

## ИОННО-ЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ МОНОКРИСТАЛЛОВ ПРИ ПОНИЖЕННЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ\*

Ion-Electron Emission of Single Crystals at Low Temperatures

В. Сошка

Институт Физики Ягеллонского университета, Краков\*\*

(Поступила в редакцию 5 августа 1969)

Исследовалась зависимость ионно-электронной эмиссии от угла падения ионного пучка, при пониженных температурах. Кристаллы меди и цинка облучались ионами  $Ag^+$  с энергией 30 кэВ. Обнаружено, что понижение температуры в случае меди очень слабо влияет на анизотропию коэффициента ионно-электронной эмиссии. Для цинка понижение температуры приводит к резкому возрастанию анизотропии, которая при комнатной температуре сглаживается. Полученные результаты обсуждаются в рамках т.н. модели прозрачности с учетом тепловых колебаний кристаллической решетки.

### 1. Введение

Одним из эффектов, наблюдаемых при облучении твердого тела ионами с энергией в десятки кэВ, является электронная эмиссия. Имеются два механизма, объясняющие испускание электронов [1]. Первый, это механизм потенциальной эмиссии. Происходит он в основном на поверхности металла и состоит в том, что электрон металла может испытать туннельный переход на незанятый основной уровень подлетающего иона. Если выполняется условие:  $E_i > 2e\phi$  (здесь  $E_i$  — потенциал ионизации падающей частицы,  $\phi$  — работа выхода), то второй электрон металла имеет вероятность выйти из твердого тела. Однако при облучении поверхности твердого тела ионами инертных газов, в области энергии порядка десятков кэВ, преобладает второй механизм испускания электронов, называемый механизмом кинетической эмиссии. Наиболее детально он рассматривался в работах [2,3]. В нем предполагается, что образование электронов происходит в глубине материала мишени и их число пропорционально энергии, которую связанным электронам атома передает налетающий ион. Количество электронов, вышедших из твердого тела, зависит от их начального распределения по скоростям, и от условий выхода на поверхность.

\* Работа выполнена в Научно-исследовательском институте ядерной физики Московского университета.

\*\* Адрес: Instytut Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków 16, Reymonta 4, Polska.

Ионно-электронную эмиссию принято характеризовать коэффициентом  $\gamma$ , который определяется как отношение потока электронов  $I_e$ , эмиттированных двумя указанными способами, к потоку падающих ионов  $I_i$ :

$$\gamma = \frac{I_e}{I_i}. \quad (1)$$

Многочисленные эксперименты (см. например монография Мессе и Бархопа [4]) показали, что коэффициент  $\gamma$  очень сильно зависит от условий эксперимента, таких, как давление остаточных газов, чистота и температура облучаемой поверхности, плотность падающего ионного пучка. Влияние условий эксперимента осуществляется в основном через образующуюся на поверхности мишени пленку адсорбированных остаточных газов. Как правило, образование пленки приводит к возрастанию кинетической эмиссии электронов и получаемые значения  $\gamma$  являются завышенными.

На величину коэффициента  $\gamma$  сильно влияет температура мишени, причем это влияние реализуется различными способами. В частности, повышение температуры способствует очистке облучаемой поверхности. Так, например, в работе [5] показано, что коэффициент электронной эмиссии с нагретой мишени почти не зависит от давления остаточных газов. При больших плотностях тока ионов мишень очищается в основном за счет катодного распыления материала мишени.

Если обеспечить указанными выше способами чистоту поверхности, то начинают проявляться эффекты, связанные со свойствами твердого тела. В том числе на электронную эмиссию влияют кристаллическая структура мишени, число и характер дефектов, фазовые переходы.

Влияние тепловых колебаний атомов решетки твердого тела проявляется при угловых измерениях коэффициента ионно-электронной эмиссии. Наблюдаемая обычно для монокристаллических мишени резкая анизотропия  $\gamma(\varphi)$  (здесь  $\varphi$  - угол падения ионов), при повышении температуры сглаживается, причем  $\gamma$  может или увеличиваться, или уменьшаться, или оставаться без изменений [6,7]. Зависимость  $\gamma(\varphi)$  объясняется т.н. моделью прозрачности кристалла, развитой Аграновичем и Одинцовым [8], которая несмотря на большую идеализацию (из всех параметров учитывается только тепловые колебания), довольно хорошо согласуется с результатами эксперимента.

