

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 539.184.5

*Е.В. КОРЮКИНА**, *В.И. КОРЮКИН*****ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИЗУЧЕНИЕ ДИНАМИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА ШТАРКА
ДЛЯ ИОНА Ne^+ ПРИ ЛАЗЕРНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ**

Проводится теоретическое изучение сдвига и расщепления энергетических уровней иона Ne^+ , индуцированных внешним переменным электрическим полем циркулярной поляризации. Энергетический спектр рассчитывается в многоуровневом приближении методом диагонализации матрицы энергии иона в электрическом поле. Динамический эффект Штарка исследуется при различных значениях частоты и напряженности электрического поля, что позволяет выявить ряд интересных закономерностей. Полученные результаты представляют интерес при решении задач спектроскопии плазмы и астрофизики.

Ключевые слова: метод расчета динамического эффекта Штарка, циркулярно поляризованное электрическое поле, ионы благородных газов.

Введение

При изучении плазмы спектроскопическими методами регистрируются как атомные, так и ионные спектры излучения возбуждаемой среды. Поведение спектров излучения, индуцированных переменным электрическим полем, характеризуется сдвигом и расщеплением спектральных линий и зависит от частоты и напряженности электрического поля. Эффект Штарка широко используется для определения температуры электронов и плотности плазмы [1], для оценки напряженности электрического поля внутри разряда [2], а также для определения светимости звезд и давления в их атмосфере [3]. Проводятся экспериментальные исследования влияния частоты внешнего электрического поля, возбуждающего разряд, на оптические характеристики высокочастотных ламп [4]. Все это требует наличия эффективного теоретического метода, позволяющего объяснить процессы, протекающие в плазме, определить ее основные параметры и, на основании расчетов, предсказать новые результаты.

В настоящее время основным теоретическим методом для расчета динамического эффекта Штарка служит теория возмущений, в рамках которой решается нестационарное уравнение Шредингера. Методы решения этого уравнения зависят от типа поляризации поля (линейной, циркулярной или эллиптической). В данной работе рассматривается циркулярно поляризованное электрическое поле, которое генерируется в индукционном высокочастотном разряде и при лазерном возбуждении.

При циркулярной поляризации поля нестационарное уравнение Шредингера сводится к стационарному в рамках приближения вращающейся волны [5]. Решение стационарного уравнения Шредингера существенно проще, чем нестационарного, однако и в этом случае общий метод расчета сдвига и расщепления спектральных линий в электрическом поле произвольной напряженности и частоты отсутствует до настоящего времени из-за ограничений, присущих теории возмущений [6, 7]. К ограничениям теории возмущений относятся требование малости напряженности электрического поля и необходимость расчета резонансных и нерезонансных возмущений системы полем в рамках различных приближений. Кроме того, в силу сложности расчетов, при изучении динамического эффекта Штарка в рамках теории возмущений приходится ограничиваться учетом небольшого числа уровней (одно-, двух- или трехуровневое приближение).

Теоретический подход, свободный от вышеуказанных ограничений теории возмущений, был предложен и развит для расчета спектров атомов и ионов в переменном циркулярно поляризованном электрическом поле в [8, 9]. Этот метод, основанный на диагонализации матрицы энергии атома или иона в поле, позволяет проводить расчеты в многоуровневом приближении. Метод диагонализации матрицы энергии хорошо зарекомендовал себя при моделировании спектров атомов благородных газов в электрическом поле [10]. В данной работе предложенный подход применяет-

ся для расчета энергетического спектра иона Ne^+ в электрических полях различной напряженности и частоты.

1. Теоретический метод

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

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

где ψ_n – волновая функция n -го состояния системы в электрическом поле; $\hat{H}_0(\mathbf{r})$ – невозмущенный гамильтониан; $\hat{V}(\mathbf{r}, t)$ – оператор возмущения, вызванного взаимодействием иона 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 [5]. В рамках этого приближения волновая функция в системе, вращающейся вокруг оси Z с частотой ω , имеет вид

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

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

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

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 получаем

$$\hat{Q} \varphi(\mathbf{r}) = \varepsilon \varphi(\mathbf{r}), \quad \varphi(\mathbf{r}, t) = \exp(-i\varepsilon t) \varphi(\mathbf{r}). \quad (4)$$

