

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

2418/83

10/5-83

P7-83-57

Г.Щорнак, Г.Музиоль, Р.Пильц

ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКОЕ
РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ
И ЭНЕРГИИ СВЯЗИ ЭЛЕКТРОНОВ
МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ БЛАГОРОДНЫХ ГАЗОВ

Направлено в журнал
"Оптика и спектроскопия"

1983

1. ВВЕДЕНИЕ

Вакансии на внешних атомных оболочках играют важную роль в атомных процессах, происходящих в плазме термоядерных установок, в коллективных сгустках частиц, источниках тяжелых ионов и в астрофизических объектах. Существенно влияет на ход процессов и сила взаимодействия в атомной оболочке и между электронной оболочкой и ядром.

В литературе известно немного экспериментов по определению энергетических сдвигов рентгеновских линий при образовании различного числа вакансий на внешних оболочках атома. Это, несомненно, связано с малым числом подходящих источников многозарядных ионов и с большими требованиями к экспериментальной технике и методике. Определить величины сдвигов энергии характеристического рентгеновского излучения в зависимости от числа внешних вакансий можно расчетным путем при помощи метода самосогласованного поля. С этой целью в настоящей работе проведены расчеты по методу Дирака-Фока-Слейтера^{/1/} для всех основных состояний ионов неона, аргона, криптона и ксенона. Это дополняет по существу ранее проведенные расчеты структуры ксенона^{/2/} и дает представление о поведении обсуждаемых величин в большом диапазоне Z . Определяются сдвиги энергии рентгеновских переходов и изменения энергии связи электронов как функции ионизационного состояния атома. На примере аргона выясняются изменения интенсивности рентгеновских переходов, которые рассчитываются на основе теории Скофилда^{/3,4/} с использованием релятивистских волновых функций^{/1/}.

2. МЕТОД РАСЧЕТА

Для расчета сдвигов энергии рентгеновских сателлитов и энергии связи многозарядных ионов используется программа HEX^{/1/}, в которой самосогласованное потенциальное поле и радиальные орбитальные функции получаются с использованием уравнения Дирака.

В приближении самосогласованного поля волновая функция записывается как детерминант Слейтера из орбитальных функций. Орбитальные функции удовлетворяют одноэлектронным уравнениям. Уравнение Дирака в локальном сферически симметричном потенциале имеет вид

$$[\vec{\alpha}\vec{p} + \beta mc^2 + V(r)]\Psi_i = E_i\Psi_i \quad /1/$$

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

Потенциальная функция складывается из потенциала ядра, кулоновского поля электронов и потенциала обмена слейтеровского $\rho^{1/3}$ -типа

$$V_A(r) = -\left(\frac{3e^2}{2\pi}\right) (3\pi^2 \rho(r))^{1/3}. \quad /2/$$

Орбитальные функции Ψ можно записать в виде:

$$\Psi = \begin{pmatrix} A(r)/r & i^\ell \Omega_j \ell_m \\ B(r)/r & i^{\ell'} \Omega_j \ell'_m \end{pmatrix}. \quad /3/$$

Верхняя строка в /3/ соответствует большой компоненте, нижняя - малой компоненте волновой функции, Ω - двухкомпонентные нормированные спиноры с указанными квантовыми числами. Между квантовыми числами выполняются соотношения:

$$\begin{aligned} \ell' &= \ell + s & j &= \ell + \frac{1}{2} = \ell' - \frac{1}{2}s, \\ k &= -s(j + \frac{1}{2}) & s &= \pm 1. \end{aligned} \quad /4/$$

Дифференциальные уравнения для радиальных функций $A(r)$ и $B(r)$ записываются как

$$\frac{d}{dr} \begin{pmatrix} A(r) \\ B(r) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -k/r & (V - mc^2 - E_i)/cs \\ -(V + mc^2 - E_i)/cs & k/r \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A(r) \\ B(r) \end{pmatrix}. \quad /5/$$

Расчеты проводились в приближении замороженных орбиталей. При этом для расчетов сдвигов энергии связи собственные значения, полученные с использованием потенциала /2/, берутся с поправкой по методу Латтера^{6/}. Сдвиги энергии рентгеновских линий рассчитывались с использованием обменного потенциала свободных электронов типа Хартри-Фока^{6,7/}. Сравнение полученных результатов с экспериментальными данными проводится в последующих разделах.

