

Е.В. Корюкина

Расчет вероятностей перехода и времени жизни штарковских состояний атома гелия в переменном электрическом поле

Томский государственный университет

Поступила в редакцию 18.11.2005 г.

Для атома He проведено теоретическое исследование зависимости вероятностей перехода от частоты и напряженности циркулярно поляризованного электрического поля. Обнаружен и исследован ряд закономерностей в поведении этих вероятностей. Показано, что вероятности переходов и времена жизни штарковских энергетических уровней имеют полиномиальную зависимость от напряженности электрического поля. Обнаружено, что увеличение частоты электрического поля приводит к уменьшению чувствительности вероятностей переходов к напряженности электрического поля. Исследована анизотропия вероятностей для переходов между штарковскими уровнями.

Введение

Электрическое поле в газовом разряде и вероятности переходов являются одними из наиболее важных характеристик разряда. В физике плазмы эффект Штарка широко используется для диагностики плазмы, в частности для определения функции распределения по энергиям, температуры электронов, плотности электронов и т.д. Вероятности переходов необходимы для расчета времени жизни энергетических уровней и интенсивности спектральных линий атомов, находящихся во внешнем электрическом поле. Особенно актуальным является расчет эффекта Штарка и вероятностей переходов между штарковскими энергетическими уровнями для благородных газов, поскольку эти газы широко используются в физике плазмы. Очевидно, что для достоверной интерпретации экспериментальных результатов необходимо их сравнение с теоретическими расчетами соответствующих характеристик, следовательно, необходим надежный теоретический метод, определяющий волновые функции для атома во внешнем электрическом поле. Эффект Штарка и любые величины, характеризующие поведение атома в электрическом поле, рассчитываются с этими волновыми функциями.

Спектры атомов, подвергающихся воздействию переменного электрического поля, определяются из нестационарного уравнения Шредингера. Способы решения этого уравнения зависят от типа поляризации поля (линейная, циркулярная или эллиптическая поляризация). В данной статье рассматривается динамический эффект Штарка в циркулярно поляризованном электрическом поле. Электрические поля такой поляризации возникают в высокочастотном разряде [1] и при лазерном возбуждении [2]. При циркулярной поляризации поля, вследствие

разделения пространственных и временных переменных, решение уравнения Шредингера существенно упрощается, а именно: нестационарное уравнение Шредингера сводится к стационарному в рамках приближения вращающейся волны [3]. Несмотря на упрощение, решение стационарного уравнения Шредингера по-прежнему является сложной задачей, так как теория возмущения может быть применена только при соблюдении следующих ограничений. Во-первых, напряженность электрического поля должна быть относительно мала и возмущение, индуцированное внешним электрическим полем, должно быть меньше расстояния между соседними энергетическими уровнями. Во-вторых, расчет резонансного и нерезонансного возмущения должен проводиться различными методами. Наконец, для расчета возбуждения атома низкочастотным или высокочастотным полем также необходимо применять разные методы решения [4–6].

Попытки получить формулы, позволяющие провести расчет сдвигов и расщепления атомных уровней в поле произвольной частоты и напряженности, неоднократно предпринимались ранее. Однако эти попытки оказались успешными лишь в ряде частных случаев. В работе [7] получены формулы для расчета сдвигов энергетических уровней для различных модельных систем, расчеты для систем в одно- и двухуровневом приближении проведены в работах [6, 8]. В работах [9, 10] такие формулы были получены для частицы в короткодействующем потенциале и для отрицательного иона. В [11] были получены общие формулы для расчета эффекта Штарка в рамках теории возмущений. Однако эти формулы пригодны только для расчета изолированного атомного уровня в отсутствие резонансов с полем. Кроме того, если рассматриваются атомы с оболочками, содержащими эквивалентные электроны, формулы,

приведенные в [11], применимы только для расчета ридберговских состояний этих атомов.

В данной работе для получения волновых функций для атомов в циркулярно поляризованном электрическом поле используется теоретический метод, предложенный и развитый в [12, 13]. В рамках этого метода, свободного от ограничений, присущих теории возмущения, проводится расчет динамического эффекта Штарка и вероятностей спонтанных переходов между штарковскими уровнями для атома He и исследуется зависимость эффекта Штарка и вероятностей переходов от частоты и напряженности электрического поля. Эта задача является актуальной, так как и эффект Штарка, и вероятности переходов широко используются для объяснения процессов, протекающих в плазме, и для диагностики плазмы.

Метод расчета

В циркулярно поляризованном электрическом поле нестационарное уравнение Шредингера записывается в виде

$$i\frac{\partial\psi_n(\mathbf{r},t)}{\partial t} = [\hat{H}_0(\mathbf{r}) - eF(x\cos\omega t \pm y\sin\omega t)]\psi_n(\mathbf{r},t), \quad (1)$$

где ψ_n — волновая функция n -го состояния системы; $\hat{H}_0(\mathbf{r})$ — невозмущенный гамильтониан, оператор $-eF(x\cos\omega t \pm y\sin\omega t)$ описывает возмущение, вызванное взаимодействием атома с циркулярно поляризованным полем частоты ω и напряженности F . Знаки «+» и «-» соответствуют правой и левой поляризации поля соответственно. Для перехода к стационарному уравнению Шредингера воспользуемся приближением вращающейся волны [3].

