

О ФУНКЦИИ ВОЗБУЖДЕНИЯ МЕТАСТАБИЛЬНОГО УРОВНЯ РТУТИ 6^3P_0

А. И. Коротков

Электрическим методом, основанным на регистрации кинетической энергии электронов, претерпевших неупругие удары 2-го рода с метастабильными атомами ртути, измерена функция возбуждения для перехода $6^3P_0 \rightarrow 6^1S_0$. Затем на основании соотношения Клейна и Росселанда восстановлена функция возбуждения для неупругих ударов 1-го рода, соответствующая переходу $6^1S_0 \rightarrow 6^3P_0$. На функции возбуждения обнаружено два максимума тонкой структуры.

1. Оптические функции возбуждения исследуются в приборах типа трубок Ганле и Шаффернихта [1], когда энергия прямого электронного возбуждения в конечном счете переходит в энергию электромагнитного поля излучающих атомов. В последнее время на оптических функциях возбуждения атомов С. Э. Фришем с сотрудниками [2] была обнаружена тонкая структура. В этих работах экспериментальное изучение возбуждения атомов проводилось с помощью моноэнергетических пучков электронов. В условиях однократных столкновений ход зависимости интенсивности линий I при разных скоростях U_3 возбуждающих электронов воспроизводит оптическую функцию возбуждения.

Подобный метод не применим для исследования функций возбуждения метастабильных уровней, так как радиационные переходы с них запрещены правилами отбора. Как известно, в настоящее время функции возбуждения метастабильных состояний атомов ртути $6^3P_{0,2}$ точно не исследованы. Данные Моллера [3], полученные для этих уровней, носят приближенный характер, так как им проведены косвенные расчеты результатов измерений в положительном столбе тлеющего разряда.

Для исследования функции возбуждения метастабильного уровня ртути 6^3P_0 нами применен электрический метод, основанный на регистрации кинетической энергии электронов, претерпевших неупругие удары 2-го рода с метастабильными атомами. По аналогии с оптическими измерениями, эффективные сечения неупругих ударов 2-го рода q_{21} в условиях однократных столкновений можно представить как функцию анодного тока i_a , обусловленного неупругими ударами метастабильных атомов ртути 6^3P_0 с свободными электронами. Кривая зависимости $i_a = f(U_3)$ будет воспроизводить функцию возбуждения соответствующего метастабильного уровня для неупругих ударов 2-го рода.

2. Атомы ртути могут быть возбуждены на уровень 6^3P_0 либо электронными ударами, либо облучением резонансными линиями [4, 5]. Вторым способом имеет в ряде случаев преимущества, однако он приводит к усложнению экспериментальной методики и не удовлетворяет поставленной нами задаче.

Поэтому в настоящей работе возбуждение уровня 6^3P_0 происходило электронным ударом от генератора импульсов Г5-ЗБ. Этот метод оказался наиболее результативным, так как в импульсном режиме с катода отбирается большая плотность тока, что приводит к увеличению концентрации метастабильных атомов на уровне 6^3P_0 . Кроме того, работая в промежуток времени, лежащем за задним фронтом прямоугольного импульса,

можно изучать исследуемые процессы независимо от действия этого импульса.

3. Измерения проводились на установке, блок-схема которой показана на рис. 1. В основу конструкции трубки было взято устройство, предложенное Запесочным и Шпеником [6] с той лишь разницей, что на участке $K-A_3$ дополнительно подключался генератор прямоугольных импульсов Г5-ЗБ для прямого возбуждения уровня 6^3P_0 . При величине дополнительного положительного импульса ($4.8 \div 5$) в, приложенного между катодом K и электродом A_3 , энергия в пучке была достаточной для возбуждения уровня 6^3P_0 . На этом же участке электроны дополнительно ускорялись постоянной разностью потенциалов, создаваемой от батареи

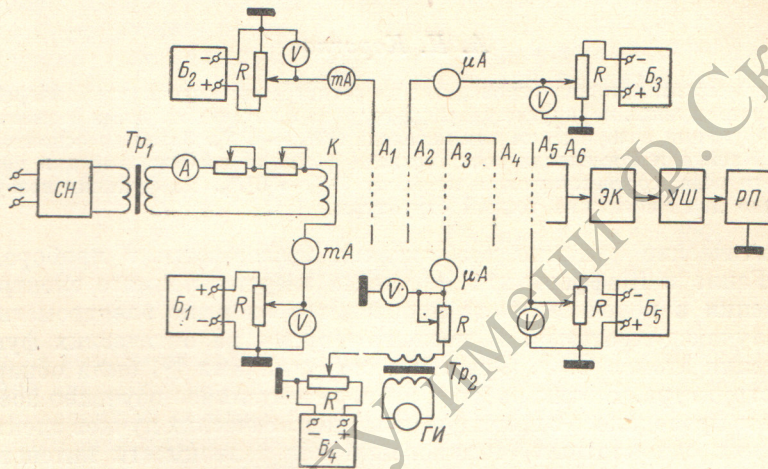


Рис. 1. Блок-схема установки.