3. РЕНТГЕНОВСКИЕ САТЕЛЛИТЫ ПРИ НАЛИЧИИ ВНЕШНИХ ВАКАНСИЙ В ЭЛЕКТРОННОЙ ОБОЛОЧКЕ

Как уже говорилось выше, экспериментальных данных о сдвигах рентгеновских линий при наличии внешних вакансий в атомной оболочке почти нет. Однако для определения точности расчетов желательно сравнить их с экспериментальными данными. Такая возможность существует для сателлитов неона, т.к. в этом случае влияние внешних вакансий на энергетические сдвиги рентгеновских

Таблица 1

Влияние внешних вакансий на сдвиги энергии K_α -переходов в неоне. Сравниваются расчетные значения $E_{ДФС}^{8/}$ с экспериментальными $E_{экс.}$, ΔE - сдвиги энергии относительно диаграммной линии

Конфигурация $1s^1 2s^m 2p^n$	Сателлит	$E_{экс.}$ /эВ	$\Delta E_{экс.}$ /эВ	$E_{ДФС}$ /эВ
m n	KL ⁰			
2 6		848±2		
2 1	KL ⁻¹	855±2	7±4	6,1
2 1 0	KL ⁻²	863±2	15±4	14,5
2 1 0	KL ⁻³	873±2	25±4	25,4
2 1 0	KL ⁻⁴	882±2	34±4	31,7
2 1 0	KL ⁻⁵	895±2	47±4	45,3
1 0	KL ⁻⁶	907±2	59±4	56,1

линий можно наблюдать в неискаженном виде. Отсутствие безизлучательных процессов перестройки атомной оболочки, характерных при заполнении внутренних вакансий внешними электронами для элементов с более высоким порядковым номером Z, позволяет однозначно интерпретировать полученные результаты. В табл.1 сравниваются экспериментальные значения энергии K_α -сателлитных линий неона с расчетными. Сравнение экспериментальных и расчетных сдвигов дает хорошее совпадение с точностью до ошибок эксперимента, среднее отклонение измеряемых значений от расчетных не превышает 5%. При переходе к более тяжелым элементам ситуация усложня-

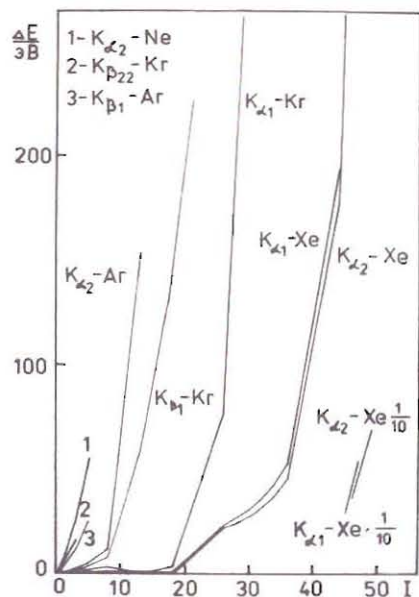


Рис.1. Сдвиги энергии ΔE K-переходов характеристического рентгеновского излучения благородных газов в зависимости от числа I внешних вакансий.

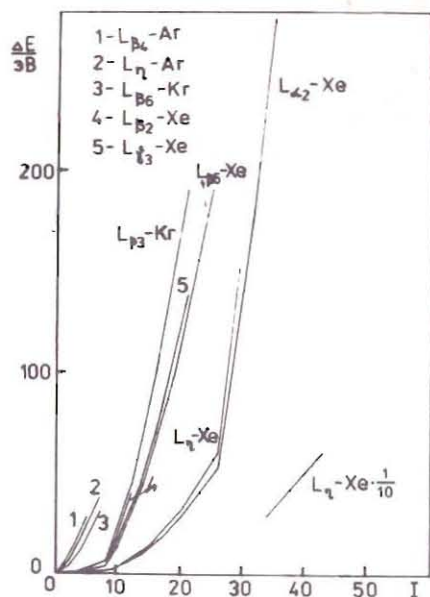


Рис.2. Сдвиги энергии ΔE L-переходов характеристического рентгеновского излучения благородных газов в зависимости от числа I внешних вакансий.

ется из-за появления смешанных конфигураций с внутренними и внешними вакансиями. Кроме того, уменьшается величина сдвига при дополнительной вакансии, т.к. с увеличением Z растет экранирование внешних электронов.

