Записки Ленинградского ордена Ленина и ордена Трудового Красного Знамени горного института им. Г. В. Плеханова т. LI, вып. 3, 1970 г.

СПЕКТРОСКОПИЧЕСКОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОГО СЕЧЕНИЯ ВОЗБУЖДЕНИЯ НОРМАЛЬНОГО ИОНА РТУТИ ЭЛЕКТРОННЫМ УДАРОМ

С. П. Варшавский

За последние годы различные свойства низкотемпературной газоразрядной плазмы находят все более широкое применение в газоразрядных приборах, квантовых усилителях и генераторах, различных источниках света, плазменных генераторах и т. д.

Изучение низкотемпературной плазмы позволяет получить ценную информацию об элементарных процессах, происходящих в газоразрядной плазме. Особенно важны сведения об эффективных сечениях столкновений электронов с атомами и ионами.

В литературе существует достаточно большой экспериментальный материал по определению абсолютных сечений возбуждения различных атомов электронным ударом (функций возбуждения). Данных по абсолютным функциям возбуждения ионов нет. До настоящего времени были измерены (в относительных единицах) лишь функции возбуждения некоторых спектральных линий ионов ртути [8], лежащих в ближней ультрафиолетовой области. Настоящая работа посвящена измерению абсолютного сечения возбужденного иона ртути в состоянии $6^2P_{\frac{1}{2}}$.

Условия эксперимента. В ртутно-аргоновой плазме [3] при давлениях аргона свыше 10^{-1} *мм рт. ст.* и высоких плотностях

тока разряда $J=100$ *ма/см*^{2} ион ртути в состоянии $6^2P_{\frac{1}{2}}$ возбуждается, в основном, при столкновении электрона с нормальным ионом ртути

$$Hg^+(6^2S_{\frac{1}{2}}) + e \rightarrow Hg^{*+}(6^2P_{\frac{1}{2}}) + e.$$

Прямым возбуждением иона и через возбужденные атомарные уровни в указанных условиях можно пренебречь. Заселение уровня $6^2P_{\frac{1}{2}}$ за счет каскадных переходов с вышележащих уровней отсутствует, ввиду их малой заселенности. Подтверждается это тем, что интенсивная линия $\lambda=2260$ Å, оканчивающаяся на исследуемом уровне $6^2P_{\frac{1}{2}}$, отсутствует. Так как радиационное время жизни возбужденного иона мало ($\tau=3\cdot10^{-9}$ *сек*) и концентрации электронов и нормальных ионов меньше 10^{12} *см*^{3} [7], можно считать, что единственным процессом разрушения уровня $6^2P_{\frac{1}{2}}$ является спонтанный переход иона с этого уровня в нормальное состояние. При этом излучается квант с длиной волны $\lambda=1942$ Å.

Обсуждаемые процессы разрушения и заселения уровня подтвердились экспериментально [3] исследованием зависимости интенсивности резонансной линии $\lambda=1942$ Å от тока при различных давлениях аргона.

Таким образом, уравнение баланса для уровня $6^2P_{\frac{1}{2}}$ можно представить в виде

$$N_i n_e < Qv > = N_k A_{ki}, \qquad (1)$$

где N_i, n_e, N_k — концентрации, соответственно, ионов ртути в нормальном состоянии, электронов и возбужденных ионов в состоянии $6^2P_{\frac{1}{2}}$; $< Qv >$ — усредненное по скоростям сечение возбуждения уровня $6^2P_{\frac{1}{2}}$ при столкновении электрона с нормальным ионом; A_{ki} — вероятность спонтанного перехода возбужденного иона в нормальное состояние.

Абсолютная интенсивность спектральной линии определяется выражением

$$I_{ki} = N_k A_{ki} h \frac{c}{\lambda_{ki}}, \qquad (2)$$

где h — постоянная Планка; c — скорость света; λ_{ki} — длина волны исследуемого перехода.

