

КИНЕТИКА ЭЛЕКТРОННОЙ РЕКОМБИНАЦИИ В МОЛЕКУЛЯРНОМ ГАЗЕ, РАСШИРЯЮЩЕМСЯ В ПУСТОТУ

Н. М. Кузнецов

(Москва)

На модели газа с одним потенциалом ионизации и одним значением сродства к электрону исследованы закономерности кинетики рекомбинации в двух и многоатомном газе, разлетающемся в пустоту.

Наряду с реакцией рекомбинации в тройных столкновениях, играющих важнейшую роль в случае одноатомного газа [1], учитываются процессы диссоциативной рекомбинации, ион-атомной перезарядки и реакции с участием отрицательных ионов. Качественные отличия кинетики рекомбинации молекулярного газа (от случая одноатомного газа) связаны с малостью относительных электронных концентраций в момент нарушения ионизационного равновесия и с важным вкладом реакций диссоциативной рекомбинации и кинетики образования и рекомбинации отрицательных ионов.

Кроме того, вследствие большей теплоемкости многоатомного газа и соответственно меньшей скорости охлаждения при разлете, реакция рекомбинации при столкновении трех заряженных частиц не является, в отличие от случая одноатомного газа, определяющей для асимптотических значений показателя адиабаты и остаточной ионизации. По этой причине при решении уравнений кинетики рекомбинации двух- и многоатомного газа значения показателя адиабаты могут быть заданы независимо от α . Получены выражения, определяющие моменты времени нарушения равновесного соотношения между электронами и, соответственно, положительными и отрицательными ионами.

Зависимость концентрации заряженных частиц ионизационно неравновесного газа от времени при известных значениях констант скоростей реакции выражается квадратурами. Значения констант скоростей некоторых ионизационных процессов известны только по порядку величины. Однако из имеющихся данных о константах скоростей следует, что практически при любых начальных данных для разлета продуктов взрыва или сгорания химических соединений нарушение ионизационного равновесия происходит в тот момент, когда еще имеется равновесное отношение концентраций электронов и отрицательных ионов.

Кинетика рекомбинации электронов в расширяющемся термически ионизованном одноатомном газе рассматривалась в работе [1]. Однако во многих практически интересных случаях разлета газа (истечение из сопла, разлет продуктов детонации химических взрывчатых веществ и др.) доля атомарного газа в момент нарушения ионизационного равновесия сравнительно мала, а суммарная относительная концентрация двух- и многоатомных молекул

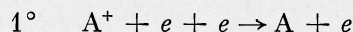
$$\alpha_m \approx 1 \quad (1)$$

При этом обычно относительная концентрация электронов

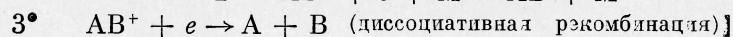
$$\alpha \ll 1 \quad (2)$$

так как потенциалы ионизации молекул основной массы газовой смеси, как правило, больше энергии их диссоциации.

Далее рассматривается кинетика электронно-ионной рекомбинации в молекулярном газе при условиях (1) и (2). Кроме процесса



являющегося основным [1] в кинетике рекомбинации разлетающегося одноатомного газа, при условиях (1) и (2) следует учесть реакции



Скорость диссоциативной рекомбинации 3° характеризуется при комнатных температурах [2-4] константой $k_3 \sim 10^{-6} - 10^{-7} \text{ см}^3 \text{сек}^{-1}$ и слабо убывает с температурой [2], так что при температурах $\sim 0.1 \text{ эв}$

$$k_3 \approx 10^{-8} T^{-1} \text{ см}^3 \text{сек}^{-1} \quad (3)$$

Сравним эту величину с известными [4-7] константами скорости первых двух реакций

$$k_1 \approx 10^{-26} T^{-3/2} \text{ см}^6 \text{сек}^{-1}, \quad k_2 \approx 10^{-31} T^{-5/2} \text{ см}^6 \text{сек}^{-1} \quad (4)$$

