

УДК 539.186.2

ВОЗБУЖДЕНИЕ ЩЕЛОЧНОЗЕМЕЛЬНЫХ АТОМОВ ЭЛЕКТРОННЫМ УДАРОМ

III. СТРОНЦИЙ (ТРИПЛЕТЫ)

И. С. Алексахин, И. И. Гарга,
И. П. Запесочный и В. П. Стародуб

Приведены данные по абсолютным эффективным сечениям возбуждения триплетных переходов атома стронция электронным ударом. Основная часть результатов получена методом пересекающихся атомного и электронного пучков. Установлены внутрисерийные зависимости эффективных сечений возбуждения переходов с нормальными уровнями от главного квантового числа. Изучено двухэлектронное возбуждение s^2 -электронов в первые возбужденные состояния конфигураций $4d5p$, $5p^2$, $4d^2$, из которых наиболее эффективно возбуждаются состояния конфигурации $4d5p$. Полученные данные позволили сделать вывод, что сечения двухэлектронного и одноэлектронного возбуждения (для одних и тех же $n_{\text{эфф.}}$) сравнимы. Рассмотрены наиболее характерные энергетические зависимости сечений возбуждения линий. Показано, что большую роль в характере энергетической зависимости играют следующие процессы: конфигурационное взаимодействие, а также каскадные переходы с нормальными и смешенными уровнями.

Данная статья является продолжением предыдущей [1], посвященной возбуждению синглетных состояний атома стронция.

В табл. 1 приведены перечень исследованных триплетных переходов и величины эффективных сечений возбуждения соответствующих спектральных линий в области максимума и при энергии электронов $E=30$ эв. Аналогично сингулетам на рис. 1–4 представлены функции возбуждения наиболее характерных линий. Если имело место подобие в энергетической зависимости компонент мультиплетов, то на графиках приводится только одна из них, хотя для всех линий, указанных в табл. 1, измерены энергетические зависимости.

Прежде всего отметим, что эффективные сечения внутри серии линий, исходные термы которых обусловлены одноэлектронным возбуждением, подобно [1, 2], описываются степенной зависимостью

$$Q_{nl}^{\max} = c_l n^{-\alpha},$$

где Q_{nl}^{\max} — эффективное сечение в максимуме для суммы компонент мультиплетов. Значения степени затухания α , главного квантового числа n и постоянных c_l для различных серий приведены в табл. 2 (здесь же для сравнения воспроизведены и аналогичные данные для сингулетов из [1]). Из табл. 2 видно, что эффективность возбуждения стронция в n^3SD -состояния с ростом главного квантового числа убывает более быстро, чем в сингулетных состояниях. Однако для 3P -состояний мы наблюдаем обратную картину: для них имеет место наименьшее затухание. Отсюда следует, что для больших n атом стронция преимущественно возбуждается в nP -состояния. Большие эффективные сечения возбуждения переходов с n^3SD -уровней при малых n в таком случае можно объяснить интенсивным заселением их посредством каскадов с 3P -уровней.

