

05;11

Диффузионное залечивание радиационных дефектов на грани Ge(111) при ионной бомбардировке

© Н.Н. Горобей, В.Е. Корсуков, А.С. Лукьяненко,
Р.Р. Назаров, Б.А. Обидов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург
E-mail: Vjacheslav.Korsukov@pop.ioffe.rssi.ru

Поступило в Редакцию 6 декабря 2001 г.

Методом спектроскопии характеристических потерь энергии электронов изучена кинетика ионной бомбардировки и отжига поверхности Ge(111) и определена энергия активации залечивания радиационных дефектов, образующихся при бомбардировке ионами Ag^+ с энергией 3 KeV: $Q=0.3$ eV.

Диффузия является существенным фактором залечивания поврежденной поверхности, что лежит в основе экспериментального определения параметров диффузии [1]. Возможен и обратный процесс формирования рельефа, если поверхность находится в напряженном состоянии, например в гетероэпитаксии [2], или при непосредственном механическом нагружении [3]. Эффективность диффузионного фактора определяется наличием диффузионного „материала“ — относительно слабо связанных атомов на поверхности (адатомов) и подвижностью последних. В процессе эпитаксии источником адатомов является молекулярный пучок, а на деформированной поверхности в качестве источника рассматриваются края уже имеющихся особенностей рельефа, где возникают значительные перенапряжения [4]. Перемещение адатомов по поверхности является термоактивационным процессом случайных блужданий, параметры которого также определяют эффективность диффузионного фактора. Удобным способом определения параметров диффузионной подвижности адатомов на поверхности является наблюдение кинетики залечивания радиационных дефектов, образующихся при ионной бомбардировке. При этом источником диффузионного „материала“ служит сам процесс ионной бомбардировки. Целью данной работы является изучение кинетики повреждения поверхности Ge(111) ионами Ag^+

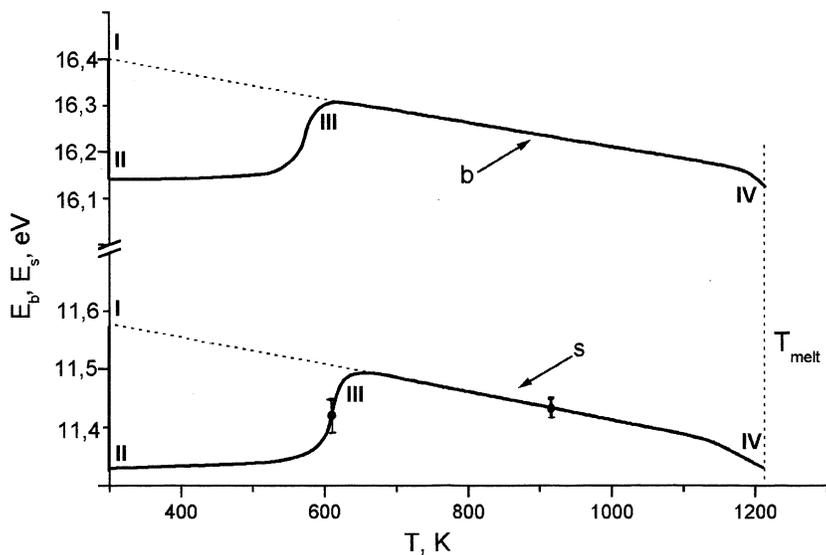


Рис. 1. Энергетические сдвиги объемного и поверхностного плазменных пиков в спектре ХПЭЭ от грани Ge (111) при полном цикле ИБО.

ее и отжига (цикл ИБО) методом спектроскопии характеристических потерь энергии электронов (СХПЭЭ) на плазмонах [5].