Оператор \hat{Q} есть оператор энергии иона в электрическом поле, а ε и $\varphi(\mathbf{r}, t)$ – энергия и волновая функция иона в электрическом поле во вращающейся системе координат. Вместо решения уравнения Шредингера (4) в рамках теории возмущений гораздо проще решить это уравнение методом диагонализации матрицы энергии. В работах [8, 9] было показано, что волновые функции и энергии атома или иона, являющиеся решениями уравнения Шредингера (4), определяются из диагонализации матрицы энергии системы в поле с элементами

$$Q_{mn} = E_n^{(0)} \delta_{mn} - \omega \langle \varphi_m^{(0)}(\mathbf{r}) | \hat{J}_z | \varphi_n^{(0)}(\mathbf{r}) \rangle \pm F \langle \varphi_m^{(0)} | \hat{D}_x | \varphi_n^{(0)} \rangle, \quad (5)$$

где $\varphi_n^{(0)}$ и $E_n^{(0)}$ – волновая функция и энергия n -го состояния системы в отсутствие внешнего электрического поля; D_x – x -компонента оператора дипольного перехода. Диагонализация матрицы энергии с элементами (5) дает энергетический спектр и набор волновых функций для n состояний иона в электрическом поле. После диагонализации матрицы \hat{Q} получаем волновые функции φ_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 иона во внешнем электрическом поле во вращающейся системе координат. Коэффициенты C_{nk} в волновой функции (6) зависят от частоты и напряженности электрического поля. Для нахождения средней энергии иона в первоначальной системе координат необходимо провести усреднение по периоду колебаний. После усреднения средняя энергия иона в электрическом поле в первоначальной системе координат записывается в следующей форме

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

где знак «±» соответствует правой и левой поляризации поля. Из уравнения (7) видно, что \bar{E}_n не зависит от времени.

Матричные элементы оператора D_x в уравнении (5) определяются как

$$\langle \varphi_m^{(0)} | \hat{D}_x | \varphi_n^{(0)} \rangle = \langle \gamma JM | D_x | \gamma' J' M' \rangle = \frac{(-1)^{J-M}}{\sqrt{2}} \left[\begin{pmatrix} J & 1 & J' \\ -M & -1 & M' \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} J & 1 & J' \\ -M & 1 & M' \end{pmatrix} \right] \langle \gamma J || D || \gamma' J' \rangle, \quad (8)$$

где приведенные матричные элементы $\langle \gamma J || D || \gamma' J' \rangle$ рассчитываются в зависимости от типа связи. Спектр иона неона формируется конфигурациями $[\text{He}]2s^22p^5$, $[\text{He}]2s2p^6$ и $[\text{Be}]2p^4[{}^{2Sc+1}L_c]nl$. Все состояния этих конфигураций, за исключением nf -состояний, рассчитываются в LS -связи, а nf -состояния описываются в рамках JL -связи [11]. Расчет приведенных матричных элементов $\langle \gamma J || D || \gamma' J' \rangle$ проводится по формулам

$$\langle \gamma J || D || \gamma' J' \rangle = Q(T_1 T_2 J, U_1' U_2' J') \langle l || r || l' \rangle, \quad \langle l || r || l' \rangle = (-1)^{\frac{3l+l'+3}{2}} \sqrt{\max(l, l')} \langle R_{nl} | r | R_{n'l'} \rangle; \quad (9)$$

$$\langle R_{nl} | r | R_{n'l'} \rangle = \int_0^\infty R_{nl}(r) r R_{n'l'}(r) r^2 dr, \quad (10)$$

где $T_1 T_2 J$ и $U_1' U_2' J'$ есть квантовые числа уровня энергии иона в соответствующей схеме связи. Формулы для расчета множителей $Q(T_1 T_2 J, U_1' U_2' J')$ из выражения (9) приведены в [12]. Радиальный интеграл $\langle R_{nl} | r | R_{n'l'} \rangle$ рассчитывается по полуэмпирической формуле, являющейся улучшенной модификацией формулы Бейтса – Дамгаард [13]. Конкретный вид полуэмпирической формулы и подробности ее получения приведены в [9].

2. Обсуждение результатов

В данной работе проводится теоретическое изучение динамического эффекта Штарка для иона Ne^+ в электрических полях напряженностью до 10 кВ/см с частотами, генерируемыми лазерными источниками возбуждения: $\omega = 151,91 \cdot 10^3$ МГц (NH_3 -лазер) и $243,52 \cdot 10^4$ МГц (HCN -лазер) [14]. При расчете \hat{Q} -матрицы для иона Ne^+ учитывались ns -, np -, nd - и nf -состояния (число учитываемых уровней 295, число магнитных подуровней 1570). Как уже было сказано в п. 2, nf -состояния рассчитывались в JL -связи, все остальные ns -, np - и nd -состояния – в LS -связи.

