нелинейной. Проанализируем в выражении (10) зависимость T от E_0^2. Для этого представим его в виде

$$\frac{T}{T_0}=1+\left(\frac{E_0}{E_c}\right)^2\frac{\omega^2+\nu_{m,0}^2}{\omega^2+\nu_m^2}\frac{\nu_m}{\nu_{m,0}}\frac{\nu_{T,0}}{\nu_T},\tag{14}$$

$$E_c=\left[\frac{kT_0 3m\nu_{T,0}(\omega^2+\nu_{m,0}^2)}{e^2\nu_{m,0}}\right]^{0,5}\tag{15}$$

– характерное поле АП. Здесь $\nu_{m,0}=\nu_m(T_0)$; $\nu_{T,0}=\nu_T(T_0)$. Из (14) видно, что в поле с амплитудой $E_0\ll E_c$ температура электронов меняется незначительно на величину $T-T_0=e^2E_0^2\nu_{m,0}/3mk\nu_{T,0}(\omega^2+\nu_{m,0}^2)$, также незначительны в этом случае изменения n_e и ν_m. Это означает, что диэлектрическая проницаемость и проводимость слабо возмущены полем. Поэтому электрическое поле с амплитудой $E_0\ll E_c$ называется слабым. При $E_0\gtrsim E_c$ влияние электрического поля на электрофизические параметры АП существенно. Такие поля называются сильными.

В заключение, используя (15), оценим характерное электрическое поле АП E_c. При [9] $\omega=2{,}3\cdot10^9$ с$^{-1}$ и АП с параметрами: $N_p\sim10^7$ см$^{-3}$, $R\sim10^{-4}$ см, $T_0\sim2\cdot10^3$ К, $\delta\sim1{,}2\cdot10^{-3}$, $\nu_{m,0}\sim5{,}9\cdot10^9$ с$^{-1}$ – $E_c\sim5{,}2$ В/см. По отношению к полям, создаваемым современными радиопередатчиками [2, 9], полученное значение E_c не представляется непомерно большим. Этот и другие примеры показывают, что содержащееся в [5] утверждение, не подкрепленное численными оценками, о невозможности заметного отрыва электронной температуры от температуры газа не является достаточно общим.

Энергетический институт
им. Г. М. Кржижановского

Поступило в редакцию
23 I 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. *А. В. Горбатов, Е. В. Самуйлов.* ТВТ, *16*, № 2, 225, 1978.
2. *В. Л. Гинзбург.* Распространение электромагнитных волн в плазме. «Наука», 1967.
3. *А. В. Гуревич, А. Б. Шварцбург.* Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. «Наука», 1973.
4. *M. S. Sodha, S. Guha.* Adv. Plasma Phys., № 4, 219, 1971.
5. *S. Guha, A. K. Arora.* Appl. Sci. Res., *22*, 176, 1970.
6. *Е. В. Самуйлов, А. В. Горбатов.* В сб. Теплофизические свойства химически реагирующих гетерогенных смесей, вып. 38. Изд. ЭНИН, 1973.
7. *Д. Хелфрич, У. Густафсон.* Энергетические машины и установки, № 3, 113, 1974.
8. *А. В. Горбатов, Е. В. Самуйлов.* ТВТ, *16*, № 4, 709, 1978.
9. *Фант, Геймеч, Йос.* РТК, *10*, № 3, 159, 1972.

УДК 539.196.5

КОНСТАНТА СКОРОСТИ КОЛЕБАТЕЛЬНОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ МОЛЕКУЛЫ F_2 ЭЛЕКТРОННЫМ УДАРОМ

Елецкий А. В., Кулагин В. Д.

В работе [1] разработан приближенный метод расчета баланса энергии электронов в разряде в молекулярном газе. Метод основан на том, что в широкой области параметров разряда значительная часть теряемой электронами энергии расходуется на возбуждение молекулярных колебаний. Это позволяет не учитывать энергию, теряемую электронами на возбуждение электронных состояний и ионизацию молекул, а потери энергии на упругое рассеяние учесть приближенно, пренебрегая зависимостью частоты электронно-молекулярных соударений от скорости. В этом случае удается рассчитать баланс энергии электронов без решения кинетического уравнения Больцмана, основываясь на экспериментальных зависимостях дрейфовой скорости от отношения напряженности электрического поля E к концентрации частиц N.

В [2] указанный метод расчета баланса энергии электронов распространен на случай разряда в смеси газов, содержащей молекулярную компоненту. При этом вводится дополнительное упрощающее предположение о том, что, как и в случае однокомпонентного газа, значения констант соударений электронов с молекулами и атомами, составляющими смесь, определяются одним параметром – величиной средней энергии электронов $\bar{\varepsilon}$. Значения констант в смеси совпадают со значениями этих констант в однокомпонентном газе при той же величине $\bar{\varepsilon}$.

