

ИОНИЗАЦИОННЫЕ И ИЗЛУЧАТЕЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НЕРАВНОВЕСНОЙ ПЛАЗМЫ АТОМАРНОГО АЗОТА

А. В. Потапов, Л. Е. Цветкова, В. И. Антропов и Г. Н. Волкова

Для плазмы атомарного азота получены количественные данные по коэффициентам скоростей ионизации и рекомбинации, а также по величинам потерь энергии, излучаемой из плазмы. Теоретические исследования проведены в диапазоне электронных концентраций $10^8 \leq n_e \leq 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и температур $4000 \text{ К} \leq T_e \leq 20\,000 \text{ К}$.

Функциональная зависимость констант скоростей ионизации и рекомбинации, а также излучательных характеристик неравновесной плазмы от температуры и концентраций является предметом подробных обсуждений [1-6]. Указанная проблема связана с астрофизическими исследованиями газового разряда, разработкой МГД генераторов и ускорителей, изучением конвективного и лучистого теплообмена в гиперзвуковой аэродинамике и многими другими вопросами. Степень ионизации неравновесной плазмы, отрыв электронной температуры от температуры тяжелых частиц, макроскопические свойства среды в значительной мере определяются количественными значениями ионизационных и излучательных характеристик. Особенность кинетики ионизации и рекомбинации в неравновесной плазме состоит в многоуровневой структуре атома. Коэффициенты ионизации (S) и рекомбинации (α_p) в такой плазме являются сложными функциями, зависящими как от параметров атома, таких как энергия переходов, силы осцилляторов, так и от параметров самой плазмы, т. е. от концентрации электронов n_e , температуры электронов T_e и от оптической толщины плазмы. Поэтому вычисление S и α_p является сложной задачей, решенной к настоящему времени только для малого числа элементов.

В данной работе проводится исследование ионизационных и излучательных характеристик плазмы атомарного азота. Азот является основным компонентом воздуха и присутствует в ряде технических газовых смесей. В высокотемпературном воздухе доля атомов азота в отдельных случаях превышает долю молекул [7, 8]. Согласно [9], при $p \leq 0.025 \text{ атм}$ и $T_e \geq 6000 \text{ К}$ азот практически полностью диссоциирован. Этим определяется значение излучательных и ионизационных характеристик плазмы атомарного азота. Теоретическим и экспериментальным исследованиям ионизационных характеристик атомарного азота посвящена серия работ [7, 8, 10, 11]. Однако теоретические работы [7, 10, 11] проведены для условий отсутствия излучательных переходов, а экспериментальные [8] — для весьма малого диапазона изменения параметров плазмы. Таким образом, в настоящее время отсутствует возможность иметь обоснованные излучательные и ионизационные характеристики для проведения развернутых исследований неравновесных плазм, содержащих атомарный азот.

Рассмотрение вопроса в настоящей статье основывается на известной схеме ударно-радиационной ионизации и рекомбинации [1]. При этом учитывается, что концентрация электронов в смесях может не быть равной концентрации ионов азота. Как наиболее характерное для многих физических условий, распределение свободных электронов по энергиям пред-

полагается максвелловским. Условием использования получаемых ионизационных и излучательных характеристик является преимущественное возбуждение электронных оболочек атомов азота электронным ударом. При $T_e = T_a$ этот механизм возбуждения будет преобладать при степени ионизации чистого атомарного азота $\alpha > 10^{-5}$ [12]. В работе проводится исследование влияния на искомые характеристики выхода резонансного излучения из плазмы и доли возбужденных атомов в общем числе нейтралов.

В предположении, что плазма состоит из электронов с концентрацией n_e , однозарядных ионов N^+ с концентрацией n_i и атомов N, возбужденных и невозбужденных с общей концентрацией n_a , запишем систему уравнений неразрывности для атомов, находящихся на уровне p , в следующем виде [4]:

$$\frac{dn(p)}{dt} = -n(p) \operatorname{div} \bar{V} - \operatorname{div} n(p) \bar{W}(p) - n(p) [n_e K(p) + A(p)] + n_e \sum_{q \neq p} n(q) K(q, p) + \sum_{q > p} n(q) A(q, p) + \frac{n_e^2}{\chi} [K(c, p) n_e + \beta(p)], \quad (1)$$

