1^2 + \frac{2}{b} V_1 - \frac{bT_e + 2}{b^2 T_e^2} \ln(1 + bV_1) \right], \quad (3)$$

где  $V_1$  — первый потенциал возбуждения, а  $b = \frac{\nu_{ee} E}{\nu_{ee} T_e}$  параметр, не зависящий от  $T_e$ , а лишь от концентрации электронов  $n_e$ ,  $\nu_{ee}$  — величина, обратная времени релаксации энергии электронов в электрическом поле.

Вычисление этого сомножителя следует производить очень осторожно, так как в показателе складываются и вычитаются почти одинаковые большие величины. Особенно это заметно при больших значениях параметра  $b$ , т. е. при малых концентрациях электронов.

При больших концентрациях электронов рассмотрение упрощается, так как параметр  $b$  становится малым и мы можем разложить  $\ln(1+bV_1)$  в ряд. При таких условиях начинают конкурировать члены  $V_1$  и  $\frac{2}{3}bV_1^3T_e$ ,

причем последний как раз и учитывает отклонение функции распределения от максвелловской. Таким образом, мы получаем критерий, при выполнении которого деформацию хвоста функции распределения учитывать не обязательно

$$b < \frac{3}{2} \frac{T_e}{V_1^2} \quad (4)$$

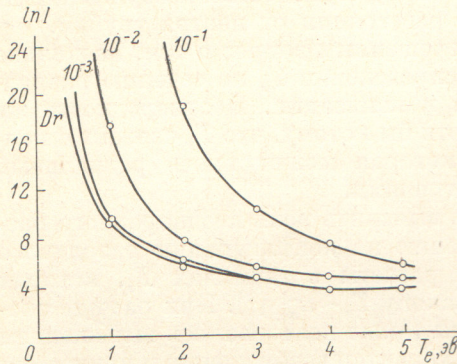


Рис. 1.

ний параметра  $b$ . Для примерного представления о значениях последнего он вычислен для некоторых конкретных условий по данным работы [5] (см. таблицу).

Обратимся теперь к графику рис. 1 для зависимости скорости ионизации от температуры электронов. Здесь приведены четыре кривые для значений параметра  $b=10^{-1}, 10^{-2}, 10^{-3}$  и  $10^{-4}$ , причем последняя практически сливается с кривой  $Dr$ , соответствующей случаю  $b=0$ , т. е. древместейновскому случаю.

$P_{0, тор}$	$i, ма$								
	25			100			400		
	$T_e, эВ$	$n_e \cdot 10^{-11}$	$b$	$T_e, эВ$	$n_e \cdot 10^{-11}$	$b$	$T_e, эВ$	$n_e \cdot 10^{-11}$	$b$
1	3.0	2	$6.3 \cdot 10^{-2}$	2.0	10	$5.4 \cdot 10^{-3}$	1.9	44	$9.6 \cdot 10^{-4}$
10	2.8	12	$2.4 \cdot 10^{-2}$	1.5	39	$2.3 \cdot 10^{-3}$	1.2	140	$2.8 \cdot 10^{-4}$

Отметим, что зависимость  $I$  от  $T_e$  весьма слабая при больших  $T_e$ . Хорошо известно, что температура электронов растет с уменьшением давления и уменьшением силы тока (для Ne см. таблицу). Исходя из наших предположений, в этом случае даже большой градиент плотности нормального газа и, следовательно, температуры электронов не может привести к значительному превышению числа ионизаций на оси трубки над числом ионизаций на периферии. Однако если мы посмотрим, как будет меняться в этом случае скорость ионизации от  $n_e$  при постоянной температуре, то увидим, что зависимость будет весьма сильной. Из сказанного выше мы приходим к выводу, что в данном случае мы имеем дело с псевдоконтракцией.

Будем увеличивать теперь начальное невозмущенное давление в трубке. Температура электронов будет падать, а концентрация расти. На графике мы будем переходить от кривых с большим значением параметра  $b$  к кривым с меньшим его значением, т. е. к древместейновской

кривой. Это будет происходить за счет увеличения  $n_e$ . В пределах одной кривой мы будем перемещаться по шкале температур к  $T=0^\circ \text{K}$ . Видно, что скорость ионизации при этом становится сильно зависящей от  $T_e$ . Возьмем предельный случай больших давлений и  $n_e=10^{13} \text{ см}^{-3}$  (кривая  $Dr$ ), температуру электронов  $T_e=1 \text{ эв}$  на оси разряда, отношение плотности на оси к плотности у стенки  $\frac{\rho_0}{\rho_R}=0.75$ . Получим отношение скоростей ионизации в этих точках  $\frac{I_0}{I_R}=10^2$ . Если же параметр  $b$  не слишком еще мал, то это отношение может достигать величины  $10^4$ . Это равносильно тому, что ионизация происходит практически только на оси.

