

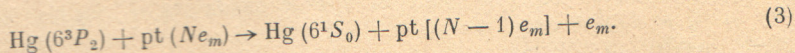
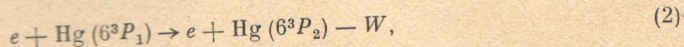
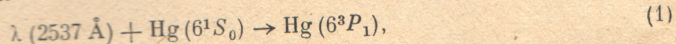
ИССЛЕДОВАНИЕ КУМУЛЯТИВНЫХ ПРОЦЕССОВ ПРИ РАССЕЯНИИ МЕДЛЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ НА АТОМАХ Hg(6^3P_1)

А. И. Коротков

В режиме электронной пушки проведено измерение функции ступенчатого возбуждения, соответствующей переходу в ртути $6^3P_1 \rightarrow 6^3P_2$. Атомы до уровня 6^3P_1 генерировались в результате оптической накачки. Затем электронным ударом они переводились на уровень 6^3P_2 . При взаимодействии метастабилей Hg (6^3P_2) с поверхностью платины выбивались вторичные электроны, ток которых измерялся в зависимости от энергии первичного пучка. Эффективное сечение в максимуме функции ступенчатого возбуждения равно $(1.65 \cdot 10^{-15} \pm 30\%) \text{ см}^2$ при $U_1 = 3.3 \text{ эВ}$.

До настоящего времени кумулятивные (ступенчатые) процессы в основном исследовались в условиях газоразрядной плазмы. Режим электронной пушки применялся для этих целей лишь в немногих работах [1-4]. В большинстве из них измерения проводились в инертных газах и на атомах II группы таблицы Менделеева. Данная работа посвящена изучению функций ступенчатого возбуждения, соответствующей переходу в ртути $6^3P_1 \rightarrow 6^3P_2$.

Для получения нужных нам результатов использовалась электронная пушка, описание которой приведено в [5]. Изменения конструкции трубки были незначительны и связаны с пропуском внешнего излучения с длиной волны 2537 \AA в эквипотенциальное пространство электронной пушки. Исследования проводились при следующих условиях. Давление паров ртути составило $5 \cdot 10^{-3}$ тор, плотность пучка бомбардирующих электронов равна $3 \cdot 10^{-4} \text{ А} \cdot \text{см}^{-2}$ при полуширине разброса электронов до энергиям 0.3 эВ . Суть проводимых исследований можно описать следующими процессами:



Детектирование атомов в состоянии 6^3P_2 осуществлялось по току вторичных электронов, выбиваемых с поверхности платины. Работа выхода с поверхности платины больше энергий возбуждения уровня 6^3P_1 и меньше энергии возбуждения уровня 6^3P_2 . Для регистрации тока вторичных электронов применялся электромметр с нижним пределом чувствительности по току $3 \cdot 10^{-17} \text{ А}$. Ход зависимости тока вторичных электронов от энергии в пучке воспроизводит функцию ступенчатого возбуждения атомов ртути электронным ударом. На рис. 1 представлена зависимость тока вторичных электронов от энергии — бомбардирующих электронов. Условно данную кривую можно разделить на две области. Первая область соответствует непосредственно процессам, описываемым реакциями (2) и (3). При достижении энергии электронов в пучке $\sim 5 \text{ эВ}$ начинается пря-

мое возбуждение уровней 6^3P_1 , что приводит к резкому возрастанию тока вторичных электронов.

С целью учета вклада в ток вторичных электронов прямого возбуждения уровня Hg (6^3P_2) в отсутствие внешнего источника света измерялась функция прямого возбуждения уровня Hg (6^3P_2). Эти результаты совпали с данными Борста [6]. Ход функции ступенчатого возбуждения был восстановлен путем вычитания из суммарного тока вторичных электронов, обусловленных прямым и ступенчатым возбуждением уровня 6^3P_2 , тока вторичных электронов, выбиваемых за счет прямого возбуждения уровня 6^3P_2 .