где \bar{V} — среднемассовая скорость плазмы, $\bar{W}(p)$ — диффузионная скорость данной группы атомов, $K(q, p)$ — вероятность перехода атома с уровня q на уровень p в результате неупругого соударения со свободным электроном, $K(c, p)$ — вероятность рекомбинации в тройном соударении на уровень p , $\beta(p)$ — вероятность излучательной рекомбинации на уровень p , $A(q, p)$ — вероятность спонтанного перехода с уровня q на уровень p , $A(p) = \sum_{q < p} \Theta(p) A(p, q)$, $K(p) = \sum_{q \neq p} K(p, q) + K(p, c)$, $\Theta(p)$ — коэффициент выхода излучения [3], $\chi = n_e/n_i$.

Согласно [12], в принятом для исследований диапазоне параметров плазмы (n_e, T_e) вынужденным излучением в системе (1) можно пренебречь.

Если рассмотреть времена релаксации (время, в течение которого устанавливается равновесная заселенность уровня) связанных уровней, учитывая при этом переходы как между связанными уровнями, так и между непрерывным энергетическим спектром свободных электронов и связанными уровнями, то окажется, что для атома азота в области $T_e \leq 2 \cdot 10^4$ К и $n_e \leq 10^{18}$ см $^{-3}$ для возбужденных уровней времена релаксации либо равны временам жизни электрона на данном уровне по отношению к спонтанному переходу, либо меньше, т. е. выполняется приближение «стационарного стока» [1]. Это условие не выполняется только для трех низших уровней $2p^3 \ ^4S^0$, $2p^3 \ ^2D^0$, $2p^3 \ ^2P^0$.

Таким образом, система (1) сводится к системе ($p_S - 3$) уравнений, не зависящих от времени, и трем дифференциальным уравнениям, определяющим скорость изменения заселенности трех низших уровней. Для уровней с $p_N > p > p_S$ можно пренебречь влиянием на заселенность процессов, сопровождаемых излучением, и в этих условиях заселенность уровней с $p_N > p > p_S$ можно вычислить по формуле Саха. Для азота число дискретных уровней в расчете равнялось 25, число учитываемых уровней с равновесным значением заселенности — 38, уровни с энергией связи меньше 0.185 эВ ($p > p_N$) не рассматривались ($p_S = 25$, $p_N = 63$).

Суммирование уравнений типа (1) по всем возбужденным уровням приводит к уравнению неразрывности нейтральной компоненты плазмы

$$\frac{dn_a}{dt} + n_a \operatorname{div} \bar{V} + \sum_p \operatorname{div} n(p) \bar{W}(p) = -S n_e n(1) + \frac{\alpha_p n_e^2}{\chi}, \quad (2)$$

где $n_a = \sum_p n(p)$.

Коэффициенты скорости ионизации S и рекомбинации α_p , входящие в уравнение (2), записываются следующим образом:

$$S = \sum_{i=1}^3 S_i \frac{n(i)}{n(1)}, \quad (3)$$

$$\alpha_p = \chi \left\{ \sum_{i=1}^3 \left[K(i, c) \frac{n_E(i)}{n_e} + \frac{\beta(i)}{\chi} + \sum_{q>3}^{pN} r_0(q) \left(K(i, q) \frac{n_E(i)}{n_e} + \frac{n_E(q) A(q, i)}{n_e} \right) \right] \right\}, \quad (4)$$

$$S_i = K(i) + \frac{A(i)}{n_e} - \sum_{q>3}^{pN} r_i(q) \left[K(i, q) + \frac{n_E(q) A(q, i)}{n_e} + \sum_{j \neq i}^3 \left(\frac{n_E(j)}{n_E(i)} K(j, q) + \frac{n_E(q) A(q, j)}{n_e} \right) \right], \quad (5)$$

где $r_0(q)$ и $r_i(q)$ — функции (n_e, T_e) , являющиеся решением системы $(p_S - 3)$ алгебраических уравнений для определения заселенностей возбужденных уровней

$$n(p) = x_0(p) + \sum_{i=1}^3 x_i(p) n_i, \quad p > 3, \quad (6)$$

$x_0(p) = r_0(p) n_E(p)$, $x_i = r_i(p) n_E(p) / n_E(i)$, $n_E(p)$ — равновесная плотность атомов на уровне p . Для $p > p_S$ $r_0(p) = 1$, $r_i(p) = 0$.

