УДК 539.184.2

СТАТИЧЕСКИЕ ПОЛЯРИЗУЕМОСТИ ИОНА Sr^{+}

А. А. Каменский

Воронежский государственный университет

Поступила в редакцию 23.01.2012 г.

Аннотация. Представлен метод вычисления статических поляризуемостей с применением функции Грина в одноэлектронном приближении. Численные значения радиальных интегралов получены с помощью модельного потенциала Фьюса. Вычислены скалярные и тензорные поляризуемости для основного и возбужденных s-, p- и d-состояний иона Sr^{+}. Хорошее соответствие полученных значений имеющимся в литературе данным показывает удовлетворительную точность модельного потенциала Фьюса в расчетах восприимчивостей щелочно-подобных ионов.
Ключевые слова: Щелочно-подобные ионы, тонкая структура, модельный потенциал, скалярная поляризуемость, тензорная поляризуемость.

Abstract. The method of static polarizability calculation with the using of Green function in single-electron approximation is presented. The numerical computations of radial integrals is evaluated within the framework of the Fues' model potential. The scalar and tensor polarizabilities are derived for the ground and s-, p-, and d-excited states of Sr^{+} ion. Agreement between the calculated values with available data in literature provides demonstration of sufficient precision of the Fues' model potential in determining susceptibilities for the alkali-like ions.
Keywords: alkali-like ions, fine structure, model potential, scalar polarizability, tensor polarizability.

ВВЕДЕНИЕ

Развитие прецизионных методов охлаждения и удержания атомных объектов в оптических ловушках обуславливает актуальность теоретического исследования статических характеристик атомов и ионов в возбужденных состояниях. Недавно были выполнены расчеты поляризуемостей для атомов щелочных металлов, включая высоковозбужденные состояния [1], атома гелия [2], атомов щелочноземельных и инертных элементов (основное состояние) [3]. Для ридберговских состояний атома гелия и щелочных металлов вычислены также статические гиперполяризуемости и силы осциллятора [4].

Процессы с участием щелочноземельных ионов играют особо важную роль в астрофизических и термоядерных исследованиях, при проведении экспериментов в околоземном космическом пространстве, в лазерной технике и других научно-технических направлениях. Так, в Mg^{+} и Sr^{+} впервые наблюдалась четкая резонансная структура сечений возбуждения ионов электронами малых энергий, а резонансные K- и H-линии в ионе Ca^{+} являются важнейшими источниками сведений о солнечной хромосфере. Еще в начале 60-х годов прошлого века было установлено, что мощность излучения солнечной хромосферы на длине волны, соответствующей переходу $3s\,^{2}S_{1/2} - 3p\,^{2}P_{1/2,\,3/2}$ в ионе Mg^{+} занимает второе место после излучения линии атомарного водорода [5].

В последние годы большое внимание уделяется статическим характеристикам щелочно-подобных ионов, ряд работ посвящен сравнительному анализу соответствующих поляризуемостей [6,7]. Актуальным является вопрос о разработке стандартов частоты на основе радиационного распада метастабильных состояний. В частности, ион $^{88}Sr^{+}$ может оказаться хорошим кандидатом в этой области, благодаря переходу $5S \to 4D$ [8]. Интерес к иону стронция также связан с изучением избыточности элементов в последовательности Sr–Y–Zr, которая является источником информации об эволюции холодных звезд-гигантов.

В настоящей работе выполняется расчет скалярной и тензорной поляризуемостей иона Sr^{+} для нескольких возбужденных состояний. Приводятся удобные формулы с учетом тонкого расщепления. Вычисление радиальных интегралов выполняется с помощью метода модельного потенциала Фьюса. Численные значения поляризуемостей получены для нескольких возбужденных состояний иона.

МЕТОД РАСЧЕТА ПОЛЯРИЗУЕМОСТЕЙ

Понятие статической поляризуемости α_{nLJM} атома или иона связано с описанием его отклика на однородное электрическое поле (напряженностью F). Для квадратичного эффекта Штарка хорошо известна формула

$$\Delta E = -\frac{1}{2}\alpha_{nLJM}F^2,$$

но в случае близких подуровней сдвиг энергии имеет более сложный вид ([9, 10]). Поляризуемости определяют не только смещение энергетических подуровней, но и появление в атоме эффекта антипересечения [11], а также перераспределение интенсивности спектральных линий в этой области [1, 9].

