

УДК 538.958, 546.03

ИССЛЕДОВАНИЕ δ - ЛЕГИРОВАННЫХ n-i-p-i-n СТРУКТУР GaAs МЕТОДОМ СПЕКТРОСКОПИИ ФОТООТРАЖЕНИЯ

Л. П. Авакянц¹, П. Ю. Боков¹, И. В. Бугаков¹, Т. П. Колмакова², А. В. Червяков¹

¹ физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова, кафедра общей физики

² ОАО «Оптрон», Москва

Получена 15 января 2010 г.

Аннотация. Методом спектроскопии фотоотражения исследованы полупроводниковые π i π n-структуры арсенида галлия с дельта-легированными слоями p-типа. Из анализа осцилляций Франца-Келдыша определены напряженности встроенных электрических полей и энергии межзонных переходов структуры. Обнаружено увеличение энергии межзонного перехода в области дельта-легирования, что объясняется эффектом Бурштейна-Мосса вследствие фотогенерации носителей.

Ключевые слова: гетероструктуры, фотоотражение, дельта-легирование.

Введение

Полупроводниковые гетероструктуры, полученные путём чередования тонких полупроводниковых слоев, отличающихся по типу легирования, (p*n*-диоды и транзисторы, π i π -кристаллы) являются основой для создания целого ряда приборов СВЧ техники и оптоэлектроники. Наиболее распространенными материалами для этих приборов являются кремний и арсенид галлия. При этом в быстродействующих оптоэлектронных и СВЧ устройствах несомненными преимуществами, с точки зрения времени жизни неравновесных носителей тока и их подвижности, обладает арсенид галлия.

Особый интерес представляют структуры с дельта-легированными слоями [1]. В этих системах примесь локализована в слое толщиной несколько нм, что обеспечивает пространственное разделение носителей заряда и ионизированной примеси, и приводит к увеличению их подвижности. Зонную диаграмму таких структур можно формировать, задавая необходимые параметры в ходе эпитаксиального роста. Кроме того, потенциал объемного заряда, а, следовательно, и зонную структуру можно изменять путем электрического или оптического возбуждения дельта-слоя. Это делает дельта-легированные структуры интересными с точки зрения создания перестраиваемых (внешним потенциалом или излучением) оптоэлектронных приборов [1, 2, 3], в том числе, приборов терагерцевого диапазона [4].

В настоящей работе приводятся результаты исследований методом спектроскопии фотоотражения полупроводниковых дельта-легированных $n-i-p-i-n$ структур на основе GaAs, применяемых для изготовления биполярных транзисторов.

Образцы и методика эксперимента

Исследуемые образцы выращивались методом газофазной эпитаксии. Рост происходил на полуизолирующих подложках GaAs типа АГП с ориентацией поверхности (100). Образцы представляли собой структуры типа $n+-i-\delta p-i-n+$.

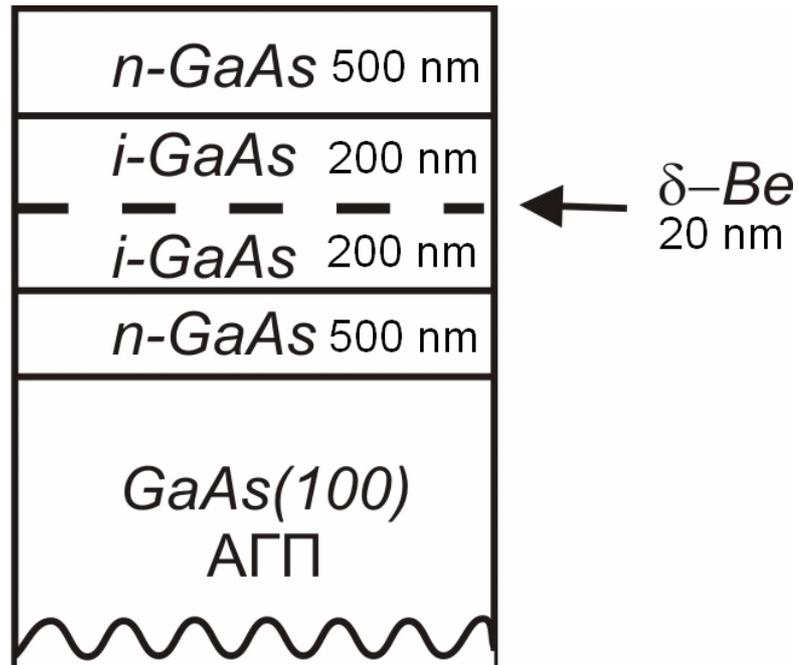


Рис.1 Структура образцов.

