

НЕКОТОРЫЕ ЭФФЕКТЫ, ВЛИЯЮЩИЕ НА ПРОФИЛЬ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ВНЕДРЕННЫХ ИОНОВ В КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ МИШЕНЯХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СОЕДИНЕНИЙ $A^{III}B^V$ ПОСЛЕ ИОННОЙ ИМПЛАНТАЦИИ

Кольцов Г. И., Макаров В. В.

Методом вторично-ионной масс-спектрометрии исследованы распределения имплантированных в монокристаллические подложки фосфидов индия и галлия ионов селена и бериллия. Проведено сравнение экспериментальных распределений с теоретически рассчитанными, проанализированы различия. Показана роль монокристалличности мишеней в формировании распределений, получены дозовая и энергетическая зависимости моментов распределений и характеристической длины экспоненциального спада профилей на больших глубинах. Описан и обоснован механизм формирования распределения имплантированных частиц на больших глубинах.

Распределение имплантированных ионов зависит как от бомбардирующего иона, так и от материала мишени, поэтому в данной работе по изучению профилей распределения ионов, имплантированных в монокристаллические мишени $A^{III}B^V$, выбраны полупроводниковые соединения — фосфиды галлия и индия, у которых средний атомный номер и средняя масса атома существенно различаются. Легирующими ионами служили бериллий и селен.

М е т о д и к а э к с п е р и м е н т а

Имплантиацию проводили на установке HVE-350, меняя энергию и дозу имплантационных ионов. Образцы, в которые имплантировали ионы, представляли собой полупроводниковые пластины, ориентированные в направлении $\langle 111 \rangle$ и повернутые во время проведения внедрения на угол 7° относительно ионного пучка для предотвращения возможного каналирования.

Измерения профилей распределения имплантированных ионов проводили методом вторично-ионной масс-спектроскопии на установке IMS-3F. При изучении распределения бериллия использовались первичные ионы кислорода O_2^+ с энергией 8 кэВ, а для изучения распределения селена — ионы цезия Cs^+ с энергией 14.5 кэВ. Первичный пучок в том и другом случаях разворачивался в растр площадью $25 \cdot 10^{-8} \text{ м}^2$. Чтобы избежать влияния стенок кратера, сигнал отбирался из пятна диаметром $6 \cdot 10^{-5} \text{ м}$ в центре растра.

Стабильность первичного пучка при измерениях была не хуже 1 %, поэтому предполагалось, что скорость травления постоянна. Глубину кратера травления измеряли с точностью 10^{-8} м . При заданной таким образом шкале глубины концентрацию определяли, исходя из дозы имплантации. Профили распределения, полученные экспериментально, описывали с помощью двойной гауссовской функции, параметры которой определяли подгонкой на ЭВМ.

Э к с п е р и м е н т а л ь н ы е р е з у л ь т а т ы

После обработки с помощью ЭВМ экспериментальных данных были получены значения $\overline{R_p}$, $\overline{\Delta R_{p1}}$ и $\overline{\Delta R_{p2}}$ для бериллия, имплантированного в фосфид гал-

лия, и селена, имплантированного в фосфиды галлия и индия. Установлено, что экспериментальные значения параметров пробега ионов значительно отличаются от рассчитанных, причем если для легкого иона дисперсия проецированного пробега $\overline{\Delta R_{p_1}} > \overline{\Delta R_{p_2}}$, то для более тяжелого $\overline{\Delta R_{p_2}} > \overline{\Delta R_{p_1}}$, но во всех случаях значения проецированного пробега и его дисперсии значительно больше расчетных. Для примера на рис. 1 показан профиль распределения бериллия в фосфиде галлия, а на рис. 2 — селена в том же фосфиде галлия.

Расхождения между рассчитанными и экспериментальными значениями проецированного пробега могут иметь несколько причин, вызванных экспериментальными погрешностями или связанных с недостаточной точностью моделей взаимодействия высокоэнергетического иона с мишенями. Возможные экспериментальные ошибки мы рассматривали в [1], и ни одна из них не может дать таких количественных расхождений, которые получены в эксперименте.

