

Выше ω_d существует еще одна ветвь (рис. 2, кривая 2). Она характеризуется распределением поля, типичным для поверхностной волны, возбуждающейся при данном направлении B_0 на четных границах структуры и обладающей резонансной частотой ω_d^+ . Резонансные частоты ω_d^\pm могут быть получены подстановкой $k_{||} \rightarrow \infty$ в уравнение (1).

Наличие плато на нижних дисперсионных кривых свидетельствует о возбуждении в структуре собственных колебаний объемного типа. Частоты, соответствующие участкам плато (ω_b), совпадают с резонансными частотами объемных колебаний, аналитически полученных в модели анизотропной однородной среды [3]. Подобные плато имеются и на дисперсионных кривых в отсутствие магнитного поля. При наличии соударений, препятствующих неограниченному росту $k_{||}$ и концентрации поля на межслоевых границах, объемные колебания определяют распространение электромагнитных волн в структуре и экспериментально наблюдаемые полосы поглощения в ее спектре.

Л и т е р а т у р а

- [1] Бразис Р. С., Сафонова Л. С. Резонанс в периодической структуре с гиротропными слоями. — Письма ЖТФ, 1984, т. 10, в. 21, с. 1325—1329.
- [2] Рытов С. М. Электромагнитные свойства мелкослойистой среды. — ЖЭТФ, 1955, т. 29, в. 5, с. 605—616.
- [3] Бразис Р. С., Сафонова Л. С. Резонансы в периодической структуре полупроводник—диэлектрик в поперечном магнитном поле. — ФТП, 1986, т. 20, в. 11, с. 2029—2033.
- [4] Бразис Р. С., Сафонова Л. С. Дисперсионные свойства классической сверхрешетки полупроводник—диэлектрик. — В кн.: Тез. докл. VI симп. «Плазма и неустойчивости в полупроводниках». Вильнюс, 1986, с. 58—59.

Институт физики полупроводников АН ЛитССР
Вильнюс

Получено 16.12.1986
Принято к печати 21.07.1987

ФТП, том 22, вып. 2, 1988

МОДЕЛЬ ФОРМИРОВАНИЯ p - n -ПЕРЕХОДА У ОБЛУЧЕННОЙ ЛАЗЕРОМ ПОВЕРХНОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКА

Горин Е. А.

Значительный интерес, проявляемый к исследованию методов формирования поверхностных диодных структур в полупроводниках при лазерном воздействии, определяется преимуществами лазерной технологии перед традиционными способами [1]. Возможность получения p - n -перехода на кремнии в зоне лазерного облучения отмечалась еще в работах [2, 3], причем в [3] — при сплавлении пленки алюминия. Несмотря на расширение объема исследований по влиянию лазерного облучения на свойства полупроводников [4], физические процессы, приводящие к формированию p - n -перехода, остаются выясненными не полностью.

Энергетическая диаграмма формируемого лазерным легированием p - n -перехода может быть построена на основе изучения вольтамперных и вольтемкостных характеристик совместно с фотоэлектрическими измерениями и анализом профиля распределения примеси. На рис. 1 приведено распределение примесей и компонент лазерно легированного антимида индия, полученное ЭСХА методом. Исходный монокристалл p -типа с концентрацией носителей заряда $10^{12} \div 10^{13}$ см⁻³ при 78 К облучался импульсом поверхностно поглощаемого излучения длительностью 100 нс с плотностью, в 2 раза превышающей порог плавления поверхности [5], после нанесения тонкой пленки донорной примеси. Даже без предварительной металлизации у поверхности образцов образовывался слой n -типа за счет сегрегации германия — примеси, вводимой в монокристалл в процессе выращивания. Инверсия в n -тип тонкого поверхност-

ного слоя усиливалась за счет диффузии с поверхности донорной примеси. С ростом интенсивности лазерного воздействия увеличивалась глубина проникновения диффузанта [6] и происходило более эффективное формирование диодной структуры.

Такая конфигурация диодной структуры возникала из-за генерации в области нагрева акцепторных центров, в значительной степени связанных с действием кислорода [7]. Увеличение концентрации акцепторов в сторону поверхности скачкообразно компенсировалось донорными примесями, как сегрегирующими из объема материала, так и введенными с поверхности. На рис. 2 приведена энергетическая схема такого $p-n$ -перехода. Его толщина, определяемая по формуле [8]

$$d = \left[\frac{2\epsilon\epsilon_0}{e} \left(\frac{N_A + N_D}{N_A N_D} \right) (V_i - V) \right]^{1/2},$$

где N_A и N_D — концентрации акцепторов и доноров в p - и n -областях, V_i — контактная разность потенциалов, составляла около 0.1 мкм. Это приводило к напряженности поля $E = 2V_i/d \approx 10^6$ В/м. Поэтому сопротивление диодной

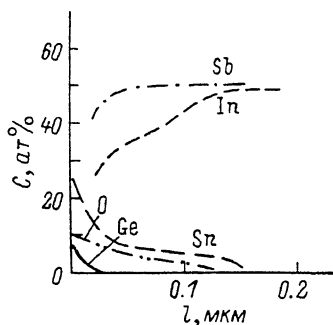


Рис. 1. Профиль примесей и компонент монокристалла антимолида индия, облученного с пленкой олова коротким лазерным импульсом.

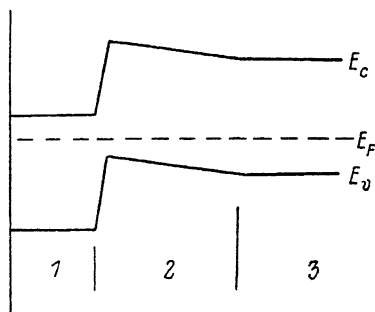


Рис. 2. Энергетическая диаграмма приповерхностной области лазерно легированного полупроводника.