Таблица 1

$\lambda, \text{ \AA}$	Переходы	$j - j'$	$E_{\text{возб.}}, \text{ эВ}$	$E_{\text{max}}, \text{ эВ}$	$Q_{\text{max}} \cdot 10^{-19}, \text{ см}^2$	$Q_{30 \text{ эВ}} \cdot 10^{-19}, \text{ см}^2$
6791		{	0—1	3.6	5.2	87
7070	$5^3P - 6^3S$	{	2—1	3.6	5.2	400
4327		{	0—1	4.64	{	20
4362	$5^3P - 7^3S$	{	1—1	4.64	{ 5.7 {	43
4438		{	2—1	4.64	{ 46 {	2.8
3781		{	0—1	5.05	{ 2.4 {	3.4
3808	$5^3P - 8^3S$	{	1—1	5.05	{ 2.9 {	0.5
3866		{	2—1	5.05	{ 3.2 {	0.7
4832		{	0—1	4.34	{ 100 {	0.8
4872	$5^3P - 5^3D$	{	1—1, 2	4.34	{ 250 {	7.5
4962		{	2—1, 2, 3	4.34	{ 480 {	17
3941		{	0—1	4.92	{ 11 {	34.0
3970	$5^3P - 6^3D$	{	1—1, 2	4.92	{ 18 {	3.1
4032		{	2—1, 2, 3	4.92	{ 36 {	7.7
6388	$4^3D - 6^3P$	{	1, 2, 3—0, 1, 2	4.21	5.0	9.1
4702		{	1—0, 1, 2	4.89	{ 440 {	72
4715	$4^3D - 7^3P$	{	2—1, 2	4.89	{ 33 {	3.0
4730		{	3—2	4.89	{ 43 {	7.9
4892	$4^3D - 4^3F$	{	3—2, 3, 4	4.80	6.0	6.6
6892	$5^1S - 5^3P$	{	0—1	1.8	18	4.0
3351	$5s5p^3P_0 - 4d^2 3P$	{	2—1, 2	5.55	5.1	640
4811	$5s5p^3P_0 - 5p^2 3P$	{	2—2	4.42	8500	1.1
5222		{	2—2;	4.62	14.0	2.7
5238	$5s4d^3D - 4d5p^3P_0$	{	1—0, 1	4.62	200	15
5257		{	2—1	4.62	{ 120 {	9.2
5451		{	3—2	4.68	{ 150 {	15
5480		{	2—3	4.53	{ 40 {	5.0
5504	$5s4d^3D - 4d5p^3D_0$	{	1—2; 3—3	4.53	{ 230 {	20
5522		{	2—2	4.51	{ 120 {	12
6408		{	1—1	4.50	{ 110 {	11
6504	$5s4d^3D - 4d5p^3F_0$	{	3—4	4.21	{ 560 {	11
		{	2—3	4.2	{ 330 {	33

Наряду с одноэлектронным возбуждением нами довольно полно изучено двухэлектронное возбуждение s^2 -электронов в первые возбужденные состояния конфигураций $4d5p$, $5p^2$, $4d^2$. Заметим, что общие закономерности такого возбуждения до настоящего времени мало изучены. Наиболее эффективными являются радиационные переходы из состояний конфигурации $4d5p$, в то время как для сингулетных состояний — с $5p^2$. Можно полагать, что и триплетные состояния конфигурации $5p^2$ эффективно возбуждаются электронным ударом, но радиационные переходы типа $P \rightarrow P$ маловероятны.

Таблица 2

Переходы	Триплеты			Сингулеты		
	α	$n \geqslant$	$c_l, \text{ см}^2$	α	$n \geqslant$	$c_l, \text{ см}^2$
$5P - nS$	15	6	$3.78 \cdot 10^{-7}$	7	6	$1.68 \cdot 10^{-11}$
$4D - nP$	8	6	$7.46 \cdot 10^{-11}$	11	5	$4.47 \cdot 10^{-8}$
$5P - nD$	12	5	$1.62 \cdot 10^{-8}$	8	5	$6.5 \cdot 10^{-11}$
$4D - nF$	—	—	—	5	4	$3.34 \cdot 10^{-14}$

Из сравнения сечений возбуждения линий можно сделать вывод, что сечения возбуждения, в результате которых одновременно меняется состояние двух электронов атома, велики и сравнимы (для одних и тех же

$n_{\phi\phi.}$) с одноэлектронными. Так, $Q(5s^4d^3D - 4d5p^3F) = 8.8 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$, а $Q(5s^3P - 5s6s^3S) = 4.9 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$.

Перейдем теперь к рассмотрению энергетических зависимостей возбуждения исследованных линий. Общим для всех функций является

