

# Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

А. В. Елецкий, В. Д. Кулагин, Константа скорости колебательного возбуждения молекулы  $F_2$  электронным ударом, *ТВТ*, 1979, том 17, выпуск 5, 1100–1102

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 44.210.149.218

9 ноября 2024 г., 19:44:34



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

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

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

— 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  $T - T_0 = e^2 E_0^2 \nu_{m,0} / 3m k \nu_{T,0} (\omega^2 + \nu_{m,0}^2)$ , также незначительны в этом случае изменения  $n_e$  и  $\nu_m$ . Это означает, что диэлектрическая проницаемость и проводимость слабо возмущены полем. Поэтому электрическое поле с амплитудой  $E_0 \ll E_c$  называется слабым. При  $E_0 \gg E_c$  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]  $\omega = 2,3 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$  и АП с параметрами:  $N_p \sim 10^7 \text{ см}^{-3}$ ,  $R \sim 10^{-4} \text{ см}$ ,  $T_0 \sim 2 \cdot 10^3 \text{ К}$ ,  $\delta \sim 1,2 \cdot 10^{-3}$ ,  $\nu_{m,0} \sim 5,9 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$  —  $E_c \sim 5,2 \text{ В/см}$ . 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. Aroa. 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<sub>2</sub> 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 удастся 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  $\bar{\epsilon}$ . Значения констант в смеси совпадают со значениями этих констант в однокомпонентном газе при той же величине  $\bar{\epsilon}$ .

В данной работе метод [1, 2] используется для восстановления значений констант 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<sub>2</sub> [3] приведены на рисунке. Для условий эксперимента исходная система уравнений баланса импульса и энергии имеет следующий вид:

$$K_y = eN/mNW, \quad (1)$$

$$\frac{eEW}{N} = \frac{2m}{M} K_y \bar{\epsilon} + \frac{N_m}{N} K_{\text{рол}} \hbar \omega. \quad (2)$$

Здесь  $W$  – дрейфовая скорость электронов;  $\bar{\epsilon}$  – их средняя энергия;  $m$ ,  $M$  – масса электрона и атома гелия;  $N_m$  – концентрация молекул фтора;  $N$  – концентрация атомов гелия, которую можно считать равной концентрации частиц смеси ( $N_m/N=10^{-2}$ );  $\hbar\omega=925$  см<sup>-1</sup> [4] – колебательный квант молекулы фтора;  $K_y$  – константа скорости упругого рассеяния электронов на атомах гелия;  $K_{\text{рол}}$  – 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]:

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

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  $E/N$ .

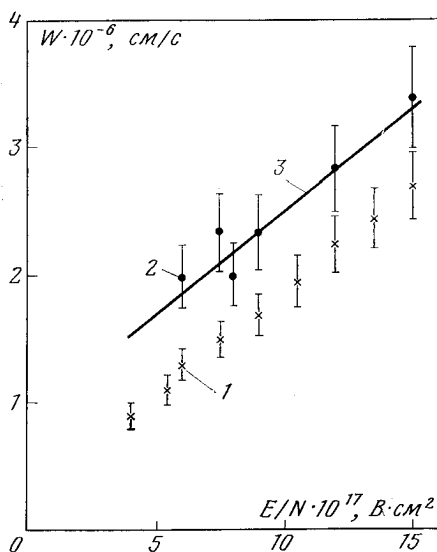
Авторы работы [3] указывают, что дополнительный нагрев электронов может быть обусловлен процессом диссоциативного прилипания электронов к молекулам фтора. Выражение для скорости такого нагрева запишем в виде

$$\left(\frac{\partial \bar{\epsilon}}{\partial t}\right)_{\text{пр}} = N_m (\bar{\epsilon} - \epsilon) \sigma \cdot v. \quad (4)$$

Здесь  $\sigma$  – сечение процесса;  $v$  – скорость электрона;  $\epsilon$  – 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  $K_{\text{пр}}$  обратно пропорциональна скорости электрона. Подставив  $\sigma \sim \epsilon^{-1}$  в (4) и усреднив результат, по максвелловскому распределению получим

$$\frac{1}{N} \left(\frac{\partial \bar{\epsilon}}{\partial t}\right)_{\text{пр}} = \frac{\bar{\epsilon}}{3} \frac{N_m}{N} K_{\text{пр}}(\bar{\epsilon}). \quad (5)$$

При температуре электронов  $\approx 600$  К имеем:  $K_{\text{пр}} = 4.6 \cdot 10^{-9}$  см<sup>3</sup>/с [5]. Используя эту величину для вычисления (5) с учетом  $K_{\text{пр}} \sim \bar{\epsilon}^{1/2}$ , 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  $\sigma(\epsilon)$ .



Дрейфовая скорость электронов в разряде при различных значениях  $E/N$ : 1 – He; 2 – 99% He+1% F<sub>2</sub>; 3 – аппроксимация (6)

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  $\bar{\epsilon}$ , 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  $\bar{\epsilon}$  (зависимость  $K_y(\bar{\epsilon})$  в чистом гелии хорошо известна, см., например, [6]). Подстановка полученных значений  $K_y$  и  $\bar{\epsilon}$  в соотношение (2)

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

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

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

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]:

$$D = \frac{2}{3} W_0 \bar{\epsilon} / eE. \quad (7)$$

Здесь  $W_0$  — дрейфовая скорость электронов в гелии;  $\bar{\epsilon}$  — средняя энергия электронов. С учетом лишь упругого рассеяния электронов (см., например, [1])  $\bar{\epsilon} = MW_0^2/2$ . В последних двух строках таблицы произведения  $DN$  в чистом гелии, вычисленные на основании выражения (7), сравниваются с экспериментальными значениями [7]. Сравнение показывает, что для  $E/N \geq 10$  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  $K_{\text{кол}}$ .

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. К. 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. Кромpton. 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].