

01;03;04

## Скорость лавинной ионизации и механизмы энергетического обмена в плазме аргона за фронтом ударной волны

© Б.В. Постников, В.И. Яковлев

Институт теоретической и прикладной механики СО РАН, Новосибирск  
E-mail: yakovlvi@itam.nsc.ru

Поступило в Редакцию 19 февраля 2002 г.

Представлены результаты измерений скорости ионизации аргона в релаксационной зоне за ударными волнами при числах Маха более 11, что соответствует устойчивым режимам течения. На основе анализа уравнения энергетического баланса электронов обосновывается предположение, что высокие по сравнению с расчетными данными значения скорости лавинной ионизации вызваны наличием дополнительного канала энергообмена при ассоциативной ионизации атомов.

В [1] на основе прямого сравнения результатов измерений и расчета скорости лавинной ионизации за фронтом ударных волн в одноатомных газах (аргон, криптон) было установлено значительное (более чем вдвое) превышение данных эксперимента. Этот параметр существенно зависит от температуры электронов  $T_e$ , и поэтому в области лавины скорость ионизационного процесса определяется кинетикой нагрева электронов, в которой решающая роль принадлежит электрон-ионному энергообмену [2–5]. Расчетные значения  $T_e$  определялись на основе результатов измерений плотности электронов  $n_e$  (а также атомов  $n_a$ ) с использованием уравнения энергетического баланса для общпринятой модели кинетики нагрева электронов за фронтом ударных волн в одноатомных газах. Расчетные значения скорости ионизации  $S_e$  определялись соотношением:  $S_e = \beta n_e n_a [1 - n_e^2/n_a K(T_e)]$ , где  $\beta(T_e)$  и  $K(T_e)$  — зависящие от электронной температуры  $T_e$  и структуры энергетических термов атома коэффициенты скорости ионизации, ионизационного равновесия. Второе слагаемое учитывает рекомбинацию. Во многих исследованиях кинетики ионизации аргона (а также других инертных газов) широко используется приближение мгновенной иони-

зации (одноуровневая модель атома) с зависимостью коэффициента вида  $\beta(T_e) = C_e(2 + \Delta E/T_e)T_e^{3/2} \exp(-\Delta E/T_e)$ , где  $\Delta E$  — разность энергии ионизации ( $E_i$ ) и первого возбужденного уровня атома ( $E_1$ , величина энергии отсчитывается от континуума),  $C_e$  — константа, определяющая сечение возбуждения атомов электронным ударом. Диапазон ее используемых значений составляет  $(4.7-7.0) \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2/\text{eV}$ , например по данным [2,4]. Расчет  $\beta$  с учетом многоуровневой структуры термов (методом модифицированного диффузионного приближения — МДП [6]) показывает, что в исследуемом диапазоне параметров (плотность электронов  $n_e \sim 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ,  $T_e \sim 1 \text{ eV}$ , степень ионизации  $\sim 10^{-2}$ ) эффективная величина константы в  $\sim 1.3$  раза выше и  $C_e \approx 9 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2/\text{eV}$ . Однако использование даже предельных значений этого параметра не дает соответствия между результатами измерений и расчета скорости ионизации. Не устраняют расхождения данных и другие, рассмотренные в [1], факторы (неопределенность кулоновского логарифма, влияние пограничного слоя). Роль излучения для условий эксперимента также незначительна.