Вычисление поляризуемости основано на теории возмущений и содержит спектральные суммы, которые удобно записать с помощью функции Грина G.

$$\alpha_{nLJM} = 2\left\langle nLJM \middle| D_z G\, D_z \middle| nLJM \right\rangle. \qquad (1)$$

Здесь D_z — проекция дипольного момента атома на направление напряженности внешнего поля. Для состояний с ненулевым моментом J зависимость поляризуемости от его проекции M имеет вид:

$$\alpha_{nLJM} = \alpha^s_{nLJ} + \alpha^t_{nLJ}\,\frac{3M^2 - J\left(J+1\right)}{J\left(2J-1\right)},$$

где α^s_{nLJ} — скалярная, а α^t_{nLJ} — тензорная части поляризуемости. (см. например, [7, 10]).

Пренебрежение влиянием спин-орбитального взаимодействия на радиальную часть волновых функций в методе квантового дефекта позволяет выделить зависимость функции Грина от угловых переменных, которая определяется сферическими функциями со спином [12]:

$$G\left(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}'\right) = \sum_{ljm} g_{lj}\left(r,r'\right)\Omega^+_{ljm}\left(\frac{\boldsymbol{r}}{r}\right)\Omega_{ljm}\left(\frac{\boldsymbol{r}'}{r'}\right).$$

Тогда интегрирование по угловым переменным в формуле (1) выполняется с применением теории углового момента, а части поляризуемости записываются в виде, содержащем коэффициенты Клебша—Гордана и 6-j символы [4, 11]:

$$\alpha^{(p)}_{nLJ} = 2\left(2L+1\right)C^{j0}_{1010}\sqrt{\frac{\left(2J+1-p\right)_{p+1}\left(2p+1\right)}{\left(2J+2\right)_p}}\times$$
$$\times\sum_{J'}\left(-1\right)^{J+J'}\left(2J'+1\right)\begin{Bmatrix}11p\\ JJJ'\end{Bmatrix}\times \qquad (2)$$
$$\times\sum_{L'=L\pm1}\left(C^{L'0}_{L010}\begin{Bmatrix}SLJ\\ 1J'L'\end{Bmatrix}\right)^2 R_{L'J'}.$$

Здесь $p=0$ и $p=2$ означают скалярную и тензорную поляризуемости соответственно, $(a)_p = a(a+1)\ldots(a+p-1)$ — символ Похгаммера, а радиальная часть функции Грина входит в матричный элемент

$$R_{L'J'} = \left\langle nL\middle| r g_{L'J'} r \middle| nL\right\rangle. \qquad (3)$$

Для атомов или ионов с одним валентным электроном ($S=1/2$) формула (2) дает поляризуемости состояния $\left|nLJM\right\rangle$ в более простом виде:

$$\alpha^s_{nLJ=L-\frac{1}{2}} = \frac{2}{3}\left[\frac{L-1}{2L-1}R_{L-1J-1} + \right.$$
$$\left. + \frac{1}{4L^2-1}R_{L-1J} + \frac{L+1}{2L+1}R_{L+1J+1}\right], \qquad (4)$$

$$\alpha^s_{nLJ=L+\frac{1}{2}} = \frac{2}{3}\left[\frac{L}{2L+1}R_{L-1J-1} + \right.$$
$$\left. + \frac{1}{\left(2L+1\right)\left(2L+3\right)}R_{L+1J} + \frac{L+2}{2L+3}R_{L+1J+1}\right], \qquad (5)$$

$$\alpha^t_{nLJ=L-\frac{1}{2}} = \frac{2}{3}\left[-\frac{L-1}{2L-1}R_{L-1J-1} + \right.$$
$$+ \frac{4\left(L-1\right)}{\left(4L^2-1\right)\left(2L+1\right)}R_{L-1J} - \qquad (6)$$
$$\left. - \frac{\left(L-1\right)\left(2L-1\right)}{\left(2L+1\right)^2}R_{L+1J+1}\right],$$

$$\alpha^t_{nLJ=L+\frac{1}{2}} = \frac{2}{3}\left[-\frac{L}{2L+1}R_{L-1J-1} + \right.$$
$$\left. + \frac{4L}{\left(2L+1\right)\left(2L+3\right)^2}R_{L+1J} - \frac{L\left(2L+1\right)}{\left(2L+3\right)^2}R_{L+1J+1}\right]. \qquad (7)$$