если третья частица М — атом (с атомным весом $\sim 10-40$), и

$$k_2 \approx 10^{-30} T^{-3/2} \text{ см}^6 \text{сек}^{-1} \quad (5)$$

если М — молекула¹, T — температура в эв. Из (3), (4) и (5) находим, что процесс 3° преобладает над 1°, если

$$\alpha \delta < 0.03 T^{7/2} \quad (6)$$

(здесь δ — плотность газа, деленная на его нормальную плотность), и над процессом 2°, если

$$\delta < 3 \cdot 10^2 T^{3/2} \quad (7)$$

Из формулы Саха следует, что при ионизационном равновесии условие (6) выполняется, если

$$2 \cdot 10^{-3} \delta^{-1/2} I^{1/4} (T/I)^{1/4} \exp [I/2T] \gg 1 \quad (8)$$

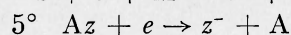
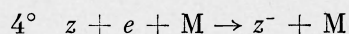
Здесь I — ионизационный потенциал (в эв) компоненты, вносящей основной вклад в ионизацию газа.

Полагая в предэкспоненциальном множителе $I = 10$, вместо (8) имеем

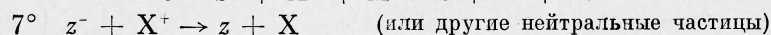
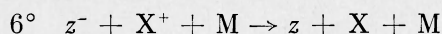
$$\sqrt{\delta} (I/T)^{1/4} \ll \exp (I/2T)$$

Неравенство (7) при адиабатическом расширении двух- или многоатомного газа выполняется практически всегда (исключение может составить случай расширения из начального состояния с температурой $T < 0.1 \text{ эв}$ и $\delta > 10^2$, которому соответствует ничтожно малая начальная ионизация). Неравенство (6) также не является ограничением в таких практических случаях, как разлет продуктов химических реакций (сопло, взрыв). Например, если $\delta < 1$, то для выполнения (6) достаточно $16T \leq I$. В случае разлета вещества, имевшего первоначально плотность, характерную для твердого тела, неравенство (6) во всяком случае выполняется, если $23T \leq I$. Учитывая сказанное, будем далее при определении времени $t = t_1$ нарушения ионизационного равновесия предполагать, что реакции 1° и 2° несут существенны. Наряду с рассмотренными реакциями, в процессе рекомбинации могут играть важную роль и другие реакции, если в системе возможно образование отрицательных ионов.

Отрицательные ионы z^- могут возникать в реакциях



Возможные пути рекомбинации z^- с положительными ионами



¹ Специфика реакции 2° в молекулярном газе связана с вращательными и колебательными переходами при столкновениях с электронами. При низких температурах (порядка 100° К) $k_2 \sim T^{-7/2}$ [8].

Процессы фоторекомбинации типа $AB^+ + e \rightarrow AB$, идущие в 10^4-10^5 раз медленнее 3° [9], и фотоприлипания $AB + e \rightarrow AB^-$ (этот процесс может конкурировать с 4° только при плотностях частиц $\sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$ [4, 9]) в дальнейшем учитываться не будут.

Рассмотрим сначала процессы рекомбинации в газе, не содержащем отрицательных ионов (практически сюда относится и случай, когда не все, а лишь основные компоненты газовой смеси не обладают положительным сродством к электрону). Кинетика ионизационно-рекомбинационных процессов в этом случае описывается уравнениями реакций 1° , 2° , 3°

$$\left(\frac{d\alpha}{dt}\right)_1 = -k_1 N^2 \alpha^3 + f_1 \quad (9)$$

$$\left(\frac{d\alpha}{dt}\right)_2 = -k_2 N^2 \alpha \Sigma \alpha_+ + f_2 \quad (10)$$

$$\left(\frac{d\alpha}{dt}\right)_3 = -k_3 N \alpha \alpha_+ + f_3 \quad (11)$$

где N — число частиц в 1 см^3 , $\Sigma \alpha_+$ и α_+ — относительные концентрации положительных ионов всех частиц и молекул соответственно, f_i — символическая запись скоростей соответствующих обратных реакций.

