

УДК 539.184.5

*Е.В. КОРЮКИНА\*, В.И. КОРЮКИН\*\****ЗАКОНОМЕРНОСТИ В ПОВЕДЕНИИ ВЕРОЯТНОСТЕЙ ПЕРЕХОДОВ В СПЕКТРЕ ИЗЛУЧЕНИЯ АРГОНА В ПЕРЕМЕННОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ<sup>1</sup>**

Проводится изучение влияния переменного циркулярного электрического поля на вероятности переходов в спектре излучения атома Ar. Расчеты проводятся методом диагонализации матрицы энергии атома в электрическом поле, свободным от ограничений теории возмущений. В рамках этого метода выявлены закономерности в поведении вероятностей переходов при изменении частоты и напряженности электрического поля. Установлена зависимость поведения рассматриваемых вероятностей от электронной структуры штарковских состояний, принимающих участие в переходе.

*Ключевые слова:* циркулярно поляризованное электрическое поле, метод диагонализации матрицы энергии атома в электрическом поле, вероятности переходов, закономерности.

**Введение**

Теоретическое изучение спектров излучения атомов в переменных электрических полях является актуальной проблемой современной физики, имеющей множество практических приложений. Поведение спектров характеризуется положением штарковских компонент спектральных линий и вероятностями переходов между штарковскими состояниями. Для расчета этих спектральных характеристик требуется надежный и эффективный теоретический метод. Такой метод, основанный на нестационарной теории возмущений, был детально разработан для расчета атомных спектров, возбуждаемых полями оптических лазеров любой поляризации (линейной, циркулярной и эллиптической) [1, 2]. Однако к настоящему времени появилось множество других источников возбуждения (в частности, безэлектродные высокочастотные лампы, спиновые светодиоды, терагерцевые лазеры и т.д.), которые генерируют электрические поля с совершенно иными, по сравнению с оптическими лазерами, параметрами электрического поля. В силу своих ограничений, нестационарная теория возмущений для перечисленных источников возбуждения непригодна. Таким образом, возникла необходимость в создании нового теоретического подхода для расчета спектров излучения атомов в электрических полях с изменяющимися в широких пределах частотой и напряженностью. Требуемый подход, основанный на диагонализации матрицы энергии атома в электрическом поле и свободный от ограничений теории возмущений, был предложен и развит в [3, 4].

Ранее в рамках предложенного подхода были исследованы закономерности в поведении штарковских компонент спектральных линий атомов благородных газов He, Ne, Ar и Kr при изменении напряженности и частоты электрического поля [5–9]. Поиск закономерностей в поведении вероятностей переходов в спектрах излучения атомов при изменении параметров электрического поля является закономерным продолжением этих работ, поскольку искомые закономерности представляют интерес как с чисто теоретической точки зрения, так и при решении практических задач современной физики. В частности, эти закономерности требуются при решении задач диагностики плазмы [10], при анализе звездных атмосфер [11] и в технологиях создания новых источников света [12].

В данной работе проводится исследование поведения вероятностей спонтанных переходов между штарковскими состояниями для спектра атома аргона. Аргон является одним из наиболее часто используемых газов в различных источниках возбуждения, где он используется либо как возбуждаемая среда, либо как буферный газ. Этот факт и предопределил выбор атома Ar в качестве объекта изучения. На основании расчетов были установлены закономерности в поведении вероятностей переходов в спектре излучения атома аргона в циркулярно поляризованном электрическом поле.

<sup>1</sup> Работа поддержана в рамках Программы повышения конкурентоспособности ТГУ среди ведущих мировых научно-образовательных центров.

