

Здесь E — напряженность электрического поля, величины A и E_0 зависят от параметров материала, m принимает те или иные целочисленные значения в зависимости от механизма рассеяния электронов. На рис. 2 представлены результаты расчета по формуле (2) (сплошная линия) и экспериментальные точки для гашения люминесценции ДАП при приложении поля к структуре.

Было исследовано также влияние на люминесценцию ДАП поля, приложенного к омическим контактам (рис. 2). Для кристалла с барьерными электродами мы получили следующие значения параметров: $A=1.9 \cdot 10^{-3}$, $E_0=290$ В/см, $m=1$; для кристаллов с омическими контактами: $A=1.4 \cdot 10^{-9}$, $E_0=9 \cdot 10^2$ В/см, степень предэкспоненты $m=3$. То, что E_0 оказалась ближе (при $m=3$) к E_0 для экситона [6], согласуется с тем, что энергия ионизации донора близка к энергии ионизации экситона (28 мэВ).

Люминесценция ДАП также очень чувствительна к концентрации примесей N_D и N_A , и этим, в частности, можно объяснить некоторое различие в E_0 для кристаллов с омическими и барьерными контактами.

В заключение можно сказать, что люминесценция в высокоомных структурах Au—CdS—In при $T=77$ К модулируется толщиной области объемного заряда и описывается зависимостью $I/I_0 \sim e^{kV}$, но с разными наклонами в прямом и обратном направлениях. Гашение же люминесценции ДАП при $T=4.2$ К вызвано ударной ионизацией ДАП электронами, разогнанными полем.

Л и т е р а т у р а

- [1] Evangelisti F., Frowa A., Fischbach J. U. — Phys. Rev. Lett., 1972, v. 29, N 15, p. 1001—1005.
- [2] Novikov B. V., Batyrev A. S., Ubushiev E. A., Cherednichenko A. E. — Phys. St. Sol. (b), 1986, v. 135, N 2, p. 597—604.
- [3] Киселев В. А., Новиков Б. В., Чередниченко А. Е. Экситонная спектроскопия приповерхностной области полупроводников. Л., 1987. 162 с.
- [4] Ашкинадзе Б. М., Рывкин С. М., Ярошецкий И. Д. — ФТП, 1969, т. 3, с. 4, с. 535—540.
- [5] Robert E., Hetrick J., Jeung K. F. — J. Appl. Phys., 1971, v. 42, N 7, p. 2882—2885.
- [6] Карпенко С. Л., Коротаев А. М., Сейсян Р. П., Якобсон М. А., Мюллер Г. О. — ФТП, 1987, т. 21, в. 9, с. 1695—1701.

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

Получено 21.07.1987
Принято к печати 14.12.1987

ФТП, том 22, вып. 7, 1988

ПРОФИЛИ ПОКАЗАТЕЛЕЙ ПРЕЛОМЛЕНИЯ И ПОГЛОЩЕНИЯ В КРЕМНИИ, ИМПЛАНТИРОВАННОМ ИОНАМИ ФОСФОРА

Мардежов А. С., Серяпин В. Г., Швец В. А.

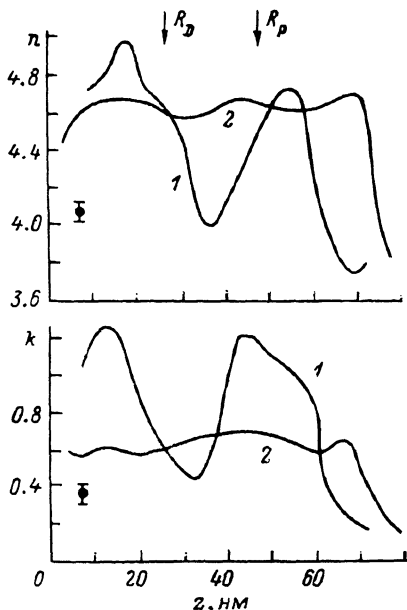
Дефектообразование при ионной имплантации кремния влияет на его оптические характеристики. Трансформация и укрупнение дефектов приводят к увеличению показателей преломления и поглощения до величин 4.65 и 1.71 соответственно [1].