Согласно уравнению (6), общая концентрация нейтралов равна

$$n_a = \sum_p n(p) = \sum_{p>3} x_0(p) + \sum_{i=1}^3 \left(1 + \sum_{p>3} x_i(p) \right) n_i,$$

и тогда абсолютная заселенность первого уровня определяется выражением

$$n(1) = \frac{n_a - A}{B},$$

где

$$A = \sum_{p>3} x_0(p) + \sum_{i=2}^3 n_i \left(1 + \sum_{p>3} x_i(p) \right), \quad B = 1 + \sum_{p>3} x_1(p). \quad (7)$$

Проведенные расчеты показали, что при $n_e \leq 10^{17}$ и $T_e \geq 4000$ К $A/n_e \leq 0.131$, в диапазоне $n_e \leq 10^{17}$ см⁻³ и $T_e \geq 5000$ К $A/n_e \leq 10^{-3}$. Величина B в рассматриваемом диапазоне параметров порядка единицы.

Выходящая из единицы объема плазмы энергия излучения E в общем случае складывается из энергии тормозного излучения E_T , энергии рекомбинационного излучения E_p и радиационных потерь энергии в линиях атомов E_x . В рассматриваемом диапазоне параметров плазмы 10^8 см⁻³ $\leq n_e \leq 10^{18}$ см⁻³, $2 \cdot 10^3$ К $\leq T_e \leq 2 \cdot 10^4$ К (где T_e — температура электронов) в интервале степеней ионизации $0 \leq \alpha \leq 0.9$, согласно [13],

$$\begin{aligned} E_T &\ll E_x + E_p, \\ E &= E_p + E_x, \end{aligned} \quad (8)$$

где

$$E_x = \sum_p n(p) \sum_{q<p} \Theta(p) A(p, q) E_{pq}, \quad (9)$$

$$E_p = n_i n_e \sum_p \int_0^{\infty} \sigma_p(\varepsilon) (\varepsilon + I_p) \varepsilon f(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (10)$$

I_p — энергия ионизации уровня p , $E_{pq} = I_p - I_q$, $\sigma_p(\varepsilon)$ — сечение излучательной рекомбинации на уровень p , $f(\varepsilon)$ — функция распределения свободных электронов, суммирование проводится по всем возбужденным состояниям. С учетом уравнения (6) уравнение (9) приобретает вид

$$E_{\Sigma} = E_0 + \sum_{i=1}^3 E_i \nu(i), \quad (11)$$

$$E_0 = \sum_p \sum_{q < p} n_E(p) r_0(p) E_{pq} A(p, q), \quad E_i = \sum_p \sum_{q < p} n_E(p) r_i(p) E_{pq} A(p, q), \quad (12)$$

$\nu(i) = n(i)/n_E(i)$, $i = 1, 2, 3$.

Численный счет ионизационных и излучательных характеристик плазмы атомарного азота был проведен на ЭВМ. Исследование проведено при $\chi=1$, $\Theta(p)=1$ при использовании модели уровней, представленных в [14]. Расчет констант ударного возбуждения осуществлялся в приближе-

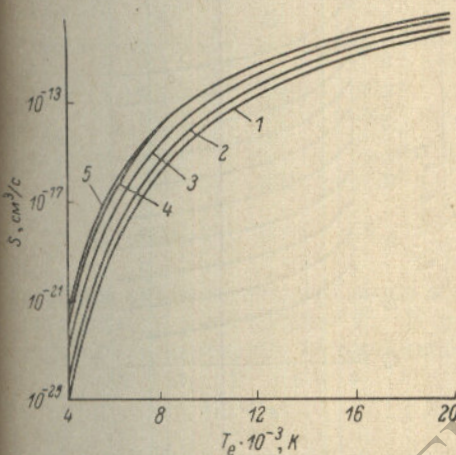


Рис. 1. Зависимость коэффициента скорости ионизации от n_e и T_e .

1 — $n_e = 10^8 - 10^{12}$ см⁻³, 2 — $n_e = 10^{14}$, 3 — $n_e = 10^{15}$, 4 — $n_e = 10^{16}$, 5 — $n_e = 10^{17}$.

