

Обобщенная многослоевая модель для количественного анализа электромодуляционных компонент спектров электроотражения и фотоотражения полупроводников в области фундаментального перехода E_0

© Р. Кузьменко[¶], А. Ганжа, Э.П. Домашевская, В. Кирхер*, Ш. Хильдебрандт*

Воронежский государственный университет,
394693 Воронеж, Россия

* Fachbereich Physik der Martin-Luther-Universität Halle–Witteberg,
D-06108 Halle/Saale, Deutschland

(Получена 27 января 2000 г. Принята к печати 15 марта 2000 г.)

Исходя из эффекта Франца–Келдыша как механизма, ответственного за возникновение межзонной электромодуляционной компоненты E_0 , для ее моделирования предлагается обобщенная многослоевая модель. В модели учитываются такие физические параметры, как напряженность поверхностного электрического поля и профиль его спада в области пространственного заряда, энергетическое уширение и частичная модуляция поверхностного электрического поля. Показывается, что в моделируемых спектрах могут быть выделены три области — низкоэнергетическая область, область главного пика и область высокоэнергетических осцилляций Франца–Келдыша. Исследуется воздействие модельных параметров на форму линии в этих областях. Путем количественного анализа экспериментальных спектров фотоотражения подложек CaAs и InP ($n = 10^{15} \text{ см}^{-3} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$) определяются области значений реальных параметров.

Введение

Наиболее распространенными методиками модуляционной спектроскопии полупроводников являются электроотражение и фотоотражение. Эти методики основываются на периодической электромодуляции сигнала отражения приповерхностной областью полупроводника. При электроотражении эффект достигается посредством приложения внешнего электрического поля, а при фотоотражении используется изменение собственного поверхностного электрического поля полупроводника, вызванное освещением поверхности полупроводника светом с энергией фотонов, превосходящей величину запрещенной зоны [1]. Из-за сильного воздействия эффектов уширения в области высокоэнергетических переходов наибольшее количество информации содержится в электро- и фотомодуляционных спектрах при их снятии в области фундаментального перехода E_0 в среднеполевом режиме [2,3]. Хотя E_0 -спектры в некоторых случаях и могут быть многокомпонентными [4–6], т. е. наряду с электромодуляционной компонентой E_0 содержать спектральные компоненты близлежащих низкоэнергетических переходов или компоненты E_0 , обусловленные иными модуляционными механизмами, для широкого класса образцов электромодуляционная компонента является доминирующей. Таким образом, проблема правильной интерпретации E_0 -спектров этих образцов может быть решена только путем проведения количественного анализа в рамках адекватной физической модели.

Модели Аспнеса и Гобрехта

В наиболее общем виде модуляционный сигнал определяется как [1]

$$\frac{\Delta R}{R}(E) = \frac{R^*(E) - R(E)}{R(E)}, \quad (1)$$

где $R^*(E)$ — сигнал отражения при наличии возмущения, а $R(E)$ — сигнал отражения в его отсутствие. Информационная глубина модуляционного сигнала определяется как наименьшая величина из глубины воздействия возмущения и глубины проникновения света в полупроводник. Наличие поверхностного электрического поля F полупроводника обуславливает изменение значения комплексной диэлектрической функции $\varepsilon(E) = \varepsilon_1(E) + i\varepsilon_2(E)$ в приповерхностной области полупроводника по сравнению с ее значением в объеме (эффект Франца–Келдыша). Наиболее ранняя модель Аспнеса [7,8] исходит из предположений однородности электрического поля в области информационной глубины, полного подавления собственного поверхностного электрического поля полупроводника при приложении внешнего воздействия и независимости энергии уширения Γ от энергии фотона. В рамках этих предположений спектральная форма электромодуляционной компоненты для трехразмерной критической точки описывается выражениями:

$$\frac{\Delta R}{R}(E, F) = \alpha_S(\varepsilon_1, \varepsilon_2)\Delta\varepsilon_1 + \beta_S(\varepsilon_1, \varepsilon_2)\Delta\varepsilon_2, \quad (2)$$

$$\Delta\varepsilon_1(F) = \varepsilon_1(F) - \varepsilon_1(F=0), \quad (3)$$

$$\Delta\varepsilon_2(F) = \varepsilon_2(F) - \varepsilon_2(F=0), \quad (4)$$

$$\Delta\varepsilon_1(E) = \frac{\text{const} \cdot (\hbar\Theta)^{1/2}}{E^2} G(x, \Gamma), \quad (5)$$