Таким образом, учитывая доминирующую роль электрон-атомного механизма ионизации, полученные в эксперименте высокие (по сравнению с расчетом) значения скорости ионизации показывают, что температура электронов выше расчетной по общепринятой модели кинетики нагрева электронов в области лавинной ионизации. Следует отметить, что ранее выводы аналогичного характера получены в ряде других исследований [7–10]. Например, в [7] вводится понятие и определяется количественно дефект энергии, показывающий несоответствие в энергетическом балансе электронов за фронтом ударных волн в одноатомных газах. Причем это расхождение отмечается как для паров ртути (до 200%), так и для аргона. В результате в [7] делается вывод о необходимости привлечения дополнительного механизма, обеспечивающего передачу энергии от более нагретых атомов электронам. В [5,7] указывается на возможность проявления в начальной стадии зоны релаксации механизма ассоциативной ионизации возбужденных атомов в столкновениях с невозбужденными частицами. При этом высвобожденный электрон получает энергию, равную средней кинетической атома  $1.5kT_a$ . В обратном процессе диссоциативной рекомбинации электрон переходит в связанное состояние с потерей энергии  $1.5kT_e$ . Целью данной работы является определение уравнения энергетического баланса электронов в области лавинной ионизации с учетом указанных

дополнительных механизмов энергообмена и многоуровневой структуры атома, уточнение на основе результатов экспериментов в аргоне модели кинетики нагрева электронов за фронтом ударных волн в инертных газах.

В экспериментах [1] на основе измерений распределения плотности электронов  $n_e(t)$  определяются параметры потока за фронтом: степень ионизации —  $\alpha$ , плотность среды —  $\rho$  или атомов —  $n_a$ , комбинированный температурный параметр  $T_0 = T_a + \alpha T_e$ , а также скорость ионизации (источник электронов) —  $S_e$ . Для определения температуры электронов и атомов дополнительно используется уравнение энергетического баланса. Учитывая условие квазистационарности, этот параметр определяется локальным балансом энергии [5]:  $1.5kT_e S_e = Q_{el} - Q_{in}$ , где  $Q_{el}$  — скорость нагрева при упругих столкновениях с атомами ( $a$ ) и ионами ( $i$ ),  $Q_{in}$  — скорость потерь энергии электронами при неупругих столкновениях. Для слабоионизованной плазмы  $Q_{el} = (T_a - T_e)(An_e^2 \ln \Lambda + Bn_e n_a \sigma_a(T_e) T_e^2) / T_e^{3/2}$ , где  $A, B$  — зависящие от рода газа константы,  $\ln \Lambda$  — кулоновский логарифм,  $\sigma_a(T_e)$  — сечение упругих  $e$ - $a$  столкновений. В области лавины скорость потерь энергии электронами представляется в виде  $Q_{in} = E_i S_e$ . В этой модели с единственным механизмом ионизации (электронным ударом) структура энергетических уровней атома не рассматривается, так как поток электронов  $j_e^k$  в континуум в любом энергетическом сечении  $k$  (с энергией  $E_k$ ) имеет постоянное значение (изменение потока  $\Delta j_e^k = 0$ ), равное скорости ионизации  $S_e$ .

Однако при наличии других механизмов ионизации (рекомбинации) с участием возбужденных атомов появляются дополнительные потоки электронов, например, вызванные процессами ассоциативной ионизации и диссоциативной рекомбинации:  $j_{ai}^k$  и  $j_{dr}^k$  соответственно для каждого  $k$ -го уровня. Это приводит к перераспределению потоков  $j_e^k$  (вызванных электронным ударом), учитывая условие  $\Delta j_e^k = j_{ai}^k - j_{dr}^k \neq 0$  в отличие от  $\Delta j_e^k = 0$  для ранее рассмотренного случая. В результате перераспределяются также потоки энергии между атомами и электронами. Уравнение баланса энергии электронов записывается в следующем виде:

$$1.5kT_e S_e = Q_{el} - \sum j_e^k \Delta E_k + 1.5kT_a \sum j_{ai}^k - 1.5kT_e \sum j_{dr}^k, \quad (1)$$

где  $\Delta E_k$  — разность энергии соседних ( $k-1$  и  $k$ ) уровней, а суммирование производится по всем уровням. Выражая каждое  $j_e^k$  через поток

