

ОПТИЧЕСКАЯ МУЛЬТИСТАБИЛЬНОСТЬ В СЛОИСТЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Б. М. Ницович, О. В. Крехивский

Оптическая нелинейность полупроводников является объектом широкого круга исследований, направленных на разработку бистабильных оптических устройств. Одним из механизмов нелинейности может быть возбуждение экситонов, динамика плотности которых определяет изменение комплексной диэлектрической проницаемости среды [1]. Данный механизм приводит к появлению безрезонаторной оптической бистабильности, возникновение которой связано с процессами релаксации энергии экситонного возбуждения. Существенная роль в этом принадлежит фононной подсистеме кристалла. Как было нами показано, возникающая нелинейность оптических свойств полупроводника обусловлена экситон-фононным взаимодействием, которое приводит к эффективному притяжению между экситонами [2]. Если в этой схеме учесть процессы диффузии экситонов [3] или исследовать поведение поглощающей среды в резонаторе [4], то возможна реализация в кристалле мультстабильных состояний, когда при заданных значениях входных параметров возможно существование более двух стабильных выходных состояний. Однако это не единственные механизмы, ведущие к возникновению мультстабильных состояний. Причиной их появления могут служить и особенности взаимодействия трехкомпонентной системы квазичастиц, в частности непрямого вертикальный фотопереход.

Дело в том, что в некоторых слоистых полупроводниках наряду с прямым фотопереходом возможны процессы, когда при поглощении света одновременно с экситоном рождается (или исчезает) один или несколько фононов [5]. Это значительно обогащает схему релаксационных механизмов кристалла и изменяет общую картину нелинейных оптических свойств исследуемого полупроводника. Именно этой проблеме и посвящено данное краткое сообщение.

Естественно, что ответ на вопрос, реализуется ли в экситон-фононной системе динамическая нелинейность поглощения и при каких условиях возможно возникновение ОБ или оптической мультстабильности, должна содержать в себе уже теория функции формы полосы поглощения. Поскольку коэффициент поглощения света определяется мнимой частью запаздывающей функции Грина [5], то для него получаем выражение

$$\alpha(\omega, N) = -\text{Im} \left\{ [\omega - E_0 - M(\omega, N)]^{-1} + \sum_q \Pi^2(q) \left[\frac{1 + n_q + N_q}{\omega - E_q - \Omega_q} + \frac{n_q - N_q}{\omega - E_q + \Omega_q} \right] \right\}, \quad (1)$$

где ω — частота света; N — плотность экситонов в кристалле; n_q, N_q — числа заполнения фононов (с энергией Ω_q и квазимпульсом q) и экситонов (с энергией E_q). Первое слагаемое правой части уравнения описывает процессы прямого фотоперехода ($M(\omega, N)$ — стандартный массовый оператор экситон-фононной системы [2]), а второе — непрямого фотоперехода с учетом рождения одного фонона ($\Pi(q)$ — функция, описывающая тройное фотон-экситон-фононное взаимодействие). В дальнейшем рассматриваются процессы рассеяния на оптических фононах и учитывается лишь притяжение в системе экситонов. Наличие внутренней обратной связи вытекает из уравнения баланса экситонов

$$I\alpha(\omega, N) = N, \quad (2)$$

где $I = E^2 T_0^2 / 2R$ — величина, характеризующая интенсивность внешнего излучения; E — напряженность электрического поля внешней волны;

T_0 — матричный элемент экситон-фононного взаимодействия; R — параметр рекомбинации экситонов в кристалле [3].

Исследование непрямого фотоперехода показывает, что он приводит к существенной деформации форм экситонной полосы [6] и к возможности появления дополнительных максимумов в частотной зависимости поглощения. Аномалии поглощательной способности среды возникают в области частот, отстоящих от экситонного уровня на энергию фонона Ω_{π} , принимающего участие в непрямом фотопереходе. Примечательными в этом плане являются слоистые кристаллы, в фононном спектре которых существует целый набор низкоэнергетических оптических фононов [7].

Решая совместно (1) и (2), находим зависимость $N(I)$, которая в узкой частотной области имеет S-образный характер. В качестве расчетных использовались энергетические параметры полупроводников типа GaSe с энергиями оптических фононов, участвующих в непрямом фотопереходе

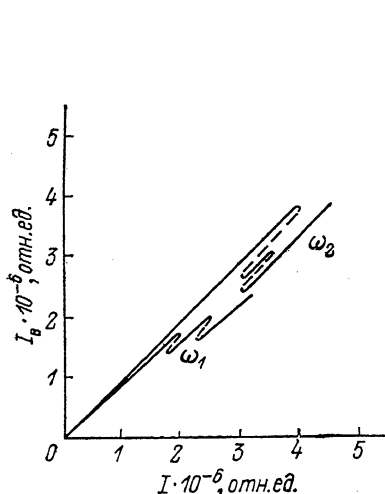


Рис. 1. Зависимость интенсивности выходного сигнала I_v от интенсивности падающего света I для частот ω_1 и ω_2 ($\omega_1 > \omega_2$).

