

Эффекты фотоупругости в сверхрешетках с наклонным дном квантовой ямы вблизи межзонных резонансов

© Р.А. Аюханов, Г.Н. Шкердин*

Физико-технический институт НПО „Физика–Солнце“ Академии наук Узбекистана,
700041 Ташкент, Узбекистан

* Институт радиотехники и электроники Российской академии наук,
141120 Фрязино, Московская обл., Россия

E-mail: alia@physic.uzsci.net

(Поступила в Редакцию 15 ноября 2004 г.
В окончательной редакции 12 апреля 2005 г.)

Получено аналитическое выражение для линейных коэффициентов фотоупругости в квантовых сверхрешетках с наклонным дном вблизи межзонных резонансов. Показано, что эти коэффициенты существенно уменьшаются, если наклон дна квантовой ямы стимулирован приложенным к сверхрешетке электрическим полем, и практически неизменны, если наклон создан варизонным методом. Для сверхрешеток на основе пьезоэлектрических кристаллов выявлен новый механизм возникновения линейной фотоупругости вблизи межзонных резонансов, связанный с модуляцией возникающим пьезоэлектрическим полем ширины запрещенной зоны материала квантовой ямы. Произведенные численные оценки показывают, что вклад в линейную фотоупругость при межзонных резонансах значительно больше, чем аналогичный вклад в экситонной области спектра и по величине сравним с вкладом, вносимым потенциалом деформации.

PACS: 78.20.Nr, 78.67.Pt

Интерес к резонансным оптическим явлениям обусловлен главным образом тем, что в этой узкой частотной области основные макроскопические характеристики материала, в частности диэлектрическая проницаемость (ДП) и коэффициент преломления, претерпевают резкие изменения. В результате этого в резонансной области частот существенно увеличивается коэффициент фотоупругости (КФ). Наиболее сильно этот эффект проявляется в экситонной области спектра [1,2]. В квантовых сверхрешетках, в результате локализации электрона и дырки в квантовой яме (QW) КФ в этой частотной области имеет еще большую величину [3].

Весьма важно, что резонансные ДП и КФ в сверхрешетках меняются в зависимости от наклона дна QW. Если наклон дна электронной и дырочной QW имеет одинаковый тангенс, что происходит, когда к сверхрешетке приложено электрическое поле (электрический наклон), резонансные ДП и КФ существенно уменьшаются благодаря растаскиванию электрическим полем максимумов волновых функций электронов и дырок к различным краям ямы и в конечном счете к уменьшению концентрации экситонов [4].

В случае, названном варизонным наклоном, когда в процессе эпитаксии создается слой с QW с линейно меняющейся вдоль ширины QW величиной запрещенной зоны (например, в системе GaAs/Al_xGa_{1-x}As такая QW может быть создана замещением Ga на Al по линейному закону), тангенсы угла наклона для электронной и дырочной ям могут иметь различные знаки. При этом ДП и КФ несколько увеличиваются из-за того, что такое распределение встроенных полей приводит к смещению максимумов волновых функций электронов и дырок к одному и тому же краю QW и увеличению концентрации экситонов в сверхрешетке.

С другой стороны, оказалось [5], что вблизи межзонных резонансов (т.е. при резонансах зона–зона) в сверхрешетках с простой (прямоугольной QW в результате локализации невзаимодействующих друг с другом электронов и дырок в QW в направлении, перпендикулярном слоям сверхрешетки, величины ДП и КФ имеют значительно большую величину, чем в объемном случае, и могут даже превышать эти коэффициенты вблизи экситонных резонансов в объемном кристалле. В [6,7] показано, что электрический наклон дна QW существенно воздействует на величину коэффициента преломления, а значит, и величину частотной ДП, и приводит к их уменьшению в зависимости от приложенного электрического поля. В [8] такая зависимость от наклона дна QW подтверждается экспериментально.

