

- [1] Полупроводниковые фотоприемники: ультрафиолетовый, видимый и ближний инфракрасные диапазоны спектра / Под ред. В. И. Стафеева. М., 1984. 215 с.
 [2] Физика и химия соединений A^2B^6 / Под ред. С. А. Медведева. М., 1970. 624 с.

Физико-технический институт
 им. С. В. Стародубцева АН УзССР
 Ташкент

Получено 4.04.1988
 Принято к печати 26.07.1988

ФТП, том 23, вып. 2, 1989

НЕМОНОТОННОСТЬ ВОЛЬТЪЕМКОСТНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУР С БАРЬЕРОМ ШОТТКИ

Горев Н. Б., Костылев С. А., Макарова Т. В.,
 Прохоров Е. Ф., Уколов А. Т.

Уменьшение низкочастотной емкости барьера Шоттки с ростом обратного смещения столь же привычно, как и сама $C-V$ -методика определения профиля легирования, известная более 40 лет. Эффективная аналогия барьерной емкости с плоским конденсатором и не допускает другой возможности. Актуальная для современной микроэлектроники ситуация, когда эта аналогия может быть неправомерной [тонкопленочные полупроводниковые структуры при смыкании областей объемного заряда барьера Шоттки и перехода пленка—подложка (например, полевой транзистор вблизи отсечки)], рассматривалась в работах [1, 2]. Однако авторы [1, 2] выявили лишь факт насыщения $C-V$ -зависимости. В предлагаемой работе мы покажем как возможность, так и сам факт роста низкочастотной емкости барьера Шоттки при смыкании областей обеднения затвора Шоттки и перехода пленка—подложка по мере роста обратного смещения.

Следует отметить, что факт роста низкочастотной барьерной емкости с увеличением обратного смещения известен в случае МДП структур и связан с образованием в них инверсионного слоя [3]. В случае же барьера Шоттки такой механизм роста барьерной емкости отсутствует, поскольку в области объемного заряда в полупроводнике квазиуровень Ферми для дырок постоянен и совпадает с уровнем Ферми в металле [4]. Следовательно, установленный в данной работе факт роста низкочастотной емкости барьера Шоттки под влиянием перехода пленка—подложка является нетривиальным.

Рассмотрим полупроводниковую структуру низкоомная пленка—высокоомная подложка с барьерным контактом на пленке. Направим ось OX системы координат перпендикулярно пленке и зафиксируем нуль на границе пленки с контактом. Пленка легирована только мелкими донорами с концентрацией N_0 , а в подложке присутствуют как мелкие доноры, так и компенсирующая глубокая примесь в концентрациях N_0 и N_1 соответственно. Пусть к барьерному контакту приложено такое отрицательное смещение V_G , что области обеднения под барьером и на переходе пленка—подложка сомкнуты. Известно, что в современных тонкопленочных структурах такая ситуация создается при умеренных напряжениях на барьере, когда еще нет лавинного пробоя (например, в полевом транзисторе в состоянии отсечки). Покажем, что при значениях V_G , для которых выполняется соотношение

$$n_m \ll N_0, \quad (1)$$

где n_m — максимальная концентрация свободных носителей в пленке, барьерная емкость C растёт с увеличением V_G .

Как известно [5], барьерная емкость C определяется выражением

$$C = \varepsilon \varepsilon_0 S \frac{dE_b}{dV_G}, \quad (2)$$

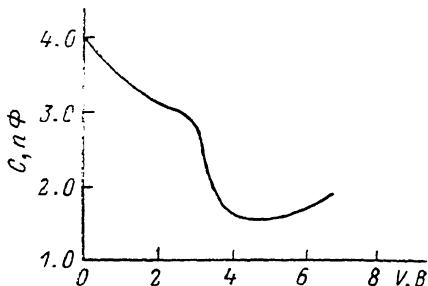
где ε — относительная диэлектрическая проницаемость, ε_0 — диэлектрическая постоянная, S — площадь барьерного контакта, E_b — электрическое поле на границе металл—полупроводник.

Выражение (2) можно представить в виде

$$C = \varepsilon \varepsilon_0 S \frac{dE_b}{dx_m} \frac{dx_m}{dV_G}, \quad (3)$$

где x_m — координата максимума концентрации свободных носителей в пленке. Используя уравнение Пуассона, легко показать, что при выполнении условия (1) имеет место соотношение

$$\frac{dE_b}{dx_m} = \frac{q}{\varepsilon \varepsilon_0} N_0(x_m), \quad (4)$$



Измеренная вольтежмостная зависимость обратно смещенного барьера Шоттки на тонкопленочной структуре GaAs.

Параметры пленки: $N_0 = 10^{17} \text{ см}^{-2}$, $h = 0.25 \text{ мкм}$. Подложка компенсирована хромом.

