

06,12

Влияние содержания Ge на высоту барьера Шоттки в структурах на основе твердых растворов $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$

© Н.А. Матчанов

Физико-технический институт НПО „Физика–Солнце“ АН Узбекистана,
700084 Ташкент, Узбекистан
e-mail: sirnornur@uzsci.net

(Поступило в Редакцию 26 декабря 2007 г.)

Исследовано влияние содержания Ge на высоту барьера Шоттки в структурах Au-p-i-n/Al на основе объемных твердых растворов $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ ($0 < x < 0.26$), выращенных методом электронно-лучевой бестигельной зонной плавки. В исследованных структурах $\text{Au-i-Si}_{1-x}\text{Ge}_x$, $\text{Au-}\alpha\text{Ge/Si(Li)}$, $\text{Au-}\alpha\text{Ge/Si}$ и $\text{Au-nSi}_{1-x}\text{Ge}_x$ высота энергетического барьера составляла ~ 1 eV, что превышает значения этого параметра для кремния, приведенные в литературе. Показано, что избыточная концентрация Ge в приповерхностной области $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ кристалла приводит к самопассивации поверхности, которая приводит к увеличению высоты барьера. Установлено, что в структурах $\text{Au-i-Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ с ростом содержания Ge увеличивается высота барьера Шоттки от 0.97 до 1.03 eV в интервале $0 < x < 0.11$.

PACS: 73.20.At, 73.40.Sx, 73.40.Ns

Введение

В настоящее время в исследовательских работах проявляется большой интерес к объемным кристаллам $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$, вызванный возможностью изготовления на их основе более совершенных приборов. Некоторые преимущества (быстродействие, низкий уровень шумов, радиационная стабильность и т.д.) приборов, изготовленных на основе твердых растворов $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$, по сравнению с кремниевыми аналогами, простимулировали исследования возможностей изготовления приборов в ядерной спектроскопии как в качестве детекторов ядерного излучения [1,2], так и в качестве датчиков тепловых нейтронов [3], и в рентгеновской дифрактометрии [4]. Очень эффективны, по мнению авторов [5], $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ высокотемпературные термоэлементы. Кроме того, интерес к объемным кристаллам $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ вызван возможностью проведения фундаментальных исследований на их основе.

Имеются работы, посвященные изучению свойств полупроводниковых напряженных слоев, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ), и барьеров Шоттки (БШ) на основе МЛЭ $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ [6,7]. Авторы [6] исследовали влияние содержания германия на высоту этого барьера и пришли к выводу, что высота БШ $\text{Ir-Si}_{1-x}\text{Ge}$, $\text{Pt-Si}_{1-x}\text{Ge}$, $\text{Pd-Si}_{1-x}\text{Ge}$ и $\text{Fe-Si}_{1-x}\text{Ge}$ уменьшается с ростом содержания германия в сплаве в интервале $0 < x < 0.25$ и изменяется от 0.69 до 0.54 eV.

Вместе с тем в работе [2] на основе измерений характеристик структуры Au-i-SiGe-Al (изготовленных на основе объемных монокристаллов сплава) было показано, что высота энергетического барьера в этих структурах составляет ~ 1 eV. Было выдвинуто предположение, что это связано с пассивацией поверхностных состояний.

Таким образом, имеется сильное расхождение в данных по величине барьера для структур, изготовленных

на основе эпитаксиальных слоев, и объемных кристаллов $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$. Отсутствуют также данные о зависимости величины барьера от содержания германия в сплаве. Следует отметить, что по литературным данным [8] для поверхностно-барьерных детекторов на основе n и p -Si высота барьера может достигать 0.8–0.97 eV.

В данной работе представлены результаты исследования влияния Ge на высоту БШ Au-p-i-n/Al на основе объемных монокристаллов $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ ($0 < x < 0.3$), выращенных методом электронно-лучевой бестигельной зонной плавки (БЗП).