На рис.1 и 2 показаны сдвиги энергии рентгеновских переходов благородных газов в зависимости от числа внешних вакансий в атомной оболочке. Характерные изменения в наклоне сдвигов рентгеновских энергий наблюдаются всегда для полностью ионизованных подоболочек. Первое резкое изменение обнаруживается при степени ионизации $I=8$, что соответствует полной ионизации $5s$ -оболочки у ксенона, $4s$ -оболочки у криптона и $3s$ -оболочки у аргона. Ионизация следующих nd -электронов ($n=3,4$) ведет к уменьшению энергии рентгеновских сдвигов, так как при удалении nd -электронов относительный сдвиг участвующих в радиационном переходе электронных уровней уменьшается. При $I=18$ наблюдается второе заметное изменение роста сдвигов энергии рентгеновских сателлитов, которое соответствует ионизации $3d$ -оболочки у криптона и $4d$ -оболоч-

ки у ксенона. Изменения сдвигов при $I=26$ возникают вследствие ионизации $4s$ - и $3s$ -оболочки у ксенона и криптона соответственно. Следующие характерные точки соответствуют для ксенона: $I=36/3d$ -оболочка/ и $I=44/3s$ -оболочка/.

Для α -переходов всех серий можно сформулировать правило: энергетические сдвиги наивысшие для тех рентгеновских серий, начальный уровень которых имеет максимальное значение главного квантового числа. Изменение сдвигов энергии рентгеновских переходов наибольшее в тех случаях, когда разность главных квантовых чисел электронных состояний максимальна. Эти закономерности связаны с различным уменьшением энергии связи электронов в состояниях, участвующих в рентгеновском переходе, при появлении дополнительной внешней вакансии. Характерна общая тенденция: с ростом главного квантового числа вакансий во внешних оболочках их влияние уменьшается. Замедляется также рост энергии связи внешних электронных состояний. Относительное изменение энергии связи растет с увеличением разности главных квантовых чисел рассматриваемых уровней.

4. РАСЧЕТ ИНТЕНСИВНОСТЕЙ РЕНТГЕНОВСКИХ ПЕРЕХОДОВ

Дополнительные вакансии в электронной оболочке влияют на вероятности радиационных электронных переходов. Изменения интенсивности рентгеновских переходов представляют собой независимый атомный параметр, измеряя который, можно судить об ионизационном состоянии атома. Такие измерения имеют особенное значение в связи с растущим интересом к источникам высокоионизованных атомов /ион-атомные столкновения, метастабильные состояния при возбуждении атома мишени пучком, горячая плазма/, т.к. спектр излучения дает различную информацию об излучающей системе.

Для анализа переходов в многократно ионизованных атомах Ларкинс^{/9/} предложил статистическую процедуру усреднения, позволяющую оценить силы осцилляторов. Если n электронов находятся в подоболочке, которая может содержать n_0 электронов в заполненном состоянии, то интенсивность перехода уменьшается в n/n_0 раз для одноэлектронных переходов. Чтобы получить интенсивности рентгеновских переходов квантово-механическим путем, мы используем релятивистские матричные элементы для расчетов вероятностей радиационных переходов в мультипольном разложении, следуя работе^{/10/}.

В расчетах не учитывались эффекты электронного обмена. Пренебрежение обменными эффектами при расчете отношения интенсивностей $K\beta/K\alpha$ -переходов, например, дает ошибку порядка 5% ^{/4/}. Однако, если интересоваться только относительными изменениями интенсивностей рентгеновского излучения, то эффектами электронного обмена можно пренебречь.

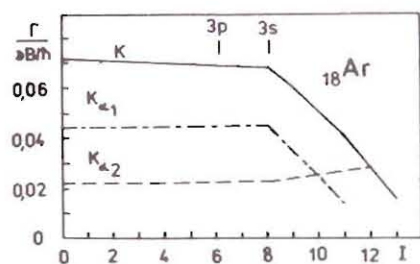


Рис.3. Изменение полной вероятности К-переходов и вероятностей K_{α_1} (К - L_{III}) и K_{α_2} (К - L_{II}) -переходов при ионизации внешней оболочки аргона, вычисленных для основных состояний ионов. I - степень ионизации. Сверху указаны полностью ободранные оболочки.