[¶] E-mail: phssd2@main.vsu.ru
Fax: (0732) 789345

$$\Delta\varepsilon_2(E) = \frac{\text{const} \cdot (\hbar\Theta)^{1/2}}{E^2} F(x, \Gamma'), \quad (6)$$

$$\hbar\Omega = \left[\frac{e^2 F^2 \hbar^2}{8\mu_{\parallel}} \right]^{1/3}, \quad (7)$$

$$F(x, \Gamma') + iG(x, \Gamma') = 2\pi \left[e^{-i\pi/3} \text{Ai}'(z_0) \text{Ai}'(\omega_0) + \omega_0 \text{Ai}(z_0) \text{Ai}(\omega_0) \right] - \left(\frac{-x + (x^2 + \Gamma'^2)^{1/2}}{2} \right)^{1/2} + i \left(\frac{x + (x^2 + \Gamma'^2)^{1/2}}{2} \right)^{1/2}, \quad (8)$$

где $\hbar\Theta = 2^{2/3} \hbar\Omega$, $x = (E_0 - E)/\hbar\Theta$, $\Gamma' = \Gamma/\hbar\Theta$, $z_0 = x + i\Gamma'$, $\omega_0 = z_0 \exp(-2\pi i/3)$. Здесь E — энергия фотона, E_0 — энергия фундаментального перехода, α_S и β_S — коэффициенты Серафина [9] (в области фундаментального перехода $\alpha_S \gg \beta_S$, $\alpha_S \approx \text{const}$), $\Delta\varepsilon_1 + i\Delta\varepsilon_2$ — индуцированные электрическим полем изменения действительной и мнимой части комплексной диэлектрической функции, $\hbar\Omega$ — электрооптическая энергия, μ_{\parallel} — редуцированная эффективная электронно-дырочная масса в направлении электрического поля, Ai, Ai' — функция Эйри и ее производная.

На рис. 1 представлены спектры, рассчитанные в рамках модели для различных значений энергии уширения. Электромодуляционная компонента содержит слабо выраженный отрицательный пик в области ниже энергии перехода, главный пик, лежащий в области энергии перехода, и высокоэнергетические осцилляции, называемые осцилляциями Франца–Келдыша. Их период через электрооптическую энергию определяется напряженностью поверхностного электрического поля [10]. Воздействие энергии уширения Γ сказывается на уменьшении величины сигнала и сглаживании главного пика. Известно, что

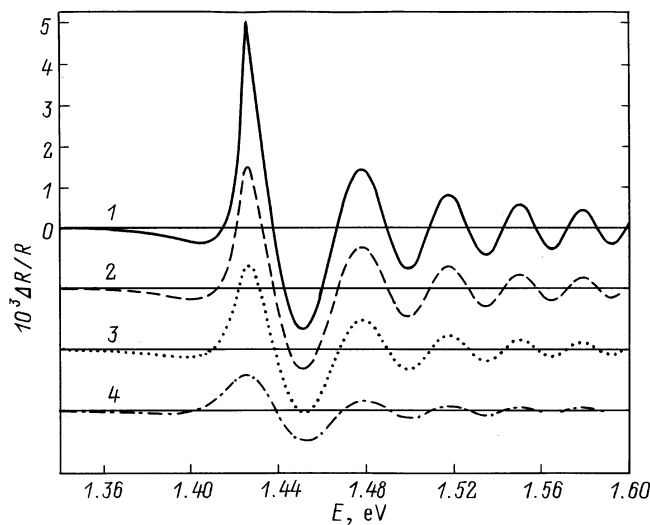


Рис. 1. Электромодуляционные компоненты, рассчитанные в модели Аспнеса. Параметры моделирования: $E_0 = 1.424$ эВ, $F = 4 \cdot 10^6$ В/м, Γ' : 1 — 0, 2 — 0.1, 3 — 0.2, 4 — 0.5.

для значений $\Gamma' > 1$ наблюдается исчезновение осцилляций и превращение спектра в резонансную структуру, состоящую из положительного и отрицательного экстремумов (так называемый низкополевой случай) [3]. При этом информативность спектра резко понижается.

Модель Аспнеса была развита на основе предположения об однородности электрического поля в области возникновения электромодуляционного сигнала. Между тем затухание поверхностного электрического поля в области пространственного заряда ведет к зависимости комплексной диэлектрической функции от глубины. Определяющей характеристикой влияния затухающего электрического поля на форму электромодуляционной компоненты является отношение глубины проникновения света $d_L(E)$ к глубине проникновения поля d_F . В случае $d_F \gg d_L$ изменение диэлектрической константы на всей глубине проникновения света практически постоянно, и моделирование спектров может быть проведено в предположении $F = \text{const}$. В предположении $d_F \leq d_L$ это условие больше не выполняется. Поскольку для прямозонных полупроводников в области фундаментального перехода для практически значимых значений концентраций носителей заряда $n > 10^{15} \text{ см}^{-3}$ имеет место неравенство $d_F \leq d_L$, неоднородность электрического поля должна быть учтена при расчетах.

