

OPTICAL BISTABILITY
AND THE PROBLEM
OF OPTICAL TRANSISTOR
DEVELOPMENT

V. S. DNEPROVSKII

Optical bistability, which arises in a nonlinear system with feedback, is considered. This phenomenon can be used to create an optical transistor (transphasor), i.e. a system with properties analogous to those of a transistor. The problems in the development of an optical transistor with parameters necessary for application for optical information processing are analyzed.

Рассмотрено явление оптической бистабильности, возникающей в нелинейных системах с обратной связью. Его можно использовать для создания оптического транзистора (трансфазора) – устройства с аналогичными характеристиками, аналогичными характеристикам транзистора. Обсуждены проблемы, которые появляются на пути разработки оптического транзистора с параметрами, пригодными для его применения в оптических системах обработки информации.

© Днепровский В.С., 1999

ОПТИЧЕСКАЯ БИСТАБИЛЬНОСТЬ И ПРОБЛЕМА СОЗДАНИЯ ОПТИЧЕСКОГО ТРАНЗИСТОРА

В. С. ДНЕПРОВСКИЙ

Московский государственный университет
им. М.В. Ломоносова

В последние годы большое внимание уделяется применению света для передачи, обработки и хранения информации, что связано с преимуществами при использовании оптического излучения для этих целей. По сравнению с радиодиапазоном увеличивается несущая частота (до 10^{14} – 10^{15} Гц). При этом можно значительно расширить полосу частот для передачи информации. Разработка волоконных световодов с малыми оптическими потерями и лазерных источников света привела к быстрому развитию оптической связи, обладающей большой информационной емкостью. В оптике существует принцип суперпозиции: распространение одного пучка света не зависит от того, присутствует или отсутствует второй пучок света (не изменяются его длина волны, направление, интенсивность, скорость распространения, поляризация). Не взаимодействующие друг с другом оптические пучки с малой расходностью могут решить проблему межсоединений в сложных устройствах, например в высокопроизводительных компьютерах. Кроме того, помимо временной можно производить пространственную модуляцию светового пучка – модулировать отдельные части пучка независимо друг от друга. Таким образом, оптические системы пригодны для осуществления параллельной обработки информации. Можно достигнуть большой плотности в записи информации с помощью миниатюрных оптических запоминающих устройств, так как сечение отдельного элемента памяти ограничено дифракционным пределом ($\approx \lambda^2$). Отметим помехозащищенность оптических систем передачи информации (кванты света электрически нейтральны) и их защищенность от несанкционированного доступа. Имеется принципиальная возможность на общей подложке и базе одного технологического процесса создавать интегрально-оптические схемы: тонкопленочные волноводы, направленные ответвители, лазеры, модуляторы, фотоприемники и т.д. Быстрое развитие интегральной оптики также стимулирует отказ от электрического тока как средства передачи информации и замену его потоком квантов света.

В электронных схемах основным функциональным элементом является транзистор, позволяющий осуществлять усиление сигнала, переключение, логические операции. Аналогом его в оптических системах обработки и хранения информации (в

частности, в оптических компьютерах) должен стать оптический транзистор. Его действие основано на оптической бистабильности, возникающей в нелинейных оптических системах с обратной связью.

Цель настоящей статьи – помимо объяснения принципа работы оптического транзистора показать, какие проблемы возникают при создании высокоэффективного быстродействующего оптического транзистора, имеющего малые размеры, технологичного и потребляющего минимальную мощность.

ОПТИЧЕСКАЯ БИСТАБИЛЬНОСТЬ И ОПТИЧЕСКИЙ ТРАНЗИСТОР

Система называется бистабильной, если она имеет два устойчивых состояния (мультистабильная – более двух) при одних и тех же контролируемых параметрах [1]. В бистабильных системах, которые мы рассмотрим ниже, контролируемым параметром является интенсивность света на входе в систему, а два устойчивых состояния соответствуют двум значениям интенсивности света на ее выходе. Очевидно, что бистабильная система должна быть нелинейной, так как нельзя получить два значения интенсивности света на выходе I_T при простом умножении интенсивности света на входе I_0 на постоянное число (рис. 1, б, в). Для получения многозначности нелинейного пропускания системы ($T \equiv I_T/I_0$), то есть бистабильного режима, необходимо в нелинейной системе осуществить обратную связь.

Рассмотрим в общем виде поведение нелинейной системы с обратной связью (рис. 1). На нелинейную систему (представлена на схеме в виде прямоугольника; зависимость $I_T = f(I_{in})$ нелинейная) помимо излучения интенсивностью I_0 на вход подается часть βI_T отраженного от прозрачной пластиинки выходного излучения I_T , то есть система охвачена положительной обратной связью ($\beta > 0$). Таким образом, интенсивность излучения внутри системы $I_{in} = I_0 + \beta I_T$. Пропускание системы до частично отражающей свет пластиинки

$$T'(I_{in}) = \frac{I_T}{I_0} = -\frac{1}{\beta} + \frac{1}{\beta I_0} I_{in}, \quad (1)$$

где (напомним) зависимость I_T и соответственно T' от I_{in} нелинейная. Правая часть уравнения (1) представляет собой прямую с наклоном $1/(\beta I_0)$.