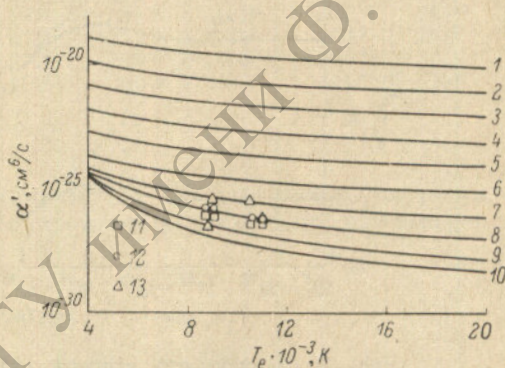


Рис. 2. Зависимость коэффициента скорости рекомбинации от n_e и T_e .

1 — $n_e = 10^8$ см⁻³, 2 — $n_e = 10^9$, 3 — $n_e = 10^{10}$, 4 — $n_e = 10^{11}$, 5 — $n_e = 10^{12}$, 6 — $n_e = 10^{13}$, 7 — $n_e = 10^{14}$, 8 — $n_e = 10^{15}$, 9 — $n_e = 10^{16}$, 10 — $n_e = 10^{17}$, 11 — теоретические α'_p по [19], 12 — теоретические α'_p по [20], 13 — экспериментальные α'_p по [8].

нии Бете—Ворна [15], ударной ионизации — по Томсону [16] с усреднением по максвелловскому распределению свободных электронов. Максвеллизация электронного газа сильно ионизованной плазмы происходит за счет подавляющего числа упругих столкновений $e - e$, $e - i$, $e - a$ и сравнительно редких неупругих $e - a$. Ожидать сильного отклонения от максвелловского распределения можно только в случае слабо ионизованного газа и в присутствии сильных электрических полей. Сечение обратных переходов (девозбуждения) определялось из теоремы взаимности [17] с использованием максвелловского распределения. Коэффициент излучательной рекомбинации $\beta(p)$ определялся по методу квантового дефекта [18]. Зависимость величины квантового дефекта от энергии при этом предполагалась линейной $\mu = c_1 \varepsilon + c_2$, значения констант c_1 и c_2 были выбраны по рекомендации авторов [19]. Найденные коэффициенты $\beta(p)$ находятся в соответствии со значениями β , вычисленными для четырех уровней в [20]. Вероятность радиационного спонтанного перехода $A(p, q)$ определяется по формуле [15] $A(p, q) = 0.6669 (E_{pq})^2 f_{pq}$, E_{pq} в см⁻¹. Значения ряда сил осцилляторов поглощения были взяты из [21], недостающие величины были рассчитаны согласно [22].

Результаты расчета S , α_p и E_{Σ} для случая $\text{div } \bar{V} = \Sigma \text{ div } n(p) \bar{W}(p) = 0$ представлены в таблице и на рис. 1—4. Как следует из уравнения (3),

S является сложной функцией n_e , T_e и заселенностей первых трех уровней атома. Задача упрощается в случае, если эти заселенности связаны распределением Больцмана. Значения S (n_e , T_e) для этих условий приведены на рис. 1. Анализ кривых, приведенных на рис. 1, показывает, что S сильно зависит не только от температуры (увеличение T_e с $4 \cdot 10^3$ до $2 \cdot 10^4$ К приводит к монотонному увеличению S на 12–15 порядков), но и от концентрации электронов. При увеличении n_e от 10^8 до $5 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$ S увеличивается на 2–4 порядка, причем областью наиболее существенного влияния n_e на S является $10^{12} < n_e \leq 10^{16}$ см $^{-3}$, в то время как в диапазонах $10^8 \leq n_e \leq 10^{12}$ см $^{-3}$ и $10^{16} < n_e \leq 5 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$ $S \approx S(T_e)$. Коэффициент рекомбинации $\alpha'_p = \alpha_p/n_e$ в области $10^8 \leq n_e \leq 10^{12}$ см $^{-3}$ уменьшается $\sim 1/n_e$ (т. е. рекомбинация определяется преимущественно излучательной рекомбинацией), в области $n_e > 10^{13}$ см $^{-3}$ кривые $\alpha'_p(T_e)$ начинают сгущаться (рис. 2) и при $n_e \approx 5 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$ должны выйти на асимптоту $\alpha'_p = \alpha_p^*(T_e)$.

