

Перемещение границы p – n -перехода в GaAs:Si при гиратронном облучении

© Г.А. Сукач, В.В. Кидалов*,[¶]

Национальный университет биоресурсов и природопользования Украины,
03041 Киев, Украина

* Бердянский государственный педагогический университет,
71100 Бердянск, Украина

(Получена 17 мая 2011 г. Принята к печати 1 июня 2011 г.)

Показано, что с помощью гиратронного облучения возможно управление положением p – n -перехода в уже изготовленной светоизлучающей структуре. Сдвиг компенсированной области излучающей структуры на основе GaAs:Si, обусловлен движением примесей в поле термоупругих напряжений, появляющихся в процессе остывания образцов после гиратронного облучения.

1. Введение

В последние годы в технологии изготовления полупроводниковых приборов, в частности при управлении энергетическими и геометрическими параметрами p – n -переходов (особенно профилем легирующей примеси и положением границы раздела в объеме материала), кроме традиционных методов термического отжига [1], широко используются нетрадиционные методы облучения потоками нейтральных и заряженных частиц [2–5]. Достигнутый уровень понимания физических процессов, протекающих при взаимодействии этих частиц с неомогенной полупроводниковой структурой, позволил предложить технологические методы управления положением p – n -перехода в уже изготовленном оптоэлектронном приборе.

Однако каждый из этих методов имеет принципиальные индивидуальные или общие для всех импульсных методов недостатки: существенное дефектообразование (введение точечных и более сложных дефектов), неравномерность нагрева полупроводниковой структуры, возникновение не только продольных, но и поперечных градиентов температуры, возникновение термоупругих напряжений и т. д.

В связи с этим в данной работе проанализирован случай управления положением p – n -перехода в уже изготовленной светоизлучающей структуре с помощью облучения ее однородным по площади электромагнитным сверхвысокочастотным (СВЧ) излучением миллиметрового диапазона (гиратронным облучением), обеспечивающим быстрый, управляемый, воспроизводимый и равномерный разогрев всего объема прибора до заданной температуры.

2. Образцы и методика эксперимента

Объектами исследований были полупроводниковые p – n -переходы на основе сильно легированного и компенсированного кремнием арсенида галлия (GaAs:Si), полученные в одном технологическом цикле при выра-

щивании p – n -переходов методом жидкофазной эпитаксии из ограниченного объема раствора мышьяка и кремния в растворе галлия на подложках n -GaAs(Sn), ориентированных в плоскости (100). Концентрация вводимых примесей кремния порядка или менее $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Концентрация основных носителей в n - и p -областях вдали от области объемного заряда p – n -перехода (в частности, на поверхности структуры) не превышала величины $5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, а вблизи p – n -перехода была, как минимум, на 1–2 порядка меньше, так что степень компенсации материала (k) была близка к единице.

Образцы облучались монохроматическим когерентным СВЧ излучением гиротрона с длиной волны $\lambda \approx 3 \text{ мм}$ ($f = 10^{11} \text{ Гц}$). Поверхностная плотность потока СВЧ излучения варьировалась в пределах $P = 1–10 \text{ кВт/см}^2$, время облучения — $t = 1–10 \text{ с}$. Коэффициент поглощения этого излучения материалом структуры GaAs не превышал 0.3 мм^{-1} , так что имело место практически равномерное проникновение слабо поглощаемого излучения по всей толщине p – n -структуры.

Гиратронное облучение GaAs:Si-структур осуществлялось в две стадии.

- 1) Предварительный прогрев в течение $t = 2–3 \text{ с}$ при $T = 300^\circ \text{C}$.
- 2) Основное облучение в течение $t = 1–10 \text{ с}$ при $T = 850–1200^\circ \text{C}$ (температура плавления GaAs $T_m = 1238^\circ \text{C}$). При этом действие СВЧ излучения на исследуемые структуры проявлялось в двух аспектах: термическом (в виде нагрева) и электромагнитном (в виде вихревого электромагнитного поля).

