

06.2; 07; 12

© 1990

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ВРЕМЕН ЖИЗНИ НЕРАВНОВЕСНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В $InSb$, ЛЕГИРОВАННОМ Ge , ПРИ ПОВЕРХНОСТНОМ ЛАЗЕРНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ

К.Ф. Комаровских, Д.Г. Летенко,
Ю.Г. Попов, А.Б. Федорцов,
Ю.В. Чуркин

Исследованы образцы $InSb:Ge$ n - и p -типа с концентрацией носителей тска при 77 К в пределах от $2 \cdot 10^{12}$ до $5 \cdot 10^{12}$ $см^{-3}$ при концентрации Ge $10^{14} \div 10^{15}$ $см^{-3}$ (марки ИСД-2, ИСЭ-4). Образцы были изготовлены в виде плоскопараллельных шайб толщиной 500 ± 5 мкм с двухсторонней полировкой поверхности. Нарушенный слой удалялся винно-кислотным травителем.

Измерения проводились бесконтактным интерференционным методом [1], при этом образец помещался в вакуумный оптический криостат с окнами из BaF_2 . Температура образца измерялась по падению напряжения на германиевом диоде, включенном в прямом направлении и находящимся в контакте со дном криостата. В качестве зондирующего использовалось излучение CO_2 -лазера ($\lambda_3 = 10.6$ мкм). В пределах поперечного сечения зондирующего луча ($\varnothing \leq 1$ мм) плоскопараллельность пластины позволяла наблюдать интерференцию излучения на этой длине волны (т.к. отклонение толщины пластины от среднего значения было менее 3 мкм на 1 мм толщины образца) [2]. Прошедшее через образец излучение регистрировалось фотоприемником МГ-30 с последующим селективным усилением и синхронной детекцией. Модуляция зондирующего излучения осуществлялась за счет оптической инжекции неравновесных электронно-дырочных пар при облучении образца излучением гелий-неонового лазера ЛГ-126 ($\lambda_n = 0.63$ мкм). При этом генерация осуществлялась в слое толщиной менее 1 мкм ($\alpha > 10^4$ $см^{-1}$). Вследствие процесса амбиполярной диффузии и эффекта Дембера у освещенной поверхности возникал заряженный слой и концентрация неравновесных носителей распространялась на глубину, приблизительно равную длине диффузии неосновных носителей заряда $L_n = 10$ мкм для p - $InSb$ [3]. Для зондирующего излучения, имеющего длину волны $\lambda_3 = 10.6$ мкм, в $InSb$ помимо процессов внутризонного поглощения света между подзонами легких и тяжелых дырок реализуется примесное поглощение с участием уровня $E_U + 0.12$ эВ с сечением фотоионизации при генерации электронов в зону проводимости $\sigma_{ph} = 10^{-15}$ $см^2$ [4]. Оценки показывают, что для обоих процессов поглощения зондирующего излучения одного порядка величины. Поэтому необходимо учитывать оба процесса.

В формуле (1) из работы [1], определяющей величину модуляции зондирующего излучения M , в этом случае возникает дополнительный член $M_{ур}$, учитывающий модуляцию, связанную с примесным поглощением:

$$M = [T_{\sigma}(\epsilon_p \bar{\tau}_p + \epsilon_n \bar{\tau}_n) + T'_{\delta} \frac{e^2 \lambda_3}{2\pi \epsilon_0 n c^2} \left(\frac{\bar{\tau}_p}{m_p^*} + \frac{\bar{\tau}_n}{m_n^*} \right)] \cdot L + M_{ур}, \quad (1)$$

где ϵ_n и ϵ_p – сечения поглощения длинноволнового излучения электронами и дырками соответственно; L – количество квантов коротковолнового света, поглощенных в полупроводнике в единицу времени на единицу площади; α – коэффициент поглощения длинноволнового излучения в полупроводнике; l – толщина полупроводникового образца; T'_{σ} и T'_{δ} – производные пропускания образца по поглощению ($\sigma = e^{-\alpha x}$) и фазовому углу ($\delta = \frac{4\pi n l \cos \varphi_2}{\lambda_3}$) для случая нормального падения длинноволнового излучения на образец; φ_2 – угол преломления зондирующего излучения в образце; n – показатель преломления исследуемого полупроводника.

Максимальный вклад примесного механизма в модуляцию зондирующего излучения M может быть оценен выражением (2):

$$M_{ур} = T'_{\sigma} \epsilon_{ф.н.} N_{ур} \alpha, \quad (2)$$

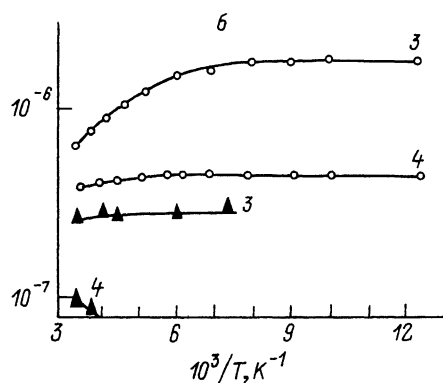
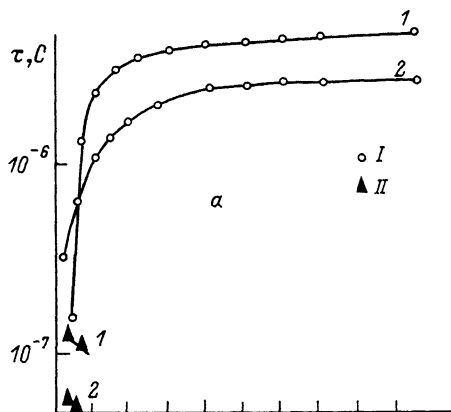
где $N_{ур}$ – концентрация уровней $E_{\sigma} + 0.12$;

