

ПРИМЕНЕНИЕ ЭФФЕКТА МАГНИТОПЛАЗМЕННОГО ОТРАЖЕНИЯ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПОЛУПРОВОДНИКОВ

В настоящее время для определения параметров электронного переноса в полупроводниках, таких как скорости поверхностной и объемной рекомбинации и длина диффузии носителей заряда, применяются бесконтактные методы с использованием излучений миллиметрового и видимого диапазонов [1. 2]. Методика на основе эффекта магнитного вращения миллиметровом диапазоне позволяет оценить такие параметры, как подвижность, эффективная масса носителей заряда и время релаксации. Значительную информацию о параметрах электронного переноса дает применение магнитоплазменного отражения. При определенных соотношениях между частотой зондирующей волны, циклотронной и магнитоплазменной частотами коэффициенты пропускания зондирующего излучения достигают своих экстремальных значений. Эти характеристические частоты зависят от концентрации и эффективной массы носителей заряда в полупроводнике, а также от взаимной ориентации вектора внешнего постоянного магнитного поля и волнового вектора зондирующего излучения.

Магнитоплазменная и циклотронная частоты, а также частота столкновений, определяющая время релаксации носителей, находятся в области частот, где все полупроводниковые материалы слабо поглощают излучение миллиметрового и дальнего ИК-диапазона. Изменение значений характеристических частот может достигаться варьированием внешних параметров – магнитной индукции, напряженности электрического поля, температуры полупроводника. Изменение этих параметров в значительных пределах обеспечивает возможность достижения резонанса путем зондирования на фиксированной частоте при параметрическом изменении характеристической частоты плазмы полупроводника.

В данной работе предложена методика определения эффективной массы полупроводникового образца из измерений пропускания на плазменной частоте. Изменение характеристической частоты достигается изменением повышенной концентрации в зоне проводимости исследуемого полупроводника путем облучения от вспомогательного источника (лазера) и изменением индукции внешнего магнитного поля. Концентрация носителей и плазменной частоты изменялась регулированием мощности источника фотовозбуждения. Когда плазмен-

ная частота и частота зондирующего излучения совпадают, коэффициент пропускания образца уменьшается, достигая минимального значения.

Если магнитное поле с индукцией B направлено вдоль распространения волны z , то для проекций электрического поля E_x и E_y на оси x и y :

$$\begin{aligned} \left(k^2 - \varepsilon \frac{\omega^2}{c^2}\right) E_x + i\mu_0\omega(\sigma_{xx}E_x + \sigma_{xy}E_y) &= 0, \\ \left(k^2 - \varepsilon \frac{\omega^2}{c^2}\right) E_y + i\mu_0\omega(-\sigma_{xy}E_x + \sigma_{xx}E_y) &= 0. \end{aligned} \quad (1)$$

Решение (1) для дальней ИК-области ($\sim 10^{13} \text{ с}^{-1}$), дает величину сдвига магнитоплазменного отражения:

$$\Delta\omega = \omega^* - \omega_p = \mp \frac{1}{2}\omega_c, \text{ при условии } (\omega \mp \omega_c)\tau \ll 1 \quad (2)$$

где ω^* – частота максимального отражения (минимального пропускания) при отсутствии магнитного поля, ω_p и ω_c – соответственно плазменная и циклотронная частоты:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{ne^2}{\varepsilon\varepsilon_0m^*}}, \quad \omega_c = \frac{eB}{m^*}, \quad (3)$$

m^* – эффективная масса, B – магнитная индукция, знаки в (2) соответствуют направлению поворота плоскости поляризации зондирующей волны (обеспечивается изменением направления магнитного поля).

Выражение аналогичное (2) для дальней ИК-области можно также получить и в случае если магнитное поле направлено перпендикулярно к направлению распространения волны.

Для зондирования использовались лазерные диоды, энергия квантов излучения которых не превышала ширины запрещенной зоны (для кремния использовался на GaAs, для германия – GaAlAs), частотный диапазон излучателей выбирался, исходя из условия (2). Интенсивность излучения, прошедшего через образец, измерялась охлаждаемой полупроводниковой термопарой. Магнитное поле в области образца, направленное перпендикулярно ионизирующему и зондирующему излучению, создавалось электромагнитом, обмотка которого питалась от регулируемого источника постоянного тока. Образец в виде квадратной пластинки со стороной 8 мм помещался в зазор электромагнита. Толщина пластинки 0,5 мм. Для фотовозбуждения пластины применялось излучение лазерного диода с длиной волны 0,808 мкм.

В качестве образцов использовались пластинки Si, Ge, InSb, GaAs. Плазменная частота образца изменялась регулированием кон-

центрации носителей заряда в зоне проводимости за счет изменения мощности фотовозбуждения. На рис. 1 представлена типичная зависимость коэффициента пропускания образца InSb (обладает малой эффективной массой) от мощности фотовозбуждения. В качестве зондирующего использовался источник с длиной волны 10,6 мкм (граничная длина волны края фундаментального поглощения InSb составляет 7,3 мкм).