Потенциалы ионизации молекул и атомов, как правило, сравнимы по величине и, следовательно, при условии (1) $\Sigma \alpha_+ \approx \alpha_+$. Тот факт, что по реакции 3° могут рекомбинировать только молекулярные ионы, не существен вследствие быстрой реакции ион-атомной перезарядки [3, 4, 9]: $A^+ + XY \rightarrow A + XY^+$, которая имеет константу скорости порядка $10^{-3} k_3$, но идет гораздо быстрее вследствие $\alpha_m \gg \alpha$. Энергии активации для такой реакции обычно малы.

Учитывая сказанное, примем далее $\Sigma \alpha_+ = \alpha_+$ (это оправдано также и в силу того, что k_2 и k_3 в лучшем случае известны с точностью до множителя 2—3). Приравнявая, аналогично [10, 11], скорость изменения равновесной концентрации электронов в адиабатически расширяющемся газе $d\alpha^* / dt$ и $(-k_3 N \alpha \alpha_+)$ (здесь и в дальнейшем α^* означает равновесное значение α), найдем для момента существенного нарушения ионизационного равновесия t_1

$$-\frac{I}{2T^2} \frac{dT}{dt} = k_3 N \alpha^* \quad (12)$$

где I — потенциал ионизации частиц, вносящих основной вклад в величину α^* . Если скорость расширения газа постоянна и начальными размерами облака или размерами критического сечения сопла можно пренебречь, то

$$-\frac{d \ln T}{d \ln t} = s(\gamma - 1), \quad \frac{I}{2T} \frac{s(\gamma - 1)}{t_1} = k_3 \alpha^* (t_1) \quad (13)$$

Здесь s — число, равное трем при нестационарном сферическом разлете и двум при нестационарном цилиндрическом или стационарном сферическом (сопло) разлете, γ — эффективный показатель адиабаты.

Уравнение (12) или (13) вместе с уравнением Саха и зависимостью $T(t)$ для адиабатического течения определяют момент нарушения ионизационного равновесия t_1 . При $t > t_1$ концентрация электронов определяется уравнением

$$\frac{d\alpha}{dt} = -[k_1 \alpha N + k_2 N + k_3] \alpha^2 N \quad (14)$$

с начальными данными $\alpha(t_1) = \alpha^*(t_1)$.

Вычислим α при $t > t_1$, предварительно отметив следующее. Двух- и многоатомные газы при температурах $\sim 0.1 \text{ эв}$ характеризуются показателем адиабаты $\gamma \lesssim 1.3$ и охлаждаются при адиабатическом расширении значительно медленнее, чем одноатомный газ. Относительная малость

величины γ связана с вращательным и колебательным движениями молекул и поэтому, в отличие от случая одноатомного газа, γ может быть задана независимо от кинетики электронной рекомбинации. Известно [1], что процесс 1° играет решающую роль в кинетике рекомбинации расширяющегося одноатомного газа и приводит к нулевой остаточной ионизации, если $\gamma > 37/27$ при $s = 3$ и $\gamma > 4/3$ при $s = 2$. Такие значения γ в двух- и многоатомных газах могут достигаться лишь на поздних стадиях разлета, когда температура газа становится меньше 0.1 эв. Однако такое охлаждение сопровождается «замораживанием» колебательной энергии. Вследствие относительно быстрой передачи колебательной энергии свободным электронам процесс охлаждения электронного газа при этом замедляется.

Таким образом, охлаждение электронов в молекулярном газе оказывается достаточно медленным на всех стадиях разлета, и, в отличие от случая одноатомного газа, реакция 1° не приводит к полной рекомбинации электронов.

