

УДК 537.52 : 546.292.12.8.

ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ КОНЦЕНТРАЦИИ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ИОНОВ В РАЗРЯДЕ В ИНЕРТНЫХ ГАЗАХ

В. А. Иванов, Ю. М. Каган и А. О. Морозов

Предложен метод определения относительной концентрации молекулярных ионов в разряде в инертных газах. Найден ионный состав плазмы положительного столба разряда в неоне.

Исследования положительного столба разряда при давлениях $p \geq 10$ тор в инертных газах показали, что диссоциативная рекомбинация молекулярных ионов A_2^+ может играть заметную роль в балансе заряженных частиц. Вместе с тем определение коэффициента диссоциативной рекомбинации затруднено, потому что ионный состав плазмы в этих условиях обычно неизвестен, так как масс-спектрографические методы при таких давлениях мало пригодны.

В работе определяется ионный состав плазмы положительного столба разряда в неоне в интервале давлений $p = 6 \div 100$ тор и токов $15 \div 60$ мА в трубке радиуса $R = 10$ мм. Идея метода заключается в том, что в послесвечении заселение верхних уровней и излучение спектральных линий с них связано с процессом диссоциативной рекомбинации на эти уровни. Таким образом, интенсивность линий оказывается пропорциональной числу рекомбинирующих ионов

$$I \sim \alpha n_e \text{Ne}_2^+,$$

α — коэффициент диссоциативной рекомбинации. Спад концентрации электронов n_e и ионов Ne_2^+ и рост α вследствие спада электронной температуры T_e со временем приводит к образованию характерного максимума интенсивности в момент времени t_m после обрыва тока (рис. 1). Спад температуры медленных электронов T_e в наших условиях описывается уравнением

$$\frac{dT_e}{dt} = -\frac{2m}{M} \bar{v}_{ea} (T_e - T), \quad (1)$$

T — температура газа, \bar{v}_{ea} — усредненная по максвелловскому распределению частота упругих ударов между электронами и атомами

$$\bar{v}_{ea} = N \langle g_{tr}(v), v \rangle, \quad (2)$$

N — концентрация атомов, g_{tr} — транспортное сечение.

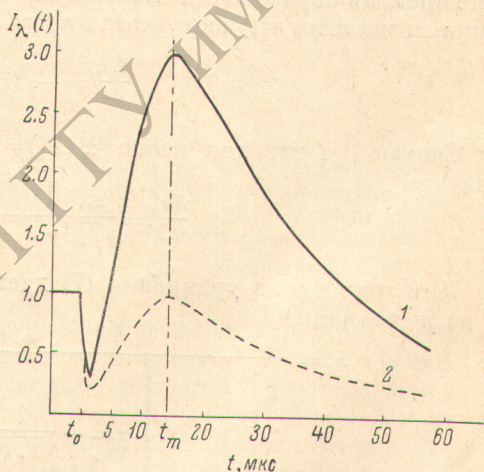


Рис. 1. Зависимость интенсивностей линий в послесвечении от времени.

1 — 5852 Å [$p_1(^1S_0) - ^1P_1$], 2 — 6217 Å [$p_1(^3D_1) - ^3P_2$].

Анализ экспериментальных данных для g_{tr} позволяет аппроксимировать величину \bar{v}_{ea} следующим образом:

$$\frac{2m}{M} \bar{v}_{ea} = 1.2pT_e, \quad (3)$$

где p — давление в торах.

Подставляя (3) в (1) и решая уравнение, получаем для $T_e(t)$

$$\frac{T_e(t)}{T_e(0)} = \frac{T}{T_e^{-At} + T_e(0)[1 - e^{-At}]}, \quad (4)$$

где $A = 1.2pT$, $T_e(0)$ — температура электронов в разряде. Из (4) видно, что для времен

$$t > \frac{1}{A} \frac{T}{T_e(0)} \quad (5)$$

температура электронов практически не зависит от температуры электронов в стационарном разряде и определяется величинами p и T .