Задача расчета электромодуляционного сигнала пространственно неоднородной среды была решена Гобрехтом с соавторами в рамках многослойной модели. В ней приповерхностный слой полупроводника делится на j плоскопараллельных слоев, в каждом из которых поле F_ν предполагается постоянным. Тогда комплексный показатель преломления $\bar{n}_\nu(n, k)$ каждого слоя ν определяется как

$$\bar{n}_\nu = \bar{n}(F = 0, E) + \Delta\bar{n}_\nu(F_\nu, E). \quad (9)$$

Пусть $\Delta\varepsilon_1$ и $\Delta\varepsilon_2$ — индуцированные электрическим полем изменения действительной и мнимой части комплексной диэлектрической проницаемости. Тогда для слоя ν получаем

$$\Delta\bar{n}_\nu = \frac{n\Delta\varepsilon_{1\nu} + k\Delta\varepsilon_{2\nu} - i(n\Delta\varepsilon_{2\nu} - k\Delta\varepsilon_{1\nu})}{2(n^2 + k^2)}, \quad (10)$$

$\Delta\varepsilon_1$ и $\Delta\varepsilon_2$ рассчитываются в модели с помощью неуширенных электрооптических функций $F_\nu(F_{\nu,0})$ и $G_\nu(F_\nu, 0)$.

Таким образом, в многослойной модели область пространственного заряда представляет собой систему однородных, плоскопараллельных и изотропных слоев с различными значениями комплексного показателя преломления. Амплитуда отраженной волны \bar{r}_0 может быть рассчитана при учете многократных отражений в системе плоскопараллельных слоев. Она определяется посредством рекурсионной формулы

$$\bar{r}_{\nu-1} = \frac{\bar{f}_{\nu-1} + \bar{r}_\nu \exp(-2i\varphi_\nu)}{1 + \bar{f}_{\nu-1} \bar{r}_\nu \exp(-2i\varphi_\nu)} \quad (11)$$

с

$$\varphi_\nu = 2\pi(d_\nu/\lambda)(\bar{n} + \Delta\bar{n}_\nu). \quad (12)$$

Коэффициенты Френеля для границы раздела между слоями ν , $\nu - 1$ и j , $j - 1$ рассчитываются по формулам

$$\bar{f}_{\nu-1} = \frac{\Delta \bar{n}_{\nu-1} - \Delta \bar{n}_{\nu}}{2\bar{n} + \bar{n}_{\nu-1} + \bar{n}_{\nu}}, \quad \bar{r}_j = \frac{\Delta \bar{n}_j}{2\bar{n} + \Delta \bar{n}_j}. \quad (13)$$

Для последнего коэффициента на границе раздела полупроводник–воздух получаем

$$\bar{f}_0 = \frac{\bar{n}_L - (\bar{n} + \Delta \bar{n}_1)}{\bar{n}_L + (\bar{n} + \Delta \bar{n}_1)}, \quad \bar{n}_L = 1, \quad (14)$$

где коэффициент \bar{n}_L — показатель преломления воздуха. Тогда сигнал электроотражения рассчитывается по формуле

$$\frac{\Delta R}{R}(E) = \frac{|r_0|^2 - \text{Re}(R_0)}{\text{Re}(R_0)}, \quad (15)$$

$$R_0 = \left(\frac{\bar{n} - \bar{n}_L}{\bar{n} + \bar{n}_L} \right)^2. \quad (16)$$

Результаты расчетов, проведенных в рамках многослойной модели, представлены на рис. 2. Как видно из рисунка, учет неоднородности электрического поля приводит к появлению отрицательного низкоэнергетического пика, сглаживанию и энергетическому сдвигу главного пика и дополнительному затуханию осцилляций Франца–Келдыша.

Для сравнения с модельными расчетами на рис. 3 непрерывной линией представлен экспериментальный E_0 -спектр фотоотражения, типичный для среднелегированных образцов GaAs. Проведенный фазовый анализ спектра [11] показывает, что он содержит только одну электромодуляционную компоненту E_0 . Характерными особенностями данного спектра являются дополнительная структура в области низкоэнергетического плеча главного пика, а также быстро затухающие осцилляции Франца–Келдыша. Моделирование данного спектра в рамках рассмотренных выше моделей невозможно, поскольку ни дополнительная структура в области главного пика, ни быстрое затухание осцилляций Франца–Келдыша не могут быть в них воспроизведены.