Если здесь пренебречь зависимостью радиального матричного элемента (3) от момента J, то получаются известные формулы для скалярной и тензорной поляризуемостей дублета в L-представлении:

$$\alpha^s_{nL} = \frac{2}{3(2L+1)}\left[LR_{nL-1} + (L+1)R_{nL+1}\right];$$

$$\alpha^t_{nL} = -\frac{2L}{3(2L+1)}\left[R_{nL-1} + \frac{2L-1}{2L+3}R_{nL+1}\right],$$

которые в нашем случае связаны с соответствующими величинами в J-представлении соотношениями [4,7]:

$$\alpha^s_{nLJ} = \alpha^s_{nL}, \quad \alpha^t_{nLJ=L+1/2} = \alpha^t_{nL},$$

$$\alpha^t_{nLJ=L-1/2} = \alpha^t_{nL}\frac{(L-1)(2L+3)}{L(2L+1)}.$$

ВЫЧИСЛЕНИЕ РАДИАЛЬНЫХ ИНТЕГРАЛОВ МЕТОДОМ МОДЕЛЬНОГО ПОТЕНЦИАЛА ФЬЮСА

В основе метода лежит описание валентного электрона в поле атомного остова (с зарядом Z) с помощью эффективного потенциала. Метод модельного потенциала Фьюса, далее — ММПФ, был предложен Саймонсом [13]. Главным его преимуществом по сравнению с другими модельными потенциалами является то, что потенциал не имеет разрывов. ММПФ обеспечивает аналитическое решение уравнения Шредингера [14], при этом волновые функции получаются водородоподобными. Их радиальная часть выражается через вырожденную гипергеометрическую функцию:

$$\langle r|nL\rangle = \frac{2Z^{3/2}}{\nu^2}\sqrt{\frac{(2\lambda+2)_{n_r}}{n_r!\,\Gamma(2\lambda+2)}}e^{-x/2}x^{\lambda}\times$$
$$\times {}_1F_1(-n_r;2\lambda+2;x),$$

где $x = \dfrac{2Zr}{\nu}$, а роль орбитального квантового числа L играет эффективный орбитальный момент $\lambda = \nu - n_r - 1$; n_r — радиальное квантовое число (равно числу узлов радиальной части волновой функции), ν — эффективное главное квантовое число, которое находится из энергии состояния $|nLJ\rangle$ (здесь и далее используется атомная система единиц):

$$E_{nLJ} = -\frac{Z^2}{2\nu^2}.$$

Таким образом, модельная волновая функция состояния содержит единственный экспериментальный параметр, который позволяет эффективно учесть поляризацию остова, обменные эффекты и т.д. [12]. Заметим, что величина λ связана с квантовым дефектом μ_L соотношением $\lambda = n_L - \mu_L - 1$, где n_L — главное квантовое число нижнего энергетического состояния с данным L.

Одноэлектронная функция Грина в методе квантового дефекта в последнее время находит широкое применение, том числе и в расчетах динамических поляризуемостей многоэлектронных атомов [15]. Что касается ММПФ, то его технические аспекты подробно описаны в работах по вычислению электромагнитных восприимчивостей возбужденных состояний атомов, в частности, статических поляризуемостей и гиперполяризуемостей; соответствующие результаты с хорошей точностью совпадают с данными, имеющимися в литературе [1, 4]. Метод оказался применим к атомам не только щелочных металлов, но и элементов с отличной от единицы валентностью, правда, с некоторыми модификациями [3]. ММПФ интенсивно используется и в настоящее время в задачах, связанных с взаимодействием атомов и внешних электромагнитных полей, например [16, 17].

