

РАДИОФИЗИКА

УДК 537.533.2

ИЗМЕНЕНИЕ ЭМИССИОННЫХ СВОЙСТВ СПЛАВА W—Re ПОСЛЕ ОБЛУЧЕНИЯ γ -КВАНТАМИ

В. А. Маштакова, П. Б. Ряряев, А. А. Саломатин

(кафедра физической электроники)

Показано, что после облучения гамма-квантами и отжига сплава изменяется микроструктура и увеличивается работа выхода, определенная методом полного тока и методом прямой Ричардсона.

В работе исследовалось влияние дозированного облучения γ -квантами на эмиссионные свойства сплава W—Re. Актуальность такой постановки задачи обусловлена тем, что известны экспериментальные факты понижения работы выхода ряда материалов после облучения γ -квантами или релятивистскими электронами [1]. Исследования, проведенные в нашей лаборатории на W и Mo в электронном эмиссионном микроскопе, соответствовали результатам работы [1], но вместе с тем показали, что при определенном режиме отжига (медленный подъем температуры) на поверхности может кристаллизоваться плотная грань с большой работой выхода [2].

В настоящей работе проводилось сравнительное исследование эмиссионных параметров облученных γ -квантами и необлученных образцов сплава W—Re (95% W; 5% Re), представлявших собой проволочки длиной 25 и диаметром 0,2 мм. Образцы (за исключением контрольных) в отпаянных стеклянных колбах облучались изотропным потоком γ -квантов энергии 1,24 МэВ (доза облучения составляла 3,5 Мрад) при комнатной температуре.

Исследования эмиссионных свойств проводились в высоковакуумной установке (давление остаточных газов составляло 10^{-10} Тор) в цилиндрическом диоде. Нагрев образца осуществлялся прямым накалом. Температура измерялась через щели между охранными цилиндрами и анодом с помощью пирометра ЭОП-66. Ток насыщения определялся с учетом эффекта Шоттки. Перед измерениями образцы прогревались при медленном (в течение 0,5 ч) подъеме температуры до 1900 К и дальнейшей выдержке при этой температуре в течение 1 ч. Интегральная работа выхода определялась методом полного тока ($\Phi_{пт}$) и методом прямой Ричардсона (Φ_p) [3].

Сравнительный анализ $\Phi_{пт}$, рассчитанных из ВАХ, показал, что интегральная работа выхода облученного образца увеличивается на величину $\sim 0,1 \div 0,3$ эВ по сравнению с необлученным (таблица).

Номер образца (необлученного)	$\Phi_{пт}$, эВ	Номер образца (облученного)	$\Phi_{пт}$, эВ
1	4,73*	4	5,02
2	4,72	5	4,85
3	4,71	6	4,85

* Точность определения $\Phi_{пт}$ составляла 0,03 эВ.

По каждой серии измеренных ВАХ, состоящей из 20—25 точек, были построены прямые Ричардсона и с использованием метода наименьших квадратов рассчитаны φ_p и A_p (A_p — постоянная Ричардсона).

Наблюдалось увеличение φ_p и A_p у облученных образцов по сравнению с необлученными. Например, для образцов 1 и 4 (см. таблицу) ричардсоновская работа выхода φ_p облученного образца увеличилась до 5,94 эВ против 5,45 эВ у необлученного, A_p возросла до $550 \cdot 10^6 \text{ А} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-2}$ против $71 \cdot 10^6 \text{ А} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-2}$ соответственно. То есть проведенные исследования показали, что в результате облучения γ -квантами и отжига $\varphi_{пт}$ и φ_p увеличились.

На ВАХ цилиндрического диода при $T > 1900 \text{ К}$ наблюдались аномалии (рис. 1, а, б), аналогичные ранее наблюдаемым аномалиям на ВАХ в плоскосимметричных диодах с катодами из монокристаллов