## 2. Теория

В модели Аграновича и Одинцова предполагается, что существенную роль играет только первое столкновение ионов с атомами решетки. Механизм элементарного испускания электронов является кинетическим. Средняя энергия  $\bar{E}_i S_i$  ( $S_i$  - площадь поверхности, приходящаяся на один атом), переданная в таких столкновениях, зависит от структуры мишени, поскольку вероятность первого столкновения пропорциональна открытой поверхности атомных слоев. Здесь под поверхностью атомных слоев понимается сумма (по всем атомам слоя) сечений сфер

столкновений. К поверхности первого атомного слоя (который является всегда открытым), прибавляется часть поверхности нижележащих атомных слоев. Эта последняя, ввиду существования эффекта экранировки нижних атомов верхними, зависит от взаимного расположения атомов и направления падающего пучка ионов. Естественно предполагать, что тепловые колебания будут искажать взаимное расположение атомов, и тем самым менять прозрачность кристаллической решетки. Изменением положения атома во время столкновения можно пренебречь, т.к. время столкновения (при энергии 30 кэВ) на несколько порядков меньше периода тепловых колебаний. Согласно работе [8]:

$$\gamma = \sum_i \beta_i(\varphi) \frac{S_i(\varphi) \bar{E}_i(\varphi)}{A_0 \cos \varphi};$$

$$\begin{aligned} \bar{E}_i S_i = E_{\max} R^2 F\left(\frac{\delta}{R}\right) = E_{\max} R^2 \left[ \frac{\pi}{2} \left(\frac{\delta}{R}\right)^2 - \frac{2}{3} \left(\frac{\delta}{R}\right)^3 + \right. \\ \left. + \frac{32}{15 \cdot 27} \left(\frac{\delta}{R}\right)^5 + \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(2k+1)! (\delta/R)^{2k+7}}{2^{4k+2} \cdot k! (k+2)! (2k+5) (2k+7)} \right] \end{aligned} \quad (2)$$

где  $\delta$  - проекция вектора, соединяющего центры атомов, на плоскость перпендикулярную направлению падения ионов;  $R$  - радиус сферы столкновения. Здесь, как показал Мартыненко [9], лучше ввести т.н. радиус тени, которую отбрасывает верхний атом на плоскость, в которой лежит нижний атом. Радиус тени можно определить следующим образом [9]:  $R_T = 2,2 \left( \frac{b^2 d}{\mu + 1} \right)^{1/3}$  где  $b$  - минимальное расстояние между ионом с энергией  $E_0$  и атомом (предполагается, что взаимодействие описывается аппроксимированным потенциалом Фирсова:  $V_F = \frac{A}{r^2}$  [10]);  $d$  - расстояние между центрами атомов;  $\mu = \frac{m_a}{m_i}$ . Радиус тени в отличие от постоянных „шариков“ в работе [8], зависит от расстояния  $d$ ;  $\beta_i(\varphi)$  - число испускаемых электронов/эВ.

При учете тепловых смещений:  $\bar{\delta} = \bar{\delta}_0 + (\bar{\varrho}_1 - \bar{\varrho}_2)$  где  $\bar{\delta}_0$  - проекция вектора соединяющего узлы идеальной решетки;  $\bar{\varrho}_1$  и  $\bar{\varrho}_2$  - проекции тепловых смещений экранирующего и экранированного атомов соответственно. Чтобы найти функцию  $F\left(\frac{\delta}{R}\right)$ , авторы работы [8] находят средние значения второй и высших нечетных степеней  $\delta$ , причем рассматривается и приближение Эйнштейна, и приближение с учетом корреляции, когда  $T \gg \Theta$  ( $\Theta$  - температура Дебая). Было показано, что в области температур  $0,9 \Theta < T < 3,4 \Theta$ , рассчитанные по формуле (2) кривые  $\gamma(\varphi, T)$  довольно хорошо согласуются с экспериментальными результатами работ [6,7].

Поскольку нет работ по исследованию  $\gamma(\varphi, T)$  при температурах намного ниже дебаевских, представляло интерес произвести такого рода измерения. Отсутствие работ в этой области температур вызвано, по видимому, большими трудностями,

которые встречаются при их технической реализации. Как уже отмечалось, успех эксперимента требует большой плотности бомбардирующего пучка. Это, в свою очередь, приводит к сильному нагреву мишени самим ионным пучком, так что установившаяся динамическая температура намного превышает температуру охлаждаемой мишени, достигаемую при отсутствии ионной бомбардировки или при бомбардировке слабым ионным пучком (порядка  $\mu\text{A}/\text{cm}^2$ ). Полученная автором динамическая температура мишени была равна около  $180^\circ\text{K}$ . Она лежит выше большинства температур соответствующих закреплению дефектов вызванных ионной бомбардировкой.

