



Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

А. В. Потапов, Л. Е. Цветкова, Теоретическое исследование скоростей ионизации в неравновесной литиевой плазме, *ТВТ*, 1971, том 9, выпуск 1, 182–184

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

8 ноября 2024 г., 23:35:51



КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 533.933

**ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СКОРОСТЕЙ ИОНИЗАЦИИ
В НЕРАВНОВЕСНОЙ ЛИТИЕВОЙ ПЛАЗМЕ**

А. В. Потапов, Л. Е. Цветкова

Расчитаны коэффициенты ионизации и рекомбинации в неравновесной плазме лития по методике, предложенной в [4]. Приняты основные предположения: распределение электронов в плазме — максвелловское; время релаксации возбужденных уровней атома с $p \neq 1$ значительно короче времени релаксации основного уровня $p = 1$ и свободных электронов и, следовательно, имеет место так называемый стационарный сток.

Система уравнений баланса для возбужденных уровней атома p ($p = 1, 2, 3 \dots$) с учетом процессов возбуждения и ионизации атомов электронным ударом, излучательной рекомбинации и радиационных переходов между уровнями приводится в [1, 2]. Для сечения возбуждения электронным ударом в расчетах была использована формула, полученная в приближении Борна — Бете, а для сечения ионизации — формула Томсона [2, 3]. Коэффициенты излучательной рекомбинации подсчитывались по методу квантового дефекта [4]. Силы осцилляторов, необходимые для расчетов вероятностей радиационных переходов, взяты из работы [5]. В расчете учитывались 16 дискретных уровней [6] и предполагалось, что заселенность уровней при $p > 6$ определяется бальмановским распределением*.

В отличие от предшествующих расчетов [1, 2, 7], авторами кроме определения коэффициентов ионизации и рекомбинации, была исследована зависимость от n_a , n_e и T_e концентрации атомов на первом уровне $n(1)$, входящей в формулу баланса первого уровня [1]

$$dn(1)/dt = -Sn_e n(1) - \alpha n_e^2, \quad (n_i = n_e), \quad (1)$$

где $S(n_e, T_e)$ — коэффициент ионизации, $\alpha(n_e, T_e)$ — коэффициент рекомбинации. Оказалось, что $n(1)$ может быть выражено с помощью соотношения

$$n(1) = (n_a - A) / B, \quad (2)$$

где A и B — коэффициенты, зависящие от n_e и T_e , n_a — концентрация нейтралов в плазме.

Коэффициенты α , S , A и B для оптически тонкой плазмы, рассчитанные как функции n_e и T_e в интервале n_e : $(10^8 \div 10^{16}) \text{ см}^{-3}$ и T_e : $(0,2 \div 2) \cdot 10^4 \text{ К}$, приведены в табл. 1. Случаи, при которых $A/n_a \geq 0,1$ не отвечают приближению стационарного стока. Полученные коэффициенты находятся в удовлетворительном согласии с теоретическими расчетами коэффициента рекомбинации для плотной плазмы щелочных металлов из [8] и с расчетами коэффициента ионизации в [7], выполненными лишь для одной температуры.

Для $n_e = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ были также проведены расчеты с учетом реабсорбции резонансной линии, результаты которых представлены в табл. 2. Через θ обозначен коэффициент

$$\theta = (R - r) / R, \quad (3)$$

* Отклонение заселенности верхних уровней ($p > 6$) от равновесной, которое может наблюдаться при малых n_e практически не изменит значений коэффициентов, приведенных в табл. 1.