В послесвечении разряда в нашем интервале давлений гибель заряженных частиц определяется диссоциативной рекомбинацией. Пренебрегая процессами образования заряженных частиц, можем написать

$$\frac{dn_e}{dt} = -\alpha [T_e(t)] n_e \text{Ne}_i^{\pm}.$$

Аналогичные уравнения нужно написать для всех сортов ионов. Задача в такой постановке слишком сложна для решения и мы при расчете времени образования максимума интенсивности линий ограничимся важным частным случаем, когда $n_e \approx \text{Ne}_i^{\pm}$. Тогда

$$\frac{dn_e}{dt} = -\alpha (T_e) n_e^2. \quad (6)$$

Считая [1], что для неона $\alpha(T_e) = \alpha_0/T_e^{1/2}$ и объединяя (1), (3) и (6), получим

$$\frac{dn_e}{n_e^2} = \frac{\alpha_0}{\sqrt{T_e}} \frac{1}{1.2p} \frac{dT_e}{T_e(T_e - T)}. \quad (7)$$

Интегрирование уравнения (7) дает связь между величинами n_e и T_e в послесвечении

$$n_e = \frac{n_e(0)}{1 - n_e(0)B \left[\frac{2}{\sqrt{T_e}} - \frac{2}{\sqrt{T_e(0)}} + \frac{1}{\sqrt{T}} \ln \frac{\frac{\sqrt{T_e} - \sqrt{T}}{\sqrt{T_e} + \sqrt{T}}}{\frac{\sqrt{T_e(0)} - \sqrt{T}}{\sqrt{T_e(0)} + \sqrt{T}}} \right]}, \quad (8)$$

где $B = \alpha_0/A$. Из (8) видно, что если неравенство (5) выполнено, то n_e практически не зависит от $T_e(0)$, и отношение $n_e/n_e(0)$ определяется параметром $n_e(0)/pT$ и величиной T_e . Уравнения (8) и (4) позволяют найти зависимость $n_e(t)$ и $T_e(t)$.

Найдем экстремум величины $\alpha_i(T_e) n_e^2$, которая определяет заселенность уровня « i » в послесвечении в предположении, что все ионы молекулярные и что уровень заселяется только благодаря диссоциативной рекомбинации. Под α_i следует понимать парциальный коэффициент рекомбинации на i -тый уровень. Мы будем предполагать, что его зависимость от T_e такая же, как и для полного коэффициента α .

Для этого в соотношении $J_{ik} \sim \alpha_i(T_e) n_e^2$ выразим n_e через T_e по формуле (8). Тогда условие экстремума для J_{ik} приводит к соотношению

$$\frac{1}{\alpha} \frac{d\alpha}{dT_e} + \frac{2}{n_e} \frac{dn_e}{dT_e} = 0. \quad (9)$$

Обозначая $x = \sqrt{T_e(t)/T}$ и учитывая, что $T \ll T_e(0)$, из (9) получаем

$$\frac{1}{x(x^2 - 1) \left[1 - \frac{\alpha(T) n_e(0)}{A} \left(\frac{2}{x} + \ln \frac{x-1}{x+1} \right) \right]} = \frac{A}{4\alpha(T) n_e(0)}. \quad (10)$$

Таким образом, величина $T_e(t_m)/T$ зависит только от параметра $P/n_e(0)$. Результат расчета этой зависимости приведен на рис. 2. Из формулы (8) видно, что и величина $n_e(t_m)/n_e(0)$ тоже зависит только от параметра $P/n_e(0)$. Найдя по формуле (10) $T_e(t_m)$, легко из (4) найти t_m . Таким путем можно связать момент t_m с параметрами стационарного разряда и определить величины n_e и T_e в момент времени t_m . Так как температура T_e спадает очень быстро, то через время, много меньшее, чем время образования максимума интенсивности, температура T_e близка к температуре газа и мало зависит от начального значения $T_e(0)$. В этих условиях знание точного вида зависимости $\alpha_i(T_e)$ не очень существенно для нахождения времени образования максимума. Проведенные в послесвечении измерения зависимости от времени отношения интенсивностей линий с различных p -уровней к интенсивности излучения в неразложном свете