В данной работе метод [1, 2] используется для восстановления значений константы колебательного возбуждения молекулы фтора из экспериментальных зависимостей дрейфовой скорости электронов в чистом гелии и смеси гелия и фтора, измеренных в [3]. Результаты измерений дрейфовой скорости электронов в смеси 99% He+1% F_2 [3] приведены на рисунке. Для условий эксперимента исходная система уравнений баланса импульса и энергии имеет следующий вид:

$$K_у = eN/mNW, \tag{1}$$

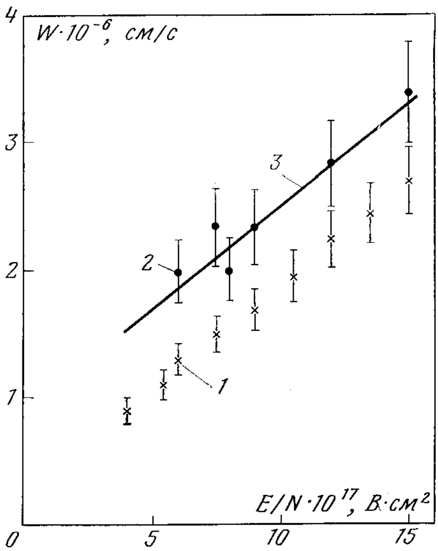
$$\frac{eEW}{N} = \frac{2m}{M} K_у \bar{\varepsilon} + \frac{N_м}{N} K_{кол} \hbar\omega. \tag{2}$$

Здесь W – дрейфовая скорость электронов; $\bar{\varepsilon}$ – их средняя энергия; m, M – масса электрона и атома гелия; $N_м$ – концентрация молекул фтора; N – концентрация атомов гелия, которую можно считать равной концентрации частиц смеси ($N_м/N=10^{-2}$); $\hbar\omega=925$ см$^{-1}$ [4] – колебательный квант молекулы фтора; $K_у$ – константа скорости упругого рассеяния электронов на атомах гелия; $K_{кол}$ – константа скорости колебательного возбуждения молекул фтора. В (2) предполагается, что потери энергии электронов обусловлены в основном двумя процессами: упругим рассеянием электронов на атомах гелия и колебательным возбуждением молекул фтора. Вклад в баланс энергии прочих процессов не учитывался. При малой концентрации фтора (1%) и относительно небольшой средней энергии электронов это вносит в расчет ошибку, не выходящую за пределы точности измерений дрейфовой скорости (10–15%) [3].

Так, потери энергии на вращательное возбуждение молекул (для взаимодействия заряд – квадруполь в приближении Борна) описываются следующим выражением [1]:

$$\left(\frac{\partial\bar{\varepsilon}}{\partial t}\right)_{вр} = -\frac{64}{\sqrt{3\pi}} B \frac{2\pi Q^2}{15e^2a_0^2} \sqrt{\frac{\bar{\varepsilon}}{m}} N_м, \tag{3}$$

где B – вращательная постоянная молекула фтора; Q – ее квадрупольный момент; a_0 – радиус Бора. Непосредственное вычисление (3) показывает, что эта величина на два-три порядка меньше eEW в интересующей нас области изменения параметра E/N.



Дрейфовая скорость электронов в разряде при различных значениях E/N: *1* – He; *2* – 99% He+1% F_2; *3* – аппроксимация (6)

Авторы работы [3] указывают, что дополнительный нагрев электронов может быть обусловлен процессом диссоциативного прилипания электронов к молекулам фтора. Выражение для скорости такого нагрева запишем в виде

$$\left(\frac{\partial\bar{\varepsilon}}{\partial t}\right)_{пр} = N_м\langle(\bar{\varepsilon}-\varepsilon)\,\sigma\cdot v\rangle. \tag{4}$$

Здесь σ – сечение процесса; v – скорость электрона; ε – его энергия; угловые скобки – усреднение по функции распределения электронов. Оценить (4) можно на основании следующих соображений. Предположим, что сечение диссоциативного прилипания электрона к молекуле фтора обратно пропорционально энергии налетающего электрона [4] (предельный случай формулы Брейта – Вигнера). Отсюда следует, что константа скорости этого процесса $K_{пр}$ обратно пропорциональна скорости электрона. Подставив $\sigma\sim\varepsilon^{-1}$ в (4) и усреднив результат, по максвелловскому распределению получим

$$\frac{1}{N}\left(\frac{\partial\bar{\varepsilon}}{\partial t}\right)_{пр} = \frac{\bar{\varepsilon}}{3}\frac{N_м}{N} K_{пр}(\bar{\varepsilon}). \tag{5}$$

При температуре электронов $\simeq$600 К имеем: $K_{пр}=4{,}6\cdot10^{-9}$ см^3/с [5]. Используя эту величину для вычисления (5) с учетом $K_{пр}\sim\bar{\varepsilon}^{1/2}$, получим, что в интересующей нас области энергий значение (5) примерно на два порядка меньше величины eEW/N. Этот результат слабо зависит от конкретного вида функции распределения электронов по энергиям и вида функции $\sigma(\varepsilon)$.