Таблица 1

$n_e, \text{см}^{-3}$	$\alpha, \text{см}^2/\text{сек}$	$S, \text{см}^3/\text{сек}$	$A, \text{см}^{-3}$	$B-1$	α	S	A	$B-1$	α	S	A	$B-1$	α	S	A	$B-1$
	2.10 ⁸ °K				4.10 ⁸ °K				6.10 ⁸ °K				8.10 ⁸ °K			
10 ⁸	2,70 ⁻¹²	—	4,28 ⁻⁸	0	7,32 ⁻¹³	1,41 ⁻¹⁴	1,07 ⁻⁹	9,00 ⁻⁹	4,66 ⁻¹³	1,17 ⁻¹²	6,52 ⁻⁴	1,03 ⁻⁷	3,56 ⁻¹²	2,78 ⁻¹¹	4,85 ⁻⁴	2,66 ⁻⁷
10 ⁹	2,73 ⁻¹²	—	4,02 ⁻¹	0	9,43 ⁻¹³	1,40 ⁻¹⁴	1,29 ⁻¹	9,80 ⁻⁸	6,19 ⁻¹³	1,17 ⁻¹²	8,24 ⁻²	1,04 ⁻⁶	4,75 ⁻¹³	2,78 ⁻¹¹	6,24 ⁻²	2,66 ⁻⁶
10 ¹⁰	2,90 ⁻¹²	—	3,84 ¹	2,00 ⁻⁹	9,64 ⁻¹³	1,39 ⁻¹⁴	1,17 ¹	9,88 ⁻⁷	6,26 ⁻¹³	1,16 ⁻¹²	7,43	1,04 ⁻⁵	4,78 ⁻¹³	2,77 ⁻¹¹	5,61	2,66 ⁻⁵
10 ¹¹	4,00 ⁻¹²	—	5,36 ³	2,50 ⁻⁸	1,07 ⁻¹²	1,40 ⁻¹⁴	1,19 ³	9,87 ⁻⁶	6,53 ⁻¹³	1,19 ⁻¹²	6,72 ²	1,04 ⁻⁴	4,86 ⁻¹³	2,82 ⁻¹¹	4,83 ²	2,66 ⁻⁴
10 ¹²	9,09 ⁻¹²	—	1,17 ⁶	2,52 ⁻⁷	1,59 ⁻¹³	1,99 ⁻¹⁴	1,73 ⁵	9,81 ⁻⁵	7,93 ⁻¹³	2,21 ⁻¹²	7,71 ⁴	1,02 ⁻³	5,31 ⁻¹³	4,13 ⁻¹¹	4,80 ⁴	2,63 ⁻³
10 ¹³	2,50 ⁻¹¹	1,91 ⁻¹⁹	2,27 ⁸	2,44 ⁻⁶	3,46 ⁻¹³	4,75 ⁻¹³	2,89 ⁷	9,25 ⁻⁴	1,38 ⁻¹²	6,95 ⁻¹¹	1,09 ⁷	9,29 ⁻⁸	7,77 ⁻¹³	6,74 ⁻¹⁰	6,00 ¹	2,38 ⁻²
10 ¹⁴	1,48 ⁻¹⁰	1,02 ⁻¹⁷	6,39 ¹⁰	1,85 ⁻⁵	1,34 ⁻¹¹	1,15 ⁻¹¹	5,29 ⁹	5,86 ⁻³	3,84 ⁻¹²	9,37 ⁻¹⁰	1,48 ⁹	4,64 ⁻²	1,71 ⁻¹²	6,84 ⁻⁹	7,06 ⁸	1,12 ⁻¹
10 ¹⁵	1,34 ⁻⁹	5,91 ⁻¹⁷	1,32 ¹³	5,40 ⁻⁵	9,06 ⁻¹¹	3,32 ⁻¹¹	6,77 ¹¹	1,25 ⁻²	2,26 ⁻¹¹	1,85 ⁻⁹	1,55 ¹¹	7,65 ⁻²	8,96 ⁻¹²	1,21 ⁻⁸	7,04 ¹⁰	1,76 ⁻¹
10 ¹⁶	1,32 ⁻⁸	8,08 ⁻¹⁷	1,54 ¹⁵	6,68 ⁻⁵	8,52 ⁻¹⁰	3,88 ⁻¹¹	7,03 ¹³	1,41 ⁻²	2,08 ⁻¹⁰	2,01 ⁻⁹	1,56 ¹³	8,17 ⁻²	8,11 ⁻¹¹	1,30 ⁻⁸	7,02 ¹²	1,86 ⁻¹
	10 ⁴ °K				1,2.10 ⁴ °K				1,4.10 ⁴ °K							
10 ⁸	2,92 ⁻¹³	1,52 ⁻¹⁰	3,92 ⁻⁴	4,69 ⁻⁷	2,51 ⁻¹³	5,01 ⁻¹⁰	3,31 ⁻⁴	6,85 ⁻⁷	2,21 ⁻¹³	1,45 ⁻⁹	2,88 ⁻⁴	8,94 ⁻⁷				
10 ⁹	3,89 ⁻¹³	1,52 ⁻¹⁰	5,08 ⁻²	4,70 ⁻⁶	3,31 ⁻¹³	5,01 ⁻¹⁰	4,30 ⁻²	6,85 ⁻⁶	2,89 ⁻¹³	1,45 ⁻⁹	3,74 ⁻²	8,94 ⁻⁶				