где q — заряд электрона. Если к тому же предположить, что n_m удовлетворяет соотношению

$$n_m \gg n_i, \quad (5)$$

где n_i — концентрация свободных носителей в подложке [поскольку перепад равновесных концентраций свободных носителей в пленке и подложке весьма велик, существует заметный интервал V_G , в котором выполняются соотношения (1) и (5)], то в рамках диодной теории барьера Шоттки можно получить явное выражение для dx_m/dV_G :

$$\frac{dx_m}{dV_G} = \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{q} \frac{1}{N_0(x_m)} \left[h + \frac{1}{N_t - N_{0s}} \int_{x_m}^h N_0(x) dx \right]^{-1}, \quad (6)$$

где h — толщина пленки. Подставив (4) и (6) в (3), получим выражение для емкости

$$C = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 S}{h + \frac{1}{N_t - N_{0s}} \int_{x_m}^h N_0(x) dx}. \quad (7)$$

Нетрудно видеть, что $dC/dV_G > 0$ в силу очевидного роста x_m с увеличением V_G , т. е. полученная формула описывает растущий участок C — V -зависимости.

Интересно отметить, что емкость определяется как зарядом ионизированных доноров в пленке, так и концентрацией примесей в подложке, причем фигурирующая здесь разность $N_t - N_{0s}$ определяет концентрацию свободных центров захвата в равновесном объеме подложки вблизи перехода.

Понятно, что физическая причина роста емкости заключается в смыкании областей обеднения барьера Шоттки и n - v -перехода пленка—подложка. При этом в цепи появляется емкость n - v -перехода, смещенного в прямом направлении, что вследствие роста этой емкости и обуславливает рост емкости на барьере Шоттки.

Факт существования участка роста C — V -зависимости подтвержден экспериментально на образцах GaAs, полученных по различным технологиям (газо-транспортной, жидкостной и молекулярно-лучевой эпитаксии), с параметрами, лежащими в широком диапазоне ($N_0 = 10^{15} \div 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $h = 0.2 \div 2.0 \text{ мкм}$). На ри-

сунке приведена типичная $C-V$ -зависимость. Заметим, что характер зависимости на падающем участке (крутое падение перед минимумом) соответствует результатам работ [1, 2].

Таким образом, установлено существование растущего участка вольтамперной зависимости обратного смещенного барьера Шоттки на тонкопленочной полупроводниковой структуре и показано, что появление этого участка обусловлено наличием перехода пленка—подложка.

Л и т е р а т у р а

- [1] Lehovec K. // Appl. Phys. Lett. 1975. V. 26. N 3. P. 82—84.
- [2] Chen T. H., Shur M. S. // IEEE Trans. Electron. Dev. 1985. V. ED-12. N 5. P. 883—891.
- [3] Зи С. М. Физика полупроводниковых приборов. М., 1973. 655 с.
- [4] Rhoderick E. H. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1972. V. 5. N 10. P. 1920—1929.
- [5] Берман Л. С. Емкостные методы исследования полупроводников. Л., 1972. 104 с.

Институт технической механики
АН УССР
Днепропетровск

Получено 21.04.1988
Принято к печати 6.09.1988

ФТП, том 23, вып. 2, 1989

ЭКСИТОННАЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ КРЕМНИЯ, ЛЕГИРОВАННОГО ФОСФОРОМ И ГАЛЛИЕМ В КОНЦЕНТРАЦИЯХ $5 \cdot 10^{16} \div 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$

Горбунов М. В., Каминский А. С.

В [1] нами были исследованы спектры рекомбинационного излучения (РИ) экситонов, связанных на «изолированных» центрах и парах «изолированных» примесных атомов фосфора и мышьяка в кремнии. В спектрах РИ были выявлены характерные полосы излучения — P_1, P'_1, P''_1, P_2 (ранее полоса P_2 наблюдалась в спектре РИ Si [2], а полоса P''_1 — в Ge<As> [3]). Полосы P_1 и P''_1 объяснены излучательным распадом экситонов, а P_2 — биэкситонов, связанных на парах примесных атомов. Полосам P_1 и P''_1 отвечают различные конечные состояния D_2 :¹ полосе P_1 — основное, а полосе P''_1 — возбужденное, в котором один из доноров, входящих в D_2 , находится в возбужденном состоянии G_3 ,⁵. Что касается полосы P'_1 , то нам не удалось в [1] однозначно определить связанный с ней излучательный канал рекомбинации.

В настоящей работе рассматриваются спектры РИ экситонов, связанных на примесных атомах галлия и фосфора в кремнии. При этом особое внимание уделяется происхождению полосы P_1 .

В рассматриваемом интервале концентраций примесей $N_{D(A)}$ можно пользоваться упрощенной моделью экситон-примесной зоны (ЭПЗ) [4], считая, что от $N_{D(A)}$ не зависит набор экситонных состояний, присутствующих в ЭПЗ, а зависит только функция плотности экситонных состояний $\rho(N_{D(A)})$. При этом подавляющее число состояний в ЭПЗ будет приходиться на экситоны, связанные на D и D_2 , а пространственное движение экситонов в ЭПЗ будет происходить в основном при участии фононов, т. е. сопровождаться либо испусканием, либо поглощением фононов.

В [5] были рассчитаны энергия основного состояния экситона, связанного на A_2 в кремнии, как функция расстояния между акцепторами R_A и плотность состояний ρ как функция N_A . Неожиданным оказалось то, что в отличие от мо-

¹ Далее мы будем обозначать k нейтральных доноров (акцепторов) — $D_k (A_k)$, а p экситонов, связанных на k нейтральных донорах (акцепторах), — $\mathcal{E}_p D_k (\mathcal{E}_p A_k)$.