$$\frac{I_i(t)}{I_\Sigma(t)} = \frac{\alpha_i [T_e(t)]}{\alpha [T_e(t)]}.$$

показали, что в диапазоне температур $T_e = 5000 \div 400$ К эти отношения с точностью до нескольких процентов не зависят от времени и соответственно температуры электронов. Это оправдывает наше предположение об одинаковой температурной зависимости α_i и α . Аналогичный вывод может быть сделан и на основании данных работы [4]. При более высоких температурах T_e подобные измерения затрудняются тем, что в заселении p -уровней в послесвечении заметную роль может играть ступенчатое заселение электронным ударом.

Мы провели сравнение рассчитанных по приведенной схеме времен t_m с измеренными временами для 10 различных разрядных условий, для которых концентрация электронов менялась в интервале $10^{11} \div 10^{12}$ см⁻³ и давление в интервале $6 \div 100$ тор. Сравнение показывает, что расчет достаточно хорошо совпадает с экспериментом, хотя предположение о том, что все ионы молекулярные, не выполняется для ряда условий. Пример такого сравнения приведен на рис. 3. При расчетах температура атомов T считалась неизменной и равной 400 К. Расчет хода $n_e(t)$ по (8) показывает, что к моменту t_m концентрация электронов спадает незначительно (не более, чем на 20% в наших условиях). Этот вывод справедлив и для случая, когда не все ионы молекулярные. Как мы уже указывали, величина t_m определяется хорошо для всего диапазона условий, а спад концентрации электронов для того случая, когда не все ионы молекулярные, очевидно, должен идти еще медленнее. Таким образом, можно считать, что в максимуме интенсивности концентрации n_e и Ne_2^+ практически равны концентрации в стационарном разряде. Тогда

$$\frac{I_m}{n_e^2} \sim \alpha \frac{Ne_2^+}{n_e},$$

где I_m — интенсивность линии в максимуме в послесвечении; n_e и Ne_2^+ — концентрации в стационарном разряде.

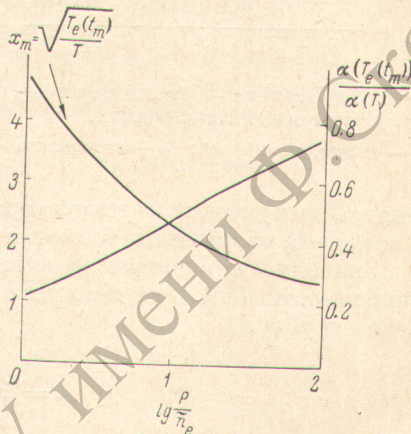


Рис. 2. Зависимость температуры электронов и коэффициента диссоциативной рекомбинации в момент максимума интенсивности линий от параметров плазмы.

$$\bar{n}_e = n_e \cdot 10^{-11}.$$

Если считать, что α не зависит явно от давления p , и учесть, согласно рис. 2, зависимость α от T_e в момент t_m , то зависимость от давления величины I_m/n_e^2 дает ход отношения $\frac{Ne_+^+}{n_e}(p)$.

В работе параметры плазмы регистрировались при постоянном токе и меняющемся в диапазоне 6–100 тор давления. При различных давлениях измерялась величина напряженности продольного электрического поля E , интенсивность спектральной линии в максимуме послесвечения и время образования максимума t_m . Все оптические измерения проводились на линии 5852 Å [$p_1(^1S_0) - ^1P_1$], на которой максимум интенсивности выражен наиболее ярко.

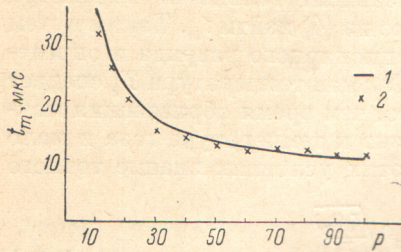


Рис. 3. Времена образования максимума интенсивности.