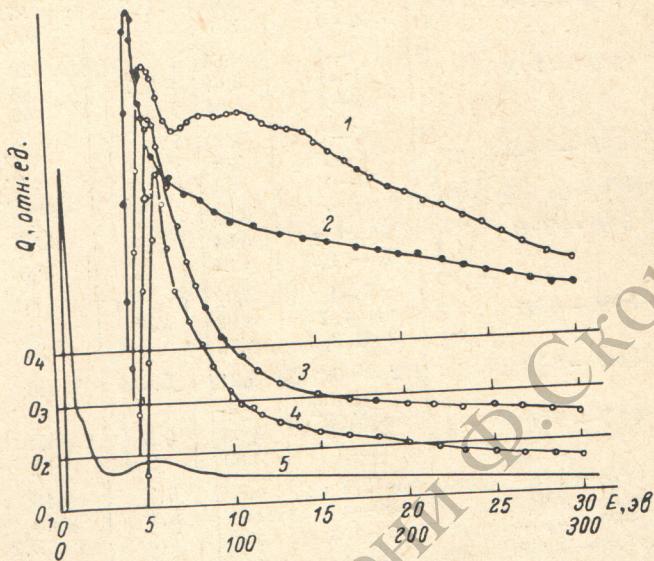


Рис. 1. Функции возбуждения переходов с n^3P -уровней.
 1 — $(5s5p^3P_2 - 5p^2\ ^3P_2)$, 2 — $(4^3D_J - 6^3P_J)$, 3 — $(5s4d^3D_3 - 4d5p^3P_2)$,
 4 — $(4^3D_3 - 7^3P_2)$ в шкале $0 + 30$ эв; 5 — $(4^3D^3 - 7^3P_2)$ в шкале
 $0 + 300$ эв.

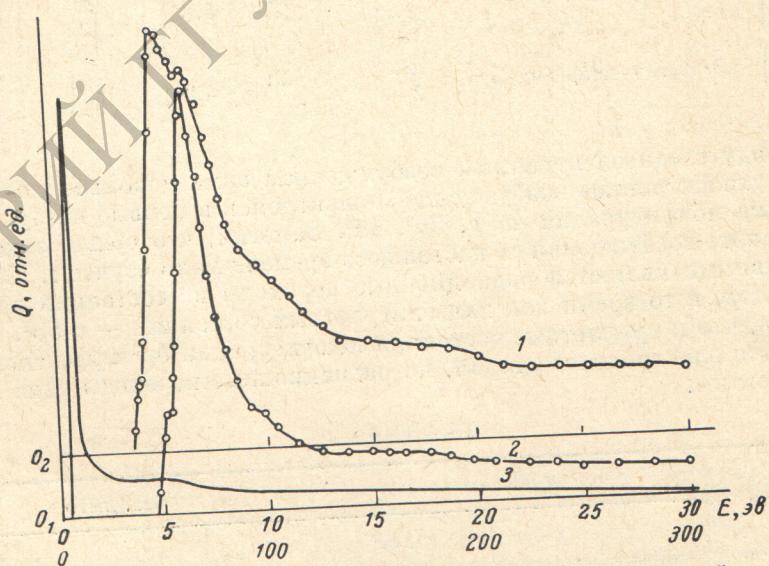


Рис. 2. Функции возбуждения переходов с n^3S_1 -уровней.
 1 — $(5^3P_2 - 6^3S_1)$, 2 — $(5^3P_2 - 7^3S_1)$ в шкале $0 + 30$ эв. 3 — $(5^3P_2 - 7^3S_1)$
 в шкале $0 + 300$ эв.

наличие островыраженного максимума, отстоящего на ~ 1 эв от порога возбуждения. Подобная энергетическая зависимость для триплетных состояний наблюдалась для атомов группы ртути и гелия [3]. Однако для атомов стронция имеет место ряд специфических особенностей, которые мы рассмотрим ниже.

Функции одноэлектронного возбуждения с 3P -уровней¹ приведены на рис. 1. Для всех компонент мультиплета 3P имеет место подобие энергетической зависимости. Между функциями возбуждения переходов с 3D - и 3P -уровней наблюдается различие в ходе кривых за максимумом

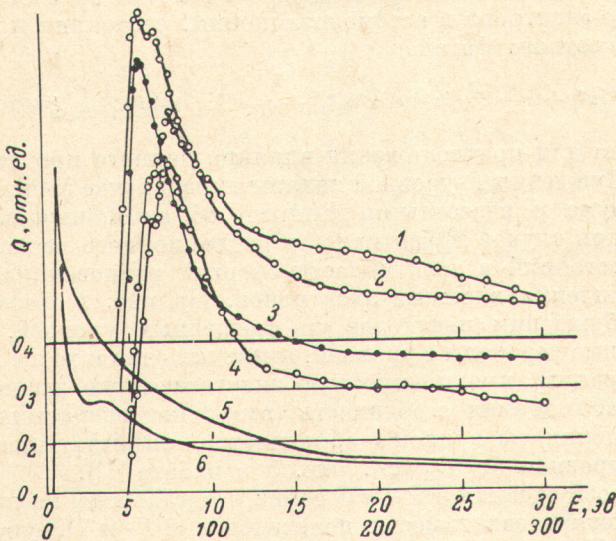


Рис. 3. Функции возбуждения переходов с n^3D -уровнем.