Чтобы перейти к вращающейся системе координат вокруг оси Z с частотой ω , введем волновую функцию в этой координатной системе

$$\varphi(\mathbf{r},t) = \exp(i\omega t \hat{J}_z)\psi(\mathbf{r},t), \quad (2)$$

где \hat{J}_z есть z -компонента оператора полного углового момента. После подстановки волновой функции (2) в уравнение (1) имеем

$$i\frac{\partial\varphi(\mathbf{r},t)}{\partial t} = \hat{Q}\varphi(\mathbf{r},t), \quad \hat{Q} = (\hat{H}_0 - \omega\hat{J}_z \pm F\hat{D}_x). \quad (3)$$

Как видно из уравнения (3), оператор \hat{Q} не зависит от времени. Следовательно, в приближении вращающейся волны возможен переход от нестационарного уравнения Шредингера (1) к стационарному, и мы получим

$$\hat{Q}\varphi(\mathbf{r}) = \varepsilon\varphi(\mathbf{r}), \quad (4)$$

где

$$\varphi(\mathbf{r},t) = \exp(-i\varepsilon t)\varphi(\mathbf{r}); \quad (5)$$

\hat{Q} — оператор энергии атома в электрическом поле; ε и $\varphi(\mathbf{r},t)$ — энергия и волновая функция атома

в электрическом поле во вращающейся системе координат. Очевидно, что можно найти ε и $\varphi(\mathbf{r},t)$, воспользовавшись стационарной теорией возмущения. Вместо решения уравнения Шредингера (4) в рамках теории возмущения используем подход, предложенный в [12, 13].

В [12] было показано, что волновые функции и энергии атома, являющиеся решениями уравнения Шредингера (4), определяются из диагонализации матрицы \hat{Q} . Эта матрица может быть получена в представлении невозмущенных волновых функций $\varphi_n^{(0)}$, рассчитанных в отсутствие внешнего электрического поля. В таком представлении матричные элементы оператора энергии \hat{Q} записываются как

$$Q_{mn} = E_n^{(0)}\delta_{mn} - \omega \langle \varphi_m^{(0)}(\mathbf{r}) | \hat{J}_z | \varphi_n^{(0)}(\mathbf{r}) \rangle \pm F \langle \varphi_m^{(0)} | \hat{D}_x | \varphi_n^{(0)} \rangle, \quad (6)$$

где $E_n^{(0)}$ — энергия n -го состояния атома в отсутствие внешнего электрического поля; D_x — x -компонента оператора дипольного перехода.

Диагонализация матрицы энергии с элементами (6) дает набор волновых функций и энергетический спектр для n состояний атома в электрическом поле. После диагонализации матрицы \hat{Q} мы получаем энергию ε_n и волновые функции в виде

$$\varphi_n(\mathbf{r},t) = e^{-i\varepsilon_n t} \sum_k C_{nk} \varphi_k^{(0)}(\mathbf{r}) \quad (7)$$

для n состояний атома во внешнем электрическом поле во вращающейся системе координат. Коэффициенты C_{nk} в волновой функции (7) зависят от частоты и напряженности внешнего электрического поля. Чтобы найти средние энергии атома в первоначальной системе координат, необходимо провести усреднение по периоду колебаний. После усреднения энергия системы в электрическом поле в первоначальной системе координат записывается в следующей форме:

$$\begin{aligned} \bar{E}_n &= \langle \varphi_n(\mathbf{r},t) | H(\mathbf{r},t) | \varphi_n(\mathbf{r},t) \rangle = \\ &= \varepsilon_n + \omega \langle \varphi_n(\mathbf{r}) | \hat{J}_z | \varphi_n(\mathbf{r}) \rangle. \end{aligned} \quad (8)$$

Из уравнения (8) следует, что \bar{E}_n не зависит от времени.

Матричные элементы оператора D_x определяются как

$$\begin{aligned} \langle \varphi_m^{(0)} | \hat{D}_x | \varphi_n^{(0)} \rangle &= \langle \gamma J M | D_x | \gamma' J' M' \rangle = \\ &= \frac{(-1)^{J-M}}{\sqrt{2}} \left[\begin{pmatrix} J & 1 & J' \\ -M & -1 & M' \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} J & 1 & J' \\ -M & 1 & M' \end{pmatrix} \right] \langle \gamma J || D || \gamma' J' \rangle, \end{aligned} \quad (9)$$

