

Особенности спектра излучения неона в высокочастотном разряде и лазерных полях для переходов с $J, J' \leq 2$

Е.В. Корюкина*

Томский государственный университет
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

Поступила в редакцию 28.07.2009 г.

Проведено теоретическое исследование спектра излучения неона (динамического эффекта Штарка и вероятностей переходов) в зависимости от частоты и напряженности электрического поля, генерируемого в высокочастотном разряде и при лазерном возбуждении. Полученные результаты позволили выявить ряд закономерностей в поведении изучаемых характеристик и объяснить причины возникновения аномалий в спектре излучения неона во внешних электрических полях.

Ключевые слова: динамический эффект Штарка, вероятности перехода; dynamic Stark effect, transition probability.

Введение

Неон является одним из представителей благородных газов, которые широко используются в физике плазмы, вследствие чего изучение спектра излучения атома неона под действием внешнего электрического поля представляет интерес как в чисто теоретическом плане, так и с точки зрения практических приложений полученных результатов расчетов. Одним из таких приложений является возможность определения напряженности электрического поля внутри разряда.

При изучении спектров также требуется знание вероятностей переходов между энергетическими уровнями атома, находящегося под воздействием электрического поля. В частности, эти вероятности необходимы при решении уравнений баланса заселенностей и при расчете интенсивностей спектральных линий в электрическом поле [1–5].

В силу сложности расчетов систематическое изучение зависимостей сдвига и расщепления спектральных линий и соответствующих вероятностей перехода от частоты и напряженности электрического поля до настоящего времени не проводилось. Эта статья, являющаяся продолжением работ [6–8], призвана восполнить имеющийся пробел.

В настоящей статье рассматривается зависимость сдвига и расщепления спектральных линий атома неона, а также вероятностей переходов между штарковскими уровнями с квантовыми числами $J, J' = 1, 2$ от частоты и напряженности внешнего электрического поля.

Метод расчета

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

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

где ψ_n – волновая функция n -го состояния системы; $\hat{H}_0(\mathbf{r})$ – невозмущенный гамильтониан, и 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 . Для перехода к стационарному уравнению Шредингера воспользуемся приближением вращающейся волны [9].

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

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

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

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

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

* Елена Владимировна Корюкина (evk@phys.tsu.ru).

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

и тогда в уравнении (3) волновая функция $\varphi(\mathbf{r}, t)$ запишется в виде

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

Оператор \hat{Q} есть оператор энергии атома в электрическом поле, а ε и $\varphi(\mathbf{r}, t)$ есть энергия и волновая функция атома в электрическом поле во вращающейся системе координат, которые можно найти, воспользовавшись стационарной теорией возмущения. Вместо решения уравнения Шредингера (4) в рамках теории возмущения гораздо удобнее использовать подход, предложенный и развитый в [6, 7].

В этих работах было показано, что волновые функции и энергии атома, являющиеся решениями уравнения Шредингера (4), определяются из диагонализации матрицы \hat{Q} , полученной 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; F и ω – напряженность и частота 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 энергии ε_n и волновые функции в виде

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

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 этой операции средняя энергия системы в электрическом поле в первоначальной системе координат определяется выражением

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

откуда следует, что \bar{E}_n не зависит от времени.

Матричные элементы оператора D_x определяются как

$$\langle \varphi_m^{(0)} | \hat{D}_x | \varphi_n^{(0)} \rangle = \langle \gamma J M | D_x | \gamma' J' M' \rangle =$$

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

где приведенные матричные элементы $\langle \gamma J \| D \| \gamma' J' \rangle$ рассчитываются в зависимости от типа связи. Для атома Ne реализуется Jl -связь, подробности расчета элементов $\langle \gamma J \| D \| \gamma' J' \rangle$ приведены в [7, 10].

Волновые функции и энергии, определенные из диагонализации \hat{Q} -матрицы, используются для расчета вероятностей спонтанных переходов в электрическом поле. В дипольном приближении 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 [11]:

$$A_q = \frac{\omega_{nm}^3}{hc^3} |\mathbf{e}_q \langle \Psi_n | \mathbf{D} | \Psi_m \rangle|^2 d\Omega, \quad (10)$$

где ω_{nm} – частота перехода; \mathbf{e}_q – вектор поляризации и $\mathbf{D} = -e \sum_i \mathbf{r}_i$ – дипольный момент атома, а Ψ_n и Ψ_m –