электронов с основного уровня  $j_e^l$ , используя условие  $\Delta j_e^k = j_{ai}^k - j_{dr}^k$  и равенство  $\Sigma \Delta E_k = E_i$ , получаем:

$$1.5kT_e S_e = Q_{el} - E_i j_e^l + \sum (1.5kT_e + E_k) j_{ai}^k - \sum (1.5kT_e + E_k) j_{dr}^k. \quad (2)$$

Для инертных газов с высокой точностью выполняется равенство  $j_e^l = S_e$ , т.е. скорость ионизации определяется прежним выражением  $S_e = \beta n_e n_a [1 - n_e^2/n_a K(T_e)]$  с известной температурной зависимостью  $\beta(T_e)$ . Это объясняется относительно высокой плотностью электронов и особенностью структуры энергетических термов атома (близость возбужденных уровней к континууму), поэтому не имеет значения, какие процессы обеспечивают переход электронов в континуум с возбужденных уровней. Так называемое узкое место, определяющее поток электронов в континуум и соответственно скорость ионизации, соответствует переходу с основного на первый возбужденный уровень и приближение мгновенной ионизации (электронным ударом) сохраняется. В подтверждение этого была проведена оценка относительного изменения величины  $S_e$  ( $j_e^l$  в методе МДП) и заселенностей отдельных возбужденных состояний ( $d4, 6s$ ) аргона, для которых известны данные [6] о скорости ассоциативной ионизации. Результаты показали, что для условий эксперимента относительное изменение  $\beta$  при учете дополнительных потоков незначительное (менее процента), а изменение заселенности уровней составляет не более нескольких процентов.

Используя выражение (2), совместно с интегралом энергии  $T_0 = T_a + \alpha T_e$  получается уравнение для определения расчетных значений температуры электронов:

$$\begin{aligned} T_0 - (1 + \alpha)T_e \\ = [(1.5T_e + E_i)S_e - E_S] T_e^{3/2} / (An_e^2 \ln \Lambda + Bn_e n_a \sigma_a(T_e) T_e^2 + CT_e^{3/2} S_a). \end{aligned} \quad (3)$$

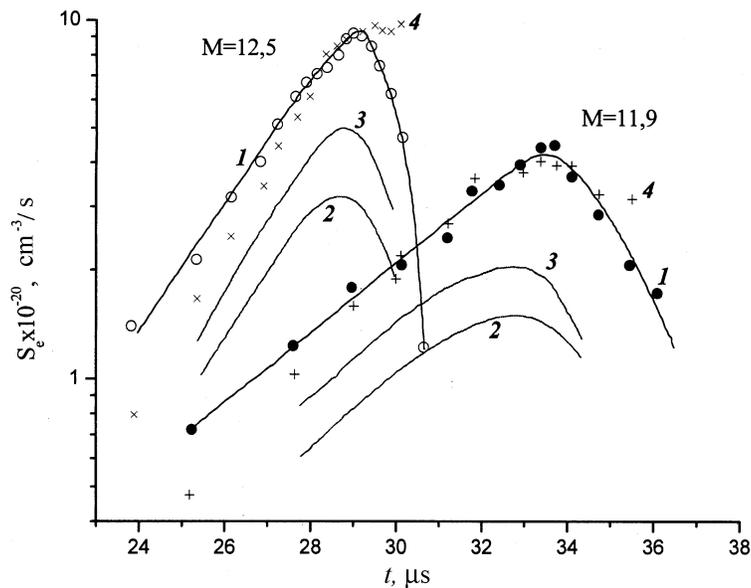
Ввиду сильной температурной (экспоненциальной) зависимости  $\beta(T_e)$  искомый параметр определяется с достаточной для дальнейшего анализа точностью (порядка  $T_e/E_i$  от точности определяемых в эксперименте параметров). Величина  $E_S = \Sigma (1.5T_e + E_k)(j_{ai}^k - j_{dr}^k)$  определяет дополнительную скорость притока и потерь энергии электронами вследствие ассоциативной ионизации и диссоциативной рекомбинации относительно основной скорости потерь энергии электронным ударом