Проанализировать поведение нелинейной системы с обратной связью можно применяя графический метод. Решением (1) будут точки пересечения нелинейной функции $T'(I_{in})$ с прямой. Зададим нелинейную зависимость T' от I_{in} в виде кривой, представленной на рис. 1, б. Это типичная зависимость для нелинейной насыщающейся системы: линейный рост пропускания сменяется его резким увеличением с ростом интенсивности света на входе I_0 и затем насыщением при относительно больших значениях I_0 . При увеличении I_0 уменьшается наклон

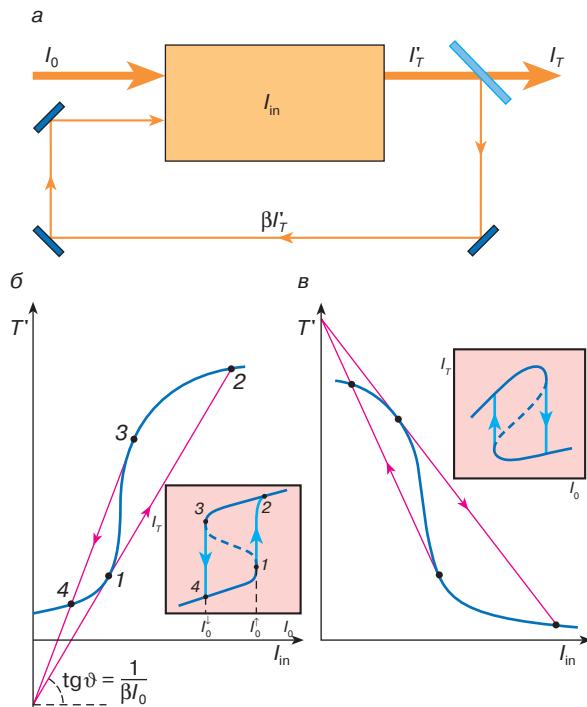


Рис. 1. а – схема нелинейной оптической системы с обратной связью. На вход нелинейной системы помимо излучения интенсивностью I_0 подается часть βI_T выхлопного излучения; б – зависимости пропускания $T'(I_{in}) \equiv I_T/I_0$ от интенсивности света внутри нелинейной системы I_{in} и интенсивности прошедшего света I_T от интенсивности света на входе I_0 для систем S-типа и N-типа

прямой и пропускание плавно увеличивается до значения, обозначенного цифрой 1 на рис. 1, б. Когда I_0 достигает значения I_0^\uparrow , происходит резкое увеличение пропускания (скакок из точки 1 в 2) и затем снова его плавное изменение. При обратном движении резкое уменьшение пропускания (переход из точки 3 в 4) происходит при меньшем значении входной интенсивности света I_0^\downarrow .

Итак, в области значений интенсивности света на входе в нелинейную систему с положительной обратной связью $I_0^\downarrow < I_0 < I_0^\uparrow$ возникает многозначность пропускания (бистабильный режим работы): пропускание (выходная интенсивность излучения) принимает два устойчивых значения при одном и том же значении I_0 . Бистабильная система с таким видом гистерезиса называется системой S-типа. Точное решение напоминает латинскую букву S (см. вставку на рис. 1, б), однако часть решения в области, обозначенной штриховой линией, неустойчива. Аналогично можно проанализировать работу нелинейной системы с положительной обратной связью N-типа (рис. 1, в), у которой нелинейно

растет поглощение при увеличении входной интенсивности света и $\beta < 0$.

Бистабильные системы можно классифицировать по способу осуществления обратной связи и механизму нелинейного пропускания. Так, в гибридных системах обратная связь реализуется с помощью электрического устройства. В полностью оптических устройствах обратная связь формируется оптическими средствами. В системах с наведенным поглощением обратная связь и абсорбционная бистабильность могут возникать за счет внутренних процессов, происходящих в среде.