По этой причине в процессе расширения молекулярного газа отношение $(\alpha k_1 + k_2)N / k_3$ либо почти постоянно, либо убывает, что при выполнении исходных неравенств (6) и (7) в момент времени t_1 позволяет не учитывать реакции 1° и 2° и при $t > t_1$. В результате вместо (14) имеем

$$\frac{d\alpha}{dt} = -k_3\alpha^2N, \quad \alpha = \alpha^*(t_1) \left[1 + \alpha^*(t_1) \int_{t_1}^t k_3N dt \right]^{-1} \quad (15)$$

Найдем остаточную ионизацию α_∞ при сферическом и цилиндрическом разлете. Подставляя в (15) для разлетающегося [10] газа ¹

$$N = N_0 (t_0 / t)^s \quad (16)$$

и вынося медленно меняющуюся величину k_3 за знак интеграла на нижнем пределе, найдем с учетом (13)

$$\alpha_\infty = \alpha^*(t_1) \left[1 + \frac{Is(\gamma - 1)}{2(s-1)T(t_1)} \right]^{-1} \quad (17)$$

Обратимся теперь к случаю, когда в газе могут существовать отрицательные ионы. Положительным сродством к электрону обладает подавляющее большинство всех существующих в природе атомов и молекул, поэтому рассматриваемый случай является весьма общим. В газовых смесях суммарные относительные концентрации нейтральных частиц α_z , образующих отрицательные ионы, как правило, близки к единице. В соответствии с этим рассмотрим модель газа, в которой $\alpha_z = 1$. Кроме того, предположим для простоты, что все нейтральные частицы можно охарактеризовать общим значением сродства к электрону ϵ .

Кинетика рекомбинации описывается уравнением (11) и уравнениями реакций 4° — 7° . Реакция 5° , как правило, сильно эндотермична ² и поэтому идет с малой скоростью. При адиабатическом расширении газа направление реакции 5° может измениться на обратное в зависимости от

¹ Параметр t_0 равен начальному радиусу облака r_0 , деленному на скорость инерционного разлета u . В случае конической формы расходящейся части сопла r_0 эквивалентно радиусу критического сечения, умноженному на котангенс половины угла раствора конуса.

² Исключение составит случай, когда в состав газа входят молекулы, потенциал диссоциации которых D меньше их сродства к электрону ϵ или разница между D и ϵ незначительна. Среди сравнительно простых молекул таким свойством обладают галогены. В этом случае во всех последующих формулах вместо k_4 надо брать сумму $k_1N + \alpha_h k_5$, где α_h — относительная концентрация галогенов и $k_5 \approx 10^{-9} \text{ м}^3 \text{сек}^{-1}$. Такое значение k_5 следует из зависимости сечения процесса $J_2 + e \rightarrow J^- + J$ от энергии электрона [12].

кинетики рекомбинации атомов или радикалов А. Для того чтобы реакция, обратная 5° и характеризующаяся константой скорости порядка $10^{-10} \text{ см}^3 / \text{сек}$ [3, 4, 9], в значительной степени нейтрализовала реакцию 4°, необходимо, чтобы $\alpha_A \alpha_- \geq \alpha \delta$, где α_A и α_- — относительные концентрации частиц А и отрицательных ионов. Это довольно жесткое условие, так как из формулы Саха следует, что $\alpha_- \leq \alpha \delta$ при весьма низких температурах $T < 1/3 \text{ э}$, при которых концентрация атомов или радикалов А, способных реагировать по реакции 5°, если такие вообще есть в системе, обычно много меньше единицы. По этой причине процесс 5° далее не учитывается.

Представим, аналогично (9)—(11), уравнения кинетики реакций 4°, 6°, 7° в виде

$$\left(\frac{d\alpha}{dt}\right)_4 = -k_4 \alpha N^2 + f_4, \quad \left(\frac{d\alpha_+}{dt}\right)_6 = -k_6 \alpha_+ \alpha_- N^2 + f_6$$

$$\left(\frac{d\alpha_+}{dt}\right)_7 = -k_7 \alpha_+ \alpha_- N + f_7$$

Константа k_6 и типичные по порядку величины значения константа k_4 и k_7 равны

$$k_6 \approx 3 \cdot 10^{-29} (T)^{-5/2} \text{ см}^6 \text{сек}^{-1}, \quad k_4 \approx 5 \cdot 10^{-31} (T)^{-1/2} \text{ см}^6 \text{сек}^{-1}$$

$$k_7 \approx 2 \cdot 10^{-8} (T)^{-1/2} \text{ см}^3 \text{сек}^{-1} \quad (18)$$

