

1. Углов В.В., Федотова Ю.А., Ходасевич В.В. // Вестн. Белорус. ун-та. Сер. I. 1997. №2. С.12.
2. Mei L., Zhang Y., Guo X. et al. // Mat. 1986. Vol.59. P.346.
3. Millard N., Marest G., Moncoffre N., Tousset J. // Surf. Coat. Tech. 1992. Vol.51. P.446.
4. Ohtani S., Mizutani Y., Takagi T. // Nucl. Instrum. Meth. 1993. Vol.B80/81. P.336.
5. Faussemagne A., Delichere P., Moncoffre N. et al. // Surf. Coat. Tech. 1996. Vol.83. №70.
6. Faussemagne A., Marest G., Benyagoub A., Monsoffre N. // ICAME-95 Proceedings. 1996. P.691.
7. Jagielski J., Kopcewicz V., Thome L. // J.Appl. Phys. 1993. Vol.73(10). P.4820.
8. Press W.H. et. al. Numerical Recipes. Cambridge University Press. New York. 1986. P.523.
9. Greenwood N.N., Gibb T.C. Mossbayer Spectroscopy. Chapman and Hall. London, 1971. P.46.
10. Hans M., Frech G., Wolf G.K., Wagner F.E. // Nucl.Instr. Meth. 1991. Vol.B53. P.161.
11. Chien C.L., Unruh K.M. // Phys. Rev. 1981. Vol.B24. P.1556.
12. Chien C.L., Unruh K.M. // Ibid. 1982. Vol.B25. P.5790.
13. Marshal G., Mangin Ph., Piecuch M. et al. // J.Phys. F7. 1977. Vol.L165.
14. Jaccarino V., Walker L.R. // Phys. Rev. Lett. 1965. Vol.15. P.258.
15. Ugllov V.V., Fedotova J.A., Khodasevich V.V. // Advanced materials. 1997. №2.

Поступила в редакцию 29.09.97.

УДК 621.315.592

И.И. ГАЙДУК, В.С. ТИШКОВ, С.Ю. ШИРЯЕВ, А.Н. ЛАРСЕН, Ф.Ф. КОМАРОВ

ПОВЕДЕНИЕ МЫШЬЯКА В СПЛАВАХ $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ ПРИ БЫСТРОМ ТЕРМИЧЕСКОМ ОТЖИГЕ

The electrical activity and redistribution during rapid thermal annealing (RTA) of high concentrations of As implanted into epitaxially grown, relaxed $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ for $x \leq 0,5$ have been studied as a function of composition x and RTA parameters. At a given RTA temperature the maximum carrier concentration decreases and the redistribution increases with increasing x . Maximum carrier concentrations and junction depths as a function of composition and RTA parameters are given.

Сплавы полупроводников на основе Si и Ge($\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$) являются новым классом материалов, которые перспективны для разработки изделий кремниевой микроэлектроники, основанной на использовании различных в ширине запрещенной зоны [1]. В [2] сообщалось о разработке гетероэпитаксиальных биполярных транзисторов, полевых транзисторов с модулированным легированием, других полупроводниковых приборов, изготовленных с использованием эпитаксиальных слоев $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$, выращенных на кремнии. Характеристики таких приборов могут быть улучшены при применении имплантационных методов легирования. Имплантация ионов As^+ в сочетании с быстрым термическим отжигом (БТО) широко используется в кремниевой технологии [3] и, по-видимому, может быть использована для легирования сплавов $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$. К настоящему времени известны только отдельные работы, в которых исследуются вопросы ионной имплантации в SiGe сплавы. Большая часть этих исследований связана с твердофазной эпитаксией аморфизованных слоев [4] или ионно-индуцированными дефектами структуры [5]. Известны только единичные публикации, в которых изучается электрическая активация и перераспределение имплантированной примеси в релаксированных бездефектных слоях SiGe сплавов [6].

В настоящей статье исследуется диффузионное перераспределение и электрическая активация примеси в релаксированных слоях $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ ($0 < x < 0,5$) после высокодозной имплантации мышьяка и БТО.

