

где γ – постоянная Эйлера. В случае равенства нулю деформационного параметра $C = 0$, полученные результаты полностью совпадают с вычислениями в недеформированных теориях [23]. Следует заметить, что однопетлевой конечный вклад в эффективный кэле-

ров потенциал деформированной теории содержит зависимость от параметров неантикоммутитивности только за счет *-произведения.

Автор признателен доктору физ.-мат. наук, профессору И.Л. Бухбиндеру за постановку задачи и неоценимую помощь в работе.

Литература

1. Seiberg N. Journal of High Energy Physics. 2003. Vol. 0306.
2. Ooguri H., Vafa C. The C-Deformation of Gluino and Non-planar Diagrams // Advances in Theoretical and Mathematical Physics. 2003. Vol. 7.
3. Boer J.de, Grassi P.A., van Nieuwenhuizen P. Non-commutative superspace from string theory // Phys. Lett. B. 2003. Vol. 574.
4. Klemm D. et al. Non(anti)commutative superspace // Classic and Quantum Gravity. 2003. Vol. 20.
5. Grisary M. et al. Two-loop Renormalization for Non-anticommutative N=1/2 Supersymmetric WZ Model // J. of High Energy Physics. 2003. Vol. 0308.
6. Romagnoni A. Renormalizability of N=1/2 Wess-Zumino model in superspace // J. of High Energy Physics. 2003. Vol. 0310.
7. Berenstein D., Rey S.J. Wilsonian Proof for Renormalizability of N=1/2 Supersymmetric Field Theories // Phys. Rev. D. 2003. Vol. 68.
8. Britto R. et al. Deformed Superspace, N=1/2 Supersymmetry and (Non)Renormalization Theorems // J. of High Energy Physics. 2003. Vol. 0307.
9. Banin A. et al. Chiral effective potential in N=1/2 non-commutative Wess-Zumino model // J. of High Energy Physics. 2004. Vol. 0407.
10. Penati S., Romagnoni A. Covariant quantization of N=1/2 SYM theories and supergauge invariance // J. of High Energy Physics. 2005. Vol. 0502.
11. Chandrasekhar B., Kumar A. D=2, N=2 Supersymmetric theories on Non(anti)commutative Superspace // J. of High Energy Physics. 2004. Vol. 0403.
12. Alvarar-Gaume L., Vazquer-Mozo M.A. On nonanticommutative N=2 sigma-model in two dimensions // J. of High Energy Physics. 2005. Vol. 0504.
13. Ivanov E. et al. Nilpotent deformations of N=2 superspace // J. of High Energy Physics. 2004. Vol. 0402.
14. Ferrara S., Ivanov E., Lechtenfeld O. et al. Non-anticommutative chiral singlet deformation of N=(1,1) gauge theory // Nucl. Phys. B. 2005. Vol. 704.
15. Araki T. et al. N=2 Supersymmetric U(1) Gauge Theory in Non-commutative Harmonic Superspace // J. of High Energy Physics. 2004. Vol. 0401.
16. Clever G., Cvetič M., Espinosa J.R. et al. Classification of flat directions in perturbative heterotic superstring vacua with anomalous U(1) // Nucl. Phys. B. 1998. Vol. 525.
17. Cvetič M. et al. Effects of heavy states on the effective N=1 supersymmetric action // Nucl. Phys. B. 1999. Vol. 538.
18. Buchbinder I.L. et al. One-loop effective potential in N=1 supersymmetric theories and decoupling effects // Nucl. Phys. 2000. Vol. 571.
19. Buchbinder I.L. et al. Implications of decoupling effects for one-loop corrected effective actions from superstring theory // Modern Phys. Lett. A. 2000. Vol. 15.
20. Moyal J.E. Quantum mechanics as a statistical theory // Proceedings of the Cambr. Philosoph. Soc. 1949. Vol. 45.
21. Hatanaka T. et al. Summing up Non-anticommutative Kdchler potential // Phys. Lett. B. 2005. Vol. 619.
22. Райдер Л. Квантовая теория поля. М. 1987.
23. Buchbinder I.L. et al. Supersymmetric effective potential: superfield approach // Nucl. Phys. B. 1994. Vol. 411.

УДК 539.182/.184

В.М. Зеличенко

КУЛОНОВСКАЯ АВТОИОНИЗАЦИЯ КВАРТЕТНЫХ СОСТОЯНИЙ $1s2pnl$ В АТОМЕ Li И ИОНЕ Be^+

Томский государственный педагогический университет

Особенностью структуры квартетных состояний $1s2lnl^4L$ в трехэлектронных атомах и ионах является наличие двух границ сходимости $1s2s^3S$ и $1s2p^3P$. Для всех термов, лежащих ниже $1s2s^3S$ границы, кулоновская автоионизация в дублетный континуум $1s^2\epsilon l^2L$ запрещена. Автоионизационный распад этих состояний возможен лишь через более слабые релятивистские взаимодействия. Поэтому преобладающим каналом распада таких состояний является радиационный [1]. Однако в сериях термов, сходящихся к $1s2p^3P$ границе, часть уровней попадает в область квартетного континуума $1s2s\epsilon l^4L$ и для этих уровней, если они имеют необходимую симметрию, кулоновская автоионизация оказывается возможной.