Анализ волновых функций (6) для Ne^+ в электрическом поле показал, что степень взаимодействия штарковских JM -состояний зависит от электронной структуры иона. Самое слабое взаимодействие отмечено для $[{}^3P]ns$ -конфигурации, далее степень смешивания энергетических состояний растет по мере увеличения орбитального квантового числа l электрона из внешней электронной оболочки. Наибольшее смешивание состояний достигается для штарковских $nf^2[L]_{JM}$ -состояний иона неона. Очевидно, что чем выше рассматриваемое возбужденное состояние, тем больше оно смешивается с соседними состояниями и тем чувствительнее становится к изменению напряженности и частоты электрического поля.

Следует отметить, что энергетический спектр иона неона включает в себя квартетный спектр, который формируется $[\text{Be}]2p^4[{}^3P]ns$ -, np - и nd -конфигурациями, и дублетный спектр, который формируется $[\text{Be}]2p^4[{}^{2Sc+1}L_c]ns$ -, np -, nd - и nf -конфигурациями, где остов $[{}^{2Sc+1}L_c]$ может быть трех видов: ${}^3P_{2,1,0}$, 1D_2 или 1S_0 . Квартетный и дублетный спектры демонстрируют различное поведение при изменении напряженности и частоты электрического поля, так как квартетные уровни лежат ниже дублетных.

Рассмотрим закономерности, полученные при исследовании зависимости поведения штарковских состояний от частоты и напряженности электрического поля.

1) Поскольку все энергетические уровни иона Ne^+ имеют полуцелое значение квантового числа углового момента J , они всегда должны расщепляться в электрическом поле. Однако уровни с минимальным значением $J = 1/2$, вследствие слабого взаимодействия с другими уровнями, практически не расщепляются в поле даже при достаточно больших значениях главного квантового числа n электрона из внешней оболочки. Для подавляющего большинства рассмотренных состояний максимальное расщепление энергетических уровней имеет порядок 10^{-3} см^{-1} для обеих рассмотренных частот электрического поля.

В качестве примера на рис. 1, а приведено поведение квартетных и дублетных состояний Ne^+ в зависимости от изменения напряженности электрического поля (частота поля фиксирована). Как следует из этого рисунка, зависимость сдвига энергетических состояний имеет квадратичный ха-

раक्टर относительно изменения напряженности электрического поля, т.е. $\Delta E \sim F^2$, где ΔE есть сдвиг рассматриваемого состояния относительно его положения в отсутствие поля.

Как следует из рис. 1, а, поведение квартетных и дублетных состояний в электрическом поле существенно различается. Низколежащие дублетные $5p$ -, $6s^2P_{1/2}$ - и квартетные $5p$ -, $6s^4P_{1/2}$ -состояния, которые почти не смешиваются с соседними уровнями, с ростом напряженности поля ведут себя одинаково (практически совпадают численно и смещаются в ИК-область спектра). Высокочувствительные $5d^2P_{1/2}$ -, $6f^2[1]_{1/2}$ - и $5d^4P_{1/2}$ -, $6d^4D_{1/2}$ -состояния подвергаются большему смешиванию в электрическом поле, вследствие чего с ростом напряженности поля они демонстрируют совершенно разное поведение (смещаются в противоположных направлениях: дублеты – в УФ-область спектра, квартеты – в ИК-область спектра).

2) При изучении влияния электрического поля на энергетический спектр рассматриваемой системы представляет интерес исследование зависимости сдвига и расщепления энергетических уровней $[Ne]2p^4[{}^{2S+1}L_c]nl^{2S+1}L_J$ от главного квантового числа n электрона из внешней оболочки. Расчеты показали, что сдвиг и расщепление энергетических уровней в электрическом поле монотонно увеличиваются с ростом главного квантового числа n (см. рис. 1, б и результаты расчета максимального расщепления и сдвига для $[{}^3P]ns^2P_{3/2}$ -уровней в табл. 1 и 2).