### 3. Аппаратура

Методика измерений  $\gamma(\varphi)$  была обычной [11]. Моноэнергетический пучок ионов, полученный с помощью большого масс-спектрометра [12] дополнительно коллимировался входной системой диафрагм 1. Здесь производилась также очистка пучка от медленных ионов (входная линза — рис. 1). Эмиттированные мишенью электроны собирались на коллектор — длинный сильфон из нержавеющей стали 2. Мишень крепилась на полем держателе 5, в который можно было вводить или печь для нагрева мишени (очистка), или систему трубок подводящих жидкий азот (*L. N.*). Карданная подвеска держателя позволяла менять направление его

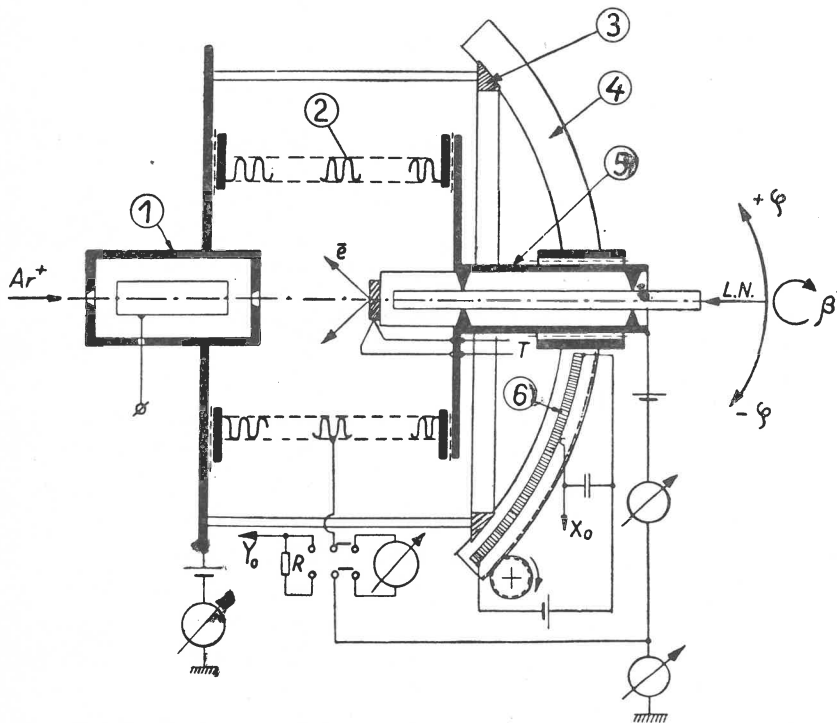


Рис. 1. Схема установки:  $T$  — выводы термопары. Остальные обозначения в тексте

оси внутри конуса с углом раствора около  $70^\circ$ . Направление движения задавалось специальным плечом 4, которое скользило по круглому сферическому основанию 3 с нарезанными пазами. Таким образом обеспечено азимутальное вращение мишени на полный угол  $\beta = 360^\circ$  и одновременно предусмотрено изменение угла падения  $\varphi$  для любого выбранного угла  $\beta$ . Регистрация  $\gamma(\varphi)$  производилась осциллографическим методом. На обкладку  $X_0$  осциллографа с двойным входным усилителем постоянного тока подавалось напряжение, снятое со специального потенциометра 6, прикрепленного к подвижному плечу 4 ( $U_{x_0} \sim \varphi$ ). Напряжение с шунтирующего сопротивления  $R$ , пропорциональное току коллектора, подавалось на усилитель постоянного тока того-же осциллографа, а затем на обкладку  $Y_0$  ( $U_{y_0} \sim I_k$ ). Контроль рабочих параметров осуществлялась при помощи трех гальванометров.

#### 4. Полученные результаты. Обсуждение

На рис. 2 приводятся зависимости  $\gamma(\varphi)$  для двух температур:  $400^\circ\text{K}$  (кривая 2) и  $180^\circ\text{K}$  (кривая 1). В качестве мишени использовано монокристалл меди срезанный под углом  $20^\circ$  к плоскости (110). Ввиду ограниченности угла падения  $\varphi$  ( $\varphi_{\max} = \pm 35^\circ$ ) такой срез мишени позволял получить необходимые взаимные комбинации кристал-