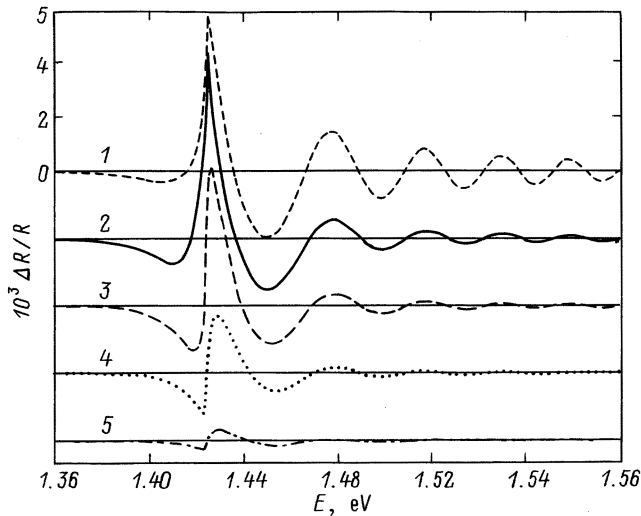


Рис. 2. Электромодуляционные компоненты, рассчитанные в рамках многослойной модели для различных величин глубины проникновения (d_F) электрического поля с напряженностью $F = 4 \cdot 10^6$ В/м и $\Gamma = 0$. Значения d_F , нм: 1 — 1000, 2 — 100, 3 — 50, 4 — 20, 5 — 10.

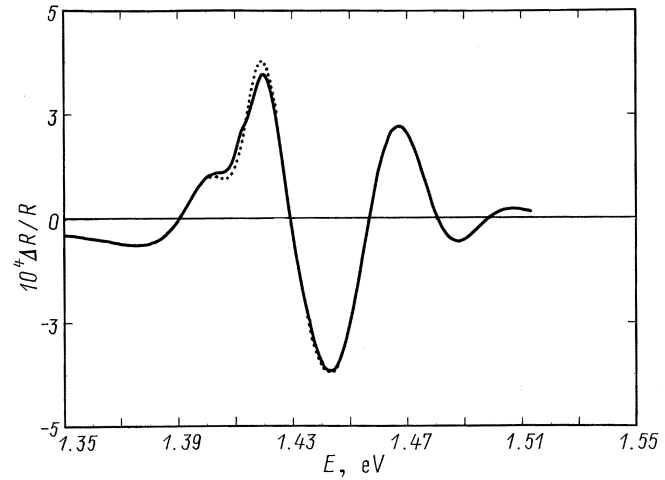


Рис. 3. Экспериментальный E_0 -спектр фотоотражения n -GaAs, $n = 10^{16}$ см $^{-3}$ (непрерывная линия) и результат его моделирования в рамках обобщенной многослойной модели (пунктирная линия).

тического плеча главного пика, а также быстро затухающие осцилляции Франца–Келдыша. Моделирование данного спектра в рамках рассмотренных выше моделей невозможно, поскольку ни дополнительная структура в области главного пика, ни быстрое затухание осцилляций Франца–Келдыша не могут быть в них воспроизведены.

Обобщенная многослойная модель

Невозможность воспроизведения экспериментальных спектральных линий в выше названных моделях приводит к заключению о том, что в теоретических моделях, видимо, не учитывается ряд физических эффектов, оказывающих воздействие на формирование модуляционного спектра. Накопленный за более чем 30 лет существования модуляционной спектроскопии опыт позволяет назвать в качестве возможных причин отклонения спектральных структур от модельных линий Аспнеса и Гобрехта следующие эффекты:

- неполное подавление поверхностного электрического поля (частичная модуляция) [12];
- спектральное уширение Γ и его энергетическая зависимость от энергии фотона [13–15];
- учет вырождения зонной структуры [16].

В качестве исходной модели, на базе которой будет проведен учет названных выше эффектов, нами была выбрана многослойная модель. Этот выбор обусловлен тем, что многослойная модель исходит из первых принципов — индуцированного электрическим полем изменения диэлектрической проницаемости и интерференции во многослойной системе.

