

УДК 621.373.826

РОЛЬ ВОСПРИИМЧИВОСТИ 7-ГО ПОРЯДКА В ОБЪЯСНЕНИИ НАБЛЮДАЕМОГО ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНО ВЫСОКОГО ОТРАЖЕНИЯ ПРИ ВЫРОЖДЕННОМ ЧЕТЫРЕХВОЛНОВОМ СМЕШЕНИИ

Д. А. Терехов¹

В настоящем сообщении анализируются физические механизмы нелинейной восприимчивости, объясняющие высокую эффективность фазового сопряжения в узкозонном полупроводнике $InAs$, наблюдаемую в эксперименте.

Экспериментальные исследования вырожденного четырехволнового смешения (ВЧВС) с использованием $InAs$ в качестве нелинейной среды, выполненные группой Ковалева [1] (см. также последующие работы тех же авторов, например, [2]), поставили вопрос о природе наблюдаемой высокой нелинейности показателя преломления n_{nl} . Сами авторы предположили, что основное нелинейное поглощение (и соответственно n_{nl}) в таком полупроводнике обусловлено трехфотонным поглощением (ТФП), однако большая длительность импульсов накачки, использованных в их экспериментах (80 нс по полувысоте), не позволила выявить роль ТФП из-за Оже-рекомбинации. В настоящем сообщении предполагается дать оценку влияния ТФП на восприимчивость $InAs$.

За высокое значение нелинейной восприимчивости в узкозонных полупроводниках группы $A^{III}B^V$ могут быть ответственны два резонансных механизма. Первый связан с насыщением внутризонных переходов, а второй – с межзонными переходами между валентной зоной и зоной проводимости. Для арсенида индия величина спин-орбитального расщепления составляет $\Delta = 0.44 \text{ эВ}$ [3], т.е. при взаимодействии с излучением CO_2 лазера имеет смысл рассматривать лишь резонансные переходы между зонами легких

¹ОКБ "Гранат" им. В. К. Орлова.

и тяжелых дырок. Такие переходы нуждаются в наличии третьей частицы – фонона для выполнения законов сохранения и приблизительно на 2 порядка слабее, чем межзонные переходы. Так, зависимость насыщения коэффициента поглощения $\alpha(I, \omega)$ от интенсивности имеет вид неоднородно уширенной линии:

$$\alpha(I, \omega) = \frac{\alpha_0(\omega)}{[1 + I/I_s(\omega, T)]^{1/2}}, \quad (1)$$

где $\alpha_0(\omega)$ – коэффициент поглощения при малой интенсивности, а $I_s(\omega, T)$ – интенсивность насыщения, зависящая от частоты и температуры. В работе [4] была определена величина $I_s(\omega, T) = 5.1 \text{ Мвт/см}^2$, что превышает интенсивности накачки I_n , соответствующие максимальному измеренному отражению при ВЧВС в $InAs$. При высоких I_n уровень Ферми в таком полупроводнике поднимается. Нелинейность, связанная с внутризонными переходами, становится существенной в сильно легированных полупроводниках p -типа, а в собственных и n -легированных материалах не наблюдается.

Таким образом, в полупроводниках n -типа за высокое значение R может быть ответственен резонансный механизм, связанный с межзонными переходами электронов. Изменение показателя преломления для однофотонного перехода при этом описывается формулой:

$$\Delta n = -\frac{2 \cdot \pi \cdot e^2 \cdot N}{n \cdot m_{eh}^* \cdot \omega^2} \cdot \left(\frac{\omega_g^2}{\omega_g^2 - \omega^2} \right), \quad (2)$$

где ω_g – резонансная частота перехода, m_{eh}^* – приведенная масса электрон-дырочной пары на краю зоны, N – плотность фотогенерированных носителей, зависящая в общем случае от пространственных координат и времени. Величина m_{eh}^* может быть определена как:

$$m_{eh}^* = \frac{m_{hh} \cdot m_e}{m_{hh} + m_e}, \quad (3)$$

где m_{hh} , m_e – эффективная масса тяжелой дырки и электрона, соответственно. Здесь учтено, что подвижности легких и тяжелых дырок приблизительно одинаковы, а их массы различаются на порядок величины. В единицах m_0 (масса покоя электрона) для $InAs$ имеем: $m_{hh} = 0.41$ и $m_e = 0.023$ [5].