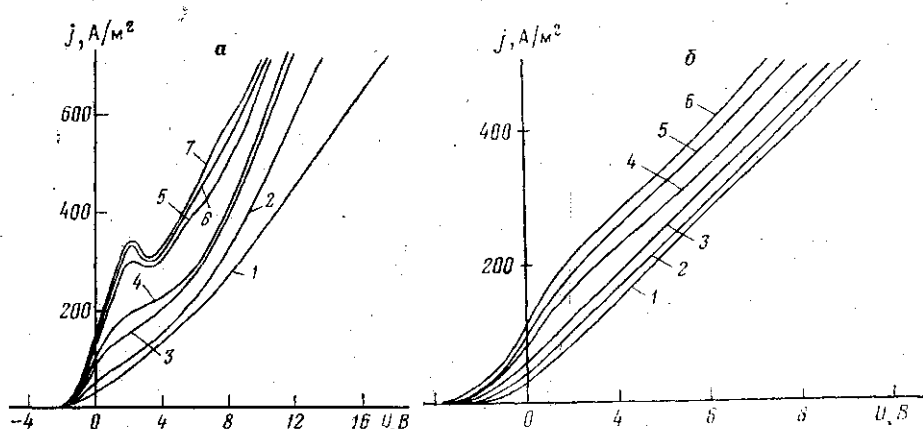


Рис. 1. Начальные участки ВАХ: а — облученный образец, температура катода $T = 1830$ (1), 1840 (2), 1940 (3), 1970 (4), 2004 (5), 2025 (6) и 2035 К (7); б — необлученный образец, температура катода $T = 2250$ (1), 2280 (2), 2305 (3), 2370 (4), 2400 (5) и 2440 К (6)

вольфрама, молибдена и ниобия, появление которых связывалось с выходом потоков быстрых электронов, обусловленных рекомбинационной эмиссией [4, 5]. На необлученном образце (рис. 1, б) аномалии слабо выражены, хотя расположение максимумов и минимумов по напряжению было таким же, как и на облученном (рис. 1, а). Исследования в растровом электронном микроскопе показали, что как на облученных, так и на необлученных образцах наблюдается структура, связанная с протяжкой проволочек (рис. 2, а, в). Различие состоит в том, что вторично-эмиссионный контраст, обусловленный наличием кристаллитов, наблюдается на необлученных образцах (рис. 2, в, г), а на облученных — отсутствует (рис. 2, а, б).

В плоскосимметричном диоде после длительного нагрева термотравление поверхности образцов приводило к тому, что аномалии становились менее выраженными, а после того как поверхность восстанавливалась шлифовкой с последующей электрополировкой, вид аномалий восстанавливался. То есть по виду аномалий можно было судить о наличии микрогеометрии на поверхности образца. Прослеживается аналогия с этими результатами и в случае цилиндрического диода. Облучение поверхности и отжиг приводят к созданию однородной струк-

туры, связанной с кристаллизацией кристаллитов с большой работой выхода на поверхности образца. Этим объясняется отсутствие вторично-эмиссионного контраста, обусловленного кристаллитами, и увеличенные работы выхода.

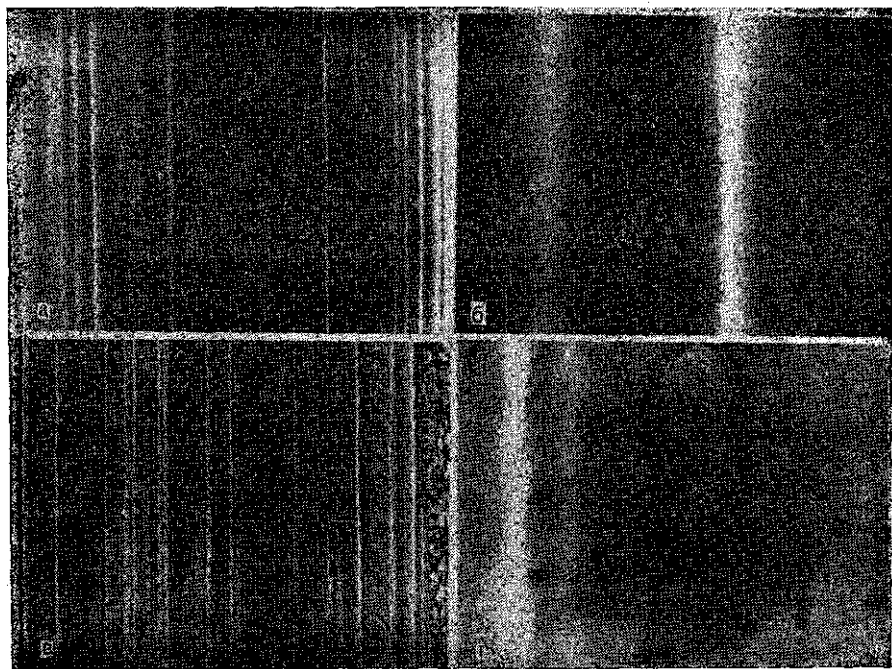


Рис. 2. Микрофотографии в растровом электронном микроскопе: облученный (а, б) и необлученный образец (в, г). Увеличение $\times 300$ (а, в) и $\times 2700$ (б, г)