В данной работе методом эллипсометрии сделана попытка исследовать динамику формирования профилей показателей преломления $n(z)$ и поглощения $k(z)$ в имплантированных слоях кремния в зависимости от плотности потока ионов. Измерения проводились на пластинах кремния КЭФ-7.5 толщиной 0.036 см, облученных ионами фосфора с энергией 40 кэВ. Доза облучения составляла $5 \cdot 10^{15}$ P⁺/см² для всех образцов, а интенсивность потока ионов менялась от 1.5 до 15 мкА/см². Имплантация во всех экспериментах начиналась при комнатной температуре.

Профили оптических постоянных находились из результатов эллипсометрических измерений, проводимых в процессе послыоного стравливания имплантированного кремния путем анодного окисления образцов и последующего снятия анодного окисла в растворе плавиковой кислоты. Толщина анодного окисла после каждого этапа окисления определялась на образцах-спутниках. Доля удаленного имплантированного кремния определялась по толщине анодного окисла из расчета $d_{Si} = 0.41d_{SiO_2}$ [2].

Полученные зависимости $\psi(z)$, $\Delta(z)$ (z — координата вдоль нормали к поверхности) использовались для определения профилей $n(z)$, $k(z)$ с помощью программы POISK для многослойной отражающей системы [3, 4]. Весь слой имплантированного кремния «разбивался» на однородные подслои толщиной 5 нм, оптические постоянные которых определялись последовательно начиная от подложки.

Профили $n(z)$, $k(z)$ приведены на рисунке. При плотности потока пучка ионов 1.5 мкА/см^2 наблюдаются распределения n и k в виде кривых с двумя максимумами. Такой вид кривых характерен для имплантированных слоев с дозой ионов, превышающей дозу аморфизации [которая составляет для Si, облученного фосфором, величину $(6 \div 7) \cdot 10^{14}$ ион/см 2], и наблюдался ранее при внедрении ионов фосфора, аргона и кремния в кремний [5-7]. Для данной величины потока ионов наименьшие значения показателя преломления $n=4.0$ ($z=38$ нм) и поглощения $k=0.43$ ($z=33$ нм) соответствуют оптическим постоянным аморфного кремния. Положение второго максимума кривой $k(z)$ соответствует максимуму распределения внедренной примеси [8].



Профили оптических постоянных в слое кремния, имплантированном ионами P_{31}^+ с энергией 40 кэВ дозой $5 \cdot 10^{15}$ ион/см 2 .

Плотность тока пучка, мкА/см 2 : 1 — 1.5, 2 — 15. R_p и R_D соответствуют положению максимумов концентрации примеси и дефектов.

С увеличением плотности потока ионов наблюдается выравнивание профилей распределения n и k , особенно заметное при 15 мкА/см^2 . В последнем случае среднее значение показателя преломления по слою составляет 4.6 ± 0.05 , а показателя поглощения — 0.65 ± 0.05 .

Оценка максимальной температуры разогрева пластин, облучаемых при заданных условиях (40 кэВ, 15 мкА/см^2 , $5 \cdot 10^{15}$ ион/см 2), показывает, что температура достигает 300°C . Время разогрева до максимальной температуры составляет приблизительно 30 с. При плотности потока ионов 15 мкА/см^2 время, за которое достигается доза аморфизации кремния ($1 \cdot 10^{15}$ ион/см 2), составляет 8 с, при этом пластина кремния разогревается до 150°C . Таким образом, имплантация ионов фосфора в кремний происходила в условиях нашего эксперимента как бы в два этапа: до наступления аморфизации слоя (температура пластины кремния не более 150°C) и имплантации в аморфный слой кремния, который разогревается до 300°C .