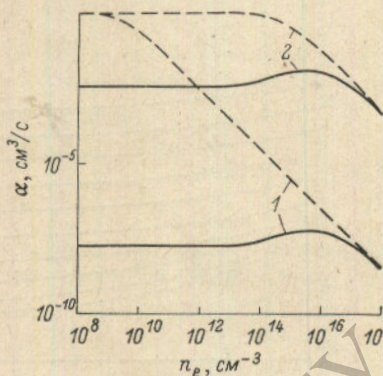


Рис. 3. Зависимость степени стационарной ионизации от n_e и T_e .

Штриховая линия — расчет по Саха, сплошная — неравновесная ионизация;
1 — $T_e = 6 \cdot 10^3$ К, 2 — $T_e = 10 \cdot 10^3$ К.

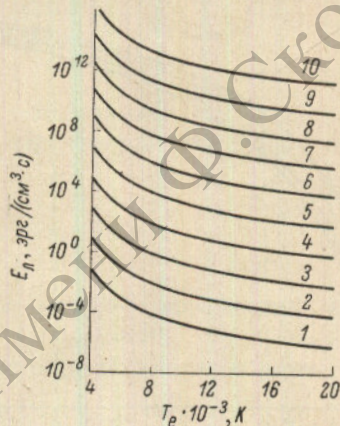


Рис. 4. Зависимость величины энергии, излучаемой в линиях от n_e и T_e .

1 — $n_e = 10^8$, 2 — $n_e = 10^9$, 3 — $n_e = 10^{10}$, 4 — $n_e = 10^{11}$, 5 — $n_e = 10^{12}$, 6 — $n_e = 10^{13}$, 7 — $n_e = 10^{14}$, 8 — $n_e = 10^{15}$, 9 — $n_e = 10^{16}$, 10 — $n_e = 10^{17}$ см $^{-3}$.

определяемую процессами трехчастичной рекомбинации. В области высоких $n_e \geq 10^{15}$ см $^{-3}$ вычисленные коэффициенты рекомбинации находятся в соответствии с теоретическими α'_p , вычисленными [7, 10, 23] в предположении отсутствия спонтанных излучательных переходов, и с экспериментальными α'_p , измеренными в [8] спектрографическим методом в плазме атомарного азота. На рис. 3 приведена зависимость степени стационарной ионизации плазмы от T_e и n_e . В диапазоне 10^8 см $^{-3} \leq n_e \leq 10^{12}$ см $^{-3}$ функции $\alpha = f(n_e, T_e)$ при снижении концентрации выходят на асимптоты $\alpha^* = f(T_e)$. При $T_e = \text{const}$ увеличение n_e приводит к значениям α , соответствующим равновесным значениям по Саха.

Результаты зависимости потерь энергии движения электронов через излучение в линиях для стационарного случая ($n(1) = \alpha_p n_e / S$) от n_e и T_e представлены на рис. 4. Эти энергетические потери могут быть значительными в характерных режимах электродинамического разряда. В области $T_e \geq 12 \cdot 10^3$ К $E_x \sim n_e^2$.

Оценки величины E_p в стационарном режиме для принятого диапазона изменения n_e , T_e показали, что во всем интервале n_e при $4 \cdot 10^3$ К $\leq T_e \leq 12 \cdot 10^3$ К $E_x > E_p$ и в области $20 \cdot 10^3 > T_e \geq 12 \cdot 10^3$ К $E_p \sim E_x$.

Учет реабсорбции резонансного излучения $\Theta \neq 1$ показал, что в плазме азота в отличие от плазм щелочных металлов, например лития [3], реаб-

n_e, CM^{-3}

$T_e \cdot 10^{-3}, \text{K}$	10^8				10^{12}			
	$E_0,$ эрг/см ³ с	$E_1,$ эрг/см ³ с	$E_2,$ эрг/см ³ с	$E_3,$ эрг/см ³ с	E_0	E_1	E_2	E_3
4	.941 ^{-6*}	.300 ⁻¹⁰	.996 ⁻¹¹	.666 ⁻¹¹	.107 ³	.300 ²	.996 ¹	.666 ¹
8	.297 ⁻⁶	.295 ⁻¹³	.163 ⁻¹³	.109 ⁻¹³	.300 ²	.295 ⁻¹	.163 ⁻¹	.109 ⁻¹
12	.159 ⁻⁶	.233 ⁻¹⁴	.153 ⁻¹⁴	.104 ⁻¹⁴	.157 ²	.233 ⁻²	.153 ⁻²	.104 ⁻²
16	.102 ⁻⁶	.583 ⁻¹⁵	.418 ⁻¹⁵	.288 ⁻¹⁵	.100 ²	.583 ⁻³	.418 ⁻³	.288 ⁻³
20	.730 ⁻⁷	.235 ⁻¹⁵	.177 ⁻¹⁵	.124 ⁻¹⁵	.711 ¹	.235 ⁻³	.178 ⁻³	.124 ⁻³