Для радиальной функции Грина в подпространстве состояний $|L'J'\rangle$ с эффективным орбитальным моментом λ' используется штурмовское представление

$$g_{L'J'}(r,r') = \frac{4Z}{\nu\Gamma(2\lambda+2)}\times$$
$$\times\sum_{k=0}^{\infty}\frac{(2\lambda+2)_k}{k!(k+\lambda+1-\nu)}(xx')^{\lambda'}e^{-\frac{x+x'}{2}}\times \qquad (8)$$
$$\times {}_1F_1(-k;2\lambda'+2;x)\,{}_1F_1(-k;2\lambda'+2;x'),$$

где переменные x, x' введены, как в волновой функции. Тогда радиальный матричный элемент (3) представляется в виде бесконечного ряда (см., например, [2]):

$$R_{L'J'} = \frac{\nu^3(2\lambda+2)_{n_r}\left[\Gamma(\lambda+\lambda'+4)\right]^2}{16Z^4\Gamma(2\lambda+2)\Gamma(2\lambda'+2)n_r!}\times$$
$$\times\sum_{k=0}^{\infty}\frac{(2\lambda'+2)_k}{k!(k+\lambda'+1-\nu)}\times \qquad (9)$$
$$\times\left[F_2(\lambda+\lambda'+4;-n_r,-k;2\lambda+2,2\lambda'+2;1,1)\right]^2.$$

Здесь Γ — гамма функция, F_2 — функция Аппеля (обобщенная гипергеометрическая функция двух аргументов) [18].

С помощью гипергеометрических преобразований бесконечный ряд (9) приводится к более удобному выражению, содержащему только конечные суммы:

$$
\begin{aligned}
R_{L'J'} = {} & \frac{\nu^3 \left(2\lambda+2\right)_{n_r}}{16 Z^4 n_r! \left(\lambda'-\nu+1\right)} \times \\
& \times \sum_{i=0}^{n_r} \frac{\Gamma\left(\lambda+\lambda'+4+i\right)\left(-n_r\right)_i}{i!\,\Gamma\left(2\lambda+2+i\right)} \times \\
& \times \sum_{j=0}^{n_r} \frac{\Gamma\left(\lambda+\lambda'+4+j\right)\left(-n_r\right)_j}{j!\,\Gamma\left(2\lambda+2+j\right)} \times \\
\times {}_3F_2 & \left(\begin{matrix} \lambda'-\lambda-i-2, \lambda'-\lambda-j-2, \lambda'-\nu+1; \\ 2\lambda'+2, \lambda'-\nu+2; 1 \end{matrix} \right).
\end{aligned} \tag{10}
$$

Конечность гипергеометрической функции ${}_3F_2$ единичного аргумента обеспечивается тем, что сумма «верхних» параметров меньше суммы «нижних». Численные значения обобщенных гипергеометрических функций вида ${}_pF_q$ вычисляются с помощью математических программ, например, Maple.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЯ

Свойства щелочноподобного иона Sr^+ определяются исключительно переходами внешнего, наиболее слабо связанного электрона. Заметим, что, функция Грина (9) в ММПФ содержит эффективный орбитальный момент λ' соседних $L' = L \pm 1$-подуровней, соответствующий энергии исходного состояния $|nL\,J\rangle$. Считая λ' гладкой функцией энергии [12], определяем его путем интерполяции по экспериментальному спектру атома [19, 20].

Для низко-возбужденных состояний ММПФ неэффективен и требует некоторых модификаций. Так, при стандартных вычислениях, параметры λ для s-состояний превышают единицу, а для p- и d-подуровней оказываются близкими, причем $\lambda(5p) \approx 1.6 > \lambda(4d) \approx 1.4$, что противоречит основной модели. Данное несоответствие устраняется тем же способом, что и для некоторых состояний щелочных атомов. Выполняя нумерацию радиальных функций s- и p-оболочек не с нуля, а с единицы, получаем нужное смещение параметра, например $\lambda(5s) \approx 0.2$, $\lambda(5p) \approx 0.6$, что достаточно близко к значениям квантового числа L. Вычисляя радиальные матричные элементы (10), данное смещение целесообразно выполнить в обкладках, а также в параметре λ' функции Грина (8), только при $L' = L-1$. Нумерацию же d-подуровней оставляем без изменений, т.к. для смещения параметра $\lambda(4d)$ потребовалось бы либо положить $n_r(4d) = -1$, либо нарушить нормировку волновой функции.

В связи с особенностями p-состояний, информация о них в литературе оказалась ограничена [19, 20]. Если для иона Sr^+ проведены измерения энергии s-, d-, f- и даже g-подуровней до $n = 80$ [21], то энергия p-состояний известна только до $n = 7 \div 8$.

В таблице приведены значения скалярной и тензорной поляризуемостей нескольких возбужденных состояний иона Sr^+, полученные с помощью формул (4)—(7).

