

ФУНКЦИИ ВОЗБУЖДЕНИЯ АВТОИОНИЗАЦИОННЫХ СОСТОЯНИЙ $2s\ 2p^6\ 3s\ (^1S)$ И $2s\ 2p^6\ 3s\ (^3S)$ АТОМОВ Ne ПРИ ИХ МЕДЛЕННЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ С ИОНАМИ Na^+

Ю.Ф.Быдин, С.С.Годаков

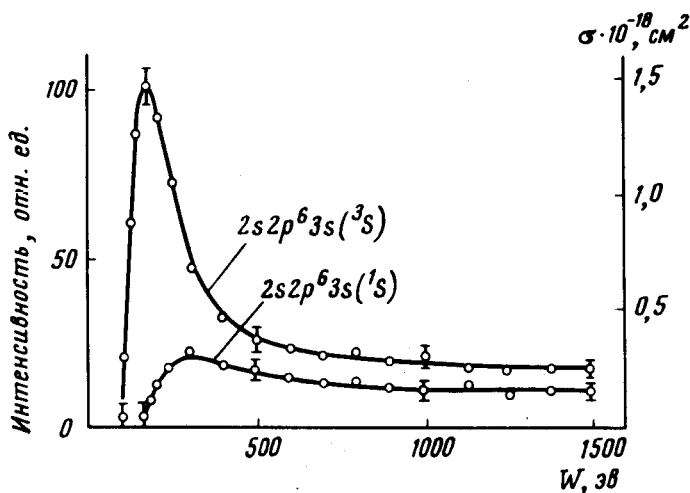
Исследованы функции возбуждения близких по энергии, но различающихся мультиплетностью автоионизационных состояний $2s\ 2p^6\ 3s\ (^3S)$ ($E = 43,36\ эв$) и $2s\ 2p^6\ 3s\ (^1S)$ ($E = 43,66\ эв$) атомов Ne при их медленных столкновениях с ионами Na^+ . Обнаружено, что в области энергий относительного движения до $W \sim 150\ эв$ преобладает возбуждение автоионизационного состояния $2s\ 2p^6\ 3s\ (^3S)$ атома Ne.

Ранее при исследовании энергетических распределений электронов, освобождающихся при распаде автоионизационных состояний, образующихся при столкновении ионов щелочных металлов с атомами инертных газов наблюдалось, что возбуждение этих состояний проявляется особенно ярко, когда сталкивающиеся частицы обладают сходным строением электронных оболочек (например, $Na^+ - Ne$). Для пары $Na^+ - Ne$ наблюдались и другие интересные особенности, например, поляризация испускаемого излучения [1], осцилляции эффективного сечения перезарядки и возбуждения [2, 3].

Исследования энергетических распределений электронов для этой пары, проведенные в [4], показали, что в области энергий относительного движения W , близкой к $150\ эв$, происходит резонансное возбуждение дискретной группы электронов, в которую вносят вклад автоионизационные состояния $2s\ 2p^6\ 3s\ (^1S)$ и $2s\ 2p^6\ 3s\ (^3S)$ (энергия освобождаемых электронов $22,1$ и $21,8\ эв$ соответственно). Однако, в указанной работе эти состояния не были разделены и измеренная функция возбуждения представляла собой сумму функций возбуждения этих двух автоионизационных состояний, близких по энергии возбуждения, но отличающихся мультиплетностью. Представлялось важным проследить влияние мультиплетности автоионизационного состояния на вероятность его возбуждения.

С этой целью в данной работе измерены функции возбуждения каждого из этих состояний в отдельности. Общая схема эксперимента подобна описанной ранее [5]. Основным отличием являлось значительное улучшение разрешающей способности анализатора энергий электронов, которая была доведена до $0,7\%$. Кроме того, была также повышена угловая разрешающая способность коллиматора – регистрировались электроны, вылетающие под углом $90 \pm 3^\circ$ по отношению к направлению первичного пучка ионов Na^+ . Так как величина регистрируемого потока электронов, особенно в припороговой области, была мала, измерения проводились в режиме счета отдельных электронов в сочетании с модуляцией первичного пучка ионов и синхронным детектированием частиц. Поскольку в условиях эксперимента линии, со-

ответствующие возбуждению отдельных автоионизационных состояний $2s2p^63s(^1S)$ и $2s2p^63s(^3S)$ были разделены не полностью, что частично могло быть связано с естественной шириной линий (времена жизни автоионизационных состояний $10^{-14} - 10^{-15}$ сек [6, 7]), была произведена обработка контуров линий на ЭВМ по методике, аналогичной описанной в [8].



