

А.И. Коротков, Г.М. Сорокин, А.Н. Подшивалин

Рассеяние медленных электронов на атомах ксенона, находящихся в различных квантовых состояниях

Чувашский государственный университет, г. Чебоксары

Поступила в редакцию 2.02.2000 г.

Проведено исследование спектров рассеяния медленных электронов на нормальных и метастабильных атомах ксенона. Изучены функции возбуждения разрешенных линий. Получены новые данные об эффективных сечениях рассеяния электронов на атомах ксенона.

С середины 60-х гг. началось развитие нового направления в области физики электрон-атомных столкновений – спектроскопии отрицательных ионов. В разработку данной проблемы значительный вклад внесли Шульц и др. [1, 2]. Однако процессы возбуждения и дезактивации атомов и молекул в плотной плазме идут главным образом не из основного состояния, а с метастабильных и резонансных уровней. Поэтому проведение экспериментов по взаимодействию электронов с метастабильными атомами становится актуальной задачей. На сегодняшний день сведения по энергетическим зависимостям дифференциальных сечений рассеяния электронов получены для нижних метастабильных состояний O_2 [3] и резонансных уровней Na [4] и Ba [5]. Из ряда атомов инертных газов электронные спектры рассеяния исследованы для метастабильных атомов He [6].

Целью данной работы являлись исследование рассеяния медленных электронов на нормальных и метастабильных атомах ксенона и изучение функций возбуждения разрешенных линий.

Техника эксперимента

Экспериментальная установка состояла из вакуумной камеры, источника метастабильных атомов и системы счета отдельных электронов (рис. 1).

Вакуумная камера изготовлена из нержавеющей стали типа 1X18Н9Т и откачивается двумя паромасляными насосами P_1 и P_2 с суммарной скоростью откачки 3000 л/с. Это позволило с помощью азотных ловушек обеспечить остаточное давление в камере столкновений $\leq 10^{-7}$ торр. Пучок атомов ксенона создавался металлическим многоканальным формирователем (ФАП) (число каналов 100, диаметр 10 мкм, длина 1,0 мм) и направлялся в спектрометр для изучения метастабильных атомов.

Спектрометр для изучения метастабильных атомов состоял из интенсивной электронной пушки, системы конденсаторов и двух 127-градусных электронных селекторов. Основные элементы спектрометра изготовлены из полированной стали и нихрома.

Электронная пушка, содержащая оксидный катод и три плоских электрода с коническими насадками, позволяла получать пучок интенсивностью $10^{-5} \div 10^{-3}$ А при энер-

гии $0,6 \div 30$ эВ с полушириной разброса электронов $\Delta E = 0,6 \div 1,5$ эВ.

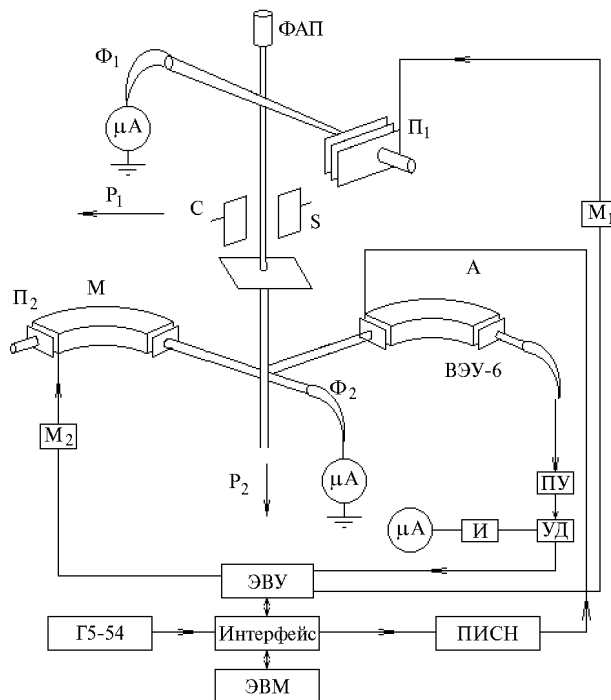


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки

Конденсатор и диафрагма служили для улавливания заряженных частиц – электронов и ионов из атомного пучка.

Два 127-градусных селектора электронов образуют монохроматор М и анализатор А, расположенные под углом 90° друг к другу. Разброс медленных электронов на выходе М равен примерно 0,07 эВ. Минимальная энергия электронов, пропускаемых анализатором А, равна 0,1 эВ с угловым разрешением $2,9^\circ$.