Статические поляризуемости возбужденных состояний щелочных атомов и щелочноподобных ионов есть в вышедшей недавно работе [22], но полученные в ней численные значения для ионов отличаются от известных

Таблица

Статические поляризуемости возбужденных s-, p-, d-состояний иона Sr^+ *с учетом тонкой структуры*

$\lvert nL\rangle$	$\alpha^s_{nLJ=L-1/2}$	$\alpha^s_{nLJ=L+1/2}$	$\alpha^t_{nLJ=L-1/2}$	$\alpha^t_{nLJ=L+1/2}$
$5s$	—	85.90	—	0
$4d$	95.84	92.92	–57.79	–76.87
$5p$	–101.65	–86.53	0	10.71
$6s$	—	1180.4	—	0
$5d$	2361.8	2274.4	–1306.6	–1704.9
$6p$	–2483.4	–2205.0	0	304.72
$7s$	—	6878.6	—	0
$6d$	15294	14621	–8489.7	–10919
$7p$	–17277	–15247	0	2235.5
$8s$	—	27842	—	0
$7d$	66207	62895	–37522	–47760

более, чем на порядок и далее учитываться не будут.

В литературе достаточно много теоретических данных об основном состоянии иона Sr^+, его поляризуемость вычислялась различными методами и лежит в диапазоне от 80 до 132 (a.u.) [6]. Значение, извлеченное с помощью эксперимента, равно 86, что практически совпадает с числом в таблице.

Сравнение полученных поляризуемостей $5p$- и $6p$-состояний с расчетами других авторов [8] дает хорошее совпадение для тензорных частей, но заметное несоответствие для скалярной поляризуемости $5p$-состояния — с отличием в несколько раз. Относительно близко к $5p$ расположен в спектре Sr^+ подуровень $4d$. Имеющиеся для него в литературе данные варьируются, в зависимости от метода расчета [6, 7]:

$$\alpha^s_{4d3/2} = 61 \div 146\,,\ \alpha^s_{4d5/2} = 63 \div 137\,;$$

$$\alpha^t_{4d3/2} = -92 \div -35\,,\ \alpha^t_{4d5/2} = -116 \div -49\,.$$

Скалярные и тензорные поляризуемости $4d$-подуровней в таблице попадают в соответствующие диапазоны. Сравнение полученных данных для $5d$-состояний также дает хорошее согласие с другими авторами [8].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Формулы, записанные в виде (4)—(7) и (10), позволяют получить значения статических поляризуемостей практически любого связанного одноэлектронного состояния иона, для которого известна энергия. В данной работе получены численные значения поляризуемостей для основного и нескольких возбужденных состояний иона Sr^+. Хорошее согласие с теоретическими данными, имеющимися в литературе, говорит о применимости метода модельного потенциала Фьюса к щелочноподобным ионам. Это также открывает возможность исследования их ридберговских состояний, особенности которых в настоящее время могут быть использованы, например, в проектировании квантовых компьютеров.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант №11-02-00152-а. Автор также выражает благодарность профессору В. Д. Овсянникову за ценные разъяснения по методу модельного потенциала и обсуждение результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Kamenski A. A.* Electric-field-induced redistribution of radiation transition probabilities in atomic multiplet lines / A. A. Kamenski, V. D. Ovsiannikov // J. Phys B: At. Mol. Opt. Phys. — 2006. — Vol. 39, № 9 — P. 2247—2265.

2. *Овсянников В. Д.* Вероятности дипольных радиационных переходов парагелия в электрическом поле / В. Д. Овсянников, А. А. Тарусин, А. А. Каменский // Оптика и спектроскопия. — 2008. Т. 104, № 2. — С. 181—190.

3. *Ильинова Е. Ю.* Модифицированный потенциал Фьюса для многоэлектронных атомов / Е. Ю. Ильинова, В. Д. Овсянников // Оптика и спектроскопия — 2008. — Т. 105, № 5, — С. 709—719.

4. *Il'inova E. Yu.* Hyperpolarizabilities of Rydberg states in helium and alkali-metal atoms / E. Yu. Il'inova, A. A. Kamenski and V. D. Ovsiannikov // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. — 2009. — Vol. 42, — P. 145004.

5. *Лендьел В. И.* Резонансы в рассеянии электронов на атомах и ионах / В. И. Лендьел, В. Т. Навроцкий, Е. Н. Сабад // Успехи физических наук —1987. — Т. 151, Вып. 3, — С. 425—468.