На рис. 1 схематически изображена структура исследуемых образцов: они состояли из слоев GaAs n-типа, слоев GaAs с собственной проводимостью i-GaAs и области дельта-легирования, созданной внедрением примеси Be. Толщина области дельта легирования не превышала 20 нм. Толщина слоя GaAs с собственной проводимостью составила 400 нм, n+ областей -500 нм, $n=5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Исследуемые образцы имели технологические номера № 1205 и № 1206. Они отличались слоевой концентрацией легирующей примеси в области дельта-легирования: в образце № 1205 $p=1.6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, в образце № 1206 $p=2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$.

Спектры фотоотражения регистрировались при комнатной температуре на установке [5], с использованием двойного монохроматора. Модуляция отражения осуществлялась He-Ne лазером (длина волны 632.8 нм, мощность 5 мВт) на частоте 370 Гц.

Результаты и обсуждение

На рис. 2 приведены спектры фотоотражения образца № 1206. В спектре, в области энергий от 1.4 – 1.7 эВ присутствуют осцилляции Франца-Келдыша двух различных периодов, и линия в области 1.8 эВ, связанная с переходом из зоны проводимости в спин-орбитально отщепленную подзону валентной зоны.

Разделение наблюдающихся в спектрах фотоотражения осцилляций Франца-Келдыша разных периодов производилось с помощью метода фазочувствительного анализа [6]. Для этого измерялись спектры фотоотражения с предустановкой фазы нановольтметра в 0 рад (рис. 2 снизу) и $\pi/2$ (рис. 2 посередине) и путем варьирования параметра φ_r в выражении (1) подбирался такой вид спектра (рис. 2 сверху), в котором возможно разделение осцилляций:

$$\frac{\Delta R(E, \varphi_r)}{R} = \frac{\Delta R(E, 0)}{R} \cos(\varphi_r) + \frac{\Delta R(E, \pi/2)}{R} \sin(\varphi_r) \quad (1)$$

где $\frac{\Delta R(E,0)}{R}$ и $\frac{\Delta R(E,\pi/2)}{R}$ - спектры фотоотражения, зарегистрированные в фазе с модулирующим излучением и с отставанием от него на $\pi/2$, E – энергия зондирующего излучения.