Рассеянные электроны, прошедшие 127-градусный селектор, детектировались каналным электронным умножителем типа ВЭУ-6 и усиливались усилителем (ПУ).

Верхние и нижние уровни дискриминации (УД) выбирались так, чтобы обеспечить наилучшее отношение сигнала к шуму. С выхода дискриминатора импульсы поступали в электронно-вычислительное устройство (ЭВУ). Электронный поток, прошедший анализатор, содержит электроны, рассеянные атомами Хе в основном состоянии, атомами Хе, возбужденными в метастабильное состояние, и молекулами остаточных газов. Для выделения потока электронов, обусловленного рассеянием на метастабильных атомах, использовалось импульсное управление элементами установок. Работа ЭВУ и модуляторов M_1 и M_2 управлялась импульсным генератором. Прямоугольные импульсы от генератора подавались на модуль управления ЭВУ, который запускал модуляторы M_1 и M_2 . Счет электронных импульсов с выхода ВЭУ-6 велся в течение времени, заданном специальным генератором (строб-импульсы), как показано на рис. 2. Если управляющие импульсы соответствуют рис. 2, то имеется 4 варианта счета электронных импульсов ВЭУ-6.

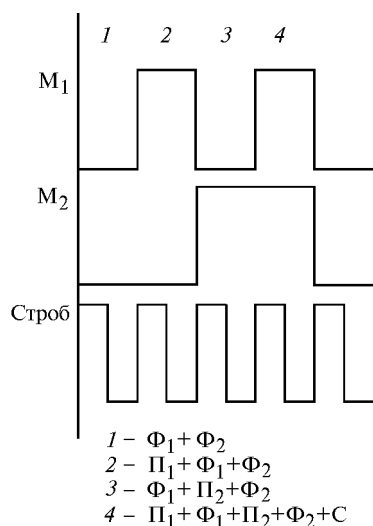


Рис. 2. Диаграмма работы модуляторов и строба для получения сигнала

Например, при отключенном M_1 и включенном M_2 (3) накопление сигнала на частоте строба соответствовало рассеянию электронов на нормальных атомах Хе и остаточном газе. Разделение полезного сигнала и суммарного фона $\Phi_1 + \Phi_2$ осуществлялось в арифметическом модуле ЭВУ при многократном повторении циклов (min 8 циклов, max 8192 цикла) при заданных величинах энергии развертки спектров электронов в М и А. Полезный сигнал поступал в модуль счетчика ЭВУ и через интерфейс в оперативную память ЭВМ.

Для проверки работоспособности экспериментальной установки были проведены измерения:

- спектров энергетических потерь электронов на атомах Хе при энергиях столкновений $10 \div 50$ эВ;
- энергетических зависимостей дифференциальных сечений упругого рассеяния электронов на атомах Хе (ДСУР) от порогового значения до границы ионизации;
- сечений упругого рассеяния электронов на атомах Хе с калибровкой энергетической шкалы по резонансу при энергии 19,35 эВ (рис. 3).

Надежная воспроизводимость результатов измерений в Хе и согласие полученных данных с другими исследова-

ниями позволили заключить, что созданная установка соответствует основным требованиям эксперимента и дает возможность получать достоверную информацию.

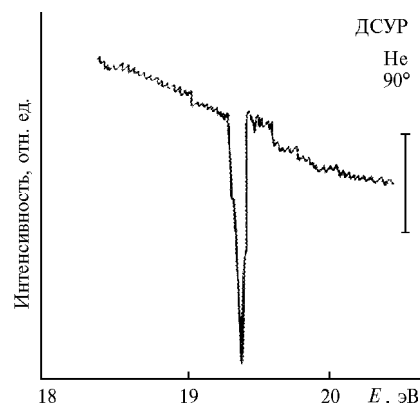


Рис. 3. Резонанс $(1s2s^2)^2s$ в гелии для угла рассеяния 90°

Результаты и их обсуждение

Типичный спектр энергетических потерь электронов на атоме Хе приведен на рис. 4, на котором выделены упругий пик и группа дискретных линий.