### Метод расчета

В случае циркулярно поляризованного электрического поля нестационарное уравнение Шредингера записывается в виде

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

где  $\psi_n$  – волновая функция  $n$ -го состояния атома;  $\hat{H}_0(\mathbf{r})$  – невозмущенный гамильтониан; оператор  $-F(x \cos \omega t \pm y \sin \omega t)$  описывает возмущение, вызванное взаимодействием атома с циркулярно поляризованным полем частоты  $\omega$  и напряженности  $F$ . Знаки «+» и «-» соответствуют правой и левой поляризации поля соответственно. В приближении вращающейся волны [13] возможен переход от нестационарного уравнения Шредингера (1) к стационарному уравнению Шредингера вида

$$\hat{Q}\varphi(\mathbf{r}) = \varepsilon\varphi(\mathbf{r}), \quad \hat{Q} = (\hat{H}_0 - \omega\hat{J}_z \pm F\hat{D}_x), \quad (2)$$

где  $\hat{Q}$  – оператор энергии атома в электрическом поле, не зависящий от времени, а  $\hat{J}_z$  –  $z$ -компонента оператора полного углового момента. Уравнение (2) определяет энергии  $\varepsilon$  и волновые функции  $\varphi(\mathbf{r}, t)$  для атома в электрическом поле во вращающейся системе координат;  $\varphi(\mathbf{r}, t)$  записывается в виде

$$\varphi(\mathbf{r}, t) = \exp(-i\varepsilon t)\varphi(\mathbf{r}). \quad (3)$$

Вместо решения уравнения Шредингера (2) в рамках стационарной теории возмущений гораздо удобнее решить его методом диагонализации матрицы энергии атома в электрическом поле, предложенным и развитым в [3, 4]. В этих работах показано, что волновые функции и энергии атома, являющиеся решениями уравнения Шредингера (2), определяются из диагонализации матрицы энергии атома в электрическом поле с элементами

$$Q_{mn} = E_n^{(0)}\delta_{mn} - \omega \langle \varphi_m^{(0)}(\mathbf{r}) | \hat{J}_z | \varphi_n^{(0)}(\mathbf{r}) \rangle \pm F \langle \varphi_m^{(0)}(\mathbf{r}) | \hat{D}_x | \varphi_n^{(0)}(\mathbf{r}) \rangle, \quad (4)$$

где  $\varphi_n^{(0)}$  и  $E_n^{(0)}$  – волновая функция и энергия  $n$ -го состояния атома в отсутствие внешнего электрического поля;  $F$  и  $\omega$  – напряженность и частота внешнего электрического поля;  $\hat{D}_x$  –  $x$ -компонента оператора дипольного момента. Матричные элементы оператора  $\hat{D}_x$  в выражении (4) определяются как

$$\langle \varphi_m^{(0)} | \hat{D}_x | \varphi_n^{(0)} \rangle = \langle \gamma JM | D_x | \gamma' J' M' \rangle = \frac{(-1)^{J-M}}{\sqrt{2}} \left[ \begin{pmatrix} J & 1 & J' \\ -M & -1 & M' \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} J & 1 & J' \\ -M & 1 & M' \end{pmatrix} \right] \langle \gamma J \| D \| \gamma' J' \rangle. \quad (5)$$

Приведенные матричные элементы  $\langle \gamma J \| D \| \gamma' J' \rangle$  в (5) зависят от типа связи и рассчитываются в формализме неприводимых тензорных операторов. Подробности их расчета приведены в [4, 9].

Диагонализация матрицы энергии с элементами (4) дает набор волновых функций и энергетический спектр для  $n$  состояний атома в электрическом поле. После диагонализации матрицы  $\hat{Q}$  мы получаем энергии  $\varepsilon_n$  и волновые функции  $\varphi_n$  в виде

$$\varphi_n(\mathbf{r}, t) = e^{-i\varepsilon_n t} \sum_k C_{nk} \varphi_k^{(0)}(\mathbf{r}) \quad (6)$$

для  $n$  состояний атома во внешнем электрическом поле во вращающейся системе координат. Коэффициенты  $C_{nk}$  в волновой функции (6), зависящие от частоты и напряженности электрического поля, есть коэффициенты разложения волновых функций рассматриваемого атома, находящегося под воздействием поля, по невозмущенным волновым функциям. Для нахождения средней энергии атома в первоначальной системе координат необходимо провести усреднение по периоду колебаний, после чего средняя энергия системы в электрическом поле в первоначальной системе координат записывается как

$$\bar{E}_n = \langle \psi_n(\mathbf{r}, t) | H(\mathbf{r}, t) | \psi_n(\mathbf{r}, t) \rangle = \varepsilon_n + \omega \langle \varphi_n(\mathbf{r}) | \hat{J}_z | \varphi_n(\mathbf{r}) \rangle. \quad (7)$$

Из уравнения (7) следует, что  $\bar{E}_n$  не зависит от времени.