10 ¹⁰	3,91 ⁻¹³	1,52 ⁻¹⁰	4,56	4,69 ⁻⁵	3,32 ⁻¹³	5,00 ⁻¹⁰	3,86	6,84 ⁻⁵	2,90 ⁻¹³	1,45 ⁻⁹	3,36	8,93 ⁻⁵				
10 ¹¹	3,92 ⁻¹³	1,55 ⁻¹⁰	3,83 ²	4,69 ⁻⁴	3,31 ⁻¹³	5,08 ⁻¹⁰	3,19 ²	6,83 ⁻⁴	2,87 ⁻¹³	1,46 ⁻⁹	2,75 ²	8,91 ⁻⁴				
10 ¹²	4,03 ⁻¹³	2,15 ⁻¹⁰	3,46 ⁴	4,64 ⁻³	3,27 ⁻¹³	6,71 ⁻¹⁰	2,70 ⁴	6,77 ⁻³	2,77 ⁻¹³	1,79 ⁻⁹	2,22 ⁴	8,84 ⁻³				
10 ¹³	5,21 ⁻¹³	2,59 ⁻⁹	3,91 ⁵	4,19 ⁻²	3,85 ⁻¹³	6,32 ⁻⁹	2,81 ⁵	6,10 ⁻²	3,03 ⁻¹³	1,22 ⁻⁸	2,16 ⁵	7,95 ⁻²				
10 ¹⁴	9,60 ⁻¹³	2,17 ⁻⁸	4,21 ⁸	1,86 ⁻¹	6,16 ⁻¹³	4,56 ⁻⁸	2,83 ⁸	2,56 ⁻¹	4,32 ⁻¹³	7,65 ⁻⁸	2,06 ⁸	3,17 ⁻¹				
10 ¹⁵	4,57 ⁻¹²	3,58 ⁻⁸	4,08 ¹⁰	2,78 ⁻¹	2,69 ⁻¹²	7,11 ⁻⁸	2,7 ¹⁰	3,67 ⁻¹	1,76 ⁻¹²	1,14 ⁻⁷	1,94 ¹⁰	4,39 ⁻¹				
10 ¹⁶	4,07 ⁻¹¹	3,80 ⁻⁸	4,05 ¹²	2,92 ⁻¹	2,36 ⁻¹¹	7,49 ⁻⁸	2,67 ¹²	3,83 ⁻¹	1,52 ⁻¹¹	1,20 ⁻⁷	1,92 ¹²	4,57 ⁻¹				
	1,6.10 ⁴ °K				1,8.10 ⁴ °K				2.10 ⁴ °K							
10 ⁸	1,98 ⁻¹³	2,61 ⁻⁹	2,56 ⁻⁴	1,09 ⁻⁶	1,80 ⁻¹³	4,12 ⁻⁹	2,31 ⁻⁴	1,27 ⁻⁶	1,65 ⁻¹³	5,95 ⁻⁹	2,10 ⁻⁴	1,44 ⁻⁶				
10 ⁹	2,57 ⁻¹³	2,61 ⁻⁹	3,31 ⁻²	1,09 ⁻⁵	2,31 ⁻¹³	4,12 ⁻⁹	2,97 ⁻²	1,27 ⁻⁵	2,10 ⁻¹³	5,95 ⁻⁹	2,70 ⁻²	1,43 ⁻⁵				
10 ¹⁰	2,57 ⁻¹³	2,61 ⁻⁹	2,97	1,09 ⁻⁴	2,31 ⁻¹³	4,12 ⁻⁹	2,67	1,27 ⁻⁴	2,11 ⁻¹³	5,94 ⁻⁹	2,42	1,43 ⁻⁴				
10 ¹¹	2,54 ⁻¹³	2,63 ⁻⁹	2,42 ²	1,08 ⁻³	2,28 ⁻¹³	4,16 ⁻⁹	2,16 ²	1,26 ⁻³	2,07 ⁻¹³	6,00 ⁻⁹	1,96 ²	1,42 ⁻³				
10 ¹²	2,40 ⁻¹³	3,18 ⁻⁹	1,89 ⁴	1,08 ⁻²	2,13 ⁻¹³	4,98 ⁻⁹	1,64 ⁴	1,26 ⁻²	1,91 ⁻¹³	7,14 ⁻⁹	1,45 ⁴	1,42 ⁻²				
10 ¹³	2,48 ⁻¹³	1,95 ⁻⁸	1,73 ⁶	9,67 ⁻²	2,1 ⁻¹³	2,80 ⁻⁸	1,43 ⁶	1,12 ⁻¹	1,82 ⁻¹³	3,74 ⁻⁸	1,22 ⁵	1,27 ⁻¹				
10 ¹⁴	3,22 ⁻¹³	1,11 ⁻⁷	1,58 ⁸	3,69 ⁻¹	2,52 ⁻¹³	1,48 ⁻⁷	1,26 ⁸	4,13 ⁻¹	2,04 ⁻¹³	1,84 ⁻⁷	1,04 ⁸	4,49 ⁻¹				
10 ¹⁵	1,23 ⁻¹²	1,60 ⁻⁷	1,47 ¹⁰	4,98 ⁻¹	9,06 ⁻¹³	2,07 ⁻⁷	1,17 ¹⁰	5,45 ⁻¹	6,95 ⁻¹³	2,53 ⁻⁷	9,53 ⁹	5,83 ⁻¹				
10 ¹⁶	1,04 ⁻¹¹	1,67 ⁻⁷	1,46 ¹²	5,16 ⁻¹	7,59 ⁻¹²	2,16 ⁻⁷	1,15 ¹²	5,63 ⁻¹	5,75 ⁻¹²	2,62 ⁻⁷	9,42 ¹¹	6,01 ⁻¹				