Материал и методика

Эпитаксиальные слои релаксированных $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ сплавов с композиционным составом Ge при $x = 0,15, 0,25, 0,45$ и $0,5$ выращивали методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) на подложках кремния (001) ориентации с компо-

зиционно-варьируемыми буферами [5, 6]. Процедура эпитаксии включала последовательный рост буферного слоя Si толщиной 0,1 мкм, композиционно-варьируемого буфера со скоростью изменения состава сплава 10 ат.% Ge/мкм и, наконец, верхний слой сплава необходимого однородного состава толщиной 2 мкм. В каждом образце во время эпитаксиального роста слои легировались бором до концентрации $3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Температура подложки во время МЛЭ составляла 800°C . Композиционный состав каждого образца контролировался методом резерфордского обратного рассеяния. Выраженные слои содержали остаточные (ростовые) дислокации в концентрации менее 10^6 см^{-2} , как об этом можно было судить по данным просвечивающей электронной микроскопии.

Имплантацию ионов As проводили при комнатной температуре. Образцы были разориентированы на 7° относительно направления пучка ионов для устранения эффекта каналирования. Доза имплантации во всех случаях была $8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$.

Одинаковые профили распределения имплантированной примеси в сплавах различного композиционного состава (концентрация As в пике распределения $9 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, средний проецированный пробег 100 нм) достигались путем соответствующего выбора энергии ионов в диапазоне 160–177 кэВ. Постимплантационный БТО проводился в атмосфере аргона при температуре 700–1050°C длительностью 15 с. Профили распределения носителей заряда по глубине получали путем дифференциальных измерений эффекта Холла и слоевого сопротивления на структурах Ван-дер-Пау в сочетании с анодным окислением и травлением. На каждом образце проводилась калибровка шкалы глубин путем измерений на профилометре Dektak 3030.

Результаты и их обсуждение

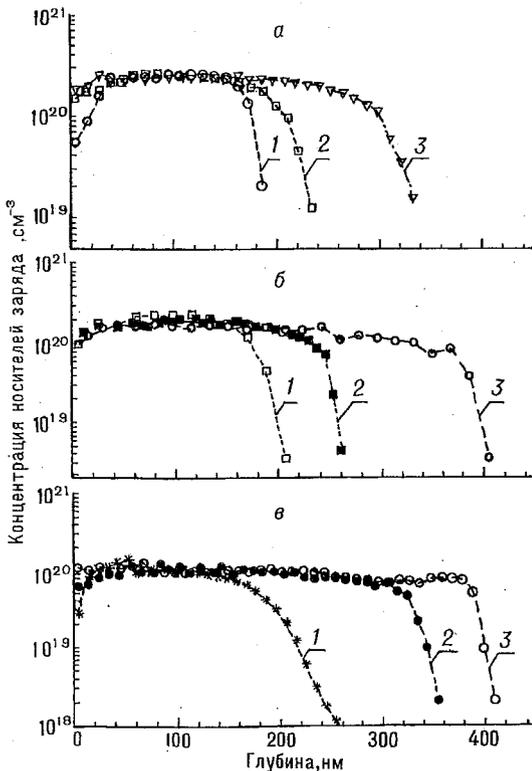


Рис.1. Профили распределения носителей заряда в сплавах $\text{Si}_{0.85}\text{Ge}_{0.15}$ (а), $\text{Si}_{0.75}\text{Ge}_{0.25}$ (б) и $\text{Si}_{0.5}\text{Ge}_{0.5}$ (в), имплантированных ионами As ($8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$) после быстрого (15 с) термического отжига

