

При оценке мы использовали следующие значения параметров: $m_e = 0.025m_0$, $m_h = 0.4m_0$, $\alpha N_0 = -0.45$ эВ, $\beta N_0 = 0.8$ эВ, m_0 — масса свободного электрона, N_0 — концентрация атомов в заполненной катионной подрешетке.

Энергия кванта лазера (238 мэВ) заметно превышала ширину запрещенной зоны (165 мэВ). Поэтому происходит довольно значительная деполяризация электронной системы, когда после своего рождения электрон теряет энергию, испуская оптические фононы. Величина $G_+ - G_- = \rho G$, которая фигурирует в исходных формулах (20), должна учитывать степень этой деполяризации. Ее можно оценить, если переписать соотношение (25) в виде

$$\rho = \frac{4}{3} I(I+1)(2I+1) W_{hr} \tau_r (\delta N_M - \delta N_{M-1}), \quad (29)$$

где τ_r — время рекомбинации свободных носителей заряда. Формула (29) справедлива при выполнении неравенства $\tau_{eM} \ll \tau_s$. Для $\text{Hg}_{0.88}\text{Mn}_{0.12}\text{Te}$ оценка дает $\tau_{eM} \sim 10^{-9}$ с. К сожалению, в [1] не приводятся данные о времени рекомбинации в исследованных образцах. Измерение времени жизни в кинетике спада фотопроводимости в образцах близкого состава [4] дает величину $\tau_r \sim 10^{-5}$ с. Из формулы (29) находим $\rho \sim 10^{-2}$.

В заключение авторы выражают благодарность М. И. Дьяконову за полезное обсуждение.

Л и т е р а т у р а

- [1] Krenn H., Zawadzki W., Bauer G. — Phys. Rev. Lett., 1985, v. 55, N 14, p. 1510—1513.
 [2] Kossut J. — Phys. St. Sol. (b), 1975, v. 72, p. 359—367.
 [3] Гельмонт Б. Л., Иванов-Омский В. И., Цидильковский И. М. — УФН, 1976, т. 120, в. 3, с. 337—362.
 [4] Постолаки И. Т. — Автореф. канд. дис. Л., 1985.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получено 25.04.1988
Принято к печати 2.06.1988

ФТП, том 22, вып. 10, 1988

ПАССИВАЦИЯ МЕЛКИХ ДОНОРОВ В ФОСФИДЕ ИНДИЯ АТОМАРНЫМ ВОДОРОДОМ

Омельяновский Э. М., Пахомов А. В., Поляков А. Я.

Атомарный водород как средство пассивации электрически активных центров в монокристаллических полупроводниках становится объектом интенсивных и многосторонних исследований [1]. Механизм пассивации предположительно [1] заключается в образовании нейтральных комплексов вида [дефект—водород] в процессе диффузии атомов водорода в объем монокристалла. По своему влиянию на процессы переноса заряда в полупроводнике это явление аналогично эффективной очистке материала от различных электрически и рекомбинационно активных центров.

В настоящее время достаточно подробно изучено влияние атомарного водорода на свойства Si [2], Ge [3] и GaAs [4], известны работы по исследованию эффекта пассивации в CdTe и ZnTe [5], GaAlAs [6] и GaP [7]. В настоящей работе в дополнение к перечисленным материалам будет показана принципиальная возможность пассивации фосфида индия.

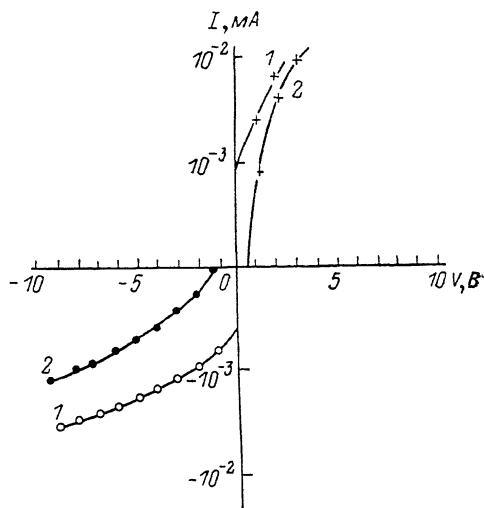
Исследовавшиеся образцы представляли собой плоскопараллельные пластины толщиной 2 мм, вырезанные перпендикулярно оси роста $\langle 100 \rangle$ монокристаллов нелегированного n -InP, выращенных методом Чохральского с жидкостной герметизацией расплава. На предварительно травленные поверхности