Аналитические выражения для высоты энергетического барьера

Рассмотрим аналитические выражения для высоты энергетического барьера структуры Au-p-i-n/Al по [9]. Высота барьера φ_{bn} в двух предельных случаях составляет:

при $D_S \rightarrow \infty$ (D_S — плотность поверхностных состояний):

$$q\varphi_{bn} = (E_g - q\varphi_0) - q\Delta\varphi \approx 0.7 \text{ eV}, \quad (1)$$

$D_S \rightarrow 0$:

$$q\varphi_{bn} = q(\varphi_m - \chi) - q\Delta\varphi \approx 1.15 \text{ eV}, \quad (2)$$

где $q\varphi_0$ — уровень Ферми на свободной поверхности полупроводника (приблизительно $E_g/3$), q — заряд электрона, $\Delta\varphi$ — изгиб барьера из-за сил изображения (0.035 eV), φ_m — работа выхода (5.2 eV для золота), χ — сродство к электрону (4.0375 V для $\text{Si}_{0.75}\text{Ge}_{0.25}$). В общем случае

$$q\varphi_{bn} = cq(\varphi_m - \chi) + (1 - c)(E_g - q\varphi_0) - q\Delta\varphi, \quad (3)$$

где $c = \varepsilon_1/(\varepsilon_1 + q^2\delta D_S)$, δ , ε_1 — толщина и диэлектрическая постоянная промежуточного слоя соответственно.

Как видно из выражения (2), высота барьера $\phi_{bn} \sim 1 \text{ eV}$ возможна только при уменьшении плотности поверхностных состояний.

Методика и эксперимент

Монокристаллы $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ были выращены методом электронно-лучевой БЗП в вакууме (10^{-6} – 10^{-7} Torr) на установке JEBZ-3B (Japan). Монокристаллические слитки $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ с переменным составом (содержание Ge увеличивается вдоль слитка) выращивались от затравок из монокристаллического Si ориентации $\langle 111 \rangle$. Затем слитки разрезались на пластины с толщиной $\sim 1.5 \text{ mm}$. Образцы были *p*-типа проводимости с удельным сопротивлением ~ 50 – $150 \Omega \cdot \text{cm}$. Состав образцов определялся методом гидростатического взвешивания, который позволяет определить плотность образцов с точностью ± 0.005 [10] и контролировался на рентгеновском микроанализаторе „Сатеса“. В монокристалле содержание Ge изменялось от 0 до 30 at.%.

Механическая и химическая обработка, а также диффузия (при 400 – 600°C) и дрейф лития в *p*- $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ проводились по технологии, разработанной для *p*-Si [11]. Специальным травлением изготавливались *i*- $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ мезоструктуры. Дрейф ионов лития проводился в электрическом поле с напряженностью $E_{\text{drift}} \sim (3-5) \cdot 10^4 \text{ V/cm}$. Толщина *i* слоя $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ структур составляла ~ 300 – $700 \mu\text{m}$.

Контакты Шоттки к *i*- $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ и омические контакты наносились способом термического напыления в вакууме 10^{-5} – 10^{-6} Torr на стандартной установке ВУП-4. При этом толщина слоя Au составляла ~ 10 – 20 nm , толщина слоя Al в пределах ~ 20 – 30 nm .

Измерения спектральной фоточувствительности Au-*p-i-n*/Al структур были выполнены на инфракрасном спектрометре ИКС-12 с призмой LiF в режиме ЭДС холостого хода при комнатной температуре. При этом для усиления сигнала использовался селективный усилитель У2-8. Высота барьера ϕ_{bn} определялась из зависимости $\sqrt{I_{\text{ph}}} = f(h\nu)$, здесь I_{ph} — фототок, приведенный к равному числу квантов.

Полученные результаты и обсуждения

Значения БШ в компенсированных материалах определяется не только свойствами поверхности (поверхностные состояния и др.), но и электрофизическими характеристиками материала (концентрация носителей тока в компенсированной области, $N_A - N_D$, степень компенсации и др.). А в случае твердого раствора определенное влияние могут также оказывать и неоднородности состава.