При получении режима оптической бистабильности наиболее широко используется схема интерферометра Фабри–Перо (рис. 2, а), заполненного веществом с нелинейным (зависящим от интенсивности света) показателем преломления:

$$n = n_0 + n'I_{\text{in}}. \quad (2)$$

Интерферометр Фабри–Перо был изобретен французскими физиками Чарльзом Фабри и Альфредом Перо в 1896 году. Он состоит из двух плоских частично отражающих свет зеркал, расположенных параллельно друг другу и разделенных промежут-

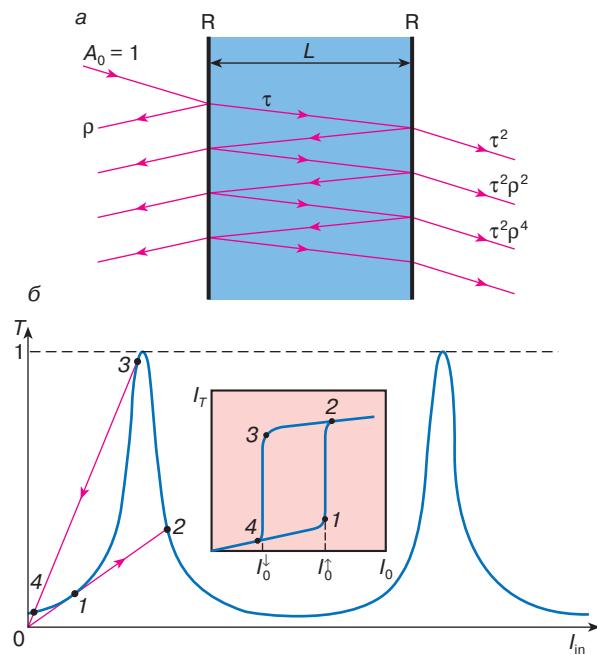


Рис. 2. а – ход лучей света в интерферометре Фабри–Перо; б – графическое решение уравнения (5) и зависимость интенсивности света I_T на выходе из интерферометра Фабри–Перо, заполненного средой с нелинейным показателем преломления, от входной интенсивности света I_0 . При значениях входной интенсивности света I_0^{\uparrow} и I_0^{\downarrow} происходит резкое изменение интенсивности света на выходе из интерферометра (включение и выключение)

ком L . При многократных отражениях света от зеркал происходит интерференция света – складываются амплитуды колебаний световых пучков. Так, результирующее колебание для проходящего светового луча (сумма бесконечно убывающей геометрической прогрессии) имеет амплитуду

$$A = A_0 \sum_{k=0}^{\infty} \tau^k \rho^{2k} \exp[i(\omega t - k\phi)] = \\ = \frac{A_0 T'}{1 - R \exp(-i\phi)} \exp(i\omega t),$$

где $\phi = 2\pi t$ – число полуволн, укладывающихся на оптической длине резонатора nL , A_0 – амплитуда колебания на входе в резонатор, ρ и τ – коэффициенты отражения и пропускания зеркала для амплитуды светового колебания. При отсутствии поглощения в резонаторе коэффициенты отражения и пропускания зеркала $R = \rho^2$, $T' = \tau^2$, а $R + T' = 1$. Переходя к интенсивности прошедшего света, получим выражение для пропускания резонатора (функцию Эйри)

$$T \equiv \frac{I_T}{I_0} = \frac{AA^*}{A_0^2} = \frac{1}{1 + F \sin^2 \frac{2\pi nL}{\lambda}}, \quad (3)$$

где $F \equiv 4R/(1-R)^2$ – параметр, определяющий контраст интерференционной картины. Пропускание резонатора может меняться от минимального значения $\left(\frac{1-R}{1+R}\right)^2$ до максимального $T = 1$. Если максимумы световых волн для прямых и обратных световых пучков (рис. 2, б) совпадают, то возникает конструктивная интерференция волн (их взаимное усиление) и пропускание резонатора $T = 1$. Итак, меняя коэффициент преломления вещества, заполняющего резонатор (см. формулу (2)), можно изменять в широких пределах пропускание резонатора Фабри–Перо. Пропускание можно также выразить через интенсивность света внутри резонатора I_{in} (при вычислении I_{in} суммируются амплитуды колебаний прямых и обратных пучков, стоячими волнами пренебрегаем):

$$T = \frac{I_{\text{in}}}{I_0} \left(\frac{1-R}{1+R} \right). \quad (4)$$

Для получения зависимости I_T от I_0 нужно определить зависимость I_{in} от I_0 и воспользоваться выражением (4). Интенсивность света внутри резонатора можно вычислить, приравняв правые части (3) и (4):

$$\frac{I_{\text{in}}}{I_0} \left(\frac{1-R}{1+R} \right) = \frac{1}{1 + F \sin^2 \frac{2\pi}{\lambda} (n_0 + n'I_{\text{in}}) L}. \quad (5)$$

Решение уравнения (5) может быть получено графически как результат пересечения прямой, на-

клон которой обратно пропорционален интенсивности света на входе в резонатор Фабри–Перо I_0 , с функцией Эйри (рис. 2, б). При увеличении I_0 происходит плавное изменение пропускания, пока не будет достигнуто пороговое значение (точка 1), при котором пропускание и выходная интенсивность света увеличиваются (включаются) скачком до точки 2. При уменьшении I_0 происходит плавное изменение пропускания, пока не будет достигнуто пороговое значение для резкого уменьшения (выключения) пропускания (скакок от точки 3 до 4). Отметим, что из трех решений (им соответствуют три точки пересечения прямой с функцией Эйри) решение, определяемое средней точкой пересечения, нестабильно.