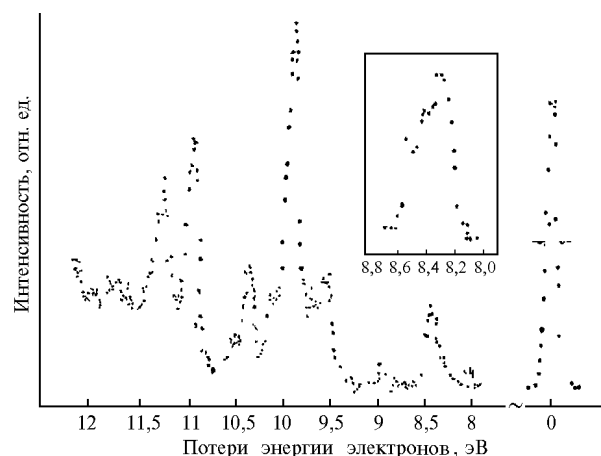


Рис. 4. Спектр энергетических потерь электронов на атомах Хе

Положение этих линий связано с возбуждением низколежащих уровней атомов ксенона до ионизационного потенциала. Разрешение уровней с $n=6$ – отчетливое, а последующие максимумы объединяются в целые группы уровней.

У выделенных линий спектра потерь измерены относительные дифференциальные сечения рассеяния. На рис. 5 представлено дифференциальное сечение упругого рассеяния электронов на атомах ксенона в широком интервале энергий.

В области малых энергий выделен резонанс в виде глубокого минимума. Энергетическое положение его равно 0,51 эВ, родоначальным состоянием этого резонанса, по-видимому, является невозбужденное состояние атома ксенона. В дифференциальных сечениях неупругого рассеяния выделенных уровней обнаружен целый ряд резонансных особенностей, проявляющихся в виде максимумов и их чередования. В качестве примера на рис. 6 представлена функция возбуждения нижнего метастабильного уровня Хе (6^3P_2).

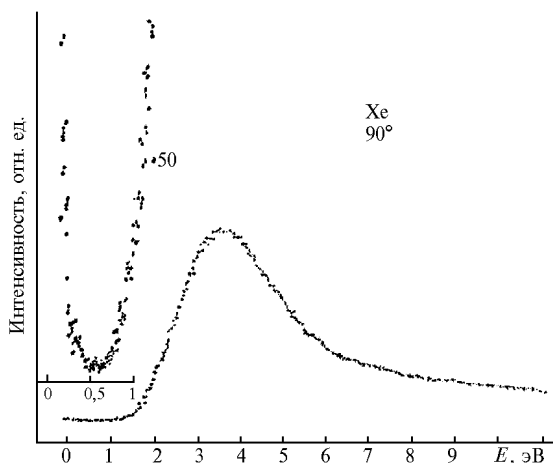


Рис. 5. Дифференциальное сечение упругого рассеяния электронов на атомах Хе на угол 90°

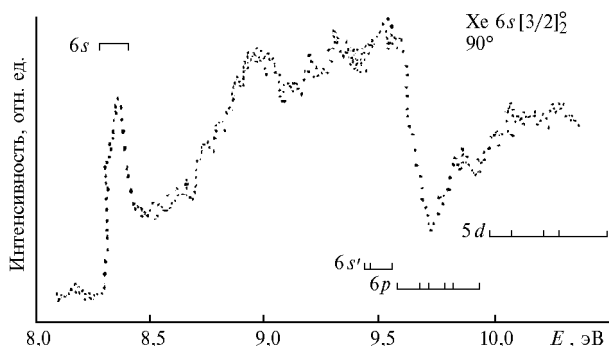


Рис. 6. Дифференциальное сечение возбуждения Хе (3P_2) уровня

Для кривой рис. 6 характерно наличие резкого порогового максимума, который имеет тенденцию расщепления на 2 пика. За порогом возбуждения до ионизационного потенциала наблюдается целая группа резонансов. Энергетическое положение этих резонансов можно сопоставить с данными трансмиссионных измерений [1] и экспериментов по пороговой спектроскопии [7]. В работе [7] проведена классификация выделенных резонансов для атома ксенона. Для этого в рамках jLS-связей были рассчитаны энергии состояний отрицательных ионов, которые затем сравнивались с положениями выделенных резонансов. Классификация резонансов осуществлялась с использованием известных спектров щелочных элементов, изоэлектронных обсуждаемым отрицательным ионам. Было выделено пять основных типов резонансов: $np^5(n+1)s^2$, $np^5(n+1)s(n+1)$, $np^5(n+1)p^2$, $np^5(n+1)s(n+2)p$, np^5ml^2 . Резонанс при энергии $E = (8,49 \pm 0,01)$ эВ, зафиксированной в наших экспериментах, классифицируется как относящийся к конфигурации отрицательных ионов типа $np^5({}^2P_{3/2,1/2})(n+1)s(n+1)p$. У атома Хе имеется сильная связь между парой возбужденных уровней $ns[3/2]_2 - np[1/2]_1$ и $ns[3/2]_2 - np[3/2]_3$ при малости как расстояния между ними, так и связи с основным уровнем. Этому соответствуют большие значения матричных элементов, что приводит к появлению резонанса в сечении возбуждения $ns[3/2]_2$ уровня ксенона.