Для определения высоты БШ использовался фотоэлектрический метод, который, как известно, является прямым и самым точным методом определения высоты барьера [9], так как при помощи экстраполяции

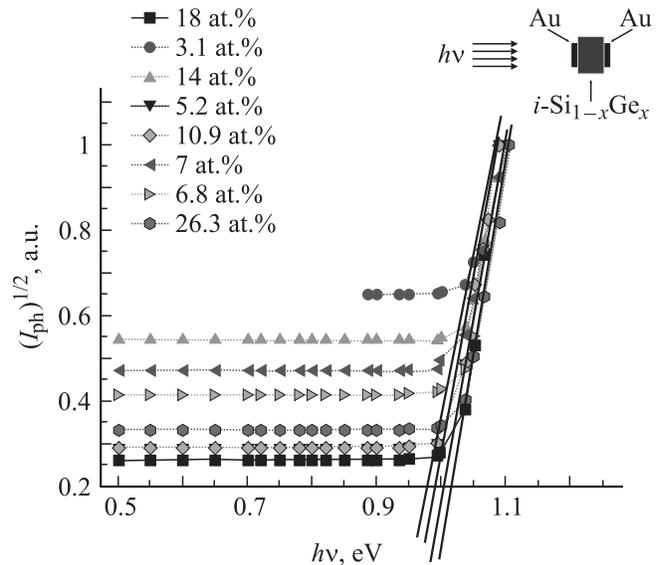


Рис. 1. Зависимость фотоотклика барьера Au-*i*- $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ от энергии фотонов при различном содержании Ge.

линейной зависимости $\sqrt{I_{\text{ph}}}$ на ось энергий можно определить высоту энергетического барьера (рис. 1). Погрешность измерения фототока не превышала 1%, погрешность величины барьера, определенная по зависимости $\sqrt{I_{\text{ph}}} = f(h\nu)$, не превышала $\pm 0.02 \text{ eV}$.

На рис. 2 приведена зависимость высоты БШ Au-*i*- $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ от содержания Ge в сплаве. Как видно из рисунка, высота барьера Au-*i*- $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ составляет $\sim 1 \text{ eV}$ в интервале состава $0 < x < 0.11$. Величина барьера в объемных кристаллах $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ превышает величину, соответствующую барьеру на кремнии (для структур Au-Si ~ 0.7 – 0.8 eV [9]). Интересно, что даже при содержании Ge порядка 0.5 at.% высота БШ Au- $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ намного превышает таковую в Au-*n*Si. Следует отметить, что образцы Si были выращены в таких же условиях, что и $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$.

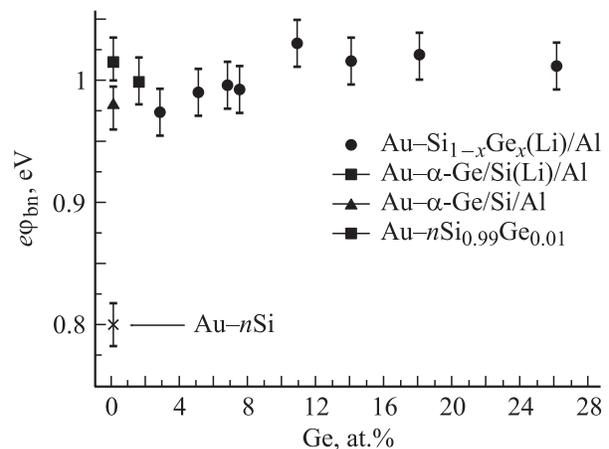


Рис. 2. Зависимость высоты барьера Шоттки Au-*i*- $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ от содержания Ge в сплаве.