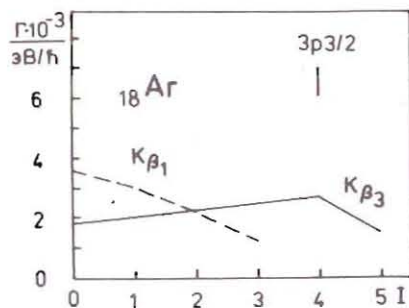


Рис.4. Изменение вероятностей K_{β_1} (К - M_{III}) и K_{β_3} (К - M_{II}) -переходов при ионизации внешней оболочки аргона, вычисленных для основных состояний ионов. I - степень ионизации. Сверху указаны полностью ободранные оболочки.

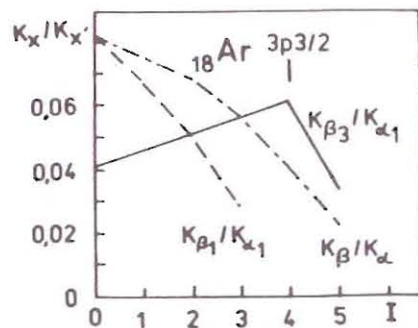


Рис.5. Относительные интенсивности рентгеновских К-переходов аргона. Сверху указаны полностью ободранные оболочки. I - степень ионизации.

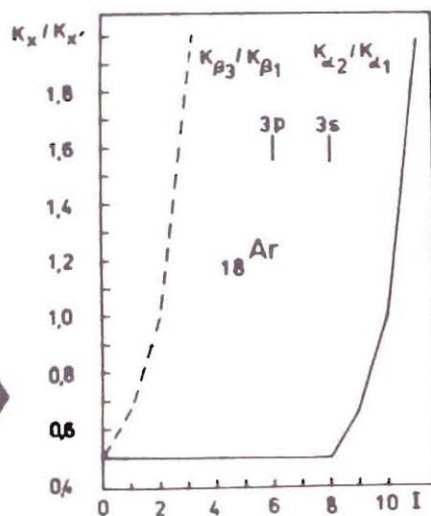


Рис.6. Относительные интенсивности рентгеновских К-переходов аргона. Сверху указаны полностью ободранные оболочки. I - степень ионизации.

На рис.3 показаны изменения полной вероятности излучения для К-переходов и изменения вероятностей К - L_{II} и К - L_{III} / K_{α_2} - и K_{α_1} / переходов при последовательном удалении внешних электронов атомной оболочки аргона. Эти же зависимости показаны на рис.4 для К - M_{II} и К - M_{III} / K_{β_3} - и K_{β_1} / переходов аргона. Уже при удалении первых электронов интенсивность K_{β_1} -перехода сразу падает, т.к. удаляются электроны с M_{III} -уровня. При удалении внешних электронов вероятности K_{α} -переходов и полная вероятность К-переходов изменяются несущественно. Влияет только удаление электронов из L-оболочки.

На рис.5 и 6 показаны изменения относительных интенсивностей рентгеновских К-переходов при удалении внешних электронов аргона для основного состояния иона. Резкое нарастание отношений K_{β_3}/K_{β_1} и $K_{\alpha_2}/K_{\alpha_1}$ объясняется уменьшением числа электронов на M_{III} - и L_{III} -уровнях, из-за чего падают вероятности K_{β_1} - и K_{α_1} -переходов.

5. ЭНЕРГИИ СВЯЗИ ПРИ ОБРАЗОВАНИИ ВНЕШНИХ ВАКАНСИЙ В ЭЛЕКТРОННОЙ ОБОЛОЧКЕ

В разделе 3 на рис.1 и 2 даны примеры сдвигов рентгеновских линий при ионизации атомных оболочек. Эти сдвиги возникают вследствие уменьшения экранирования и связанного с этим роста энергии связи электронов. Энергия связи изменяется по-разному для различных уровней. При образовании дополнительных вакансий энергетическое расстояние между электронными состояниями изменяется, что проявляется в сдвигах энергии соответствующих рентгеновских переходов. Это показано в $v^{1/2}$ для всех степеней ионизации ксенона.

Для определения точности расчетов в табл.2 сравниваются экспериментальные значения потенциалов ионизации, полученные из анализа оптических спектров ^{117}Cs рассчитанными в нашей работе значениями. Совпадение экспериментальных и расчетных значений во всех случаях не хуже 5%. Для увеличения точности расчета необходимо учитывать дополнительные поправки /корреляции электронов, квантово-электродинамические эффекты/.