Вторая формула (18) при температурах $\sim 0.1 \text{ э}$ удовлетворительно воспроизводит данные [13] для O_2 . Скорость процесса 4° в случае O_2 зависит от эффективности стабилизации [4] возбужденного состояния отрицательного иона O_2^- . Можно ожидать, что в сложной смеси газов скорость реакции 4° будет сравнима со скоростью реакций (18). Заметим, что применение принципа детального равновесия к данным [4] для реакции, обратной 4°, в случае столкновения отрицательных ионов кислорода и атомов инертных газов при энергиях сталкивающихся частиц $\sim 10 \text{ э}$ и более приводит к зависимости $k_4 \approx 10^{-31} / T$. Примерно такая же зависимость получается для соответствующих реакций с отрицательным ионом водорода [4].

При нормальной температуре $k_7 \approx 10^{-7} \text{ см}^3 \text{сек}^{-1}$ [9]. Из анализа вычислений [14] следует, что k_7 убывает с ростом температуры примерно как $T^{-1/2}$. Это и приводит к выражению (18) для k_7 .

При наличии отрицательных ионов ионизационное равновесие в рассматриваемой модели газа характеризуется не одним, а двумя соотношениями между α_+ , α_- и α , зависящими от температуры и плотности газа, например двумя уравнениями Саха

$$\alpha_+ \alpha = \varphi(T, \delta) \quad (19)$$

$$\alpha_- = \alpha \kappa(T, \delta) \quad (20)$$

Ионизационное равновесие в процессе разлета газа будет нарушено в тот момент времени t_1 , когда перестает выполняться хотя бы одно из этих соотношений. Для выяснения того, какое из них нарушается раньше, сравним выражения, определяющие момент времени t_1 в обоих случаях. Запишем формулы Саха и условие квазинейтральности плазмы в виде

$$(\alpha_+^*)^2 = 240 \alpha_0 T^{3/2} \frac{g_+}{g_0 \delta} \exp \frac{-I}{T} (1 + \kappa) \quad (21)$$

$$\alpha_-^* = \frac{\kappa \alpha_+^*}{1 + \kappa}, \quad \alpha^* = \frac{\alpha_+^*}{1 + \kappa} \quad (22)$$

¹ Данные работы [15] нельзя считать вполне надежными, однако полученные в ней порядки величин, по-видимому, правильны [9].

где, как и в (20),

$$\kappa = \frac{\alpha^*}{\alpha_0} = \frac{\delta g_-}{240 g_0 T^{3/2}} \exp \frac{\varepsilon}{T} \quad (23)$$

Здесь α_0 — концентрация ионизирующей компоненты, g_0 , g_+ и g_- — электронные статистические суммы нейтральных частиц, положительных и отрицательных ионов.

Основная температурная зависимость $(\alpha_+^*)^2$ дается множителем $\exp(-I/T)$, поэтому момент времени t_1 существенного нарушения равенства (19) при сохранении равенства (20) определяется, аналогично (12) и (13), соотношениями

$$[k_3 + \kappa(k_6 N + k_7)] N \alpha^* = - \frac{d\alpha_+^*}{\alpha_+^* dt} = - \frac{I}{2T^2} \frac{dT}{dt} = \frac{I}{2T} \frac{s(\gamma-1)}{t_1} \quad (24)$$

Если же нарушается равенство (20) при сохранении равновесия между α и α_+ , то с учетом (21), (22) и (23)

$$[k_4^- + (k_6 N + k_7) \alpha_+^*] N = - \frac{d\alpha_-^*}{\alpha_-^* dt} = \frac{2\varepsilon - I}{2T^2} \frac{dT}{dt} = \frac{I - 2\varepsilon}{T} \frac{s(\gamma-1)}{t_1} \quad (25)$$

