

деление E в обедненной области, распределение амплитуды волн, характеристики контактов, не приведен ток и т. д.). Однако кое-какие оценки все же можно сделать. Так, пороговое поле для медленных РВ, если его оценить по формуле (6) с приведенными в [3] значениями n , ρ , τ_n , τ_p , составляет 6 В/см, в то время как генерация возникает только при $E \geq 2000$ В/см в обедненной области и $E \geq 20$ В/см в объеме. Соотношение полей в обедненной области и объеме позволяет оценить концентрацию электронов в обедненной области и максвелловское время τ_M . Оно оказывается порядка τ_p , так что не очевидно, выполняется ли условие (7) существования медленных РВ для обедненной области у катода, где наблюдалась эксклюзия, приведшая к созданию области сильного поля.

Список литературы

- [1] Karpova I. V., Kalashnikov S. G., Konstantinov O. V., Perel V. I., Tsarenkov G. V. // Phys. St. Sol. 1968. V. 33. N 2. P. 863—872.
- [2] Завадский Ю. И., Корнилов Б. В. // ФТТ. 1969. Т. 11. В. 6. С. 1494—1504.
- [3] Гостев А. В., Корнилов Б. В., Привезенцев В. В., Рау Э. И., Щетинин А. Г. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 8. С. 1516—1518.
- [4] Карпова И. В., Сабликов В. А., Сыровегин С. М. // ФТП. 1982. Т. 16. В. 11. С. 1963—1968.
- [5] Сабликов В. А. // ФТП. 1982. Т. 16. В. 10. С. 1759—1767.
- [6] Сабликов В. А. // Препринт ИРЭ АН СССР. М., 1986. № 7.
- [7] Константинов О. В., Царенков Г. В. // ФТТ. 1966. Т. 8. В. 6. С. 1867—1877.
- [8] Aronov D. A., Knigin P. I., Korolev Yu. S., Rubinov V. V. // Phys. St. Sol. (a). 1984. V. 81. N 1. P. 11—45.
- [9] White A. M. // Infr. Phys. 1985. V. 25. N 6. P. 729—741.
- [10] Константинов О. В., Перель В. И., Царенков Г. В. // ФТТ. 1967. Т. 9. В. 7. С. 1762—1770.

Институт радиотехники
и электроники АН СССР
Москва

Получено 8.02.1989
Принято к печати 22.02.1989

ФТП, том 23, вып. 7, 1989

УВЕЛИЧЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО МЕХАНИЗМА ДЕФЕКТОБРАЗОВАНИЯ ПОД ДЕЙСТВИЕМ КАНАЛИРОВАННОГО ПУЧКА ЧАСТИЦ

Корнеева Л. А., Мазур Е. А., Руденко А. И.

В связи с проблемой создания радиационных дефектов в полупроводниках при пролете быстрых ориентированных частиц наиболее интересно выявить подпороговые механизмы дефектообразования, разделив два вклада, вносимых частицами: вклад от возбуждения электронной и фононной подсистем кристалла (потенциальный вклад) и ударный вклад, связанный с непосредственной передачей импульса атомам в узлах решетки. В данном сообщении исследуется регулируемый электронно-ударный механизм генерации дефектов в слабо легированном кристалле за счет механизма с электростатической неустойчивостью [1] и одновременно под действием поля самой частицы. При этом относительный вклад обеих компонент возбуждения является хорошо регулируемым при изменении угла влета частицы, поскольку при попадании ее в режим подбарьерного каналирования прямое выбивание атомов из мест их локализации в решетке практически отсутствует. В то же время в надбарьерном случае зависание над атомной плоскостью положительно заряженной частицы приводит к резкому увеличению ударного вклада.

В предыдущих работах [2, 3] данная проблема рассматривается с точки зрения электронно-тепловых механизмов создания дефектов [4] при распаде

кильватерного пакета электронных возбуждений в условиях импульсного облучения интенсивными пучками каналированных частиц. При этом необходимым условием достаточной эффективности рассматриваемых процессов являются высокая интенсивность облучения и сопутствующие ему кооперативные эффекты, в частности локальный нагрев возбужденной области кристалла. Нами показано, что в слабо легированном полупроводнике (при концентрации примеси $N_d \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$) в отсутствие эффектов локального нагрева механизмы с электростатической неустойчивостью [1] преобладают над электронно-тепловыми [4], причем эффективность первых (обычно малая при столь низком уровне легирования) значительно возрастает за счет взаимодействия атомов с определенной долей надбарьерных частиц в каналированном пучке.