Уравнения (1), (2) позволяют восстановить величину константы скорости колебательного возбуждения молекулы F_2 электронным ударом из измерений, приведенных на рисунке. Единственным параметром, определяющим значения входящих в (1), (2) констант является величина средней энергии электронов $\bar{\varepsilon}$, причем в соответствии с основным предположением метода зависимости констант от этого параметра в смеси газов остаются такими же, как в чистых газах. Это предположение, справедливость которого обсуждается в [2], позволяет использовать уравнение (1) для расчета величины $\bar{\varepsilon}$ (зависимость $K_у(\bar{\varepsilon})$ в чистом гелии хорошо известна, см., например, [6]). Подстановка полученных значений K_y и $\bar{\varepsilon}$ в соотношение (2)

$E/N \cdot 10^{17}$, В·см^2	6	7	8	9	10
$W \cdot 10^{-6}$, см/с	1,88	2,04	2,20	2,36	2,53
$K_{кол} \cdot 10^{+8}$, см^3/с	8,2	10,5	12,9	15,5	–
$DN \cdot 10^{-22}$, см$^{-1}$ с$^{-1}$	4,8	5,9	7,1	8,4	10,0
$DN \cdot 10^{-22}$, см$^{-1}$ с$^{-1}$ [7]	4,8	5,5	6,3	7,2	8,0

позволяет получить искомые зависимости $K_{кол}$ от параметра E/N. Результаты расчетов приведены в таблице. Экспериментальная зависимость дрейфовой скорости электронов от E/N в смеси аппроксимировалась простой линейной зависимостью

$$W=(0{,}9+0{,}16 \cdot E/N) \cdot 10^6. \qquad (6)$$

Заметим, что некоторую информацию о точности рассматриваемого метода можно получить, вычислив коэффициент диффузии D электронов в чистом гелии. Значения коэффициента D можно оценить, исходя из следующего простого выражения [1]:

$$D = {}^2/_3 W_0 \bar{\varepsilon}/eE. \qquad (7)$$

Здесь W_0 – дрейфовая скорость электронов в гелии; $\bar{\varepsilon}$ – средняя энергия электронов. С учетом лишь упругого рассеяния электронов (см., например, [1]) $\bar{\varepsilon}=MW_0^2/2$. В последних двух строках таблицы произведения DN в чистом гелии, вычисленные на основании выражения (7), сравниваются с экспериментальными значениями [7]. Сравнение показывает, что для $E/N \geqslant 10$ экспериментально измеренные величины сильно отличаются от расчетных. Это связано с тем, что при больших значениях E/N существенный вклад в баланс энергии электронов вносят неупругие процессы столкновения электронов с атомами гелия. В силу этого использование уравнения (2) при больших E/N незаконно, так как в результате его решения мы будем получать сильно завышенные значения константы $K_{кол}$.

Институт атомной энергии
им. И. В. Курчатова

Поступило в редакцию
30 I 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. *А. В. Елецкий, Л. А. Палкина, Б. М. Смирнов.* Явления переноса в слабоионизованной плазме. Атомиздат, 1975.
2. *А. В. Елецкий.* Физика плазмы, *3*, 657, 1977.
3. *K. J. Nygaard et al.* Appl. Phys. Lett., *32*, 612, 1978.
4. *Б. М. Смирнов.* Ионы и возбужденные атомы в плазме. Атомиздат, 1974.
5. *Б. М. Смирнов.* Отрицательные ионы. Атомиздат, 1978.
6. *Л. Хаксли, Р. Кромптон.* Диффузия и дрейф электронов в газах. «Мир», 1977.
7. *J. Dutton.* J. Phys. Chem. Ref. Data, *4*, 577, 1975.

УДК 537.525

ФОТОИОНИЗАЦИЯ СМЕСЕЙ ЦЕЗИЯ С ИНЕРТНЫМИ ГАЗАМИ ПРИ АТМОСФЕРНОМ ДАВЛЕНИИ

Александров В. Я., Андреев А. П., Скобликов С. В., Юринов А. А.

Расчетные оценки эффективности цезия как фотоионизируемой присадки в газе при давлении порядка атмосферного содержатся в работах [1–3]. В последние годы исследования разрядов в плотных смесях инертного газа с паром щелочного металла вызваны, в частности, попытками создания эксимерного лазера, генерирующего на молекулах, образованных атомом щелочного металла и инертного газа [4–7].