ла: В [9] также наблюдалось полное подавление ЭСВ в пленках с имплантированными ионами Ga и As при полной концентрации ≈10²¹ см⁻³.

В пленках *п*-типа уровень F_0 расположен в верхней половине запрещенной зоны. В зависимости от его положения относительно состояний D^- некоторая часть фотоиндуцированных оборванных связей D^0 захватывает электрон с других донороподобных состояний и наблюдается ЭСВ; F_0 движется вниз, E_a увеличивается и σ_{τ} уменьшается.

В пленке 9 с большой концентрацией фосфора, как и для пленок 4 и 5, мы не наблюдали ЭСВ. Это может быть обусловлено, в частности, упомянутыми выше особенностями сильно легированных пленок a-Si:H. Однако и в пленках 6, 7 и 8 изменение F₀ мало по сравнению с пленками 1, 2, 3. При этом, согласно [10, 11], уровень F₀ в пленках 6, 7 расположен вблизи максимума плотности состояния D⁻, а в пленке 8 выше его. При условии образования одинаковой концентрации фотоиндуцированных состояний D⁰ в пленках n- и p-типа с одинаковой концентрацией N_P и N_B перезарядка D^0 была бы значительной и величина ΔF_0 большой. Наблюдаемая мавеличина ΔF₀ в пленках *n*-типа может лая быть связана с меньшей KOHцентрацией фотоиндуцированных D^0 оборванных связей пленках в п-типа с Это уменьшение D⁰ имплантированным фосфором, свою очередь может в быть обусловлено меньшей концентрацией электрически активных фосатомов фора при одной и той же полной концентрации имплантированных примесей.

Авторы выражают благодарность В. Д. Дравину за имплантирование примесей в пленки.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Staebler D. L., Wronski C. R.//Appl. Phys. Lett. 1977. **31**. P. 292—294. [2] Tanielian M. H., Goodman N. B., Fritzsche H.//J. de Phys. Suppl. 1981. **42**, N 10. P. C-4-375—C-4-378. [3] Vanier P. E.//Appl. Phys. Lett. 1982. **41**. P. 986. **43**, N 10. P. C-4-375—C-4-378. [3] Vanier P. E.//Appl. Phys. Lett. 1982. **41**. P. 986. **44**, N 10. P. C-4-375—C-4-378. [3] Vanier P. E.//Appl. Phys. Lett. 1982. **41**. P. 986. **42**, N 10. P. C-4-375—C-4-378. [3] Vanier P. E.//Appl. Phys. Lett. 1982. **41**. P. 986. **43**, Neurophys. J. 1982. **51**. P. 147—152. [6] KypoBa U. A., Opwohrt H. H., Hogpyruha B. Д.//Bестн. Моск. ун-та. Сер. 3, Физ. Астрон. 1985. **26**, № 5. С. 86— 88. [7] Le Comber P. G., Spear W. E.//J. Non-Cryst. Sol. 1980. **35**/36. P. 327—339. [8] Lang D. V., Cohen J. D., Harbison J. P.//Phys. Rev. 1982. **B25**. P. 5285— 5320. [9] Акимченко И. П. и др.//Письма В ЖЭТФ. 1981. **33**, № 9. С. 448—451. [10] Тапака К., Okushi H.//J. Non-Cryst. Sol. 1984. (66. P. 205—216. [11] Dersch H., Stuke J., Beichler J.//Phys. Stat. Sol. (b), 1981. 105. P. 265— 274.

Поступила в редакцию 29.12.85

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1987. Т. 28, № 2

УДК 621.315.592:541

РЕЗОНАНСНЫЕ ЯВЛЕНИЯ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ИЗЛУЧЕНИЯ Со2-лазера на поверхность германия

А. В. Зотеев, В. Ф. Киселев

(кафедра общей физики для химического факультета)

Подавляющее число работ по десорбции, стимулированной ИК излучением лазеров, относится к случаю физической адсорбции молекул, имеющих резонансные с излучением колебательные моды (см. [1, 2]). В основном изучалась область полимолекулярной адсорбции, когда число адсорбционных слоев колебалось от 1—3 до 10³. Для максимально возможного снижения нагрева твердого тела в результате поглощения радиации использовались хорошо пропускающие диэлектрики (NaCl, KCl) или отражающие радиацию металлы (Ag, Cu). Даже в этой оптимальной ситуации вопрос о вкладе в резонансную десорбцию чисто термической десорбции является предметом оживленной дискуссии [1—3]. В таких системах превалирующим каналом диссипации энергии возбужденных молекул является передача ее соседним молекулам (канал M).