α – толщина слоя, в котором распределены неравновесные свободные носители тока.

С учетом известных значений $\epsilon_{ф.н.}$, $N_{ур}$ [5], измеренного и рассчитанного нами (аналогично [6]) α , величина $M_{ур}^{max}$ составит $0.5 \cdot 10^{-3}$, что составляет $\sim 30\%$ от модуляции на свободных носителях тока.

Результаты расчетов τ_n и τ_p по экспериментальным интерференционным измерениям представлены на рисунке (а и б) для р- и п-образцов соответственно. Как видно из рисунков, экспериментальные результаты по температурным зависимостям τ_n и τ_p в общем соответствуют ранее полученным контактными методами изучения рекомбинационных параметров, в частности экспоненциальный рост τ_p в р-образцах с понижением температуры и спад τ_n объясняется процессами применения электронов на глубокие донорные ловушки при низких температурах.

Слабое отличие значений τ_p и τ_n в n -образцах объясняется заполнением этих же ловушек и их нейтрализацией. Отличием полученных результатов от ранее известных в n -типе является большее значение времени жизни неосновных носителей по сравнению с τ_n . Возможно это связано с высоким уровнем инжекции в данных экспериментах, т.е. условием $\Delta R, \Delta p \gg n_0 p_0, p_0$. Впрочем, это отличие не настолько существенно, чтобы на этом останавливать специальное внимание.



- а) Зависимость τ_p (1) и τ_n (II) от T^{-1} в $InSb$ p-типа (1 - $p=2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$; 2 - $p=5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$).
- б) Зависимость τ_p (1) и τ_n (II) от T^{-1} в $InSb$ n-типа (3 - $n=2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$; 4 - $n=5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$).

Таким образом, рассмотренная бесконтактная методика определения значений времени жизни неосновных носителей в $-InSb$, позволяющая контролировать технологию очистки кристаллов, представляется перспективной для использования при получении слитков промышленными методами, не требующими специальной подготовки образцов.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Федорцов А.Б., Чуркин Ю.В. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. В. 4. С. 321-324.

- [2] Федорцов А.Б., Чуркин Ю.В., Шалыгин В.А., Штурбин А.В. // Деп. ВИНТИ № 1451 - В87.
- [3] Алмазов Л.А., Малютенко В.К., Федоренко Л.Л. // ФТП. Т. 22. В. 9, С. 1337-1340.
- [4] Валяшко Е.Г., Плескачева Т.Б. // ФТП. 1973. Т. 7. В. 4. С. 836-839.
- [5] Воробьев Ю.В., Вустенко А.И., Гайсаниук А.В., Исмаилова Э.А., Колбин М.Н., Смирнов А.С., Фомин Н.Г. // УФЖ. 1987. Т. 32. № 7. С. 1100-1104.
- [6] Wilson T., Pester P. Phys. status. solide. 1987. A. 103. N 2. P. 631-636.

Поступило в Редакцию
8 января 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 8 26 апреля 1990 г.

08

© 1990

ОСОБЕННОСТИ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ И РЕЗОНАТОРОВ СДВИГОВЫХ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН В γ -СРЕЗАХ SiO_2

Л.Н. Жиженкова, В.С. Филинов

Горизонтально поляризованные волны (приповерхностно-объемные акустические волны (ПОАВ), сдвиговые поверхностные волны (СПВ) и волны Лява) привлекают в настоящее время большое внимание в связи с возможностью повышения рабочих частот акустоэлектронных устройств на их основе [1-3], в том числе до единиц гигагерц в рамках технологии фотолитографии [2]. Повышение обусловлено более высокой скоростью этих волн по отношению к традиционной волне Рэлея.

Как было показано в работе [4], перечисленные волны в кварцевых подложках повернутых γ -срезов обладают еще одним привлекательным свойством. На их основе возможна реализация естественного однонаправленного преобразователя (ЕОП) [5]. Последний позволяет уменьшить вносимые потери в устройствах, причем без понижения рабочих частот, свойственного другим типам однонаправленных преобразователей. Направленность излучения ЕОП, представляющего обычную встречно-штыревую структуру (ВШС) электродов с топологическим масштабом $\lambda/4$ (λ - длина волны), достигается следующим образом. Для звукопровода используют срезы кристаллов, в которых фазовый сдвиг (φ) между упругими смещениями (V) и пьезоэлектрическим потенциалом (Φ)