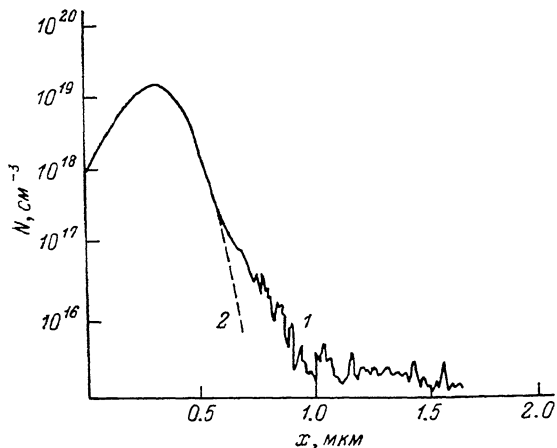


Рис. 1. Профиль распределения концентрации бериллия в фосфиде галлия.

1 — эксперимент, 2 — расчет, согласно выражению $N_x = \frac{2Q}{\sqrt{2\pi}(\overline{\Delta R_{p_1}} + \overline{\Delta R_{p_2}})} \exp\left[-\frac{(R_p - x)^2}{2\overline{\Delta R_p^2}}\right]$ с параметрами $\overline{R_p}$ и $\overline{\Delta R_p}$, определенными из эксперимента.

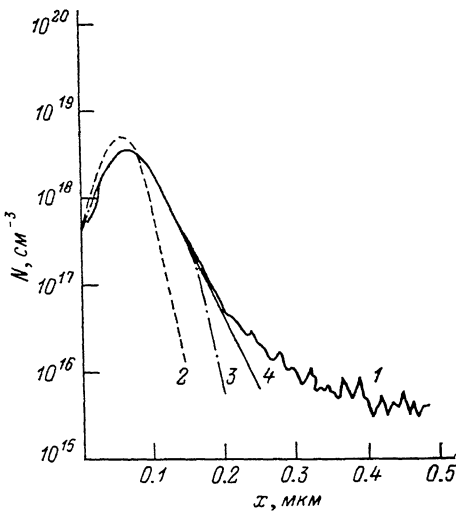


Рис. 2. Профиль распределения концентрации селена в фосфиде галлия.

1 — эксперимент, 2 — теоретический расчет по теории ЛШШ, 3 — расчет согласно выражению

$$N_x = \frac{2Q}{\sqrt{2\pi}(\overline{\Delta R_{p_1}} + \overline{\Delta R_{p_2}})} \exp\left[-\frac{(R_p - x)^2}{2\overline{\Delta R_p^2}}\right]$$

с параметрами $\overline{R_p}$ и $\overline{\Delta R_p}$, определенными из эксперимента, 4 — экспоненциальный хвост.

Поэтому причину необходимо искать в несовершенстве модели, описывающей взаимодействие иона с мишенью, в частности не учитывающей эффекта «рекалливирования». В основных моделях, принятых для расчета проецированного пробега, учитывается взаимодействие иона с аморфной мишенью, где рассеяние иона и потеря им энергии происходят за счет двух процессов упругого взаимодействия с ядрами атомов мишени и неупругого взаимодействия с электронами мишени.

Наиболее простой метод расчета, известный как метод Линхарда, Шарфа и Шюта [2], основан на определении вероятности $p(r, E)$ иона с энергией E пройти расстояние, равное r , в мишени, с которой он взаимодействует.

Кроме того, для расчета пробегов использовалось численное интегрирование уравнения переноса Больцмана [3]. Движение ионов представлялось в виде статистического распределения моментов, описываемого функцией $F(p, x)$, а уравнение переноса представляло собой изменение функции распределения при прохождении частицей некоторого расстояния. Расчетные величины среднего проецированного пробега и его дисперсии получены нами по простой методике, предложенной в работе [4], где функция вероятности распределения $W(r, t)$ определяется полярными и азимутальными углами рассеивания, которые

в свою очередь связываются с энергетическими потерями иона через электронные и ядерные взаимодействия.