Далее волновые функции и энергии атома, полученные из диагонализации матрицы энергии с элементами (4), используются для расчета вероятностей спонтанных переходов между штарковскими состояниями  $JM$  и  $J'M'$ . Вероятности этих переходов рассчитываются по формуле

$$A(JM \rightarrow J'M') = \frac{4\omega_{JM,J'M'}^3}{3c^3} \left| \sum_q \sum_{ij} C_i^{(JM)*} C_j^{(J'M')} (-1)^{J_i - M_i} \begin{pmatrix} J_i & 1 & J_j \\ -M_i & q & M_j \end{pmatrix} \langle \gamma_i J_i \| D \| \gamma_j J_j \rangle \right|^2, \quad (8)$$

где энергии  $\bar{E}_{JM}$  и  $\bar{E}_{J'M'}$  определяются по формуле (7);  $C_i^{(JM)}$  и  $C_j^{(J'M')}$  – коэффициенты разложения из формулы (6);  $\omega_{JM,J'M'}$  – частота  $JM \rightarrow J'M'$ -перехода.

Как следует из вышеприведенных формул, предложенный теоретический подход свободен от ограничений теории возмущений и пригоден для расчета спектральных характеристик атомов в переменном электрическом поле в широком диапазоне изменения частоты и напряженности поля. Закономерности в поведении вероятностей переходов в спектре излучения атома аргона в электрическом поле, установленные на основании расчетов в рамках этого подхода, приведены далее.

### Результаты и их обсуждение

Исследование зависимости вероятностей переходов, рассчитываемых по формуле (8), от параметров электрического поля проводилось в диапазоне изменения напряженности поля 0–10 кВ/см, при этом частота поля принимала значения  $\omega = 100$  МГц (безэлектродные высокочастотные лампы (HFD)),  $\omega = 151.91 \cdot 10^3$  МГц (NH<sub>3</sub>-лазер) и  $\omega = 243.52 \cdot 10^4$  МГц (HCN-лазер). Основное состояние атома аргона рассчитывалось в  $LS$ -связи, возбужденные состояния – в  $JL$ -связи.

На основании расчетов были выявлены следующие закономерности:

1) При слабом взаимодействии штарковских состояний все  $M \rightarrow M'$ -переходы равновероятны (при  $J, J' \leq 1$ ) или попарно равновероятны (при  $J, J' \geq 2$ ) (табл. 1 и 2). Переходы являются попарно равновероятными, если  $A_{ik}(+M \rightarrow +M') = A_{ik}(-M \rightarrow -M')$ . С увеличением напряженности поля вероятности переходов либо не меняются (когда взаимодействие состояний отсутствует), либо медленно убывают (когда взаимодействие состояний слабо).

Таблица 1

**Зависимость вероятностей  $JM \rightarrow J'M'$ -переходов (в  $10^6 \text{ с}^{-1}$ ) от частоты и напряженности электрического поля при слабом взаимодействии штарковских состояний ( $J, J' = 0, 1$ )**

