

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Бугаев С. П. и др. // Письма в ЖТФ. 1984. 10, № 20. С. 1229—1233.
[2] Вертий А. А. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 1985. 28, № 11. С. 1443—1450.
[3] Люиселл У. Связанные и параметрические колебания в электронике. М., 1963.
[4] Шестопалов В. П., Литвиненко Л. Н., Масалов С. А., Сологуб В. Г. Дифракция волн на решетках. Харьков, 1973. [5] Климонтович Ю. Л. Кинетическая теория электромагнитных процессов. М., 1980. [6] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика. Электродинамика. М., 1969.

Поступила в редакцию
16.04.86

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1987. Т. 28, № 6.

УДК 537.533.2

ПРЯМАЯ РИЧАРДСОНА ДЛЯ ГРАНИ (110) МОНОКРИСТАЛЛА ВОЛЬФРАМА

Э. Э. Азизов, В. А. Маштакова, Б. Б. Шишкин

(кафедра электроники)

Исследована термоэлектронная эмиссия монокристалла вольфрама, грань (110). Показано, что при $T = \Theta_{тэ}$ возрастают эмиссионные параметры, определенные методом прямой Ричардсона.

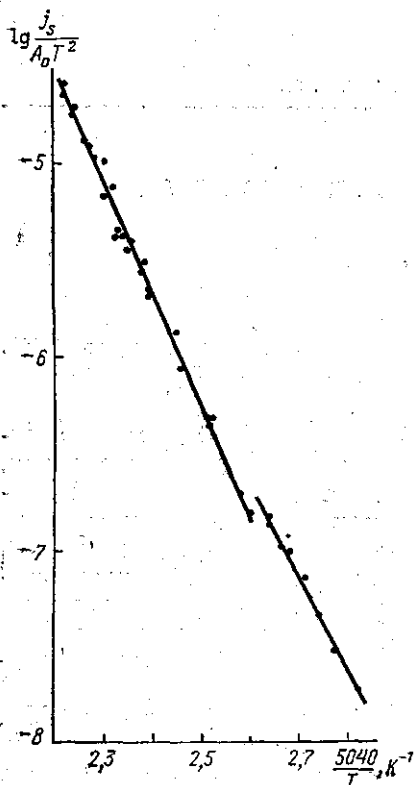
При исследовании термоэлектронной эмиссии (ТЭЭ) атомно чистых монокристаллов W, Mo, Nb методом плоскосимметричного диода, описанным в работе [1], было показано существование пороговой температуры $\Theta_{тэ}$ — характеристической термоэлектронной температуры, значение которой примерно в 2 раза меньше температуры плавления металла: при $T > \Theta_{тэ}$ ТЭЭ отличается от ричардсоновской рядом особенностей (рост плотности эмиссионного тока j_s , появление аномалий на вольт-амперных характеристиках (ВАХ) и осцилляции тока диода) [1—3]. Опыты показали, что при $T > \Theta_{тэ}$ возникают особенности в спектрах эмиттированных электронов [4].

В работе [1] предложена гипотеза рекомбинационной эмиссии (РЭ), связывающая явления, наблюдаемые при $T > \Theta_{тэ}$, с возбуждением электронов за счет энергии, выделяемой при рекомбинации френкелевских пар, и сделано предположение, что ток РЭ накладывается на ток ТЭЭ. Энергия рекомбинации френкелевских пар для вольфрама $\sim 6,3$ эВ [5], что больше работы выхода на $1,5 \div 2$ эВ, поэтому возбужденные в приповерхностном слое глубиной порядка длины свободного пробега электроны практически свободно должны выходить из металла, т. е. РЭ носит объемный характер. На плотноупакованной грани W (110) эффект РЭ должен проявляться наиболее значительно, так как из-за большого значения работы выхода ϕ ТЭЭ с этой грани будет минимальной.

Настоящая работа посвящена исследованию ТЭЭ грани (110) монокристалла вольфрама чистотой 99,999% в плоскосимметричном диоде [1], который монтировали в вакуумной камере. Давление остаточных газов при измерениях ВАХ не превышало 10^{-10} Тор. По результатам оже-анализа на поверхности монокристаллов присутствовало небольшое количество кислорода и углерода, других примесей не обнаружено. Для получения чистых поверхностей анод и катод одновременно прогревали в течение 15—20 ч при температурах $T \approx 2800$ К; для очистки поверхности от углерода по режиму, предложенному в [6], катод и анод отжигали в течение 3 ч в атмосфере кислорода (парциаль-

ное давление кислорода 10^{-8} Тор) при температуре 1900 К, затем образцы прогревали в течение 20 мин при температуре ~ 2800 К. Измерения проводили в интервале температур $1400 \div 2500$ К.