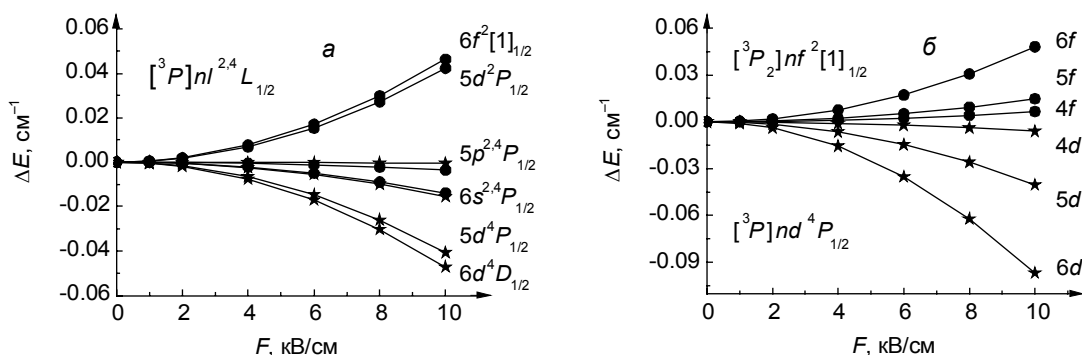


Рис. 1. Зависимость состояний $[{}^3P]nl^{2,4}L_{1/2}$ иона Ne^+ от напряженности электрического поля (а) и от главного квантового числа n (б); $\omega = 151,91 \cdot 10^3$ МГц; кружки – дублетные состояния, звездочки – квартетные состояния

Найденные закономерности справедливы в том случае, если взаимодействие штарковских состояний в электрическом поле слабо. При сильном взаимодействии нарушается по крайней мере одна из найденных закономерностей. В качестве иллюстрации на рис. 2 приведена зависимость

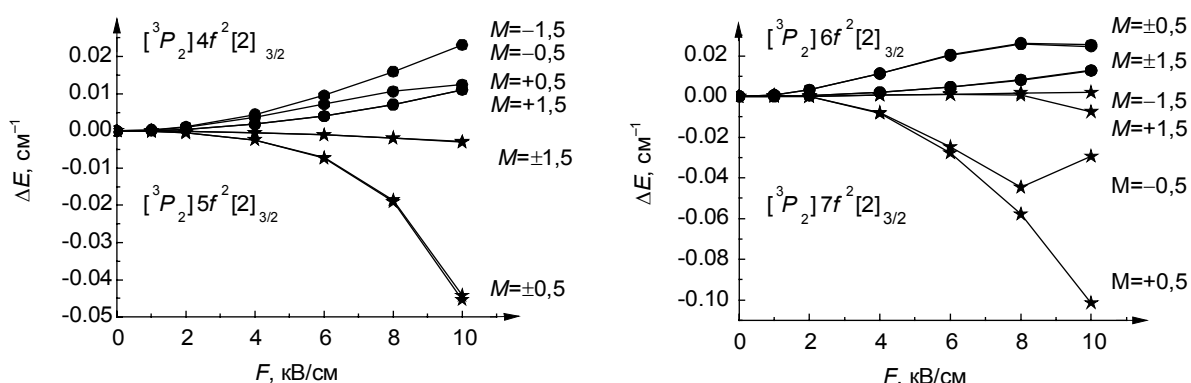


Рис. 2. Зависимость состояний $[{}^3P_2]nf^2[2]_{3/2}$ иона Ne^+ от напряженности электрического поля, $\omega = 151,91 \cdot 10^3$ МГц; кружки – состояния с четным n , звездочки – состояния с нечетным n

состояний $[{}^3P_2]nf^2[2]_{3/2}$ ($M = -J \dots J$) от напряженности электрического поля. Эти состояния сильно смешиваются в электрическом поле, поэтому для них нарушается как квадратичный характер зависимости от напряженности электрического поля, так и монотонная зависимость от главного квантового числа n электрона из внешней оболочки (состояния с четными значениями n сдвигаются в УФ-область спектра, с нечетными n – в ИК-область спектра).

3) При изучении зависимости поведения энергетических уровней от частоты электрического поля в качестве величин, характеризующих это поведение, целесообразно ввести максимальный сдвиг энергетического уровня ΔE_{Shift} и максимальное расщепление энергетического уровня ΔE_{Split} в электрическом поле. Максимальный сдвиг энергетического уровня J в электрическом поле рассчитывается по формуле $\Delta E_{\text{Shift}} = E_{\text{max}}(JM) - E^{(0)}(J)$, где $E_{\text{max}}(JM)$ есть относительный сдвиг JM -состояния, максимально отклоняющегося от положения рассматриваемого уровня в отсутствие электрического поля. Максимальное расщепление уровня J в электрическом поле рассчитывается как разность между штарковскими JM -состояниями с наибольшим и наименьшим отклонением от невозмущенного положения этого уровня, т.е. $\Delta E_{\text{Split}} = E_{\text{max}}(JM) - E_{\text{min}}(JM')$.