где приведенные матричные элементы $\langle \gamma J || D || \gamma' J' \rangle$ рассчитываются в зависимости от типа связи. Для атома He реализуется LS -связь, тогда матричные элементы $\langle \gamma J || D || \gamma' J' \rangle$ для переходов $l_1^{N_1} l_2 - l_1^{N_1} l_3$ рассчитываются по формулам [14]:

$$\begin{aligned}
& \langle \gamma J \| D \| \gamma' J' \rangle = \\
& = \langle l_1^{N_1} l_2 \alpha_1 L_1 S_1 l_2 S_2 L S J \| D \| l_1^{N_1} l_3 \alpha'_1 L'_1 S'_1 l_3 S_3 L' S' J' \rangle = \\
& = (-1)^{\sigma} \delta(\alpha_1 L_1 S_1, \alpha'_1 L'_1 S'_1) Q(\alpha, L S, L' S', J J') \times \\
& \quad \times \langle n_2 l_2 \| r \| n_3 l_3 \rangle, \quad (10)
\end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned}
\varphi & = L_{\text{core}} + S + l_3 + J'; \\
Q(\alpha, L S, L' S', J J') & = \\
& = \delta(S, S') \sqrt{(2L+1)(2L'+1)(2J+1)(2J'+1)} \times \\
& \quad \times \left\{ \begin{matrix} L J S \\ J' L' 1 \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} l_2 L L_{\text{core}} \\ L' l_3 1 \end{matrix} \right\}; \quad (11) \\
& \langle n_2 l_2 \| r \| n_3 l_3 \rangle =
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& = (-1)^{\frac{l_2+l_3+1}{2}+l_2} \sqrt{\max(l_2, l_3)} \langle R_{n_2 l_2} | r | R_{n_3 l_3} \rangle, \\
& \langle R_{n l} | r | R_{n' l'} \rangle = \int_0^{\infty} R_{n l}(r) r R_{n' l'} r^2 dr; \quad (12)
\end{aligned}$$

L_{core} – орбитальное квантовое число остова атома без внешнего l_2 -электрона. Радиальный интеграл $\langle R_{n l} | r | R_{n' l'} \rangle$ из формулы (12) рассчитывается по полуэмпирической формуле, являющейся улучшенной модификацией формулы Бейтса–Дамгаард [15]. Конкретный вид полуэмпирической формулы и подробности ее получения приведены в [16].

Волновые функции и энергии, определенные из диагонализации \hat{Q} -матрицы, используются для расчета вероятностей спонтанных переходов в электрическом поле. Вероятность спонтанного излучения фотона в элемент телесного угла $d\Omega$ при переходе из $|n\rangle$ состояния в $|m\rangle$ состояние с поляризацией \mathbf{e}_q определяется формулой [14]:

$$A_q = \frac{e^2 \omega}{\hbar c^3 m^2} |\mathbf{e}_q \langle \Psi_n | \mathbf{p} e^{i\mathbf{k}r} | \Psi_m \rangle|^2 d\Omega. \quad (13)$$

Здесь ω – частота перехода; \mathbf{p} – импульс электрона; \mathbf{e}_q – вектор поляризации; \mathbf{k} – волновой вектор. В дипольном приближении выражение (13) перепиывается в виде

$$A_q = \frac{\omega^3}{\hbar c^3} |\mathbf{e}_q \langle \Psi_n | \mathbf{D} | \Psi_m \rangle|^2 d\Omega, \quad (14)$$

где $\mathbf{D} = -e \sum_i \mathbf{r}_i$ – дипольный момент атома; Ψ_n и Ψ_m – волновые функции n -го и m -го состояний атома во внешнем электрическом поле. На основании формулы (14) полная вероятность перехода для излучения, поляризованного по направлению \mathbf{e}_q и усредненного по всем возможным ориентациям в пространстве вектора \mathbf{D} , рассчитывается по формуле

$$A_{nm} = \frac{4\omega^3}{3\hbar c^3} \sum_q |\langle \Psi_n | D_q | \Psi_m \rangle|^2, \quad (15)$$

где D_q – циклические компоненты вектора \mathbf{D} . Волновые функции Ψ_n и Ψ_m определяются из диагонализации матрицы энергии \hat{Q} с матричными элементами (6). После подстановки волновых функций Ψ_n и Ψ_m в выражение (15) и использования теоремы Вигнера–Эккарта выражение для вероятности $JM \rightarrow J'M'$ -перехода между магнитными подуровнями примет вид

$$\begin{aligned}
A(JM \rightarrow J'M') & = \frac{4\omega_{JM, J'M'}^3}{3\hbar c^3} |D_{JM, J'M'}|^2; \\
D_{JM, J'M'} & = \\
& = \sum_q \sum_{ij} C_i^{(JM)*} C_j^{(J'M')} (-1)^{J_i - M_i} \begin{pmatrix} J_i & 1 & J_j \\ -M_i & q & M_j \end{pmatrix} \times \\
& \quad \times \langle \gamma_i J_i \| D \| \gamma_j J_j \rangle, \quad (16)
\end{aligned}$$

где $C_i^{(JM)}$ и $C_j^{(J'M')}$ – коэффициенты разложения волновых функций для атома в поле по невозмущенным волновым функциям $\phi_i^{(0)}(\gamma_i J_i M_i)$; $\omega_{JM, J'M'}$ – частота $JM \rightarrow J'M'$ -перехода. Редуцированные матричные элементы $\langle \gamma_i J_i \| D \| \gamma_j J_j \rangle$ рассчитываются по формулам (10)–(12).

