

не нелинейной среды) и КПД генерации ИК-излучения уменьшается.

В заключение отметим, что важную роль в условиях [1] (длительность импульса накачки 10 нс) играет, по-видимому, обратная стоковая компонента с частотой ω_c , распространяющаяся навстречу накачке. Анализ показывает, что появление ВКР—назад эквивалентно ослаблению накачки вдвое при обычном ВКР—вперед. Подробно этот вопрос будет рассмотрен в другой нашей работе.

Авторы благодарны В. А. Нехаенко за помощь в составлении программы для ЭВМ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Brosnan S. J., Fleming R. N., Herbst R. L., Byer R. L. Appl. Phys. Lett., 1977, 30, p. 330. [2] Дьяков Ю. Е., Нехаенко В. А., Никитин С. Ю. Нелинейное резонансное преобразование частоты лазерного излучения (Тезисы докладов). Ташкент: Изд-во ФАН, 1979, с. 55. [3] Дьяков Ю. Е., Нехаенко В. А., Никитин С. Ю. Вестн. Моск. ун-та. Сер. Физ. Астрон., 1981, 22, № 4, с. 52. [4] Бутылкин В. С., Каплан А. Е., Хронополо Ю. Г., Якубович Е. И. Резонансные взаимодействия света с веществом. М.: Наука, 1977, с. 232. [5] Ахмаинов С. А., Хохлов Р. В. Проблемы нелинейной оптики. М.: Изд-во АН СССР, 1965, с. 233. [6] Дьяков Ю. Е. Краткие сообщения по физике (ФИАН), 1973, № 12, с. 34. [7] Giordmaine J. A., Kaiser W. Phys. Rev., 1966, 144, p. 676.

Поступила в редакцию
01.04.80

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1982, Т. 23, № 1

УДК 539.211

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННО-СТИМУЛИРОВАННОЙ ДЕСОРБЦИИ НЕЙТРАЛЬНЫХ МОЛЕКУЛ

Г. Г. Федоров

(кафедра общей физики для химического факультета)

Метод электронно-стимулированной десорбции (ЭСД) в последние годы находит все более широкое применение в исследовании поверхности твердого тела и природы адсорбции [1—4]. Подавляющее большинство работ по ЭСД связано с исследованием ЭСД ионов, в то время как ЭСД нейтральных молекул количественно не исследована. При изучении элементарного акта десорбции молекул одним из параметров, характеризующих этот акт, является эффективное сечение десорбции (Q). Существующий метод определения Q для нейтральных молекул по спаду ЭСД во времени связан с большими ошибками. Так, экспериментальный разброс определяемой величины Q в одном и том же опыте в лучшем случае составляет 30% [1] и позволяет оценить только порядок этой величины. В связи с этим неудивительно, что экспериментальные данные о зависимости Q для нейтральных молекул от энергии бомбардирующих электронов в литературе отсутствуют, хотя на необходимость постановки таких экспериментов обращалось внимание [3].

Ниже приводится описание методики и условий опыта, которые позволяют исследовать величину Q для нейтральных молекул с экспериментальным разбросом не более 3%, а также прямым способом исследовать дискретные значения энергии ЭСД.

Используем известное [2] соотношение $N_d/N_s = QN$, где N_d — число десорбирующихся молекул исследуемого газа с 1 см^2 за 1 с , N_s — чис-

до моноэнергетичных электронов, бомбардирующих поверхность в 1 см^2 за 1 с , N — число адсорбированных молекул исследуемого газа на 1 см^2 . И допускаем, что в нашем импульсном методе $N_d \ll N \approx \text{const} = 1 \text{ см}^2/A$, где A — величина посадочной площади адсорбированной молекулы исследуемого газа. В таком случае получим

$$Q = A \frac{N_d}{N_s}$$

Определив экспериментально вероятность ЭСД (N_d/N_s) как функцию энергии бомбардирующих электронов (E_0), получим $Q = F(E_0)$.

Экспериментальное исследование $N_d/N_s = F(E_0)/A$ при нескольких условиях опыта позволяет, кроме того, определить дискретные значения энергии ЭСД. Так, если достаточно большая группа хемосорбированных без диссоциации молекул имеет дискретную энергию связи E_x , то при достижении электронами энергии $E_0 = E_x$ вероятность ЭСД резко возрастает. Этот эффект удастся выявить более отчетливо, применяя следующую методику измерений. Для того чтобы молекулы, десорбирующиеся при энергии электронов $E_0(i)$, не вносили свой вклад в десорбцию при энергии $E_0(i+1)$, следует после импульсного определения $N_d(i)$ удалить оставшиеся молекулы, способные десорбироваться при энергии $E_0(i)$. Такое «высвечивание» адсорбированных молекул с определенной энергией связи, как показал опыт, удобнее проводить не в импульсном, а в непрерывном режиме облучения электронами. Исследование зависимости $N_d/N_s = F(E_0)$ с применением «высвечивания» позволяет получить максимумы вероятности ЭСД, которым соответствует дискретная энергия ЭСД.