Из выражений (1) и (2) получим

$$< Qv > = \frac{I_{ki}\lambda_{ki}}{N_i n_e hc}. \qquad (3)$$

В более ранних исследованиях было показано, что в ртутно-аргоновой плазме все ионы практически принадлежат Hg II, следовательно, $N_i = n_e$. Таким образом, для измерения усредненного сечения необходимо знать концентрацию электронов в плазме и абсолютную яркость спектральной линии $\lambda = 1942$ Å, которая излучается при переходе

$$6^2P_{\frac{1}{2}} \rightarrow 6^2S_{\frac{1}{2}}.$$

Источник света. Определить абсолютные яркости в короткой ультрафиолетовой области спектра чрезвычайно трудно. В настоящее время для этой области не существует эталонного источника света типа банд-лампы, так как излучение ее уже в области 2500 Å становится ничтожно малым. Поэтому определить абсолютную интенсивность исследуемой линии по абсолютной интенсивности источника сравнения можно лишь через промежуточный и достаточно хорошо изученный источник света, дающий интенсивный сплошной спектр в ультрафиолетовой области. Таким источником является разряд в водороде. Практически удобно для сравнения использовать низковольтную водородную лампу ВСФУ-3.

Надежных данных по распределению интенсивности в широкой области спектра для этой лампы нет, поэтому для определения абсолютной яркости низковольтной лампы в области 1942 Å необходимо было сравнить спектральные распределения этой лампы и хорошо изученного высоковольтного водородного разряда [4, 5, 6]. Проведенные эксперименты показали, что кривые распределения по спектру несколько отличаются друг от друга (рис. 1).

Как установлено [4, 5], в высоковольтном водородном разряде при диаметре капилляра 4 *мм* распределение интенсивности по спектру не изменяется в достаточно широком интервале тока разряда и давления водорода. Этот факт подтвердился и в наших экспериментах и, следовательно, распределение яркости по спектру в нашей высоковольтной водородной лампе соответствует уже известному [6]. Таким образом, зная распределение интенсивности высоковольтного разряда и сравнивая сигналы от ламп, можно найти спектральное распределение интенсивности в низковольтной водородной лампе с учетом пропускания оптической системы (рис. 1, *б*).

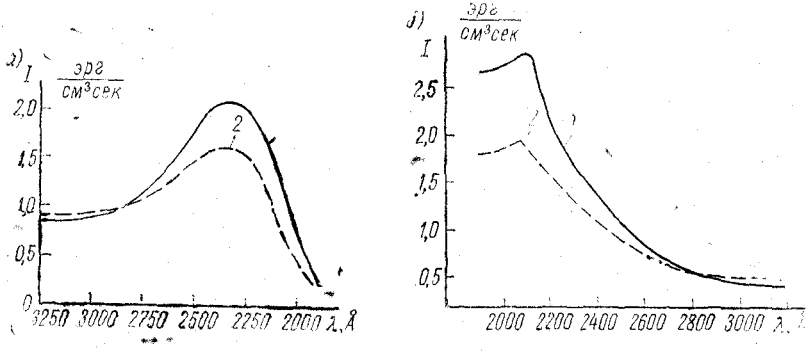


Рис. 1. Спектральное распределение водородного разряда:
а – без учета пропускания прибора; *б* – с учетом пропускания оптической системы;
1 – низковольтный разряд, *2* – высоковольтный

Если в близкой ультрафиолетовой области до 2500 Å кривые практически не отличаются, то в более далекой 2000 Å излучение низковольтной лампы на 30% больше, чем высоковольтной. Точность построения кривой спектрального распределения интенсивности низковольтной лампы по существу определяется только точностью измерения коэффициентов пропускания кварцевого окошка высоковольтной лампы и увиолевого — низковольтной. Суммарная ошибка в измерении коэффициентов пропускания составляет не более 5%. Разное распределение интенсивности, по-видимому, объясняется несколько различными условиями разряда.