Константа скорости k_4^- реакции, обратной 4° , связана с k_4 соотношением

$$k_4^- = k_4 \delta / \kappa \quad (26)$$

Подставляя (26) в (25) и выражая α через α_+ в (24) при помощи соотношения (22), найдем, что нарушение равенства (19) произойдет раньше, чем равенства (20), если

$$L \equiv \frac{[k_4 N + \kappa(k_6 N + k_7) \alpha_+](1 + \kappa) I}{[k_3 + \kappa(k_6 N + k_7)] \alpha_+ \kappa (I - 2\varepsilon)} > 1 \quad (27)$$

Можно убедиться в том, что вследствие равенства порядков величин k_3 и k_7 {см. (3) и (18)}

$$L \cong 1 \quad (28)$$

независимо от значений κ , δ и всех k_i . Так, при $k_3 = k_7$

$$L = \left\{ \frac{k_4 N (1 + \kappa) + k_6 N \kappa \alpha_+}{[k_3 + \kappa(k_6 N + k_7)] \alpha_+ \kappa} - 1 \right\} \frac{I}{I - 2\varepsilon} > 1$$

Согласно (28), ионизационное равновесие (19) нарушается либо раньше, либо практически ¹ одновременно с нарушением «равновесного» отношения электронов и отрицательных ионов (20). Таким образом, момент времени t_1 определяется соотношением (24).

Начиная с момента t_1 , скорость уменьшения α (до этого экспоненциальная) по сравнению с α^* резко падает (ср. (14) и (22)). При этом направление реакции 4° изменяется, и процесс образования отрицательных ионов может быть (в зависимости от начальных данных, см. далее) эффективной ловушкой для свободных электронов. Все остальные процессы при $t > t_1$ малоэффективны. Пусть t_2 — момент времени нарушения равенства (20). Согласно сказанному, $t_2 \geq t_1$. Заметим также, что условие (20) во всяком случае выполняется точно в момент изменения направления реакции 4° . При $t < t_2$, согласно (20) и условию квазинейтральности плазмы

$$\alpha = \frac{\alpha_+}{1 + \kappa}, \quad \alpha_- = \kappa \alpha \quad (29)$$

Концентрация α_+ удовлетворяет уравнению

$$\frac{d\alpha_+}{dt} = \frac{-N [k_3 + \kappa(k_6 N + k_7)] \alpha_+^2}{1 + \kappa} \equiv P(t) \alpha_+^2 \quad \text{при } t < t_2 \quad (30)$$

¹ Если $L \cong 1$, то, во всяком случае, в момент нарушения равновесия (19) с достаточной точностью $\alpha_- \cong \kappa \alpha$.

и, следовательно,

$$\alpha_+ = \alpha_+^*(t_1) \left[1 + \alpha_+^*(t_1) \int_{t_1}^t P(t) dt \right]^{-1}$$

В момент t_2 нарушения квазиравновесия реакции 4° (или, что то же, — соотношения (20)) и при $t > t_2$

$$\frac{d \ln \alpha}{dt} = -k_3 \alpha_+ N - k_4 N^2 \quad (31)$$

С другой стороны, при $t_1 < t \leq t_2$ с учетом (29) и (30)

$$\frac{d \ln \alpha}{dt} = P(t) \alpha_+ - \frac{d \ln(1 + \kappa)}{dt} \quad (32)$$

Приравнявая (31) и (32), находим для момента t_2

$$k_3 \alpha_+ N + k_4 N^2 = \frac{d \ln(1 + \kappa)}{dt} - P(t) \alpha_+ \quad (33)$$

Это уравнение вместе с (23), (29), (13) и (16) определяет t_2 , температуру, плотность и концентрацию заряженных частиц при $t = t_2$. Интегрируя (31) с учетом (16) и вынося слабо меняющиеся множители за знак интеграла на нижнем пределе (в том числе и множитель α_+), найдем

$$\alpha = \alpha(t_2) \exp \left\{ \frac{k_4 N^2(t_2) t_2}{2s-1} \left[\left(\frac{t_2}{t} \right)^{2s-1} - 1 \right] + \frac{k_3 \alpha_+(t_2) N(t_2) t_2}{s+1} \left[\left(\frac{t_2}{t_1} \right)^{s-1} - 1 \right] \right\} \quad (34)$$

$$\alpha_\infty = \alpha(t_2) \exp \left[- \frac{k_4 N^2(t_2) t_2}{2s-1} - \frac{k_3 N(t_2) t_2}{s-1} \right] \quad (35)$$

