

Отношение полей без учета влияния упругих потерь не зависит от α , его можно записать в виде

$$\frac{E_{1+2}^2}{E_1^2} = \frac{1}{1 + \frac{v_{э2}}{v_{э1}}} \left[1 - \frac{1}{\tau_{D_1} \left(\frac{v_{э2}/v_{э1}}{1 + v_{э2}/v_{э1}} \right)} \right] \cdot \frac{1}{\frac{1}{\theta_{кр}} + \frac{1}{\tau_{D_1}}} \quad (3)$$

Как видно из (3), оба множителя в правой части всегда < 1 . Первый из них отражает уменьшение порогового поля в результате увеличения скорости нагрева электронов в смеси; второй — снижение порога в смеси за счет уменьшения диффузии электронов.

Учет упругих потерь, которые могут быть существенны при более высоких давлениях, особенно для легких газов, следует записать в следующем виде:

$$\frac{E_{1+2}^2}{E_1^2} = \frac{\alpha_1 v_{э1}}{\alpha_{1+2} v_{э1+2}} \frac{\left[\frac{2m\bar{\alpha}_{1+2}}{I_1} \left(\frac{v_{э1}}{M_1} + \frac{v_{э2}}{M_2} \right) + \left(\frac{1}{\theta_{кр}} + \frac{1}{\tau_{D_1} + \tau_{D_2}} \right) \right]}{\left[\frac{2m\bar{\alpha}_1}{I_1} \frac{v_{э1}}{M_1} + \left(\frac{1}{\theta_{кр}} + \frac{1}{\tau_{D_1}} \right) \right]} \quad (4)$$

На рис. 2 представлены отношения полей E_{1+2}^2/E_1^2 в зависимости от давления паров ртути.

ЛИТЕРАТУРА

1. Rizzo J. E., Klewe R. C., Brit. J. Appl. Phys., 17, 1137, 1966.
2. Грутман М. Л. и др. Письма в ЖЭТФ, 7, 311, 1968.
3. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. ЖЭТФ, 47, 1150, 1964.
4. Мицук В. Е., Черников В. А. Письма в ЖЭТФ, 6, 627, 1967.

Поступила в редакцию
22.4 1969 г.

Кафедра
электроники

УДК 537

А. И. КРОХИНА

ОБ ИЗМЕРЕНИИ ЭНЕРГИИ БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В ГАЗОВОМ РАЗРЯДЕ ПРИ $p = 10^{-2} - 10^{-3}$ тор

В [1] изучалась анизотропия катодного распыления, причиной возникновения которой явилось неравномерное распределение плотности тока по поверхности распыляемого образца. Последнее находится в соответствии с неравномерным распределением плотности быстрых электронов, распространяющихся со стороны катода. В данной работе энергия быстрых электронов определялась двумя методами, в обоих случаях учитывались особенности эксперимента, которые могли бы повлиять на точность ее измерения.

Определение энергии электронов методом отклонения их однородным магнитным полем. Этот метод можно применять лишь при условии, когда длина свободного пробега электрона λ_e больше расстояния l от катода до коллектора. В этом случае на расстоянии l электрон движется без соударений и для расчета его энергии применима формула $eU = mv^2/2$.

Распыляемая мишень имела высокий отрицательный потенциал относительно накаленного катода плазмы и находилась в режиме холодного катода в виде диска из меди или алюминия $\varnothing = 8$ мм.

Коллектором служила специальная камера (рис. 1), состоящая из внешней и внутренней пластинок-приемников электронов и распыляемого вещества. На внешней пластинке (5) была диафрагма $\varnothing = 1$ мм. Расстояние l' от катода до диафрагмы и ее диаметр были выбраны такими, чтобы при $U = 5$ кВ и $N = 100$ эрст пучок не выходил из площади диафрагмы. За диафрагмой пучок двигался в безразрядном пространстве до внутреннего коллектора (6), в качестве которого использовали рентгеновскую пленку,

завернутую в черную бумагу. Стекло́нная трубка (7) защищала пучок электронов и фотослой от разряда. Однородное магнитное поле создавалось катушками Гельмгольца и кратковременное включение их (4—3 мин) не нарушало стабильности (из-за нагрева катушек током) напряженности магнитного поля. Расстояние l и величину смещения электронного пучка магнитным полем ΔS определяли с точностью до 0,1 мм, ΔS измеряли по нижнему краю пятна, образовавшегося от пучка на фотопленке; в противном случае возникнет ошибка в расчете энергии из-за разброса электронов по энергиям.