На рис.7-9 показаны сдвиги энергии связи К-, L_{II} - и M_{II} -уровней неона, аргона, криптона и ксенона. Резкие изменения наклона сдвигов энергии рентгеновских переходов наблюдаются при достижении электронных конфигураций в ионе, которые соответствуют замкнутым оболочкам конфигураций благородных газов или [благородный газ] nd^{10} ($n = 3,4$), что объясняется соответствующими изменениями энергии связи в многозарядном ионе. Из рис.7-9 видно, что аналогичное поведение наблюдается для энергии связи многозарядных ионов, т.е. проявляется ожидаемая идентичность поведения энергии связи и соответствующих рентгеновских переходов.

Таблица 2

Сравнение экспериментальных значений потенциалов ионизации 11 с рассчитанными по методу Дирака-Фока-Слейтера. I - степень ионизации, $E_{\text{эксп}}$ - экспериментальные значения энергий 11 , $E_{\text{ДФС}}$ - рассчитанные нами значения

Неон $Z = 10$			Аргон $Z = 18$		
I	$E_{\text{эксп.}} / \text{эВ}$	$E_{\text{ДФС}} / \text{эВ}$	I	$E_{\text{эксп.}} / \text{эВ}$	$E_{\text{ДФС}} / \text{эВ}$
0	21,564	19,960	0	15,759	14,428
1	41,079	40,353	1	27,628	26,971
2	63,742	64,086	2	40,908	40,860
3	97,044	90,777	3	59,806	55,89
4	126,287	120,338	4	75,02	72,228
5	157,940	152,166	5	91,32	89,267
			6	124,03	123,901
			7	148,49	144,511
Криптон $Z = 36$			Ксенон $Z = 54$		
I	$E_{\text{эксп.}} / \text{эВ}$	$E_{\text{ДФС}} / \text{эВ}$	I	$E_{\text{эксп.}} / \text{эВ}$	$E_{\text{ДФС}} / \text{эВ}$
0	13,999	12,707	0	12,129	10,953
1	24,570	23,574	1	21,208	20,120
2	36,947	35,461	2	32,121	30,087

Обычно наибольшее изменение энергии связи наблюдается для внутренних уровней, так как ослабление экранирования сказывается здесь очень существенно. Удаление электронов с высокими моментами количества движения меньше влияет на экранирование электронов К-оболочки, чем на расположенные выше уровни. Следовательно, изменение энергии связи электронов К-оболочки с ростом ионизации может стать меньше, чем для расположенных выше уровней, что является причиной уменьшения сдвигов энергии рентгеновского излучения /см. рис.1 и 2/.

Для оценки степени совпадения расчетов энергии связи электронов по методу самосогласованного поля с экспериментальными результатами на рис.10 сравниваются относительные отклонения рас-

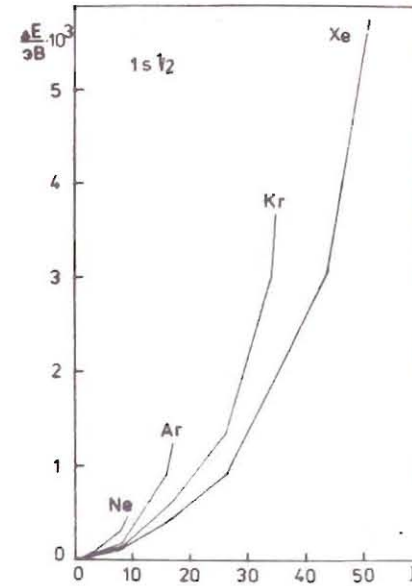


Рис.7. Изменения энергии связи ΔE К-уровней благородных газов, вычисленные для основных состояний ионов. I - степень ионизации.

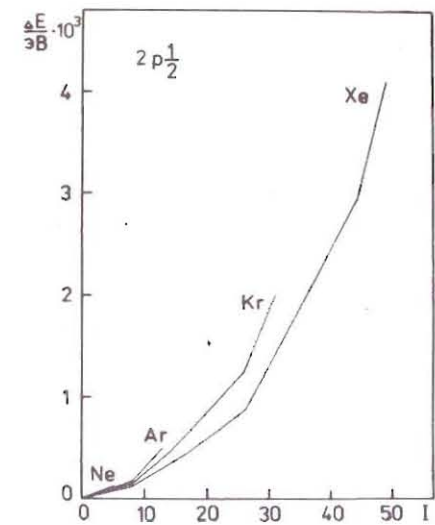


Рис.8. Изменения энергии связи ΔE L_{II} -уровней благородных газов, вычисленные для основных состояний ионов. I - степень ионизации.