Для оптически тонких образцов в предположении, что изменения интенсивности происходят только в направлении z , величина N дается одномерным уравнением диффузии:

$$\frac{\partial N(z,t)}{\partial t} = \eta \cdot \left(\frac{\alpha \cdot I(z,t)}{\hbar \cdot \omega} + \frac{\gamma \cdot I(z,t)^3}{3 \cdot \hbar \cdot \omega} \right) - \frac{N(z,t)}{\tau_R} + D_a \cdot \frac{\partial^2 N(z,t)}{\partial z^2}, \quad (4)$$

где η – квантовая эффективность генерации электрон-дырочной пары на единичный поглощенный фотон, $I(z,t)$ – локальная интенсивность поля, D_a – коэффициент амбиполярной диффузии, τ_R – время рекомбинации электрон-дырочной плазмы, α , γ – коэффициенты линейного и трехфотонного поглощения, соответственно. Первым членом в круглых скобках, ответственным за линейное поглощение в области оптической прозрачности беспримесного полупроводникового кристалла, можно пренебречь, а второй – трехфотонное поглощение (ТФП) – является существенным для $InAs$ на лазерной частоте. Поскольку ширина зоны 0.355 эВ при комнатной температуре, а энергия кванта – 0.117 эВ , то ТФП может наблюдаться лишь при относительно больших интенсивностях. Трехфотонное поглощение в этом случае возможно из-за нерезкого края поглощения вследствие размыва электронного распределения возле уровня Ферми (ширина перехода превышает 5 мэВ). К тому же начальная часть лазерного импульса производит разогрев фотогенерированных свободных носителей до температур, при которых происходит уменьшение ширины зоны ($\partial E_g / \partial T = 3.5 \times 10^{-4} \text{ эВ/К}$).

Для двух пространственно интерферирующих волн интенсивность меняется синусоидально с изменением z . Считая, что пространственное изменение N также синусоидально, из [4] получим:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{\eta \cdot \gamma \cdot I(t)^3}{3 \cdot \hbar \cdot \omega} - \frac{N}{\tau}, \quad (5)$$

где $\tau = \tau_D \cdot \tau_R / (\tau_D + \tau_R)$ – полное время жизни носителей, τ_R – время излучательной рекомбинации, а τ_D – характерное время амбиполярной диффузии. В случае значительных интенсивностей определяющее влияние на τ может оказывать Оже-рекомбинация.

В случае если величина $\tau \ll \tau_1$ (где $\tau_1 \cong 1 \text{ нс}$ – длительность лазерного импульса), с медленно меняющейся интенсивностью во времени ($dI/dt < I/\tau$) можно говорить о стационарном распределении плотности носителей. Тогда $dN/dt \approx 0$, и уравнение (5) принимает вид:

$$N(t) = \frac{\eta \cdot \gamma \cdot \tau \cdot I(t)^3}{3 \cdot \hbar \cdot \omega} = \frac{\eta \cdot \gamma \cdot n^3 \cdot c^3 \cdot \tau}{1536 \cdot \pi^3 \cdot \hbar \cdot \omega} \cdot \sum_{ij} (\overline{E_i(t)})^3 \cdot (\overline{E_j^*(t)})^3, \quad (6)$$

где $\overline{E_i(t)}$, $\overline{E_j^*(t)}$ – комплексные электрические поля. Выражение (6) правомерно и для коротких импульсов (например, для первого пика опорных волн в экспериментах по

ВЧВС), когда релаксационными процессами можно пренебречь. Учитывая (2, 6) и то, что приращение показателя преломления, вызванное действием излучения, соотносится с восприимчивостью $\chi^{(7)}$ как:

$$|\Delta n| = (2 \cdot \pi / n) \cdot \chi^{(7)} \cdot \sum_{i,j} (\overline{E}_i)^3 \cdot (\overline{E}_j^*)^3, \quad (7)$$