Переход	$\lambda$ , нм (при $F = 0$ )	$A_{ik}$ (при $F = 0$ )	$\omega$	$M \rightarrow M'$	$A_{ik}(JM \rightarrow J'M')$	
					$F = 2$ кВ/см	$F = 10$ кВ/см
$7s' \left[ \frac{1}{2} \right]_0 - 4p' \left[ \frac{3}{2} \right]_1$	597.326	2.341	HFD	0 $\rightarrow$ $\pm 1$	0.780	0.780
			NH <sub>3</sub>		0.780	0.780
			HCN		0.780	0.780
$9p' \left[ \frac{1}{2} \right]_0 - 4s' \left[ \frac{1}{2} \right]_1$	321.292	0.097	HFD	0 $\rightarrow$ $\pm 1$	0.032	0.032
			NH <sub>3</sub>		0.032	0.032
			HCN		0.032	0.032
$7d \left[ \frac{1}{2} \right]_0 - 4p \left[ \frac{3}{2} \right]_1$	542.316	0.362	HFD	0 $\rightarrow$ $\pm 1$	0.121	0.120
			NH <sub>3</sub>		0.121	0.120
			HCN		0.121	0.120
$7p' \left[ \frac{1}{2} \right]_1 - 4s' \left[ \frac{1}{2} \right]_0$	332.256	0.042	HFD	$\pm 1 \rightarrow 0$	0.042	0.042
			NH <sub>3</sub>		0.042	0.042
			HCN		0.042	0.042
$9d' \left[ \frac{3}{2} \right]_1 - 4p' \left[ \frac{1}{2} \right]_0$	543.231	0.095	HFD	$\pm 1 \rightarrow 0$	0.095	0.095
			NH <sub>3</sub>		0.095	0.095
			HCN		0.095	0.095
$8s' \left[ \frac{1}{2} \right]_1 - 4p' \left[ \frac{1}{2} \right]_1$	560.010	0.442	HFD, NH <sub>3</sub> , HCN	$\pm 1 \rightarrow 0$	0.221	0.221
				0 $\rightarrow$ $\pm 1$	0.221	0.221

При  $J, J' = 0, 1$  вероятности переходов индифферентны к изменению частоты поля (табл. 1), при  $J, J' = 1, 2$  чувствительными к изменению  $\omega$  оказываются только вероятности переходов с максимальным значением магнитного квантового числа  $M = 2$ . Остальные вероятности с  $M < 2$  практически не зависят от частоты поля (табл. 2). Вероятности переходов с очень низких возбуж-

денных состояний при  $J, J' = 1, 2$ , так же как при переходах с  $J, J' = 0, 1$ , нечувствительны ни к изменению напряженности электрического поля, ни к изменению его частоты. В качестве иллюстрации в табл. 2 приведены вероятности  $4p[5/2]_2 - 4s[3/2]_1$ -переходов при различных значениях  $\omega$  и  $F$ . Аналогичные результаты получены для вероятностей других переходов в спектре атома аргона.

2) При сильном взаимодействии штарковских состояний все  $M \rightarrow M'$ -переходы становятся неравновероятными для рассмотренных значений квантовых чисел  $J, J' \leq 2$ . Вероятности переходов могут как уменьшаться, так и увеличиваться с ростом напряженности электрического поля.

Таблица 2

**Зависимость вероятностей  $JM \rightarrow JM'$ -переходов (в  $10^6 \text{ с}^{-1}$ ) от частоты и напряженности электрического поля при слабом взаимодействии штарковских состояний ( $J, J' = 1, 2$ )**