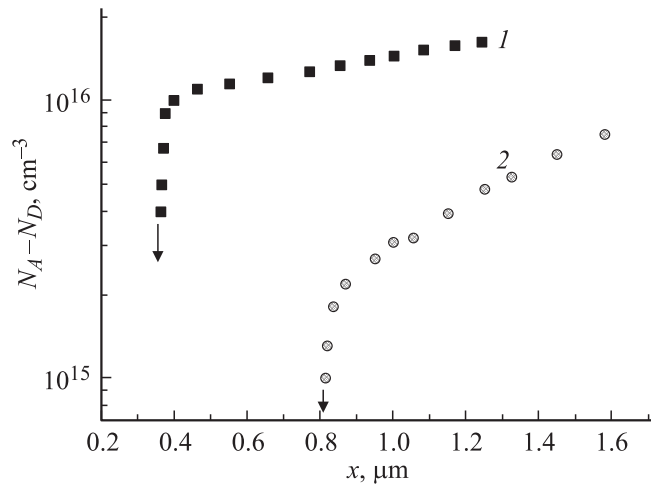
Все измерения проводились при комнатной температуре.

Об измерениях профиля доминирующей в активной области p – n -перехода примеси $N_A - N_D$ и о положении самого p – n -перехода в объеме приборной структуры судили по измерениям dC/dV -характеристик [6].

3. Результаты и их обсуждение

На рисунке представлены профили доминирующей в активной области (АО) p – n -перехода примеси $N_A - N_D$,

[¶] E-mail: V.V. Kidalov@mail.ru



Профили доминирующей и активной p -области GaAs:Si структуры примеси до (1) и после (2) мощного гиратронного облучения ($f = 10^{11}$ Гц, $P = 5$ кВт/см², $t = 6$ с).

задающие концентрацию собственных носителей заряда в активной p -области излучающей GaAs:Si-структуры ($p_0 = N_A - N_D$), до и после гиратронного облучения (ГО) ($\lambda \approx 3$ мм, $P = 5$ кВт/см², $t = 6$ с.)

Отсчет расстояния производился от металлургической границы раздела p - и n -областей в глубь структуры. За физическую границу p - n -перехода принималась плоскость, в которой имело место наибольшее электрическое сопротивление. Затем наблюдался переход от сильно компенсированной области (КО), в которой имел место резкий спад профиля примеси, переходящий в обрыв (на рисунке отмечен вертикальными стрелками), обеспечивающий наиболее высокое сопротивление этой области, к области объемного заряда, в которой концентрация доминирующей в активной области p - n -перехода примеси $N_A - N_D$ совпадала с концентрацией собственных носителей заряда в активной p -области.

Из рисунка видно, что после ГО p - n -переход перемещается в глубь образца на расстояние $\Delta w \approx 0.45$ мкм. Кроме того, после ГО наблюдалось хотя и незначительное (примерно в 1.25 ± 0.05 раз), но увеличение градиента концентрации примеси и существенное уменьшение абсолютной величины концентрации основных носителей заряда в области объемного заряда активной p -области приборной структуры (например, на глубине 1 мкм от исходной физической границы p - n -перехода — больше чем на порядок). При этом наблюдался непрерывный рост p_0 в области объемного заряда как для исходных, так и для облученных образцов. Если предположить, что линейный рост концентрации основных носителей заряда будет продолжаться вплоть до поверхности образца, то ее величины как в исходном, так и в облученном образце выйдет на $(2-3) \cdot 10^{17}$ см⁻³ на толщине 30–40 мкм, что близко к реальной толщине активного p -слоя.

Для упрощенного расчета градиента температуры размеры источника излучения принимались равными площади p - n -перехода, поскольку после прекращения облучения выделявшаяся в АО теплота (максимальная температура разогрева структуры имела место в области p - n -перехода из-за его высокой дефектности) распространялась к нижнему контакту (теплоотводу), не минуя ни одного из слоев, расположенных в промежутке между p - n -переходом и теплоотводом. Такая ситуация обусловлена тем, что массивный медный теплоотвод после прекращения облучения очень быстро (практически мгновенно) охлаждался до температуры окружающей среды. При этом по направлению к теплоотводу создавался очень большой градиент температуры, способствующий диффузии примесей по направлению к нему.

Известно, что кратковременные мощные импульсные электромагнитные облучения материалов и приборов электронной техники имеют следующие преимущества.

1. Равномерная обработка структур больших площадей.