волновые функции n -го и m -го состояний атома во внешнем электрическом поле. На основании формулы (10) полная вероятность перехода из состояния n в состояние m для излучения, поляризованного по направлению \mathbf{e}_q и усредненного по всем возможным ориентациям в пространстве вектора \mathbf{D} , рассчитывается по формуле

$$A_{nm} = \frac{4\omega_{nm}^3}{3hc^3} \sum_q |\langle \Psi_n | D_q | \Psi_m \rangle|^2, \quad (11)$$

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 (11) и использования теоремы Вигнера–Эккарта выражение для вероятности $JM \rightarrow J'M'$ -перехода между магнитными подуровнями примет окончательный вид

$$A(JM \rightarrow J'M') = \frac{4\omega_{JM, J'M'}^3}{3hc^3} |D_{JM, J'M'}|^2;$$

$$D_{JM, J'M'} = \sum_q \left| \sum_{ij} C_i^{(JM)*} C_j^{(J'M')} \times \right. \\ \left. \times (-1)^{J_i - M_i} \begin{pmatrix} J_i & 1 & J_j \\ -M_i & q & M_j \end{pmatrix} \langle \gamma_i J_i \| D \| \gamma_j J_j \rangle \right|^2, \quad (12)$$

где $C_i^{(JM)}$ и $C_j^{(J'M')}$ – коэффициенты разложения волновых функций для атома в поле по невозмущенным волновым функциям $\varphi_i^{(0)}(\gamma_i J_i M_i)$; $\omega_{JM, J'M'}$ – частота $JM \rightarrow J'M'$ -перехода.

Обсуждение результатов

Предложенный теоретический метод был использован для моделирования спектра излучения

неона в высокочастотном разряде и в лазерных полях. Исследовались спектральные линии, наблюдаемые при переходах между энергетическими уровнями с квантовыми числами $J, J' = 1, 2$. При расчете \hat{Q} -матрицы учитывались ns -, np -, nd - и nf -состояния с $n \leq 10$; таким образом, в расчете матрицы энергии атома неона в электрическом поле принимались в учет 267 энергетических уровней (1309 магнитных подуровней). Напряженность электрического поля рассматривалась в диапазоне до 10 кВ/см со следующими частотами: $\omega = 100$ МГц для высокочастотного разряда (HFD) в безэлектродных лампах [12], $\omega = 151,31 \cdot 10^3$ МГц для NH_3 -лазера и $\omega = 243,52 \cdot 10^4$ МГц для HCN-лазера [13].

Из теории возмущения известно, что в слабых полях сдвиг спектральных линий пропорционален F^2 и уменьшается с ростом частоты внешнего электрического поля [1]. Очевидно, что с ростом напряженности электрического поля взаимодействие энергетических уровней растет, что приводит к нарушению этих закономерностей. Как показали расчеты,

поведение спектральных линий в электрическом поле целиком определяется степенью взаимодействия энергетических уровней, которое оценивается из анализа волновых функций (7). На рис. 1 и 2 приведены сдвиг и расщепление ряда спектральных линий в зависимости от степени взаимодействия уровней в электрических полях различной напряженности и частоты.

Сдвиг энергетических уровней в поле определяется как $\Delta E = E - E_0$, где E – положение рассматриваемой линии в электрическом поле напряженности F и частоты ω ; E_0 – положение этой линии в отсутствие поля. Приведенные на рис. 1 и 2 спектральные линии наблюдаются при переходах с верхних уровней на энергетические уровни, наименее в данном классе симметрии. Так как эти уровни являются низлежащими, они индифферентны к увеличению напряженности электрического поля в рассматриваемом диапазоне изменения. Вследствие этого часть расщепившихся магнитных подуровней при переходах $JM - J'M'$ совпадает, поэтому на рис. 1 и 2 в рамках указаны только магнитные квантовые числа верхнего подуровня, с которого происходит переход.