Функции возбуждения автоионизационных состояний $2s2p^63s(^1S)$ и $2s2p^63s(^3S)$ атомов Ne. W – энергия в системе центра масс

На рисунке показана функция возбуждения дискретных групп электронов, связанных с возбуждением указанных состояний. Абсолютная величина эффективных сечений возбуждения данных состояний получена с привлечением данных по сечениям ионизации для этой пары [9] и данных по интегральным энергетическим распределениям электронов, освобожденных при столкновении ионов Na^+ с атомами Ne [10].

Обращают на себя внимание следующие важные особенности процесса возбуждения излучаемых автоионизационных состояний.

1. Несмотря на небольшое различие в энергии освобождаемых электронов, характер их возбуждения значительно отличается. Возбуждение автоионизационного состояния $2s2p^63s(^3S)$ происходит резонансным образом в сравнительно узком интервале энергий относительного движения. Эта функция возбуждения существенно отличается от кривой, описываемой формулами Ландау – Зинера. В то же время функция возбуждения состояния $2s2p^63s(^1S)$ более близка к такой кривой.

2. Существенно различаются пороги возбуждения в системе центра масс (а также в лабораторной системе): $W_{\text{пор}_1} = 170 \text{ эВ}$ и $W_{\text{пор}_2} = 85 \text{ эВ}$ для состояний $2s2p^63s(^1S)$ и $2s2p^63s(^3S)$ соответственно. Таким образом, в области энергий $85 < W < 170 \text{ эВ}$ происходит избирательное возбуждение состояния $2s2p^63s(^3S)$.

3. Можно отметить некоторую аналогию между соотношением вероятностей возбуждения данных состояний в исследованном случае и в случае возбуждения этих же состояний атомов Ne электронным ударом [7], однако, нет данных относительно того, имеют ли эти процессы общую физическую основу.

Полученные результаты в настоящее время не имеют теоретического объяснения. Можно ожидать, что дальнейшее теоретическое и экспериментальное исследование этого случая позволит указать причину резонансного возбуждения состояния $2s\ 2p^6\ 3s\ (^3S)$ атомов Ne.

Авторы благодарны профессору Ю.Н.Демкову и И.В.Комарову за полезную дискуссию.

Ленинградский
электротехнический институт
им. В.И.Ленина

Поступила в редакцию
9 апреля 1976 г.

Литература

- [1] T.Andersen, A.Kirkegard Nielsen, K.J.Olsen. Phys. Rev. Lett., 31, 739, 1973; C.W.White, S.H.Neff, W.Lichten. Phys. Rev.Lett., 31, 671, 1973.
- [2] З.З.Латыпов, А.А.Шапоренко. Письма в ЖЭТФ, 12, 177, 1970.
- [3] С.В.Бобашев. Письма в ЖЭТФ, 11, 389, 1970.
- [4] Ю.Ф.Быдин, В.А.Вольпяс, В.И.Огурцов. Письма в ЖЭТФ, 18, 547, 1973.
- [5] В.И.Огурцов, Ю.Ф.Быдин. Письма в ЖЭТФ, 10, 134, 1969.
- [6] R.P.Madden, K.L.Codling, D.L.Ederer, Phys. Rev., 177, 136, 1969.
- [7] G.C.King, F.H.Read, R.C.Bradford. J.Phys. B: Atom. Molec.Phys., 8, 2210, 1975.
- [8] Препринт ОИЯИ Р10-5035, Дубна, 1970.
- [9] З.З.Латыпов, А.А.Шапоренко. ЖЭТФ, 69, 1943, 1975.
- [10] Ю.Ф.Быдин, В.И.Огурцов. Тезисы докладов 5-й Всесоюзной конференции по физике электронных и атомных столкновений, Ужгород, 1972, стр. 123.