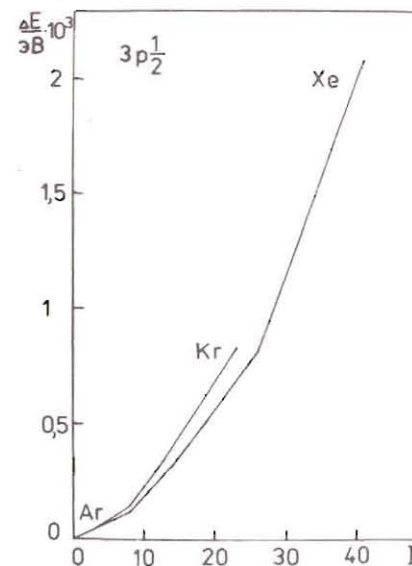


Рис.9. Изменения энергии связи ΔE M_{II} -уровней благородных газов, вычисленные для основных состояний ионов. I - степень ионизации.

четных энергий уровней от экспериментальных значений для криптона. Нерелятивистские расчеты, как правило, больше отклоняются от экспериментальных данных, чем релятивистские. В релятивистских расчетах на электроны внешних оболочек релятивистские эффекты влияют косвенно в связи с ростом энергии связи электронов с малым моментом

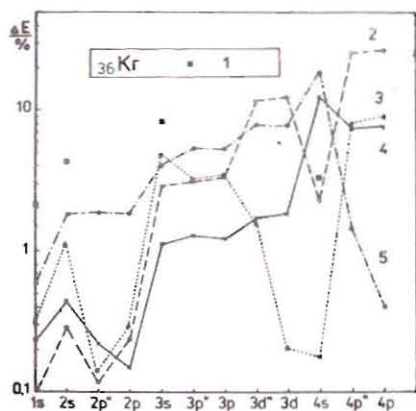


Рис.10. Относительное отклонение расчетных энергий уровней от экспериментальных значений^{/12/} для криптона. 1 - собственные значения по методу Хартри-Фока-Слейтера^{/13/}; 2 - энергии связи по методу Дирака-Фока-Слейтера^{/1/} с обменным потенциалом типа Хартри-Фока для свободных электронов^{/6,7/}; 3 - собственные значения по методу Дирака-Фока-Слейтера с замороженными орбитальями; 4 - собственные значения по методу Дирака-Фока-Слейтера^{/14/} с учетом релаксации; 5 - собственные значения по методу Дирака-Фока-Слейтера^{/14/} с замороженными

орбитальями. Значения 5 за исключением двух внешних орбиталей соответствуют результатам Декло^{/15/}, полученным по методу Дирака-Фока с замороженными орбитальями. Знаком * характеризуются орбитали, для которых $j = \ell - \frac{1}{2}$; для остальных орбиталей $j = \ell + \frac{1}{2}$.

количества движения^{/16-18/}. Электронные орбитали с малыми моментами в релятивистской теории приближаются к ядру, и эффективнее экранируют электроны с более высокими моментами. Это ведет к уменьшению энергии связи этих электронов, если эффекты обмена не оказывают обратного влияния.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Развитие ускорителей тяжелых ионов и связанных с ними источников тяжелых ионов, разработка основ управляемого термоядерного синтеза и прогресс в космических исследованиях настоятельно требуют знания структуры многозарядных ионов. Чтобы получить представление об изменении и порядке величины существенных параметров при образовании дополнительных внешних вакансий в атоме, мы исследовали расчетным путем характеристическое рентгеновское излучение и сдвиги энергий связи для неона, аргона, криптона и ксенона. Эти элементы удобны для применений в источниках тяжелых ионов, т.е. не требуют дополнительных установок для лазерного испарения и т.п.

