

О КОЭФФИЦИЕНТАХ РЕАЛИЗАЦИИ ШТАРКОВСКИХ КОМПОНЕНТ ЛИНИЙ ВОДОРОДА В ПЛАЗМЕ

Ф. Н. ВОРОВИК, К. Л. СТЕПАНОВ

Институт тепло- и массообмена АНВ, 220072, Минск, Бровка 15, Беларусь

Аннотация. На основе численного решения уравнения Шредингера для атома водорода в постоянном электрическом поле определена энергетическая структура, вероятности ионизации и коэффициенты растворения штарковских компонент спектральных линий.

1. ВВЕДЕНИЕ

Приемлемой моделью для описания действия плазменного микрополя на атом водорода является задача об атоме водорода во внешнем постоянном электрическом поле. Состояния атома водорода в электрическом поле не являются стационарными, т.к. благодаря туннельному эффекту электрон проникает сквозь барьер, происходит ионизация атома. При слабых полях автоионизационная ширина линий настолько мала, что уровень можно считать стационарным. С ростом поля, когда вероятность туннелирования становится соизмеримой с вероятностью радиационного распада уровня, ионизация атома проявляется в ослаблении соответствующей штарковской компоненты (Лангос). Коэффициент растворения пропорционален $A_{m,n}/(A_{m,n} + S_m(F))$. Исследованию состояний атома водорода в электрическом поле посвящено большое количество работ Ламбург и Колосов, Luc-Koenig, Bachelier, Kleppner, Littman, Zinnerman, Haberland, Kraeft. В данной работе приведены результаты по энергиям и ширинам автоионизации, а также коэффициентам растворения штарковских компонент линий водорода, необходимые для анализа спектров излучения неидеальной плазмы.

2. ТЕОРИЯ

Уравнение Шредингера для атома водорода во внешнем постоянном электрическом поле в пренебрежении спином электрона и релятивистскими поправками в атомной системе единиц в параболических координатах, где переменные разделяются, имеет вид:

$$\frac{d^2 V}{d\xi^2} + \left(\frac{E}{2} + \frac{\beta_1}{\xi} + \frac{1-m^2}{4\xi^2} - \frac{F}{4}\xi \right) V = 0, \quad (1)$$

$$\frac{d^2 U}{d\eta^2} + \left(\frac{E}{2} + \frac{\beta_2}{\eta} + \frac{1-m^2}{4\eta^2} + \frac{F}{4}\eta \right) U = 0, \quad (2)$$

где волновая функция $\Psi = (\xi\eta)^{-1/2} V(\xi)U(\eta) \exp(\pm im\varphi)$, m – магнитное квантовое число, β_1 и β_2 – константы разделения ($\beta_1 + \beta_2 = 1$).

Уровень водорода с главным квантовым числом n во внешнем поле расщепляется на компоненты, каждая из которых характеризуется набором параболических квантовых чисел n_1, n_2, m ($n = n_1 + n_2 + m + 1$), число компонент равно $n(n+1)/2$, вырождение сохраняется по знаку магнитного квантового числа. Функции $V(\xi)$ и $U(\eta)$ соответственно при $\xi \rightarrow 0$ и $\xi \rightarrow \infty$ имеют вид:

$$V(\xi) \simeq \xi^{(m+1)/2} \quad U(\eta) \simeq \eta^{(m+1)/2} \quad (3)$$

$$V(\xi) \simeq \frac{A}{[\xi - 2E/F]^{1/4}} \exp \left[-\frac{\sqrt{F}}{3} \left(\xi - \frac{2E}{F} \right)^{3/2} \right] \quad (4)$$

$$U(\eta) \simeq \frac{B}{(\eta + 2E/F)^{1/4}} \sin \left[\frac{\sqrt{F}}{3} \left(\eta + \frac{2E}{F} \right)^{3/2} + \Phi \right] \quad (5)$$

Из (5) видно, что спектр водорода при действии внешнего поля становится непрерывным. Тем не менее уровни энергии можно считать квазистационарными, если вероятность ионизации достаточно мала. Условие отсутствия на бесконечности сходящейся волны отбирает собственные значения энергии E_0 и ширину уровня Γ (Бете и Солпитер). Вблизи резонансной энергии E_0 параметризация Врейти - Вигнера связывает асимптотический фазовый сдвиг Φ и асимптотическую амплитуду B соотношениями:

$$\Phi(E) = \Phi_0 + \arctan[\Gamma/2(E - E_0)]; \quad B^2(E) = B_0^2[(E - E_0)^2 + \Gamma^2/4] \quad (6)$$

Энергия квазистационарного состояния находится из условия минимизации асимптотической амплитуды $B^2(E)$.

Решение уравнения (1) проводилось методом Нумерова (Немошкаленко, Кучеренко) на равномерной сетке для переменной $x = \xi + \ln \xi$. Уравнение (2) (против поля) решалось с помощью разложения в степенные ряды.