Нас интересовал противоположный случай — стимулированная СО₂-лазером десорбция изолированных молекул с поверхности полупроводника, когда канал M выключен и эффективна передача энергии возбуждения в твердое тело. В качестве «резонансных» молекул мы выбрали молекулы СО₂, в качестве полупроводника — монокристаллы германия ($\rho \simeq 20$ Ом см). Исследовались образцы с реальной поверхностью (Ge_p) и термически окисленные (Ge₀). Толщина оксидных слоев GeO₂ на них была 1 и 50 нм соответственно. Поверхность (111) этих образцов непрерывно облучалась лазером ЛГ-22, работающим в многомодовом режиме. Максимальный поток квантов, падающих на поверхность, не превышал $5 \cdot 10^{20}$ квант см⁻²·c⁻¹. На этих же образцах измерялись спектры термодесорбции (ТД). Анализ продуктов десорбции в обоих случаях проводился на монопольном масс-спектрометре. Средняя температура образцов $T_{\rm cp}$ в цикле ТД и лазерного облучения (ЛО) измерялась по сопротивлению. Характер изменения, $T_{\rm cp}$ при ТД подбирался тем же, что и при ЛО. Кинетики роста $T_{\rm cp}$ для Ge_p и Ge_o были близки.

Из рис. 1 и 2 следует, что при одинаковых темпах нагрева и одинаковых T_{cp} выход молекул CO_2 (N_{CO_2}) при ЛО выше, чем при ТД. Эту разницу в N_{CO_2} (кривые 1 и 2) нельзя объяснить более высокой температурой поверхности (при ЛО) образцов T_n по сравнению с T_{cp} . Характеристикой T_n может служить десорбция «нерезонансных» молекул, например H_2O . Из рис. 1 и 2 видно, что кривые десорбции H_2O при ЛО и ТД близки. Выход молекул CO_2 при $T_{cp}>350$ К($\sim 10^{11}$ мол см $^{-2}$).



Рис. 1. Зависимость выхода десорбции CO_2 (1, 2) и H_2O (3, 4) с реальной поверхности германия при ЛО (1, 3) и TД (2, 4)



Рис. 2. То же для окисленного германия

существенно превышает концентрацию физически адсорбированных молекул CO₂. Последние удаляются при $T_{op} < 350$ К. Десорбция CO₂ с поверхности монокристалла NaCl, на которой возможна только физическая адсорбция CO₂, на порядок меньше, чем в случае Ge (при потоке $\sim 10^{20}$ квант см⁻²·c⁻¹, $N_{CO_2} \sim 10^{10}$ мол·см⁻²). Нагрев образца в этом случае не превышал нескольких градусов [2].

Таким образом, наблюдаемые значительные эффекты десорбции CO₂ при ЛО германия (см. рис. 1 и 2) нельзя объяснить прямым фотовозбуждением физически адсорбированных молекул CO₂, что согласуется с представлениями, развитыми в [2, 4]. В основном десорбируются хемосорбированные молекулы CO₂.

В основном десорбируются хемосорбированные молекулы СО₂. Рабочая линия излучения СО₂-лазера λ^{-1} =946 см⁻¹ лежит внутри полосы объемных фононов (LO) GeO₂, с максимумом λ_{Φ}^{-1} =973 см⁻¹ [5]. В аморфной пленке GeO₂ имеют место значительные вариации углов и длин связей Ge – O – Ge, что объясняет значительную ширину полосы λ_{Φ}^{-1} (~100 см⁻¹). На поверхности Ge_p широкий максимум λ_{Φ}^{-1} наблюдался при 935 см⁻¹ [6]. Нагрев структур Ge – GeO₂ при ЛО в основном происходит за счет поглощения ИК-радиации свободными носителями заряда Ge и возбуждения объемных фононов в GeO₂. Этот нагрев дает термический. вклад в лазерную десорбцию СО₂.

Существенное превышение десорбции СО₂ при ЛО над ТД, по-видимому, связано с резонансным возбуждением поверхностных адсорбционных комплексов (включающих в себя молекулы СО₂ и адсорбционные центры), чьи локальные колебательные моды резонансны с лазерным излучением. Малые изменения эффективности десорбции СО₂ при переходе от образцов Ge_p к образцам с толстым окислом Ge₀ (см. рис. 1 и 2) указывают, видимо, на слабое участие в актах лазерно-стимулированной десорбции СО₂ электронной подсистемы германия.