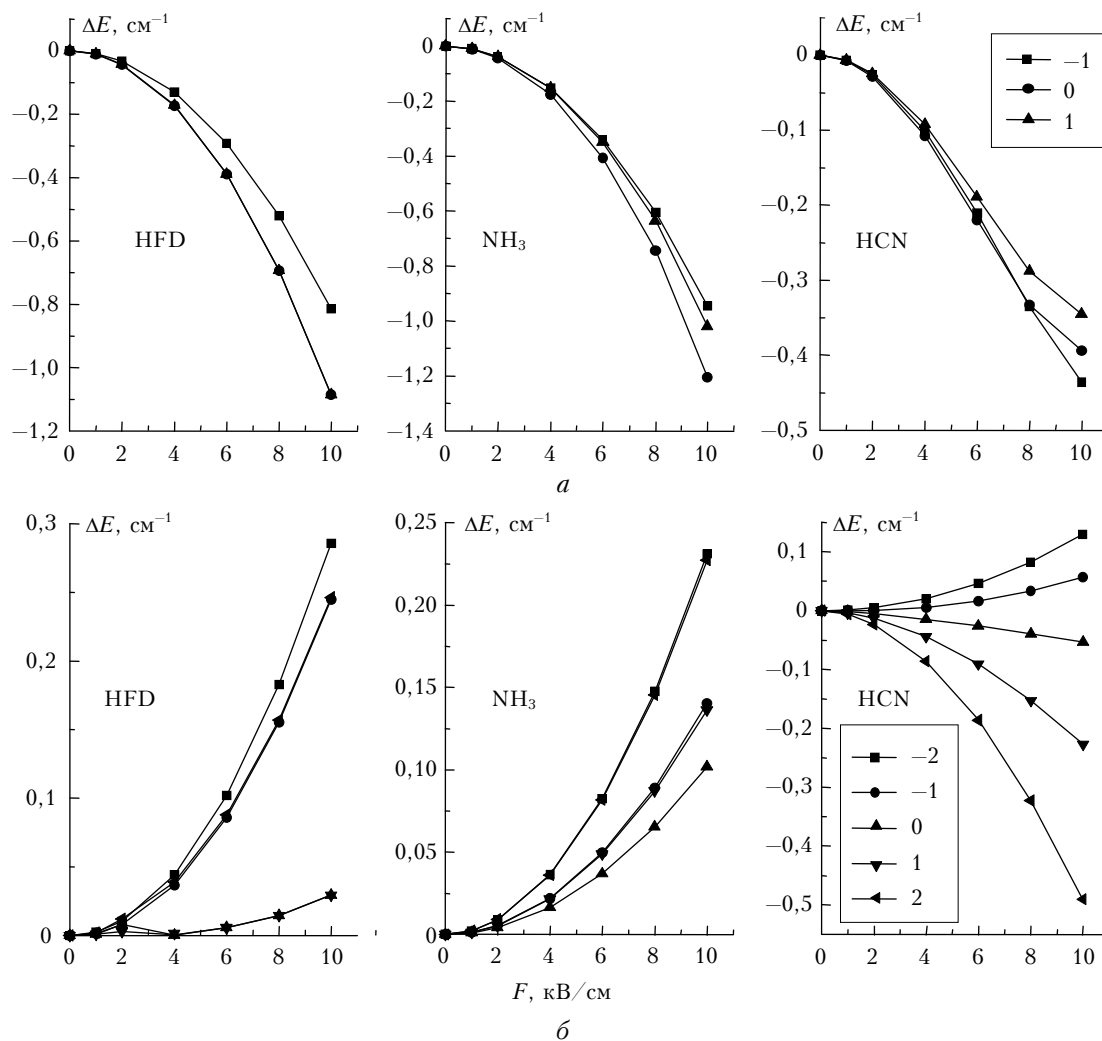


Рис. 1. Зависимость эффекта Штарка от напряженности и частоты электрического поля: *a* – спектральная линия $9s[3/2]_1 - 3p[5/2]_2$, $\lambda = 449,303$ нм (смешивание подуровней практически отсутствует); *б* – спектральная линия $4p[5/2]_2 - 3d[3/2]_1$, $\lambda = 1848,083$ нм (слабое смешивание подуровней)