В таблицах 1 - 4 приведены энергии и ширины уровней N для состояний с $n = 1 - 4$. (Все величины даны в атомных единицах).

Энергии и ширины уровня с $n=1$. Таблица 1.

m	n_1	n_2	F	E	Γ
0	0	0	2.500D-02	-5.014292918D-01	3.3100D-10
0	0	0	3.000D-02	-5.020742726D-01	2.2374D-08
0	0	0	3.500D-02	-5.028514198D-01	4.3497D-07
0	0	0	4.000D-02	-5.037715909D-01	3.8927D-06
0	0	0	4.500D-02	-5.048501482D-01	2.0776D-05

Энергии и ширины уровня с $n=2$. Таблица 2.

m	n_1	n_2	F	E	Γ
0	0	1	2.500D-03	-1.330617593D-01	9.9218D-11
0	0	1	3.000D-03	-1.348255594D-01	1.3197D-08
0	0	1	3.500D-03	-1.366511611D-01	3.8757D-07
0	0	1	4.000D-03	-1.385487932D-01	4.4396D-06
0	0	1	4.500D-03	-1.405331333D-01	2.7089D-05
0	1	0	2.500D-03	-1.180098771D-01	1.0810D-12
0	1	0	3.000D-03	-1.167330000D-01	2.1181D-10
0	1	0	3.500D-03	-1.154976212D-01	8.7548D-09
0	1	0	4.000D-03	-1.143053394D-01	1.3640D-07
0	1	0	4.500D-03	-1.131587889D-01	1.1102D-06
1	0	0	2.500D-03	-1.254967287D-01	1.0549D-11
1	0	0	3.000D-03	-1.257217467D-01	1.7188D-09
1	0	0	3.500D-03	-1.259936495D-01	6.0194D-08
1	0	0	4.000D-03	-1.263168854D-01	8.0996D-07
1	0	0	4.500D-03	-1.266982470D-01	5.7597D-06

Энергии и ширины уровня с $n=3$. Таблица 3.

m	μ_1	μ_2	F	E	Γ
0	0	2	6.000D-04	-6.127704250D-02	1.2464D-11
0	0	2	7.000D-04	-6.230321018D-02	1.7581D-09
0	0	2	8.000D-04	-6.335559655D-02	6.2527D-08
0	1	1	6.000D-04	-5.587521179D-02	3.3770D-13
0	1	1	7.000D-04	-5.599398296D-02	6.6882D-11
0	1	1	8.000D-04	-5.613355285D-02	3.1823D-09
0	2	0	6.000D-04	-5.043096817D-02	2.5148D-15
0	2	0	7.000D-04	-4.962837449D-02	6.5622D-13
0	2	0	8.000D-04	-4.884015122D-02	4.3784D-11
1	0	1	6.000D-04	-5.856526675D-02	2.0846D-12
1	0	1	7.000D-04	-5.913361892D-02	3.4983D-10
1	0	1	8.000D-04	-5.972458629D-02	1.4442D-08
1	1	0	6.000D-04	-5.314114747D-02	2.8421D-14
1	1	0	7.000D-04	-5.279437688D-02	7.0046D-12
1	1	0	8.000D-04	-5.246413697D-02	3.8285D-10
2	0	0	6.000D-04	-5.580827180D-02	1.9146D-13
2	0	0	7.000D-04	-5.590214152D-02	3.7700D-11
2	0	0	8.000D-04	-5.601241461D-02	1.8260D-09

Энергии и ширины уровня с $n=4$. Таблица 4.

m	μ_1	μ_2	F	E	Γ
0	0	3	2.500D-04	-3.605606225D-02	6.6075D-10
0	0	3	3.000D-04	-3.711126811D-02	1.3446D-07
0	1	2	2.500D-04	-3.305758354D-02	3.9541D-11
0	1	2	3.000D-04	-3.350356872D-02	1.2016D-08
0	2	1	2.500D-04	-3.003616550D-02	1.1430D-12
0	2	1	3.000D-04	-2.986463545D-02	5.0980D-10
0	3	0	2.500D-04	-2.699153701D-02	8.0083D-15
0	3	0	3.000D-04	-2.619494044D-02	5.7784D-12
1	0	2	2.500D-04	-3.455097003D-02	1.6423D-10
1	0	2	3.000D-04	-3.529865797D-02	4.1041D-08
1	1	1	2.500D-04	-3.154040485D-02	6.7363D-12
1	1	1	3.000D-04	-3.167435720D-02	2.5315D-09
1	2	0	2.500D-04	-2.850720798D-02	1.0219D-13
1	2	0	3.000D-04	-2.801923810D-02	5.5519D-11
2	0	1	2.500D-04	-3.302146438D-02	2.9055D-11
2	0	1	3.000D-04	-3.345095438D-02	9.0291D-09
2	1	0	2.500D-04	-2.999792852D-02	6.0061D-13
2	1	0	3.000D-04	-2.980838341D-02	2.8938D-10
3	0	0	2.500D-04	-3.146597632D-02	2.7145D-12
3	0	0	3.000D-04	-3.156535421D-02	1.0798D-09

На рис. 1 – 4 даны коэффициенты растворения $A_{mn}/(A_{mn} + S_m(F))$ для штарковских компонент первых 4-х линий каймановской серии в зависимости от величины поля.