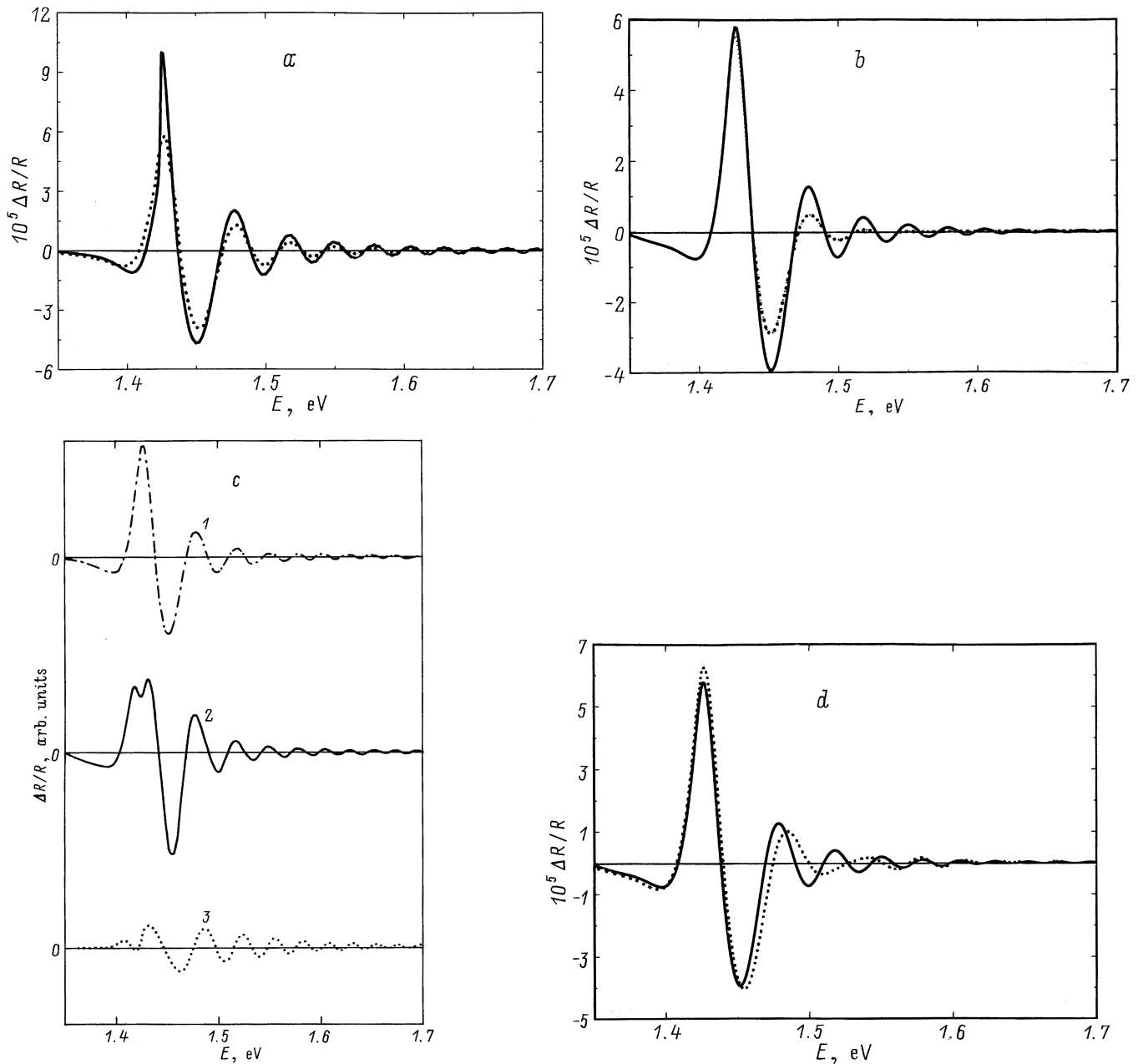


Рис. 4. Электромодуляционные компоненты, рассчитанные в рамках обобщенной многослойной модели. Параметры моделирования: $E_0 = 1.424$ эВ, $F = 4 \cdot 10^6$ В/м, $d_F = 150$ нм; *a* — $\Gamma = 0$ мэВ (непрерывная линия) и $\Gamma = 6$ мэВ (пунктирная); *b* — постоянное $\Gamma = 6$ мэВ (непрерывная линия) и энергетическая зависимость $\Gamma(E) = 0.006 + 0.1(E - 1.424)$ (пунктирная); *c* — $\Gamma = 6$ мэВ, $\xi = 1$ (1), $\xi = 0.5$ (2) и $\xi = 0.05$ (3); *d* — $\Gamma = 6$ мэВ, $\xi = 1$, $a_{lh}/a_{hh} = 0$ (непрерывная линия) и $a_{lh}/a_{hh} = 0.5$ (пунктирная).

А. Учет уширения

В многослойной модели Гобрехт и соавторы используют не уширенные электрооптические функции. Уширение может быть введено в модель путем использования уширенных электрооптических функций F и G (8). Учет уширения приводит к сглаживанию и энергетическому сдвигу отрицательного низкоэнергетического и положительного главного пика, а также дополнительному затуханию осцилляций Франца–Келдыша (см. рис. 4, *a*).

Б. Энергетическая зависимость параметра уширения

Электрооптическая энергия представляет собой дополнительную энергию, которую приобретает квантово-механическая частица в электрическом поле. Поэтому в первом приближении наличие высокоэнергетической границы для осцилляций Франца–Келдыша, наблюдаемое в эксперименте, может быть объяснено существованием какого-то механизма рассеяния со временем рас-