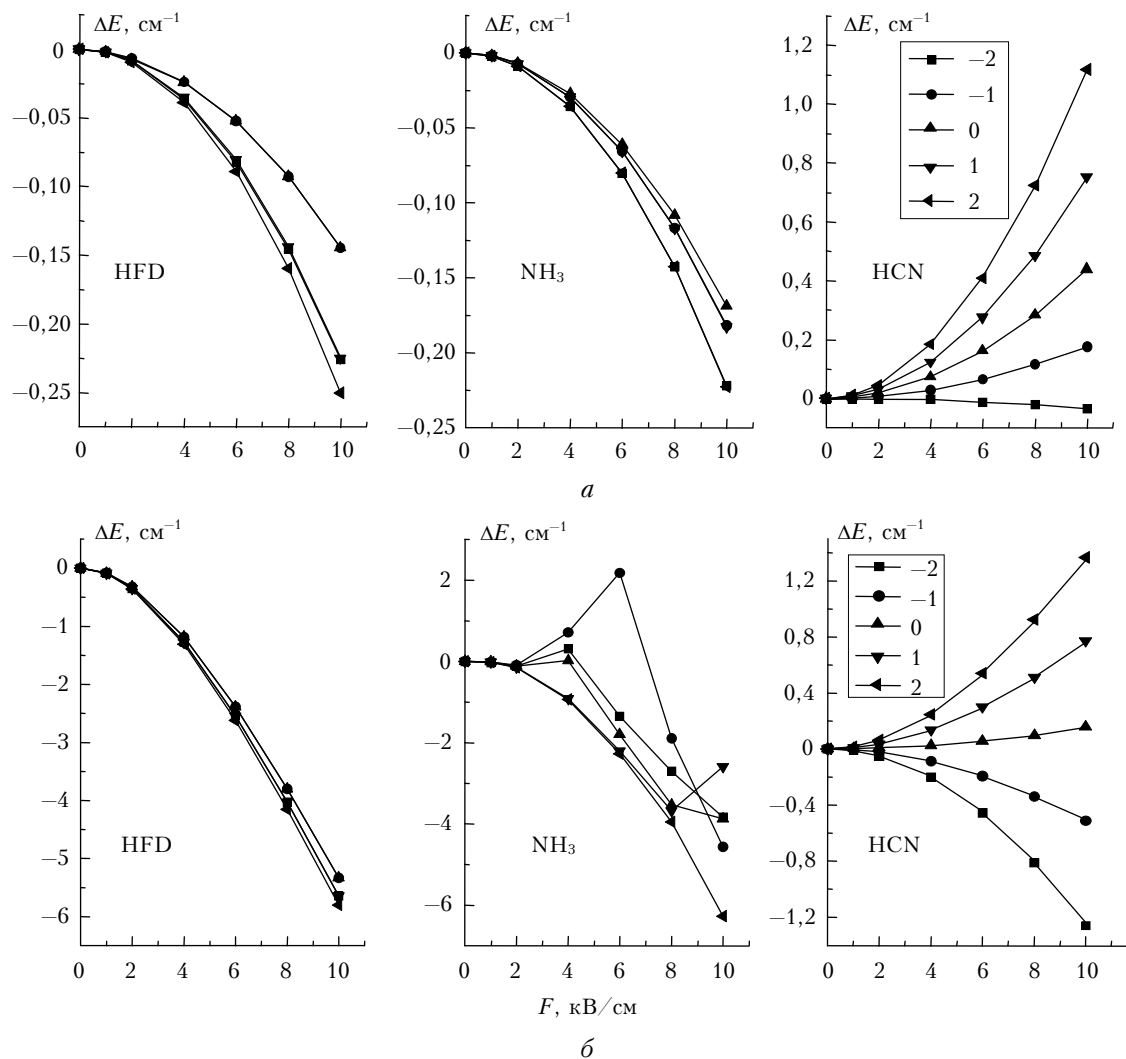


Рис. 2. Зависимость эффекта Штарка от напряженности и частоты электрического поля: *a* – спектральная линия $4d'[5/2]_2 - 3p'[3/2]_2$, $\lambda = 590,442$ нм (слабое смешивание подуровней); *б* – спектральная линия $6d[5/2]_2 - 3p[5/2]_2$, $\lambda = 475,090$ нм (сильное смешивание подуровней)

Из рис. 1, *a* следует, что в том случае, когда взаимодействие штарковских уровней практически отсутствует, сдвиг компонент спектральных линий пропорционален F^2 и уменьшается с ростом частоты внешнего электрического поля, что, как и следовало ожидать, совпадает с результатами теории возмущения. При этом все расщепленные компоненты линии смещаются в одну сторону с увеличением частоты электрического поля. При слабом смешивании энергетических уровней картина изменяется. Хотя сдвиг компонент по-прежнему пропорционален F^2 , степень расщепления спектральной линии сначала уменьшается, а потом увеличивается с ростом частоты электрического поля (см. рис. 1, *б* и 2, *a*).

Кроме того, сначала (в высокочастотном разряде и для NH_3 -лазера) все компоненты спектральной линии смещаются в одну и ту же сторону при увеличении напряженности электрического поля, в то время как при дальнейшем увеличении частоты поля ω (HCN -лазер) компоненты линии смещаются в противоположные стороны. Если же взаимодействие

уровней в поле велико, наблюдается нарушение зависимости как сдвига компонент линий от напряженности электрического поля, так и степени расщепления спектральных линий от частоты поля (рис. 2, *б*). В этом случае степень расщепления спектральных линий и направление сдвига компонент в электрическом поле индивидуальны для каждой рассматриваемой линии.

Степень взаимодействия энергетических уровней значительно влияет и на поведение вероятностей переходов в электрическом поле. Как следует из формулы (12), это влияние задается явным образом множителем $\omega_{JM, J'M'}$ и неявным образом матричными элементами $D_{JM, J'M'}$, в которые входят коэффициенты разложения C_{nk} из волновых функций (7). Исследуем, какова зависимость вероятностей переходов от напряженности и частоты электрического поля.