Как известно [1], при ионизации внутренних оболочек атома полем пролетающих заряженных частиц благодаря оже-процессу атом превращается в многократно положительно заряженный ион с зарядом $q_2 |e| \geq 2 |e|$ (обычно $q_2 = 2 \div 10$) с конечным временем жизни, определяющимся временем вплытия оже-дырки в валентную зону. Если этот заряд возникает около исходно существующего заряда $q_1 |e|$, то образуется пара ионов на расстоянии $R \geq a$, где a — межатомное расстояние. Электрическая неустойчивость, приводящая к смещению одного из ионов из узла в ближайшее междоузлие и образованию долгоживущей френкелевской пары, возникает, когда энергия кулоновского отталкивания $E_c(R) = q_1 q_2 e^2 / \kappa(R) R$ достаточно велика:

$$E_c(R) - E_{см} > 0. \quad (1)$$

Здесь $\kappa(R)$ — эффективная диэлектрическая проницаемость среды для пары ионов, причем $\kappa = \kappa_0$ при $(R/a)^3 \gg 1$, κ_0 — статическая диэлектрическая постоянная, $E_{см}$ — характерная наименьшая энергия смещения иона из узла в междоузлие в описываемом «неадиабатическом» процессе.

Условие (1) определяет радиус действия механизма $R_{кр}: q_1 q_2 e^2 / \kappa(R_{кр}) R_{кр} = E_{см}$. Для атомов, взаимодействующих с частицами, находящимися в режиме подбарьерного каналирования, и, следовательно, не оказывающих ударного воздействия, типичная энергия смещения в Si, Ge составляет $E_{см}^{n6} \sim 4 \div 5 \text{ эВ}$ [1]. Однако в пучке каналированных частиц всегда присутствует определенная доля «надбарьерных» частиц за счет рассеяния пучка в процессе движения в кристалле (эта доля в зависимости от глубины проникновения и энергии частиц определялась ранее авторами в [2, 3]). Нами оценена [2] переданная этими частицами дополнительная кинетическая энергия на один атом $\Delta E^{n6} \sim 1 \div 5 \text{ эВ}$. Эту энергию следует рассматривать как понижение барьера смещения: $E_{см}^{n6} = E_{см}^{i6} - \Delta E^{n6}$, что сразу же приводит к увеличению эффективности данного механизма, поскольку уменьшение $E_{см}$ в n раз ($n = E_{см}^{i6} / E_{см}^{n6} \sim 2 \div 5$) влечет за собой увеличение $R_{кр}$ в n раз, согласно (1).

Полное сечение процесса при ионизации одной определенной внутренней оболочки равно [1]

$$\sigma_I = C \sigma_i Z, \quad Z = \sum_{R > a} w(R). \quad (2)$$

Здесь C — относительная концентрация ионов примеси ($C < 1$), σ_i — сечение ионизации данной оболочки, Z — число атомов внутри сферы радиуса $R_{кр}$, которые могут при ионизации данной оболочки образовать выделенную пару (или группу), w — вероятность элементарного акта создания долгоживущей френкелевской пары. Она имеет вид

$$w(R) \approx \exp(-\tau_{см}(R)/\tau_i), \quad (3)$$

где $\tau_{см}$ — типичное время смещения иона в данном процессе: $\tau_{см} \sim (1 \div 3) \times 10^{-13} \text{ с}$, τ_i — время жизни возбужденного состояния: $\tau_i \sim 10^{-13} \div 10^{-14} \text{ с}$. Время смещения возрастает с ростом R , так как его зависимость от кулоновской энергии E_c имеет вид $\tau_{см} \sim 1/\sqrt{E_c} \sim \sqrt{R}$ [1]. Таким образом, из (3) вытекает второй критерий, ограничивающий радиус действия механизма,