В настоящем сообщении рассматривается применение предлагаемого метода в одном частном случае: исследование ЭСД молекул CO с поверхности окисного слоя германия.

Основные данные об установке и условиях опыта. Установка позволяла получать вакуум 10^{-10} мм рт. ст. в объеме $1,5 \text{ л}$. Измерения проводились при 10^{-9} мм рт. ст., при этом изменение давления записывалось на самописце с точностью $5 \cdot 10^{-11}$ мм рт. ст. Число десорбированных молекул (N_d) определялось по изменению давления, а состав десорбированных молекул — по масс-спектрометру АПДМ-2. Суммарная скорость откачки (насосом НЭМ-5 и стенками камеры) определялась по спаду давления, фиксируемому самописцем после каждого выстрела пакетом электронов. Облучение электронами проводилось одиночным импульсом, длившимся по времени 1 с . Число электронов N_s в пакете не превышало 10^{12} электронов на квадратный сантиметр и измерялось при каждом выстреле с точностью до 1% баллистическим гальванометром. Энергия электронов от пакета к пакету изменялась с шагом в 1 эВ . Разброс электронов по энергиям в каждом пакете не превышал $0,4 \text{ эВ}$. Поправка на величину контактной разности потенциалов между образцом и катодом определялась по методу смещения вольт-амперных характеристик [4]. При облучении исследуемого образца все другие образцы, экраны и стенки камеры находились под потенциалом катода (земли), так что их облучение электронами исключалось. Температура образцов при облучении электронами оставалась постоянной с точностью $0,5^\circ\text{C}$, и только при энергиях электронов свыше 300 эВ было отмечено повышение температуры образцов. Образцы представляли собой монокристаллы германия размером $20 \times 5 \times 0,5 \text{ мм}$. Образцы серии 1 травлены в перекиси водорода с окисным слоем $\sim 20 \text{ \AA}$. Образцы серии 2 окислены термически с окисным слоем $\sim 1000 \text{ \AA}$. Во время опытов каждый образец мог индиви-

дуально прогреваться постоянным током. Перед измерениями образцы выдерживались 10 сут в вакууме 10^{-10} мм рт. ст.

Результаты опытов и их обсуждение. Масс-спектрометрический анализ продуктов ЭСД с исходной поверхности окисного слоя германия дал следующий состав: CO — 81%, CO_2 — 8%, CH_4 — 7%, H_2 — 4%. При этом ЭСД CH_4 и H_2 наблюдалась только в первый момент облучения, после чего она прекращалась полностью, и продукты ЭСД состояли из CO — 93% и CO_2 — 7%. При термодесорбции (с исходного окисла образцов, нагретых до 200°C током) десорбции CH_4 и H_2 не наблюдалось, в то время как CO и CO_2 десорбировались в той же пропорции, что и при ЭСД. По-видимому, десорбция CH_4 и H_2 связана с разложением органических загрязнений окисла под действием электронного облучения.

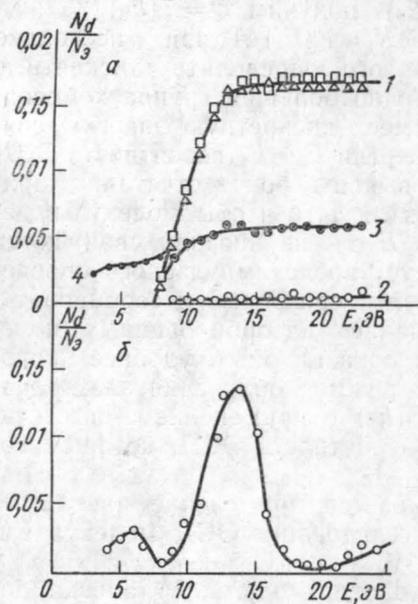


Рис. 1

дуально прогреваться постоянным током. Перед измерениями образцы выдерживались 10 сут в вакууме 10^{-10} мм рт. ст.