1 — расчет, $i=24$ мА; 2 — измеренные значения.

Значения концентрации электронов n_e , необходимые для построения зависимости I/n_e^2 , для всех условий находились из уравнения для тока через трубку:

$$i = 2\pi e b_e E \int_0^R n_e(r) r dr,$$

b_e — подвижность электронов.

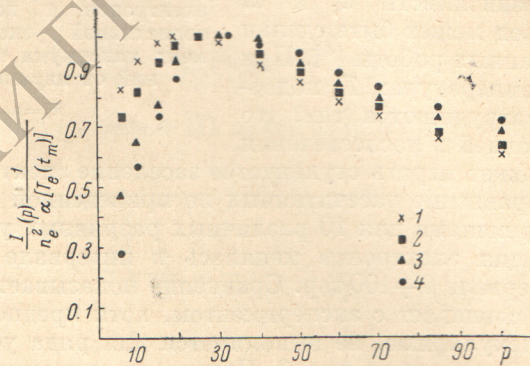


Рис. 4.

i , мА: 1 — 19, 2 — 24, 3 — 37, 4 — 56.

Зависимость $\frac{I_m}{n_e^2}(p) \frac{1}{\alpha [T_e(t_m)]}$ приведена на рис. 4. Из соотношения

$$\frac{Ne_+^+}{n_e} = \frac{1}{1 + \frac{\alpha n_e}{\beta N^2}}, \quad (11)$$

где β — коэффициент конверсии атомарного иона в молекулярный, которое получается для стационарного случая без учета диффузии, для наших значений n_e и при давлении $p \approx 40$ тор все ионы должны быть молекулярными (при оценке мы брали $\beta=10^{-31}$ и $\alpha=10^{-8}$). При меньших давлениях это уже не имеет места и на экспериментальных кривых наблюдается правильная зависимость от n_e , т. е. от величины разрядного тока.

| | N_{p_1}/N_{p_2} | N_{p_3}/N_{p_4} | N_{p_4}/N_{p_5} | $N_{p_9}/N_{p_{10}}$ |
|--------------------------|-------------------|-------------------|-------------------|----------------------|
| Экспериментальные данные | 0.5 | 0.16 | 1.8 | 0.18 |
| По Больцману | 0.17 | 0.15 | 1.3 | 0.017 |

Примечание. Экспериментальные данные соответствуют давлению $p = 30$ тор.

В области давлений $6 \div 20$ тор полученная зависимость $\frac{Ne_e^+}{n_e}(p)$ согласуется с данными работ [2, 3]. Характер спада относительной концентрации в этой области давлений подтверждает соотношение (11), т. е. резкую зависимость Ne_e^+/n_e от давления и концентрации электронов при $\alpha n_e \approx \beta N^2$.

Из рис. 4 видно, что при $p \geq 30$ тор отношение (I_m/n_e^+) ($1/\alpha$) уменьшается, причем это отношение практически не зависит от силы разрядного тока. Это не может быть связано с уменьшением относительной концентрации молекулярных ионов, так как отсутствуют процессы, могущие привести к уменьшению этого отношения.

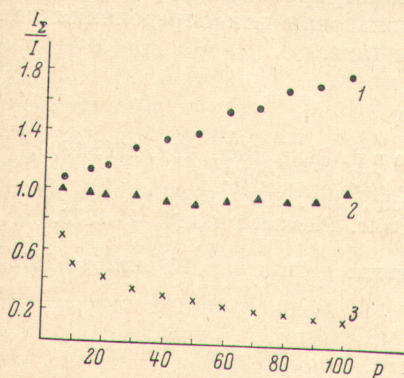


Рис. 5. Зависимость от давления отношения светового потока в неразложенном свете к световым потокам от линий в момент максимума.