Процесс формирования распределений $n(z)$ и $k(z)$ в аморфизованном слое кремния существенно зависит от мощности падающего потока ионов. По-видимому, повышение температуры слоя и рост эффектов радиационно-ускоренной диффузии становятся при этом доминирующими. Поскольку общее количество актов смещений фиксировано, с ростом плотности тока меняется лишь мгновенная концентрация реагирующих дефектов, в первую очередь точечных, меняется и их подвижность в результате роста температуры. Можно думать, что в та-

ких условиях стабилизируется система относительно более крупных дефектов, а так как процессы идут при интенсивном облучении, то радиационно-ускоренная диффузия приводит к выравниванию их распределения, т. е. к оптической однородности слоя.

Величины показателя преломления и поглощения (4.65 ± 0.05 и 0.65 ± 0.05 соответственно) хорошо совпадают с аналогичными, приведенными в работе [1] для отдельных типов дефектов, т. е. имплантация ионов фосфора с плотностью потока ионов 15 мкА/см^2 может приводить к преобладанию в слое дефектов типа тетравакансий и VV-центров.

Авторы выражают благодарность Л. С. Смирнову за интерес к работе и полезное обсуждение.

Л и т е р а т у р а

- [1] Серяпин В. Г. — ФТП, 1985, т. 19, в. 1, с. 174.
- [2] Adams J. R., Bashara N. M. — Surf. Sci., 1975, v. 49, N 2, p. 441—458.
- [3] Воробьева Л. П., Дагман Э. Е., Любинская Р. И. и др. — Препринт ИФП СО АН СССР, № 2-86. Новосибирск, 1986. 36 с.
- [4] Дагман Э. Е., Любинская Р. И., Мардежов А. С. и др. — УФЖ, 1984, т. 29, в. 2, с. 187—193.
- [5] Мардежов А. С., Серяпин В. Г., Любинская Р. И. и др. — Ст. деп. М.: ВИНТИ, 1983, № 8714/83.
- [6] Мардежов А. С., Серяпин В. Г., Любинская Р. И. и др. — ФТП, 1979, т. 13, в. 12, с. 2347—2353.
- [7] Ohira F., Itakura M. — Japan. J. Appl. Phys., 1982, v. 21, N 1, p. 42—46.
- [8] Brice D. K. — Rad. Eff., 1970, v. 6, N 1, p. 77—87.

Институт физики полупроводников
СО АН СССР
Новосибирск

Получено 4.12.1987
Принято к печати 17.12.1987

ФТП, том 22, вып. 7, 1988

ВЛИЯНИЕ БЫСТРОДИФФУНДИРУЮЩИХ ПРИМЕСЕЙ НА МАЛОУГЛОВОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА В КРЕМНИИ

Батунина А. В., Воронков В. В., Воронкова Г. И.,
Калинушкин В. П., Мурина Т. М., Фирсов В. И., Шулепников М. Н.

В кристаллах чистого кремния наблюдаются оптические неоднородности радиусом $6\text{--}10 \text{ мкм}$ [1, 2], природа которых связывается с растворением захваченных из расплава примесных микровключений и диффузией освобожденных из них атомов кислорода. Сами по себе эти кислородные облака дают очень слабый вклад в рассеяние света, однако при низких температурах происходит их активация быстро диффундирующими примесями, образующими заряженные комплексы с атомами кислорода. В результате исходные кислородные облака становятся скоплениями заряженных примесных центров и соответствующих им свободных носителей, которые и дают основной вклад в наблюдаемое малоугловое рассеяние света. Эта модель формирования оптических неоднородностей была установлена в работах [1-3], однако вопрос о конкретной природе быстро диффундирующих примесей, участвующих в активации (и даже о типе свободных носителей в рассеивающих скоплениях), оставался открытым. Для решения этой задачи требуется контролируемое введение в кристалл различных примесей.

В настоящей работе исследовалось изменение угловой диаграммы рассеяния после диффузионного введения примесей Cu, Fe и Zn. Эти примеси при высоких температурах имеют достаточно высокую растворимость и достаточно высокий коэффициент диффузии [4, 5], что позволяет проводить контролируемое и равномерное по толщине образца диффузионное насыщение. Медь и железо имеют