Для определения абсолютных величин эффективных сечений ступенчатого возбуждения использовались следующие данные. Применительно к условиям эксперимента уравнение баланса для уровня 6^3P_2 имеет вид

$$\frac{j_m}{e} q_{ст. n_1} = n_2 A, \quad (4)$$

где j_m — плотность пучка бомбардирующих электронов, e — заряд электрона, $q_{ст.}$ — сечение ступенчатого возбуждения уровня 6^3P_2 , n_1 и n_2 — заселенность уровней 6^3P_1 и 6^3P_2 соответственно, A — вероятность диффузии метастабилей к стенкам.

Установим связь между током вторичных электронов i_γ , выбиваемых с металлической поверхности под действием метастабильных атомов, и их концентрацией n_2 . Обозначим коэффициент эмиссии вторичных электронов через γ_m . По определению

$$\gamma_m = \frac{n_e'}{n_m}. \quad (5)$$

Коэффициент γ_m численно равен отношению количества выбиваемых электронов на один падающий метастабильный атом. Данное соотношение по написанию не изменится, если его отнести к единице объема и учесть эффективную площадь, на которой происходит релаксация метастабильных атомов.

В этом случае имеем

$$\gamma_m = \frac{\omega n_e}{4\pi n_2}, \quad (6)$$

где ω — телесный угол, под которым детектор метастабильных атомов виден из центра камеры столкновений.

В данном эксперименте отношение $\omega/4\pi$ равно 0.6. Определим из уравнения (4) значение n_2 и подставим в формулу (6). При этом получим

$$\gamma_m = \frac{4\pi n_e S_n e A}{\omega i_m q_{ст. n_1}}, \quad (7)$$

где $S_n = 0.28 \text{ см}^2$ — сечение электронного пучка. Домножим и разделим правую часть равенства (7) на эффективную длину рассеяния x в камере столкновений и введем обозначение

$$i_\gamma = n_e e A x S_n. \quad (8)$$

На основании формул (7) и (8) можно записать выражение для тока вторичных электронов

$$i_\gamma = \frac{\omega}{4\pi} i_m \gamma_m q_{ст. n_1} x. \quad (9)$$

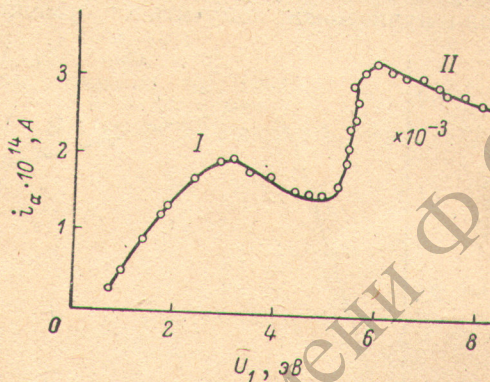


Рис. 1. Зависимость тока вторичных электронов от энергии в пучке.

Аналогичные по написанию формулы в случае прямого возбуждения приводятся в работах [5, 8].

Если в формуле (9) $q_{ст.} n_1$ заменить из формулы (4), то получим прямую зависимость между i_γ и концентрацией метастабильных атомов

$$i_\gamma = z n_2, \quad (10)$$

где $z = (\omega/4\pi) \gamma_m e A x S_n$ — есть некоторая постоянная величина для данных условий эксперимента.

Применительно к данным условиям эксперимента на основании формулы (4) можно констатировать, что $q_{ст.} = f(n_2)$.

Это означает, что $i_\gamma = f(q_{ст.})$. Тот же вывод следует и из формулы (9), так как n_1 , равно как и другие величины, за исключением энергии бомбардирующих электронов, не меняются. При фиксированной энергии электронов в пучке можно получить информацию об n_1 в зависимости от внешних параметров, в частности, от режима работы ВЧ лампы, используемой для оптической накачки.

В данной работе абсолютные значения эффективного сечения ступенчатого возбуждения определялись по формуле (9). Значение γ_m вычислялось по эмпирическим формулам, приводимым в [7] и сравнивалось с данными, полученными Борстом [8]. По нашим оценкам, величина γ_m для релаксации атомов Hg (6^3P_2) на поверхности платины равна $2.4 \cdot 10^{-5}$.

