

определения пороговых значений энергии удобно использовать модуляционный режим измерений с записью производных по энергии от соответствующих зависимостей. Первый максимум на кривой dI/dE определяет положение уровня вакуума на шкале энергий и служит началом отсчета кинетической энергии электрона вблизи поверхности образца. Первый максимум на кривой dS/dE определяет пороговое значение энергии E_p электронов, при которой появляется излучение с фиксированной энергией фотонов $\hbar\omega$. Величина электронного сродства определяется следующим образом: $e\chi = \hbar\omega - E_p$. В случае когда условие $\hbar\omega > e\chi$ не выполняется (в эксперименте это проявляется в том, что два упомянутых максимума совпадают по энергии), уровень вакуума образца понижается на величину Δ путем напыления на его поверхность электроположительного адсорбата (в случае образцов W и Ag напылялся La). Затем измерялось сродство к электрону $e\chi_1$ образовавшейся поверхности. А сродство к электрону исходного образца $e\chi$ находилось из соотношения $e\chi = e\chi_1 + \Delta$.

Рассмотренный метод был практически реализован в случае W (110), Ag (111) и поликристаллического La. Полученные значения величины электронного сродства этих металлов ($e\chi_{La} = 3$ эВ, $e\chi_{Ag} = 4.7$ эВ, $e\chi_W = 5.3$ эВ) хорошо согласуются в рамках погрешности с работой выхода этих материалов [4]. Это соответствует естественному предположению о том, что в случае металла работа выхода практически равна сродству к электрону.

Заключение

Сродство к электрону твердого тела может быть определено как максимальное значение энергии, которая выделяется при захвате электрона с нулевой кинетической энергией твердым телом. В одноэлектронной модели твердого тела это означает переход электрона с уровня вакуума на наименьшее незаполненное состояние в твердом теле. Сродство к электрону зависит от поверхностных условий, от агрегатного состояния твердого тела, от кристаллографической ориентации поверхности. Таким образом, совершенно недостаточно определять сродство к электрону как энергетическое расстояние от уровня вакуума до дна зоны проводимости (в полупроводнике) или до уровня Ферми в металле. Используя явление радиационного захвата электрона твердым телом, можно адекватным образом измерить сродство к электрону исследуемой поверхности.

Список литературы

- [1] *Straub D., Ley L., Himpfel F. J.* // Phys. Rev. 1986. Vol. B15. N 4. P. 2607—2614.
- [2] *Dose V.* // Progr. Surf. Sci. 1983. Vol. 13. P. 225—284.
- [3] *Артамонов О. М., Самарин С. Н., Яковлев И. И.* // ФТТ. 1986. Т. 28. Вып. 8. С. 2536—2538.
- [4] *Фоменко В. С.* Эмиссионные свойства материалов. Справочник. Киев: Наукова думка, 1981.

С.-Петербургский
государственный университет

Поступило в Редакцию
28 ноября 1990 г.

К ВОПРОСУ ОБ ИНИЦИИРОВАНИИ ВАКУУМНОГО ПРОБОЯ МИКРОЧАСТИЦАМИ

В. А. Трифонов, Т. И. Козловская

Одна из моделей вакуумного пробоя предполагает, что иницирование его возможно за счет вытягивания с поверхности электродов и переноса через межэлектродный промежуток микрочастиц. В ряде экспериментов [1, 2] удалось

подтвердить наличие микрочастиц в предпробойной фазе. Имеются данные, подтверждающие, что при введении микрочастиц в вакуумный межэлектродный промежуток напряжение пробоя уменьшается [2]. В то же время мало изучено влияние микрочастиц, образующихся в электровакуумном приборе на одном из электродов, на его работу при рабочем напряжении.

В работе представлены результаты исследований пробоя вакуумного электродного промежутка, в котором происходит образование микрочастиц при быстром нагреве и последующем медленном остывании одного из электродов (катода), на поверхность которого нанесен слой легкоплавкого металла. Нагрев тонкого поверхностного слоя до температуры, превышающей температуру плавления материала, за времена ~ 20 мкс приводит к паровыделению и разбрызгиванию жидких капель металла (микрочастиц).

Для исследований использовались макеты двухэлектродных отпаянных вакуумных разрядников. На поверхность катода наносился слой легкоплавкого металла толщиной до 10 мкм. В качестве такого металла использовались свинец,

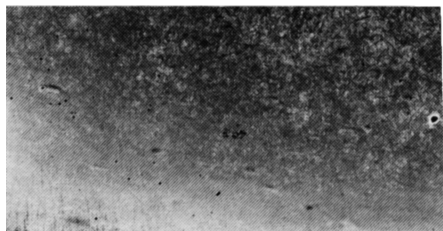


Рис. 1.

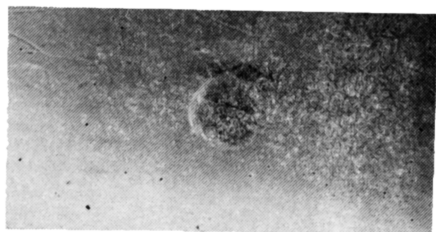


Рис. 2.

висмут и кадмий. Межэлектродное расстояние составляло 1 мм, давление остаточных газов 10^{-1} . . 10 Па, на анод подавалось постоянное напряжение 1 . . 3 кВ, катод заземлялся. Температура разогрева легкоплавкого слоя достигала 400 . . 450 °С, что значительно выше температуры плавления свинца и висмута. Тем не менее пробоя разрядников не наблюдалось. Исследования поверхности анода из материала «ковар» с помощью растрового электронного микроскопа JSM-35 CF позволили обнаружить наличие микрочастицы свинца размером до ~ 10 мкм. На рис. 1 представлена такая микрочастица. Кроме того, на поверхности обнаружено множество более мелких микрочастиц ~ 3.5 мкм, которые при соударении с поверхностью анода образовали на ней небольшие кратеры (рис. 2; увеличение, как и на рис. 1, $\times 1000$).