В работе [2] при изучении электронных спектров атома Li методом электронной спектроскопии малых энергий были обнаружены четыре пика, три из которых с энергиями ~ 1 эВ были идентифицированы как относящиеся к $1s2p3d^4F^0$, $1s2p3p^4S^e$, $1s2p3p^4D^e$ состояниям. В этой же работе проведен расчет автоионизационных ширин (Γ) этих уровней. Четвертый пик при энергии 1.22 эВ, наблюдавшийся в этом эксперименте, был отнесен авторами [2] также к квартетному спектру, но не идентифицирован.

Ранее [1, 3] нами в расчетах квартетных термов в трехэлектронных атомах было показано, что ряд термов, таких как $1s2pns^4P^0$ ($n = 4,5$), $1s2pnp^4S^e$, $4D^e$ ($n = 3,4,5$), $1s2pnd^4P^0$, $4F^0$ ($n = 3,4,5$) в атоме Li

и $1s2p5s\ ^4P^0$, $1s2p5p\ ^4S^e$, $^4D^e$; $1s2p5d\ ^4P^0$, $^4D^0$ в ионе Be^+ лежат между границами сходимости кватерного спектра. Было установлено [4], что для этих термов действительно преобладающим каналом распада является автоионизационный, вероятность автоионизации в 10^4-10^7 раз (в зависимости от терма) превосходит вероятность радиационного распада.

В настоящей работе приведены результаты расчетов характеристик автоионизационного спектра, получающегося в результате распада кватерных термов, лежащих между границами $1s2s\ ^3S$ и $1s2p\ ^3P$ для атома Li и иона Be^+ в приближении Хартри – Фока для среднего терма без учета релятивистских поправок.

Вероятность процесса вычислена в соответствии с известной формулой

$$W = 2\pi|M|^2 \cdot 27.2095 \text{ eV},$$

где $M = \langle \Psi_f | V | \Psi_i \rangle$ – амплитуда перехода из начального состояния в конечное под влиянием кулоновского взаимодействия V . Трехэлектронные волновые функции начального (i) и конечного (f) состояний выбраны в виде линейных комбинаций слейтеровских детерминантов, соответствующих следующему порядку сложения угловых моментов

$$\Psi_i = i_1 i_2 [L_{i12} S_{i12}] i_3 [LS], \Psi_f = f_1 f_2 [L_{f12} S_{f12}] f_3 [LS].$$

Здесь i_k и f_k – угловые моменты электронов в начальном и в конечном состояниях соответственно, а LS определяют термы состояний нескольких электронов. Многоэлектронный кулоновский матричный элемент, выраженный через одноэлектронные радиальные матричные элементы, имеет вид

$$\begin{aligned} \langle \Psi_f | V | \Psi_i \rangle = & \langle f_3 | i_1 \rangle [D_{2123} \langle f_2 f_1 | V | i_2 i_3 \rangle - E_{2132} \langle f_2 f_1 | V | i_3 i_2 \rangle] + \\ & \langle f_3 | i_2 \rangle [D_{2131} \langle f_2 f_1 | V | i_3 i_1 \rangle - E_{2113} \langle f_2 f_1 | V | i_1 i_3 \rangle] + \\ & + \langle f_3 | i_3 \rangle [D_{2112} \langle f_2 f_1 | V | i_1 i_2 \rangle - E_{2121} \langle f_2 f_1 | V | i_2 i_1 \rangle] + \\ & + \langle f_2 | i_1 \rangle [D_{3132} \langle f_3 f_1 | V | i_3 i_2 \rangle - E_{3123} \langle f_3 f_1 | V | i_2 i_3 \rangle] + \\ & + \langle f_2 | i_2 \rangle [D_{3113} \langle f_3 f_1 | V | i_1 i_3 \rangle - E_{3131} \langle f_3 f_1 | V | i_3 i_1 \rangle] + \\ & + \langle f_2 | i_3 \rangle [D_{3121} \langle f_3 f_1 | V | i_2 i_1 \rangle - E_{3112} \langle f_3 f_1 | V | i_1 i_2 \rangle] + \\ & + \langle f_1 | i_1 \rangle [D_{3223} \langle f_3 f_2 | V | i_2 i_3 \rangle - E_{3232} \langle f_3 f_2 | V | i_3 i_2 \rangle] + \\ & + \langle f_1 | i_2 \rangle [D_{3231} \langle f_3 f_2 | V | i_3 i_1 \rangle - E_{3213} \langle f_3 f_2 | V | i_1 i_3 \rangle] + \\ & + \langle f_1 | i_3 \rangle [D_{3212} \langle f_3 f_2 | V | i_1 i_2 \rangle - E_{3221} \langle f_3 f_2 | V | i_2 i_1 \rangle]. \end{aligned}$$