Следующий яркий резонанс при энергии $(9,64 \pm 0,01)$ эВ можно классифицировать как относящийся к конфигурации $np^5({}^2P_{3/2,1/2})(n+1)p^2$. Поведение этого резонанса сложное, к тому же он расщепляется на 3 пика, что

объясняется изменением интерференционного вклада прямого и резонансного сечений рассеяния.

Интерпретация обильной структуры в других областях энергий в приведенном сечении возбуждения также указывает на главную роль отрицательных ионов при столкновении электронов с атомами ксенона, находящимися в основном состоянии. Следует отметить, что Ридом и другими [7] получены более достоверные результаты с помощью разработанного в Манчестерском университете метода пороговой спектроскопии по измерению полного сечения рассеяния метастабильных атомов с применением компьютерной обработки результатов. Во-первых, положения выделенных резонансов зарегистрированы с точностью до 0,001 эВ и, во-вторых, выделен ряд новых состояний отрицательных ионов атомов инертных газов. Некоторые отклонения в энергетических положениях максимумов по сравнению с нашей кривой объясняются угловой зависимостью в дифференциальных сечениях рассеяния. Обилие резонансов в работе [7] получено при обработке участка спектра от 10 до 13 эВ с помощью компьютера методом квадратичной функции двух кривых, хотя на экспериментальной кривой максимумов проявилось значительно меньше.

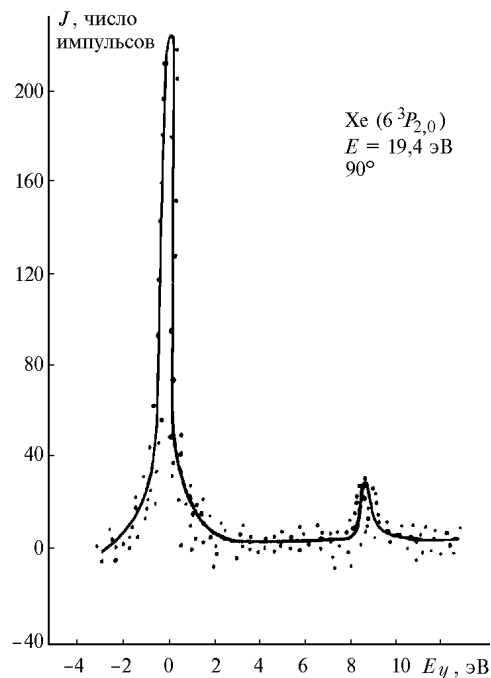


Рис. 7. Энергетический спектр электронов, рассеянных на нижних метастабильных атомах Хе (${}^3P_{2,0}$) при угле 90°

На рис. 7 в виде точек показан график характерного электронного спектра, полученный при рассеянии электронов на метастабильных атомах Хе (${}^3P_{2,0}$).

Приведенный спектр – это результат трех проходов, в которых автоматически обнаружены и удалены выбросы интенсивности сигнала, вызванные сбоями в регистрирующей аппаратуре. Разброс экспериментальных точек находится на уровне полезного сигнала. Поэтому на этом же графике приведена сплошная результирующая кривая, которая получена методом сглаживания участка спектра из пяти точек с целью отделения истинного сигнала от обычного статистического шума.

Полученный спектр расшифрован нами следующим образом. Максимум, приходящийся на область энергии

вблизи нуля, соответствует упругому рассеянию электронов на метастабильных атомах ксенона. Максимум, находящийся при энергии 8,5 эВ, соответствует сверхупругому столкновению: $\text{Xe}(6^3P_{2,0}) + e \rightarrow \text{Xe}(5^1S_0) + e + E$. Чтобы добиться больших концентраций электронного пучка, в этих экспериментах была заведомо увеличена пропускная способность электронов в монохроматоре, поэтому другие процессы и переходы не наблюдались. Эксперименты, проведенные при энергиях пучка электронов больше 19 эВ, показывают, что с увеличением энергии наблюдается значительное уменьшение сигнала от сверхупругого столкновения, что связано с общей закономерностью в поведении сечений удара второго рода в зависимости от энергии. Следует отметить, что интенсивность сигнала от ударов второго рода в десять раз меньше интенсивности сигнала упругого рассеяния электронов на метастабильных атомах ксенона. Величина амплитуды упругого пика с ростом энергии медленных электронов уменьшается по закону $q_{\text{упр}} \sim E^{-3}$, что не противоречит теоретическим расчетам Робинсона [8].