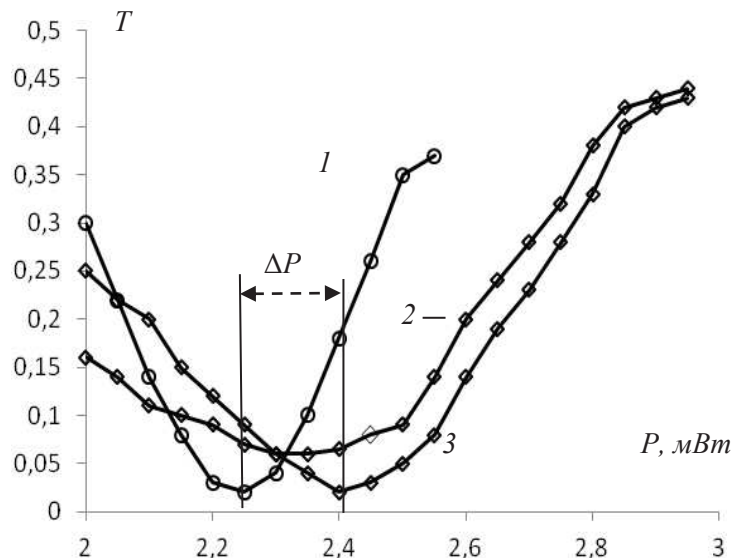


Рисунок 1 – Типичная зависимость коэффициента пропускания образца InSb от мощности фотовозбуждения (пропорциональна концентрации носителей): Кривые 1 и 3 соответствуют различным направлениям поворота плоскости поляризации при $B = 1,1$ Тл

Наблюдаемое смещение минимального пропускания в обе стороны вызвано включением магнитного поля противоположных направлений путем переключения направления тока в обмотках электромагнита. Смещение минимума влево соответствует увеличению ω_c согласно (2) и снижению частоты плазменного резонанса, который достигается при меньшей мощности. Смещения кривых в обоих направлениях соответствуют частотам резонанса для разных направлений магнитного поля. Дополнительные измерения показали, что абсолютная величина смещения мощности фотовозбуждения ΔP пропорциональна индукции магнитного поля. Наряду с этим, величина ΔP существенно зависит от типа исследуемого полупроводника. Смещение наблюдалось в образцах германия [111] и арсенида галлия в полях 1,5 и 1,6 Тл. В кремнии предполагается достичь резонанса в умеренных полях, если использовать образцы с малой эффективной массой (с ориентацией кристаллографической плоскости в направлении [100]).

Из формул (2) и (3) следует выражение для эффективной массы:

$$m = eB/2\Delta\omega. \quad (4)$$

Выражение для $\Delta\omega$ можно получить из равенства,

$$\Delta P = P_{min}(\Delta\omega/\omega_0), \quad (5)$$

где P_{min} – значение мощности фотовозбуждения, соответствующее минимальному пропусканию, ω_0 – частота излучения зондирующего лазера. Выразив $\Delta\omega$ из (5) и учитывая, что $\omega_0 = 2\pi c/\lambda_0$ (c – скорость света в вакууме), получим

$$m = \frac{eB\lambda_0}{4\pi c(\Delta P/P_{min})}. \quad (6)$$

Расчет по формуле (6) дает значение эффективной массы для InSb $0,015m_0$, близкое к ее циклотронному значению ($0,013m_0$).

ЛИТЕРАТУРА

1. Palais O., Arcary A. Contactless measurement of surface recombination velocity in silicon wafers // J.Appl.Phys., 93, 4686 (2003).

2. Манухов В. В., Федорцов А. Б., Иванов А. С. Лазерно-интерференционный метод определения длины диффузии носителей заряда в полупроводниках // Физика и техника полупроводников. 2015. Т. 49, вып. 9. С. 1153–1158.

УДК 536.758

Е.В. Фарафонтова, доц., канд. физ.-мат. наук;
И.И. Наркевич, проф., д-р физ.-мат. наук;
А.А. Рогач, студ.; А.А. Кулеш, студ.
(БГТУ, г. Минск)

СТАТИСТИЧЕСКОЕ ИЗУЧЕНИЕ АДСОРБЦИИ НА СФЕРИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ НАНОЧАСТИЦАХ

Для исследования адсорбции на кристаллических наночастиц сферической формы используется ранее полученная замкнутая система интегральных и алгебраических уравнений, описывающая структурные и термодинамические характеристики неоднородных (гетерогенных) молекулярных систем. Она получена в рамках двухуровневого статистического метода [1], который основывается на совместном использовании метода коррелятивных функций Боголюбова – Борна – Грина – Кирквуда – Ивона (ББГКИ), метода условных коррелятивных функций Ротта [2] и метода термодинамических функционалов плотности. Эти уравнения устанавливают связь между микроскопическими параметрами системы взаимодействующих частиц (атомов или мо-