Сначала рассмотрим серии переходов $ns'[1/2]_1 - 3p'[3/2]_2$ и $ns[3/2]_1 - 3p[5/2]_2$ (переходы типа $J = 1 \rightarrow J' = 2$), для которых взаимодействие энергетических уровней мало. Результаты исследования зависимости

вероятностей этих переходов от напряженности и частоты электрического поля приведены в таблице для случая $n = 9$ (максимальное смешивание энергетических уровней в данных сериях). Для вероятностей таких переходов характерны следующие закономерности поведения. Во-первых, после включения поля вероятности всех $JM - J'M'$ -переходов резко падают, после чего вероятности $\pm 1 \rightarrow \pm 2$ -переходов медленно убывают, а вероятности $\pm 1 \rightarrow 0$ и $0 \rightarrow \pm 1$ -переходов остаются практически неизменными с ростом напряженности электрического поля. Во-вторых, из таблицы следует, что вероятности $\pm 1 \rightarrow \pm 2$ -переходов сначала увеличиваются, а затем остаются неизменными с ростом частоты электрического поля, а вероятности $\pm 1 \rightarrow 0$ - и $0 \rightarrow \pm 1$ -переходов вообще индифферентны к изменению ω . Вероятности $M \rightarrow \pm M'$ - и $\pm M \rightarrow M'$ -переходов одинаковы в пределах точности расчета, т.е. наблюдается вырождение по знаку магнитного квантового числа, при этом вероятности $\pm 1 \rightarrow \pm 2$ -, $\pm 1 \rightarrow 0$ - и $0 \rightarrow \pm 1$ -переходов заметно отличаются друг от друга. Максимальная вероятность наблюдается для $M \rightarrow \max|M'|$ -переходов.

Теперь рассмотрим переходы типа $J = 2 \rightarrow J' = 1$, для которых наблюдается увеличение степени смешивания энергетических уровней. В этом случае обнаруживается сильная зависимость вероятностей переходов от напряженности и частоты электрического поля. В качестве иллюстрации на рис. 3 приведены зависимости вероятностей $4f[5/2]_2 - 3d'[3/2]_1$ - и $4d[5/2]_2 - 3p[3/2]_1$ -переходов от напряженности и частоты электрического поля. Видно, что вероятности переходов между штарковскими компонентами как убывают, так и возрастают с ростом напряженности электрического поля. При этом переходы $M \rightarrow +M'$ и $M \rightarrow -M'$ имеют, как правило, отличающиеся вероятности, т.е. наблюдается снятие вырождения по квантовому числу M . Максимальная вероятность, как и в предыдущем случае, наблюдается

для переходов $\max|M| \rightarrow M'$ при всех рассмотренных частотах электрического поля.

Что касается зависимости вероятностей переходов от частоты электрического поля, расчеты показали, что вероятности переходов между состояниями с различным остовом обнаруживают разное поведение. Из рис. 3, а видно, что при переходах между состояниями с остовом $J_c = 1/2$ в высокочастотном разряде (HFD) вероятности всех $M \rightarrow M'$ -переходов отличаются друг от друга до значения напряженности электрического поля $F = 6$ кВ/см. При дальнейшем увеличении напряженности вероятности $\pm 1 \rightarrow 0$ -переходов становятся одинаковыми в пределах точности расчета. При частоте NH_3 -лазера вероятности $\pm 2 \rightarrow \pm 1$ -переходов практически не зависят от напряженности электрического поля, а вероятности всех остальных $M \rightarrow M'$ -переходов резко падают с включением электрического поля и затем остаются почти неизменными при увеличении напряженности электрического поля. При этом вероятности $\pm M \rightarrow M'$ -переходов, точно так же как и вероятности переходов $M \rightarrow \pm M'$, совпадают в пределах точности расчета во всем диапазоне изменения напряженности электрического поля.

При дальнейшем увеличении частоты электрического поля (частота HCN -лазера) вероятности $\pm 2 \rightarrow \pm 1$ - и $\pm 1 \rightarrow 0$ -переходов заметно отличаются друг от друга, тогда как вероятности $0 \rightarrow \pm 1$ одинаковы и слабо убывают с ростом напряженности электрического поля. При переходах между состояниями с другим остовом $J_c = 3/2$ картина меняется (рис. 3, б). В высокочастотном разряде поведение вероятностей переходов между состояниями с остовом $J_c = 3/2$ точно такое же, как для переходов между состояниями с $J_c = 1/2$. При частоте NH_3 -лазера поведение вероятностей переходов для линий с $J_c = 3/2$ такое же, как поведение вероятностей переходов для линий с $J_c = 1/2$ при частоте HCN -лазера. И наоборот,