В случае двухатомной мишени ядерную и электронную тормозную способности рассчитывали для каждого из атомов соединения, а общую тормозную способность считали как сумму.

Сравнивая между собой экспериментальные и рассчитанные по различным методикам значения дисперсии и пробегов, важно отметить, что величины, полученные в наших экспериментах, превышают значения, рассчитанные по любой из предложенных методик.

Обсуждение результатов

Профиль распределения селена как в фосфиде галлия, так и в фосфиде индия описывается двумя полуГауссовскими функциями, причем дисперсия распределения со стороны поверхности меньше, чем в глубине, а средний проеци-

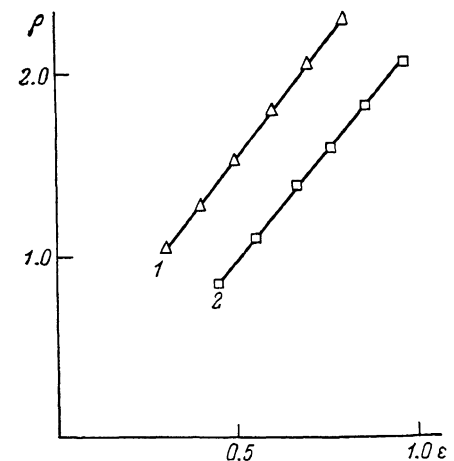


Рис. 3. Зависимость безразмерного пробега от приведенной энергии для ионов селена в фосфиде галлия и индия.

Безразмерный пробег: 1 — в фосфиде индия, 2 — в фосфиде галлия.

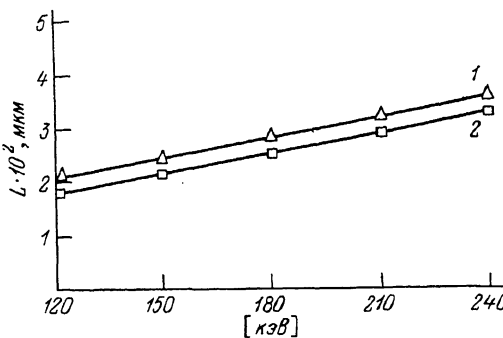


Рис. 4. Энергетическая зависимость характеристической длины для селена в фосфиде галлия и индия.

Характеристическая длина: 1 — в фосфиде индия, 2 — в фосфиде галлия.

рованный пробег $\overline{R_p}$ и обе дисперсии $\Delta \overline{R_p}$ при $x < \overline{R_p}$ и $\Delta \overline{R_p}$ при $x > \overline{R_p}$ значительно выше, чем теоретически рассчитанные по методике [5] или представленные в [6].

Учитывая поправку в универсальную функцию рассеяния, предложенную в [7],

$$f(t^{1/2}) = \lambda t^{1/2-m} [1 + (2\lambda t^{1-m})q]^{-1/q}, \quad (1)$$

где коэффициенты m , λ , q введены Winterbon, Sigmund и Sanders (WSS), можно получить простое выражение, связывающее между собой безразмерный пробег ρ и приведенную энергию ε . Согласно WSS, эти параметры связаны между собой степенной зависимостью

$$\rho(\varepsilon) = [(1-m)/\lambda m] \varepsilon^{2m}. \quad (2)$$

Воспользовавшись этим соотношением, можно определить параметры и коэффициенты WSS для функции (1), подходящие для наших экспериментальных распределений.

Для этого безразмерный пробег рассчитывали, исходя из экспериментальных значений среднего проецированного пробега, а приведенную энергию — из заданного значения энергии имплантируемого иона.