сеяния τ . Если определить δE как расстояние от энергии перехода до последней осцилляции и считать время рассеяния не зависящим от напряженности электрического поля, то область распространения осцилляций Франца–Келдыша может быть определена как [13]

$$\delta E = \frac{(eF\tau)^2}{2m}. \quad (17)$$

Проведенные в [13] измерения электроотражения показывают, что при увеличении значения напряженности поверхностного электрического поля область наблюдения осцилляций Франца–Келдыша расширяется в сторону высоких энергий не квадратично, как это ожидается из соотношения (17), а линейно. Это и означает, что затухание осцилляций Франца–Келдыша не может быть описано постоянным параметром уширения и требует введения энергетической зависимости $\Gamma(E)$. В качестве возможной причины энергетической зависимости $\Gamma(E)$ в работе [14] рассматривается повышенная вероятность рассеяния для носителей заряда, возбужденных в более высокие энергетические состояния в зонах. При этом в [14] предлагается следующая эмпирическая зависимость:

$$\Gamma(E) = \Gamma_0 \exp[a(E - E_0)], \quad E > E_0. \quad (18)$$

Альтернативная возможность заключается в использовании линейной зависимости [15]

$$\Gamma(E) = \Gamma_0 + a(E - E_a), \quad E_a \geq E_0. \quad (19)$$

Введение зависимости $\Gamma(E)$ позволяет эффективно подавить высокоэнергетические осцилляции Франца–Келдыша (рис. 4, *b*) и тем самым устранить одно из основных противоречий между модельными и экспериментальными спектрами.

В. Учет частичной модуляции поверхностного электрического поля при освещении

Хотя эффект частичной модуляции поверхностного электрического поля давно известен для спектроскопии электроотражения, спектроскопия фотоотражения долгое время исходила из предположения, что при достаточно высоком уровне освещенности поверхности полупроводника наблюдается полное подавление поверхностного электрического поля. Данное предположение базировалось на гипотезе, согласно которой механизм, ответственный за модуляцию поверхностного электрического поля, заключается в дрейфе неосновных носителей к поверхности и их рекомбинации с основными носителями заряда, захваченными на поверхностные состояния, что и обеспечивает при достаточном количестве неравновесных неосновных носителей заряда полное подавление поверхностного электрического поля. Однако в работах [12,17] показано, что это предположение экспериментально не подтверждается. В [12] при исследовании

динамики фотоотражения было обнаружено, что наряду с дрейфом и захватом неосновных носителей заряда на поверхностные состояния имеет место и другой, компенсирующий процесс: захват на поверхностные состояния основных носителей заряда, термически эмиттированных из объема полупроводника. При этом последний процесс тем сильнее, чем меньше высота поверхностного потенциального барьера. Соотношение между этими двумя конкурирующими процессами и определяет уровень модуляции поверхностного поля.

Таким образом, при моделировании электромультипликативной компоненты необходимо учесть частичную модуляцию поверхностного поля. Нижеследующее преобразование показывает, как при учете формализма полной модуляции может быть проведено моделирование спектра в случае частичной модуляции $F_i \rightarrow F_f$. Определим уровень модуляции поверхностного электрического поля как

$$\xi = (F_i - F_f)/F_i, \quad 0 \leq \xi \leq 1. \quad (20)$$

Тогда электромультипликативная компонента определяется как

$$\begin{aligned} \frac{\Delta R}{R}(E, F_i, F_f) &= \frac{1}{R} [R(E, F_i) - R(E, 0) - R(E, F_f) \\ &+ R(E, 0)] = \frac{\Delta R}{R}(E, F_i) - \frac{\Delta R}{R}(E, F_f). \end{aligned} \quad (21)$$

Глубина проникновения d_f электрического поля F_f определяется в приближении Шоттки как

$$d_f = F_f d_i / F_i. \quad (22)$$

Учет частичной модуляции в математическом аппарате многослойной модели приводит к появлению дополнительных структур в области главного пика (см. рис. 4, *c*). Однако их появление зависит от значения одновременно используемого в расчетах параметра уширения Γ . Нами установлена следующая закономерность: чем больше Γ , тем при меньших значениях ξ наблюдаются дополнительные структуры.

Г. Учет вырождения зонной структуры

Такие прямозонные полупроводники, как GaAs, InP и т.п., характеризуются вырождением валентной зоны в области фундаментального перехода — наличием двух подзон тяжелых ($|3/2, \pm 3/2\rangle$) и легких ($|3/2, \pm 1/2\rangle$) дырок с одинаковой энергией перехода. В большинстве литературных моделей этот факт либо полностью игнорируется из-за меньшего значения матричного элемента перехода для подзоны легких дырок (при этом в моделях рассматривается только переход из подзоны тяжелых дырок), либо наличие двух подзон учитывается путем введения в модельные расчеты усредненной дырочной эффективной массы [18]. Однако наблюдавшиеся Ван Хофом биения осцилляций Франца–Келдыша [16] показывают, что оба эти приближения не корректны.

