

Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

А. Х. Мнацаканян, Баланс энергии электронов в плазме с молекулярными примесями, *ТВТ*, 1970, том 8, выпуск 6, 1149–1153

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: 44.220.255.141

9 ноября 2024 г., 01:25:48



УДК 533.933

БАЛАНС ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОНОВ В ПЛАЗМЕ С МОЛЕКУЛЯРНЫМИ ПРИМЕСЯМИ

А. Х. Мнацаканян

Обсуждаются различные неупругие столкновения между электронами и молекулами, а также между молекулами и атомами щелочного металла. Приводятся выражения для неупругих потерь энергии электронов. Получено удовлетворительное согласие с экспериментом. Обсуждается возможность подогрева электронов при «выпрыскивании» в плазму «горячих» молекул.

Вопрос о влиянии молекулярных примесей на баланс энергии электронного газа в неравновесной плазме представляет интерес в связи с исследованиями МГД-генератора, работающего по закрытому циклу. В экспериментальных исследованиях значительное внимание уделялось азоту как наиболее вероятной примеси, увеличивающей неупругие потери энергии электронов. В данной работе приводятся выражения для расчета этих потерь. Обсуждается возможность подогрева электронов при «выпрыскивании» в плазму горячих молекул.

Молекулярные примеси обычно характеризуют [1, 2] фактором δ , вводя его в выражение для неупругих потерь энергии электронов (записанное по аналогии с упругими потерями),

$$Q_{in} = \delta \frac{2m_e}{M} n_e n_M \bar{v} \langle \sigma \rangle \frac{3}{2} k (T_e - T). \quad (1)$$

Здесь m_e , n_e , T_e (M , n_M , T) — масса, концентрация и температура электронов (молекул), \bar{v} — средняя скорость электронов, $\langle \sigma \rangle$ — усредненное транспортное сечение рассеяния электрона, k — постоянная Больцмана.

Соотношение (1) эмпирическое. Оно не описывает определенный элементарный процесс, и его необдуманное использование может привести к грубым ошибкам. На рисунке приведены экспериментальные значения δ (займствованные из [3]), определявшиеся в азоте [1, 2, 4, 5] и в смеси азота, цезия и инертного наполнителя (Ag, Hg) [3, 6—8]*. Значения δ для чистого азота и смесей с цезием резко различаются по величине и температурной зависимости. Очевидно, данные для чистого азота нельзя использовать при оценках неупругих потерь электронов в смесях, содержащих пары щелочных металлов.

1. Исследованию неупругих столкновений электронов с молекулами посвящено значительное число экспериментальных и теоретических работ (см., например, обзор [9]). Результаты этих работ позволяют выяснить механизмы неупругих потерь энергии электронов.

Скорость обмена энергией при неупругих столкновениях, переводящих молекулу из состояния j в состояние n , равна

$$Q_{in} = n_e \sum_j n_j \sum_n (E_j - E_n) P_{jn}, \quad (2)$$

где $P_{jn} = \langle \sigma_{jn} \rangle = \int \sigma_{jn}(\epsilon) f(\epsilon) d\epsilon$, n_j — заселенность j -го состояния молекулы, σ_{jn} — сечение неупругого столкновения, $f(\epsilon)$ — функция распреде-

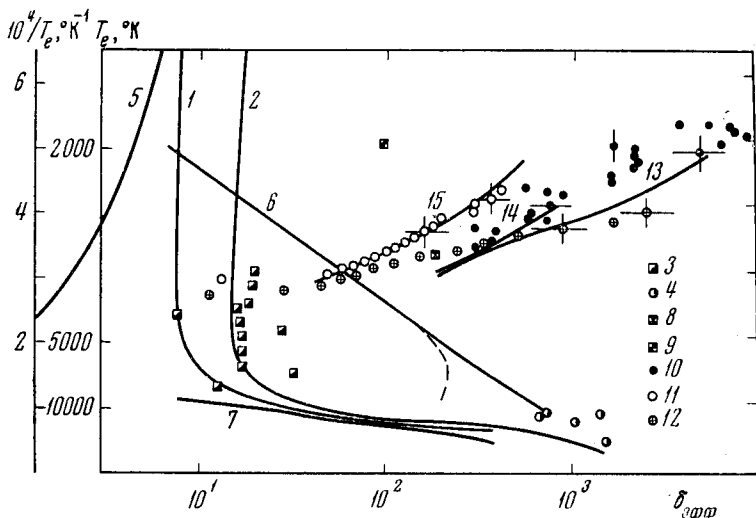
* См. также Г. А. К а с а б о в. Канд. дис., М., 1967.