Определение энергии электронов по спектрам поглощения рентгеновского излучения.

Метод определения энергии электронов по спектрам поглощения рентгеновского излучения является более универсальным. Его можно применять в газовом разряде при любых давлениях, так как определяется энергия фотона излучения от электрона, долетающего до данной плоскости сечения разряда, в которую помещен коллектор, без учета процессов столкновений с атомами и ионами газа на его пути к коллектору.

Чтобы не допустить ошибки в определении коэффициента поглощения рентгеновского излучения, а следовательно и более точно определить энергию быстрых электронов, надо было устранить анизотропию интенсивности рентгеновского излучения как результат анизотропии распределения плотности электронного потока. С этой целью использовали катоды специальной конструкции. Из алюминиевых или медных фольг собирался клинообразный катод двух видов (рис. 1, 1). Как видно из рис. 2, началом отсчета плотности почернения фотослоя (собственным фоном почернения эмульсии в результате проявления) служили белые полосы, на которые не попадало рентгеновское излучение, экранированное свинцовым клином (б) и вольфрамовой проволокой (а). Чтобы напряженность электрического поля вблизи поверхности катода, а следовательно и плотность тока на нем были более или менее однородными, к разряду была обращена ровная сторона катода из фольги (Al или Cu) толщиной 50 мк и $\varnothing=20$ мм. С обратной стороны катод имел наложение полос из такой же фольги толщиной в 10 мк и ограничивался слюдяной диафрагмой $\theta=8$ мм или щелевой — 2×8 мм. Непосредственно за диафрагмой помещали рентгеновскую пленку (см. рис. 1).

В качестве коллектора использовали различные стеклянные и металлические пластинки с хорошо полированной поверхностью $\varnothing=20$ мм, которые находились в дуговом разряде на расстоянии от катода $l'=10-15$ мм.

Электроны, обладая сравнительно малыми энергиями 5—10 кэв, не проникли в глубь вещества коллектора, поэтому процесс возбуждения белого рентгеновского излучения происходил лишь с поверхностного слоя коллектора и практически излучение не претерпевало рассеяния внутри него. Проходя малое расстояние от коллектора до катода, рентгеновское излучение не успевало рассеиваться и в газовой фазе. Следовательно, равномерность интенсивности рентгеновского излучения преимущественно находилась в прямой зависимости от равномерной плотности электронов, попадающих на коллектор. Так как общая площадь катода много больше его центральной площади, через которую проходило излучение, то краевые эффекты практически не влияли на равномерное распределение плотности тока в центральной части катода, следовательно, и интенсивность рентгеновского излучения в ней была равномерной. Последнее контролировалось пропусканием рентгеновского излучения через катод — фольгу равномерную по толщине. Таким образом контраст почернения фотослоя рентгеновской пленки создавался преимущественно различием в поглощении излучения на разных толщинах катода.

Во всех случаях расчет коэффициента поглощения проводили по фотометрическим данным, расположенным на прямом участке кривой почернения эмульсионного слоя используемой фотопленки.

Результаты измерений. Сравнение результатов измерений при разных методах показывает, что энергия быстрых электронов, измеренная отклонением их магнитным полем, несколько превышала энергию электронов, измеренную по спектрам поглощения рентгеновского излучения (см. рис. 1). Это совершенно закономерно и объясняется тем, что в первом случае на фотослой действуют одновременно электроны полного энергетического спектра, а во втором длина волны рентгеновского излучения определяется по максимуму кривой интенсивности. Как известно, длина волны в максимуме в 1,5 раза больше минимальной длины волны края кривой $J=f(\lambda)$ [2]. Внося поправку в определение энергии электронов на λ -минимум, получим значение энергии, совпадающее со значением энергии электронов, измеренной отклонением в магнитном поле. При ускоряющих напряжениях между катодом и анодом $u=5, 7$ и 9 кэв измеренная энергия электронов равна 9, 12 и 16 кэв (максимальные значения). Одной из причин увеличения энергии электронов может быть фотоионизация преимущественно атомов с наибольшим зарядом-

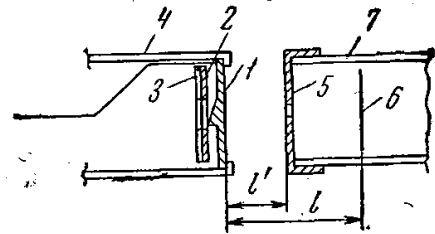


Рис. 1. Конструкция катода и коллектора для измерения энергий электронов: 1 — клинообразный катод, 2 — слюдяная диафрагма, 3 — рентгеновская пленка, 4 и 7 — изолирующие трубки, 5 — внешний коллектор с диафрагмой, 6 — внутренний коллектор — фотослой