Полученные нами результаты дают представление об изменении исследуемых параметров в большом Z -диапазоне и могут оказаться полезными для диагностики различных сгустков частиц, включающих многозарядные ионы по характеристическому рентгеновскому излучению этих ионов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Liberman D.A., Cromer D.T., Waber J.T. *Comp.Phys.Commun.*, 1971, 2, p.107.
2. Зиберт Х.У. и др. *Оптика и спектроскопия*, 1977, т.42, с.1012.
3. Scofield J.H. *Phys.Rev.*, 1969, 179, p.9.
4. Scofield J.H. *Phys.Rev.*, 1974, A9, p.1041.
5. Latter R. *Phys.Rev.*, 1955, 99, p.510.
6. Liberman D.A. *Phys.Rev.*, 1968, 171, p.1.
7. Sham L.J., Kohn W. *Phys.Rev.*, 1966, 145, p.561.
8. Kauffman R.L. et al. *Phys.Rev.Lett.*, 1973, 31, p.621.
9. Larkins F.P. *J.Phys.*, 1971, B4, p.L29.
10. Scofield J.H. *Radiative Transitions. In: Atomic Inner-Shell Processes. Academic Press, New York et al.*, 1975, vol.1, p.293.
11. Строганов А.Р., Свентицкий Н.С. *Таблицы спектральных линий нейтральных и ионизированных атомов. Атомиздат, М.*, 1966.
12. Bearden J.A., Burr A.F. *Rev.Mod.Phys.*, 1967, 39, p.125.
13. Herman F., Skillman S. *Atomic Structure Calculations. Prentice Hall, Englewood Cliffs, New Jersey*, 1963.
14. Rosen A., Lindgren I. *Phys.Rev.*, 1968, 176, p.114.
15. Desclaux J.P. *Atomic Data and Nucl.Data Tables*, 1973, 12, p.311.
16. Liberman D.A., Cromer D.T., Waber J.T. *Phys.Rev.*, 1965, A137, p.27.
17. Mayers D.F. *Proc.Roy.Soc.*, 1957, A241, p.93.
18. Boyd R.G., Larson A.C., Waber J.T. *Phys.Rev.*, 1962, 129, p.1629.

Рукопись поступила в издательский отдел
2 февраля 1983 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

ДЗ-11787	Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978.	3 р. 00 к.
Д13-11807	Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978.	6 р. 00 к.
	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
Д1,2-12036	Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978	5 р. 00 к.
Д1,2-12450	Труды XII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, НРБ, 1978.	3 р. 00 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
Д11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
Д4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
Д4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
Д2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
Д10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
Д1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
Д17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
Д1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
Р18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
Д2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
Д9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
ДЗ,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

Щорнак Г., Музиоль Г., Пильц Р. Характеристическое рентгеновское излучение и энергии связи электронов многозарядных ионов благородных газов	P7-83-57
По методу Дирака-Фока-Слейтера проведены расчеты изменения энергии рентгеновских переходов и энергии связи электронов в атомах благородных газов, имеющих внешние вакансии. Получены сдвиги рентгеновских линий K- и L-серии неона, аргона, криптона и ксенона. Для этих же элементов приведены результаты изменения энергии связи K-, L _{II} - и M _{II} -уровней. Обнаружены резкие изменения наклона исследуемых параметров для конфигураций [благородный газ] и [благородный газ] nd ¹⁰ (n=3,4). Для аргона приведены результаты расчета изменения интенсивности рентгеновских K-переходов при последовательной ионизации электронных оболочек. Из сравнения с экспериментальными данными следует, что точность расчетов изменения энергий рентгеновских переходов и энергий связи электронов не хуже 5%.	
Работа выполнена в Отделе новых методов ускорения ОИЯИ.	
Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983	
Zschornack G., Musiol G., Pilz R. Characteristic X-Ray and Electron Binding Energies of Highly Charged Noble Gas Ions	P7-83-57
The energies of characteristic X-ray and electron binding energies of highly charged noble gas ions are computed for a successive increasing number of outer-shell vacancies by the Dirac-Fock-Slater method. X-ray energy shifts for the K- and L-series of neon, argon, krypton and xenon have been obtained. For these elements binding energy shifts for the K-, L _{II} - and M _{II} -orbitals are also discussed. For configurations [noble gas] and [noble gas] nd ¹⁰ (n=3,4) strong alterations of the investigated atomic parameters are met. Calculations for the change of the X-ray rates in the argon K-series by increasing outer-shell ionization are provided. Comparisons between experimental and theoretical results show that the accuracy of the calculated values due to experiments are in the range of about 5%.	
The investigation has been performed at the Department of New Acceleration Methods, JINR.	
Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983	

Перевод Т.Н.Самолетовой.