Переход	$\lambda, \text{ нм}$ (при $F = 0$ )	$A_{ik}$ (при $F = 0$ )	$\omega$	$M \rightarrow M'$	$A_{ik}(JM \rightarrow JM')$		
					$F = 2 \text{ кВ/см}$	$F = 10 \text{ кВ/см}$	
$9s' \left[ \frac{1}{2} \right]_1 - 4p' \left[ \frac{3}{2} \right]_2$	528.490	0.712	HFD	$\pm 1 \rightarrow \pm 2$	0.356	0.221	
				$0 \rightarrow \pm 1$	0.213	0.213	
				$\pm 1 \rightarrow 0$	0.071	0.071	
			NH <sub>3</sub> , HCN	$\pm 1 \rightarrow \pm 2$	0.427	0.426	
				$0 \rightarrow \pm 1$	0.214	0.213	
				$\pm 1 \rightarrow 0$	0.071	0.071	
$9s \left[ \frac{3}{2} \right]_1 - 4p \left[ \frac{5}{2} \right]_2$	521.775	0.663	HFD	$\pm 1 \rightarrow \pm 2$	0.356	0.207	
				$0 \rightarrow \pm 1$	0.199	0.198	
				$\pm 1 \rightarrow 0$	0.066	0.066	
			NH <sub>3</sub>	$\pm 1 \rightarrow \pm 2$	0.398	0.395	
				$0 \rightarrow \pm 1$	0.199	0.198	
				$\pm 1 \rightarrow 0$	0.066	0.066	
			HCN	$-1 \rightarrow -2$	0.398	0.387	
				$+1 \rightarrow +2$	0.398	0.395	
				$0 \rightarrow \pm 1$	0.199	0.198	
	$\pm 1 \rightarrow 0$	0.066	0.066				
	$4p \left[ \frac{5}{2} \right]_2 - 4s \left[ \frac{3}{2} \right]_1$	842.696	22.459	HFD, NH <sub>3</sub> , HCN	$\pm 2 \rightarrow \pm 1$	22.459	22.459
					$\pm 1 \rightarrow 0$	11.229	11.229
$0 \rightarrow \pm 1$					3.745	3.745	
$7s \left[ \frac{3}{2} \right]_2 - 4p \left[ \frac{3}{2} \right]_2$	617.188	0.961	NH <sub>3</sub> , HCN	$\pm 1 \rightarrow 0$	0.481	0.481	
				$0 \rightarrow \pm 1$	0.481	0.481	
				$\pm 2 \rightarrow \pm 1$	0.320	0.320	
				$\pm 1 \rightarrow \pm 2$	0.320	0.320	

В качестве иллюстрации на рис. 1 и 2 приведено поведение вероятностей переходов для атома Ag в зависимости от напряженности электрического поля  $F$  при различных значениях частоты поля  $\omega$ . Обозначения HFD, NH<sub>3</sub> и HCN на этих рисунках соответствуют приведенным значениям  $\omega$ . Из рисунков следует, что чем больше напряженность поля, тем сильнее отличаются вероятности пар переходов  $A_{ik}(+M \rightarrow +M')$  и  $A_{ik}(-M \rightarrow -M')$ , и эта закономерность справедлива для всех рассмотренных частот поля. Возникает вопрос, что же будет происходить с вероятностями переходов при увеличении частоты электрического поля? Как показали расчеты, увеличение  $\omega$  приводит к уменьшению различия в значениях  $A_{ik}(+M \rightarrow +M')$  и  $A_{ik}(-M \rightarrow -M')$ , и в конечном итоге наблюдается устойчивое стремление переходов к попарной равновероятности. В качестве иллюстрации на рис. 3 приведена эволюция вероятностей  $4f'[5/2]_2 - 3d'[3/2]_1$ -перехода при увеличении напряженности и частоты электрического поля. Как следует из этого рисунка, при  $\omega = 100 \text{ МГц}$  (HFD) вероятности всех  $M \rightarrow M'$ -переходов отличаются, однако уже при  $\omega = 151.91 \cdot 10^3 \text{ МГц}$  (NH<sub>3</sub>) наблюдается попарная равновероятность  $M \rightarrow M'$ -переходов, и такая попарная равновероятность сохраняется при  $\omega = 243.52 \cdot 10^4 \text{ МГц}$  (HCN).

Аналогичный результат получен для вероятностей  $7s[3/2]_2 - 4p[3/2]_2$ -перехода. Из рис. 2 видно, что при  $\omega = 100 \text{ МГц}$  все  $M \rightarrow M'$ -переходы неравновероятны, а при увеличении частоты поля наблюдается попарная равновероятность этих переходов (см. результаты расчета вероятностей  $7s[3/2]_2 - 4p[3/2]_2$ -перехода, приведенные в табл. 2). Такое стремление к попарной равновероятности отлично согласуется с асимптотическими оценками нестационарной теории возмущений.