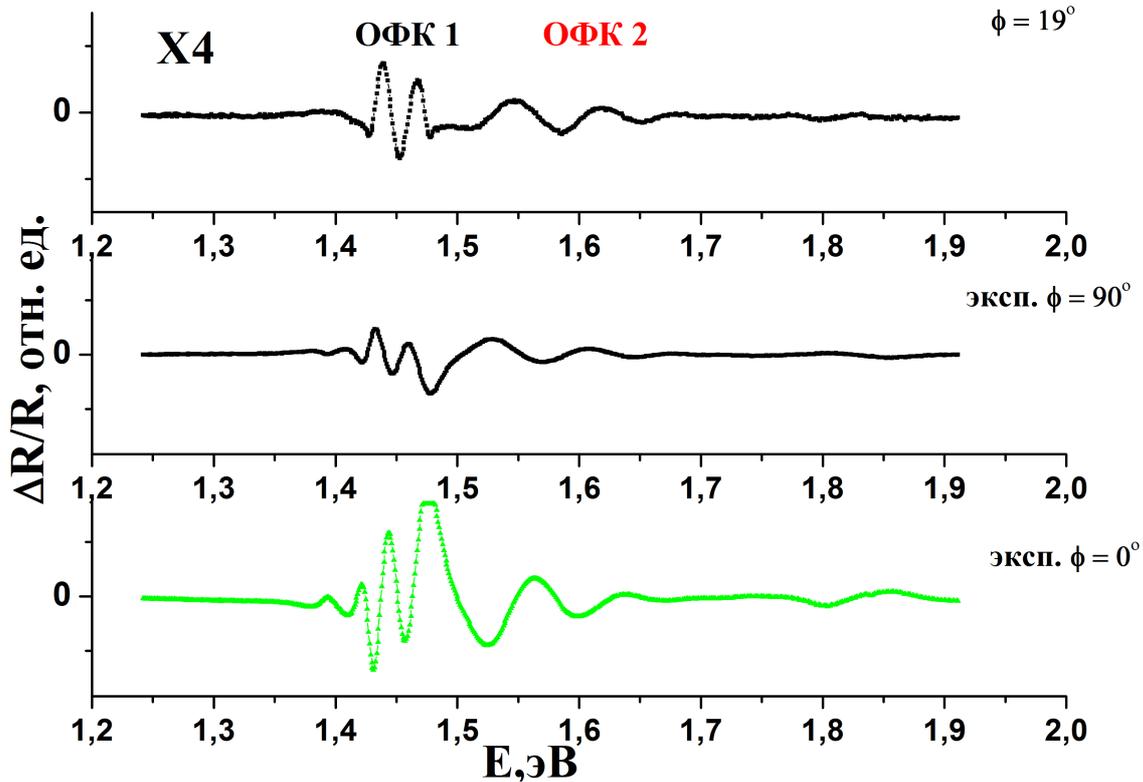


Рис. 2 Спектры фотоотражения образца № 1206, зарегистрированные в фазе с модулирующим излучением (снизу), с запаздыванием на 90° относительно модулирующего излучения (посередине) и рассчитанный в рамках модели (1) фазочувствительного анализа (сверху). ОФК1 и ОФК2 – короткопериодные и длиннопериодные осцилляции соответственно.

В результате обработки экспериментальных данных в модели (1), получен спектр фотоотражения (рис. 2, верхний спектр), в котором видно разделение осцилляций Франца-Келдыша короткого и длинного периодов.

Короткопериодные осцилляции расположены в области энергий в 1.4 - 1.5 эВ, длиннопериодные в области 1.5 - 1.7 эВ.

В работе [7] предложено простое приближение для описания среднеполевых спектров фотоотражения:

$$\frac{\Delta R}{R} \propto \exp \left[-\frac{2\Gamma \cdot (\hbar\omega - E_g)^{1/2}}{(\hbar\Omega)^{3/2}} \right] \cdot \frac{\Gamma}{(\hbar\omega - E_g)} \cdot \cos \left[\frac{4}{3} \cdot \left(\frac{\hbar\omega - E_g}{\hbar\Omega} \right)^{3/2} + \frac{\pi(d-1)}{4} \right] \quad (2)$$

где $\hbar\omega$ - энергия зондирующего излучения, E_g - энергия фундаментального перехода, d - размерность критической точки (в случае GaAs, для прямых межзонных переходов в центре зоны Бриллюэна $d=3$ [7].), Γ - феноменологический параметр уширения, $\hbar\Omega$ - электрооптическая энергия:

$$\hbar\Omega = \left(\frac{e^2 \cdot E_S^2 \cdot \hbar^2}{8 \cdot \mu^3} \right)^{1/3} \quad (3)$$

здесь μ - приведенная межзональная эффективная масса:

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{m_e^*} + \frac{1}{m_h^*} \quad (4)$$

m_e^* , m_h^* - эффективные массы электрона в зоне проводимости и дырки в валентной зоне, E_S - напряженность встроенного электрического поля, e - заряд электрона.

Как видно из (2), положения экстремумов осцилляций Франца-Келдыша $(\hbar\omega)_j$ определяются соотношением:

$$(\hbar\omega)_j = \hbar\Omega \cdot (F_j) + E_g, j=1, 2, 3 \quad (5)$$

Где
$$F_j = \left[3 \cdot \pi \frac{j - 1/2}{2} \right]^{2/3} \quad (6).$$

Зависимость $(\hbar\omega)_j$ от F_j - есть прямая линия с наклоном $\hbar\Omega$ и точкой пересечения оси ординат, равной E_g .

