

09.1

Фотомодуляционная ИК фурье-спектроскопия полупроводниковых структур: особенности фазовой коррекции и применение метода

© Д.Д. Фирсов, О.С. Комков

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет
„ЛЭТИ“

E-mail: d.d.firsov@gmail.com, okomkov@yahoo.com

Поступило в Редакцию 11 июля 2013 г.

Реализован метод измерения фотоотражения на основе инфракрасного фурье-спектрометра. Выявлены особенности применения фазовой коррекции, необходимые для сохранения информации о знаке спектра. В ближнем инфракрасном диапазоне метод был применен для измерения энергетического спектра носителей заряда в одиночных квантовых ямах $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$. В этом диапазоне наблюдалось хорошее согласие с результатами, полученными для тех же образцов на дифракционном спектрометре. В среднем ИК диапазоне развиваемый метод фотомодуляционной фурье-спектроскопии продемонстрирован при измерении фотоотражения эпитаксиальных слоев InSb (в интервале длин волн 2–10 μm).

Модуляционная спектроскопия является одним из наиболее мощных оптических методов исследования как зонной структуры объемных полупроводников, так и энергетических уровней в квантово-размерных структурах. Однако классические модуляционные методики, в которых для разложения света в спектр применяется монохроматор, не обладают достаточной чувствительностью в среднем инфракрасном (ИК) диапазоне спектра и практически не применяются для длин волн более 4 μm . Их недостатки определяются неэффективным использованием светового потока в системе „щель–дифракционная решетка (призма)“ совместно с относительно малой яркостью источников излучения и низкой чувствительностью фотоприемников среднего ИК диапазона.

Неослабевающий интерес к узкозонным полупроводниковым структурам, востребованным для создания высокочастотных транзисторов, приборов ночного видения, газовых сенсоров и систем беспроводной

связи, обуславливает актуальность разработки методов модуляционной спектроскопии, эффективных в длинноволновом диапазоне. В работе Носеа и др. [1] предложен новый метод измерения фотомодуляционного отражения и пропускания, основанный на использовании интерферометра Майкельсона. Был получен ряд спектров фотоотражения и фотопропускания в интервале длин волн от 1 до $9\ \mu\text{m}$. Аналогичные системы для измерения фотомодуляционных спектров на базе фурье-спектрометров были реализованы в более поздних работах других групп [2,3], при этом максимальная длина волны спектра фотоотражения составила $20\ \mu\text{m}$ [4].

Однако в подобных измерениях возникает проблема сохранения знака сигнала при получении модуляционного спектра. Она связана с тем, что в традиционных для фурье-спектроскопии алгоритмах обработки сигнала информация о его знаке отбрасывается в ходе процедуры фазовой коррекции [5,6]. Несмотря на то, что в [1], по-видимому, предпринимались меры для восстановления знака полученных спектров, описание этих мер в данной работе отсутствует. При этом в более поздних работах [2,4] эта проблема не затрагивалась вовсе, что могло привести к искажению формы спектров фотоотражения.

Используемая в настоящей работе экспериментальная установка для измерения модуляционных спектров реализована на базе коммерческого фурье-спектрометра VERTEX 80 (Bruker Optics), поддерживающего режим пошагового перемещения зеркала интерферометра. Была доработана система регистрации этого прибора, что позволило вывести усиленный сигнал фотоприемника, подать его на синхронный усилитель SR-830 и ввести в аналогово-цифровой преобразователь спектрометра для дальнейшей обработки.

В спектральном диапазоне от 0.8 до $1.1\ \mu\text{m}$ измерения фотоотражения на фурье-спектрометре производились с использованием кремниевого фотодиода, светоделителя из флюорита (CaF_2) и лампы накаливания. Для модуляции отражения образца использовался HeNe лазер ($\lambda = 632\ \text{nm}$) мощностью до 2 mW. Излучение промодулированного на частоте 800 Hz лазера направлялось в то же место образца, от которого проводилось измерение отражения. Для исследований в среднем ИК диапазоне (до $16\ \mu\text{m}$) применялись фотовольтаический CdHgTe приемник, светоделитель из бромида калия (KBr) и SiC глобар. Воздействие на образец в этом случае осуществлялось излучением 809 nm полупроводникового лазерного диода мощностью до 400 mW. Спектральное разрешение при измерениях составляло $32\ \text{cm}^{-1}$ (4 meV,

или 3.2 nm при $\lambda = 1 \text{ }\mu\text{m}$), что позволяло проводить измерения в режиме пошагового сканирования за относительно короткое время.