Исходная поверхность Ge (111)- 2×8 готовилась путем многократного повторения циклов ИБО. Контроль структуры и химического состава поверхности осуществлялся методами дифракции медленных электронов (ДМЭ) и электронной Оже-спектроскопии (ЭОС). Поверхность считалась подготовленной, когда в спектрах Оже отсутствовали пики примесных атомов (прежде всего, С и О), а в картинах ДМЭ четко проявлялась суперструктура 2×8 . В процессе опыта бомбардировка поверхности осуществлялась при разных энергиях $E_i = 0.2-3$ KeV и токах $I_i = 0-100$ nA ионного пучка. Площадь сканируемого участка поверхности составляла 1 cm^2 , угол падения ионного пучка по отношению к нормали составлял 60° . При таких относительно больших углах падения в процессе ионной бомбардировки поверхность остается практически гладкой [6]. Изучалось влияние ионной бомбардировки и температуры на энергетическое положение плазменных пиков в спектрах ХПЭЭ. На рис. 1 показаны энергетические смещения объемного

и поверхностного плазменных пиков при одном полном цикле ИБО. Стартуя с начального состояния (точка I), после значительной дозы облучения (температура комнатная) приходим к состоянию II. После этого ионный источник выключается и начинается нагрев образца. Медленное повышение температуры вплоть до 550 К не приводит к заметному изменению энергетических положений пиков, и лишь вблизи точки III наблюдается их скачкообразное восстановление. Мы полагаем, что здесь имеет место фазовый переход беспорядок–порядок в достаточно толстом поверхностном слое не менее 3 нм (глубина локализации объемного плазмона). Отметим, что на идеальной поверхности Ge (111)-2 × 8 в той же температурной области наблюдается обратный фазовый переход порядок–беспорядок [7], затрагивающий, однако, более тонкий поверхностный слой порядка 0.5 нм. Дальнейшее нагревание образца вплоть до температуры плавления (точка IV) приводит к плавному понижению энергий плазменных пиков, которое очевидно связано с эффектом термического расширения. Наконец, остывание образца приводит к плавному линейному восстановлению исходного состояния (точка I). На рис. 2 показаны временные зависимости (начиная с момента включения ионного источника) энергетического сдвига поверхностного плазменного пика при разных температурах образца в указанном температурном интервале. С течением времени величина энергетического сдвига выходит на насыщение, уровень которого зависит от температуры образца. Наличие сильной температурной зависимости в наблюдаемой кинетике может быть объяснено только вкладом фактора залечивания, который имеет характер термоактивационного процесса. Энергия активации этого процесса будет определена ниже в рамках простой модели, учитывающей баланс между радиационным повреждением и диффузионным залечиванием.

Энергия поверхностного плазмона связана с электронной плотностью n_s (валентных электронов в случае Ge) соотношением Риччи–Ленгмюра [8]:

$$E_s = \frac{\hbar}{\sqrt{2}} \left(\frac{4\pi n e^2}{m} \right)^{1/2}, \quad (1)$$

из которого получаем для малых вариаций этих величин прямую пропорциональную зависимость:

$$\frac{\Delta n_s}{n_s} = 2 \frac{\Delta E_s}{E_s}. \quad (2)$$

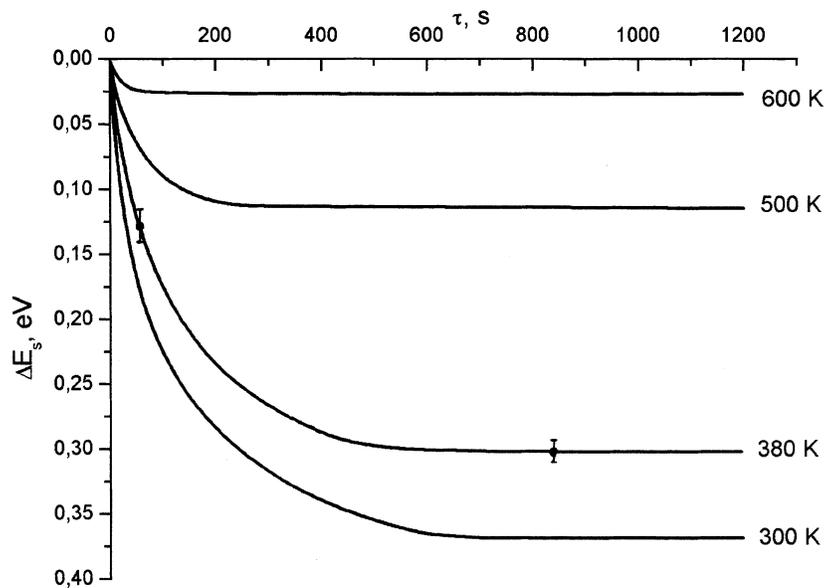


Рис. 2. Временные зависимости энергетического сдвига поверхностного плазменного пика в процессе ионной бомбардировки; $E_i = 3 \text{ KeV}$, $I_i = 30 \text{ nA}$.

Пусть Δn_m — максимальное разуплотнение участка поверхности, связанное с одним радиационным дефектом (по нашим оценкам его площадь порядка $1 \times 1 \text{ nm}$ для $E_i = 3 \text{ KeV}$). При этом часть атомов мишени удаляется с поверхности, а часть оказывается в относительно слабо связанном состоянии, образуя необходимую для заживления диффузионную массу. Мы полагаем, что радиационное повреждение не является термоактивационным процессом. Обратный процесс заживления дефекта моделируем простым законом с одним временным параметром τ , определяющим его скорость:

$$\Delta n_s = \Delta n_m \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right). \quad (3)$$

Параметр времени τ , поскольку речь идет о диффузии, имеет температурную зависимость:

$$\tau = \tau_0 \exp\left(\frac{Q}{kT}\right).$$

Энергию активации Q определим, рассматривая баланс двух упомянутых конкурирующих процессов в стационарном режиме при $t \rightarrow \infty$. В приближении малой скважности κ_0 ионного тока (в расчете на один дефект) для асимптотического разуплотнения получаем:

$$\Delta n_\infty = \Delta n_m \left(1 - \frac{\kappa_0}{\tau}\right). \quad (5)$$

Из сопоставления этого выражения с экспериментальными значениями энергетического сдвига ΔE_∞ при разных температурах (рис. 2) находим: $Q = 0.3$ eV. Этот результат следует сопоставить с активационным барьером поверхностной самодиффузии для грани Ge(111)– 2×8 [9]: $Q_0 = 1$ eV, который лимитируется процессом термоактивационного рождения пары адатом–вакансия и потому несколько выше. Таким образом, низкий активационный барьер диффузии адатомов на поверхности Ge(111) обеспечивает эффективность залечивания радиационных дефектов в процессе ионной бомбардировки.

Авторы благодарят В.А. Закревского за полезные обсуждения.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (Проекты № 99–02–18287 и 2000–00–00482).

Список литературы

- [1] Гегузин Я.Е. // Поверхностная диффузия и растекание. М.: Наука, 1969. С. 11–77.
- [2] Tersoff J., LeGoues F. // Phys. Rev. Lett. 1994. V. 72. N 23. P. 3570–3573.
- [3] Журков С.Н., Корсуков В.Е., Лукьяненко А.С. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1990. Т. 51. В. 6. С. 324–326.
- [4] Горобей Н.Н., Корсуков В.Е., Лукьяненко А.С. и др. // Письма в ЖТФ. 2002. Т. 28. В. 1. С. 54–56.
- [5] Корсуков В.Е., Лукьяненко А.С., Светлов В.Н. // Поверхность. Физика, химия, механика. 1983. № 11. С. 28–37.
- [6] Matsura J., Shichi H., Matsui Y. // J. Vac. Sci. Technol. 1994. A12(5). P. 2641–2645.

- [7] *Feenstra R.M., Slavin A.G., Held G.A. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1991. V. 66. N 25. P. 3257.
- [8] *Raether H.* // Springer Tracts in Modern Physics. 1965. V. 38. P. 88.
- [9] *Репинский С.М.* Введение в химическую физику поверхности. Новосибирск: Наука, 1993. 215 с.