В настоящей работе приводятся результаты расчетов ДП и линейной КФ вблизи межзонного резонанса для сверхрешеток с наклоном дна QW, возникающим как при приложении электрического поля, так и созданным варизонным способом. Хотя в этом случае электрон и дырка не взаимодействуют, они, однако, локализованы в направлении, перпендикулярном слоям сверхрешетки, и поэтому в такой системе могут иметь место некоторые свойства, характерные для экситонов в сверхрешетках с наклонным дном QW, в том числе и для сверхрешеток, созданных на основе пьезоэлектрических кристаллов, в которых, как известно [4], в экситонной области спектра наблюдается, в частности, эффект возникновения линейной фотоупругости, стимулированный наклоном дна QW.

1. Основные стадии расчета

Энергетический наклон дна в QW с шириной L и бесконечными барьерами $z = -L/2$ и $L/2$ для электрона

в электронной яме и дырки в дырочной QW будем описывать потенциалами $U = A_{e,h} \cdot (z + L/2)$, здесь A_e и A_h выполняют роль тангенса угла наклона дна соответственно в электронной и дырочной QW и равны $A_{e,h} = e \cdot F_{e,h}$. Величины F_e и F_h могут быть напряженностями электрических полей в соответствующих QW, когда наклон дна стимулирован приложенным к сверхрешетке электрическим полем (электрический наклон) или, если наклон возникает из-за изменения состава слоя с QW (варизонный наклон), F_e и F_h являются напряженностями „встроенных“ электрических полей [4,9]. Напомним [4], что в случае электрического наклона величины F_e и F_h равны, тогда как при варизонном наклоне они в общем случае различны, и в частности, в системе GaAs/Al_xGa_{1-x}As связаны следующим образом: $F_e = -F_h \cdot 0.85/0.15$, т.е. тангенсы углов наклона имеют различный знак.

Поскольку дно зоны проводимости и потолок валентной зоны объемного кристалла в сверхрешетке трансформируются соответственно в основные состояния невзаимодействующих электрона и тяжелой дырки в собственных QW [10] (переходы между которыми по аналогии с объемным случаем будем называть межзонными), в силу дискретности этих состояний их энергия будет определяться не только шириной, но и наклоном дна QW.

Величину этих энергетических уровней соответственно для электрона и тяжелой дырки в собственных QW с учетом наклона дна можно получить при использовании вариационного метода расчета, развитого в [11] для электрона в QW, к которой приложено электрическое поле

$$E_{c,k_{\parallel}} = E_g + \langle E_e \rangle + \frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2m_{e,\parallel}^*}, \quad E_{v,k_{\parallel}} = -\langle E_h \rangle - \frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2m_{h,\parallel}^*},$$

где E_g — ширина запрещенной зоны в объемном случае в слое, составляющем QW; $\langle E_e \rangle$, $\langle E_h \rangle$ — соответственно средние значения энергий невзаимодействующих электрона и тяжелой дырки в собственных QW с наклонным дном, отсчитываемые от дна зоны проводимости и потолка валентной зоны объемного кристалла, находимые из вариационной процедуры; k_{\parallel} — компонента волнового вектора электрона в плоскости, параллельной слоям сверхрешетки; $m_{e,\parallel}^*$, $m_{h,\parallel}^*$ — эффективные массы электрона и дырки в направлении, параллельном слоям сверхрешетки.

Поскольку величины резонансных ДП и КФ определяются в конечном счете свойствами резонансных уровней, ДП и КФ вблизи резонанса между $E_{c,k_{\parallel}}$ и $E_{v,k_{\parallel}}$ также будут зависеть от наклона дна QW. Эту зависимость можно учесть, вводя потенциалы, описывающие наклон дна QW в гамильтониан, используемый в методике матрицы плотности (см., например, [12]), развитой в [4] для вычисления ДП вблизи межзонных резонансов в сверхрешетках с простой QW. В этом случае резонансная часть ДП с учетом наклона дна QW