Апробация разработанной установки фотомодуляционной ИК фурье-спектроскопии проводилась на структуре с одиночной квантовой ямой $\text{In}_{0.225}\text{Ga}_{0.775}\text{As}/\text{GaAs}$ шириной 15 nm . Для этой структуры при комнатной температуре ранее наблюдался интенсивный сигнал электроотражения в диапазоне $0.8\text{--}1.1 \text{ }\mu\text{m}$ [7]. Это позволило напрямую сопоставить полученные результаты со спектрами фотоотражения этой же структуры, измеренными на классической установке с решеточным спектрометром, описанной в работе [8]. Учитывая обозначенную выше проблему восстановления знака сигнала, такое сопоставление было необходимо для отработки методики фазовой коррекции.

На рис. 1, *a* показан ненормированный спектр фотоотражения ΔR , полученный при помощи классической установки на основе дифракционного спектрометра ИКС-31. В спектре наблюдаются осцилляции Франца–Келдыша (FKOs), соответствующие покровному слою GaAs толщиной 110 nm , и ряд спектральных особенностей, вызванных экситонными переходами в одиночной квантовой яме [9] (показаны стрелками).

В случае использования фурье-спектрометра измеряется интерферограмма излучения, после чего проводится ее преобразование в спектр. Применение фазовой коррекции при этом связано с тем, что реальная интерферограмма $I(\delta)$ не абсолютно симметрична относительно точки нулевой оптической разности хода лучей $\delta = 0$ [5,6]. Результат обратного фурье-преобразования такой интерферограммы — комплексный спектр $B(\sigma)$, отличающийся от истинного вещественного спектра интенсивности излучения $B_0(\sigma)$ наличием фазовой ошибки $\varphi(\sigma)$, где $\sigma \sim 1/\lambda$ — волновое число [6]:

$$B(\sigma) = \text{Const} \int_{-\infty}^{\infty} [I(\delta) - I(\infty)] e^{-i2\pi\sigma\delta} d\delta = B_0(\sigma) e^{i\varphi(\sigma)}. \quad (1)$$

Процедуру исключения фазовой ошибки из $B(\sigma)$ с целью получения вещественного спектра и принято называть фазовой коррекцией (phase correction) [10].

Спектр на рис. 1, *b* является результатом наиболее простого метода фазовой коррекции, в котором для преобразования комплексного

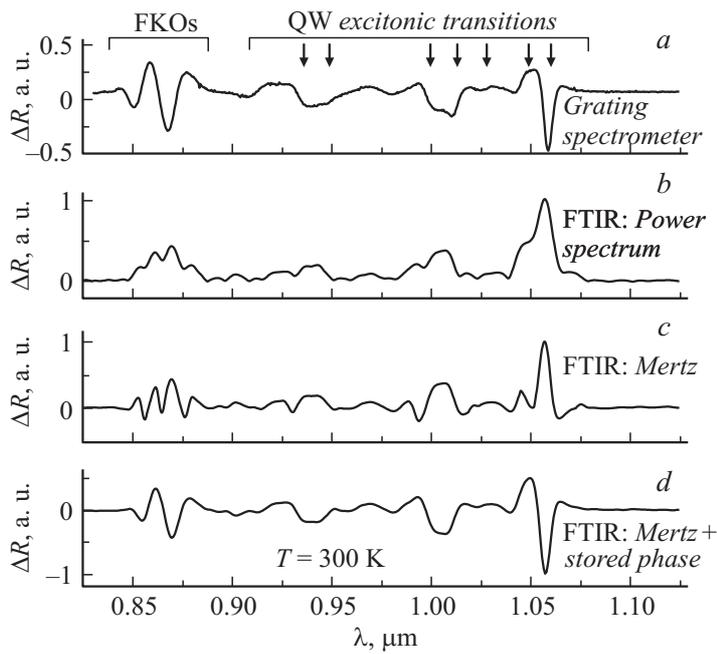


Рис. 1. Спектры фотоотражения одиночной квантовой ямы $\text{In}_{0.225}\text{Ga}_{0.775}\text{As}/\text{GaAs}$ шириной 15 nm, полученные на дифракционном спектрометре (a) и на фурье-спектрометре с различной фазовой коррекцией: корень из спектра мощности (b), стандартный метод Мерца (c), метод Мерца с сохраненной фазой (d).