ления электронов по энергиям. В дальнейшем предполагается, что n_i и f — бoльцмановское (с температурой T) и максвелловское (с температурой T_e) распределения. Очевидно, что справедливость этих предположений должна проверяться в каждом случае.

Рассмотрим столкновения с изменением вращательной, колебательной и электронной энергии молекул. Выражение (2) в каждом из этих случаев можно приближенно представить в виде

$$Q_{in} = n_e n_M \Delta E P_{эф} \{ \varphi(T_e) - \varphi(T) \}, \quad (3)$$

где ΔE — энергетический квант, $P_{эф}$ — эффективная вероятность неупругого столкновения, величина $\Delta E \varphi(T)$ пропорциональна средней энергии



Значения фактора неупругих потерь δ в азоте (1–7) и в смесях, содержащих азот с цезием (8–15).

Азот, экспериментальные значения: 1 — [1]; 2 — [2]; 3 — [4]; 4 — [5]; расчетные значения: 5 — вращ согласно формуле (5'); 6 — $\delta_{кол}$ согласно формуле (6'); 7 — δ_e согласно формуле (7').

Смеси, содержащие азот и цезий: экспериментальные значения: 8–12 (см. таблицу); расчетные кривые: 13–15 — δ_q согласно формуле (10) без учета процесса, обратного тушению

соответствующей степени свободы молекулы и зависит от характера энергетического спектра. Отсюда видно, что понятие δ , согласно (1), можно ввести различными способами, например, при $T_e \gg T$ ($\varphi(T_e) \gg \varphi(T)$)

$$\delta(T_e) = \frac{\Delta E \varphi(T_e)}{(m/M) 3kT_e \bar{v} \langle \sigma \rangle} P_{эф}. \quad (4)$$

В общем же случае δ зависит от температуры газа и не характеризует элементарный процесс.

Для столкновений электронов с молекулой N_2 можно использовать сечения неупругих процессов из [9, 10] и выражения для Q_{in} , полученные в [11, 12].

Для столкновений с изменением вращательной энергии молекул [11]

$$Q_{вращ} = n_e n_M 4B \bar{v} \sigma_0 \frac{T_e - T}{T_e}, \quad \sigma_0 = \frac{8q}{15} \pi a_0^2, \quad (5)$$

$$\delta_{вращ} = \frac{4B}{kT_e} \frac{M}{3m} \frac{\sigma_0}{\langle \sigma \rangle}, \quad (5')$$

где B — вращательная постоянная молекулы, q — ее квадрупольный момент (для N_2 эти величины равны $3^\circ K$ и ≈ 1 ат. ед. соответственно). Этот процесс существен лишь при малых T_e .

С ростом температуры электронов возрастает роль неупругих столкновений с изменением колебательной энергии молекул [12]. Этот процесс

особенно эффективен [13] для столкновений электронов с молекулами N_2 , CO вследствие резонансного характера взаимодействия (с образованием промежуточного нестабильного отрицательного иона). Значения входящих в (3) величин для $Q_{\text{кол}}$ равны [14]:

$$\begin{aligned} \Delta E &= \hbar\omega; \quad P_{\text{эф}} = P_{10}(T_e); \quad \varphi = \varepsilon(\theta)Q(\theta)r(\theta); \\ \theta &= \hbar\omega / kT; \quad \varepsilon = [e^\theta - 1]^{-1}; \quad Q = [1 - e^{-\theta}]^{-1}; \\ r &= 1 - l \exp[-(l+1)\theta] + (l+1) \exp(-l\theta); \\ P_{10} &= 4,5 \cdot 10^{-9} \exp(-10000 / T_e) \quad [\text{см}^3 / \text{сек}] \end{aligned} \quad (6)$$