для электрического (ϵ_{ik}^{rE}) и варизонного наклона (ϵ_{ik}^{rV}) имеет следующий вид:

$$\epsilon_{ik}^{rE;V} = \frac{4\pi e^2 D_{E;V}(\beta_e, \beta_h)}{m^2 \omega^2 V_p} \sum_{k_{\parallel}} \frac{L_{ik}}{\hbar\omega + E_{v,k_{\parallel}} - E_{c,k_{\parallel}} + is},$$

$$D_E(\beta_e, \beta_h) = 64 \frac{\beta_e(\beta_e^2 + 4\pi^2)}{1 - e^{-\beta_e}} \frac{\beta_h(\beta_h^2 + 4\pi^2)}{1 - e^{-\beta_h}} \times \frac{e^{-\beta_h} \left(1 - e^{-\frac{\beta_e - \beta_h}{2}}\right)^2}{(\beta_e - \beta_h)^2 [(\beta_e - \beta_h)^2 + 16\pi^2]^2},$$

$$D_V(\beta_e, \beta_h) = 64 \frac{\beta_e(\beta_e^2 + 4\pi^2)}{1 - e^{-\beta_e}} \frac{\beta_h(\beta_h^2 + 4\pi^2)}{1 - e^{-\beta_h}} \times \frac{\left(1 - e^{-\frac{\beta_e + \beta_h}{2}}\right)^2}{(\beta_e + \beta_h)^2 [(\beta_e + \beta_h)^2 + 16\pi^2]^2}, \quad (1)$$

$V_p = SL_p$ — величина объема периода сверхрешетки; $L_p = L + L_B$ — толщина периода сверхрешетки; L_B — ширина барьера; S — площадь поверхности сверхрешетки, параллельная слоям; ω — частота электромагнитной волны (ЭМВ), возбуждающей электрон (ввиду относительной малости будем пренебрегать волновым вектором ЭМВ относительно волнового вектора электрона в $E_{c,k_{\parallel}}$); L_{ik} — квадрат матричного элемента перехода между уровнями $E_{c,k_{\parallel}}$ и $E_{v,k_{\parallel}}$; β_e , β_h — вариационные параметры, определяемые при вычислении уровней $E_{c,k_{\parallel}}$ и $E_{v,k_{\parallel}}$; e , m — заряд и масса электрона; s — ширина линии резонансного перехода с разностью энергий $E_{c,k_{\parallel}}$ и $E_{v,k_{\parallel}}$.

Зависимость уровней $E_{c,k_{\parallel}}$ и $E_{v,k_{\parallel}}$ от деформации, необходимая в процессе нахождения резонансной КФ, представленном далее, в общем случае сверхрешетки с пьезоэлектрическими свойствами может быть записана так:

$$E_{c,k_{\parallel}} = E_g^0 + \langle E_e \rangle^0 + \frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2m_{e,\parallel}^*} + (\Lambda_{ik}^c + E_{e,ik}^m) u_{ik},$$

$$E_{v,k_{\parallel}} = -\langle E_h \rangle^0 - \frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2m_{h,\parallel}^*} - (\Lambda_{ik}^v + E_{h,ik}^m) u_{ik},$$

$$E_{e;h,ik}^m = \frac{\partial \langle E_{e;h} \rangle^0}{\partial F_{ik}^p} \frac{4\pi \hbar l_{ik}}{\epsilon^0}, \quad (2)$$

где E_g^0 — ширина запрещенной зоны объемного кристалла, на основе которого создана QW, в отсутствие деформации; $\langle E_e \rangle^0$, $\langle E_h \rangle^0$ — величины $\langle E_e \rangle$ и $\langle E_h \rangle$ в отсутствие деформации; Λ_{ik}^c и Λ_{ik}^v — компоненты потенциалов деформации уровней $E_{c,k_{\parallel}}$ и $E_{v,k_{\parallel}}$ соответственно; $E_{e,ik}^m$, $E_{h,ik}^m$ — компоненты величин сдвига средних значений энергии $\langle E_e \rangle$ и $\langle E_h \rangle$ в результате возникающего из-за деформации пьезоэффекта; $E_{e,ik}^m u_{ik}$, $E_{h,ik}^m u_{ik}$ — означают величины сдвига $\langle E_e \rangle$ и $\langle E_h \rangle$, когда