2. Высокая управляемость и воспроизводимость параметров гиратронного облучения, что обеспечивает точную дозировку подводимой энергии.

Кроме того, влияние СВЧ излучения на электрическую активность и примесно-дефектный состав материала обуславливает диффузию примесей под действием пластической деформации и термической силы [7–9].

При потоках гиратронного облучения, используемых в данной работе, максимальная температура перегрева p - n -перехода превышала температуру окружающей среды, как минимум, на 1000°С. Возникающие при этом градиенты температур приводят к появлению силы, увлекающей атомы примесей из горячих областей в холодные. Выражение для термической силы (F_T), действующей на атомы примеси в поле градиента температуры, имеет вид [10,11]

$$F_T = -\frac{1}{3} \Omega_0 C \langle \sigma_0 / \sigma_i \rangle \nabla T, \quad (1)$$

где Ω_0 — элементарный объем атома основного вещества, C — теплоемкость кристалла, $\langle \sigma_0 / \sigma_i \rangle$ — усредненное отношение сечений рассеяния атомами кристалла и примеси, ∇ — оператор Пуассона.

Температурные градиенты приводят к диффузии примесей, скорость которых (v) пропорциональна F_T , что в соответствии с уравнением (1) задает соотношение $v \propto \text{grad } T$.

Возникновение и специфический характер деформационных напряжений в кристаллической структуре способствует аномально резкому ускорению процессов диффузии примесей. При увеличении термоупругих напряжений в процессе и в момент выключения ГО коэффициенты диффузии примесей значительно превосходят таковые не только для стационарного случая, но и для случая диффузии этих примесей в расплаве [12]. В результате должно иметь место перемещение границы p - n -перехода, в нашем случае, в структуре GaAs:Si.

Движение атомов примеси в поле термоупругих напряжений, согласно [9], осуществляется под действием силы

$$F_G = \frac{4}{3} \frac{1 - \nu^2}{(1 - 2\nu)^2} G(\Omega_i - \Omega_0) \nabla(\beta t), \quad (2)$$

где ν — коэффициент Пуассона, G — модуль сдвига, Ω_i — элементарный объем атома примеси, β — коэффициент линейного термического расширения кристалла GaAs:Si.

Здесь необходимо отметить, что силы воздействия на примесные атомы как в термодинамических, так и в деформационных полях [ср. выражения (1) и (2)] обусловлены одним и тем же фактором — градиентом температуры, т.е. с физической точки зрения они идентичны. Отличия вносят механические и тепловые свойства материала матрицы и, самое главное, различие геометрических параметров атомов основного вещества и примеси, а также процессы их взаимодействия с тепловыми фононами, генерированными в течение действия и последствия ГО.

Суммируя силы (1) и (2) с использованием соотношения Эйнштейна для подвижности носителей заряда, можно записать выражение для скорости дрейфа примесного атома в полях градиентов температуры и термоупругих механических напряжений:

$$v = \frac{\mu}{q} (F_T + F_G),$$

где μ — подвижность примесей, q — ее заряд.

Соответствующий поток примеси $J = Nv$, где N — концентрация атомов примеси, в зависимости от соотношений сил F_T и F_G и знака разности $\Omega_i - \Omega_0$ направлен или в направлении градиента температуры, или против него. В нашем случае имеет место практически равномерный нагрев всего объема кристалла гиратронным облучением, и градиент температуры задается только процессами охлаждения после окончания гиратронного облучения образца. Этот градиент, хотя и существенный, но все же не настолько велик, чтобы обеспечить соотношение $F_T > F_G$. Таким образом, сила упругой деформации [см. выражение (2)] превышает термическую силу [выражение (1)], т.е. выполняется соотношение $F_G > F_T$. В этом случае направление потока атомов примеси зависит от знака разности $\Omega_i - \Omega_0$. Если Ω_i — элементарный объем атома примеси больше элементарного объема атома основного вещества ($\Omega_i > \Omega_0$), то направление потока примеси и градиента температур совпадают и примесь переносится из холодных областей в горячие. Если выполняется противоположное соотношение между элементарными объемами атомов, то примесь диффундирует из горячих мест в холодные.