Вероятности A_{ik} для $n1JM - n'1J'M'$ -переходов в высокочастотном разряде (HFD) и лазерных полях (NH_3 - и HCN -лазеры), 10^6 c^{-1}

Переход $i \rightarrow k$	λ , нм (при $F = 0$)	A_{ik} (при $F = 0$)	ω	$M \rightarrow M'$	A_{ik}	
					$F = 2$ кВ/см	$F = 102$ кВ/см
$9s'[1/2]_1 - 3p'[3/2]_2$	454,577	0,436	HFD	$\pm 1 \rightarrow \pm 2$	0,173	0,131
				$\pm 1 \rightarrow 0$	0,044	0,043
				$0 \rightarrow \pm 1$	0,131	0,130
			NH_3	$\pm 1 \rightarrow \pm 2$	0,261	0,257
				$\pm 1 \rightarrow 0$	0,044	0,043
				$0 \rightarrow \pm 1$	0,131	0,130
			HCN	$\pm 1 \rightarrow \pm 2$	0,261	0,257
				$\pm 1 \rightarrow 0$	0,044	0,043
				$0 \rightarrow \pm 1$	0,131	0,130
$9s[3/2]_1 - 3p[5/2]_2$	449,303	0,419	HFD	$\pm 1 \rightarrow \pm 2$	0,191	0,127
				$\pm 1 \rightarrow 0$	0,042	0,042
				$0 \rightarrow \pm 1$	0,125	0,124
			NH_3	$\pm 1 \rightarrow \pm 2$	0,251	0,246
				$\pm 1 \rightarrow 0$	0,042	0,042
				$0 \rightarrow \pm 1$	0,125	0,123
			HCN	$\pm 1 \rightarrow \pm 2$	0,251	0,247
				$\pm 1 \rightarrow 0$	0,042	0,041
				$0 \rightarrow \pm 1$	0,125	0,124