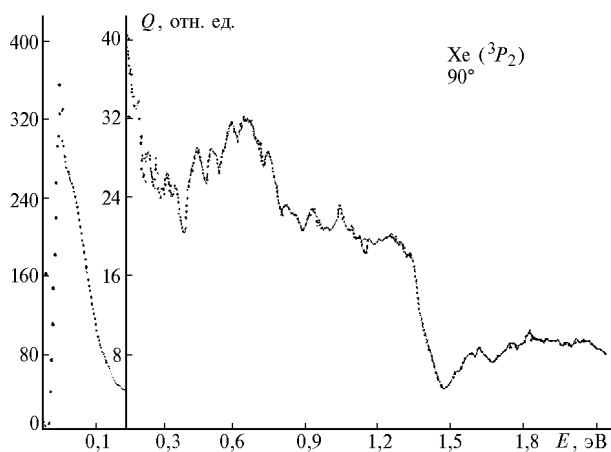


Рис. 8. Сечение девозбуждения $\text{Xe}(6^3P_2)$ при угле 90°

Для автоматизации процесса обработки полученных данных был создан комплекс программ. Он позволял отфильтровать данные графика, оцифровать его и сглаживать их численными методами. Затем полученный массив данных обрабатывался по формуле детального равновесия (Клейна и Росселанда)

$$Q_{21} = Q_{12} g_1(E_b + E)/(g_2 E),$$

где Q_{21} – эффективное сечение неупругих ударов второго рода; Q_{12} – эффективное сечение неупругих ударов первого рода; g_1 – статистический вес основного уровня; g_2 – статистический вес метастабильного уровня; E – энергия медленных электронов; E_b – энергия возбуждения метастабильного уровня.

На рис. 8 представлено сечение девозбуждения, рассчитанное для угла 90° по формуле Клейна и Росселанда, на основании измеренного дифференциального сечения возбуждения уровня $\text{Xe}(6^3P_2)$.

Из рис. 8 видно, что в энергетической зависимости сечения девозбуждения проявляется резонансная структура, которая объясняется возникновением отрицательных ионов и их распадом в нижние состояния. Это подтверждается данными их времен жизни, которые определялись по ширине резонанса на кривой сечения девозбуждения. Следует отметить, что полученные значения положения резонансов позволяют их классифицировать так же, как резонансы Фешбаха и формы, предложенные Шульцем в трансмиссионных экспериментах по рассеянию электронов на атомах, находящихся в основном состоянии.

1. Schulz G.J. Resonances in electron impact on atoms // Rev. Mod. Phys. 1973. V. 45. P. 378–422.
2. Меццу Г. Отрицательные ионы. М.: Мир, 1979. 754 с.
3. Knakoo M.A., Newell W.R., Smith A.C.H. Electron impact excitation from a $^1\Delta_g$ state molecular oxygen // J. Phys. B.: Atom. Molec. Phys. 1983. V. 16. P. L317–L322.
4. Hermann H.W., Hertel I.V., Reiland W., Stamatovic A., Stoll W. Measurement of the collision induced alignment in the differential scattering by laser - excited atoms: $3p$ to ns transitions excited by electron scattering on sodium // J. Phys. B.: Atom. Molec. Phys. 1977. V. 10. P. 251–267.
5. Register D.F., Trajmar S., Jensen S.W., Poe R.T. Electron scattering by laser-excited barium atoms // Phys. Rev. Lett. 1978. V. 41. N 11. P. 749–752.
6. Muller-Fiedler R., Schlemmer P., Jung K., Hotop H., Ehrhardt H. Elastic differential electron scattering from metastable He (2^3S) atoms // J. Phys. B.: Atom. and Molec. Phys. 1984. V.17. P. 259–268.
7. Buckman S.J., Hammon P., Kin G.C., Rea F.H. High-resolution electron impact excitation functions of metastable states of neon, argon, krypton and xenon // J. Phys. B.: Atom. and Molec. Phys. 1983. V. 16. P. 4219–4236.
8. Robinson E.J. Electron scattering by the metastable rare gases // Phys. Rev. 1969. V. 182. P. 196–200.

A.I. Korotkov, G.M. Sorokin, A.N. Podshivalin. Scattering of slow electrons by xenon atoms in various quantum states.

Scattering spectra of slow electrons on standard and metastable xenon atoms are investigated. The functions of resolved lines excitation have been studied. New information on efficient cross section of the electrons scattering by xenon atoms is obtained.