и

$$\delta_{\text{кол}} = \frac{\theta_e M}{3m} \frac{P_{10}(T_e)}{\bar{v} \langle \sigma \rangle} \varepsilon(\theta_e) Q(\theta_e) r(\theta_e). \quad (6')$$

Здесь P_{10} — вероятность дезактивации первого колебательного уровня N_2 при столкновении с электроном*; $\hbar\omega = 0,29$ эв — колебательный квант N_2 ; $l \approx 8 \div 10$ — максимально возможное число передаваемых квантов при одном столкновении (в [12] полагалось $l = \infty$, т. е. $r = 1$).

В случае неупругих столкновений, меняющих электронные состояния молекулы, пренебрежем колебательной структурой последних (об учете этого обстоятельства см. [16]). Тогда (3) можно приближенно записать в виде

$$\Delta E = E, \quad P_{\text{эф}} = K e^{E/kT_e}, \quad \varphi(T) = e^{-E/kT}, \quad (7)$$

$$\delta_e = \frac{ME}{3mkT_e} \frac{K}{\bar{v} \langle \sigma \rangle}, \quad (7')$$

где E — разность энергий электронных состояний, K — константа скорости возбуждения электронного состояния. Для молекулы N_2 низшим возбужденным состоянием является состояние $A^3\Sigma_u^+$; в этом случае $E = 6,3$ эв, величину K можно вычислить по приведенному в [10] сечению возбуждения этого состояния. В интервале температур от 5000 до 20 000° К результаты расчета довольно точно аппроксимируются выражением

$$K = 1,1 \cdot 10^{-5} \exp(-72000 / T_e) \quad [\text{см}^3 / \text{сек}] \quad (7'')$$

(см. также [15], где приведена другая аппроксимация K , численно совпадающая с данной).

На рисунке приведены значения δ для столкновений электронов с молекулой азота, рассчитанные по формулам (5') (кривая 5), (6') (кривая 6, расчет с $r = 1$, пунктир соответствует $r \neq 1$, $l = 8$) и (7') (кривая 7). Видно, что при заданной температуре (средней энергии электронов) доминирующим является один из рассматривавшихся выше процессов. Расчетные кривые удовлетворительно согласуются с экспериментом. Некоторое рассогласование экспериментальных и расчетных данных при T_e в районе 5000° К может быть объяснено либо несоответствием определения (4) экспериментальным условиям, либо нарушением при этом максвелловского распределения электронов по скоростям (см. [10]).

2. Баланс энергии электронного газа в плазме, содержащей пары щелочных металлов и азот, рассмотрен в [17]. Показано, что в этой смеси весьма существен процесс тушения резонансного уровня (2P) атома щелочного металла X при столкновении с молекулой азота



При этом молекула азота уносит энергию, равную резонансному потенциалу атома $\hbar\nu = E_2 - E_1$ (в дальнейшем используем обозначения E_i , g_i , n_i для энергии, статвеса и концентрации атомов щелочного металла в основном ($i = 1$) и возбужденном ($i = 2$) состояниях). Это изменение заселенности возбужденного состояния должно компенсироваться при столкновениях

* Приведенное в [15] значение P_{01} для вероятности возбуждения N_2 ошибочно занижено примерно в пять раз по сравнению с приведенным нами [12] (Бауэр, частное сообщение).

атомов со свободными электронами, что и приводит в конечном счете к росту неупругих потерь.

Для величины последних в [17] получено приближенное выражение

$$Q_q = \hbar v n_M V \sigma_q \left\{ n_2 - n_1 \frac{g_2}{g_1} \exp \left[-\frac{\hbar v - \hbar \omega v^*}{kT} - \frac{\hbar \omega v^*}{kT_v} \right] \right\}, \quad (9)$$

где V — средняя скорость сталкивающихся тяжелых частиц; σ_q — сечение тушения; T — поступательная температура тяжелых частиц; T_v — колебательная температура молекул N_2 . Экспериментальные данные о величинах сечений σ_q , а также границы применимости двухтемпературного приближения (для расчета n_2) и баланс колебательной энергии молекул (для расчета T_v) обсуждаются в [17].