Абсолютная яркость водородной лампы. Схема установки для определения абсолютной яркости приведена на рис. 2.

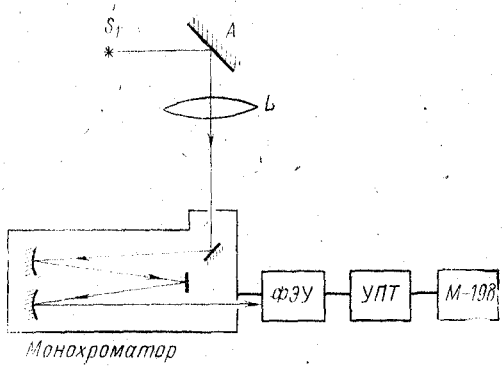


Рис. 2. Установка для градуировки водородной лампы

Входная щель монохроматора и источник света S_1 и S_2 помещались на двойном фокусном расстоянии относительно конденсорной линзы L. Поворотным зеркалом A можно поочередно направлять на щель монохроматора световые потоки от банд-лампы S_1 и водородной лампы S_2. По высоте щель ограничивалась диафрагмой Гартмана. На выходе монохроматора сигнал с фотоумножителя (*ФЭУ*), пропорциональный яркости ламп, через усилитель постоянного тока (*УПТ*) поступал на регистрирующий прибор М-198. Для измерения абсолютной яркости водородной лампы необходимо знать отношение сигналов водородной лампы к банд-лампе, абсолютную яркость банд-лампы и коэффициенты пропускания окошек.

Как известно, спектральная яркость $b_{\lambda T}$ связана со спектральной плотностью $u_{\lambda T}$ для изотропного источника [1] соотношением

$$b_{\lambda T} = \frac{c}{4\pi} u_{\lambda T}, \qquad (4)$$

где T указывает на зависимость приведенных величин от температуры.

Спектральная плотность энергии банд-лампы определяется по формуле

$$u_{\lambda T} = \varepsilon_{\lambda T} u^a_{\lambda T}, \qquad (5)$$

где $\varepsilon_{\lambda T}$ — испускательная способность вольфрама; $u^{a}_{\lambda T}$ — спектральная плотность энергии абсолютно черного тела.

По температуре лампы, измеренной оптическим пирометром, можно вычислить $u^{a}_{\lambda T}$. Зная $\varepsilon_{\lambda T}$ для соответствующей температуры, по уравнениям (4) и (5) можно определить абсолютную яркость банд-лампы, а измерив отношение сигналов ламп и коэффициенты пропускания окошек, — водородной лампы. Чтобы избежать ошибок, температура ленты банд-лампы измерялась при разных токах и в различных участках спектра двумя оптическими пирометрами.

Определить абсолютную яркость водородной лампы описанным способом оказалось возможным только для областей до 2500 Å из-за несоизмеримости сигналов от ламп. Излучение водородной лампы очень быстро возрастает, в то время как энергия банд-лампы резко падает. Уже в области 2550 Å отношение интенсивностей составляет 10^3. Поэтому в более короткой области спектра результаты сравнения нельзя считать достаточно надежными.

По найденному спектральному распределению излучения водородной лампы в области 2600—3000 Å можно определить и абсолютную яркость лампы в области 1942 Å. Она оказалась равной $6{,}1 \cdot 10^{10}$ *мвт/стер см*^{2}.

Погрешность измерения этой величины определяется абсолютной яркостью водородной лампы в области 2600—3000 Å; спектральным распределением излучения и коэффициентами пропускания окошек. Ошибка в измерении коэффициентов пропускания окошек не превышает 5%. Абсолютная яркость измерялась при различных параметрах схемы, что позволило уменьшить погрешность до 10%. Ошибка определения распределения излучения водорода по спектру может составить 20%. Таким образом, суммарная погрешность измерения абсолютной яркости водородной лампы составит не более 40%.