вым числом. Так как при $p=10^{-2}-10^{-3}$ тогда $\lambda_e \gg l$, следовательно, электроны не производят ионизации. Ионизаторами являются кванты рентгеновского излучения, образующиеся при торможении электронов катодного пучка на коллекторе. В результате ионизации атомов рентгеновским излучением образуются фотоэлектроны и фотоионы. При достаточно коротких длинах волн рентгеновских лучей величина кванта энергии становится уже достаточной для удаления более прочно связанного электрона, причем удаление таких электронов происходит в таком случае особенно часто (90%). Кинетическая

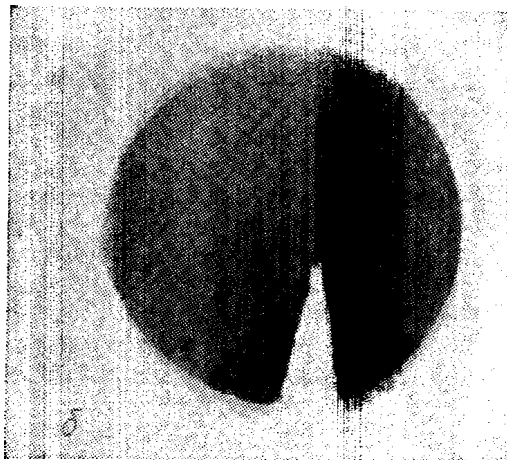
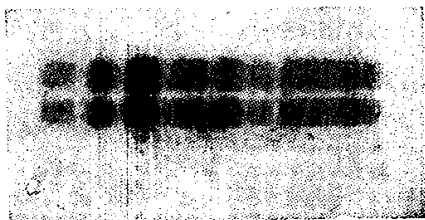


Рис. 2. Рентгенограммы, полученные пропусканием излучения через клиноподобный катод

энергия фотоэлектронов $E=h\nu-E_g$, где E_g — энергия атомного уровня, с которого удаляется электрон. Так как электрон появляется в поле действия электрических сил, то полная энергия фотоэлектрона будет $E_{\text{п}}=h\nu-E_g+E_{\text{уск}}$. Так, при абсорбции $h\nu$ атомами Си при $u_{\text{уск}}=5000$ в $E_{\text{п}}=5000 \text{ эв}-951 \text{ эв}+5000 \text{ эв}$, т. е. $E_{\text{п}}=9049 \text{ эв}$, что лежит довольно близко к экспериментально измеренной энергии электрона $E_{\text{э}}=9240 \text{ эв}$.

Образовавшийся таким путем фотоион неустойчив. Процессы фотоионизации в газовой среде проходят сложным путем, основное количество быстрых электронов могут составлять не первичные фотоэлектроны, а вторичные или третичные Оже-электроны, поэтому точного совпадения энергий электронов экспериментально измеренной и рассчитанной по формуле (1) может не наблюдаться.

Экспериментально установлено, что ионизованные атомы распыленного вещества следуют по пути электронного потока и, адсорбируясь на внутреннем коллекторе, образуют пленку — осадок только в тех местах, куда попадает электронный пучок. По данным эксперимента рассчитана энергия таких фотоионов Си: $E_i=0,07 \text{ эв}$ (при $u_{\text{уск}}=5000$ в и $l=2 \text{ см}$).

Автор благодарен проф. В. И. Ивероновой за обсуждение полученных результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Крохина А. И. «Изв. АН СССР», сер. физич., 33, 5, 831, 1969.
2. Блохин М. А. Физика рентгеновских лучей. М., ГИТТЛ, 1957.

Поступила в редакцию
18.7 1969 г.

Кафедра
электроники

УДК 536.212 : 536.63

А. В. АРУТЮНОВ, И. Н. МАКАРЕНКО,
Л. Н. ТРУХАНОВА, Л. П. ФИЛИППОВ

ТЕПЛОВЫЕ СВОЙСТВА ТАНТАЛА ПРИ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Изучение свойств тугоплавких металлов при высоких температурах представляет интерес в связи с возможностью исследования области состояний, характеризуемой относительно большими величинами отношения абсолютной температуры к дебаевской. В частности, актуально изучение закономерностей теплоемкости, таких, как ангармо-