тензор деформации u_{ik} возбуждает в пьезоэлектрическом кристалле электрическое поле напряженностью $F_i^p = (4\pi h_{lik})/\varepsilon^0 u_{ik}$; h_{lik} — компоненты пьезоэлектрического модуля; ε^0 — стационарная объемная ДП слоя, составляющего QW (считается, что в слоях, составляющих барьер QW, стационарная ДП также равна ε^0).

Подставляя (2) в (1) и пренебрегая деформационной зависимостью величин $D_E(\beta_e, \beta_h)$, $D_V(\beta_e, \beta_h)$ и L_{ik} , получим выражение для резонансной ДП, когда к сверхрешетке приложена деформация u_{ik}

$$\varepsilon_{ik}^{rE,V} = \frac{4\pi e^2 D_{E,V}(\beta_e, \beta_h)}{m^2 \omega^2 V_p} \sum_{k_{\parallel}} \frac{L_{ik}}{\frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2\mu_{\parallel}} - a}, \quad (3)$$

где $a = \hbar\omega - E_{g,QW}^0 - \Delta E_g + is$, $\Delta E_g = (\Lambda_{ik}^c + \Lambda_{ik}^v + E_{e,ik}^m + E_{h,ik}^m)u_{ik}$, $E_{g,QW}^0 = E_g^0 + \langle E_e \rangle^0 + \langle E_h \rangle^0$ — ширина запрещенной зоны QW в отсутствие деформации, μ_{\parallel} — приведенная масса системы электрон–дырка в направлении, параллельном слоям сверхрешетки. Производя суммирование (3) по k_{\parallel} и ограничиваясь рассмотрением лишь линейного члена ряда разложения резонансной ДП по тензору деформации для электрического ($\Delta\varepsilon_{ik}^{rE}$) и варизонного ($\Delta\varepsilon_{ik}^{rV}$) наклона дна QW, получим

$$\Delta\varepsilon_{ik}^{rE,V} = -D_{E,V}(\beta_e, \beta_h) A_{ik} \left(\frac{\hbar^2 \pi^2}{2\mu_{\parallel} L_p^2} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{\Delta E_g}{a_R + is}, \quad (4)$$

где

$$A_{ik} = \frac{2e^2 L_{ik}}{\pi m^2 \omega^2} \left(\frac{2\mu_{\parallel}}{\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}}, \quad a_R = \hbar\omega - E_{g,QW}^0.$$

Используя (4) в известной формуле для КФ в кубическом кристалле [3] $P_{1111} = -|\Delta\varepsilon_{11}|/[(\varepsilon_{11}^0)^2 u_{11}]$, где $\Delta\varepsilon_{11}$ — линейный член ряда разложения резонансной ДП по тензору деформации; ε_{11}^0 — компонента стационарной ДП слоя, составляющего QW (считается, что $\varepsilon_{11}^0 = \varepsilon_{22}^0 = \varepsilon_{33}^0 = \varepsilon^0$), можно оценить величину КФ в сверхрешетке на основе кубического пьезоэлектрического кристалла вблизи резонанса между основными состояниями электрона и дырки в случае электрического (P_{1111}^E) и варизонного (P_{1111}^V) наклона дна QW

$$P_{1111}^{E,V} = -D_{E,V}(\beta_e, \beta_h) A_{11} \left(\frac{\hbar^2 \pi^2}{2\mu_{\parallel} L_p^2} \right)^{\frac{1}{2}} \times \frac{(\Lambda_{11}^c + \Lambda_{11}^v + E_{e,11}^m + E_{h,11}^m) a_R}{(\varepsilon^0)^2 ((a_R)^2 + s^2)}. \quad (5)$$