Учитывая, что ионный ковалентный радиус отрицательно заряженного иона Si_{As}^- (2.71 нм) превышает ионные радиусы и мышьяка (1.21 нм), и галлия (1.25 нм), то и направление потока примеси обратно направлению

градиента температур, и примесь диффундирует из более нагретой области в более холодную, т.е. от границы $p-n$ -перехода.

Двигаются в основном примеси кремния в узлах мышьяка (Si_{As}), поскольку их в p -области намного больше, чем примесей Si_{Ga} . Движение осуществляется как по уже существующим в структуре вакансиям мышьяка (V_{As}), высокая подвижность которых сохраняется до температур $\sim 150^\circ\text{C}$, и по менее подвижным вакансиям галлия (V_{Ga}), занятых кремнием, так и по вновь образованным вакансиям мышьяка, генерированным ГО, которые в материале генерируются на уровне 10^{15} см^{-3} , что несколько размывает профиль dN/dx , особенно в полностью компенсированной области вблизи металлургического перехода, где профиль становится более плавным. В работе [13] показано, что кратковременный постимплантационный отжиг кремния в отличие от высокотемпературного термического отжига (1100 К) не искажает профиль внедренной примеси. Отличие наших результатов состоит в том, что образцы сильно легированы и, главное, существенно компенсированы. Это приводит к широким возможностям перемещения примеси кремния в GaAs, что и обуславливает некоторое незначительное размытие профиля. Преимущественное движение примесей кремния осуществляется по V_{As} , поскольку их в образцах GaAs:Si более чем на порядок больше, чем V_{Ga} .

4. Заключение

Таким образом, в результате проведенных исследований обнаружен сдвиг КО излучающей структуры на основе GaAs:Si, обусловленный движением примесей в поле термоупругих напряжений, появляющихся в процессе остывания образцов после ГО.

Список литературы

- [1] Э.Л. Савин, Б.И. Болтакс. ФТП, **5** (7), 1331 (1971).
- [2] Б.И. Болтакс, С.М. Городецкий, Т.Д. Джафаров, Г.С. Куликов, Р.Ш. Малкович. ФТТ, **13** (11), 3420 (1971).
- [3] А.В. Двуречинский, Г.А. Качурин, Е.В. Нидаев, Л.С. Смирнов. *Импульсный отжиг полупроводниковых материалов* (М., Наука, 1982).
- [4] Г.А. Сукач. ФТП, **27** (5), 697 (1993).
- [5] Г.А. Сукач. ФТП, **31** (6), 753 (1997).
- [6] И.Б. Пузин. ПТЭ, № 4, 155 (1983).
- [7] Ю.Р. Носов. *Физические основы работы полупроводникового диода в импульсном режиме* (М., Наука, 1968).
- [8] Г.А. Сукач, Н.И. Сыпко, А.Б. Богословская, А.Е. Гафт, Е.А. Глушков, В.Д. Лисовенко, А.А. Литвин, В.А. Шевченко. ОПТ, № 26, 64 (1993).
- [9] Г.А. Сукач, Г.С. Свечников, Н.И. Сыпко. ОПТ, № 27, 50 (1994).
- [10] Д.Д. Эшбле. *Континуальная теория дислокаций* (М., ИЛ, 1963).
- [11] В.П. Воронков, Г.А. Гурченко. ФТП, **24** (10), 1831 (1990).

- [12] Л.Н. Лариков, В.М. Фальченко, В.Ф. Мазанко, С.М. Гуревич, Г.К. Харченко, А.И. Игнатенко. ДАН СССР, **227**, 1073 (1976).
- [13] А.В. Ржанов, Н.Н. Герасименко, С.В. Васильев, В.И. Ободников. Письма ЖТФ, **7** (20), 1221 (1981).

Редактор Т.А. Полянская

Moving boundary $p-n$ junction in the GaAs:Si by giratronic irradiation

*G.A. Sukach, V.V. Kidalov**

National University of Life
and Environmental Sciences of Ukraine,
03041 Kiev, Ukraine

* Berdyansk State Pedagogical University,
71118 Berdyansk, Ukraine

Abstract It is shown that by using giratronic irradiation it is possibility to control the $p-n$ junction in an already fabricated light-emitting structure. Shift compensated field emitting structure based on GaAs:Si, due to the motion of impurities in the field of thermoelastic stresses appearing during cooling of the samles after giratronic irradiation.