1 — область высоких температурных градиентов, где реализуется лазерная диффузия примеси и сегрегации исходной легатуры, 2 — область прогрева и генерации акцепторов, 3 — исходный полупроводник.

структуры в основном определялось туннельным током, что накладывало ограничения на фотоэлектрические параметры формируемых таким методом $p-n$ -переходов.

Наличие расплава в зоне действия лазерного излучения достаточной интенсивности приводило к увеличению концентрации дефектов кристаллической решетки до значений, для которых характерно увеличение взаимодействия дефектов с примесями. Это давало дополнительное изменение электрофизических свойств материала вблизи поверхности.

Электронно-дырочный переход образовывался на границе зоны теплового действия лазерного излучения (формирование акцепторов в относительно малой концентрации) и области высоких температурных градиентов (сегрегация исходной легатуры и фотостимулированная диффузия примеси с поверхности). Поскольку у поверхности полупроводника создавался слой с концентрацией свободных носителей заряда выше $3 \cdot 10^{17}$ см⁻³, эффект Бурштейна—Мосса определял слабое поглощение излучения в области собственного поглощения при фотоактивном исследовании сформированных $p-n$ -переходов.

Указанный механизм образования диодной структуры у поверхности антимолида индия p -типа реализовывался и на других полупроводниках. При этом наиболее удобной для приборной реализации являлась структура $n-p^+-p$, так как резкий переход, определяющий электрофизические и фотоэлектрические свойства системы, находился у поверхности. Более глубокий переход получался в случае лазерной обработки n -материала, как это имело место в теллу-

риде кадмия—ртути [1]. Качество диодов в этом случае ухудшалось за счет ограничения плотности используемой мощности лазерного импульса для обеспечения акцепторного характера вводимой примеси, а также из-за низкой подвижности основных носителей заряда в дефектном слое p -типа.

Л и т е р а т у р а

- [1] Горин Е. А. Об эффективности лазерного легирования полупроводников. — ФТП, 1984, т. 18, в. 9, с. 1696—1698.
 [2] Fairfield J. M., Schmuttke G. H. — Sol. St. Electron., 1968, v. 11, N 12, p. 1175—1176.
 [3] Harper F. E., Cahen M. J. — Sol. St. Electron., 1970, v. 13, N 7, p. 1103—1109.
 [4] Двуреченский А. В., Качурин Г. А., Нидаев Е. В., Смирнов И. С. Импульсный отжиг полупроводниковых материалов. М., 1982. 208 с.
 [5] Горин Е. А., Бережная И. А., Янко Г. И. О получении инверсионного слоя на антимо-ниде индия при импульсном лазерном облучении. — Поверхность, Физика, химия, механика, 1982, № 9, с. 47—49.
 [6] Горин Е. А., Иванова О. С., Шукарев А. В., Янко Г. И., Анализ состава приповерхностной области лазерно легированных монокристаллов $Pb_{0,8}Sn_{0,2}Te$. — Зав. лаб., 1986, т. 52, в. 8, с. 30—32.
 [7] Голошихин П. В., Горин Е. А., Шукарев А. В. О роли кислорода в фотостимулированном формировании инверсионных слоев на сложных халькогенидных соединениях. — В кн.: Тез. докл. II Всес. конф. «Материаловедение халькогенидных и кислородосодержащих полупроводников». Черновцы, 1986, ч. I, с. 183.
 [8] Зи С. Физика полупроводниковых приборов, т. 1. М., 1984. 456 с.

Получено 3.04.1987

Принято к печати 21.07.1987

ФТП, том 22, вып. 2, 1988

ЛИНЕЙНО-ЦИРКУЛЯРНЫЙ ДИХРОИЗМ ДВУХФОТОННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ И САМОДЕФОКУСИРОВКА ИЗЛУЧЕНИЯ НЕОДИМОВОГО ЛАЗЕРА В КРИСТАЛЛАХ n -InP

Арешев И. П., Субашиев В. К., Фараджев Б. Г.

В работе [1] нами была обнаружена самодефокусировка импульсного излучения ($\tau_{\mu} \approx 100$ нс на полувысоте) неодимового лазера ($\hbar\omega = 1.17$ эВ) в кристаллах n -InP ($n = 4.2 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$ при $T = 300$ К) по характерному «провалу» в поперечном распределении интенсивности прошедшего через образец излучения при измерении в ближнем поле (т. е. при $z < kr_0^2/2$, где z — расстояние от выходной поверхности образца в направлении распространения излучения лазера, $r_0 = 150$ мкм — радиус гауссова распределения амплитуды пучка на поверхности образца, $k = 2\pi/\lambda$).

Поскольку ширина запрещенной зоны в кристалле InP $E_g = 1.35$ эВ при $T = 300$ К, то естественно было предположить, что самодефокусировка интенсивного излучения неодимового лазера (пиковая интенсивность $j_p \approx 8$ МВт/см 2) вызвана изменением показателя преломления за счет неравновесной концентрации двухфотонно возбужденных электронно-дырочных пар. Из сопоставления экспериментальных результатов с модельными теоретическими расчетами в [1] даны оценки эффективного времени жизни неравновесных носителей $\tau_s \approx 30$ нс и константы двухфотонного поглощения (ДФП) $\beta \approx 0.06$ см/МВт.

В [1] все эксперименты проводились с линейно-поляризованным излучением. Поскольку, однако, для кристаллов кубической симметрии в общем случае константа ДФП имеет поляризационную зависимость, согласно [2],

$$\beta(e) = a_1 |e \cdot e|^2 + a_2 |e \times e^*|^2 + a_3 (|e_x|^4 + |e_y|^4 + |e_z|^4), \quad (1)$$