Все это позволило получать воспроизводимые ВАХ как при увеличении температуры, так и при ее уменьшении. Ток насыщения определяли по стандартной методике с учетом эффекта Шоттки [7] с точностью не хуже 2%; температура измерялась с помощью эталонного оптического пирометра ЭОП-66 с точностью 0,2%, по модели абсолютно черного тела. Прямые Ричардсона строились по нескольким сериям измерений, в каждой серии было не меньше 30 точек. Результаты типичной серии измерений представлены на рисунке.



Прямая Ричардсона для грани (110) монокристалла вольфрама

Обращает на себя внимание тот факт, что существуют две области температур, которым соответствуют две различные прямые Ричардсона: область высоких температур (ОВТ) при $T > \Theta_{тз}$, где $\Theta_{тз} = 1850$ К, и область низких температур (ОНТ) $T < \Theta_{тз}$. В ОВТ и ОНТ проводили прямые с использованием метода наименьших квадратов. Так как обе величины $x = 5040/T$ и $y = \lg j_s / (A_0 T^2)$ определялись с некоторой ошибкой (A_0 — постоянная Зоммерфельда [7]), то минимизировалась величина $\Delta x \Delta y / \sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2}$. Полученные значения эмиссионных параметров: постоянная Ричардсона A_p и работа выхода ϕ_p — представлены в табл. 1. Данные по граням (111) и (100) монокристалла вольфрама взяты из [2]. Значение $\phi_p = 5,7$ эВ хорошо коррелирует с работой выхода, полученной в [8], $\phi_p = 5,75 \pm 0,02$ эВ.

Работа выхода, определенная методом полного тока [7], связана с ϕ_p выражением $\phi_{пт} = \phi_p + \alpha T$, α — температурный коэффициент работы выхода. Зная A_p и ϕ_p , можно рассчитать α по формуле $\alpha = \lg(A_0/A_p) / 5040$. Значения α представлены в табл. 2. Данные по граням (100) и (111) взяты из [3].

В ОНТ α может иметь как положительный, так и отрицательный знак, а в ОВТ — только отрицательный, причем α возрастает по абсолютной величине по сравнению с его значением в ОНТ. Это связано с резким увеличением j_s при росте температуры в области $T > \Theta_{тз}$ и, следовательно, с уменьшением $\phi_{пт}$.

Можно предложить два подхода для объяснения результатов эксперимента. Суть первого: полученные нами значения ϕ_p и A_p в ОВТ и ОНТ соответствуют реальным физическим величинам. Следовательно, в ОВТ действительно увеличиваются ϕ_p и A_p , это может быть связано, в частности, с фазовыми переходами при $T = \Theta_{тз}$ внутри и на поверхности металла.

Суть второго: уравнение Ричардсона—Дешмана, на основании которого строилась прямая Ричардсона, является неверным в ОВТ. Правильное уравнение должно учитывать РЭ. Следовательно, определенные в ОВТ параметры A_p и Φ_p являются некоторыми эффективными параметрами, физический смысл которых вскрывается в рамках второго подхода.

Таблица 1

| Индекс грани | $\Phi_p, \text{эВ}$ | | $A_p, \frac{\text{А}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}^2}$ | |
|--------------|---------------------|-------------------|---|----------------------------|
| | $T < \theta_{TЭ}$ | $T > \theta_{TЭ}$ | $T < \theta_{TЭ}$ | $T > \theta_{TЭ}$ |
| (100) | $4,4 \pm 0,2$ | $4,76 \pm 0,04$ | $2,4 \pm 1 \cdot 10^8$ | $2,8 \pm 0,02 \cdot 10^7$ |
| (111) | $4,55 \pm 0,05$ | $5,52 \pm 0,05$ | $1,28 \pm 0,4 \cdot 10^8$ | $3,9 \pm 9,8 \cdot 10^8$ |
| (110) | $5,1 \pm 0,04$ | $5,7 \pm 0,04$ | $4,03 \pm 1,3 \cdot 10^8$ | $75,8 \pm 10^3 \cdot 10^8$ |

Вопрос о том, какой из двух подходов является верным, остается открытым, хотя в пользу второго говорят следующие факты: а) уравнение Ричардсона—Дешмана выведено для максвелловского распре-