пластина напылялись барьеры Шоттки (Au) диаметром 0.5—1.0 мм, на которых до и после введения атомарного водорода проводились измерения вольтфарадных (ВФХ) и вольтамперных (ВАХ) характеристик. По данным ВФХ, концентрации электронов в образцах до гидрогенизации составляли $(1 \div 2) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

Гидрогенизация образцов проводилась при помощи источника нейтрального атомарного водорода, позволявшего практически исключить присущие плазменным методам эффекты ионного травления и бомбардировки поверхности обрабатываемого кристалла. Водород вводился в монокристаллы InP при температурах $\sim 400^\circ \text{C}$; время обработки (включая охлаждение образцов в процессе гидрогенизации до 100°C) не превышало 20 мин.

Как показали измерения ВФХ обработанных диодов Шоттки, концентрации электрически активных донорных центров в InP после введения атомарного водорода уменьшились примерно в 2 раза. Так, например, согласно данным ВФХ для пяти диодов Шоттки, на одном типичном образце *n*-InP концентрации свободных электронов, составлявшие до обработки $(1.4 \div 1.8) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, после гидрогенизации уменьшились до $(7.3 \div 9.3) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$.

Заметим, что степень пассивации мелких доноров в *n*-InP гораздо ниже, чем в арсениде галлия [4]. По всей вероятности, это связано с меньшей концентра-



Вольтамперные характеристики типичного диода Шоттки Au/*n*-InP до (1) и после (2) гидрогенизации.

цией атомарного водорода в нашем источнике по сравнению с обычным способом гидрогенизации непосредственно в области разряда или в области послесвечения. Однако использование таких «мягких» условий обработки существенно для обнаружения эффекта, поскольку в традиционных источниках происходит сильная деградация поверхности InP, приводящая к появлению дефектного слоя, на котором невозможно проведение электрофизических измерений.

В заключение отметим как интересный факт наблюдавшееся нами после гидрогенизации улучшение вольтамперных характеристик барьеров Шоттки Au/*n*-InP (см. рисунок). Ранее подобный эффект наблюдался для Si [8], однако в случае GaAs, по литературным [9] и нашим собственным данным, обработка в обычных источниках атомарного водорода, не исключаяющих взаимодействия с ионной составляющей, приводит к ухудшению ВАХ из-за поверхностных нарушений. Это тем более важно для InP, где улучшение ВАХ наблюдается только при «мягкой» обработке, описанной в данной работе.

Таким образом, нами, по-видимому, впервые обнаружена пассивация мелких доноров в фосфиде индия. В дальнейших исследованиях представляло бы интерес установить, пассивируются ли также и мелкие акцепторы (это позволило бы сделать заключение о зарядовом состоянии водорода в InP на основе феноменологического рассмотрения, проведенного для кремния Пантелидесом [10]; см. также нашу работу [11]). Важно, кроме того, выяснить, растут ли при гидрогенизации подвижность и интенсивность фотолюминесценции, что явилось бы подтверждением образования действительно нейтральных комплексов «водород—примесь», а не компенсирующих центров. Эти исследования предполагается в ближайшем будущем провести в нашей лаборатории.

Авторы считают своим долгом поблагодарить К. С. Головановского и А. А. Балмашнова за предоставленную возможность провести гидрогенизацию.