Абсолютная интенсивность ионной линии ртути. Для измерения абсолютной интенсивности использовалась установка, аналогичная изображенной на рис. 3, только вместо банд-лампы устанавливалась разрядная трубка [2].

Мощность излучения спектральной линии в единице объема (интенсивность линии) можно записать в виде

$$I = \frac{4\pi k_{\lambda} k b_{\lambda T} \Delta x \frac{d\lambda}{dx}}{l}, \qquad (6)$$

где k_λ — коэффициент, учитывающий пропускание увиолевого окошка водородной лампы и кварцевого окна разрядной трубки; k — отношение сигнала водородной лампы к сигналу от разрядной трубки; Δx — ширина выходной щели монохроматора; $\frac{d\lambda}{dx}$ — величина, обратная дисперсии прибора; l — длина светящего столба; $b_{\lambda T}$ — спектральная яркость водородной лампы.

В условиях эксперимента излучение резонансной линии иона ($N_i = 10^{11}$ *см*^{3}) ослаблено реабсорбцией. Поэтому в формулу (6) вводилась поправка $S(k_0 l)$, учитывающая поглощение света в самом источнике света. $S(k_0 l)$ является функцией, зависящей от оптической плотности $k_0 l$, и рассчитывается с учетом сверхтонкой структуры резонансной линии иона (рис. 3).

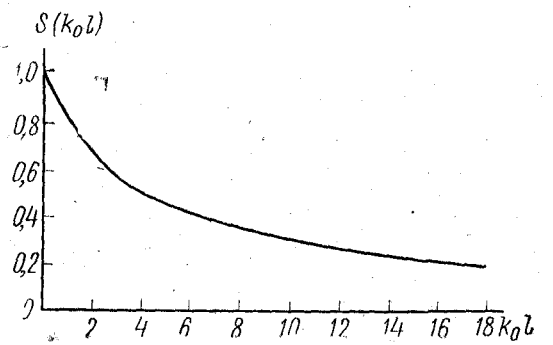


Рис. 3. Зависимость $S(k_0 l)$ от оптической плотности

Зная концентрации ионов в плазме, можно вычислить оптическую плотность и по графику определить поправку $S(k_0 l)$. Измерив k и зная остальные параметры установки, мощность излучения единицы объема можно определить по формуле

$$I = \frac{4\pi k k_\lambda b_{\lambda T} \Delta x \frac{d\lambda}{dx}}{l S(k_0 l)}. \qquad (7)$$

Электрокинетические параметры плазмы. Для измерения концентраций электронов применялась двухзондовая электрическая схема [2], позволявшая одновременно регистрировать

вольтамперную характеристику и вторую производную зондового тока, по которым определялось распределение электронов по энергии. Как показали предшествующие измерения [3], в положительном столбе ртутно-аргонового разряда ионов аргона значительно меньше ртути, поэтому, учитывая условие квазинейтральности плазмы, можно считать, что концентрация электронов равна концентрации ионов ртути. Концентрация электронов измерялась в точке максимума второй производной с последующим умножением их на эмпирически найденный коэффициент 2 [3], так как зондовый ток при потенциале пространства занижен из-за вторичных эффектов, происходящих на поверхности зонда.

Абсолютное сечение возбуждения иона. Одновременное измерение абсолютной интенсивности резонансной линии иона ртути и электронной концентрации позволило по формуле (3) определить усредненное сечение исследуемого процесса

$$< Qv > = \int_V^\infty Q(V) \sqrt{V} F(V)\, dV,$$

где V — энергия электронов; $F(V)$ — функция распределения электронов по энергии.

Для вычисления абсолютного сечения необходимо знать функцию возбуждения иона $Q(V)$ и функцию распределения электронов по энергии.