Зависимость некоторых параметров Au–i–Si_{1-x}Ge_x/Al структур от содержания Ge в сплаве

Ge, at.%	3.1	5.2	6.8	7	10.9	14	18	26
$q\varphi_{bn}$, eV	0.97	0.99	1	0.99	1.03	1.02	1.02	1.01
$N_A - N_D$, cm ⁻³	—	$1.3 \cdot 10^{11}$	$1.4 \cdot 10^{11}$	$6.5 \cdot 10^{11}$	$1.3 \cdot 10^{11}$	$9.5 \cdot 10^{10}$	$9.1 \cdot 10^{11}$	$2.4 \cdot 10^{11}$
τ_{eff_1} , μs	—	95	39	94.8	10	19	24	5
τ_{eff_2} , μs	—	270	50	115	10	45	41	26

Для выяснения роли компенсации и неоднородностей состава проанализирована связь между высотой БШ и $N_A - N_D$, а также временем жизни носителей тока в компенсированном материале. Как известно, время жизни в компенсированных твердых растворах может быть источником информации о флуктуациях состава. Флуктуации содержания германия, приводящие к уменьшению запрещенной зоны материала, создают контрвариантные флуктуации зон (рис. 3) [12]. Локальные флуктуации зон, в свою очередь, увеличивают вероятность рекомбинации носителей тока. Таким образом, уменьшение времени жизни носителей тока в наших образцах свидетельствует об увеличении неоднородностей состава сплава.

Величина $N_A - N_D$ определялась по зависимости емкости структуры от обратного напряжения (рис. 4). При напряжении выхода на плато вольт-фарадных характеристик (ВФХ) структур величина $N_A - N_D$ (см. таблицу) определялась по формуле:

$$W = [2\varepsilon(\varphi_{bn} - kT + V_R)/|N_A - N_{Li}|]^{1/2}, \quad (4)$$

где ε_s — диэлектрическая проницаемость полупроводника; N_A — концентрация акцепторов в исходном материале; N_{Li} — концентрация лития; V_R — обратное напряжение. Величина $\varphi_{bn} = 1$ eV, $kT = 0.0258$ eV (для комнатной температуры).

Время жизни носителей тока оценивалось по величине обратного тока структур при напряжении $V_{R,0}$ ($V_{R,0}$ — напряжение выхода на плато в измеренных ВФХ). При этом использовалось выражение для объемно-генерационного тока [9]:

$$I_R \approx \frac{qn_i}{\tau_{\text{eff}_1}} \left\{ \frac{2\varepsilon_s(\varphi_{bn} - kT + V_R)}{|N_A - N_{Li}|} \right\}^{1/2}, \quad (5)$$

где τ_{eff_1} — эффективное время жизни носителей тока, оцененное без учета поверхностно-генерационной составляющей (см. таблицу).

Следует отметить, что эта оценка является заниженной, так как в величине обратного тока необходим учет поверхностно-генерационной составляющей, а также токов утечки.

В связи с этим было проведено компьютерное моделирование обратной ветви ВАХ (рис. 5). Полагалось, что обратный ток при большом напряжении определяется выражением $I_R = I_{g,S} + I_{g,V}$, где $I_{g,S}$ и $I_{g,V}$ — генерационный ток на поверхности и в объеме полупроводника. $I_{g,S}$ имеет пороговый характер ($V_b \sim 1$ V) и не зависит от приложенного напряжения, $I_{g,V}$ — пропорционален

толщине обедненного слоя: $I_{g,V} = \frac{qn_i W}{\tau_{\text{eff}}}$, где n_i — концентрация собственных носителей.

Таким образом, уравнение обратной ветви ВАХ при напряжении, большем V_b (до напряжения, соответствующего распространению обедненной области на весь i -слой, до выхода на плато) и меньшем $V_{R,0}$ определяется выражением:

$$I_R = I_{g,S} + \frac{gn_i}{\tau_{\text{eff}_2}} \left\{ \frac{2\varepsilon_s(\varphi_{bn} - kT + V_R)}{q|N_A - N_{Li}|} \right\}^{1/2}. \quad (6)$$

По выражению (6) путем компьютерного моделирования оценивалось значение τ_{eff_2} (см. таблицу).