Как правило, существующие методики эксперимента не позволяют измерить расщепление между магнитными подуровнями и определить соответствующие вероятности переходов, поэтому следует провести расчет вероятностей $J \rightarrow J'$ -переходов между штарковскими энергетическими уровнями. Эти вероятности рассчитываются по формуле

$$A(J \rightarrow J') = \frac{1}{2J+1} \sum_{MM'} A(JM \rightarrow J'M'), \quad (17)$$

и время жизни J -го энергетического уровня в электрическом поле определяется как

$$\tau_J = \frac{1}{A_J} = \frac{1}{\sum_{J'} A(J \rightarrow J')}. \quad (18)$$

Рассмотрим ряд результатов, полученных в рамках вышеописанного подхода.

Результаты и их обсуждение

Предложенный теоретический метод был применен при расчете динамического эффекта Штарка и вероятностей переходов для атома He в циркулярно поляризованном электрическом поле. Все расчеты для атома He проводились в LS -связи. При расчете \hat{Q} -матрицы учитывались ns -, np -, nd - и nf -состояния с $n \leq 10$. Таким образом, в расчете матрицы энергии атома гелия в электрическом поле учитывались 115 энергетических уровней (501

магнитный подуровень). Напряженность электрического поля рассматривалась в диапазоне до 1 кВ/см со следующими частотами: $\omega = 100, 241,813 \cdot 10^5$ и $283,005 \cdot 10^6$ МГц. Электрические поля с такими частотами продуцируются реальными источниками возбуждения, $\omega = 100$ МГц есть частота электрического поля в высокочастотном разряде, $\omega = 241,813 \cdot 10^5$ МГц — частота CO_2 -лазера и $\omega = 283,005 \cdot 10^6$ МГц — частота неодимового лазера. В данной работе рассматривались спектральные линии видимого диапазона спектра.

Прежде всего, расчеты показали, что увеличение частоты электрического поля приводит к уменьшению сдвига и расщепления энергетических уровней атома в поле. В качестве иллюстрации на рис. 1, а

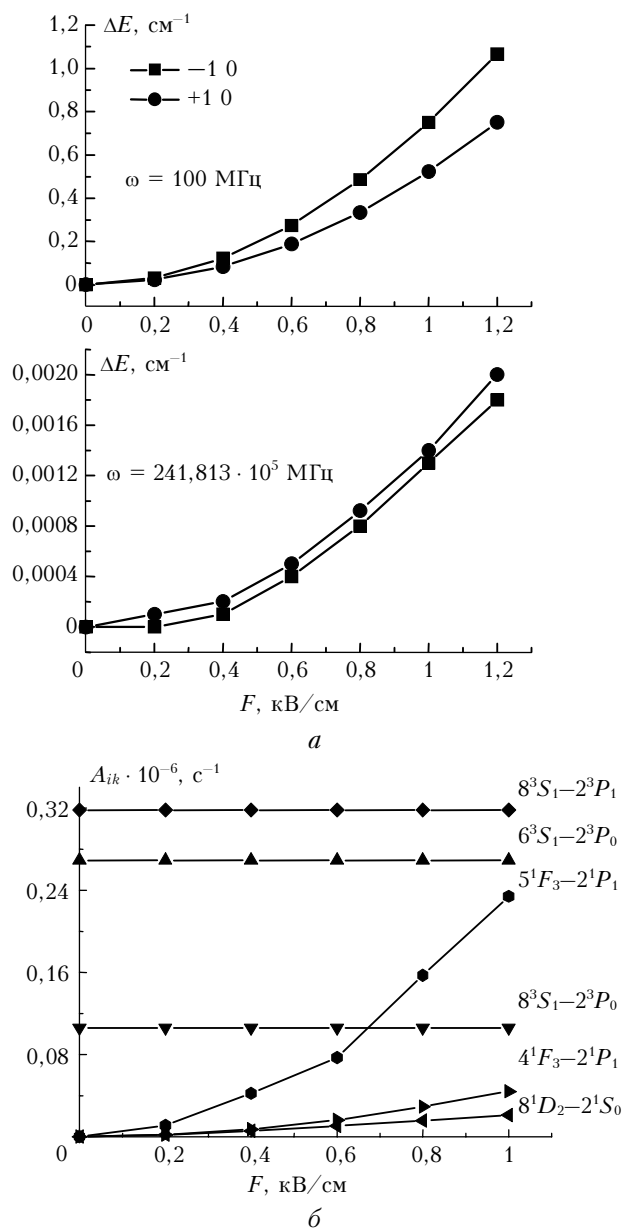


Рис. 1. Зависимость эффекта Штарка и вероятностей перехода от напряженности электрического поля для атома He: а — спектральная линия $8^1P_1-2^1S_0$, $\lambda = 329,772$ нм; б — вероятности разрешенных и запрещенных переходов

приведены сдвиг и расщепление спектральной линии для атома He в электрическом поле различной частоты. Сдвиг определяется как величина $\Delta E = E - E_0$, где E — положение рассматриваемой линии в электрическом поле, E_0 — положение этой линии в отсутствие поля.