Результаты опытов и их обсуждение. Масс-спектрометрический анализ продуктов ЭСД с исходной поверхности окисного слоя германия дал следующий состав: CO — 81%, CO_2 — 8%, CH_4 — 7%, H_2 — 4%. При этом ЭСД CH_4 и H_2 наблюдалась только в первый момент облучения, после чего она прекращалась полностью, и продукты ЭСД состояли из CO — 93% и CO_2 — 7%. При термодесорбции (с исходного окисла образцов, нагретых до 200°C током) десорбции CH_4 и H_2 не наблюдалось, в то время как CO и CO_2 десорбировались в той же пропорции, что и при ЭСД. По-видимому, десорбция CH_4 и H_2 связана с разложением органических загрязнений окисла под действием электронного облучения.

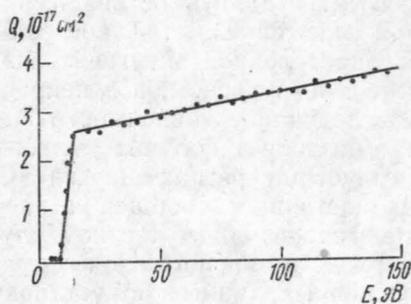


Рис. 2

ЭСД воды не наблюдалась. На рис. 1, а представлена зависимость вероятности ЭСД молекул CO с поверхности окисла германия от энергии бомбардирующих электронов. Кривая 1 данного рисунка показывает, что вероятности ЭСД молекул CO с окисного слоя в 20 \AA (значок Δ) и с окисного слоя в 1000 \AA (значок \square) совпадают. Это неудивительно, так как электроны с энергией $\sim 100 \text{ эВ}$ проникают на глубину не более 5 \AA [5], и роль толщины окисла и его подложки не сказывается. Для интерпретации ЭСД важно было установить, можно ли пренебречь во время эксперимента изменением числа молекул CO на поверхности окисла за счет их диффузии из объема окисла и за счет адсорбции из окружающей среды. В связи с этим после очистки поверхности окисла от молекул CO электронным облучением исследовалась ЭСД молекул CO с этой поверхности через разные промежутки времени. Кривая 2 рис. 1, а показывает, что поверхность окисла за сутки в вакууме 10^{-10} мм рт. ст. при комнатной температуре сохраняет свою чистоту с точностью до 5% (т. е. молекулы CO на ней не появляются). Прогрев окисла (с очищенной поверхностью) до 200°C в течение нескольких секунд в вакууме 10^{-10} мм рт. ст. приводит к появлению на его поверхности молекул CO в количестве, равном исходному (кривая 2 рис. 1, а переходит в кривую 1 рис. 1, а). При многократном повторении этого процесса (очистка—прогрев) кривые 2 и 1 хорошо воспроизводились. Это показывает, что германий и его окисный слой со-

держат большое количество молекул СО, которые при нагреве выходят на поверхность окисла. При адсорбции СО из газовой фазы (давление 40 мм рт. ст.) на очищенную поверхность окисла вероятность ЭСД представлена кривой 3 рис. 1, а. Из сравнения кривых 3 и 1 видно, что при адсорбции СО из газовой фазы вероятность ЭСД молекул СО в три раза меньше. По-видимому, это различие связано с разной степенью заполнения поверхности окисла молекулами СО в этих двух случаях.

На рис. 2 представлена зависимость эффективного сечения ЭСД молекул СО от энергии десорбирующих электронов, где отчетливо видны две области энергий электронов, в которых Q хорошо описывается линейной зависимостью. Область от 8 до 14 эВ характеризуется резким ростом вероятности ЭСД, а область от 14 до 150 эВ — слабой зависимостью Q от энергии электронов. На рис. 1, б представлена вероятность ЭСД молекул СО с окисного слоя германия от энергии бомбардирующих электронов, полученная по методу «высвечивания». Из графика видно, что при ЭСД молекул СО существует по крайней мере два дискретных значения энергии, определяющих десорбцию. О природе максимума ЭСД в области 6 эВ, появляющемся только при первичном облучении исходной поверхности окисла, пока что говорить трудно и следует отметить только факт его существования. По-видимому, этот максимум ЭСД связан с теми химическими превращениями при облучении электронами исходного окисла, о которых говорилось выше, и представленными кривой 4 на рис. 1, а.