Конечно же здесь мы не учитываем роли диффузии, теплопроводности компонент и рекомбинации. Посмотрим, как примерно будут влиять эти процессы на распределение электронов по сечению.

**I с л у ч а й.** Скорость ионизации и возбуждения одинаковы во всех точках сечения трубки. Объемная рекомбинация отсутствует. Плотность газа постоянна по сечению. Это соответствует случаю малых значений  $P_0$  и  $n_0$  и соответственно максвелловскому распределению электронов по скоростям. Получим хорошо известные распределения по радиусу  $T_e(r)=\text{const}$ ,

$n_e(r)=J_0\left(2.4\frac{r}{R}\right)$ ,  $\mathcal{J}(r)$  (интенсивность свечения)  $=J_0\left(2.4\frac{r}{R}\right)$  (рис. 2, а).

**II с л у ч а й.** Скорость ионизации и возбуждения зависят от хвоста функции распределения, но градиент плотности нормальных атомов отсутствует. Теплопроводность электронного газа мала, рекомбинации в объеме нет. Это случай псевдоконтракции. При этом  $n_e(r)=J_0\left(2.4\frac{r}{R}\right)$ , но свечение сжато к оси разряда (рис. 2, б).

**III с л у ч а й.** Скорость ионизации и возбуждения зависят от вида хвоста функции распределения и есть значительный градиент плотности  $n_a$ . Теплопроводность и рекомбинация не играют роли. При этом ионизация происходит внутри небольшой области около оси, а затем резко падает к периферии. Но поскольку все электроны (чтобы прорекомбинировать) должны продиффундировать на стенку, вне области ионизации должен наблюдаться логарифмический спад  $n_e$ . На рис. 2, в заштрихована область ионизации. Свечение будет спадать более резко, чем  $n_e$ , как и в предыдущем случае. Этому случаю соответствуют условия, сходные с нашими ( $P_0=5-30 \text{ тор}$ , неон,  $n_e=10^{13} \text{ см}^{-3}$ ). Как видно, здесь уже образуется токопроводящий шнур, размеры которого существенно меньше размеров разрядной трубки.

**IV с л у ч а й.** Те же условия, что и в случае III, но повышается ток, т. е. концентрация электронов. За счет электронной теплопроводности градиент  $T_e$  падает. Токовый шнур при этом снова должен размыться, и в конце концов разряд снова будет заполнять все сечение разрядной трубки (рис. 2, г).

**V с л у ч а й.** Этот случай особенно важен. Существует градиент плотности. Роль электронной теплопроводности невелика, но частицы гибнут в объеме, и в предельном случае в том же месте, где и рождаются. Такая ситуация может сложиться, например, в неоне при давлениях в десятки тор и при не очень больших токах. Критерием для существования такой ситуации может служить соотношение

$$\frac{R^2}{D_a} \gg \frac{1}{an_e}. \quad (5)$$

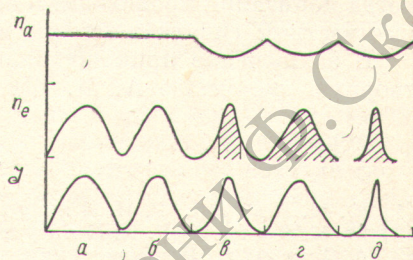


Рис. 2.

Величина коэффициента рекомбинации  $\alpha$  является практически неизвестной до сих пор для большинства газов. По некоторым данным она составляет величину  $10^{-7}$  см<sup>-3</sup> сек<sup>-1</sup>. (при рассмотрении диссоциативной рекомбинации), в других — величину на несколько порядков меньшую и зависящую от предполагаемого механизма. Поэтому конкретные параметры разрядного промежутка, при которых этот случай будет реализовываться, пока дать невозможно.

Однако когда условие (4) выполняется, должна существовать сильнейшая контракция, так как логарифмического спада  $n_e$  уже не должно наблюдаться. Важно заметить, что коэффициент рекомбинации может зависеть от температуры электронов степенным образом (показатель степени может меняться от  $\frac{3}{2}$  до  $\frac{9}{2}$ ). Рис. 2,  $d$  соответствует тому случаю, когда ионизация происходит в ограниченном приосевом объеме и заряженные частицы гибнут в том же месте, где и образовались.

В заключение приношу благодарность за интерес к работе и плодотворную дискуссию А. М. Шухтину, Р. И. Лягущенко и Л. Цендину.

#### Литература

- [1] Ю. М. Каган, Р. И. Лягущенко. ЖТФ, *34*, 1863, 1964.
- [2] Ю. М. Каган, Р. И. Лягущенко. Опт. и спектр., *17*, 168, 1964.
- [3] А. Энгель. Ионизованные газы. Физматгиз, М., 1959.
- [4] C. G. Suits. Physics, *6*, 315, 1935.
- [5] Ю. М. Каган, Ю. Б. Голубовский. Опт. и спектр., *20*, 563, 1966.

Поступило в Редакцию 28 ноября 1969 г.