Как показал анализ волновых функций, увеличение частоты электрического поля приводит к уменьшению взаимодействия энергетических уровней атома в электрическом поле, что является одной из возможных причин уменьшения сдвига и расщепления спектральных линий с ростом частоты электрического поля. В высокочастотном разряде взаимодействие энергетических уровней очень сильное, что приводит к появлению запрещенных линий, причем вероятности запрещенных переходов с ростом напряженности электрического поля становятся сравнимыми с вероятностями разрешенных переходов (рис. 1, б). С увеличением частоты электрического поля взаимодействие между электрическими уровнями уменьшается, и в области оптических частот энергетические уровни становятся практически изолированными.

Далее, представляет интерес исследовать зависимость вероятностей перехода от частоты и напряженности электрического поля. Для проверки точности теоретического метода сравним результаты расчета вероятностей перехода с точными данными [17] в отсутствие электрического поля. Результаты этого сравнения приведены в табл. 1.

Таблица 1

Вероятности $1snLSJ-1sn'l'SJ'$ -переходов в отсутствие электрического поля для атома He, $10^6 \cdot \text{c}^{-1}$

Переход $i \rightarrow k$	λ , нм	A_{ik}	
		Данная работа	[17]
$7^3P_0-2^3S_1$	276,462	1,17	1,11
$8^3P_0-2^3S_1$	272,400	0,79	0,78
$9^3P_0-2^3S_1$	269,692	0,57	0,55
$5^1P_1-2^1S_0$	361,467	3,80	3,76
$6^1P_1-2^1S_0$	344,858	2,27	2,39
$7^3D_1-2^3P_0$	370,620	2,33	2,47
$9^1P_1-2^1S_0$	325,921	0,69	0,65
$6^3S_1-2^3P_0$	386,873	0,27	0,26
$8^3S_1-2^3P_0$	365,316	0,11	0,12
$8^3S_1-2^3P_1$	365,303	0,32	0,36

Как видно из табл. 1, рассчитанные вероятности перехода находятся в хорошем согласии с точными данными, что говорит о надежности метода расчета. В табл. 2 приведены результаты расчета вероятностей $n'lJM-n'l'J'M'$ ($J, J' \leq 1$)-переходов между магнитными подуровнями для атома He в высокочастотном разряде.

Из табл. 2 следует, что для всех рассмотренных переходов наблюдается падение вероятностей переходов с ростом напряженности электрического поля. Кроме того, для всех переходов, даже если они были равновероятны при небольших значениях напряженности ($F = 0,2$ кВ/см), с увеличением напряженности вероятности заселения магнитных подуровней одного и того же уровня начинают отличаться. Отличие этих вероятностей может быть весьма

значительным, в частности для $7^3D_1-2^3P_0$ -перехода вероятности переходов между магнитными подуровнями отличаются в 2 раза.

Таблица 2

Вероятности $nIJM - n'I'J'M'$ -переходов в высокочастотном разряде ($\omega = 100$ МГц), $10^6 \cdot c^{-1}$					
Переход $i \rightarrow k$	λ , нм (при $F=0$)	A_{ik} (при $F=0$)	$M \rightarrow M'$	A_{ik}	
				F , кВ/см	
				0,2	1
$8^3P_0-2^3S_1$	272,400	0,79	$0 \rightarrow -1$	0,79	0,30
			$0 \rightarrow +1$	0,79	0,28
$9^3P_0-2^3S_1$	269,692	0,57	$0 \rightarrow -1$	0,56	0,40
			$0 \rightarrow +1$	0,56	0,10
$7^1P_1-2^1S_0$	335,552	1,45	$-1 \rightarrow 0$	1,46	1,41
			$+1 \rightarrow 0$	1,46	1,42
$8^1P_1-2^1S_0$	329,772	0,98	$-1 \rightarrow 0$	0,99	0,88
			$+1 \rightarrow 0$	0,99	0,90
$9^1P_1-2^1S_0$	325,921	0,70	$-1 \rightarrow 0$	0,70	0,51
			$+1 \rightarrow 0$	0,70	0,52
$5^3D_1-2^3P_0$	402,749	6,83	$-1 \rightarrow 0$	6,80	4,25
			$+1 \rightarrow 0$	6,72	4,27
$6^3D_1-2^3P_0$	382,084	3,79	$-1 \rightarrow 0$	2,08	1,59
			$+1 \rightarrow 0$	3,22	1,02
$7^3D_1-2^3P_0$	370,620	2,33	$-1 \rightarrow 0$	1,70	1,0
			$+1 \rightarrow 0$	0,65	0,5

Результаты исследования зависимости вероятностей переходов между магнитными подуровнями от частоты электрического поля приведены в табл. 3 и на рис. 2.