спектра $B(\sigma)$ в вещественный рассчитывается квадратный корень из „спектра мощности“ [10]:

$$B_p(\sigma) = \sqrt{B(\sigma)B^*(\sigma)} = \sqrt{\text{Re}^2[B(\sigma)] + \text{Im}^2[B(\sigma)]}. \quad (2)$$

Данный подход позволяет определить амплитуду полезного сигнала, однако информация о его знаке оказывается утраченной, что делает его непригодным для обработки результатов модуляционной спектроскопии.

На рис. 1, c приведен спектр, для которого фазовая коррекция выполнена по методу произведений Мерца [11]. Использование дан-

ного метода, наряду с математически эквивалентным ему методом свертки Формана [12], стало общепринятым в современной фурье-спектроскопии. Фазовая ошибка в этих методах определяется исходя из комплексного спектра низкого разрешения $B'(\sigma)$ по формуле из работы [5]:

$$\varphi'(\sigma) = \operatorname{arctg} \frac{\operatorname{Im}[B'(\sigma)]}{\operatorname{Re}[B'(\sigma)]}. \quad (3)$$

Поскольку на практике фазовая ошибка является медленно изменяющейся функцией волнового числа [5], то выполняется условие $\varphi'(\sigma) \approx \varphi(\sigma)$. Соответственно, компенсация найденной фазовой ошибки позволяет получить вещественный спектр [11]:

$$B_R(\sigma) = \operatorname{Re}[B(\sigma)e^{-i\varphi'(\sigma)}]. \quad (4)$$

При расчете фазовой ошибки в стандартных методах Мерца и Формана принимается, что истинный спектр $B_0(\sigma) > 0$ на всех частотах. Однако подобная обработка модуляционных спектров, которые содержат различные по знаку экстремумы (рис. 1, *a*), приводит к неверному результату, так как выполняется равенство:

$$(-B_0)e^{i\varphi} = B_0e^{i(\varphi+\pi)}. \quad (5)$$

По графику на рис. 1, *c* видно, что фазовая коррекция по методу Мерца ожидаемо придает положительный знак большинству экстремумов. Отрицательные области, заметные вблизи наиболее интенсивных экстремумов, являются артефактами, описанными в [13].

Неопределенность (5) не играет роли, если поиск фазовой ошибки производится на основе спектра заведомо положительного сигнала. Поскольку фазовая ошибка определяется, в первую очередь, интерферометром [5], то, при условии хорошей воспроизводимости перемещения подвижного зеркала, она может быть найдена на основе отдельного измерения немодулированного отраженного излучения R . При этом в формулу (3) подставляется комплексный спектр отражения $R(\sigma)$, после чего по формуле (4) осуществляется фазовая коррекция спектра искомого модуляционного сигнала $\Delta R(\sigma)$.

Полученный таким образом спектр, показанный на рис. 1, *d*, демонстрирует очень хорошее согласие с результатом стандартного измерения фотоотражения (рис. 1, *a*). Небольшое различие периода

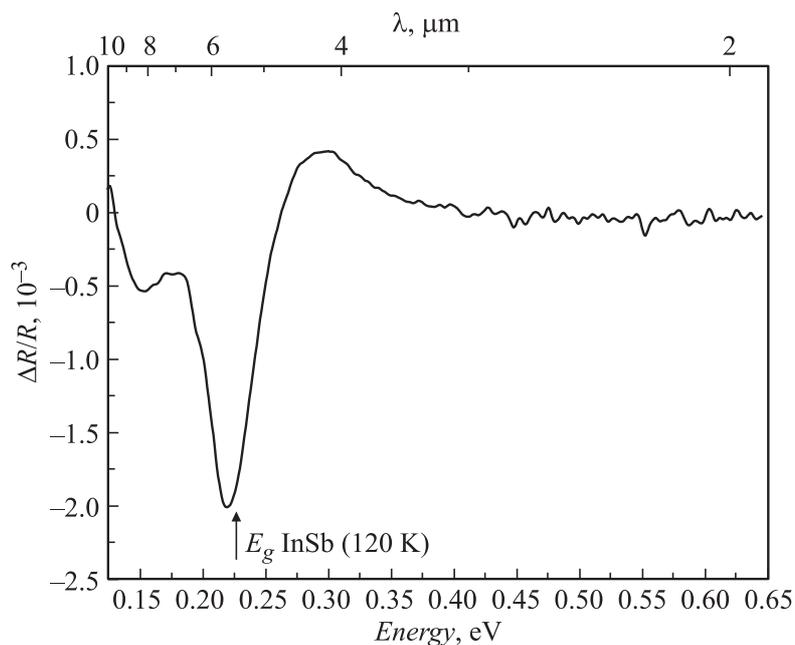


Рис. 2. Спектр фотоотражения эпитаксиального слоя InSb, измеренный на фурье-спектрометре. Спектр нормирован к спектру отражения. Фазовая коррекция выполнялась по методу Мерца с сохраненной фазой.