6. *Sahoo B. K.* Comparative studies of dipole polarizabilities in Sr^+, Ba^+, and Ra^+ and their applications to optical clocks /B. K. Sahoo, R. G. E. Timmermans, B. P. Das, D. Mukherjee // Physical Review A. — 2009. — Vol. 80, — P. 062506.

7. *Mitroy J.* Theory and applications of atomic and ionic polarizabilities / M. S. Safronova, Ch. W. Clark // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. — 2010. — Vol. 43, — P. 202001.

8. *Mitroy J.* Long-range interactions of the Sr^+ ion / J. Mitroy, J. Y. Zhang // Physical Review A — 2008. — Vol. 77, — P. 032512.

9. Каменский А. А. Вероятности радиационных переходов между штарковскими состояниями ортогелия / А. А. Каменский, В. Д. Овсянников // ЖЭТФ — 2005. — Т. 127, Вып.3 — С. 551—569.

10. *Derevianko A.* Higher-order Stark effect on an excited helium atom /A. Derevyanko, W.R. Johnson, V.D. Ovsiannikov, V.G. Pal'chikov, D.R. Plante, G. von Oppen // Phys. Rev. A. —1999. — Vol. 55, № 2, — P. 986—995.

11. *Bolgova I. L.* Higher Orders of Perturbation Theory for the Stark Effect on an Atomic Multiplet / I. L. Bolgova, V. D. Ovsyannikov, V. G. Pal'chikov, A. I. Magunov, G. von Oppen // Journal of Experimental and Theoretical Physics — 2003. — Vol. 96, № 6, — P. 1006—1018.

12. *Рапопорт. Л. П.* Теория многофотонных процессов в атомах / Л. П. Рапопорт, Б. А. Зон, Н. Л. Манаков — М. : Атомиздат, 1978. — 184 с.

13. *Simons G.* New Model Potential for Pseudopotential Calculations / G. Simons // J. Chem. Phys. — 1971. — Vol. 55, № 2, — P. 756—761.

14. *Manakov N. L.* Atoms in a laser field / N. L. Manakov, V. D. Ovsiannikov, L. P. Rapoport // Physics Reports — 1986. — Vol. 141, № 6. — P. 319—433.

15. *Chernov V. E.* Method of the reduced-added Green function in the calculation of atomic polarizabilities / V. E. Chernov, D. L. Dorofeev, I. Yu. Kretinin, B. A. Zon // Phys. Rev. A. — 2005. — Vol. 71 — P. 022505.

16. *Глухов И. Л.* Теплоиндуцированные возбуждения и распады ридберговских состояний рубидия и цезия / И. Л. Глухов, В. В. Чернушкин // Вестник ВГУ. Серия: Физика. Математика. — 2010. — № 1, — С. 15—25.

17. *Glukhov I. L.* Blackbody-induced decay, excitation and ionization rates for Rydberg states in hydrogen and helium atoms / I. L. Glukhov, E. A. Nekipelov, V. D. Ovsiannikov // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. — 2010. — Vol. 43, № 12, — P. 125002.

18. *Бейтман Г.* Высшие трансцендентные функции / Г. Бейтман, А. Эрдейи // Т. 1. Гипергеометрическая функция. Функции Лежандра — М.: Наука, 1973. — 296 с.

19. Информационная система «Электронная структура атомов» http://asd.nsu.ru

20. NIST Atomic Spectra Database http://physics.nist.gov

21. *Lange V.* Rydberg states of the strontium ion / V. Lange, M. A. Khan, U. Eichmann, W. Sandner // Z. Phys. D: Atoms, Molecules and Clusters — 1991. — Vol. 18 — P. 319—324.

22. *Kondratjev D. A.* Static Polarizabilities of Helium and Alkali Atoms, and their Isoelectronic ions / D. A. Kondratjev, I. L. Beigman, L. A. Vainshtein // Journal of Russian Laser Research — 2010. — Vol. 31, № 3 — P. 294—306.

Каменский А. А. — к.ф.-м.н., ассистент кафедры теоретической физики ВГУ
Тел.: 89056594129
E-mail: san40@bk.ru

Kamenski A. A. — Candidate in Physics and Mathematics, Assistant of Theoretical physics department, Voronezh State University
Tel.: 89056594129
E-mail: san40@bk.ru