Пока трудно говорить о строении всех адсорбционных комплексов в системе Ge—GeO₂. Часть из них в случае гидратированной поверхности может быть представлена схемой



Координационно-связанные молекулы (H₂O)_к в таких комплексах выполняют функции протонных центров, а весь комплекс играет роль центра медленного захвата дырок. Захват последних приводит к дополнительной протонизации молекулы (H₂O)_к [7]. При колебательном возбуждении таких комплексов кроме десорбции CO₂ возможно и протекание каталитической реакции:

CO_2+2 (H₂O) $_{\rm R}\rightarrow CH_4+2O_2$.

Промежуточной формой каталитического превращения CO₂ скорее всего является формиат-ион (HCOO)-.

С целью проверки возможности таких процессов мы исследовали методом эффекта поля поведение потенциала поверхности образцов Ge_p Y_s при адсорбции молекул CO₂. Оказалось, что Y_s сдвигается на -2kT/q в область отрицательных значений, что указывает на возникновение в граничной области Ge – GeO₂ примерно 5·10¹⁰ см⁻² отрицательно заряженных медленных состояний. При высоких интенсивностях ЛО (в области $T_{ep} \simeq 400 \div 450$ K) в масс-спектрах была обнаружена линия, соответствующая массовому числу M=16 (CH₄). Для более надежной идентификации этой массы мы провели измерения на образцах Ge_p, частично дейтерированных для замены в комллексах (H₂O)_к на (D₂O)_к. При этом в спектрах десорбции при ЛО было обнаружено выделение масс: CD₄, CHD₃, CH₂D₂, CH₃D. Общий выход этих молекул составил ~10¹⁰ мол см⁻², что близко к концентрации отрицательно заряженных медленных ловущек на поверхности (скорее всего формиат-ионов). Заметим, что аналогичный каталитический эффект мы наблюдали при возбуждении электронной подсистемы Si импульсами света в диапазсне 2—3 эВ [8].

Для протекания каталитических реакций необходимо присутствие на поверхности достаточно долгоживущих возбуждений адсорбционных комплексов [7]. На неупорядоченной поверхности, которой является поверхность Ge_p, обмен энергией между локальными колебаниями адсорбционных комплексов и объемными фононами затруднен [9]. Мы наблюдали возникновение долгоживущих возбуждений (10⁻⁵-10⁻⁶ с) в таких комплексах при захвате ими носителей заряда [7, 9].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Chuang T. J. et al.//Surf. Sci. 1985. 158. P. 525—552. [2] Heidberg J. et al.//Ibid. 1985. 158. P. [4] Джиджоев М. С. et al.//Phys. Rev. 1983. шев К. К/ФТП. 1969. 3. С. 799—802. [7] Киселев В. Ф., Крылов О. В. Электронные явления в адсорщии и катализе. М., 1979. [8] Горчаков А. П., Зотеев А. В.//Кинетика и катализ. 1983. 24. С. 1277. [9] Кiselev V. F. et al.//Phys. Stat. Sol. (a). 1981. 66. P. 93—101.

Поступила в редакцию 11.08.86

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1987. Т. 28, № 2

УДК 538.22.539.28

ИЗМЕНЕНИЕ ХАРАКТЕРА ОБМЕННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ В СПЛАВАХ ГЕЙСЛЕРА ПРИ ЗАМЕЩЕНИИ Си НА Со

П. Н. Стеценко, В. В. Суриков, А. И. Ласкин

(кафедра общей физики для естественных факультетов)

Применимость разлачных моделей к описанию сверхтонких (СТ) и обменных взаимодействий в ферромагнитных гейслеровых сплавах (типа Cu₂MnAi, Co₂MnSi и т. д. [1]) дискутируется в литературе на протяжении двух десятилетий. Ряд авторов, применяя те или иные соображения о валентности элементов в сплаве (которая в рамках приближения свободных электронов определяет волновой вектор Ферми k_F н, следовательно, период осцилляций спиновой плотности в зоне проводимости), получают мало согласующиеся друг с другом результаты. Поэтому в [2] предложено рассматривать концентрацию электронов проводимости в качестве свободного параметра, определяемого из доступных экспериментальных результатов. Один из способов определяения k_F непосредственно из выражения для спиновых осициляций в модели РККИ и экспериментальных значений коэффициентов СТ взаимодействия для двух ближайших координационных сфер заключается в решении соответствующих трансцендентных уравнений [\$]. В данной работе аналогичный метод расчета с использо-