В табл. 1 приведены максимальные расщепления $[\text{Be}]2p^4[{}^3P]nl^2L_J$ -уровней иона Ne^+ , а в табл. 2 – максимальные сдвиги для этих уровней. Все сдвиги и расщепления рассчитаны при напряженности электрического поля $F = 10$ кВ/см и при частотах поля $\omega = 151,91 \cdot 10^3$ МГц (NH_3) и $243,52 \cdot 10^4$ МГц (HCN).

Таблица 1

Зависимость расщепления ΔE_{Split} (в см^{-1}) уровней $[\text{Be}]2p^4[{}^3P]nl^2L_J$ от частоты электрического поля ($F = 10$ кВ/см)

Дублеты	ω		Квартеты	ω	
	NH_3	HCN		NH_3	HCN
Слабое взаимодействие штарковских состояний					
$[{}^3P]4s^2P_{3/2}$	0,007	0,007	$[{}^3P]4s^4P_{3/2}$	0,007	0,007
$[{}^3P]5s^2P_{3/2}$	0,052	0,051	$[{}^3P]5s^4P_{3/2}$	0,043	0,042
$[{}^3P]6s^2P_{3/2}$	0,176	0,174	$[{}^3P]6s^4P_{3/2}$	0,237	0,234
$[{}^3P]6p^2D_{5/2}$	0,190	0,188	$[{}^3P]6p^4P_{5/2}$	0,136	0,133
$[{}^3P_0]5f^2[3]_{5/2}$	0,485	0,310	$[{}^3P]5d^4P_{1/2}$	0,001	0,001
Сильное взаимодействие штарковских состояний					
$[{}^3P]4d^2P_{3/2}$	0,049	0,140	$[{}^3P]5d^4P_{3/2}$	0,354	8,116
$[{}^3P]5d^2D_{5/2}$	0,608	1,108	$[{}^3P]6d^4D_{3/2}$	1,181	1,933
$[{}^3P_2]4f^2[1]_{3/2}$	0,014	5,549	$[{}^3P]5d^4F_{7/2}$	0,061	0,912

Таблица 2

Зависимость сдвига ΔE_{Shift} (в см^{-1}) уровней $[\text{Be}]2p^4[{}^3P]nl^2L_J$ от частоты электрического поля ($F = 10$ кВ/см)

Дублеты	ω		Квартеты	ω	
	NH_3	HCN		NH_3	HCN
Слабое взаимодействие штарковских состояний					
$[{}^3P]4s^2P_{3/2}$	-0,007	-0,007	$[{}^3P]4s^4P_{3/2}$	-0,007	-0,007
$[{}^3P]5s^2P_{3/2}$	-0,054	-0,053	$[{}^3P]5s^4P_{3/2}$	-0,045	-0,044
$[{}^3P]6s^2P_{3/2}$	-0,183	-0,180	$[{}^3P]6s^4P_{3/2}$	-0,248	-0,244
$[{}^3P]6p^2D_{5/2}$	0,134	0,132	$[{}^3P]6p^4P_{5/2}$	0,122	0,119
$[{}^3P_0]5f^2[3]_{5/2}$	0,494	0,316	$[{}^3P]5d^4P_{1/2}$	-0,041	-0,037
Сильное взаимодействие штарковских состояний					
$[{}^3P]4d^2P_{3/2}$	-0,050	-0,100	$[{}^3P]5d^4P_{3/2}$	0,377	-7,791
$[{}^3P]5d^2D_{5/2}$	-0,583	0,600	$[{}^3P]6d^4D_{3/2}$	-1,223	-1,092
$[{}^3P_2]4f^2[1]_{3/2}$	0,021	4,161	$[{}^3P]5d^4F_{7/2}$	-0,061	-0,914

Как следует из табл. 1 и 2, при слабом взаимодействии штарковских состояний увеличение частоты электрического поля приводит к уменьшению расщепления и сдвига энергетических уровней в электрическом поле. При сильном взаимодействии состояний эта закономерность нарушается, и увеличение частоты электрического поля может приводить к увеличению расщепления уровней иона в поле и даже к смене направления сдвига уровней. В качестве иллюстрации в табл. 2 приведены результаты расчета для $[{}^3P]5d^2D_{5/2}$ -уровня, из которых видно, что при частоте электрического поля $\omega = 151,91 \cdot 10^3$ МГц (NH_3) этот уровень сдвигается в ИК-область спектра, тогда как при частоте $\omega = 243,52 \cdot 10^4$ МГц (HCN) рассматриваемый уровень сдвигается в УФ-область спектра.