На рис.1 представлены типичные профили распределения носителей заряда по глубине в сплавах $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ ($x = 0,15; 0,25; 0,5$) после имплантации ионов As и БТО при различных температурах (на рис. 1а,б Т: 1 – 700°C , 2 – 900°C , 3 – 1000°C ; на рис.1в Т: 1 – 700°C , 2 – 800°C , 3 – 850°C). Температурно-временные условия отжига дают два основных эффекта: во-первых, максимальная концентрация активированной примеси существенно не зависит от температуры отжига для сплавов одинакового состава (в то же время эта величина заметно зависит от концентрации атомов Ge в сплаве); во-вторых, диффузионное перераспределение атомов As в сплавах $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ при равной температуре БТО значительно усиливается с увеличением x . Рис.2а показывает зависимости максимальной концентрации носителей заряда ($\text{max } N_c$) от температуры БТО для различных композиционных составов

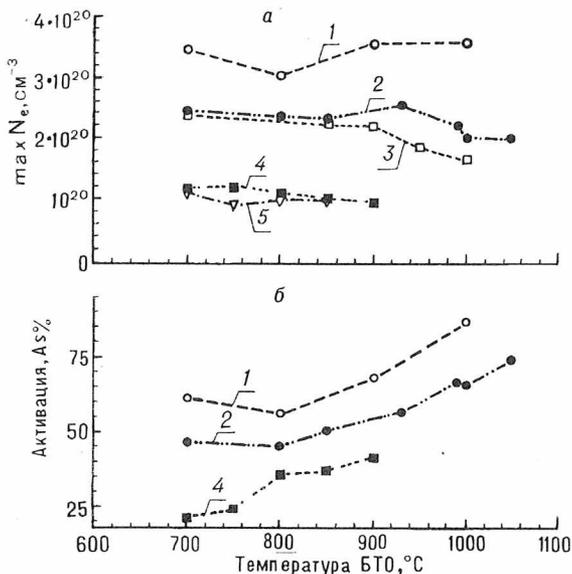


Рис.2. Температурные зависимости максимальной концентрации носителей заряда ($\max N_e$) (а) и фракции активированного мышьяка (б) в сплавах различного композиционного состава:

1 - Si, 2 - $\text{Si}_{0.85}\text{Ge}_{0.15}$, 3 - $\text{Si}_{0.75}\text{Ge}_{0.25}$, 4 - $\text{Si}_{0.65}\text{Ge}_{0.35}$, 5 - $\text{Si}_{0.5}\text{Ge}_{0.5}$

концентрации носителей заряда; вместе с тем сам уровень равновесной концентрации увеличивается с температурой. Результирующий вклад этих эффектов дает зависимость с минимумом в концентрации носителей в области температуры БТО около 800°C , как это видно на рис.2а для $x=0$.

Заметное уменьшение максимальной концентрации активированной примеси зарегистрировано в случае сплавов с $x = 0,15$ и $x = 0,25$ после имплантации As и БТО с температурой больше 900°C . Мы предполагаем, что подобная зависимость связана с формированием выделений второй фазы (моноклинного GeAs), которая описана в [5]. Максимальная концентрация активированной примеси в слоях кремния, отожженных при $T > 800^{\circ}\text{C}$, хорошо коррелирует с результатами, зарегистрированными ранее [7]. В соответствии с данными [8], при равной температуре растворимость As в Ge ниже, чем в Si, поэтому уменьшение пиковой концентрации носителей заряда с ростом x соответствует ожиданиям.

Поведение степени электрической активации As в сплавах $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ в зависимости от температуры БТО и состава сплавов представлено на рис.2б. Очевидно, что увеличение активации примеси с ростом температуры является результатом усиления диффузионного перераспределения примеси, поскольку максимальная ее концентрация является практически постоянной величиной во всем температурном диапазоне. Полученные значения неполной активации примеси для сплавов $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ могут быть следствием образования преципитатов GeAs. При этом уменьшение степени электрической активации с ростом x , по-видимому, также отражает зависимость растворимости As от x .