1 — $({}^5P_1 - {}^6D_2)$, 2 — $({}^5P_0 - {}^5D_1)$, 3 — $({}^5s4d^3D_3 - {}^4d5p^3D_3)$, 4 — $({}^5P_0 - {}^6D_1)$ в шкале 0 + 30 эв. 5 — $({}^5P_1 - {}^6D_2)$, 6 — $({}^5P_0 - {}^6D_1)$ в шкале 0 + 300 эв.

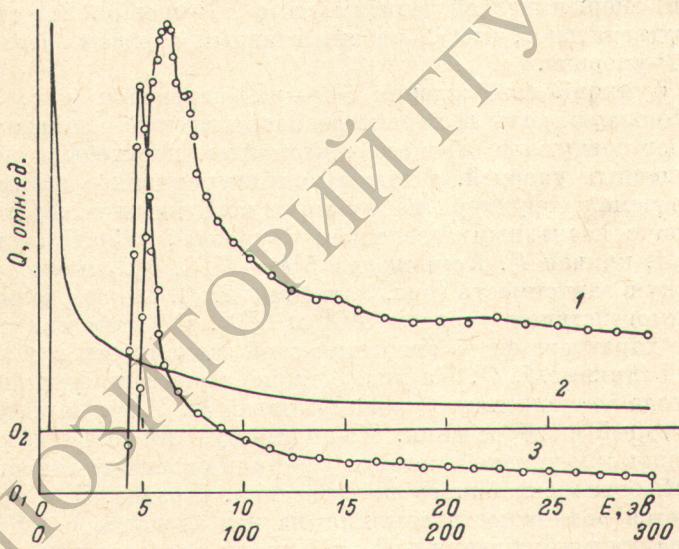


Рис. 4. Функции возбуждения переходов с n^3F -уровнем.

1 — $({}^4D_3 - {}^4F_4)$, 3 — $({}^5s4d^3D_3 - {}^4d5p^3F_4)$ в шкале 0 + 30 эв. 2 — $({}^4D_3 - {}^4F_4)$ в шкале 0 + 300 эв.

мом возбуждения. Оно проявляется в том, что с ростом энергии эффективность возбуждения уровня 3P убывает не столь быстро. Такое отличие обусловлено конфигурационным взаимодействием инородных уровней ${}^5s6p^3P_2$ и ${}^4d5p^1D_2$. Подтверждением этого может быть то, что правило отбора разрешает взаимодействие конфигураций, а также наблюдается

¹ Функция возбуждения перехода ${}^5S - {}^4P$ опубликована в работе [4].

заселяться каскадами и не подвергается конфигурационному взаимодействию. Иначе говоря, он является как бы изолированным и в данном случае оптический метод воспроизводит функцию возбуждения уровня.

Литература

- [1] В. П. Стародуб, И. С. Алексахин, И. И. Гарга, И. П. ЗапесочныЙ. Опт. и спектр., 35, 1037, 1973.
- [2] И. С. Алексахин, И. П. ЗапесочныЙ, И. И. Гарга, В. П. Стародуб. Опт. и спектр., 34, 1053, 1973.
- [3] И. П. ЗапесочныЙ. Автореф. докт. дисс., Ужгород, 1966.
- [4] J. S. Aleksakhin, J. P. Zapatoschny, J. J. Garga, V. P. Starodub. VII ICPEAC, Abstract of papers, 724, Amsterdam, 1971.
- [5] S. Okudaira. J. Phys. Soc. Japan, 29, 409, 1970.

Поступило в Редакцию 7 марта 1973 г.