На рис. 3 представлены полученные зависимости для фосфидов галлия и индия. В обоих случаях получена линейная зависимость $\rho = k\varepsilon$, а коэффициенты

пропорциональности равны $k=2.4$ для фосфида галлия и $k=2.67$ для фосфида индия. Постоянные, входящие в выражение для универсальной функции рассеяния, равны $m=0.5$, $\lambda=0.41$ для фосфида галлия и $m=0.5$, $\lambda=0.37$ для фосфида индия. Таким образом, по экспериментальным значениям коэффициентов WSS можно получить универсальную функцию рассеяния (1), воспользовавшись которой можно уточнить ядерную и электронную тормозную функции.

Анализ функций распределения показал, что при внедрении селена как в фосфид индия, так и в фосфид галлия гауссовская функция распределения при $x > \bar{R}_p$ нарушается и в распределении наблюдаются «хвосты», которые в логарифмическом масштабе представляют собой прямые (рис. 2). Таким образом, с учетом существования хвостов функции распределения можно представить в виде

$$c(x) = \begin{cases} \gamma(x), & x < x_i, \\ \gamma(x_i) \exp[(x_i - x)/L], & x \geq x_i, \end{cases} \quad (3)$$

где для достаточно больших глубин сдвоенная гауссиана $\gamma(x)$ заменена на $\exp[(x_i - x)/L]$, где x — текущая координата, а L — некоторая характеристическая длина, физический смысл которой будет определен в дальнейшем, x_i — точка, где сдвоенная гауссиана заменяется на экспоненту.

Для нахождения значений x и L осуществлялась подгонка функции (3) к экспериментальным точкам профиля распределения.

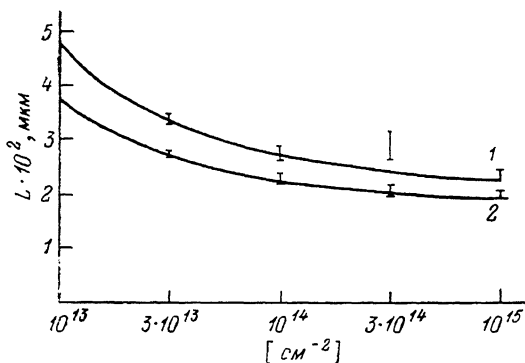


Рис. 5. Дозовая зависимость характеристической длины для селена в фосфиде индия и галлия.

Характеристическая длина: 1 — в фосфиде индия, 2 — в фосфиде галлия.

Оказалось, что значение x_i определяется положением максимума распределения \bar{R}_p , а расстояние $\Delta x = (x_i - \bar{R}_p)$ зависит от энергии имплантированного селена, дозы облучения и материала мишени. В обеих подложках Δx растет с увеличением энергии и дозы имплантированных ионов, причем абсолютное значение этой разности всегда больше в фосфиде индия. Дозовая зависимость проявляется слабо при малых дозах (до 10^{14} см⁻²), а затем резко возрастает.

Характеристическую длину L показателя экспоненты определяли в той же процедуре и получили, что и L зависит от энергии иона, дозы и материала мишени. Указанные зависимости приведены на рис. 4 и 5.

Для того чтобы проанализировать полученные зависимости, необходимо выяснить, какие механизмы вызывают отклонения от гауссовской функции распределения. Предположительно такими механизмами могут быть два — диффузия внедренной примеси во время проведения ионной имплантации или реканализирование ионов (попадание в каналы после взаимодействия с атомами мишени). Анализируя диффузию, необходимо отметить, что в этом случае характеристическая длина L представляет собой корень из произведения Dt (коэффициента диффузии на время). Механизм диффузии может быть как обычным, так и радиационно-стимулированным. Время проведения имплантации можно зафиксировать, а коэффициент диффузии оценить, исходя из режимов. Исходя из значения характеристической длины для селена в фосфиде галлия, рассчитали $D=7.4 \cdot 10^{-14}$ см²/с для дозы 10^{14} см⁻² и $D=2 \cdot 10^{-12}$ см²/с для дозы 10^{13} см⁻².