СН — стабилизатор напряжения, B_1-B_5 — батареи 13АМЦГ-V-05, $R=10^3$ ом, Tr_1 и Tr_2 — трансформаторы, ГИ — генератор импульсов Г5-ЗБ, УШ — усилитель широкополосный типа «ТС»; РП — регистрирующий прибор (осциллограф ДЭСО-1).

13АМЦГ-V-05. Максимальное значение этой энергии U_3 было на ($1 \div 1.5$) эв ниже порога возбуждения уровня 6^3P_0 . Распределение энергии медленных электронов U_3 в пучке по скоростям в парах ртути при их давлении ($7.5 \cdot 10^{-4} \div 5 \cdot 10^{-3}$) мм рт. ст. составило от 0.2 до 0.3 эв. Плотность тока, обусловленная постоянной составляющей составляющей на электрод A_3 , не превышала значения от $6 \cdot 10^{-6}$ до $7.5 \cdot 10^{-5}$ а·см $^{-2}$.

Работа электронной пушки на участке A_3-A_6 описана нами ранее [7]. Метастабильные атомы, находящиеся в эквипотенциальном пространстве A_3-A_4 , испытывают неупругие удары 2-го рода с медленными электронами, энергия которых увеличивается от U_3 до U_3+U_{my} , где U_m — энергия возбуждения метастабильного уровня. Возбуждение метастабильного уровня происходит в момент прохождения прямоугольного импульса. При отсутствии импульса атомы, находящиеся в нормальном состоянии, не возбуждаются. Разрушение уровня 6^3P_0 как в момент прохождения импульса тока, так и после его окончания в основном происходит вследствие диффузии метастабильных атомов к стенкам разрядной трубки, ударов 2-го рода с электронами и атомами, а также ступенчатого возбуждения. В условиях наших экспериментов не наблюдалось заметного свечения вследствие малого высвечивающего объема и импульсного возбуждения с большой связностью.

Анализ электронов по скоростям проводился на участке A_5-A_6 . В отличие от предыдущей работы [7] задерживающее поле подается на отдельный электрод A_5 от батареи 13АМЦГ-V-05, а сигнал проходит на электрод A_6 , соединенный с многокаскадным ламповым электрометром (блок ЭК).

Затем сигнал проходил через широкополосный усилитель типа «ТС», соединенный с осциллографом ДЭСО-1 (блок РП).

4. При наличии атомов в метастабильном состоянии 6^3P_0 ток на электрод A_6 при отсутствии тормозящего напряжения на электроде A_5 состоит из упруго рассеянных электронов и электронов, испытавших неупругие удары 1-го и 2-го рода. С увеличением тормозящего напряжения на электроде A_5 основной пучок может полностью отразиться, и только электроны, энергия которых увеличилась от U_3 до $U_3 + U_m$, смогут достигнуть электрода A_6 . Кривые торможения снимались в интервале $t = (2 \div 4) \tau_i$, где τ_i — длительность импульса, для каждого минимального значения напряжения U_3 . Например, при $U_3 = 0.6$ эв задерживающее поле на электроде A_5 изменялось от 0 до -5 в. Было установлено, что для этих значений t сигнал не может быть изменен между 0 и -2.7 в. Таким образом, минимальное задерживающее поле, которое необходимо приложить к электроду A_5 при $U_3 = 0.6$ эв., должно быть по абсолютной величине ≥ 2.7 эв. Затем для данного значения задерживающего поля, определенного при минимальной величине U_3 , исследовалась зависимость $i_6 = f(U_3)$.

Измерение величины анодного тока i_6 осложняется рядом побочных эффектов. Сюда прежде всего следует отнести вторичную электронную эмиссию с поверхности электродов под действием электронов в пучке и его рассеяние от поверхности электродов. Чтобы исключить влияние этого эффекта, мы измеряли ток на электрод A_6 , как при наличии ртутных паров в трубке, так и в отсутствие их. Кроме того, для лучшей коллимации электронного пучка было применено магнитное поле ~ 150 гс, создаваемое длинным соленоидом. На величину анодного тока также может оказывать влияние эмиссия электронов с поверхности электродов под действием метастабильных атомов, а также явление фотоэффекта. В отличие от работы [4], в которой учитывался остаток тока с анода, обусловленный освещением трубки резонансной линией ртути 2537 \AA , в наших измерениях остаток отсутствовал, так как уровень 6^3P_0 возбуждался электронным ударом. Здесь можно учесть резонансное излучение линии 2537 \AA при электронном возбуждении уровня 6^3P_1 . Но вклад этого эффекта ($i_6 \approx 4 \cdot 10^{-16}$ а) в анодный ток i_6 по нашим расчетам намного меньше эффекта, обусловленного ударами 2-го рода метастабильных атомов с электронами. Часть анодного тока, обусловленная эмиссией электронов под действием метастабильных атомов, оценена из сравнения с опытными данными, полученными Уэббом [8]. Кривая $i_6 = f(U_3)$ снималась в наиболее благоприятных условиях эксперимента для $t = 2.8 \tau_i$. Величина тока i_6 при наличии ртутных паров для $t = 2.8 \tau_i$ изменялась от $8 \cdot 10^{-14}$ до $8 \cdot 10^{-15}$ а.