осцилляций Франца–Келдыша связано с частичным, вызванным светом из интерферометра спрямлением приповерхностного изгиба энергетических зон, что приводит к уменьшению встроенного электрического поля, а следовательно — периода осцилляций.

Наибольший интерес представляет применение разработанного метода для получения модуляционных спектров в среднем ИК диапазоне. В качестве пробного объекта была выбрана структура с нелегированным эпитаксиальным слоем InSb, выращенным методом молекулярно-пучковой эпитаксии на InSb подложке. Спектр фотоотражения данной структуры, помещенной в азотный криостат при температуре ~ 120 К, показан на рис. 2. Насколько нам известно, данный результат является первым измерением фотоотражения объемного InSb.

Для анализа спектра использовался модифицированный трехточечный метод [14], что позволило определить энергию критической точки $E = 0.222 \pm 0.002$ eV, а также параметр уширения $\Gamma = 0.063$ eV. Полученное значение E близко к ширине запрещенной зоны InSb, которая при 120 К равна 0.226 eV [15]. Нужно отметить, что при измерениях всегда существует дополнительный нагрев за счет зондового и модулирующего (лазерного) лучей.

Успешно проведенные измерения позволяют заключить, что реализованный метод фотомодуляционной спектроскопии с использованием фурье-спектрометра является работоспособным в среднем ИК диапазоне. Высокая чувствительность метода, совместно с корректным определением знака сигнала, делает его эффективным инструментом исследования узкозонных полупроводниковых материалов и структур на их основе.

Авторы выражают благодарность группе молекулярно-пучковой эпитаксии ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН под руководством Иванова С.В. за выращивание исследованных структур InSb.

Работа выполнялась при частичной поддержке Минобрнауки РФ (ФЦП „Научные и научно-педагогические кадры инновационной России“, гос. контракт № 14.В37.21.0338).

Список литературы

- [1] Hosea T.J.C., Merrick M., Murdin B.N. // Phys. Stat. Sol. (a). 2005. V. 202. I. 7. P. 1233–1243.
- [2] Jun Shao, Wei Lu, Fangyu Yue, Xiang Lu, Wei Huang, Zhifeng Li, Shaoling Guo, Junhao Chu // Rev. Sci. Instrum. 2007. V. 78. I. 1. A. 01311.
- [3] Motyka M., Sek G., Misiewicz J., Bauer A., Dallner M., Hofling S. // Appl. Phys. Express. 2009. V. 2. A. 126 505.
- [4] Jun Shao, Lu Chen, Xiang Lü, Wei Lu, Li He, Shaoling Guo, Junhao Chu // Appl. Phys. Lett. 2009. V. 95. I. 1. A. 041 908.
- [5] Griffiths P.R., De Haseth J.A. Fourier Transform Infrared Spectrometry. Hoboken, New Jersey: Wiley & Sons, 2007.
- [6] Белл Р.Дж. Введение в фурье-спектроскопию. Пер. с англ. М.: Мир, 1975.
- [7] Pikhlin A.N., Komkov O.S., Bugge F. // Phys. Stat. Sol. (a). 2005. V. 202. I. 7. P. 1270–1274.
- [8] Комков О.С., Пихтин А.Н., Жиляев Ю.В. // Известия вузов. Материалы электронной техники. 2011. Т. 53. В. 1. С. 45–48.

-
- [9] *Пухтин А.Н., Комков О.С., Базаров К.В.* // ФТП. 2006. Т. 40. В. 5. С. 608–613.
- [10] *Gronholz J., Herres W.* // Instruments and Computers. 1985. V. 3. P. 10–16.
- [11] *Mertz L.* Transformations in Optics. New York: John Wiley and Sons, 1965.
- [12] *Forman M.L., Steel W.H., Vanasee G.A.* // J. Opt. Soc. Am. 1966. V. 56. I. 1. P. 59–61.
- [13] *Hutson S.M., Braiman M.S.* // Appl. Spectroscopy. 1998. V. 52. N 7. P. 974–984.
- [14] *Hosea T.J.C.* // Phys. Stat. Sol. (b). 1995. V. 189. I. 2. P. 531–542.
- [15] *Little C.L., Seller D.G.* // Appl. Phys. Lett. 1985. V. 46. I. 10. P. 986–988.