получаем для восприимчивости седьмого порядка:

$$\chi^{(7)} = -\frac{\eta \cdot \gamma \cdot n^3 \cdot c^3 \cdot e^2 \cdot \tau}{1536 \cdot \pi^3 \cdot \hbar \omega^3 \cdot m_{eh}^*} \cdot \left[\frac{\omega_g^2}{(\omega_g^2 - (3\omega_l)^2)} \right]. \quad (8)$$

В недавних исследованиях ТФП, выполненных с помощью 125 пс CO_2 лазера [6] с плазменным затвором и резонансным поглотителем на горячем CO_2 для образца $InAs$ толщиной 1 мм, был определен коэффициент трехфотонного поглощения $\gamma = 1 \times 10^{-3} \text{ см}^3 / \text{Мвт}^2$. Использование короткого импульса позволило пренебречь диффузией и рекомбинацией при оценке экспериментальных данных и показало, что релаксация таких горячих носителей, полученных при ТФП, до температуры атомной решетки происходит за время $t \sim 30 \text{ пс}$.

Вычисление восприимчивости седьмого порядка по (8) с использованием вышеуказанного значения γ и других параметров [7], соответствующих условиям эксперимента ВЧВС, дает $\chi^{(7)} \sim 8 \times 10^{-10}$ СГСЕ. Аналогично, для нестационарных условий, имеющих место в эксперименте, когда длительность лазерного импульса $\tau_1 \ll \tau$, ($\tau_1 \approx 10 \text{ пс}$) можно найти, что величина этой восприимчивости окажется еще приблизительно на два порядка меньше. Ожидается, что заметное влияние ТФП на ВЧВС будет наблюдаться при интенсивностях $I_n \sim 70 \text{ Мвт/см}^2$, которые пока не достигнуты в экспериментах по ВЧВС на $InAs$ из-за действия паразитных эффектов: само- и кроссфокусировки и др.

При рассмотрении процессов в полупроводниках следует учитывать и возможность однофотонного резонансного перехода на один из уровней примесей, неизбежно присутствующих даже в максимально чистом (собственном) $InAs$, доступном при современной технологии. Из данных электрических и фотоэлектрических измерений в нем были определены донорные (2, 10–20 и 100–200 мэВ) и акцепторный (50 мэВ) примесные уровни энергии. Вследствие малой величины эффективной массы электрона энергия ионизации донорных примесей мала, а эффективный Борковский радиус велик, поэтому уже при небольших концентрациях образуется примесная зона, перекрывающаяся с основной зоной проводимости. В результате при больших I_n доминирующей становится нелинейность,

вызванная генерированными свободными электронами, сменяя механизм нелинейности, связанный с нелинейной зависимостью скорости носителей от импульса (из-за непараболичности зоны). Представляется, что именно резонансными переходами между примесными уровнями и объясняется высокая эффективность использования $InAs$ в ВЧВС.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] Ковалев В. И., Суворов М. Б. Квантовая электроника, **14**, N 3, 621 (1987).
- [2] Булаев В. Д., Видавский А. Э., Ковалев В. И. и др. Квантовая электроника, **25**, N 3, 243 (1998).
- [3] Барышев Н. С. Свойства и применение узкозонных полупроводников, Казань, Унипресс, 2000.
- [4] James R. B., Smith D. L. J. Appl. Phys., **51**, N 5, 2386 (1980).
- [5] Bennet B. R., Sores R. A. IEEE J. Quant. Electron., **23**, N 12, 2159 (1987).
- [6] Hasselbeck M. P., Said A. A., Van Stryland E. W. Opt. and Quant. Electron., **30**, N 3, 193 (1998).
- [7] Guha C., Blackshire J. L., Zakel A., Krishnamurthy S. Proc. SPIE, **4288**, 362 (2001).

Поступила в редакцию 7 апреля 2003 г.