Таблица 2

0	$T_e, ^\circ\text{K}$											
	$4 \cdot 10^3$				$8 \cdot 10^3$				$12 \cdot 10^3$			
	$S_0/S_{0=1}$	$\alpha_0/\alpha_{0=1}$	$A_0/A_{0=1}$	$B_0/B_{0=1}$	$S_0/S_{0=1}$	$\alpha_0/\alpha_{0=1}$	$A_0/A_{0=1}$	$B_0/B_{0=1}$	$S_0/S_{0=1}$	$\alpha_0/\alpha_{0=1}$	$A_0/A_{0=1}$	$B_0/B_{0=1}$
0	14,9	0,998	5,26	1,013	8,02	0,955	3,14	1,171	6,64	0,873	2,84	1,36
0,2	3,85	1,00	1,87	1,003	3,27	0,986	1,69	1,056	3,02	0,955	1,66	1,127
0,4	2,23	1,00	1,38	1,001	2,07	0,993	1,33	1,026	1,974	0,978	1,32	1,061
0,6	1,57	1,00	1,18	1,0006	1,52	0,997	1,158	1,013	1,48	0,989	1,16	1,030
0,8	1,22	1,00	1,07	1,0002	1,20	0,999	1,06	1,005	1,19	0,996	1,062	1,012
1	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00

где R — число радиационных переходов с верхнего уровня на нижний, r — число обратных радиационных переходов. Связь между размерами объема плазмы и коэффициентом можно установить следуя работе [9].

Москва

Поступило в редакцию
16 VI 1970

ЛИТЕРАТУРА

1. D. R. Bates et al. Proc. Roy. Soc., A267, 297, 1962.
2. В. А. Абрамов. Теплофизика высоких температур, 3, № 1, 1965.
3. К. У. Аллен. Астрофизические величины. Изд. иностр. лгг., 1960.
4. A. Burgess, M. Seaton. Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 120, 121, 1960.
5. Э. Андерсон, В. Зилитис. Оптика и спектроскопия, 16, 382, 1964.
6. C. Moore. Atomic Energy Levels, 4, Washington, 1949.
7. В. Ф. Гордиенко, Л. И. Гудзенко, Л. А. Шеленин. Ж. эксперим. и теор. физ., 55, 942, 1968.
8. Л. М. Биберман, В. С. Воробьев, И. Т. Якубов. Ж. эксперим. и теор. физ., 56, 1992, 1969.
9. Л. М. Биберман. Докл. АН СССР, 59, 659, 1948.

УДК 533.9.01

К ВОПРОСУ ОБ АНАЛИТИЧЕСКОЙ
АПРОКСИМАЦИИ ФУНКЦИИ НОРДГЕЙМА

И. И. Бейлис

При выводе выражения для коэффициента прозрачности потенциального барьера [1, 2], существующего на границе металл — вакуум, в процессе эмиссии электронов под влиянием сильных электрических полей, возникает необходимость в вычислении сложных выражений, содержащих эллиптические интегралы вида

$$\theta(y) = 2^{-1/2} [1 + (1 - y^2)^{1/2}]^{1/2} \{E(k^2) - y^2 K(k^2) / [1 + (1 - y^2)^{1/2}]\}, \quad (1)$$

$$E(k^2) = \int_0^{\pi/2} (1 - k^2 \sin^2 \Phi)^{1/2} d\Phi, \quad (2)$$

$$K(k^2) = \int_0^{\pi/2} (1 - k^2 \sin^2 \Phi)^{-1/2} d\Phi, \quad (3)$$

$$k^2 = 2(1 - y^2)^{1/2} [1 + (1 - y^2)^{1/2}], \quad y = \sqrt{e^2 E / \epsilon}, \quad (4)$$

где ϵ — энергии электрона, E — электрическое поле, $\theta(y)$ — функция Нордгейма.

Из-за математических трудностей, возникающих при решении системы (1—4), функция $\theta(y)$ для удобства использования впервые была затабулирована Нордгеймом [3, 4].