5. Зависимость $i_6 = f(U_3)$ была использована для нахождения эффективных сечений неупругих ударов 2-го рода. Затем на основании этих данных и соотношения Клейна и Расселанда [9] было рассчитано эффективное сечение возбуждения для перехода $6^1S_0 \rightarrow 6^3P_0$. Результаты этих измерений и расчетов представлены на рис. 2, где сплошная кривая дает зависимость измеренного эффективного сечения от скорости электронов, а штриховая линия экстраполирована на нулевую энергию $U_3 = 0$. При таком условии, т. е. когда $U_3 = 0$, предполагалось, что сечение для неупругих ударов 1-го рода равно нулю. Таким образом, на функции возбуждения, соответствующей переходу $6^1S_0 \rightarrow 6^3P_0$, обнаружено два максимума

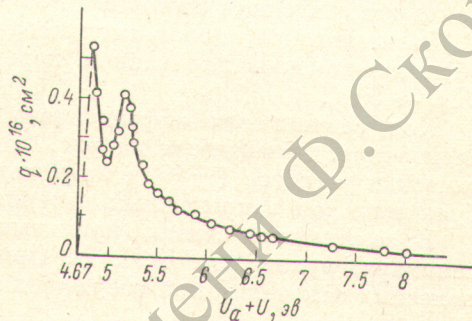


Рис. 2. Зависимость эффективного сечения от скорости электронов.

Затем сигнал проходил через широкополосный усилитель типа «ТС», соединенный с осциллографом ДЭСО-1 (блок РП).

4. При наличии атомов в метастабильном состоянии 6^3P_0 ток на электрод A_6 при отсутствии тормозящего напряжения на электроде A_5 состоит из упруго рассеянных электронов и электронов, испытавших неупругие удары 1-го и 2-го рода. С увеличением тормозящего напряжения на электроде A_5 основной пучок может полностью отразиться, и только электроны, энергия которых увеличилась от U_3 до $U_3 + U_m$, смогут достигнуть электрода A_6 . Кривые торможения снимались в интервале $t = (2 \div 4) \tau_i$, где τ_i — длительность импульса, для каждого минимального значения напряжения U_3 . Например, при $U_3 = 0.6$ эв задерживающее поле на электроде A_5 изменялось от 0 до -5 в. Было установлено, что для этих значений t сигнал не может быть измерен между 0 и -2.7 в. Таким образом, минимальное задерживающее поле, которое необходимо приложить к электроду A_5 при $U_3 = 0.6$ эв., должно быть по абсолютной величине ≥ 2.7 эв. Затем для данного значения задерживающего поля, определенного при минимальной величине U_3 , исследовалась зависимость $i_6 = f(U_3)$.

Измерение величины анодного тока i_6 осложняется рядом побочных эффектов. Сюда прежде всего следует отнести вторичную электронную эмиссию с поверхности электродов под действием электронов в пучке и его рассеяние от поверхности электродов. Чтобы исключить влияние этого эффекта, мы измеряли ток на электрод A_6 как при наличии ртутных паров в трубке, так и в отсутствие их. Кроме того, для лучшей коллимации электронного пучка было применено магнитное поле ~ 150 гс, создаваемое длинным соленоидом. На величину анодного тока также может оказывать влияние эмиссия электронов с поверхности электродов под действием метастабильных атомов, а также явление фотоэффекта. В отличие от работы [4], в которой учитывался остаток тока с анода, обусловленный освещением трубки резонансной линией ртути 2537 \AA , в наших измерениях остаток отсутствовал, так как уровень 6^3P_0 возбуждался электронным ударом. Здесь можно учесть резонансное излучение линии 2537 \AA при электронном возбуждении уровня 6^3P_1 . Но вклад этого эффекта ($i_\phi \approx 4 \cdot 10^{-16}$ а) в анодный ток i_6 по нашим расчетам намного меньше эффекта, обусловленного ударами 2-го рода метастабильных атомов с электронами. Часть анодного тока, обусловленная эмиссией электронов под действием метастабильных атомов, оценена из сравнения с опытными данными, полученными Уэббом [8]. Кривая $i_6 = f(U_3)$ снималась в наиболее благоприятных условиях эксперимента для $t = 2.8 \tau_i$. Величина тока i_6 при наличии ртутных паров для $t = 2.8 \tau_i$ изменялась от $8 \cdot 10^{-14}$ до $8 \cdot 10^{-15}$ а.

