

Е.А. Петрикова, М.В. Симакин
Рассеяние носителей заряда на глубоких нейтральных центрах в высокоомных кристаллах арсенида галлия

(Кокшетауский государственный университет им. Ш. Уалиханова, г. Кокшетау)

Высокоомные образцы арсенида галлия сейчас находят все более широкое применение как активные элементы в приборах с $p-n$ переходами. В высокоомных кристаллах арсенида галлия наблюдается так же ряд интересных эффектов, в частности, в образцах GaAs с примесями кислорода и хрома имеет место явление доменной неустойчивости, механизмы которого из-за недостаточных сведений о параметрах глубоких центров полностью не изучены.

К настоящему времени свойства глубоких примесных центров в полупроводниковых кристаллах изучены значительно меньше, чем примесей, создающих мелкие энергетические уровни. Это связано как с отсутствием теории глубоких центров, так и с более сложным их поведением. В то же время практическая значимость кристаллов с такими центрами непрерывно повышается. Если, например, первоначально высокоомные образцы арсенида галлия ценились в основном как изолирующие подложки для эпитаксиальных слоев, то сейчас они находят все более широкое применение как активные элементы в приборах с $p-n$ переходами. Интенсивное исследования ведутся по использованию высокоомных кристаллов GaAs в качестве детекторов γ – излучения. Такие детекторы могли бы сочетать в себе достоинства кремния по большой ширине запрещенной зоны и германия по высокому атомному номеру.

Особый интерес представляют данные кристаллы как материал для солнечных батарей, поскольку ширина запрещенной зоны при комнатной температуре (1,43 эВ) близка к оптимальной (1,5 эВ) для преобразования солнечной энергии в электрическую. В высокоомных кристаллах арсенида галлия наблюдается так же ряд интересных эффектов, в частности, в образцах GaAs с примесями кислорода и хрома, подобно германию с золотом, в области высоких электрических полей имеет место явление доменной неустойчивости, механизмы которого из-за недостаточных сведений о параметрах глубоких центров полностью не изучены.

В этом отношении наибольший интерес представляют кристаллы арсенида галлия, легированные кислородом. В отличие от высокоомных кристаллов с хромом и железом, как показывают измерения фото-холл эффекта и фотомагнитного эффекта [1], в них при температуре ниже 50-30 К наблюдается плато в температурном ходе подвижности электронов.

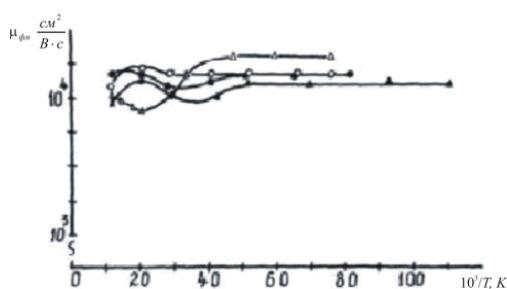


рисунок 1

Как видно из рисунка [1], подвижность электронов перед выходом из плато проходит через более или менее выраженный минимум, причем область роста μ_n после минимума, как показывают дополнительные исследования, совпадают с областью спадов удельного сопротивления кристаллов. Это доказывает истинность роста подвижности.

Спад подвижности при понижении температуры, как известно, наблюдается в случае кулоновского рассеяния. Поскольку кулоновское рассеяние можно наблюдать при $N_q \ll N_n$, то максимум в области 50 К является результатом вклада малого количества заряженных центров с большим сечением рассеяния и значительного числа нейтральных с малым сечением рассеяния. В этом случае рост μ_n перед выходом на плато соответствует перезарядке

имеющихся кулоновских центров, дальнейший ход $\mu_n(T)$ определяется рассеянием на нейтральных центрах.

Наличие плато подвижностей служит подтверждением выводов Айнсли и Вудси об отсутствии в этих кристаллах заметных концентраций мелких d - и a - центров, связанных с кремнием. Проведенные оценки по Бруксу – Херингу показывают, что число заряженных центров в таких образцах $GaAs$ при $T \cong 10$ К не больше чем 10^{14} см⁻³.

Плато в температурном ходе $\mu(T)$ невозможно описать, используя модели нейтральных центров, предложенные Бардиным и Пирсоном [2], Гуляевым [3] и Нардхеймом [4]. В полученных авторами выражениях

$$\mu \sim T^{-\frac{1}{2}}. \quad (1)$$

Лишь в модели Эргинсоа подвижность не зависит от температуры:

$$\frac{1}{\mu} = \frac{20}{q} a^* \hbar, \quad (2)$$

где a^* – боровский радиус, q – величина носителя заряда, N_n – число рассеивающих центров.