Многочисленными экспериментами, проведенными в последнее время, установлено, что при давлениях газа в разряде свыше 10^{-2} *мм рт. ст.* не наблюдается максвелловского распределения, а происходит увеличение доли электронов средней энергии и уменьшение быстрых. Некоторые функции распределения электронов при различных токах разряда i и давлениях аргона p приведены на рис. 4.

Распределение электронов по энергии в ртутно-аргоновой плазме [3] хорошо описывается эмпирически подобранной функцией вида

$$F(V) = Ve^{-\left(\frac{eV}{kT}\right)^\alpha},$$

где $\alpha = 1{,}15$.

Найденный вид функции позволил вычислить сечения возбуждения иона аналитически.

Эффективные сечения процесса

$$Hg^+ (6^2S_{1/2}) + e \rightarrow Hg^+ (6^2P_{1/2}) + e$$

Давление *мм рт. ст.*	Ток разряда, *ма*	Распределение электронов					
		максвелловское			реальное		
		I	II	III	I	II	III
$1 \cdot 10^{-1}$	600	1,0	2,6	3,4	1,8	3,5	4,1
	800	1,0	2,4	3,1	1,6	3,3	3,9
	1000	0,9	2,2	2,9	1,5	2,7	3,1
$4 \cdot 10^{-1}$	600	1,0	2,0	2,4	2,4	3,5	4,3
	800	1,0	1,9	2,3	2,6	3,6	4,3
	1000	1,2	2,0	2,4	2,8	4,1	4,8
$7 \cdot 10^{-1}$	600	1,0	1,9	2,3	2,8	4,0	4,8
	800	1,2	2,1	2,5	2,9	4,3	5,0
	1000	1,2	1,9	2,3	3,3	4,3	5,0
1	600	1,1	1,9	2,2	3,2	4,3	5,1
	800	1,0	1,7	2,0	3,1	3,9	4,5
	1000	1,1	1,7	2,0	3,5	4,3	4,8
2	600	1,0	1,6	1,9	3,2	4,0	4,8
	800	1,0	1,6	1,9	3,2	3,8	4,5
	1000	0,9	1,5	1,8	3,2	3,7	4,2
Средние	—	1,0	1,9	2,4	2,7	3,8	4,5

I — значения $Q_0 10^{16}$, *см²/в*, для линейной апроксимации

$$Q(V) = Q_0 (V - V_k) \text{ при } V > V_k,$$
$$Q(V) = 0 \text{ при } V < V_k.$$

II — значения эффективного сечения $Q_0 10^{16}$, *см²*, для прямоугольной апроксимации

$$Q(V) = 0 \text{ при } V < V_k,$$
$$Q(V) = Q_0 \text{ при } V > V_k.$$

III — значения $Q_{max}\, 10^{16}$ для спадающей апроксимации

$$Q(V) = \frac{Q_0 - Q_\infty}{V} V_k + Q_\infty \text{ при } V > V_k,$$
$$Q(V) = 0 \text{ при } V < V_k$$

$\left(Q_\infty = \frac{1}{4} Q_0\right)$.

Чтобы показать, насколько существенно отступление от распределения Максвелла для исследуемого процесса, эффективные сечения были вычислены также и для максвелловской функции распределения. Так как зависимость эффективного сечения иона из нормального состояния на уровень $6^2P_{\frac{1}{2}}$ неизвестна, абсолютные сечения возбуждения были вычислены для различных апроксимаций $Q(V)$, принятых в литературе.