 n_e, CM^{-3}

$T_e \cdot 10^{-3}, \text{K}$	10^{14}				10^{16}			
	E_0	E_1	E_2	E_3	E_0	E_1	E_2	E_3
4	.996 ⁷	.300 ⁸	.992 ⁷	.664 ⁷	.619 ¹³	.256 ¹⁴	.705 ¹³	.471 ¹³
8	.688 ⁶	.291 ⁵	.162 ⁵	.108 ⁵	.111 ¹²	.104 ¹¹	.753 ¹⁰	.502 ¹⁰
12	.219 ⁶	.222 ⁴	.151 ⁴	.102 ⁴	.122 ¹¹	.377 ⁹	.371 ⁹	.248 ⁹
16	.110 ⁶	.534 ³	.403 ³	.274 ³	.333 ¹⁰	.608 ⁸	.647 ⁸	.434 ⁸
20	.672 ⁵	.208 ³	.168 ³	.115 ³	.140 ¹⁰	.188 ⁸	.206 ⁸	.139 ⁸

* .941⁻⁶ = 0.941 · 10⁻⁶.

сорбция может приводить лишь к незначительному увеличению скорости ионизации и уменьшению E_3 . В рассматриваемом диапазоне параметров плазмы это изменение не превышает 1%.

Литература

- [1] D. R. Bates et al. Proc. Roy. Soc., A, 267, 297, 1962.
- [2] В. А. Абрамов. ТВТ, 3, 23, 1965.
- [3] А. В. Потапов, Л. Е. Цветкова. ТВТ, 9, 182, 1971.
- [4] А. В. Потапов, Л. Е. Цветкова. Опт. и спектр., 38, 1975.
- [5] D. W. Norcross, P. M. Stone. J. Quant. Spectr. Rad. Transf., 8, 655, 1968.
- [6] H. W. Drawin. Annalen der Physik, 16, 195, 1965.
- [7] S. W. Bowen, C. Park. AIAA J., 9, 493, 1971.
- [8] C. Park. AIAA J., 6, 2090, 1968.
- [9] Таблицы термодинамических функций воздуха (под ред. А. С. Предводителя). ВЦ АН СССР, М., 1962.
- [10] C. Park. AIAA J., 7, 1653, 1969.
- [11] C. Park. J. Quant. Spectr. Rad. Transf., 8, 1633, 1968.
- [12] Л. М. Биберман, И. Т. Якубов, В. Г. Воробьев. ТИИЭР, 59, 131, 1971.
- [13] Физика высокотемпературной плазмы (под ред. А. Саймона и У. Томпсона). «Мир», М., 1972.
- [14] C. Moore. Atomic Energy Levels 2, NBS, Washington, 1949.
- [15] Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. Физматгиз, М., 1966.
- [16] К. У. Аллен. Астрофизические величины. ИЛ, М., 1960.
- [17] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Квантовая механика. ГИФМЛ, М., 1963.
- [18] A. Burgess, M. Seaton. Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 120, 121, 1960.
- [19] В. А. Каменщиков, Ю. А. Пластинин, В. М. Николаев, Л. А. Новицкий. Радиационные свойства газов при высоких температурах. Машиностроение, М., 1971.
- [20] J. Davis, J. Lewis. J. Quant. Spectr. Rad. Transf., 13, 871, 1973.
- [21] W. L. Wiese, M. W. Smith, B. M. Glennon. Atomic Trans. Probabilities, US Department of Com. Nat. Bur. Std., 1, 1966.
- [22] P. S. Kelly. J. Quant. Spectr. Rad. Transf., 4, 117, 1964.
- [23] А. В. Гуревич, Л. П. Пятаевский. ЖЭТФ, 46, 1281, 1964.

Поступило в Редакцию 2 апреля 1975 г.
В окончательной редакции 17 февраля 1977 г.