Таблица 3

Вероятности $9^3P_0(M)-2^3S_1(M')$ -переходов в зависимости от частоты электрического поля, $10^6 \cdot c^{-1}$			
ω , МГц	$M \rightarrow M'$	A_{ik}	
		$F = 0,2$ кВ/см	$F = 1$ кВ/см
100	$0 \rightarrow -1$	0,190	0,402
	$0 \rightarrow +1$	0,189	0,103
$241,813 \cdot 10^5$	$0 \rightarrow -1$	0,187	0,182
	$0 \rightarrow +1$	0,187	0,190
$283,005 \cdot 10^6$	$0 \rightarrow -1$	0,187	0,187
	$0 \rightarrow +1$	0,187	0,187

Из табл. 3 видно, что увеличение частоты электрического поля приводит к уменьшению анизотропии вероятностей переходов между магнитными подуровнями и, как следует из табл. 3 и рис. 2, к уменьшению чувствительности вероятности переходов к напряженности электрического поля. Причиной потери чувствительности вероятностей перехода к изменению напряженности электрического поля является снижение взаимодействия энергетических уровней, которое наблюдается при увеличении частоты электрического поля. Следует отметить, что вероятности переходов имеют полиномиальную зависимость от напряженности электрического поля, а именно: $A_{ik} = a + bF + cF^2 + dF^3$ для высокочастотного разряда и $A_{ik} = a + bF + cF^2 + dF^3 + eF^4 + fF^5$ для CO_2 -лазера. При частоте электрического поля, соответствующей излучению неодимового лазера, вероятности $nd^3D_1-2p^3P_0$ -переходов нечувствительны к изменению напряженности электрического поля в рассматриваемом диапазоне. Подобные полиноми-

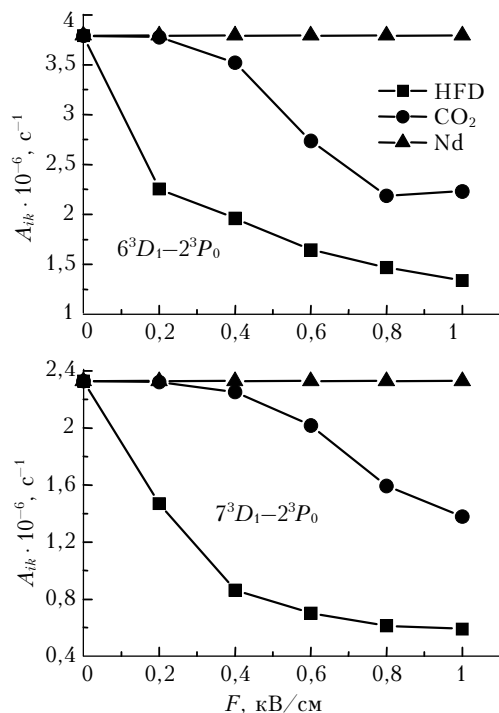


Рис. 2. Зависимость вероятностей $nd^3D_1-2p^3P_0$ ($n = 6,7$)-переходов от частоты электрического поля: HFD – высокочастотный разряд, $\omega = 100$ МГц; CO_2 – CO_2 -лазер, $\omega = 241,813 \cdot 10^5$ МГц; Nd – Nd-лазер, $\omega = 283,005 \cdot 10^6$ МГц

альные зависимости наблюдаются и для вероятностей других переходов.

Теперь рассмотрим вероятности $JM-J'M'$ -переходов между магнитными подуровнями с $J, J' \leq 2$. Результаты расчетов для вероятностей таких переходов представлены на рис. 3, из которого видно, что,

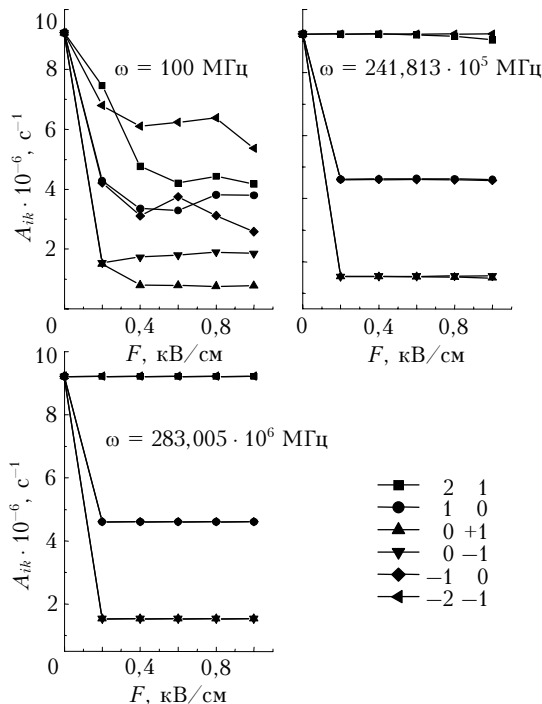


Рис. 3. Зависимость вероятностей $5^3D_2-2^3P_1$ -перехода от частоты электрического поля