1 — I_2/I_1 , I_1 — соответствует переходу $p_1 - ^1P_1$; 2 — I_2/I_4 , I_4 — переходу $p_4 - ^3P_2$; 3 — I_2/I_{10} , I_{10} — переходу $p_{10} - ^3P_2$.

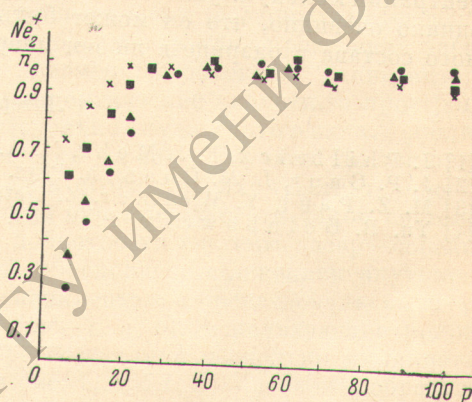


Рис. 6. Зависимость относительной концентрации молекулярных ионов от давления. Обозначения такие же, как и на рис. 4.

Наблюдаемый спад может быть объяснен тем, что в наших условиях в системе уровней $3p$ отдельные подуровни не распределены между собой по формуле Больцмана с атомной температурой T . Это видно из таблицы. При этом некоторые уровни заселены больше, чем по Больцману по отношению к своим соседям, некоторые — меньше. Так как в стадии послесвечения электронная температура быстро спадает, то в системе $3p$ -уровней «перемешивание» электронным ударом значительно менее эффективно, чем перемешивание атомным ударом. Если уровень сильно перезаселен, то выражение для его концентрации в стадии послесвечения можно записать в виде

$$N_i = \frac{\alpha_i n_e Ne_e^+}{A + N \langle v\sigma \rangle},$$

где A — вероятность перехода с данного уровня.

Для нахождения $\langle v\sigma \rangle$ бралось отношение светового потока в момент t_m от разрядной трубки в неразложенном свете (практически — это суммарный поток во всех переходах $3p - 3s$) к световому потоку от интересующей нас линии 5852 \AA с уровня p_1 . Так как в суммарном потоке перемешивания

вание не существенно, то это отношение пропорционально величине $A + N\langle v\sigma \rangle$, т. е. пропорционально давлению (рис. 5). Из наклона полученной прямой определяется скорость перемешивания $\langle v\sigma \rangle$. Если перестроить кривые рис. 4 с учетом разрушения уровня p_1 путем перемешивания, то получаются кривые, изображенные на рис. 6. Из этих кривых видно, что, как и следовало ожидать, при достаточно больших давлениях все ионы в разряде молекулярные.

То, что приведенные соображения о роли перемешивания атомным ударом в системе 3p-уровней обоснованы, видно из рис. 5. На нем изображены отношения светового потока в момент t_m от разрядной трубки в неразложном свете к световому потоку от линий с трех различных подуровней: «перезаселенного» p_1 , о котором уже шла речь, p_4 , который находится в больцмановском равновесии со своими соседями и для которого поэтому перемешивание роли не играет и соответствующее отношение от давления не зависит; p_{10} , который сильно недозаселен и который поэтому в послесвечении, кроме рекомбинации, еще добавочно заселяется атомным ударом с соседних уровней. Поэтому отношение интенсивностей для этого уровня должно падать с ростом давления, что и видно из рис. 5.

Применимость изложенного метода определения относительной концентрации молекулярных ионов мы продемонстрировали на примере неона, однако очевидно, что он может быть использован для определения ионного состава в разряде в любом инертном газе.

Литература

- [1] J. Philbrick, F. J. Mehr, M. A. Biond. Phys. Rev., 181, 271, 1969.
- [2] J. P. Gaur, L. M. Chanin. Phys. Rev., 182, 167, 1967.
- [3] M. Z. Paul, Y. Weimer. Z. Naturforsch., A13, 753, 1958.
- [4] Yu. B. Golubowcky, P. Michel. Beitr. Plasmaphys., 13, 4, 1973.

Поступило в Редакцию 23 октября 1975 г.