Концентрация возбужденных атомов n_1 на уровне 6^3P_1 определялась по формуле, взятой из работы [9]

$$n_1 = \frac{N_{кв.} \lambda_0^2 N g_2}{4\pi \Delta \nu_D g_1}, \quad (11)$$

где $N_{кв.}$ — число фотонов, пересекающих площадку в 1 см^2 за 1 с ; $\Delta \nu_D$ — доплеровская ширина линии, N — концентрация нормальных атомов, g_i — статистические веса.

В соотношении (11) величина N определялась по упругости пара, а полуширина линии $\Delta \nu_D$ рассчитывалась по формуле, приводимой в [10]. Число фотонов $N_{кв.}$ определялось экспериментально. С этой целью была собрана отдельная оптическая схема, состоящая из высокочастотной шариковой безэлектродной ртутной лампы (ВБРЛ), используемой в качестве источника оптической накачки, и водородной лампы в ультрафиолетовой области спектра типа ВСФУ-3. Питание водородной лампы осуществлялось от электронного стабилизатора ЭЛС-86 при силе тока 0.3 А . В качестве приемника излучения использовался ФЭУ-39 А. Длина волны 2537 \AA выделялась с помощью интерференционного фильтра с полушириной пропускания 60 \AA . Диаметр окна ФЭУ-39 А соответствовал входному окну электронной пушки. Измеряя сигналы от ВБРЛ и ВСФУ-3, по известным формулам нами определялось число фотонов, падающих на поверхность ФЭУ-39 А или в эквипотенциальное пространство пушки. Пленением излучения в пространстве пушки пренебрегалось. При этих условиях концентрация атомов на уровне Hg (6^3P_1) равна $6 \cdot 10^9 \text{ ат/см}^3$.

На рис. 2 приведен ход зависимости эффективного сечения ступенчатого возбуждения от энергии бомбардирующих электронов. Из рис. 2 видно, что в указанном интервале энергий функция ступенчатого возбуждения имеет одиночный максимум. Эффективное сечение в максимуме функции ступен-

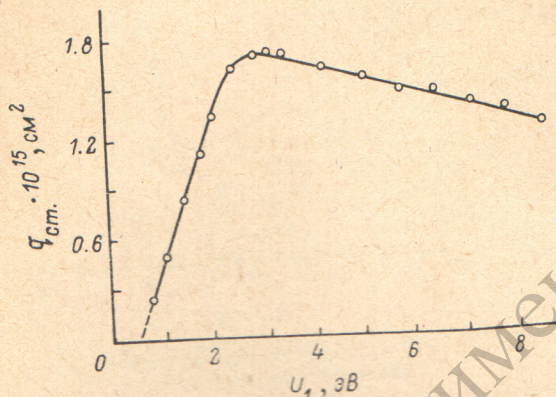


Рис. 2. Зависимость эффективного сечения ступенчатого возбуждения от энергии электронов.

денных атомов n_1 на уровне 6^3P_1 определялась по формуле, взятой из работы [9]

чатого возбуждения равно $(1.65 \cdot 10^{-15} \pm 30\%) \text{ см}^2$ при энергии бомбардирующих электронов $U_1 = 3.3 \text{ эВ}$.

Литература

- [1] К. И. Розгачев, В. А. Фабрикант. ДАН СССР, *114*, 528, 1957.
- [2] И. И. Шафраньош, И. С. Алексахин, И. П. Запесочный. Письма в ЖЭТФ, *19*, 271, 1974.
- [3] А. И. Коротков, С. М. Казаков. Тез. докл. VI ВКЭАС, 105. Тбилиси, 1975.
- [4] А. А. Митерьева, Н. П. Пенкин. Опт. и спектр., *38*, 404, 1975.
- [5] G. I. Schulz, R. E. Fox. Phys. Rev., *106*, 1179, 1957.
- [6] W. L. Borst. Phys. Rev., *181*, 257, 1969.
- [7] А. И. Коротков. Взаимодействие атомных частиц с твердым телом, ч. III, 145. Харьков, 1976.
- [8] W. L. Borst. Rev. Sci. Instrum., *42*, 1543, 1971.
- [9] О. Е. Пушкарев. ЖЭТФ, *56*, 551, 1969.
- [10] С. Э. Фриш. Оптические спектры атомов. М.—Л., 1963.

Поступило в Редакцию 14 марта 1977 г.