Известные модели инициирования вакуумного пробоя микрочастицами [1, 2] не позволяют произвести количественные оценки, которые позволили бы однозначно определить механизм пробоя. Можно оценить кинетическую энергию микрочастицы, пересекающей межэлектродный промежуток. Она составляет $\sim 10^{-10}$. . 10^{-11} Дж для частицы размером ~ 10 мкм. Даже если вся эта энергия пойдет на испарение части микрочастицы, то это составит всего лишь $\sim 10^{-13}$ кг или $\sim 10^6$ атомов. Распространение такого количества атомов в объеме с линейными размерами 1 мм создаст давление пара около $\sim 10^{-6}$ Па, что более чем на порядок ниже давления насыщенных паров свинца при температуре 400 °С. Количество крупных частиц невелико, а вклад мелких незначителен, так как энергия микрочастицы пропорциональна квадрату ее радиуса. По-видимому, в указанных условиях инициирование пробоя микрочастицами невозможно.

В качестве материала пленки исследовался также кадмий, который имеет высокое давление насыщенных паров (~ 10 Па при температуре плавления). Пробой промежутка с кадмием происходит при температурах, не превышающих температуру плавления кадмия, причем задержки пробоя достигали миллисекунд. Анализ поверхности анода позволил обнаружить кадмий. Следовательно, возможной причиной пробоя было паровыделение с поверхности нагретого кадмия.

Проведенные исследования показали, что инициирование пробоя микрочастицами свинца или висмута, образующимися в вакуумном межэлектродном

промежутке при напряженности электрического поля до $3 \cdot 10^6$ В/м, не происходит. Показано, что существенное значение для инициирования пробоя имеет такой параметр, как давление насыщенных паров материала электрода.

Список литературы

- [1] Вакуумные дуги. Теория и приложения / Под ред. Дж. Лафферти. М.: Мир, 1982. 432 с.
 [2] Четтертон П. А. Электрический пробой в вакууме. М., 1983. 111 с. Chatterton P. A. // Electrical Breakdown of Gases / Ed. J. M. Meek, J. D. Griggs. 1978. Ch. 2. P. 129—208.

Поступило в Редакцию
 19 ноября 1990 г.
 В окончательной редакции
 5 мая 1991 г.

10; 12

Журнал технической физики, т. 61, в. 10, 1991

© 1991 г.

СИЛЬНОЕ ОТРАЖЕНИЕ И РАССЕЯНИЕ ВОЛНЫ РЭЛЕЯ НА РЕЗОНАТОРЕ

В. П. Плесский, А. В. Симонян

В недавних работах [1-3] было показано, что в области сильной неоднородности поверхности упругого тела (например, выступа с квадратным сечением) могут существовать локализованные акустические колебания «поверхностные резонансы» [1], затухающие во времени из-за излучения акустической энергии в глубь упругого полупространства. Добротность этих резонансов определяется геометрией структуры и может составлять от единиц до нескольких десятков.

В данной работе мы рассмотрим отражение и рассеяние волны Рэлея на простейшем поверхностном резонаторе — грузике массы m , прикрепленном к участку поверхности шириной $2a$ через пружину жесткости K (рис. 1). Задача считается двумерной, т. е. величины m и K берутся в расчете на 1 см. Рассматриваются два случая. В первом (рис. 1, а) резонатор реагирует только на вертикальные смещения поверхности, во втором (рис. 1, б) — на горизонтальные. Движение изотропной упругой среды будем описывать, вводя, как обычно [4-6], скалярный потенциал φ (соответствующий волнам сжатия) и векторный потенциал $\vec{\psi}$ волны сдвига, который в нашей двумерной задаче имеет одну ненулевую компоненту $\vec{\psi} = (0, 0, \psi)$.

Общее решение волновых уравнений можно записать в виде

$$\varphi = \varphi_0 e^{p_0 y + i q_0 x} + \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi(q) e^{p y + i q x} dq, \quad \psi = \psi_0 e^{s_0 y + i q_0 x} + \int_{-\infty}^{+\infty} \psi(q) e^{s y + i q x} dq, \quad (1)$$

где первые слагаемые описывают падающую слева на резонатор волну Рэлея, а вторые слагаемые соответствуют всему спектру рассеянных и отраженных волн. Ветви неоднозначных функций $p = \sqrt{q^2 - k_l^2}$, и $s = \sqrt{q^2 - k_t^2}$ ($k_l, k_t = \omega/v_l, k_t = \omega/v_t$ — волновые числа продольной и поперечной объемных волн, ω — частота, v_l и v_t — соответствующие скорости) выбираются так, чтобы колебания либо спадали в глубь полупространства (т. е. если p, s действительные, то $p, s > 0$), либо волны излучались от резонатора (т. е. $\text{Im } p, s < 0$). Величины с индексом ноль в (1) удовлетворяют уравнению Рэлея $D(q_0, \omega) = 4p_0 s_0 q_0^2 - (q_0^2 + s_0^2)^2 = 0$. При этом амплитуды φ_0 и ψ_0 пропорциональны друг другу. Решение задачи в нашей модели сильно упрощается тем обстоятельством, что неизвестной величиной является одно число — смещение поверхности $u_0 e^{-i\omega t}$ в точке $x=0$ (обла-