Второй член в скобках в (9) соответствует процессу, обратному тушению — передаче колебательной энергии электронным степеням свободы атома, т. е. его возбуждению. Эффективность этого процесса существенно зависит от энергетического дефекта реакции $(\hbar v - \hbar \omega v^*)$, т. е. от величины энергии, переходящей в поступательное движение при тушении. Экспериментальная информация о величине этого дефекта крайне скудна [18], расчеты сечений процесса (9) для различных v^* см. [19, 20].

Выражение для δ_q , полученное приравнованием (1) и (9),

$$\delta_q = \frac{\hbar v M}{3mk(T_e - T) \bar{v} \langle \sigma \rangle} \left\{ \frac{n_2}{n_e} - \frac{n_1}{n_e} \frac{g_2}{g_1} \exp \left[-\frac{\hbar v - \hbar \omega v^*}{kT} - \frac{\hbar \omega v^*}{kT_v} \right] \right\} \quad (10)$$

оказывается зависящим от концентрации электронов, атомов щелочного металла и температуры тяжелых частиц. Для пары Cs — N_2 , согласно измерениям [21], сечение $\sigma_q \approx 70 \text{ \AA}^2$ ($\hbar v = 1,4 \text{ эВ}$).

Расчеты δ_q в двухтемпературном приближении без учета второго члена в скобках в (10) для условий экспериментов [3, 8] (см. таблицу) приведены на рисунке (кривые 13—15). Метод измерения δ в этих экспериментах обсуждается в [8, 17]. Причина некоторого рассогласования рас-

Условия в экспериментах [3, 6—8]

Точки на рисунке	p_{Cs} , мм рт. ст.	p_{N_2} , мм рт. ст.	p_{Ag} , мм рт. ст.	T , °К	Ссылка
8	0,75	0,76—76	760	1500*	[6]
9	0,01	0,35	Hg 4,5	1500	[7**]
10	0,38	0,38—25	760	1800	[8]
11	0,1	0,28	4—63	600	[3]
12	1	0,07	0—15,5	600	[3]

* Значение предположительное.

** Для этой точки, выпадающей из общей серии, в диссертации Г. А. Касабова указано значение $T_e = 2500^\circ \text{ К}$, однако в этих условиях неприменимо двухтемпературное приближение.

четной кривой 14 с точками 12 неясна и, возможно, связана с ролью молекул Cs_2 , концентрация которых при довольно низкой температуре ($T = 600^\circ \text{ К}$) может быть значительной. В целом эти расчеты удовлетворительно описывают экспериментальные данные, включая расслоение последних при различных парциальных давлениях цезия.

Таким образом, все экспериментальные данные по неупругим потерям энергии электронов для примеси азота получили удовлетворительное объяснение. Для примесей других двухатомных молекул (например, CO, H_2) картина качественно не изменится, так как все описанные выше процессы (в том числе и тушения резонансных уровней атомов щелочных металлов) имеют место и для этих молекул. Естественно, однако, что количественные характеристики неупругих потерь могут быть иными.

3. В условиях упомянутых выше экспериментов примесь азота и других молекул лишь увеличивает неупругие потери энергии электронов, что

приводит либо к уменьшению температуры электронов (и тем самым падению проводимости) при неизменном греющем электрическом поле, либо к необходимости увеличения последнего для поддержания T_e . Возможна также обратная ситуация (высказывавшаяся ранее [22]) — подогрев электронов при вырывании в плазму «горячих» молекул (т. е. имеющих высокую колебательную температуру). Обладая в настоящее время значительно большей информацией, можно попытаться обсудить некоторые возникающие при этом интересные возможности.