Противоречия, которые наблюдаются при анализе этих величин, заключаются в том, что, во-первых, коэффициенты диффузии на уровне $2 \cdot 10^{-12}$ см²/с слишком большие для реальных режимов имплантации, а, во-вторых, если большие значения коэффициентов диффузии определяются радиационно-стиму-

лированныхми процессами, то при увеличении дозы, когда концентрация дефектов возрастает, расти должен и коэффициент диффузии, а этого не наблюдается.

Наиболее подходящим объяснением уширения функции распределения и появления экспоненциальных хвостов является процесс реканалирования, когда ионы попадают в каналы после рассеяния на атомах мишени.

Попадание в каналы в результате взаимодействия ионов с атомами мишени наиболее вероятно в нескольких первых соударениях, так как в дальнейшем диаграмма направленности движения ионов уширяется. По этой же причине реканализованные частицы имеют достаточно узкий энергоспектр.

Некоторая часть ионов, попав в каналы после нескольких соударений, движется в режиме каналирования, достигая значительных глубин, где деканализует в результате сильных соударений с атомами мишени. После деканализации ионы движутся так же, как в аморфной среде, и останавливаются на расстоянии $\overline{R_p}(E')$ от точки деканализации (E' — энергия, при которой произошло деканализирование). В силу малости энергетических потерь вдоль канала $E' \sim \text{const}$.

Поэтому $\overline{R_p}(E')$ вдоль канала меняется слабо, и распределение остановившихся частиц практически повторяет распределение вероятности деканализирования по глубине с параллельным переносом на $\overline{R_p}(E')$. Можно показать, что для каналированных частиц в приближении однократного рассеяния вероятность деканализирования

$$p(x) \sim \exp[-xN\Delta\sigma], \quad (4)$$

где N — концентрация атомов подложки, $\Delta\sigma$ — часть полного сечения меж-атомных взаимодействий, отвечающая рассеянию на углы, превышающие критический.

Характеристическая длина деканализирования при этом $L=1/N\Delta\sigma$.

Оценим L в приближении экранированного кулоновского потенциала меж-атомного взаимодействия, взяв соответствующее дифференциальное сечение в форме [6]

$$d\sigma \sim dT'/(E')^m T^{m+1}, \quad (5)$$

где T — энергия, переданная в одном соударении, m — параметр, характеризующий вид потенциала ($m=0.5$).

Для малых углов рассеяния, θ , $T \sim E'\theta^2$ и соответственно для критического угла $T_k \sim E'\theta_k^2$.

Проинтегрируем $d\sigma$ от T_k до максимально возможной энергии, переданной в одном соударении, T_m :

$$\Delta\sigma \sim \left(\int_{T_k}^{T_m} dT/T^{m+1} \right) / (E')^m \simeq 1/(E')^m T_k^m. \quad (6)$$

В интервале рассматриваемых энергий критический угол пропорционален $(E')^{1/4}$ [4], откуда $T_k \sim (E')^{1/2}$.

Таким образом, $\Delta\sigma \sim 1/(E')^{3m/2}$.

Если предположить, что $E' \sim E$, то получим зависимость характеристической длины деканализирования и соответственно экспоненциального хвоста распределения ионов по глубине

$$L \sim E^{3m/2}, \quad (7)$$

что качественно согласуется с представленными экспериментальными данными.

Поскольку критический угол каналирования для фосфида индия выше, чем для фосфида галлия, вероятность попадания ионов в каналы для фосфида индия выше, поэтому все зависимости для характеристической длины L и $\Delta\sigma$ на-ходятся выше.