Концентрация α_+ при $t > t_2$ может быть найдена путем численного интегрирования уравнения (30), где вместо κ надо поставить $\alpha_+ / \alpha - 1$ и вместо α — явное выражение (34). Уравнение (33), (34) и (35) и уравнение для α , значительно упрощаются, если $\kappa(t_2) \gg 1$ и

$$k_4 N(t_2) \gg (k_6 N + k_7 - k_3) \alpha_+(t_2)$$

В этом случае вместо (33), (34) и (35) с учетом (23) имеем

$$k_4 N^2(t_2) = - \frac{\varepsilon}{T^2} \frac{dT}{dt} = \frac{\varepsilon}{T(t_2)} \frac{s(\gamma-1)}{t_2}$$

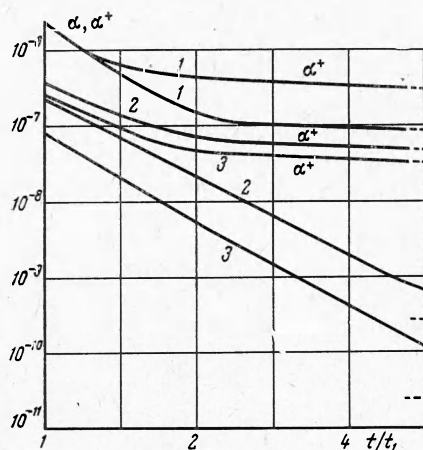
$$\alpha = \alpha(t_2) \times$$

$$\times \exp \left\{ \frac{s(\gamma-1)}{(2s-1)} \frac{\varepsilon}{T(t_2)} \left[\left(\frac{t_2}{t} \right)^{2s-1} - 1 \right] \right\}$$

$$\alpha_\infty = \alpha(t_2) \exp \left[- \frac{s(\gamma-1)\varepsilon}{(2s-1)T(t_2)} \right]$$

$$\frac{d\alpha_+}{dt} = -N(k_6 N + k_7) \alpha_+^2 \equiv Q(t) \alpha_+^2$$

$$\alpha_+ \approx \alpha_+ = \alpha_+(t_2) \left[1 + \alpha_+(t_2) \int_{t_2}^t Q(t) dt \right]^{-1}$$



Фиг. 1

Отметим еще, что при $t \geq t_1$ обычно $k_6 N \ll k_3$ {для этого должно быть $\delta \ll 3 \cdot 10^2 (T)^{3/2}$ }. Если при таком условии, следуя приближенным соотношениям (3) и (18), принять $k_3 = k_7$, то уравнение (33) не зависит от κ , и его интегрирование дает

$$\alpha_+ = \alpha_+^*(t_1) \left[1 + \frac{\alpha_+^*(t_1) N_1(t_1) k_3 t_1}{s-1} \left(1 - \frac{t_1^{s-1}}{t^{s-1}} \right) \right]^{-1}$$

или с учетом (24) и (29)

$$\alpha_+ = \alpha_+^*(t_1) \left[1 + \frac{I s (\gamma - 1)}{2 T_1 (s - 1)} \left(1 - \frac{t_1^{s-1}}{t^{s-1}} \right) \right]^{-1} \quad (t > t_1)$$

На фигуре приведены значения $\alpha(t/t_1)$ и $\alpha_+(t/t_1)$ для трех вариантов начальных данных при $s=2$. Газ характеризуется значениями $\gamma = 1.2$ и $\varepsilon/I = 0.2$. Первый вариант соответствует начальным данным $I/T_0 = 10$, $\delta_0 = 1$, $t_0 = r_0/u = 10^{-4}$ сек; второй вариант: $I/T_0 = 10$, $\delta_0 = 10$, $t_0 = 10^{-4}$ сек; третий вариант: $I/T_0 = 20$, $\delta_0 = 1$, $t_0 = 10^{-4}$ сек.