Значения параметров обобщенной многослойной модели, определенные из количественного анализа спектров фотоотражения среднелегированных подложек GaAs и InP ($n = 10^{15} \text{ см}^{-3} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$)

Параметр	GaAs		InP	
	10^{15}	10^{18}	10^{15}	10^{18}
Концентрация носителей заряда, см^{-3}	10^{15}	10^{18}	10^{15}	10^{18}
Энергия перехода E_0 , эВ	1.422–1.425	1.408–1.420	1.343–1.345	1.330–1.340
Энергия уширения Γ , мэВ	0.1–5	30–100	0.1–3	30–80
Напряженность электрического поля F , В/м	$10^6 - 3 \cdot 10^6$	$2 \cdot 10^7 - 4 \cdot 10^7$	$7 \cdot 10^5 - 1 \cdot 10^6$	$2 \cdot 10^7 - 3 \cdot 10^7$
Соотношение амплитуд a_{lh}/a_{hh}	0.3–0.7		0.1–0.3	
Уровень модуляции ξ при плотности лазерного возбуждения 10 Вт/см^2	0.4–1		0.7–1	
Глубина проникновения электрического поля d_F , нм	800	10	600	10

Вырождение валентной зоны ведет к наличию двух электронных оптических переходов из подзон тяжелых и легких дырок и, таким образом, к двум спектральным электромодуляционным компонентам в E_0 -спектре:

$$\frac{\Delta R}{R}(E) = a_{hh} \frac{\Delta R}{R}(E)_{hh} + a_{lh} \frac{\Delta R}{R}(E)_{lh}. \quad (23)$$

Оба перехода имеют одинаковую энергию, но различные значения матричных элементов a_{lh} и a_{hh} ($a_{hh} > a_{lh}$), отражающие различные вероятности оптических переходов из подзон легких и тяжелых дырок в зону проводимости и определяющие абсолютные амплитуды компонент. Различие в редуцированных электронно-дырочных массах μ_{\parallel}^{e-lh} , μ_{\parallel}^{e-hh} ведет к небольшому различию в значениях электрооптических энергий для обеих подзон, отражающемуся в различных периодах осцилляций Франца–Келдыша. При достаточно большом значении параметра a_{lh}/a_{hh} ($a_{lh}/a_{hh} > 0.4$) в области высокоэнергетических осцилляций Франца–Келдыша могут наблюдаться биения (см. рис. 4, *d*).

Сравнение модельных спектров (см. рис. 4, *a-d*) позволяет в соответствии с характерными особенностями спектральных линий выделить три спектральные области.

1. Низкоэнергетическая область отрицательного $\Delta R/R$ перед первым (главным) пиком спектра. По степени выраженности этой области в спектральной структуре может быть сделано заключение о степени неоднородности приповерхностного электрического поля.

2. Область главного пика. Главный пик при низких уровнях модуляции поверхностного поля может быть настолько сильно модифицирован, что в его области даже могут наблюдаться дополнительные спектральные структуры, которые на практике иногда ошибочно интерпретируют как результаты наложения с низкоэнергетическими спектральными компонентами.

3. Область высокоэнергетических осцилляций Франца–Келдыша.

Воздействие модельных параметров может ограничиваться либо одной из этих областей, либо распространяться на все три указанные спектральные области.

Путем сравнения представленных модельных спектральных форм можно сделать вывод, что изменение только одного из параметров может очень сильно повлиять на результирующую форму среднеполевой компоненты. При этом различные комбинации параметров иногда могут привести к одинаковым воздействиям и, как следствие, к похожим спектральным структурам. Так, например, затухание высокоэнергетических осцилляций Франца–Келдыша может быть вызвано как энергетической зависимостью параметра уширения от энергии фотона, так и в результате наложения электромодуляционных компонент, соответствующих переходам из различных подзон. Тем не менее, результаты проведенного нами количественного анализа экспериментальных спектров показывают, что если экспериментальный E_0 -спектр содержит только электромодуляционные компоненты E_0 подзон (такой спектр считается однокомпонентным) и результирующая спектральная структура имеет по крайней мере две ярко выраженные осцилляции Франца–Келдыша, то результат количественного анализа в рамках рассмотренной модели должен быть однозначным.

Анализ экспериментальных спектров в рамках обобщенной многослойной модели

В рамках представленной модели нами были проанализированы около 100 экспериментальных однокомпонентных E_0 -спектров фотоотражения, измеренных при комнатной температуре на подложках GaAs и InP с различными легирующими материалами и концентрациями носителей заряда в области $n = 10^{15} \text{ см}^{-3} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$. В большинстве случаев было достигнуто практически полное совпадение расчетных и экспериментальных

структур, а в остальных случаях расхождение было незначительным. При этом было установлено, что использование линейной зависимости $\Gamma(E)$ по крайней мере для GaAs приводит к лучшему воспроизведению экспериментальных линий. Типичный результат проведенного моделирования приведен на рис. 3. Моделирование спектров проводилось нами как вручную, путем подбора параметров, так и в рамках алгоритма нелинейной регрессии. При этом было установлено, что эффективное применение алгоритма нелинейной регрессии достигается только в случае, когда стартовое значение напряженности электрического поля не очень сильно отличается от истинного.

Путем сравнения результатов количественного анализа были определены области значений экспериментальных параметров исследованных образцов GaAs и InP (см. таблицу). Полученные результаты обнаруживают хорошее совпадение с известными литературными данными, полученными для аналогичных образцов в рамках различных экспериментальных методик [19].