Для ионов бериллия, внедренных в фосфид галлия, так же как и для селена, получены несимметричные профили распределения, причем дисперсия при

$x < \overline{R}_p$ в этом случае больше, чем при $x > \overline{R}_p$. Так же как и в случае селена, экспериментальные значения среднего проецированного пробега превышают теоретические. Форма профиля распределения в случае имплантации бериллия определяется дозой. Например, при одной и той же энергии имплантации (80 кэВ), но при разных дозах $5 \cdot 10^{14}$ и 10^{16} см⁻² наблюдаются заметное углубление профиля и его уширение. Особый характер распределения внедренных ионов бериллия связан, очевидно, с их малой массой и малым атомным радиусом. При малой массе бомбардирующего иона происходит рассеяние на большие углы вплоть до обратного рассеяния, а малый радиус способствует межзельной диффузии, в том числе и в области скопления вакансий.

Малый тетраэдрический радиус ионов бериллия, определяющий механизм радиационно-стимулированной и междоузельной диффузии, не препятствует процессам реканалирования бериллия, поэтому установить, какой из этих процессов определяет профиль распределения при $x > \overline{R}_p$, трудно, и все-таки дозовый сдвиг максимума профиля распределения определяется, скорее всего, диффузией, а хвосты распределения, так же как и в случае имплантации селена, — процессом вторичного каналирования.

Таким образом, можно сделать следующие выводы.

1. При имплантации ионов различной массы в полупроводниковые подложки АШV экспериментальный профиль имеет форму двух полугауссовских кривых с различными значениями дисперсии среднего проецированного пробега при $x < \overline{R}_p$ и $x > \overline{R}_p$.

2. Селен в фосфидах галлия и индия распределяется так, что $\overline{\Delta R_p} < \overline{\Delta R_p}$, а экспериментальные значения среднего проецированного пробега и дисперсии среднего проецированного пробега отличаются от рассчитанных.

3. Профиль распределения селена в фосфидах галлия и индия можно рассчитать с помощью универсальной функции рассеяния с поправками WSS, полученными из экспериментальных зависимостей безразмерного пробега от приведенной энергии.

4. Экспериментально из дозовой и энергетической зависимостей распределения концентрации внедренного в фосфиды галлия и индия селена показано, что хвосты распределения при $x > \overline{R}_p$ появляются за счет эффекта реканалирования, т. е. попадания некоторой части ионов в каналы после их взаимодействия с атомами мишени.

5. Для ионов бериллия, внедренных в фосфид галлия, распределение концентрации определяется вероятностью рассеяния легкого иона более тяжелыми атомами кристаллической решетки, а также процессами междоузельной диффузии, связанной с соотношением ковалентных радиусов бериллия и тетраэдрических или октаэдрических пустот в кристаллической решетке.

6. Большое влияние на профиль распределения бериллия в фосфиде галлия оказывают вакансии кристаллической решетки, способствующие диффузии бериллия, закрепление его в узлах и, следовательно, переходу в электрически активное состояние.

Список литературы

- [1] Кольцов Г. И., Коротаев А. И., Макаров В. В. // Поверхность. Физика, химия, механика. 1990. № 2. С. 102—109.
- [2] Гиббонс Дж. Ф. // ТИИЭР. 1968. Т. 56. В. 3. С. 60—85.
- [3] Giles M. D., Gibbons J. F. // IEEE Trans. Electron. Dev. 1985. V. ED-32. N 10. P. 1918—1924.
- [4] Lindhard G. K. // Kgl. Danske Vid. Selsk. Mat.-Fys. Medd. 1965. V. 34. N 14. P. 12—18.
- [5] Biersack J. D., Zieger J. F. // Proc. IV Int. Conf. «Ion imlantation: equipment and techniques». Berlin, 1983. P. 556.
- [6] Gibbons J. F., Johnson S. W., Milrois S. W. // Semicond. and rel. Mater. Strousburg, 1975. P. 150.
- [7] Winterbon K. B., Sigmund P., Saunders J. B. // Kgl. Danske Vid. Selsk. Mat.-Fys. Medd. 1970. V. 37. N 14. P. 12—18.