Сравнение выражений (4) и (5) с аналогичными результатами работы [5], где сделан расчет ДП и КФ для ненаклонной ямы, показывает, что наклон дна QW для непьезоэлектрического кристалла описывается множителями $D_E(\beta_e, \beta_h)$ и $D_V(\beta_e, \beta_h)$ соответственно для электрического наклона и варизонного наклона QW. В сверхрешетке на основе пьезоэлектрического кристалла наклон ямы сказывается также на возникновении в выражении (5) члена $E_{e,11}^m + E_{h,11}^m$, вносящего вклад в линейную фотоупругость, что не проявляется в сверхрешетках с ненаклонным дном ямы.

2. Численные результаты и их обсуждение

Анализ (4) и (5) показывает, что в отличие от случая простой ямы величины $\Delta\varepsilon_{ik}^{rE}$, P_{1111}^E и $\Delta\varepsilon_{ik}^{rV}$, P_{1111}^V начинают зависеть от ширины QW и эта зависимость неявным образом описывается множителями $D_E(\beta_e, \beta_h)$ и $D_V(\beta_e, \beta_h)$. Эти множители, сводящиеся к единице в сверхрешетке с простой QW, возникают в процессе расчета как коэффициенты матричного элемента перехода электрона из валентной зоны в зону проводимости, когда волновые функции записаны с учетом ограничения носителей по одной из координат и наклона дна QW. Численный расчет показывает сильную зависимость $D_E(\beta_e, \beta_h)$ от L и практически несущественную для $D_V(\beta_e, \beta_h)$, что проявляется в зависимостях от ширины QW величин $\Delta\varepsilon_{ik}^{rE}$, $\Delta\varepsilon_{ik}^{rV}$ и P_{1111}^E , P_{1111}^V (рис. 1).

Такое поведение величин $D_E(\beta_e, \beta_h)$ и $D_V(\beta_e, \beta_h)$ является результатом того, что вероятность перехода в состоянии, когда система электрон–дырка поляризована, уменьшается с величиной поляризации. Тот факт, что $D_V(\beta_e, \beta_h)$ пренебрежимо мало уменьшается с величиной L , это подтверждает: в этом случае электрон и дырка смещены к одному краю QW и, так как $\beta_e \sim \beta_h$, смещения практически одинаковы. Этот результат косвенно подтверждается и в работе [11], где можно видеть спад аналогичного интеграла с увеличением ширины QW.

Зависимость величин $D_E(\beta_e, \beta_h)$, $D_V(\beta_e, \beta_h)$ и в конечном счете $\Delta\varepsilon_{ik}^{rE}$, $\Delta\varepsilon_{ik}^{rV}$ и P_{1111}^E , P_{1111}^V от величины приложенного электрического поля и напряженности встроенных электрических полей проявляется более ярко (рис. 2). Если наклон стимулирован электрическим полем, величина $D_E(\beta_e, \beta_h)$ спадает в 1.13 раза при