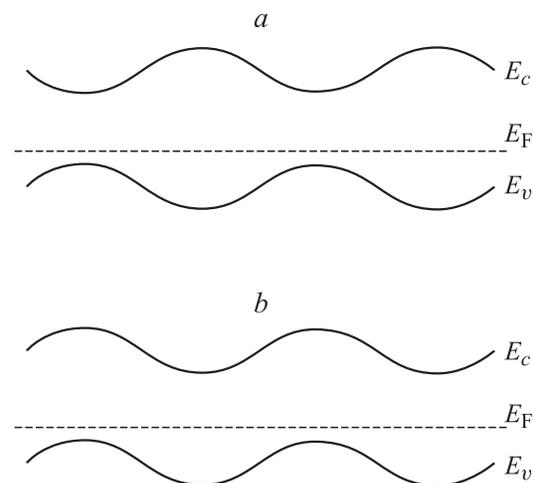


Рис. 3. Ковариантные (а) и контрвариантные (б) флуктуации рельефа зон полупроводника.

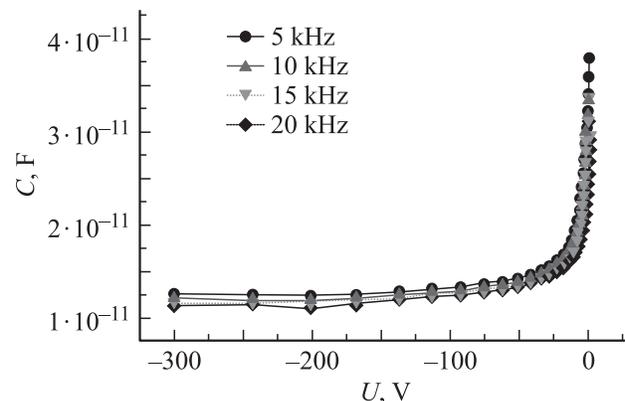


Рис. 4. Вольт-фарадные характеристики структуры Au–i–Si_{0.95}Ge_{0.5}/Al при $T = 297$ K.

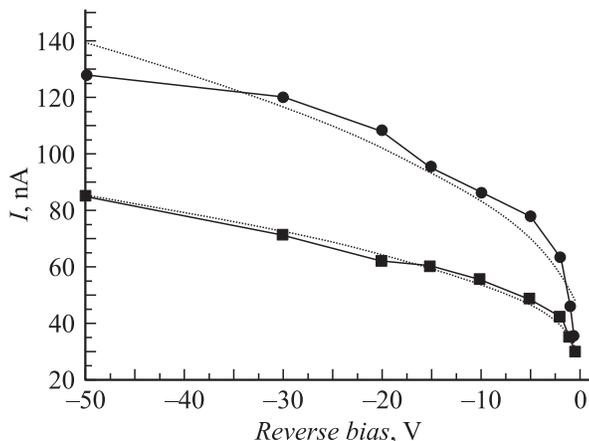


Рис. 5. Обратная ветвь ВАХ структур Au-p-i-n/Al , — расчетные кривые, ● — экспериментальная кривая при содержании Ge 5 at.%, ■ — при 18 at.%

Как видно из таблицы, высота БШ растет с увеличением содержания германия в монокристалле при $0 < x < 0.11$. Как было показано выше, увеличение высоты барьера возможно при уменьшении D_s , точнее, при пассивации поверхностных состояний. С использованием выражения (3) оценивалась концентрация плотности состояний $D_s \sim (2-8) \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$. Величина D_s с ростом содержания Ge уменьшается в интервале состава $0 < x < 0.11$. В результате высота БШ увеличивается (участок $0 < x < 0.11$, см. рис. 2), далее медленно спадает (участок $0.11 < x < 0.26$).