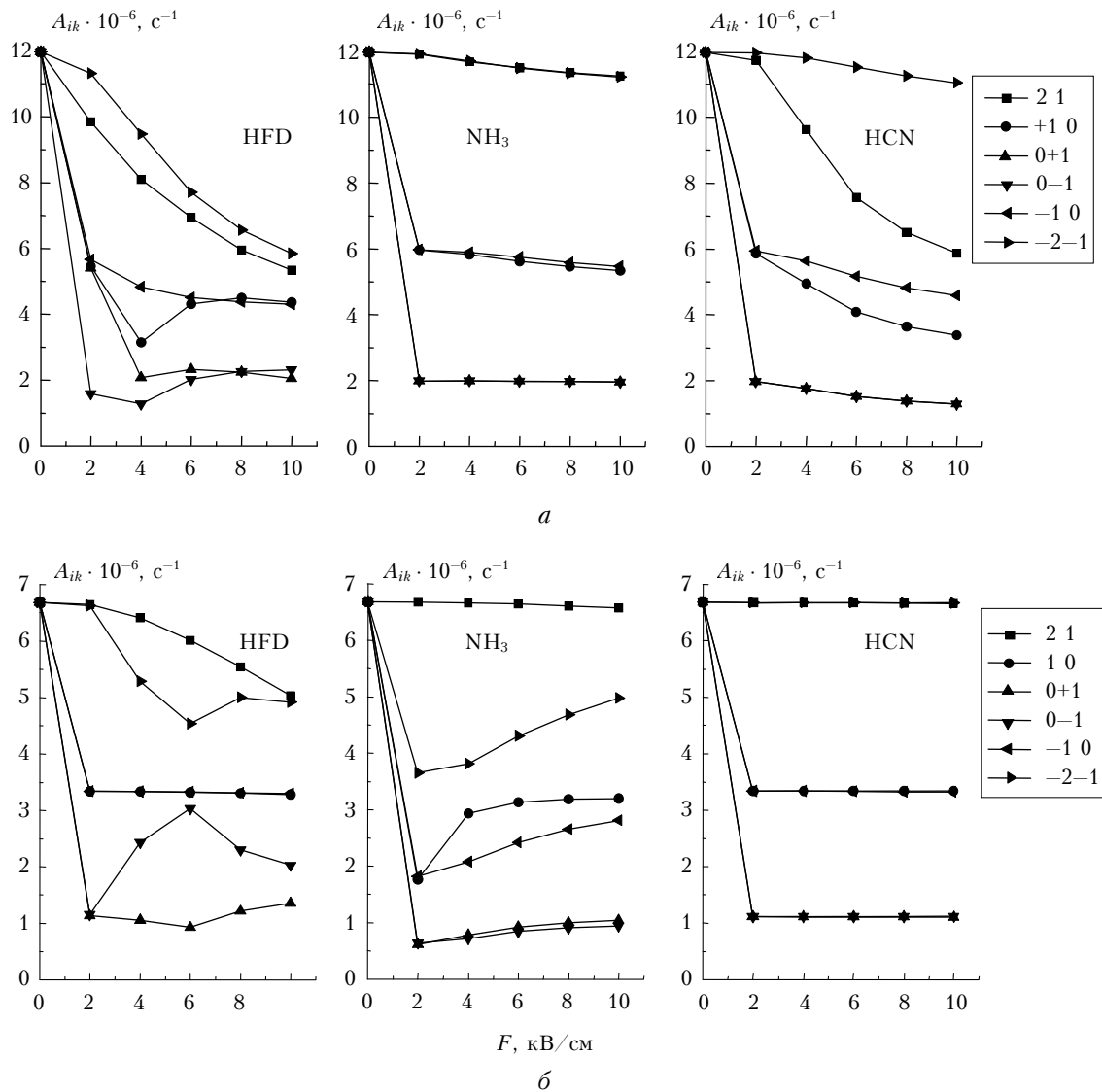


Рис. 3. Зависимость вероятностей переходов от напряженности и частоты электрического поля (M и M' приведены в рамке) для спектральных линий: $a - 4f[5/2]_2-3d[3/2]_1$, $\lambda = 1848,083$ нм; $b - 4d[5/2]_2-3p[3/2]_1$, $\lambda = 590,807$ нм

при частоте HCN-лазера зависимость вероятностей переходов от напряженности электрического поля для линий с $J_c = 3/2$ такая же, как зависимость вероятностей переходов для линий с $J_c = 1/2$ при частоте NH_3 -лазера.

Совершенно другое поведение демонстрируют вероятности переходов третьего типа $J = 2 \rightarrow J' = 2$. Зависимости вероятностей переходов этого типа от частоты и напряженности электрического поля приведены на рис. 4.

Видно, что вероятности всех $M \rightarrow M'$ -переходов резко падают с включением электрического поля при всех рассмотренных частотах поля. Далее, с ростом напряженности электрического поля, вырождение по знаку M снимается со всех вероятностей переходов и различие между вероятностями $M \rightarrow +M'$ - и $M \rightarrow -M'$ -переходов только растет. Наконец, в отличие от двух рассмотренных выше типов переходов, максимальные вероятности наблюдаются для пере-

ходов $\pm 1 \rightarrow 0$ при всех рассмотренных частотах электрического поля.

Таким образом, при моделировании спектров излучения неона в электрических полях различной напряженности и частоты для переходов с $J, J' = 1, 2$ были найдены следующие закономерности. Во-первых, зависимости сдвига и расщепления спектральных линий от напряженности и частоты электрического поля целиком определяются силой взаимодействия энергетических уровней в поле и не связаны с типом остова состояний, между которыми наблюдаются переходы. Во-вторых, зависимость вероятностей переходов от частоты и напряженности электрического поля определяется типом переходов и практически не связана с типом остова. Отметим, что такое поведение сдвига и расщепления спектральных линий и вероятностей переходов существенно отличается от поведения спектра излучения неона при переходах между уровнями с квантовыми числами