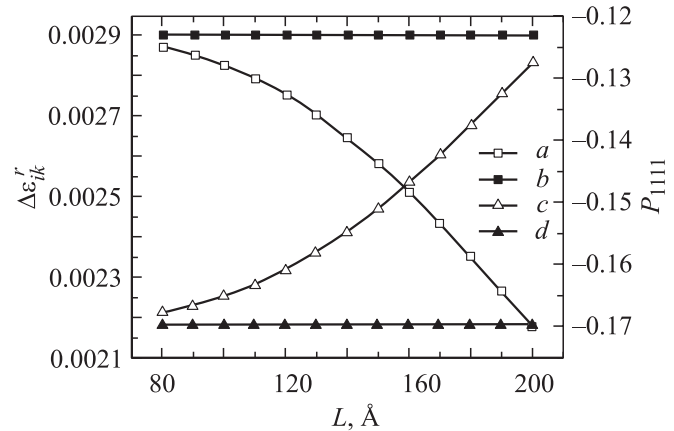


Рис. 1. Зависимость линейной ДП ($\Delta\varepsilon_{ik}^{rE}$) и линейного КФ (P_{1111}) от ширины QW для электрического наклона ($A_e = A_h = 2 \cdot 10^4$ eV/cm) и варизонного наклона ($A_e = 2 \cdot 10^4$ eV/cm, $A_h = 3.5 \cdot 10^3$ eV/cm). a — линейная ДП в QW с электрическим наклоном дна QW ($\Delta\varepsilon_{ik}^{rE}$), b — линейная ДП с варизонным наклоном дна QW ($\Delta\varepsilon_{ik}^{rV}$), c — линейный КФ в QW с электрическим наклоном дна QW (P_{1111}^E), d — линейный КФ с варизонным наклоном дна QW (P_{1111}^V).

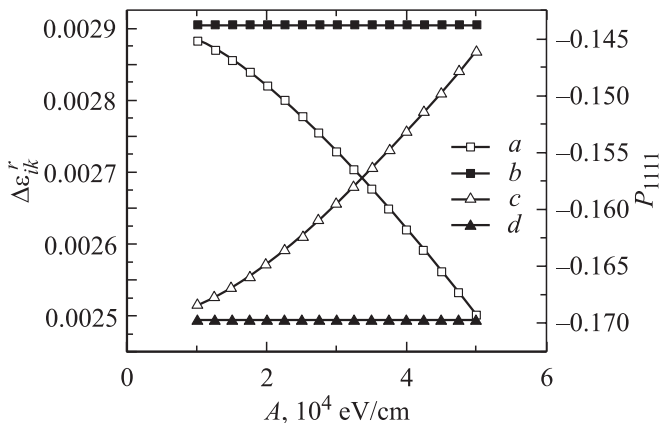


Рис. 2. Зависимость линейной ДДП ($\Delta\epsilon_{ik}^r$) и линейного КФ (P_{1111}) от приложенного электрического поля для QW с шириной 102 Å. *a* — линейная ДДП в QW с электрическим наклоном дна QW ($\Delta\epsilon_{ik}^{rE}$), *b* — линейная ДДП с варизонным наклоном дна QW ($\Delta\epsilon_{ik}^{rV}$), *c* — линейный КФ в QW с электрическим наклоном дна QW (P_{1111}^E), *d* — линейный КФ с варизонным наклоном дна QW (P_{1111}^V).

увеличению поля в 5 раз, и соответственно уменьшаются $\Delta\epsilon_{ik}^{rE}$ и P_{1111}^E . $D_V(\beta_e, \beta_h)$ с увеличением встроенных электрических полей падает весьма незначительно, также незначительно уменьшаются $\Delta\epsilon_{ik}^{rV}$ и P_{1111}^V . В первом случае усиление поляризации с увеличением электрического поля в результате растаскивания электрона и дырки к противоположным краям QW приводит к уменьшению перекрытия огибающих их волновых функций и соответственно уменьшению вероятности перехода. В случае же встроенных электрических полей электрон и дырка смещаются противоположно направленными полями (для системы GaAs/Al_xGa_{1-x}As) к одному краю QW и степень перекрытия огибающих волновых функций уменьшается, но весьма незначительно.

По этой причине поведение сверхрешетки с наклонным дном QW вблизи резонанса зона–зона качественно подобно резонансу в экситонной области. Здесь также величины коэффициентов $\Delta\epsilon_{ik}^{rE}$, $\Delta\epsilon_{ik}^{rV}$ и P_{1111}^E , P_{1111}^V обратно пропорциональны периоду сверхрешетки и ширине QW (т.е. для равных периодов сверхрешетки величины $\Delta\epsilon_{ik}^{rE}$, $\Delta\epsilon_{ik}^{rV}$ и P_{1111}^E , P_{1111}^V больше там, где меньше ширина QW), что не выполняется для простой QW, где макроскопические коэффициенты зависят только от периода сверхрешетки.