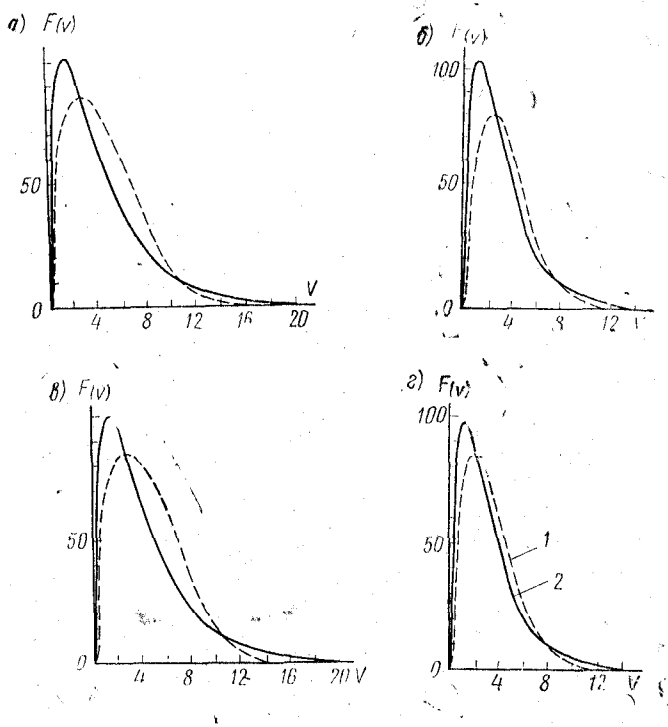


Рис. 4. Функции распределения электронов по энергии: *1* — реального, *2* — по Максвеллу (кривые нормированы на одинаковую плоскость):

а — i=300 *ма*, $p=10^{-2}$ *мм рт. ст.*;
б — i=300 *ма*, p=2,5 *мм рт. ст*;
в — i=1200 *ма*, $p=10^{-2}$ *мм рт. ст.*;
г — i=1200 *ма*, p=2,5 *мм рт. ст.*

Как видно из таблицы, в приведенных условиях действительно выполняется уравнение баланса (1), так как значения эффективного сечения практически не зависят от тока разряда и давления аргона. Эффективные сечения, вычисленные для максвелловского распределения, в 2—2,5 раза меньше сечений, вычисленных для реально измеренной функции распределения. Величина эффективного сечения возбуждения уровня $6^2P_{\frac{1}{2}}$ при столкновении электрона с нормальным ионом составляет примерно $3 \cdot 10^{-16}$ $см^2$ и совпадает с сечением возбуждения нижних уровней атома электронным ударом. Таким образом, неупругое взаимодействие электрона с ионом не менее эффективно, чем электрона с атомом.

Из уравнения (3) следует, что погрешность измерения $<Qv>$ определяется в основном точностью измерения абсолютной интенсивности спектральной линии и концентраций электронов и ионов. Как уже указывалось, погрешность в измерении I_{ki} составляет 40%; зондовый метод позволяет определить концентрации с точностью 30%, поэтому суммарную погрешность измерения эффективного сечения можно оценить коэффициентом 2.

ЛИТЕРАТУРА

1. Апанасевич П. А. Таблицы распределения энергии фотонов в спектре равновесного излучения. Изд-во АН Белорусской ССР, 1961.
2. Варшавский С. П., Пенкин Н. П. Механизм возбуждения ионов ртути в разряде низкого давления. «Оптика и спектроскопия», т. 21, 1968.
3. Варшавский С. П. Исследование электрокинетических и оптических параметров разряда, происходящего в смеси ртути с инертными газами. Вестник ЛГУ, т. 10, вып. 10, 1969.
4. Гладушак В. И., Шрейдер Е. Я. Сплошной спектр водородной лампы в ультрафиолетовой области. Ж. прикладной спектроскопии, т. 14, 1963.
5. Зейт Э. Ультрафиолетовое излучение. Изд-во иностр. литер., 1952.
6. Купиков С. А., Яковлева А. В. Флюоритовый вакуумный монохроматор. Изв. АН СССР, сер. физ., т. 19, 1955.
7. Пенкин Н. П., Славенас И. Ю. Абсолютные силы осцилляторов AgI и AuI. «Оптика и спектроскопия», т. 15, 1963.
8. Schaffernicht W. Z. Phys., Bd 62, 1930.