$$\tau_{см}(R) \leq \tau_i. \quad (4)$$

Если $R_{кр}$ удовлетворяет условиям как (1), так и (4) (последнее означает, что вероятность элементарного акта дефектообразования для атомов внутри этой сферы близка к 1), то Z имеет величину порядка $(R_{кр}/a)^3$ в изотропной ситуации. Следует учесть, что при плоскостном каналировании передача импульса происходит только в направлении, перпендикулярном плоскостям каналирования. Поэтому если при участии надбарьерных частиц $R_{кр}$ увеличивается в n раз, согласно (1), и это увеличение не выходит за рамки условия (4), то сечение рассматриваемого процесса увеличивается в n^2 раз либо будет иметь ту же величину при концентрации примеси, меньшей в n^2 раз. Для типичной ситуации в полупроводниках $\tau_{см}(a)/\tau_i \sim (1 \div 3) \cdot 10^{-1}$, поэтому при $n=3$ критерий (4) продолжает выполняться, а сечение дефектообразования увеличивается на порядок.

Для конкретных значений параметров кристалла и частиц получаем следующие оценки. При плоскостном каналировании протонов с энергией $E=5$ МэВ, плотностью тока $j=3 \cdot 10^9$ А/см² в кремнии (сечение ионизации K -оболочки $\sigma_i \sim 10^{-19}$ см²) с учетом $E_{см}^{n6}=4.0$ эВ, $\Delta E^{n6}=2.6$ эВ ($n=3$) при относительной концентрации примеси $C=10^{-4}$ ($N_x=10^{18}$ см⁻³) получаем $\sigma_i=10^{-22} \div 10^{-23}$ см² ($Z \sim 100$). При захвате же электрона на локальный уровень рождающегося дефекта [4] при тех же значениях $E_{см}^{n6}$ и ΔE^{n6} с учетом типичной для кремния глубины залегания уровня $E_c=0.2$ эВ при $T=300$ К вероятность элементарного акта рождения дефекта Френкеля $\tau_i=10^{-20} \exp[-(E_{см}^{n6}-\Delta E^{n6}-E_c)/kT] \approx \approx 10$ с⁻¹, что при той же плотности тока j приводит к $\sigma=e\tau_i/j=10^{-24} \div 10^{-25}$ см², т. е. на 2 порядка меньше, чем соответствующее сечение для механизма Карпова—Клингера.

Таким образом, облучение каналированным пучком заряженных частиц приводит к значительному увеличению эффективности подпорогового дефектообразования, причем в случае низкотемпературного облучения слабо легированного кристалла в основном за счет механизма с электростатической неустойчивостью (в сверхчистых полупроводниках преобладают электронно-тепловые механизмы). В связи с этим целесообразно поставить эксперимент по измерению скорости образования пар Френкеля, чтобы развернуто показать возможность практического разделения ударного и электронного механизмов дефектообразования. Направляя пучок частиц под углом $\theta=0$ к кристаллографическим плоскостям и измеряя концентрацию дефектов в зависимости от глубины проникновения в кристалл, можно в явном виде выделить вклад потенциальных механизмов, поскольку заметная доля надбарьерных частиц, вносящих ударный вклад, формируется лишь на достаточно большом расстоянии от облучаемой поверхности в результате рассеяния пучка. Наоборот, в случае ориентации пучка частиц под углом, равным или чуть превышающим угол Линдхарда, можно наблюдать, как с ростом глубины проникновения концентрация дефектов убывает за счет уменьшения доли надбарьерных частиц при рассеянии пучка.

Список литературы

- [1] Карпов В. Г., Клингер М. И. // ФТП. 1978. Т. 12. В. 10. С. 1887—1897.
- [2] Корнеева Л. А., Мазур Е. А., Руденко А. И. // Кинетические процессы и возбуждения в полупроводниках и диэлектриках. М., 1989. С. 27—35.
- [3] Корнеева Л. А., Мазур Е. А., Руденко А. И. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 5. С. 832—838.
- [4] Винецкий В. Л., Чайка Г. Е. // ФТТ. 1986. Т. 28. В. 11. С. 3389—3395.

Московский
инженерно-физический
институт

Получено 10.02.1989
Принято к печати 22.02.1989