Таким образом, исходя из электронной конфигурации иона Ne^+ , в случае слабого смешивания энергетических состояний можно заранее предсказать, как будут вести себя штарковские состояния этого иона при изменении частоты и напряженности электрического поля. При сильном смешивании состояний поведение каждого энергетического уровня в поле требует индивидуального рассмотрения.

Заключение

Проведенные исследования показали преимущества теоретического подхода, предложенного для исследования эффекта Штарка, по сравнению с теорией возмущений. Метод диагонализации матрицы энергии позволил выявить закономерности в поведении большого набора штарковских состояний иона неона с учетом их взаимодействия, тогда как в рамках теории возмущений решение этой задачи сопряжено со значительными трудностями. В случае слабых полей и при слабом взаимодействии штарковских состояний квадратичная зависимость сдвига уровней от напряженности электрического поля согласуется с результатами теории возмущений. Зависимости поведения энергетического спектра Ne^+ от напряженности поля при достаточно сильных полях, от частоты электрического поля и от главного квантового числа n электрона из внешней оболочки получены впервые. Кроме того, в данной работе исследована роль взаимодействия штарковских состояний в формировании энергетического спектра иона Ne^+ в электрическом поле циркулярной поляризации.

Закономерности в поведении сдвигов и расщепления энергетических уровней Ne^+ в электрическом поле, выявленные в результате расчетов, могут быть полезны как при теоретическом изучении процессов, протекающих в плазме, так и при решении практических задач физики плазмы и астрофизики.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Miloslavljević V., Djeniže S., and Dimitrijević M.S. // *Phys. Rev. E.* – 2003. – V. 68. – No. 1. – P. 016402-1–016402-8.
2. Gavrilenko V.P., Ochkin V.N., and Tskhai S.N. // *Proc. SPIE.* – 2002. – V. 4460. – P. 207–229.
3. Najita J.R., Doppman G.V., Bittner M.A., et al. // *Astrophys. J.* – 2009. – V. 697. – No. 1. – P. 957–963.
4. Konomi M. // <http://ds.lib.kyutech.ac.jp/dspace/bitstream/10228/3729/1/tech13-p1-9.pdf>. – P. 10
5. Бункин Ф.В., Прохоров А.М. // *ЖЭТФ.* – 1964. – Т. 46. – № 3. – С. 1091–1097.
6. Делоне Н.Б., Крайнов В.П. // *УФН.* – 1999. – Т. 169. – № 7. – С. 753–772.
7. Рапопорт Л.Б., Зон Б.А., Манаков Н.Л. *Теория многофотонных процессов в атомах.* – М.: Атомиздат, 1978. – 182 с.
8. Корюкина Е.В. // *Изв. вузов. Физика.* – 2005. – Т. 48. – № 9. – С. 3–11.
9. Koryukina E.V. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2005. – V. 38. – No. 17. – P. 3296–3303.
10. Koryukina E.V. // *PIERS on Line.* – 2010. – V. 6. – No. 2. – P. 149–152.
11. Ralchenko Yu., Kramida A.E., Reader J., and NIST ASD Team (2011) // *NIST Atomic Spectra Database.* – <http://physics.nist.gov/asd3>
12. Юцис А.П., Савукина С.А.Ю. *Математические основы теории атома.* – Вильнюс: Мокслас, 1973. – 479 с.
13. Bates D.R. and Damgaard A. // *Philos. Trans. Roy. Soc.* – 1949. – V. A242. – P. 101–122
14. Справочник по лазерам / под ред. А.М. Прохорова. – М.: Сов. радио, 1978. – Т. 1. – 504 с.

*Национальный исследовательский

Томский государственный университет, г. Томск, Россия

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

E-mail: evk@phys.tsu.ru

Поступила в редакцию 11.07.11.