В основном максимуме ЭСД молекул СО дискретная энергия ЭСД в 14 эВ оказалась равной потенциалу ионизации молекул СО, а сечение десорбции $Q=2,6 \cdot 10^{-17}$ см² оказалось равным сечению ионизации молекул СО в газе при энергии электронов 18 эВ [6]. Это позволяет заключить, что ЭСД молекул СО определяется ионизацией этих молекул, адсорбированных на поверхности окисла. Одна из возможных схем последовательности событий в элементарном акте рассматриваемой ЭСД может быть представлена, с нашей точки зрения, следующим образом: бомбардирующий электрон переводит адсорбированную молекулу в возбужденное состояние и захватывается молекулой. Образовавшийся связанный отрицательный возбужденный ион при переходе в нейтральную молекулу оставляет затянутый на адсорбционный центр электрон и, теряя связь с поверхностью, десорбируется в виде нейтральной молекулы. Не исключено, что акт ЭСД определяется неупругим взаимодействием бомбардирующего электрона с комплексом: адсорбированная молекула плюс адсорбционный центр.

Данные, полученные в настоящих опытах, находятся в более хорошем согласии с моделью взаимодействия бомбардирующего электрона с адсорбированной молекулой. Однако однозначный выбор того или иного механизма ЭСД может быть сделан на основе изучения сечения ЭСД, дискретной энергии ЭСД, изменения потенциала поверхности при ЭСД, пороговых значений энергии ЭСД различных молекул на различных адсорбционных центрах. Эти исследования проводятся в настоящее время на усовершенствованной установке по описанной методике.

Автор благодарен В. Ф. Киселеву за ценные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Агеев В. Н., Куценко Э. Н. ЖТФ, 1969, 39, № 7, с. 1275. [2] Агеев В. Н., Джалилов С. Т., Ионов Н. И., Потехина Н. Д. ЖТФ, 1976, 46, № 5, с. 1019. [3] Лихтман Д. В кн.: Новое в исследовании поверхности твердого

тела. М., 1977, вып. 2, с. 104. [4] Добрецов Л. Н., Гомоюнова М. В. Эмиссионная электроника. М., 1966, с. 564. [5] Трейси Д. К., Баркстренд Д. М. В кн.: Новое в исследовании поверхности твердого тела. М., 1977, вып. 2, с. 83. [6] Месси Г., Бархон Е. Электронные и ионные столкновения. М., 1958, с. 225.

Поступила в редакцию
03.04.80

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1982, Т. 23, № 1

УДК 621.380

О ТОЧНОСТИ АНАЛИЗА МОДИФИЦИРОВАННОГО ДИОДА НА ОСНОВЕ АСИМПТОТИЧЕСКИХ УРАВНЕНИЙ

Ю. В. Горохов, М. Н. Девятков, Г. И. Овчинникова

(кафедра радиопроизводства СВЧ)

В качестве достаточно универсальной модели, на которой можно проследить многие важные закономерности, присущие образованию в электронных пучках потенциального барьера, обусловленного пространственным зарядом (виртуальный катод), и процессам прохождения тока через этот барьер, удобно использовать одномерный модифицированный (обобщенный) диод. В идеализированном виде такой диод представляет собой межэлектродный промежуток, образованный двумя бесконечными плоскими электродами (прозрачными для электронов и непрозрачными для электрического поля) и пронизываемый нормально поверхности электродов однородным электронным потоком бесконечного сечения. Начальные скорости электронов определяются потенциалом первого электрода относительно катода — источника электронов и тепловыми составляющими скорости. В режиме ограничения тока через диод пространственным зарядом распределение потенциала имеет характер, показанный на рис. 1 (ось « x » направлена нормально поверхности электродов, начало координат совпадает с плоскостью первого электрода, $x=d$ соответствует плоскости второго электрода). Следуя работе [1], будем рассматривать диод как последовательность областей α' , α'' и β (см. рис. 1), выделенных плоскостями нулевого и минимального потенциала (минимум потенциала и является своеобразным потенциальным барьером для проходящих электронов). Заметим, что в приближении монотонного потока минимальный потенциал равен нулю и области α' и α'' сливаются в единую область α [2], а при реализации режима ограничения тока пространственным зарядом в диоде с накаливаемым катодом-эмиттером отсутствует область α' .

Рассматривается квазистатический случай.

Уравнения Пуассона в безразмерных величинах для указанных областей имеют вид:

$$\begin{aligned} \left. \frac{d^2 \eta}{d\xi^2} \right|_{\alpha'} &= e^n [1 + \Phi(\sqrt{\eta - \eta_m}) - 2\Phi(\sqrt{\eta})], \\ \left. \frac{d^2 \eta}{d\xi^2} \right|_{\alpha''} &= e^n [1 + \Phi(\sqrt{\eta - \eta_m})], \\ \left. \frac{d^2 \eta}{d\xi^2} \right|_{\beta} &= e^n [1 - \Phi(\sqrt{\eta - \eta_m})], \end{aligned} \quad (1)$$