Таблица 2

| Индекс грани | $\alpha \cdot 10^5 \text{В} \cdot \text{К}^{-1}$ | |
|--------------|--|----------------------------|
| | $T < \theta_{TЭ}$ | $T > \theta_{TЭ}$ |
| (100) | $-4 \pm 5 \cdot 10^{-10}$ | $-27 \pm 2 \cdot 10^{-1}$ |
| (111) | $-0,5 \pm 2 \cdot 10^{-2}$ | $-50 \pm 26 \cdot 10^{-3}$ |
| (110) | $+10 \pm 4 \cdot 10^{-3}$ | $-35 \pm 7 \cdot 10^{-10}$ |

ления вышедших электронов по энергиям; однако, как показывают опыты [4], это распределение в ОВТ не выполняется: на фоне максвелловских электронов появляется пик быстрых электронов; б) в области задерживающих потенциалов экспериментальные ВАХ простираются в область до -2 В .

Однако окончательный ответ на вопрос о правильности того или иного подхода могут дать лишь эксперименты, в которых работа выхода определялась бы в ОВТ и ОНТ методами, отличающимися от изложенного выше.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Маштакова В. А., Шишкин Б. Б. // Письма в ЖЭТФ. 1979. 30, № 2. С. 99—102. [2] Маштакова В. А., Наумова Л. Ю., Шишкин Б. Б. // Поверхность. Физика, химия, механика. 1984. № 2. С. 74—78. [3] Маштакова В. А. Особенности термоэлектронной эмиссии монокристаллов вольфрама, молибдена и ниобия: Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. М.: МГУ, 1985. [4] Маштакова В. А. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 1985. 28, № 3. С. 372—378. [5] Крафтмахер Я. А.

Стрелков П. Г. // ФТТ. 1962. 4, № 8. С. 2271—2274. [6] Шевченко Н. А., Дубиковский Л. Ф. // Тез. докл. по эмиссионной электронике. Ташкент, 1984. С. 39. [7] Добрецов Л. Н., Гомоюнова М. В. Эмиссионная электроника. М., 1966. [8] Krahl-Urban B., Niekisch E. A., Wagner H. // Surf. Sci. 1977. 64, N 1. P. 52—68.

Поступила в редакцию
25.06.86

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1987. Т. 28, № 6

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 535.37

УСИЛЕНИЕ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ РОДАМИНА 6Ж В КОЛЛОИДНОМ РАСТВОРЕ СЕРЕБРА

Б. Д. Рыжиков, Р. Э. Шихлинская

(кафедра общей физики для физического факультета)

Обнаружен эффект усиления люминесценции и поглощения родамина 6Ж в водном коллоидном растворе серебра. Исследована зависимость коэффициента усиления от оптических свойств коллоида, длины волны возбуждения и толщины раствора. Анализируется роль электронных резонансов металлических частиц в механизме усиления.

В последние годы в спектроскопии поверхностей и границ раздела все шире исследуются явления усиления комбинационного рассеяния и люминесценции молекул, находящихся вблизи шероховатой поверхности благородных металлов. В то время как гигантскому комбинационному рассеянию посвящено большое количество работ, явление усиления люминесценции изучалось относительно мало. По-видимому, это связано с установившимся представлением, что люминесценция молекул, расположенных вблизи поверхности металла, «подавляется» вследствие безызлучательного перехода энергии от молекул к металлу. Этот эффект особенно выражен, если молекула адсорбирована непосредственно на поверхности металла. Однако, согласно электродинамическому механизму усиления неупруго рассеянного излучения, эффективное электромагнитное поле может быть существенно увеличено, если частоты электромагнитных полей возбуждения и излучения накладываются на полосу частот электронных резонансов металлических частиц [1]. Такие частицы можно рассматривать как «резонансные усилители» полей возбуждения и излучения. В результате при определенных условиях (зависящих от структурных свойств и размеров металлических частиц, концентрации раствора, степени перекрытия полосой электронных резонансов частот падающего и излученного полей) «подавление» люминесценции металлом можно не только скомпенсировать, но и получить существенное ее усиление. Ориентировочная оценка эффективности поглощения молекул красителя [2] позволяет считать, что люминесценция в водном коллоиде серебра может быть примерно на 2 порядка интенсивнее, чем в водном растворе. Эффект усиления люминесценции изучался на таких моделях, как островковые пленки Ag и Au [3], растворы солей Ag [4]. Имеющиеся экспериментальные результаты лишь приблизительно согласуются с существующей теорией, и механизм усиления в настоящее время полностью не выяснен. Удобной моделью для его изучения может служить коллоидный водный раствор серебра, в котором металлические частицы имеют форму почти правильных сфероидов, и поэтому такая система наиболее адекватна существующей теоретической модели изолированных твердых частиц [1].