Если сверхрешетка обладает пьезоэлектрическими свойствами, пьезоэлектрическое поле, возбуждаемое деформацией, будет менять наклон дна QW, а значит, смещать энергетические уровни электрона и дырки в собственных QW. В конечном счете будет меняться ширина запрещенной зоны слоя, составляющего QW, стимулирующая изменение частотной ДДП, и по этой причине будут возникать фотоупругие свойства, не являющиеся следствием как механизма потенциала деформации, так и электрооптических эффектов. Рассмотрим эти процессы более детально.

Известно, что в сверхрешетках с простой QW основное энергетическое состояние электронов и дырок для малых величин приложенных электрических полей квадратично зависит от величины приложенного электрического поля [11]. По этой причине (ввиду того что в (2) величины $E_{e,ik}^m u_{ik}$, $E_{h,ik}^m u_{ik} \sim (F^p)^2$) в случае простой QW на основе кристалла с пьезоэлектрическими свойствами ни резонансная часть ДДП, ни КФ не будут линейно зависеть от пьезоэлектрического поля в случае деформации или при наличии в сверхрешетке звуковой волны, так как пьезополя для типичных деформаций $F^p \sim 10^3$ V/cm и в этом случае выполняется критерий квадратичного сдвига энергетического уровня ($eFL \ll \langle E_e \rangle, \langle E_h \rangle$) [11].

В случае же ямы с наклонным дном, когда пьезополе много меньше приложенного к QW электрического поля или встроенных электрических полей, т.е. когда $F^p \ll F_e, F_h$, будет возникать квазилинейный сдвиг энергетических уровней в зависимости от величины пьезополя, специфический именно для таких структур. Величина этого сдвига определяется наклоном дна QW.

Если зависимость средних значений энергии $\langle E_e \rangle$, $\langle E_h \rangle$ от приложенного к QW электрического поля чисто квадратичная, т.е. $\langle E_e \rangle \sim F^2$, то зависимость $\langle E_e \rangle$, $\langle E_h \rangle$ от напряженности полей, создающих наклон QW (соответственно F_e, F_h) и возникающего дополнительного пьезоэлектрического поля F^p может быть выражена как $\langle E_{e,h} \rangle \sim (F_{e,h} + F^p)^2$. Если $F^p \ll F_e, F_h$, то $\partial \langle E_{e,h} \rangle^0 / \partial F_l^p \sim 2F_{e,h}$, а $E_{e,ik}^m, E_{h,ik}^m$ из (2) будут пропорциональны $F_l^p = (4\pi h_{lik} / \epsilon^0) u_{ik}$ (напомним, что F_e, F_h, F^p — напряженности приложенных к QW электрических полей, индексы e, h и p указывают на природу их возникновения). Поэтому величины энергетических уровней электрона $\langle E_e \rangle$ и дырки $\langle E_h \rangle$ в собственных QW, а по этой причине и величина запрещенной зоны в QW $E_{g,QW} = E_g + \langle E_e \rangle + \langle E_h \rangle$ также линейно зависят от возникающего пьезоэлектрического поля, как первые члены разложения этих величин в ряд по F^p . Наклон этих прямых пропорционален величине наклона дна QW, т.е. величине приложенных к QW электрических полей F_e, F_h .

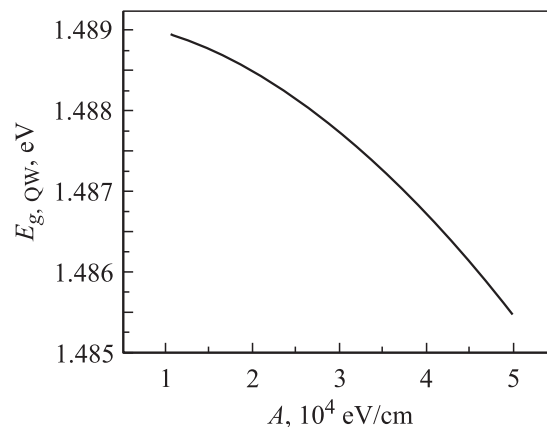


Рис. 3. Зависимость величины $E_{g,QW}$ от приложенного электрического поля для QW с шириной 102 Å.