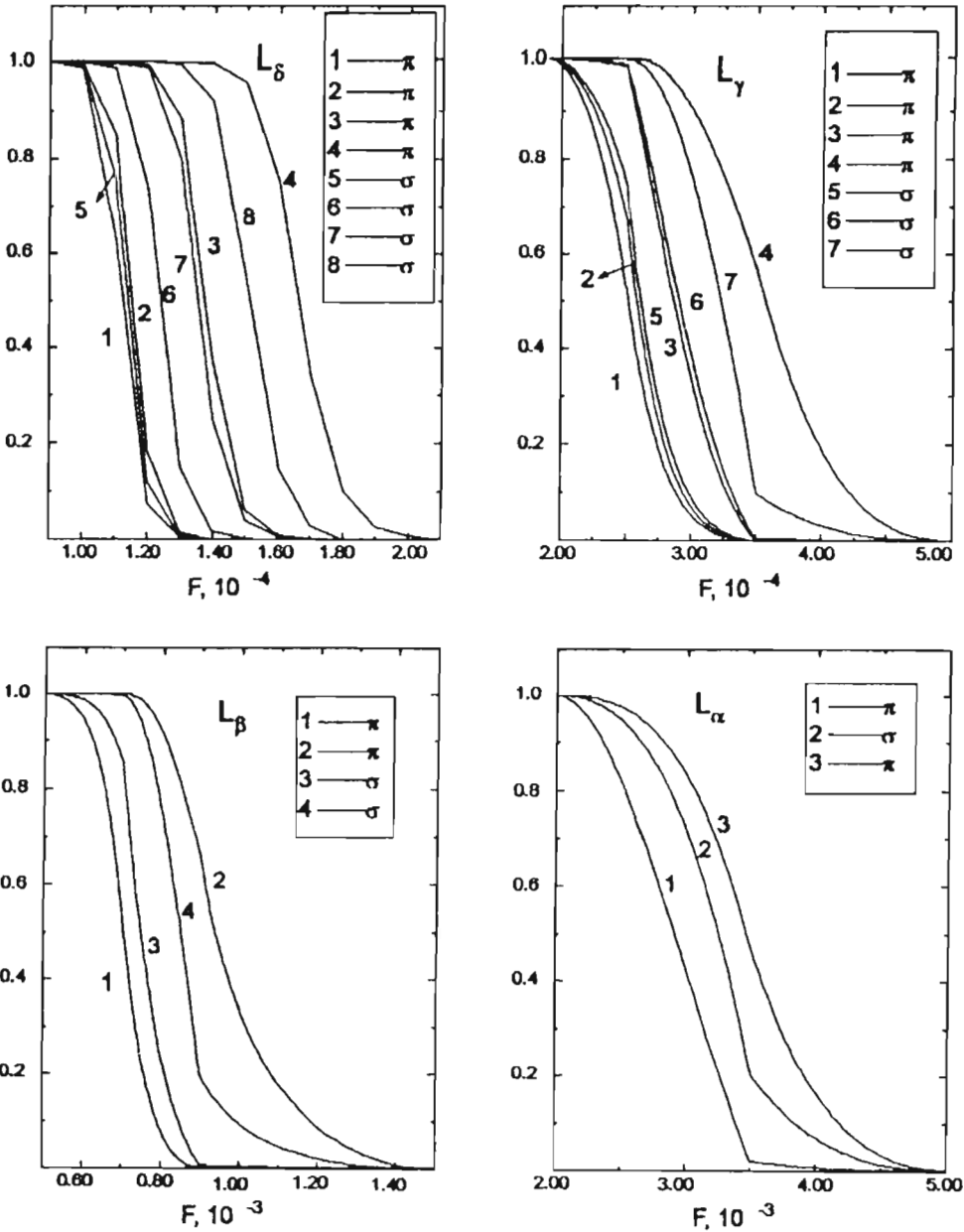


Рис. 1-4. Коэффициенты разложения компонент линий L - серии.

Литература

- Ветт Г., Солдхтер Ф.: Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами.
 Дамбург Р. Я., Колосов В. В.: 1980, В кн. Ридберговские состояния атомов и молекул.
 Haberland H., Kraeft W. D.: 1995, Prys. Rev. B **51**, 3459.
 Клернер Д., Литман Г., Зиммерман М. Л.: 1980, В кн. Ридберговские состояния атомов и молекул.
 Ландсое С.: 1931, Zs. Phys. **68**, 204.
 Лис-Кoenig В., Вачеллер А.: 1980, J. Phys. B **13**, 1745.