Диффузионное перераспределение As (с учетом температуры БТО для сплавов различного состава) иллюстрируется рис.3. В качестве меры перераспределения использовано диффузионное смещение профиля на уровне концентрации $5 \cdot 10^{19}$ cm^{-3} . Из исследований перераспределения As в Si, в которых проводились сравнительные измерения как химических профилей, так и профилей носителей заряда [9], установлено их совпадение для концентрации ниже максимальных значений носителей заряда. В наших экспериментальных исследованиях максимальная концентрация носителей

сплава $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$. Общими тенденциями здесь являются практически постоянное значение максимальной концентрации активированной примеси для фиксированного значения x в температурном диапазоне $700-900^{\circ}\text{C}$, а также резкое уменьшение концентрации носителей заряда с увеличением x при фиксированной температуре БТО. В случае высокодозной имплантации ионов As в кремний и последующего БТО зависимость концентрации носителей заряда от температуры отражает существование двух основных эффектов [7]. При низкой температуре отжига происходит образование пересыщенного раствора; с ростом температуры отжига уровень пересыщения уменьшается до равновесной

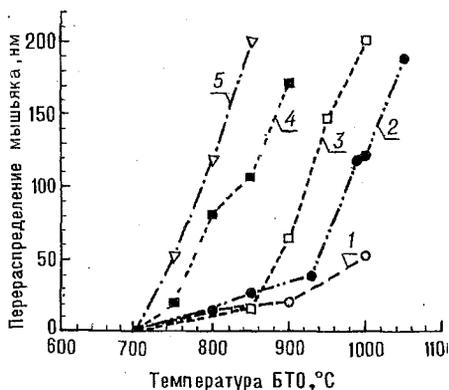


Рис.3. Влияние температуры БТО на перераспределение мышьяка в сплавах $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ с различным композиционным составом: 1—Si, 2— $\text{Si}_{0.9}\text{Ge}_{0.1}$, 3— $\text{Si}_{0.7}\text{Ge}_{0.3}$, 4— $\text{Si}_{0.5}\text{Ge}_{0.5}$, 5— $\text{Si}_{0.2}\text{Ge}_{0.8}$.

может быть оценена как $E_a = 2,7 \pm 0,7$ эВ для всех сплавов. Это значение E_a хорошо коррелирует с опубликованными в литературе данными, известными для диффузии As в кремнии. Так, хорошо установлено, что диффузия As в Si сильно зависит от концентрации примеси, что приводит к разбросу энергии активации диффузии от 2 эВ для высоких уровней легирования до 3,5 эВ для низких концентраций As [10]. В дополнение, энергия активации диффузии As в Ge составляет 2,2 эВ [11] (это должно приниматься во внимание при анализе результатов для сплавов) с увеличением содержания Ge. Таким образом, диффузионное перераспределение имплантированного в высокой концентрации As является достаточно сложным процессом, и полученное в настоящей работе значение энергии активации $2,7 \pm 0,7$ эВ не может быть использовано для определения конкретного механизма, вовлеченного в диффузионное перераспределение примеси в каждом конкретном сплаве; для этого нужны более точные значения E_a .

В работе с использованием дифференциальных измерений эффекта Холла получены профили распределения носителей заряда в сплавах $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ ($0 < x < 0,5$) после имплантации ионов As ($8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$) и последующего 15-секундного БТО в температурном интервале 700–1050°C. Установлено, что максимальное значение концентрации носителей заряда не зависит от температуры БТО ($T < 900^\circ\text{C}$), но изменяется в соответствии с композиционным составом сплава. Максимум концентрации носителей составил $3,6 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ для $x = 0$ после БТО при 900°C и $0,9 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ для $x = 0,5$ после БТО при 750°C. Установлено, что диффузионное перераспределение мышьяка значительно усиливается с ростом концентрации атомов Ge в сплаве. Для фиксированного композиционного состава сплава температурная зависимость диффузии следует зависимости Аррениуса.

Работа выполнялась при финансовом содействии Фонда фундаментальных исследований Беларуси (грант № T96-159), а также в рамках NATO Linkage Grant №940672.

1. Eberl K., Wegscheider W. Handbook on Semiconductors Volume 3A, Materials, Properties and Preparation. Amsterdam, 1994.