5. Зависимость $i_6 = f(U_3)$ была использована для нахождения эффективных сечений неупругих ударов 2-го рода. Затем на основании этих данных и соотношения Клейна и Расселанда [9] было рассчитано эффективное сечение возбуждения для перехода $6^1S_0 \rightarrow 6^3P_0$. Результаты этих измерений и расчетов представлены на рис. 2, где сплошная кривая дает зависимость измеренного эффективного сечения от скорости электронов, а штриховая линия экстраполирована на нулевую энергию $U_3 = 0$. При таком условии, т. е. когда $U_3 = 0$, предполагалось, что сечение для неупругих ударов 1-го рода равно нулю. Таким образом, на функции возбуждения, соответствующей переходу $6^1S_0 \rightarrow 6^3P_0$, обнаружено два максимума

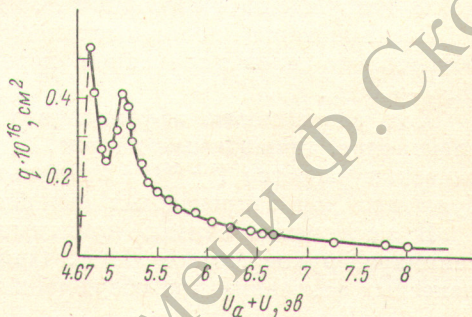
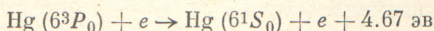


Рис. 2. Зависимость эффективного сечения от скорости электронов.

тонкой структуры. Первый основной максимум (начало сплошной кривой) расположен на 0.13 эв выше потенциала возбуждения уровня 6^3P_0 . Второй дополнительный отстоит выше на 0.31 эв от основного. Наличие основного максимума, расположенного вблизи порога возбуждения, видимо, можно объяснить по аналогии с основным резонансным пиком для излучающего уровня 6^3P_1 , так как это сделано в работе [10]. Однако для данного процесса



не исключена возможность и той интерпретации, которая приведена в работах [11, 12], т. е. предположения, что при взаимодействии метастабильного атома со свободным электроном может возникнуть короткоживущий ион в возбужденном состоянии P .

Возникновение дополнительного максимума, по всей вероятности, обусловлено превалярованием переходов $6^3P_0 \rightarrow 6^3P_1$ над переходами $6^3P_1 \rightarrow 6^3P_0$.

Ход зависимости эффективного сечения возбуждения от энергии электронов, приводимый на рис. 2, не противоречит результатам теоретических расчетов [13, 14] и правильно отражает поведение функции возбуждения для запрещенных интеркомбинационных переходов.

В заключение считаю приятным долгом поблагодарить участников семинара, руководимого Н. А. Прилежаевой, за ряд ценных советов и полезных замечаний при обсуждении некоторых вопросов данной работы.

Литература

- [1] W. Hanle, W. S. Chaffernicht. *Zs. Physik*, **6**, 905, 1930.
- [2] С. Э. Фриш. *Оптические спектры атомов*, М.—Л., 1963.
- [3] A. Mohler. *J. Res. Nat. Bur. Stand.*, **9**, 493, 1932.
- [4] G. Lattischeff, A. Leipunski. *Zs. Physik*, **65**, 111, 1930.
- [5] M. Brule, M. J. Dague. *C. R. Acad. Sci.*, **263**, 1312, 1966.
- [6] И. П. Запесочный, О. Б. Шпенник. *Изв. АН СССР*, **27**, 1033, 1963.
- [7] А. И. Коротков. *Изв. вузов, физика*, **11**, 63, 1968.
- [8] K. Webb. *Phys. Rev.*, **24**, 113, 1924.
- [9] O. Klein, M. Rosseland. *Zs. Physik*, **4**, 46, 1921.
- [10] И. П. Запесочный, О. Б. Шпенник. *ДАН СССР*, **160**, 1053, 1965.
- [11] U. Fano, J. W. Cooper. *Phys. Rev.*, **138**, A400, 1965.
- [12] С. Н. Варшавский, Н. П. Пенкин. *Тез. докл. II Всесоюзной конференции по физике низкотемпературной плазмы*. Минск, 1968.
- [13] В. И. Очкур. *ЖЭТФ*, **45**, 734, 1963.
- [14] J. C. McConnell, B. L. Moiseiwitsch. *Phys. Rev.*, № 2, 405, 1968.

Поступило в Редакцию 24 апреля 1969 г.