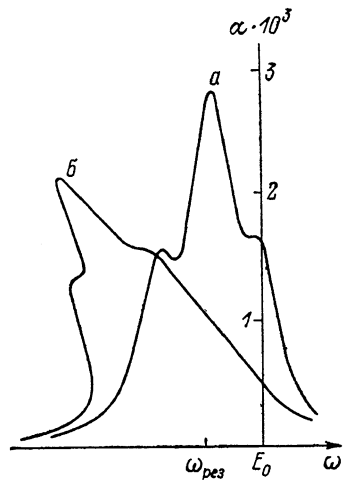


Рис. 2. Коэффициент поглощения среды как функция частоты внешнего излучения для двух интенсивностей света: $I < I_{\uparrow}$ (а), $I > I_{\uparrow}$ (б).

E_0 — дно экситонной зоны.

$\Omega_{\pi} = 20 \text{ см}^{-1}$ и в процессах релаксации энергии экситона $\Omega_{\pi} = 120 \text{ см}^{-1}$. Далее, используя тождество $\alpha(\omega, I) \equiv \alpha(\omega, N(I))$, находим зависимость выходного сигнала от интенсивности падающего света (рис. 1). На определенном интервале частот эта зависимость становится многозначной, в кристалле реализуется мультистабильное состояние. Причем в зависимости от частоты могут реализовываться как «разделенная восьмерка» (частота ω_1), так и состояние, в котором внутренняя динамика процесса не проявляется явно, ситуация воспринимается как обычная оптическая бистабильность (ОБ) (частота ω_2).

На рис. 2 дана зависимость коэффициента поглощения света как функция частоты внешнего излучения для различных значений интенсивности внешнего сигнала. При малых интенсивностях входного сигнала плотность экситонов, создаваемых в кристалле, является монотонной функцией интенсивности вплоть до некоторого порогового значения I_{\uparrow} . При этом полоса поглощения ведет себя стандартным образом, незначительно смещаясь в длинноволновую сторону спектра (рис. 2, а). При дальнейшем увеличении интенсивности кривая существенно деформируется, приводя к многозначности в зависимости поглощения от частоты падающего света (рис. 2, б). На рисунке четко видна узкая область мультистабильности на частотах урбаховского крыла полосы экситонного поглощения. Как и в случае ОБ, явление мультистабильности крайне чувствительно к тем-

пературным и частотным изменениям, кроме того, качественная картина мультистабильности существенно зависит от энергии фононов, принимающих участие в непрямом вертикальном фотопереходе.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Miller D. A. B. // *Laser Focus*. 1983. V. 19. N 7. P. 61—76.
- [2] Крехивский О. В., Ницович Б. М. // *УФЖ*. 1987. Т. 32. № 9. С. 1322—1324.
- [3] Henneberger F. // *Phys. St. Sol. B*. 1986. V. 137. N 1. P. 371—432.
- [4] Яремко А. М. // *Квант. электр.* 1985. № 28. С. 49—56.
- [5] Ницович Б. М., Пестряков Г. М., Фаленчук В. Д. // *ФТТ*. 1985. Т. 27. № 10. С. 2916—2919.
- [6] Elliot R. // *Phys. Rev.* 1957. V. 108. N 6. P. 1384—1392.
- [7] Бродия М. С., Блонский И. В. *Экситонные процессы в слоистых полупроводниках*. Киев: Наукова думка, 1986. 295 с.

Институт физики АН УССР
Киев

Поступило в Редакцию
12 июля 1988 г.
В окончательной редакции
2 декабря 1988 г.

УДК 537.226.4

Физика твердого тела, том 31, в. 3, 1989

Solid State Physics, vol. 31, № 3, 1989

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МОНОКРИСТАЛЛОВ НАТРИЙ-ВИСМУТОВОГО ТИТАНАТА

*В. П. Авраменко, Т. В. Крузина, А. Ю. Кудзин,
Г. Х. Соколянский, А. С. Юдин*

Среди известных классов сегнетоэлектрических кристаллов наиболее важным в практическом отношении является класс соединений со структурой типа перовскита, который значительно расширился после открытия сегнето- и антисегнетоэлектрических материалов сложного состава, обладающих размытыми фазовыми переходами. Сосуществование высоко- и низкотемпературной фаз в широком интервале температур приводит к новым физическим явлениям, не наблюдающимся в простых перовскитах. Типичным представителем сегнетоэлектриков сложного состава является натрий-висмутовый титанат $\text{Na}_{0.5}\text{Bi}_{0.5}\text{TiO}_3$ (НВТ). Существование трех фазовых переходов и точки оптической изотропности в НВТ делает его интересным объектом для экспериментальных и теоретических исследований. Вместе с тем к началу настоящих исследований электрические свойства НВТ практически не были изучены. За исключением двух-трех статей [1], в литературе отсутствуют данные об электропроводности натрий-висмутового титаната. Поэтому целью настоящей работы является исследование температурной зависимости проводимости в широком диапазоне температур и полей, а также получение информации о фотопроводимости данного соединения.

При комнатной температуре удельная темновая проводимость σ_0 , измеренная в слабом постоянном поле (≤ 240 В/см) на предварительно прогретых образцах, составляет величину порядка 10^{-13} Ом $^{-1}$ ·см $^{-1}$ и с увеличением температуры возрастает экспоненциально. В области фазовых переходов (200 и 312 °С) имеют место изломы в зависимости $\lg \sigma = f(1/T)$ с энергиями активации на соответствующих участках 0.8, 1.3 и 1.92 эВ (рис. 1, I), что меньше ширины запрещенной зоны и свидетельствует о примесном характере проводимости в исследуемом температурном интервале. Анизотропия проводимости слабая. Вольт-амперные характеристики (ВАХ) при температурах < 50 °С в полях $\leq 1.2 \cdot 10^3$ В/см омические.