$(1.5T_e + E_i)S_e$ . Суммирование проводится по всем возбужденным состояниям, которые участвуют в этих реакциях. Здесь  $j_{ai}^k = \beta_a^k n_1 n_k$ ,  $j_{dr}^k = \beta_r^k n_m n_e$ ,  $n_1$  и  $n_k$  — плотность атомов в основном и возбужденном состояниях,  $n_m$  — плотность молекулярных ионов,  $\beta_a^k$  и  $\beta_r^k$  — коэффициенты ассоциативной ионизации и диссоциативной рекомбинации для каждого  $k$ -го уровня соответственно. В знаменателе в дополнение к слагаемым, выражающим упругие столкновения электронов с ионами и атомами, появляется также соответствующее выражение для ассоциативной ионизации  $CT_e^{3/2}S_a$ , где  $S_a = \beta_a^k n_1 n_k$  и  $C$ -константа. Точные значения величины  $E_S$  (также  $S_a$ ) не могут быть рассчитаны из-за ограниченности данных о коэффициентах  $\beta_a^k$ ,  $\beta_r^k$  и заселенностях участвующих в рассматриваемых реакциях энергетических уровней атома, плотности молекулярных ионов. Однако можно провести оценку этого параметра, используя приведенный в [11] метод оценки  $\beta_a^k \approx \pi R^2 V \exp(-W_k/kT_e)$ , где  $R$  — эффективный радиус столкновения,  $V = (8kT_a/\pi m)^{1/2}$  — скорость атомов,  $W_k = E_k - D$  ( $D$  — энергия диссоциации молекулярного иона) и  $W_k = 0$  при  $E_k < D$ . Пренебрегая рекомбинационным процессом и предполагая квазиравновесное с температурой электронов распределение энергетических уровней:  $n_k \sim n_e^2 g_k T_e^{-3/2} \exp(E_k/kT_e)$ , получаем выражение для оценки величины искомого параметра:

$$E_S = c n_1 n_e^2 \sum (1.5T_e + E_k) \pi R^2 V \exp(-W_k/kT_e) g_k T_e^{-3/2} \exp(E_k/kT_e), \quad (4)$$

где  $c$  — константа,  $g_k$  — статистический вес  $k$ -го уровня. Учитывая пропорциональность  $E_S \sim n_1 n_e^2$ , целесообразнее использовать интегральный температурный параметр  $P_S = E_S/n_1 n_e^2$ . В диапазоне  $T_e = 11000 - 12000$  К он оценивается (учитывая  $T_a \approx T_e$ , так как их разность менее 1000 К) величиной в пределах  $P_S \approx (41 - 48) \times 10^{-26} \text{ см}^6 \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{К}$ .

Установленный таким образом интегральный параметр можно также определить на основе результатов эксперимента. Используя результаты измерений  $n_e$  (учитывая  $n_1 \approx n_a$ ) и определенную из измеренной скорости ионизации  $S_e = \beta n_e n_a [1 - n_e^2/n_a K(T_e)]$  температуру электронов в области начальной стадии лавины (до максимума  $S_e$ ) из уравнения (3), получаем искомую величину  $P_S = (130 \pm 30) \cdot 10^{-26} \text{ см}^6 \cdot \text{с} \cdot \text{К}$ , что примерно в 3 раза больше результата оценки. Учитывая большую неопределенность последнего, в дальнейшем анализе данных использовались экспериментальные значения этого параметра. В завершение



Скорость ионизации аргона за фронтом ударных волн: 1 — эксперимент; 2–4 — расчет без учета (2,3) механизма ассоциативной ионизации и с его учетом (4).