2. Advanced silicon and semiconducting silicon-alloy based materials and devices / Ed. by J.F.A.Nijs. London, 1994.

3. Fair R.B. // Rapid Thermal Processing, Science and Technology / Ed. by R.B.Fair. San Diego, 1992. P.169.

4. Shiryayev S.Y., Fyhn M., Larsen A.N. // Appl. Phys. Lett. 1993. Vol.63. P.3476.

5. Tishkov V.S., Gaiduk P.I., Shiryayev S.Y., Larsen A.N. // *Ibid.* 1996. Vol.68. №5. P.655.
6. O'RaiFeartaigh C., Larsen A.N., Cristiano F., Hemment P.L.F. // *Appl. Phys. (A)*. 1995. Vol.61. P.579.
7. Larsen A.N., Christensen B., Shiryayev S.Y. // *J. Appl. Phys.* 1992. Vol.71. P.4854.
8. Trumbore F.A. // *Bell Syst. Tech.* 1960. Vol. 39. P.205.
9. Larsen A.N., Shiryayev S.Y., Schwartz-Sorensen E., Tidemand-Petersson P. // *Appl. Phys. Lett.* 1986. Vol.48. P.1805.
10. Larsen A.N., Larsen K.K., Anderson P.E., Svensson B.G. // *J. Appl. Phys.* 1993. Vol.73. P.691.
11. Sharma B.L. // *Defect and Diffusion Forum.* 1990. Vol.70-71. P.1.

Поступила в редакцию 09.06.97.

УДК 621.383.5

И.Р.ГУЛАКОВ., А.О.ЗЕНЕВИЧ, В.Б.ЗАЛЕССКИЙ

ОПТОЭЛЕКТРОННЫЕ ПРОЦЕССЫ, ВНОСЯЩИЕ ВКЛАД В ФОРМИРОВАНИЕ КВАНТОВОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ РЕГИСТРАЦИИ ЛАВИННЫХ ФОТОДИОДОВ В РЕЖИМЕ СЧЕТА ФОТОНОВ

It was shown that quantum efficiency of registration is generally determined by the ratio of microplasma breakdown area to the size of photosensitive area of avalanche photodiode.

Метод одноквантовой регистрации (метод счета фотонов) слабых потоков оптического излучения широко используется для исследования кинетики люминесценции, лазерного зондирования дальних и высотных слоев атмосферы и волных сред, исследований изменения интенсивностей и временных связей коррелированных оптических потоков.

Традиционно приёмниками слабых потоков оптического излучения видимого участка спектра являются фотоэлектронные умножители и передающие телевизионные трубки мгновенного действия — лиссекторы [1]. Однако данные типы фотоприёмников обладают рядом недостатков: имеют высокое напряжение питания, достаточно большие габариты, не обладают необходимой прочностью, имеют малую чувствительность в ближней ИК-области спектра. Поэтому в последнее время для регистрации слабых световых потоков в ИК-области спектра используются лавинные фотодиоды (ЛФД), в которых отсутствуют перечисленные недостатки.

Проведенные исследования характеристик лавинных фотодиодов в режиме одноквантовой регистрации лавинных фотоприёмников как экспериментального [2], так и серийного [3,4] изготовления показали, что не все результаты исследований в режиме одноквантовой регистрации находят объяснения. Например, квантовая эффективность регистрации кремниевых лавинных фотодиодов в режиме счета фотонов [3] при комнатной температуре изменяется в пределах $\eta_c = (0,1-3)\%$ в зависимости от напряжения смещения диода и размера фоточувствительной площадки, что значительно меньше квантовой эффективности фотоэлектрического преобразования для токового режима измерений, равной примерно $\eta_T \sim 95\%$. В токовом режиме регистрации основными процессами, вносящими вклад в формирование квантовой эффективности, являются [5] скорость генерации и рекомбинации носителей заряда. Квантовая эффективность в этом режиме определяется как:

$$\eta_T = \frac{I_\Phi / e}{P / (h \cdot \nu)}, \quad (1)$$

где I_Φ — фототок, протекающий во внешней цепи, P — мощность оптического излучения, h — постоянная Планка, ν — частота оптического излучения, e — заряд электрона.