По этим оценкам, увеличение частоты электрического поля должно приводить к изолированности атомного уровня, т.е. к отсутствию взаимодействия штарковских состояний [1]. Следовательно, если взаимодействие состояний отсутствует или слабо, тогда должна наблюдаться попарная равновероятность переходов, что и следует из наших расчетов.

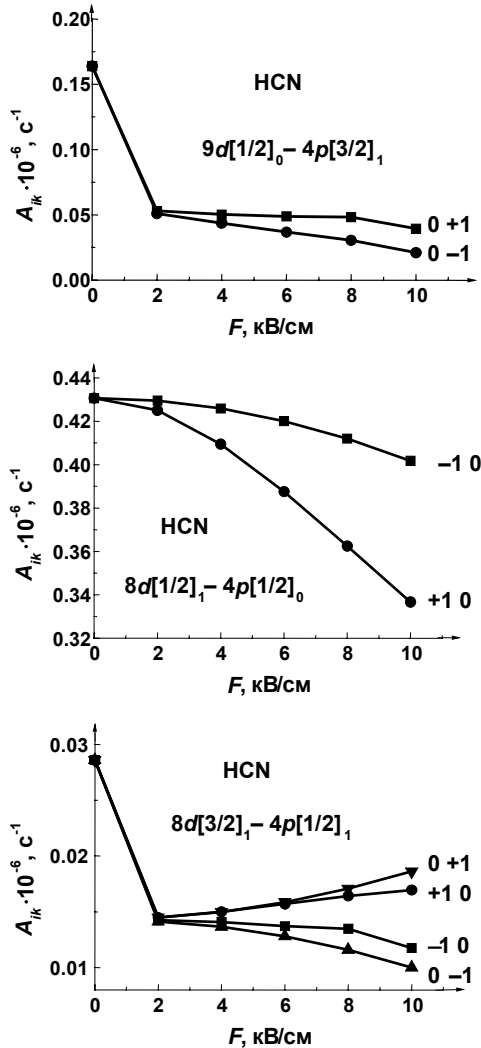


Рис. 1. Зависимость поведения вероятностей переходов от напряженности электрического поля ( $J, J' = 0, 1$ )

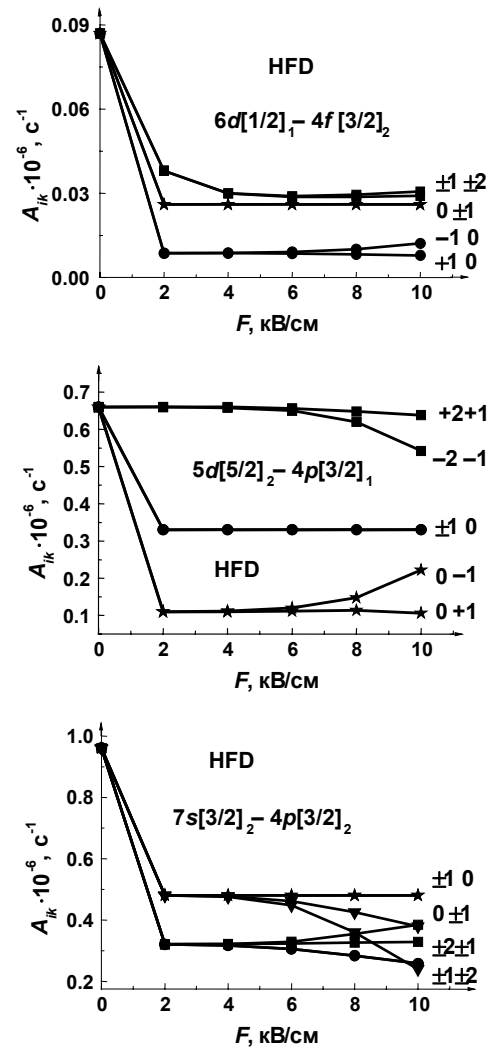


Рис. 2. Зависимость поведения вероятностей переходов от напряженности электрического поля ( $J, J' = 1, 2$ )