- [1] Pearton S. J., Corbett J. W., Shi T. S. — Appl. Phys. A, 1986, v. 43, N 2, p. 153—195.
 [2] Pearton S. J. — In: Oxygen, Carbon, Hydrogen and Nitrogen in Crystalline Silicon / Ed. by J. C. Mikkelsen, Jr., J. W. Corbett, S. J. Pearton, S. J. Pennycook. Mater. Res. Soc., Pittsburgh, PA, 1986, p. 457.
 [3] Pearton S. J., Kahn J. M., Hansen W. L., Haller E. E. — J. Appl. Phys., 1984, v. 55, N 6, p. 1464—1471.
 [4] Pearton S. J., Dautremont-Smith W. C., Chewalleri J., Tu C. W., Cummings K. D. — J. Appl. Phys., 1986, v. 59, N 8, p. 2821—2827.
 [5] Svob L., Marfaing Y. — Sol. St. Commun., 1986, v. 58, N 6, p. 343—346.
 [6] Naby J. C., Stavola A., Lopata J., Dautremont-Smith W. C., Tu C. W., Pearton S. J. — Appl. Phys. Lett., 1987, v. 50, N 14, p. 921—923.
 [7] Pearton S. J., Haller E. E., Elliot A. G. — Electron. Lett., 1983, v. 19, p. 1052—1053.
 [8] Yapsir A. S., Hadizad P., Lu T.-M., Corelli J. C., Lanford W. A., Bakhru H. — Appl. Phys. Lett., 1987, v. 50, N 21, p. 1530—1532.
 [9] Pearton S. J., Haller E. E., Elliot A. G. — Appl. Phys. Lett., 1984, v. 44, N 7, p. 684—686.
 [10] Pantelides S. T. — Appl. Phys. Lett., 1987, v. 50, N 15, p. 995—997.
 [11] Омеляновский Э. М., Пахомов А. В., Поляков А. Я., Куликов Л. В. — ФТП, 1987, т. 21, в. 10, с. 1762—1764.

Государственный научно-исследовательский
и проектный институт
редкометаллической промышленности
Москва

Получено 27.04.1988
Принято к печати 2.06.1988

ФТП, том 22, вып. 10, 1988

АНИЗОТРОПИЯ ТУННЕЛЬНЫХ ПЕРЕХОДОВ В СЛОЖНОЙ ВАЛЕНТНОЙ ЗОНЕ ГЕРМАНИЯ

Горбовицкий Б. М.

В работе [1] рассматривался вопрос о туннельном механизме создания инверсии заселенностей уровней Ландау легких дырок в германии в скрещенных электрическом и магнитном полях. Было показано, что характерное время жизни легкой дырки по отношению к ее превращению в тяжелую может резко увеличиваться с увеличением номера уровня Ландау легкой дырки, что может приводить к инверсии заселенностей уровней Ландау легких дырок. Рассмотрение проводилось в сферическом приближении.

В настоящей работе в квазиклассическом приближении численно рассчитывались вероятности туннелирования между состояниями тяжелых и легких дырок в скрещенных полях с учетом гофрированности изоэнергетических поверхностей.

Направим магнитное поле \mathbf{H} по оси z , электрическое поле \mathbf{E} — по оси x . Уравнения траектории в пространстве кинематических импульсов будут иметь вид

$$\varepsilon_n(\mathbf{p}) + u p_y = \varepsilon = \text{const}, \quad p_x = \text{const}. \quad (1)$$

Здесь величина ε есть закон дисперсии в системе координат, движущейся со скоростью \mathbf{u} ($0, -u, 0$), $u = cE/H$, в которой электрическое поле отсутствует. Закон дисперсии $\varepsilon_n(\mathbf{p})$ тяжелых ($n=h$) и легких ($n=l$) дырок с учетом гофрированности изоэнергетических поверхностей есть [2]

$$\varepsilon_n(\mathbf{p}) = \frac{1}{2m_0} [\gamma_1 p^2 \pm 2\gamma_2 \sqrt{p^4 + 3\alpha(p_1^2 p_2^2 + p_1^2 p_3^2 + p_2^2 p_3^2)}], \quad (2)$$

где знак «+» перед корнем относится к легким дыркам, знак «-» — к тяжелым дыркам, $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$ — константы Латтинжера, $\alpha = (\gamma_3^2 - \gamma_2^2) / \gamma_2^2$ — параметр анизотропии, m_0 — масса свободного электрона.