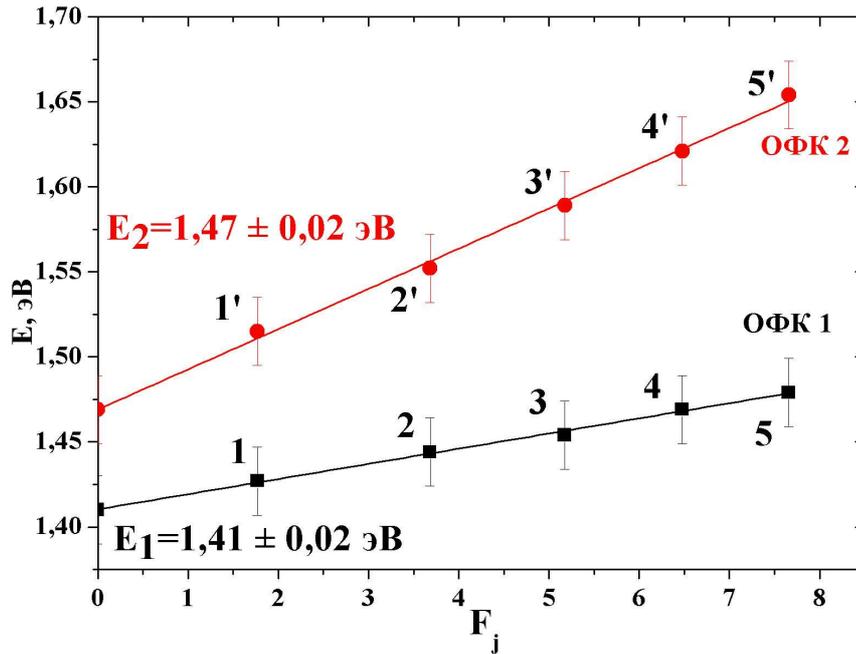


Рис. 3 Построение Аспнеса и Штунды (2-4) для образца № 1206. ОФК1 и ОФК2 – короткопериодные и длиннопериодные осцилляции соответственно. Числа у экспериментальных точек – номера экстремумов осцилляций.

На рис. 3 приведены полученные зависимости (5) для образца № 1206, с помощью которых были вычислены напряженности встроенного электрического поля и энергии межзонного перехода, эти же параметры вычислены из спектров фотоотражения образца № 1205 (см. таблицу 1).

Из таблицы видно, что области с большей напряженностью встроенного электрического поля, соответствует большая энергия межзонного перехода, что не может быть объяснено эффектом Франца-Келдыша, согласно которому

увеличение напряженности электрического поля должно приводить к уменьшению энергии перехода. Для объяснения указанных особенностей рассмотрим диаграмму зонной структуры исследуемых образцов при воздействии на них модулирующего излучения (рис. 4).

Таблица 1. Напряженности встроенного электрического поля и энергии межзонных переходов для образцов №1205 и №1206

Номер образца	Напряженность встроенного электрического поля, кВ/см		Энергия межзонного перехода, эВ	
	ОФК1	ОФК2	ОФК1	ОФК2
1206	17±1	90±5	1.41±0.02	1.47±0.02
1205	32±1	120±5	1.43±0.02	1.47±0.06

При фотогенерации носителей под действием лазерного излучения, в первую очередь происходит закачка электронов в зону проводимости из под уровня Ферми в области дельта-легирования.

В результате этого, в валентной зоне и зоне проводимости образуются квазиуровни Ферми, соответствующие неравновесному распределению носителей. Дальнейшая рекомбинация носителей происходит с уровня энергии, соответствующего положению квазиуровня Ферми для электронов, на уровень энергии, соответствующий квазиуровню Ферми для дырок.

Таким образом, в данной структуре наблюдается эффект аналогичный эффекту Бурштейна-Мосса: при переизлучении электроны из зоны проводимости могут попадать на образовавшиеся дырки в валентной зоне, в этом случае энергия перехода оказывается больше ширины запрещенной зоны GaAs (1.42 эВ при комнатной температуре [8]). Данный переход соответствует области дельта легирования, то есть области с большей напряженностью встроенного электрического поля.