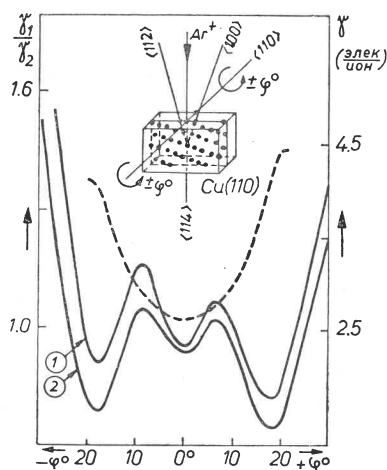


Рис. 2. Зависимость ионно-электронной эмиссии от угла падения в случае медной мишени. 1 — температура мишени  $180^\circ\text{K}$ , 2 — температура мишени  $400^\circ\text{K}$ . Вверху схема расположения кристаллографических осей и ионного пучка. Отношение  $\gamma_1/\gamma_2$  — пунктирная кривая

лографических осей и падающего пучка; включая и низкоиндицированные оси. Заодно имелась возможность сопоставить полученные результаты с результатами исследований по рассеянию, где применялся тот-же кристалл [13]. Взаиморасположение кристаллографических осей и ионного пучка представлено в верхней части рисунка. При углах  $\varphi = -17^\circ, 0^\circ, +19^\circ$  на кривой 2 хорошо видны три провала. Если обратиться к схеме кристаллографических осей, то видно, что минимумы на кривой  $\gamma(\varphi)$  соответствуют случаям, когда направление падающего пучка ионов

совпадает с кристаллографическими направлениями  $\langle 112 \rangle$ ,  $\langle 114 \rangle$ ,  $\langle 100 \rangle$ , соответственно. Как уже говорилось, в направлении низкоиндексированных осей имеется сильное экранирование нижележащих атомов и вероятность столкновений, приводящих к ионизации, резко уменьшается. Не исключено также, что здесь работает механизм канального поглощения, рассмотренный Томпсоном [14]. Согласно этой модели, проникновение первичных частиц вдоль открытых каналов (параллельных главным кристаллографическим направлениям) является настолько большим, что выход таких вторичных частиц как электроны является весьма затруднительным. Повидимому здесь применимы обе модели.

Кривая 1 представляет собой подобную зависимость при температуре 180°К. Заметно, что кривая довольно точно повторяет изменения кривой 2, однако вся она лежит немного выше. Интересно также, что плечи кривой поднимаются выше чем ее середина. Вверху приводится соотношение  $\gamma_1/\gamma_2$  (пунктирная кривая). Кривая  $\gamma_1/\gamma_2$  монотонно возрастает при увеличении угла падения, причем ее можно хорошо аппроксимировать законом  $(1 - \cos^2 \varphi)$ . Одним из возможных объяснений является предположение о том, что на поверхности меди при низких температурах, несмотря на ионную бомбардировку, образуется тонкая пленка адсорбированных газов, причем толщина пленки зависит от угла падения. Количество вещества, распыленное во время бомбардировки, пропорциональное коэффициенту распыления  $S$  и плотности тока  $j$ . Исследования  $S(j)$  (см. работу [15]) показали, что в случае образования пленки коэффициент распыления  $S$ , грубо говоря, линейно зависит от плотности тока. Следовательно, при увеличении угла падения количество распыленного вещества уменьшается т.к. оно пропорционально  $(j^2 \cos^2 \varphi)$ . Таким образом при возрастании угла  $\varphi$ , возрастает также и толщина образовавшейся пленки. Как показано в работе [16], увеличение толщины пленки влечет за собой возрастание коэффициента ионно-электронной эмиссии. При температуре 400°К число распыленных частиц повидимому превышает число молекул, приходящих на мишень из окружающего объема, так что пленка не образуется. Этим и можно объяснить возрастание  $\gamma_1/\gamma_2$  по закону  $(1 - \cos^2 \varphi)$ .

Из эксперимента следует, что понижение температуры медной мишени вплоть до температур, лежащих намного ниже температуры Дебая, почти не влияет на поведение кривой  $\gamma(\varphi)$ , а некоторое возрастание значения  $\gamma$  связано с образованием на поверхности мишени тонкой пленки адсорбированных газов. Этот результат согласуется с теоретическими предсказаниями, вытекающими из рассмотрения формулы (2), а также с экспериментальными результатами работы [17], где исследовалось влияние низкой температуры на коэффициент распыления монокристаллов меди (при нормальном падении ионов).

На рис. 3 приведены зависимости  $\gamma(\varphi)$  для случая цинковой мишени. Монокристалл цинка был выбран по следующим соображениям: во-первых температура Дебая и температура плавления для цинка лежат гораздо ниже чем у меди; во-вторых, как известно, цинк обладает гексагональной структурой и его коэффициент распыления значительно больше чем у меди, следует поэтому ожидать, что его поверхность должна лучше очищаться ионной бомбардировкой.