Значения t_1 , t_2 , δ , I/T и κ при $t = t_1$ и $t = t_2$ приведены в следующей таблице.

Вариант	t_1 , сек	$\delta(t_1)$	$I/T(t_1)$	$\kappa(t_1)$	t_2 , сек	$\delta(t_2)$	$I/T(t_2)$	$\kappa(t_2)$
1	$25 \cdot 10^{-4}$	$16 \cdot 10^{-4}$	38.4	0.04	$29 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-3}$	38.9	0.06
2	$35 \cdot 10^{-4}$	$8 \cdot 10^{-3}$	41.2	0.54	$14 \cdot 10^{-3}$	$69 \cdot 10^{-5}$	68	27
3	$52 \cdot 10^{-5}$	$37 \cdot 10^{-3}$	38.6	1.9	$26 \cdot 10^{-4}$	$15 \cdot 10^{-4}$	73.5	203

Напомним, что плотность и температура при $s = 2$ и $\gamma = 1.2$ следующим образом связаны с t :

$$\delta = \delta(t_1) \left(\frac{t_1}{t} \right)^2, \quad T = T(t_1) \left(\frac{t_1}{t} \right)^{0.4}$$

Значения отношения $t = t_2/t_1$ указаны на оси абсцисс фигуре.

Из фигуры видно, что образование отрицательных ионов приводит к значительному уменьшению α при $t_1 < t < t_2$. После момента t_2 уменьшение α сравнительно мало. Большое отличие α от α_+ наблюдается во втором и третьем вариантах, характеризующихся большими значениями $\kappa(t_2)$.

Поступила 4 III 1966

ЛИТЕРАТУРА

- Кузнецов Н. М., Райзер Ю. П. О рекомбинации электронов в плазме, расширяющейся в пустоту. ПМТФ, 1965, № 4.
- Данилов А. Д., Иванов-Холодный Г. С. Исследование ионно-молекулярных реакций и диссоциативной рекомбинации в верхней атмосфере и в лаборатории. Успехи физ. наук, 1965, т. 85, № 2.
- Dalgarno A. Charged Particles in the Upper Atmosphere. Ann. geophys., 1961, vol. 17(1), p. 16.
- Хастед Дж. Физика атомных столкновений. Изд. «Мир», 1965.
- Гуревич А. В., Пятаевский Л. П. Коэффициент рекомбинации в плотной низкотемпературной плазме. Ж. эксперим. и теор. физ., 1964, т. 46, № 4.
- Пятаевский Л. П. Рекомбинация электронов в одноатомном газе. Ж. эксперим. и теор. физ., 1962, т. 42, № 5.
- Hippen E., Hirschberg J. Electron-Ion Recombination in Dense Plasmas. Phys. Rev., 1962, vol. 42, No 5.
- Далидчик Ф. И., Саясов Ю. С. Рекомбинация электронов в молекулярном газе. Ж. эксперим. и теор. физ., 1965, т. 49, № 7.
- Сб. «Атомные и молекулярные процессы» (под ред. Д. Бейтса), Изд. «Мир», 1964.
- Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. Физматгиз, 1963.
- Grau K. Atomic recombination in a hypersonic wind-tunnel nozzle. J. Fluid Mech., 1959, vol. 6, No. 1.
- Biondi M., Fox R. Dissociative Attachment of Electrons in Iodine. Phys. Rev., 1948, vol. 109, p. 2012.
- Chanin L., Phelps A., Biondi M. Measurement of the attachment of slow electrons in oxygen. Phys. Rev. Lett., 1959, vol. 2, p. 344.
- Бродский В. Б., Загик С. Е. Измерения коэффициентов прилипания и рекомбинации электронов в газах методом проникающих излучений. Ж. техн. физ., 1966, т. 36, № 4.
- Bates D., Boyd T. Inelastic Heavy Particle Collisions involving the Crossing of Potential Energy Curves. Proc. Phys. Soc., A, 1956, vol. 69, p. 910.