Как видно из (1), в выражении для μ отсутствует масса рассеиваемой частицы. Данная модель применима только в случае водородоподобных центров, для которых масса движущегося электрона и электрона боровской орбиты одинаковы. При этом, поскольку

$$a^* \sim \frac{1}{m^*}, \quad \text{то и} \quad \frac{1}{\mu} \sim \frac{1}{m^*}. \quad (3)$$

Это значит, что при переходе от смешенного (решеточного и кулоновского) рассеивания к рассеянию на нейтральных центрах должна происходить инверсия отношения подвижностей электронов и дырок. Даже для мелких рассеивающих центров подобный эффект нигде не наблюдался, в случае же (1) это заведомо не так.

При рассеянии носителей заряда на глубоких центрах массы движущегося носителя и локализованного на центре, как известно, не равны. Учитывая достаточно сильную локализацию потенциала глубоких центров, можно считать, что рассеивающие частицы чувствуют его лишь в близлежащих окрестностях и, следовательно между столкновениями они движутся с эффективной массой m^* , определяемой периодическим полем решетки, а в процессах столкновения участвуют как частицы с некоторой массой m^{**} , зависящей от потенциала рассеивающего центра. Тогда эффективное сечение рассеяния в соответствии с [6] будет определяться выражением:

$$Q = \gamma \frac{a^* \hbar}{\sqrt{3kTm^{**}}}, \quad (4)$$

где γ – числовой множитель, равный ~ 60 для безобменных процессов и ~ 20 с учетом обмена.

Поскольку величина обратная времени свободного пробега рассеиваемой частицы равна:

$$\frac{1}{\tau} = N_n \bar{v} Q = \frac{\gamma N_n a^* \hbar}{\sqrt{m^* m^{**}}}, \quad (5)$$

то

$$\mu = \frac{q \sqrt{m^{**}}}{\sqrt{m^*} N_n \hbar a^* \gamma}. \quad (6)$$

Если считать, что в поле глубокого центра электроны и дырки движутся с почти равными массами $m_n^{**} = m_p^{**}$, то отношение их подвижностей

$$b = \frac{\mu_n}{\mu_p} = \frac{60}{20} \sqrt{m_p^* m_n^*} \approx 8,5. \quad (7)$$

Несмотря на то, что проведенная нами оценка не является строгой, поскольку содержит ряд довольно сильных допущений, полученное значение находится в весьма хорошем согласии с экспериментальными данными $b = 10$ [1].

1. Остробородова В.В., Симакин М.В., Московская О.А. // Известия высших учебных заведений. – 1986. – т.2. – С.21.

2. Pearson G.L., Bardeen J. // Phys. Rev. – 1949. – Vol.75. – P. 865.

3. Гуляев Ю.В. // ФТГ. – 1959. – т.1. – С.422.

4. Nardheim // Ann. Phys. – 1931. – Vol.9. – P.607-641.

5. Erginsoy C. // Phys. Rev. – 1950. – Vol.79. – P.113.

6. Fukal M., Kawamura H. // Jap. Phys. Soc. – 1983. – Vol.19. – P.30.

Петрикова Е.А., Симакин М.В.

Жоғарғы омды галлий арсениді кристалдарының терең нейтралдық центрлеріндегі заряд тасушылардың шашырауы

Жоғарғы омды галлий арсенидтерінің үлгілері қазіргі кезде кеңінен n құрылымында ауысымында белсенді элемент ретінде қолданылады. Арсенид галлидің жоғары омды кристалдарында қызықты эффект байқалады, көбіне олар $GaAs$ үлгілерінде оттегі мен хлордың қосындысы түрінде домендік тұрақсыздық құбылысы ретінде параметрлік орталықтарда тереңдетіле толықтай зерттелмеген.

Petrikova E.A., Simakin M.V.

The dispersion of charge carriers on the deep neutral centers in high-resistivity crystals of gallium arsenide

High-resistivity samples of gallium arsenide are of much use as active elements in devices with $p-n$ transitions. There can be observed interesting phenomena in high-resistivity crystals of gallium arsenide. In particular there is domain instability in $GaAs$ samples with oxygen and chrome impurity. This phenomenon is not studied due to the insufficient information about the parameters of deep centers.

Поступила в редакцию 15.10.10

Рекомендована к печати 30.10.10