Уплотнение поверхности связано, по-видимому, с тем, что облучение γ -квантами энергии 1,3 МэВ, как показано в работах для молибдена [6] и ванадия [7], приводит к изменению структуры металлов — образованию хаотически расположенных точечных дефектов, а также появлению упорядоченных группировок точечных дефектов — дислокационных цепочек. Цепочки дислокаций выстраиваются в основном в направлении плотной грани. Это связано с тем, что при упругом взаимодействии с γ -квантами энергии 1,24 МэВ атомам W и Re передается энергия $E_{\max} = 32$ эВ. Эта энергия сравнима с энергией смещения E_d атома вольфрама [8], причем в направлении плотной грани E_d максимальна. Для сплава данные об энергии смещения отсутствуют, но так как в сплаве имеются примесные атомы, а масса атома W мало отличается от массы атома Re, то E_d для сплава должна быть примерно такой же или несколько меньше, чем для чистого вольфрама. При определенной дозе облучения [9] происходит образование скоплений точечных дефектов, которые могут существовать в металле длительное время. Отжиг радиационных дефектов сопровождается экзотермическими реакциями, что вызывает локальный разогрев металлов [10]. Это приводит к перекристаллизации поверхностного слоя (цепочки дислокаций служат при этом зародышами кристаллизации определенной — в данном случае плотной — грани) и как следствие — к изменению эмис-

сионных свойств. Уменьшение работы выхода, наблюдаемое в работе [1], связано или с большей дозой облучения, или с другим режимом отжига.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Фоменко В. С., Подчерняева И. А. Эмиссионные и адсорбционные свойства веществ и материалов: Справочник. М., 1982. [2] Маштакова В. А., Саломатин А. А., Шишкин Б. Б. и др. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1988. 29, № 5. С. 86. [3] Добрецов Л. Н., Гомоюнова М. В. Эмиссионная электроника. М., 1966. [4] Маштакова В. А., Шишкин Б. Б. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1980. 21, № 6. С. 100. [5] Маштакова В. А., Пирогов Ю. А., Квалев С. В. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 1985. 28, № 3. С. 372. [6] Малиненко И. А., Шиврин О. И. // IV Всесоюз. совещ. по упорядочению атомов и его влиянию на свойства сплавов. Доклады. Томск, 1976. Ч. 2. С. 42. [7] Лютцау В. Г., Костюкова Е. П., Сыромятникова А. С. // Тез. XII Всесоюз. совещ. «Получение, структура, физические свойства и применение высокочистых и монокристаллических тугоплавких и редких металлов». Суздаль, 1987. С. 59. [8] Орлов А. И., Трушин Ю. В. Энергии точечных дефектов в металлах. М., 1983. [9] Чернов И. П., Мамонтов А. П., Ботаки А. А. и др. // Атомная энергия. 1984. 57, № 1. С. 56. [10] Estrin Y. // Rad. Eff. 1978. 39, N 1. P. 25.

Поступила в редакцию
09.03.88

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1989. Т. 30, № 4

УДК 537.52

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПЛАЗМЕ ФОТОИОНИЗАЦИОННОГО РАЗРЯДА В АЗОТЕ С ПРИСАДКАМИ NH_3 и Xe

А. В. Заблотовых, В. Б. Саенко

(НИИЯФ)

Рассмотрены плазмохимические процессы в плазме несамостоятельного разряда, иницируемого жестким УФ излучением. Определены условия возбуждения квазинепрерывного режима горения разряда.

Начиная с работы [1] фотоионизационный способ возбуждения газовых лазеров широко исследуется как альтернатива несамостоятельному разряду, управляемому пучком быстрых электронов [2]. Осуществить фотоионизационный разряд (ФИР) технически гораздо проще, однако эффективность его использования в лазерных и плазмохимических устройствах существенно зависит от параметров УФ-ионизатора и выбора присадок с пониженным потенциалом ионизации. Для проточных систем с охлаждаемым потоком газа могут подойти молекулярные (NO , NH_3 , O_2 , C_2H_4) или атомарные (Xe , Kr) газы с низкой температурой кипения. Однако для этого необходимы источники фотонов с энергией $E_{\text{ф}} > U_i = 9,25 - 14$ эВ [3]. В известных конструкциях УФ-ионизаторов удалось получить жесткое УФ излучение [4] при уменьшении длины искровых промежутков до величины не более 1 мм и быстром вводе энергии в излучающую плазму микрошнуров за время не более 1 мкс при скорости нарастания тока не менее 10^{10} А/с. Была показана возможность снижения энергозатрат на фотоионизацию среды $W_{\text{уф}}$ по сравнению с энерговыделением в плазму ФИР $W_{\text{р}}$, удалось достигнуть величины $\delta = W_{\text{уф}}/W_{\text{р}} < 1$.