3) Как при слабом, так и при сильном взаимодействии штарковских состояний поведение вероятностей переходов  $A(JM \rightarrow J'M')$  с  $J \leq J'$  и  $J > J'$  сильно отличается. При  $J \leq J'$  вероятности всех переходов резко падают с включением электрического поля, но дальнейшее увеличение напряженности поля практически не влияет на эти вероятности (см. табл. 1 и рис. 1). При  $J > J'$  по крайней мере одна из пары вероятностей  $A_{ik}(+M \rightarrow +M')$  и  $A_{ik}(-M \rightarrow -M')$  с максимальным значением  $M$  практически индифферентна к изменению напряженности поля, в то время как остальные вероятности демонстрируют такое же поведение, как в случае  $J \leq J'$  (см. табл. 2 и рис. 2). Как уже было сказано, отмеченная закономерность справедлива как в случае слабого, так и сильного взаимодействия штарковских состояний, с той лишь разницей, что при сильном взаимодействии состояний все  $M \rightarrow M'$ -переходы неравновероятны, тогда как при их слабом взаимодействии наблюдается попарная равновероятность переходов. Наглядной иллюстрацией сказанного является рис. 3, где при частоте поля  $\omega = 100$  МГц (HFD) вероятности всех  $M \rightarrow M'$ -переходов неравны (взаимодействие штарковских состояний велико), тогда как при больших частотах поля  $\omega = 151.91 \cdot 10^3$  МГц ( $\text{NH}_3$ ) и  $243.52 \cdot 10^4$  МГц (HCN) взаимодействие состояний становится слабым, что приводит к попарной равновероятности переходов.

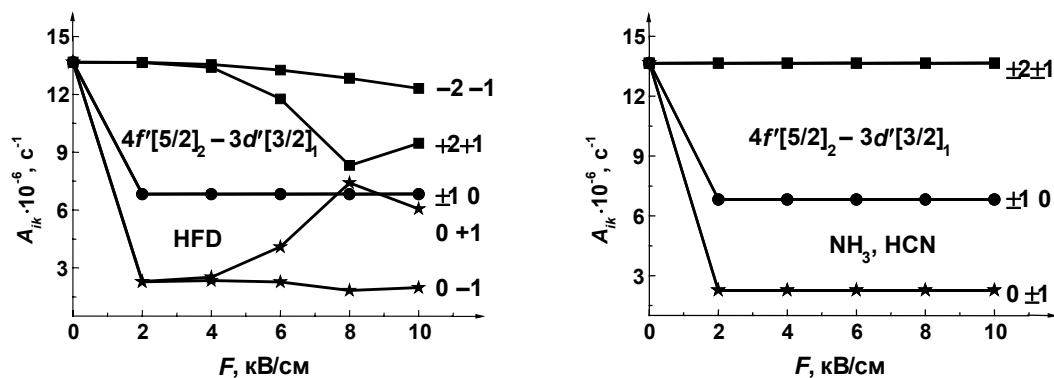


Рис. 3. Эволюция вероятностей  $4f'[5/2]_2 M - 3d'[3/2]_1 M'$ -переходов при увеличении частоты электрического поля