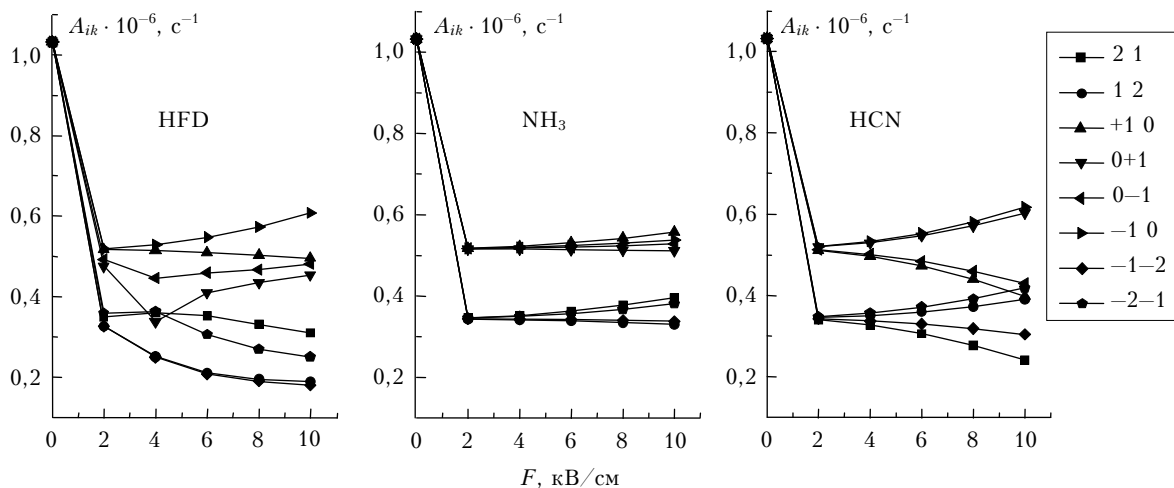


Рис. 4. Зависимость вероятностей переходов от напряженности и частоты электрического поля (M и M' приведены в рамке) для спектральной линии $4d'[5/2]_2-3p'[3/2]_2$, $\lambda = 590,442$ нм

$J, J' \leq 1$ [8], что объясняется гораздо большей степенью смешивания энергетических уровней с $J = 2$ по сравнению со смешиванием уровней с $J = 0, 1$.

Заклучение

Общий анализ расчетов позволил выявить ряд закономерностей для спектра излучения неона при переходах с уровней $J, J' = 1, 2$ в высокочастотном разряде и лазерных полях. Исследование зависимости Штарк-эффекта от частоты и напряженности электрического поля для этих переходов показало, что в отличие от спектра излучения для переходов с уровней $J, J' \leq 1$ (где расщепление и сдвиг спектральных линий в поле определяются типом остова уровней) при переходах с уровней $J, J' = 1, 2$ расщепление и сдвиг спектральных линий целиком определяются степенью смешивания энергетических уровней и не связаны с типом остова. Также была проведена классификация поведения вероятностей переходов в зависимости от типа перехода.

Теоретические результаты позволяют объяснить физические процессы, протекающие в плазме, полученной в циркулярно поляризованном переменном электрическом поле, а также могут быть использованы в целях диагностики плазмы. Рассчитанные вероятности переходов и значения сдвигов спектральных линий могут быть востребованы в качестве базы данных при решении уравнений баланса заселенностей, при расчете интенсивностей и уширения спектральных линий.

1. Делоне Н.Б., Крайнов В.П. Динамический штарковский сдвиг атомных уровней // Успехи физ. наук. 1999. Т. 169. № 7. С. 753–772.

2. Делоне Н.Б., Крайнов В.П. Атом в сильном световом поле. М.: Энергоатомиздат, 1978. 288 с.
3. Манаков Н.Л., Рапопорт Л.Б., Фанштейн А.Г. Квазиэнергетические состояния плоского ротатора в поле циркулярно поляризованной волны // Теор. и мат. физ. 1977. Т. 30. № 3. С. 395–407.
4. Рапопорт Л.Б., Зон Б.А., Манаков Н.Л. Теория многофотонных процессов в атомах. М.: Атомиздат, 1978. 182 с.
5. Denisova N., Revalde G., Skudra A., Zissis G., Zorina N. High-frequency electrodeless lamps in argon-mercury mixtures // J. Phys. D. 2005. V. 38. N 17. P. 3275–3284.
6. Корюкина Е.В. Закономерности динамического эффекта Штарка в благородных газах // Изв. вузов. Физ. 2005. № 9. С. 3–11.
7. Koryukina E.V. Modelling of the dynamic Stark effect and calculation of the transition probabilities for an Ar atom // J. Phys. D. 2005. V. 38. N 17. P. 3296–3303.
8. Корюкина Е.В., Корюкин В.И. Моделирование спектра излучения неона в высокочастотном разряде и лазерных полях для переходов с $J = 0, 1$ // Оптика атмосф. и океана. 2008. Т. 21. № 8. С. 715–720.
9. 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.
10. Юцис А.П., Савукина А.Ю. Математические основы теории атома. Вильнюс: Мокслас, 1973. 479 с.
11. Сوبельман И.И. Введение в теорию атомных спектров. М.: Физматгиз, 1963. 640 с.
12. 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.
13. Прохоров А.М. Справочник по лазерам. Т. 1. М.: Сов. радио, 1978. 504 с.

E.V. Koryukina. Special features of the neon emission spectrum in a high-frequency discharge and laser fields for the transitions with $J, J' \leq 2$.

In this paper, the dependence of the neon emission spectrum (the dynamic Stark effect and transition probabilities) on the frequency and strength of the electric field generated in a high-frequency discharge and at laser excitation was theoretically investigated. The obtained results allowed us to reveal the number of regularities in the behavior of studied characteristics and explain the reasons for an appearance of anomalies in the neon emission spectrum in external electric fields.