этого анализа проводится сравнение определенных в эксперименте и расчетных (для разных условий) распределений скорости ионизации  $S_e$  за фронтом ударных волн в аргоне ( $P_1 = 3 \text{ Torr}$ ) при  $M = 12.5$  и  $11.9$ . На рисунке экспериментальные данные представлены точками 1. Результаты расчета  $S_e$  без учета дополнительного энергообмена ( $P_S = 0$ ) для имеющегося диапазона неопределенности коэффициента  $\beta(T_e)$  представлены линиями 2 и 3. Данные 2 соответствуют меньшим значениям ( $C_e = 4.7 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2/\text{eV}$  [4]), а 3 — наибольшим ( $C_e = 9.0 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2/\text{eV}$ ) значениям коэффициента  $\beta(T_e)$ .

Введение интегрального параметра, определяющего дополнительную скорость нагрева в уравнение баланса энергии электронов (4), приводит к устранению такого несоответствия. Результаты расчета (использовалась максимальная величина  $C_e$ ) скорости ионизации с учетом ассоциативной ионизации атомов как источника дополнительной

энергии электронов представлены на этом же рисунке данными 4 (обозначены крестиками). В области, где доминирует ионизационный процесс (при приближении к максимуму  $S_e$ , расчетные и измеренные значения близки по величине, поскольку использовалось среднее значение интегрального параметра с учетом и этих данных экспериментов. В рекомбинационной области процесс диссоциативной рекомбинации не учитывался, поэтому расчетные значения  $S_e$  после достижения максимума изменяются слабо.

Таким образом, показано, что атом-атомные столкновения с ассоциативной ионизацией возбужденных атомов могут играть заметную роль в кинетике нагрева электронов в области лавинной ионизации одноатомных газов за фронтом ударных волн. Вследствие перераспределения потоков электронов из связанных состояний в континуум уменьшаются затраты энергии на ионизацию электронным ударом. Дополнительный приток энергии электронам обеспечивается в результате ассоциативной ионизации высоковозбужденных атомов, у которых температура выше электронной. При этом температура электронов повышается по сравнению с величиной, определяемой механизмом электрон-ионного энергообмена. Несмотря на относительно невысокое изменение температуры (менее 1000 К, или 10%), этот эффект проявляется повышением скорости электрон-атомной (лавиной) ионизации вследствие ее существенной зависимости от температуры электронов.

В заключение авторы признательны Г.К. Тумакаеву за полезные обсуждения и замечания по данной работе.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований по проекту № 00-01-00829.

## Список литературы

- [1] Григорьев П.В., Макаров Ю.П., Яковлев В.И. // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26. В. 17. С. 105.
- [2] Petschek H., Byron S. // Ann. Phys. 1957. Т. 1 (3). P270.
- [3] Oettinger P.E., Bershader D. // AIAA . 1967. V. 5. N 9. P. 1625.
- [4] Glass I.I., Liu W.S. // J. Fluids Mechanics. 1978. V. 84. Pt. 1. P. 55–77.
- [5] Биберман Л.М., Мнацаканян А.Х., Якубов И.Т. // УФН. 1970. Т. 102. В. 2. С. 431–462.

- [6] Биберман Л.М., Воробьев В.С., Якубов И.Т. // Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 1982. 375 с.
- [7] Тумакаев Г.К. // Дис. . . . канд. физ.-мат. наук. Л. 1971.
- [8] Soloukhin R.I., Yacobi Yu.A., Yakovlev V.I. // Archives of Mechanics. 1974. V. 26. P. 637–646.
- [9] Shneider K.-P., Park C. // Phys. Fluids. 1975. V. 18. N 8. P. 969–981.
- [10] Weiss C.O., Kotzan B. // Appl. Phys. 1975. V. 7. N 3. P. 203–207.
- [11] Физико-химические процессы в газовой динамике. Т. 1. // Под ред. Г.Г. Черного и С.А. Лосева. М.: Изд. Моск. ун-та, 1995. 350 с.