Кривые сняты при двух температурах и разных ориентациях мишени. С правой стороны представлена зависимость  $\gamma(\varphi)$ , когда вращение осуществлялось вокруг оси  $\langle 100 \rangle$ , с левой — когда вращение вокруг оси  $\langle 210 \rangle$ . Таким образом, имелась возможность проследить влияние температуры одновременно на зависимость  $\gamma(\varphi)$  в области с хорошо выраженной кристаллографической осью (например, с левой

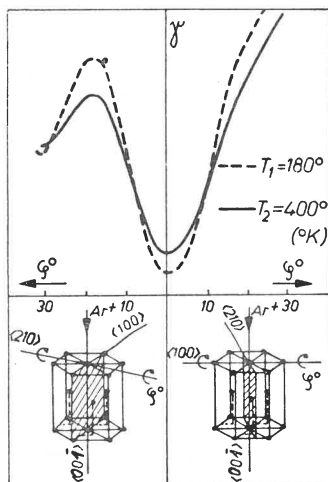


Рис. 3. Зависимость ионно-электронной эмиссии от угла падения в случае цинковой мишени.  
Внизу схемы вращения кристалла

стороны ось  $\langle 10\bar{1} \rangle$ ) и в области, где нет плотноупакованных осей (с правой стороны). Понижение температуры приводит к возрастанию значения  $\gamma$  в максимуме и к уменьшению  $\gamma$  в минимуме, так что при температуре  $T = 180^\circ \text{K}$  анизотропия становится очень хорошо выраженной. Анизотропия  $\gamma(\varphi)$ , как и в случае монокристалла меди, связана с эффектом затенения и канального захвата. При повышении температуры до  $400^\circ \text{K}$  кривая  $\gamma(\varphi)$  сглаживается, подобно тому как ведет себя  $\gamma(\varphi, T)$  для меди в области высоких температур [6,7].

Резюмируя нужно отметить, что зависимость  $\gamma(\varphi, T)$  для цинка ведет себя аналогичным образом как кривая  $\gamma(\varphi, T)$  для меди с тем только отличием, что вся область эффективно действующих температур занижается. В обоих случаях (медь и цинк) эта область лежит выше соответствующих температур Дебая, что подтверждает теоретические результаты работы [8], записанные в виде формулы (2).

В заключении автор выражает глубокую благодарность Д-ру В. А. Молчанову за предоставление возможности проведения эксперимента и обсуждение результатов. Хочу поблагодарить также моего коллегу И. Н. Евдокимова за полезные дискуссии в ходе выполнения работы.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] Н. Н. Петров, *Изв. АН СССР*, сер. физ., **26**, 1327 (1962).
- [2] Э. С. Парилис, Л. М. Кишиневский, *ФТТ*, **3**, 1219 (1961).
- [3] У. А. Арифов, *Взаимодействие атомных частиц с поверхностью твердого тела*, Изд. Наука, Москва, 1968.
- [4] Г. Месси, Е. Бархоп, *Электронные и ионные столкновения*, И. Л., Москва 1958.
- [5] Н. Д. Hagstrum, *Phys. Rev.*, **104**, 672 (1956).
- [6] И. Н. Евдокимов, В. А. Молчанов, Д. Д. Одинцов, В. М. Чичеров, *ФТТ*, **8**, 2939 (1966).
- [7] И. Н. Евдокимов, В. А. Молчанов, Д. Д. Одинцов, В. М. Чичеров, *ДАН СССР*, **177**, 550 (1967).
- [8] В. М. Агранович, Д. Д. Одинцов, *ДАН СССР*, **162**, 778 (1965).
- [9] Ю. В. Мартыненко, *ФТТ*, **6**, 2003 (1964), *ibid.* *ФТТ*, **8**, 637 (1966).
- [10] О. Б. Фирсов, *ЖЭТФ*, **34**, 447 (1958).
- [11] D. V. Medved, Y. E. Strausser, *Adv. in Electr. Electron Phys.*, **21** 101 (1965).
- [12] В. А. Молчанов, В. Г. Тельковский, *Вестник МГУ*, сер. физ. № 1, (1961).
- [13] V. A. Molchanov, V. A. Snisar, W. Soszka, *Proc. of the 9th Internat. Conf. on Phenomena in Ioniz. Gases*, Bucuresti 1969.
- [14] M. W. Thompson, *Contemporary Phys.*, **9**, 375 (1968).
- [15] P. K. Rol, J. M. Fluit, J. Kistemaker, *Physica*, **26**, 1000 (1960).
- [16] C. Brunnée, *Z. Phys.*, **147**, 161 (1957).
- [17] J. M. Fluit, C. Snoek, J. Kistemaker, *Physica*, **30**, 144 (1964).