Для уточнения роли Ge на поверхности кристалла $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ были проведены измерения высоты барьеров $\text{Au-}\alpha\text{Ge/Si(Li)}$, $\text{Au-}\alpha\text{Ge/Si}$ (структуры со слоями аморфного германия между Au и кристаллом кремния) и структур $\text{Au-nSi}_{1-x}\text{Ge}_x$ (см. рис. 2), изготовленных при одинаковых условиях со структурами $\text{Au-i-Si}_{1-x}\text{Ge}_x$. Эти структуры также имели повышенные значения высоты БШ, которые составили 1.02, 0.98 и 1 eV соответственно. Это подтверждает важную роль обогащения поверхности германием для получения высоких значений барьера структур.

Как видно из таблицы, практически отсутствует корреляция величины барьера с $N_A - N_D$ и временем жизни, которое в нашем случае определяется неоднородностями состава, т.е. величина барьера не коррелирует с флуктуациями состава и концентрацией носителей тока.

Выводы

Изготовлены и исследованы БШ $\text{Au-i-Si}_{1-x}\text{Ge}_x$, $\text{Au-}\alpha\text{Ge/Si(Li)}$, $\text{Au-}\alpha\text{Ge/Si}$ и $\text{Au-nSi}_{1-x}\text{Ge}_x$ с высотой энергетического барьера $\sim 1 \text{ eV}$, что превышает значения этого параметра для Si, приведенные в литературе. Установлено, что с ростом содержания Ge увеличивается высота БШ $\text{Au-i-Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ от 0.97 до 1.03 eV в интервале состава $0 < x < 0.11$. Показано, что рост

величины барьера связан с малой плотностью состояний, которое связано с обогащением поверхности кристалла атомами Ge.

Список литературы

- [1] Бачо И., Калинка Г., Келетий Й., Мазурик Н.Е., Пирожкова Т.И., Пустовойт А.К., Седов Н.Я. // ПТЭ. 1981. № 2. С. 221.
- [2] Саидов М.С., Муминов Р.А., Атабаев И.Г., Джурраев У.Б., Матчанов Н.А. // Атомная энергия. 1996. Т. 81. Вып. 4. С. 270.
- [3] Кожух М.Л., Белокурова И.Н., Вахрушев С.Б., Трунов В.А. // Письма в ЖТФ. 1979. Т. 5. Вып. 11. С. 686.
- [4] Erko A., Abrosimov N.V., Alex S.V. // Cryst. Res. Technol. 2002. Vol. 37. N 7. P. 685.
- [5] Саркисов А.А., Якимов В.А., Каплар Е.П. Термоэлектрические генераторы с ядерными источниками теплоты. М.: Энергоатомиздат, 1987. 205 с.
- [6] Nur O., Willander M., Turan R., Sardela M.R., Hansson G.V.Jr. // Appl. Phys. Lett. 1996. Vol. 68. P. 1084.
- [7] Scott G.D., Xiao M., Jiang H.W., Croke E.T., Yablono-vitch E. // Appl. Phys. Lett. 2007. Vol. 90. P. 032110.
- [8] Rahab H., Keffous A., Menari H., Chergui W., Boussaa N., Siad M. // Nucl. Instrum. Meth. A. 2001. Vol. 459. P. 200.
- [9] Зи С. Физика полупроводниковых приборов. М.: Мир, 1984, 912 с.
- [10] Бонштедт-Куплетская Э.М. Определение удельного веса минералов. М.: Изд-во АН СССР, 1951.
- [11] Азимов С.А., Муминов Р.А., Шамирзаев С.Х., Яфасов А.Я. Кремний-литиевые детекторы ядерного излучения. Ташкент: ФАН. 1981. С. 253.
- [12] Забродский А.Г., Евсеев В.А., Коноплева Р.Ф., Чеканов В.А., Саидов М.С., Юсупов А., Атабаев И.Г. // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. Вып. 8. С. 495.