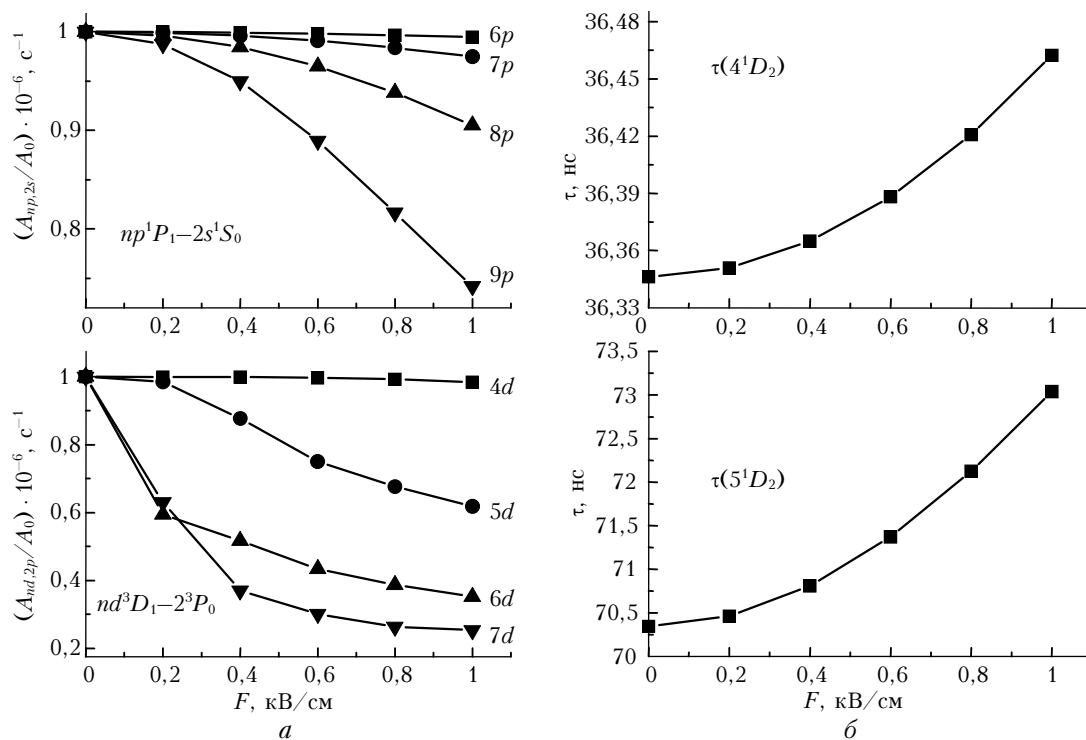


Рис. 4. Поведение вероятностей переходов и времени жизни энергетических уровней для атома He в высокочастотном разряде: *a* – вероятности $nLJ-n'L'J'$ -переходов; *б* – время жизни nd^1D_2 -состояний ($n = 4,5$)

как и в случае переходов между уровнями с $J, J' \leq 1$, увеличение напряженности электрического поля приводит к уменьшению вероятностей. Кроме того, при всех рассмотренных частотах электрического поля наблюдается сильная анизотропия вероятностей переходов: чем больше магнитное квантовое число M для $M \rightarrow M'$ -переходов, тем выше вероятность перехода на M' -подуровень. Максимальная вероятность перехода соответствует $\max|M|$. Самая заметная анизотропия вероятностей наблюдается в высокочастотном разряде вследствие самого сильного (по сравнению с другими частотами электрического поля) взаимодействия энергетических уровней.

Что касается вероятностей $J-J'$ -переходов, рассчитываемых по формуле (17), и времен жизни состояний атома He во внешнем электрическом поле, рассчитываемых по формуле (18), то очевидно, что эти величины будут также иметь полиномиальную зависимость от напряженности электрического поля. Для рассматриваемого диапазона напряженности электрического поля получены следующие полиномиальные зависимости: кубический полином для высокочастотного разряда, полином пятого порядка для CO₂-лазера и отсутствие зависимости от напряженности поля для неодимового лазера. В качестве иллюстрации на рис. 4 приведены зависимости вероятностей $J-J'$ -переходов (рис. 4, *a*) и времени жизни nd^1D_2 -состояний (рис. 4, *б*) для атома He в высокочастотном разряде. На рис. 4, *a* величина $A_{JJ'}/A_0$ есть отношение вероятностей переходов $A_{JJ'}$ для атома в электрическом поле к вероятности A_0 соответствующего перехода в отсутствие электрического поля.

Для оценки достоверности полученных результатов можно провести сравнение времен жизни, рассчитанных в отсутствие электрического поля, с другими теоретическими результатами и с экспериментом. Экспериментальные данные для времени жизни рассмотренных уровней при наличии внешнего электрического поля отсутствуют. Результаты сравнения приведены в табл. 4.

Таблица 4
Времена жизни nd^1D_2 -состояний атома He в отсутствие электрического поля

τ , нс	Данная работа	Теория [18]	Эксперимент [18]		
$\tau(4^1D_2)$	36,34	37	35±4	35±4	38±2
$\tau(5^1D_2)$	70,35	71,5	72±4	72±5	71,9±18

Из табл. 4 видно, что рассчитанные в данной работе времена жизни хорошо согласуются с результатами, полученными другими теоретическими методами, а также с экспериментальными данными. Как видно из рис. 4, для высокочастотного разряда и вероятности переходов, и времена жизни зависят от напряженности электрического поля как кубический полином. При этом чем выше состояние, с которого происходит переход, тем чувствительнее вероятность перехода, а следовательно, и время жизни состояния атома к изменению напряженности поля.

Заключение

Общий анализ расчетов, проведенных в данной работе, позволяет выявить ряд закономерностей для динамического эффекта Штарка, вероятностей переходов и времен жизни для атома He в цирку-

лярно поляризованном поле произвольной напряженности и частоты.