Очевидно, что если T_e достаточно высока, то выражение (9) может изменить знак: молекулы возбуждают резонансный уровень атома, и энергия электронов возрастает при ударах второго рода. Тем самым для поддержания заданной T_e необходима меньшая величина греющего поля, что может привести, например, к увеличению эффективности работы МГД-генератора на неравновесной плазме. Оценки показывают, что при этом наиболее существен в балансе колебательной энергии молекул процесс (8), причем результаты, естественно, самым радикальным образом зависят от величины обсуждавшегося выше дефекта реакции ($h\nu - h\omega v^*$). Поскольку в неравновесной плазме поступательная температура T , как правило, низка, сохранение высокого значения T_e в течение длительных промежутков времени при разумных концентрациях молекул, по-видимому, невозможно.

Представляется интересной также возможность осуществления молекулярного преионизатора. «Горячие» молекулы могут значительно сократить время начальной ионизации при входе в канал. При последующем движении газа наличие молекул (являющихся значительным демпфирующим фактором) может уменьшать область возникновения неустойчивостей в плазме. Более подробно эти вопросы автор надеется рассмотреть в дальнейшем.

Автор признателен Л. М. Биберману, В. С. Воробьеву, Н. А. Кружину, И. Т. Якубову за интерес к работе и полезные обсуждения.

Институт высоких температур
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
27 III 1970

ЛИТЕРАТУРА

1. H. S. W. Massey, J. D. Craggs. Handbuch der Physik, 37/1, Springer Verlag, 1959, p. 314.
2. Г. Месси, Е. Бархот. Электронные и ионные столкновения. Изд. иностр. лит., 1958.
3. J. Bernard, E. Labois. Influence de l'azote moleculaire sur une decharge dans le cesium ou dans l'argon — cesium, rapport PA MHD/RT 539, Centre d'etudes nucleaires de Saclay, 20.2.1969.
4. S. T. Demetriades. Phys. Rev., 158, 215, 1967.
5. И. А. Васильева, Ю. З. Жданова. Electricity from MHD, SM-107/146. IAEA, Vienna, 1968.
6. В. К. Жибрицкий. Теплофизика высоких температур, 2, 945, 1964.
7. Г. А. Касабов, В. Ф. Конач. Electricity from MHD, SM-74/90, IAEA, Vienna, 1966.
8. J. Bernard, E. Labois. Proc. VIII ICPIG, Vienna, 1967, p. 312.
9. A. V. Phelps. Rev. Mod. Phys., 40, 399, 1968.
10. A. G. Engelhardt, A. V. Phelps, G. G. Risk. Phys. Rev., 135 A, 1566, 1964.
11. M. N. Mentzoni, R. V. Row. Phys. Rev., 130, 2312, 1963.
12. Л. М. Биберман, А. Х. Мнацаканян. Electricity from MHD, SM-74/215. IAEA, Vienna, 1966; Теплофизика высоких температур, 4, 491, 1966.
13. G. J. Schulz. Phys. Rev., 116, 1141, 1959; 125, 229, 1962; 135 A, 988, 1964.
14. М. Б. Железняк, А. Х. Мнацаканян, И. Т. Якубов. Изв. АН СССР, Механика жидкости и газа, № 4, 161, 1970.
15. F. R. Gilmore, E. Bauer, J. W. McGowan. JQSRT, 9, 157, 1969.
16. А. Х. Мнацаканян. Оптика и спектроскопия, 30, 1971.
17. А. Х. Мнацаканян. Теплофизика высоких температур, 7, 385, 1969.
18. S. Tsuchiya, I. Suzuki. J. Chem. Phys., 51, 5725, 1969.
19. A. A. Bjerre, E. E. Nikitin. Chem. Phys. Letters, 1, 179, 1967.
20. E. Bauer, E. R. Fisher, F. R. Gilmore. J. Chem. Phys., 51, 4173, 1969.
21. D. A. McGillis, L. Krause. Phys. Rev., 153, 44, 1967; Canad. J. Phys., 46, 1051, 1968.
22. И. Р. Герд. В сб. Низкотемпературная плазма. «Мир», 1967, стр. 168.