4) Проведенные вычисления позволили установить еще одну неожиданную и интересную закономерность, присущую поведению вероятностей переходов при изменении напряженности электрического поля. Расчеты показали, что включение электрического поля приводит к упорядочиванию вероятностей переходов по магнитному квантовому числу  $M$ . Как видно из табл. 2 и рис. 2 и 3, для переходов  $J = 1 \rightarrow J' = 2$  вероятности  $\pm M \rightarrow \max |M'|$ -переходов имеют максимальное значение, и эти вероятности убывают по мере уменьшения  $M'$ . Такая же закономерность наблюдается для переходов  $J = 2 \rightarrow J' = 1$ , а именно: вероятности  $\max |M| \rightarrow \pm M'$ -переходов максимальны, и эти вероятности убывают с уменьшением  $M$ . Упорядоченность вероятностей переходов по  $M$  также наблюдается для переходов  $J = 2 \rightarrow J' = 2$ . Как следует из табл. 2 и рис. 2, в этом случае вероятности переходов также упорядочены по  $M$ , однако максимальными являются вероятности с  $M' = 0$ , далее вероятности убывают с ростом  $|M'|$ , и минимальные вероятности получены для  $\pm M \rightarrow \max |M'|$ -переходов. Найденная закономерность справедлива как при слабом, так и при сильном взаимодействии штарковских состояний, с тем же отличием, что и в закономерности 3: при сильном взаимодействии состояний все  $M \rightarrow M'$ -переходы неравновероятны, тогда как при их слабом взаимодействии наблюдается попарная равновероятность переходов. Для вероятностей других переходов в спектре атома Ar получены аналогичные результаты.

Таким образом, на основании расчетов, проведенных в рамках описанного в п. 2 метода, удалось установить закономерности, присущие поведению вероятностей переходов в спектре излучения атома аргона в переменном циркулярно поляризованном электрическом поле. Эти закономерности получены впервые.

### Заключение

Найденные в данной работе закономерности в поведении вероятностей переходов в спектре излучения атома аргона в переменном циркулярном электрическом поле представляют интерес с теоретической точки зрения как расширение знаний в области теоретической атомной спектроскопии. Кроме того, установленные закономерности позволяют объяснить процессы, протекающие в плазме. Наконец, полученные теоретические результаты полезны при решении практических задач в таких областях физики, как спектроскопия плазмы, физика газового разряда, астрофизика и также в технологиях создания новых источников излучения.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Рапопорт Л.Б., Зон Б.А., Манаков Н.Л. Теория многофотонных процессов в атомах. – М.: Атомиздат, 1978. –182 с.
2. Делоне Н.Б., Крайнов В.П. Атом в сильном световом поле. – М.: Энергоатомиздат, 1978. – 288 с.
3. Корюкина Е.В. // Изв. вузов. Физика. – 2003. – Т. 46. – № 11. – С. 3–9.
4. Корюкина Е.В. // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2005. – V. 38. – No. 17. – P. 3296–3303.
5. Корюкина Е.В. // Оптика атмосферы и океана. – 2006. – Т. 19. – № 7. – С. 581–587.
6. Корюкина Е.В., Корюкин В.И. // Оптика атмосферы и океана. – 2008. – Т. 21. – № 8. – С. 715–720.
7. Корюкина Е.В. // Оптика атмосферы и океана. – 2009. – Т. 22. – № 11. – С. 1070–1076.
8. Корюкина Е.В., Корюкин В.И. // Изв. вузов. Физика. – 2012. – Т. 55. – № 10/3. – С. 208–211.
9. Корюкина Е.В., Корюкин В.И. // Изв. вузов. Физика. – 2012. – Т. 55. – № 1. – С. 88–94.

10. Frank A.G., Gavrilenko V.P., Kyrie N.P., and Oks E. // J. Phys. B: Atom., Mol. and Opt. Phys. – 2006. – V. 39. – No. 24. – P. 5119–5129.
11. Dojčinović I.P., Tapalaga I., and Purić J. // Month. Not. Roy. Astr. Soc. – 2012. – V. 419. – Iss. 1. – P. 904–912.
12. Дорохин М.В., Данилов Ю.А. Измерение поляризационных характеристик излучения наногетероструктур. – Н. Новгород: Изд-во НижГУ, 2011. – 85 с.
13. Бункин Ф.В., Прохоров А.М. // ЖЭТФ. – 1964. – Т. 46. – № 3 – С. 1091–1097.

\*Национальный исследовательский Томский государственный университет,  
г. Томск, Россия

Поступила в редакцию 25.06.14.

\*\*Сибирский государственный медицинский университет, г. Томск, Россия

E-mail: evk@phys.tsu.ru; vik180248@mail.ru