Во-первых, увеличение частоты электрического поля приводит к уменьшению расщепления и сдвига спектральных линий.

Во-вторых, вероятности разрешенных переходов в большинстве случаев убывают с ростом напряженности электрического поля, кроме того, за счет взаимодействия штарковских уровней появляются запрещенные спектральные линии. Вероятность запрещенных переходов растет с увеличением напряженности поля. С увеличением частоты электрического поля чувствительность вероятностей переходов к изменению напряженности электрического поля падает.

В-третьих, для значительного числа переходов обнаружена анизотропия вероятностей, в большинстве случаев связанная с взаимодействием энергетических уровней атома в электрическом поле.

Наконец, была выявлена полиномиальная зависимость вероятностей перехода от напряженности электрического поля, причем эта зависимость наблюдается для всех рассмотренных переходов.

Теоретические результаты, полученные в данной работе, могут быть использованы для объяснения физических процессов, происходящих в плазме, полученной в циркулярно поляризованном переменном электрическом поле. Эти результаты также могут быть полезны при моделировании новых световых источников и источников возбуждения.

Работа поддержана грантом INTAS № 01-0200.

1. Skudra A., Revalde G. Mathematical modelling of the spectral line profiles in the high-frequency discharge // J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer. 1999. V. 61. N 6. P. 717–728.
2. Agostini P., Antonetti A., Breger P., Crunce M., Migus A., Muller H.G., Petite G. Resonant multiphoton ionization of xenon with high-intensity femtosecond pulses // J. Phys. B. 1989. V. 22. P. 1971–1977.
3. Бункин Ф.В., Прохоров А.М. Возбуждение и ионизация атомов в сильном поле излучения // Ж. эксперим. и теор. физ. 1964. Т. 46. Вып. 3. С. 1091–1097.
4. Bayfield J.E. Excited atomic and molecular states in strong electromagnetic fields // Phys. Reports. 1979. V. 51. N 6. P. 318–391.
5. Делоне Н.Б., Крайнов В.П. Динамический штарковский сдвиг атомных уровней // Успехи физ. наук. 1999. Т. 169. № 7. С. 753–772.
6. Делоне Н.Б., Крайнов В.П. Атом в сильном световом поле. М.: Энергоатомиздат, 1978. 288 с.
7. Манаков Н.Л., Рапопорт Л.Б., Фанштейн А.Г. Квазиэнергетические состояния плоского ротора в поле циркулярно поляризованной волны // Теор. и мат. физ. 1977. Т. 30. № 3. С. 395–407.
8. Кочанов В.П. Динамический эффект Штарка в двух- и одноуровневой квантовых системах в поле интенсивного излучения произвольной частоты // Оптика и спектроскопия. 1998. Т. 84. № 1. С. 9–16.
9. Манаков Н.Л., Рапопорт Л.Б. Частица с малой энергией связи в циркулярно поляризованном поле // Ж. эксперим. и теор. физ. 1975. Т. 69. № 9. С. 842–851.
10. Делоне Н.Б., Зон Б.А., Крайнов В.П., Ходовой В.А. Нерезонансное возмущение атомного спектра в сильном световом поле // Успехи физ. наук. 1976. Т. 120. № 1. С. 1–54.
11. Рапопорт Л.Б., Зон Б.А., Манаков Н.Л. Теория многофотонных процессов в атомах. М.: Атомиздат, 1978. 182 с.
12. Корякина Е.В. Расчет динамического эффекта Штарка в многоуровневом приближении // Изв. вузов. Физ. 2003. № 11. С. 3–9.
13. Корякина Е.В. Многоуровневое приближение в расчете динамического эффекта Штарка для атома гелия // Оптика атмосф. и океана. 2004. Т. 17. № 2–3. С. 151–156.
14. Юцис А.П., Савукина А.Ю. Математические основы теории атома. Вильнюс: Мокслас, 1973. 479 с.
15. Bates D.R., Damgaard A. Calculation of the matrix elements of transitions // Phil. Trans. Roy. Soc. London. A. 1949. V. 242. P. 101–122.
16. Корякина Е.В. Modelling of the dynamic Stark effect and calculation of the transition probabilities for an Ar atom // J. Phys. D: Appl. Phys. 2005. V. 38. N 17. P. 3296–3303.
17. <http://www.nist.gov>
18. Веролайнен Я.Ф. Радиационные времена жизни возбужденных состояний атомов благородных газов. Л., 1990. 176 с.

E.V. Koryukina. Calculation of transition probabilities and lifetime of the He atom Stark states in an alternating electric field.

Theoretical investigation of the dependence of transition probabilities on frequency and strength of a circular polarized electric field was carried out for He atom. A number of regularities in the behaviour of these probabilities were revealed and investigated. It was shown that the transition probabilities and lifetimes of the Stark energy levels have a polynomial dependence on the electric field strength. It was found, that an increase in the frequency of the electric field leads to a decrease in sensitivity of the transition probabilities to the electric-field strength. An anisotropy of the probabilities for transitions between Stark levels was studied.