Заключение

В работе показано, что реалистичная модель, описывающая спектральную форму электромультиплексной компоненты, должна учитывать такие параметры, как энергия перехода, напряженность электрического поля, уровень его модуляции и глубина его проникновения, энергия уширения и ее зависимость от энергии фотона, а также соотношение амплитуд для подзон тяжелых и легких дырок. Предлагаемая нами обобщенная многословная модель была развита на базе многословной модели Гобрехта с соавторами путем учета ряда вышеназванных параметров, не содержащихся в исходной модели. Проверка модели была проведена путем количественного анализа экспериментальных спектров фотоотражения подложек GaAs и InP с концентрациями носителей заряда в области $n = 10^{15} \text{ см}^{-3} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Путем сравнения результатов количественного анализа были установлены области значений параметров многословной модели для исследованных образцов. На основании проведенного обзора можно сделать обоснованное заключение о том, что предлагаемая в работе обобщенная многословная модель наиболее адекватно описывает реальные спектральные структуры, получаемые в рамках электро- и фотомодуляционной спектроскопии.

Список литературы

- [1] М. Кардона. *Модуляционная спектроскопия* (М., Мир, 1972).
- [2] P. Lautenschlager, M. Garriga, S. Logothetidis, M. Cardona. *Phys. Rev. B*, **35**, 9174 (1987).
- [3] D.E. Aspnes. *Surf. Sci.*, **37**, 418 (1973).
- [4] R.L. Tober, J.D. Bruno. *J. Appl. Phys.*, **68**, 6388 (1990).
- [5] S.F. Pond, P. Handler. *Phys. Rev. B*, **8**, 2869 (1973).

- [6] Р. Кузьменко, А. Ганжа, Й. Шрайбер, С. Хильдебрандт. *ФТП*, **39**, 2123 (1997).
- [7] D.E. Aspnes. *Phys. Rev.*, **147**, 554 (1966).
- [8] D.E. Aspnes. *Phys. Rev.*, **153**, 972 (1967).
- [9] B.O. Seraphin, N. Bottka. *Phys. Rev.*, **145**, 628 (1966).
- [10] D.E. Aspnes. *Phys. Rev. B*, **10**, 4228 (1974).
- [11] А. Ганжа, В. Кирхер, Р. Кузьменко, Й. Шрайбер, С. Хильдебрандт. *ФТП*, **32**, 272 (1998).
- [12] H. Shen, M. Dutta, R. Lux, W. Buchwald, L. Fotiadis, R.N. Sacks. *Appl. Phys. Lett.*, **59**, 321 (1991).
- [13] A. Jaeger, G. Weiser, P. Wiedemann. *IEEE J. of Selected Topics in Quantum Electronics*, **1**, 1113 (1995).
- [14] J.M.A. Gilman, A. Hamnett, R.A. Batchelor. *Phys. Rev. B*, **46**, 13 363 (1992).
- [15] U. Behn U., H. Roeppischer. *J. Phys. C*, **21**, 5507 (1988).
- [16] C. Van Hoof, K. Denette, J. De Boeck, D.J. Arent, G. Borgons. *Appl. Phys. Lett.*, **54**, 608 (1989).
- [17] T. Kanata, M. Matsugana, H. Takakura, Y. Hamakawa, T. Nishino. *J. Appl. Phys.*, **69**, 3691 (1991).
- [18] P.L. Jackson, E.G. Seebauer. *J. Appl. Phys.*, **69**, 943 (1991).
- [19] Landolt-Boernstein: *Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology*. Herausgeber: K.-H. Hellwege, O. Madelung (Springer Verlag, 1984).

Редактор Т.А. Полянская

An extended multilayer model for the quantitative analysis of the electro- and photoreflectance spectra of semiconductors in the range of E_0 fundamental transition

P.V. Kuzmenko, A.V. Ganzha, E.P. Domashevskaja, W. Kircher*, S. Hildebrandt*

Woronezh State University,
394693 Woronezh, Russia

* Fachbereich Physik
der Martin-Luther-Universität Halle-Witteberg,
D-06108 Halle/Saale, Deutschland

Abstract With the assumption of the Franz-Keldysh effect as the origin mechanism of the interband electro-modulation E_0 -component, the extended multilayer model for its modelling has been suggested. This model includes such physical parameters as the surface electric field strength, the lateral decrease profile of the electric field in the space charge region, partial modulations of the surface electric field and the energy broadening. It has been shown that three areas can be defined in the simulated spectra, namely the low-energy area, the main peak area and the high-energy area of Franz-Keldysh oscillations. The influence of the model parameters on these areas has been also investigated. By means of the quantitative analysis of experimental photoreflectance spectra of GaAs and InP substrates ($n = 10^{15} \text{ cm}^{-3} - 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) the values ranges of the model parameters were established.