Здесь i_k и f_k – радиальные одноэлектронные волновые функции в начальном и конечном состояниях, а множители D и E возникают в результате суммирования мат-

Энергии Оже-электронов и вероятности переходов для кватерных состояний атома Li и иона Be^+ , лежащих выше границы $1s2s[^3S]$

1	2	3	4	5	6	7
Li $1s2p4p[^4S]$			1.28		0.021	Li $1s2s[^3S]\epsilon s [^4S]$
Li $1s2p5p[^4S]$			1.67		0.011	
Li $1s2p3p[^4D]$	0.172	0.14±0.1	0.18	0.024	0.028	Li $1s2s[^3S]\epsilon d [^4D]$
Li $1s2p4p[^4D]$			1.23		0.004	
Li $1s2p5p[^4D]$			1.65		0.002	
Li $1s2p3d[^4P]$			0.82		0.048	Li $1s2s[^3S]\epsilon p [^4P]$
Li $1s2p4d[^4P]$			1.46		0.023	
Li $1s2p5d[^4P]$			1.76		0.012	
Li $1s2p3d[^4F]$	0.608	0.61±0.1	0.70	0.25	0.216	Li $1s2s[^3S]\epsilon f [^4F]$
Li $1s2p4d[^4F]$			1.41		0.078	
Li $1s2p5d[^4F]$			1.73		0.036	
Be^+ $1s2p5s[^4P]$			0.82		0.039	Be^+ $1s2s[^3S]\epsilon p [^4P]$
Be^+ $1s2p5p[^4S]$			0.99		0.052	Be^+ $1s2s[^3S]\epsilon s [^4S]$
Be^+ $1s2p5p[^4D]$			0.95		0.004	Be^+ $1s2s[^3S]\epsilon d [^4D]$
Be^+ $1s2p5d[^4P]$			1.19		0.030	Be^+ $1s2s[^3S]\epsilon p [^4P]$
Be^+ $1s2p5d[^4F]$			1.11		0.046	Be^+ $1s2s[^3S]\epsilon f [^4F]$

ричных элементов по проекциям угловых моментов. Они довольно громоздки и поэтому здесь не приводятся.

Одноэлектронные волновые функции начальной $1s2pnl$ и конечной $1s2s$ конфигураций вычислены в самосогласованном поле в приближении среднего терма. Волновые функции испускаемого электрона вычислены в поле замороженного остова конфигурации $1s2s$ также в приближениях LS-связи и среднего терма. Для расчетов использована программа [5]. Результаты расчетов приведены в таблице.

Следует отметить, что теоретические расчеты полных энергий квартетных термов в [2] являются более точными, так как там учтены релятивистские поправки к значениям термов. Однако эти поправки влияют, в лучшем случае, на третий знак после запятой в значении полной энергии терма и мало влияют на энер-

гии Оже-электронов. На наш взгляд, гораздо более важную роль для расчета вероятности перехода играет «точность» одноэлектронных волновых функций как в начальном, так и в конечном состоянии. Так, хартри-фоковский расчет автоионизации $1s2p3d [^4F]$ состояния в Li, проведенный с точным учетом терма в начальном и конечном состояниях дает для вероятности перехода значение 0.248 eV , что очень хорошо согласуется с теоретическим значением в [2]. Значения энергий, предоставленные в таблице, вполне пригодны для интерпретации спектров Оже-электронов в экспериментах, подобных в [2]. В частности, с учетом погрешностей одноэлектронного приближения, можно предложить идентификацию пика $1.2 \pm 0.1 \text{ эВ}$, наблюдавшегося в [2] в Li, как Оже-распад $1s2p4p$ $^4S^e$ или $^4D^e$ квартетных состояний.

Литература

1. Зеличенко В.М., Леонов А.А. Особенности распада квартетных состояний в изоэлектронной последовательности Li – Ne+7 // Изв. вузов. Физика. 1988.
2. Bruch R. et al. // J. Phys B: At. Mol. Phys. 1987. Vol. 20.
3. Зеличенко В.М., Леонов А.А. // Методы определения атомных волновых функций: Сб. М., 1983.
4. Зеличенко В.М., Леонов А.А. Материалы III научного семинара «Автоионизационные явления в атомах». М., 1985.
5. Amusia M.Ya., Chernysheva L.V. Computation of Atomic Processes. A Handbook for the ATOM Programs. Bristol, IOP. 1996.