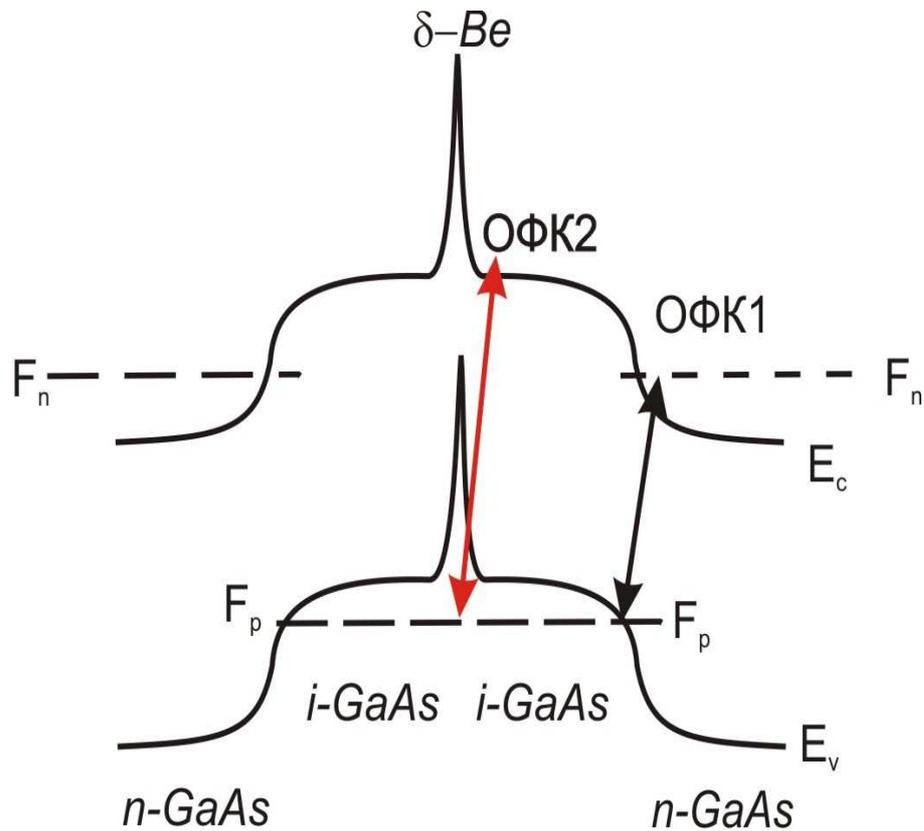


Рис. 4 Схема зонной диаграммы исследуемых образцов при воздействии на них модулирующего излучения. Красной стрелкой изображен переход, соответствующий большей величине встроенного поля. Области *ОФК1* и *ОФК2* – источники короткопериодных и длиннопериодных осцилляций соответственно.

Заключение

Методом спектроскопии фотоотражения исследованы полупроводниковые *n-i-p-i-n* структуры на основе арсенида галлия с дельта-легированными слоями *p*-типа, применяемые для изготовления биполярных транзисторов.

В спектрах фотоотражения исследуемых образцов обнаружено два типа осцилляций Франца-Келдыша, соответствующих двум областям встроенного электрического поля: в области дельта-легирования напряженность встроенного электрического поля составляет 119 кВ/см и 96 кВ/см, в области *n-GaAs* 32 кВ/см и 17 кВ/см для образцов № 1205 и 1206 соответственно.

Анализ осцилляций Франца-Келдыша показал, что области с большей напряженностью встроенного электрического поля соответствует межзонный переход с большей энергией. Это связано с тем, что в области дельта-легирования межзонный переход происходит между дном зоны проводимости и уровнем энергии, положение которого определяется квазиуровнем Ферми для дырок, возникающим в результате фотогенерации носителей.

Список литературы

1. *Херман М.* Полупроводниковые сверхрешетки. М.:Мир. 1983.
2. *Sciana B., Sek G., Misiewicz J. Et al.* // Materials science-Poland. 2008. **26**. P. 71.
3. *Harris J.J.* // J. Mat. Scie.: materials and electronics. 1993. **4**. p. 93.
4. *Cechavius B., Kavaliauskas J., Krivaite G. et al.* // Physica status solidi (c) 2007. **204**. p. 412.
5. *Авакянц Л.П., Боков П.Ю., Червяков А.В.* // ЖТФ 2005. **75**. с. 66 *Kavaliauskas J.; Krivaite G.* // Physica status solidi. 2008. **245** p. 82.
6. *Alperovich V.L., Jaroshevich A.S., Scheibler H.E. et al.* // Sol. St. Electr. 1994. **37**. p. 657.
7. *Aspnes D.E., Shtudna A.A.* // Phys Rev B. 1973. **7**. p. 4605.
8. *Pavesi L., Guzzi M.* // J. Appl. Phys. 1994. **75**. p. 4779.