Для области, когда квадратичность нарушается (при $F_e, F_h > 2.5 \cdot 10^4$ V/cm на рис. 3), зависимость энергетических уровней и $E_{g,QW}$ от пьезополя сама становится линейной и тангенс угла наклона будет равен $\partial E_{g,QW} / \partial F \sim 0.132$ eV · cm/V.

Из рис. 3 видно, что максимальная зависимость ширины запрещенной зоны в QW ($E_{g,QW}$) от приложенного поля возникает в области $F \sim 2.5 \cdot 10^4$ V/cm. Отсюда можно оценить и величину максимального линейного вклада в величину фотоупругости, связанную с пьезополем, т.е. величину $E_{e,11}^m + E_{h,11}^m$, которая для стандартных величин параметров равна ~ 2 eV, т.е. сравнима с потенциалом деформации, который порядка 5–10 eV.

Таким образом, линейная зависимость величины энергетических уровней и ширины запрещенной зоны в QW от приложенного электрического поля, стимулированная наклоном дна QW, линейно меняет ДП вблизи межзонных резонансов, и поэтому возникает линейный вклад в КФ, связанный с пьезополем. Такой механизм возникновения фотоупругости может быть использован для создания фотоупругой структуры в пьезоэлектрических материалах с малой величиной КФ (т.е. с малой величиной потенциала деформации) путем создания сверхрешетки с наклонным дном, которая вблизи межзонных резонансов будет иметь значительно больший линейный КФ не только в сравнении с КФ в объемном кристалле или в сверхрешетке с прямоугольной ямой в этой резонансной области, но и по сравнению с КФ при экситонных резонансах в таких материалах. Как показывают оценки, основной вклад в $E_{e,11}^m + E_{h,11}^m$ (ввиду того, что $E_{e,11}^m \gg E_{h,11}^m$) вносит величина $E_{e,11}^m$, поэтому способ наклона дна QW значения не имеет, величины КФ и в варизонном, и в электрическом случае для одинакового наклона дна электронной ямы практически одинаковы.

В заключении авторы выражают искреннюю признательность Ю.В. Гуляеву за плодотворные обсуждения.

Список литературы

- [1] A.K. Ganguly, J.L. Birman. Phys. Rev. **162**, 3, 806 (1967).
- [2] Р.А. Аюханов, Ю.В. Гуляев, Г.Н. Шкердин. ФТТ **16**, 12, 2174 (1982).
- [3] Р.А. Аюханов, Г.Н. Шкердин. ФТТ **35**, 7, 1916 (1993).
- [4] Р.А. Аюханов, Г.Н. Шкердин. ФТТ **40**, 9, 1582 (1998).
- [5] Р.А. Аюханов, Г.Н. Шкердин. ФТТ **43**, 3, 508 (2001).
- [6] H. Yamamoto, M. Asada, Y. Suematsu. J. Lightwave Technology **6**, 12, 1831 (1988).
- [7] J. Weiner, D.A.B. Miller, D.S. Chemla. Appl. Phys. Lett. **50**, 842 (1987).
- [8] K. Wakita, Y. Yoshikuni, Y. Kawamura. Electron. Lett. **23**, 303 (1987).
- [9] Арсенид галлия. Получение, свойства и применение / Под ред. Ф.П. Кесаманлы и Д.Н. Наследова. Наука, М. (1973).
- [10] D.S. Chemla. Helv. Phys. Acta. **56**, 607 (1983).
- [11] G. Bastard, E.E. Mendez, L.L. Chang, L. Esaki. Phys. Rev. B **28**, 6, 3241 (1983).
- [12] S.L. Adler. Phys. Rev. **126**, 2, 413 (1962).