Полученный результат можно объяснить следующим образом. При увеличении интенсивности света нелинейное изменение показателя преломления смещает систему к резонансу. Происходит нарастание интенсивности света внутри резонатора. Вблизи резонанса положительная обратная связь вызывает лавинное нарастание пропускания, система проходит через резонанс в стабильное состояние (точка 2). В этом состоянии большого значения пропускания (выходной интенсивности света) система находится при меньших значениях I_0 из-за усиления интенсивности света внутри резонатора при конструктивной интерференции. При плавном уменьшении входной интенсивности света пропускание Фабри–Перо резонатора не уменьшается до первоначально низкого уровня (переход от точки 2 к 3, верхняя часть гистерезисной кривой), так как интенсивность света в резонаторе достаточна, чтобы удерживать значение показателя преломления вещества (оптической длины резонатора) на уровне, при котором пропускание большое. В окрестности точки 3 в результате положительной обратной связи показатель преломления и интенсивность света начинают взаимно ослаблять друг друга и небольшое изменение I_0 приводит к резкому падению пропускания. Три точки пересечения прямой с функцией Эйри (рис. 2, б) являются условием возникновения дисперсионной бистабильности. Ширина гистерезисной петли зависит от параметра F . Если значение F достаточно велико (большой коэффициент отражения зеркал), то ширину гистерезисной петли можно изменять выбором начальной фазы $\phi_0 \equiv \frac{2\pi}{\lambda} n_0 L$ вплоть до получения зависимости интенсивности прошедшего через интерферометр света от входной интенсивности без гистерезиса (рис. 3).

Интерферометр с такой кривой пропускания, аналогичной зависимости тока коллектора от тока базы транзистора, может быть использован как оптический транзистор [1]. Он работает от двух лазерных пучков, мощного и слабого (пробного), сфокусированных на переднем зеркале. Интенсивность мощного пучка I_0^* постоянна и выбирается таким образом, чтобы она находилась вблизи крутого уча-

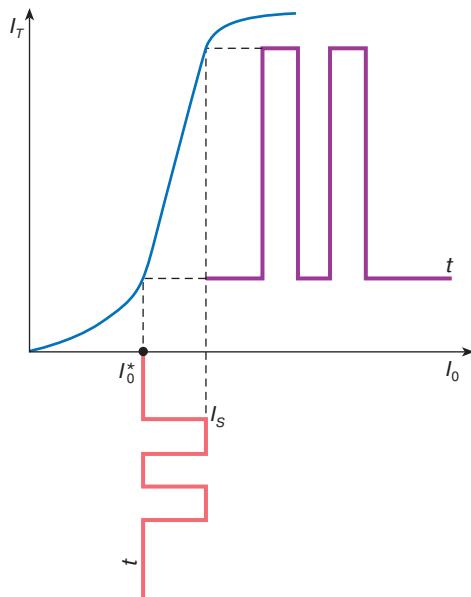


Рис. 3. Режим усиления оптического транзистора (трансфазора), на вход которого для выбора рабочей точки подаются опорный пучок света постоянной интенсивности I_0^* и сигнал I_s . Слабый сигнал I_s усиливается с сохранением его формы

стка пропускания (выбор рабочей точки). При включении пробного пучка (сигнала) совместное действие обоих пучков приводит к резкому увеличению пропускания – к дифференциальному усилиению сигнала. Таким образом осуществляется управление светом с помощью света. Оптический транзистор, в основе действия которого лежит нелинейное изменение показателя преломления и соответственно фазы в системе с обратной связью, называется также трансфазором. Нелинейный эталон Фабри–Перо, в котором сигнал (пробный луч) направлен под углом к мощному опорному лучу, является аналогом электронного транзистора, применяемого для осуществления логических операций (рис. 4).

ТИПЫ ОПТИЧЕСКИХ НЕЛИНЕЙНОСТЕЙ

Световое поле, осциллирующее на частоте ω ($E(x, t) = E_0 \exp[i(\omega t - kx)]$), вызывает поляризацию среды на этой же частоте $P(x, t)$. Частота ω много выше частот колебания решетки. $P(x, t)$ связана с откликом связанных электронов в среде:

$$P(x, t) = -N e(t) = \chi E(x, T),$$

где N – число электронов в единице объема, e – заряд электрона, x – его смещение в световом поле напряженностью E .

Линейная восприимчивость χ – комплексная величина, зависящая от типа среды и частоты ω . Ее действительная часть связана с коэффициентом преломления, а мнимая – с поглощением вещества.

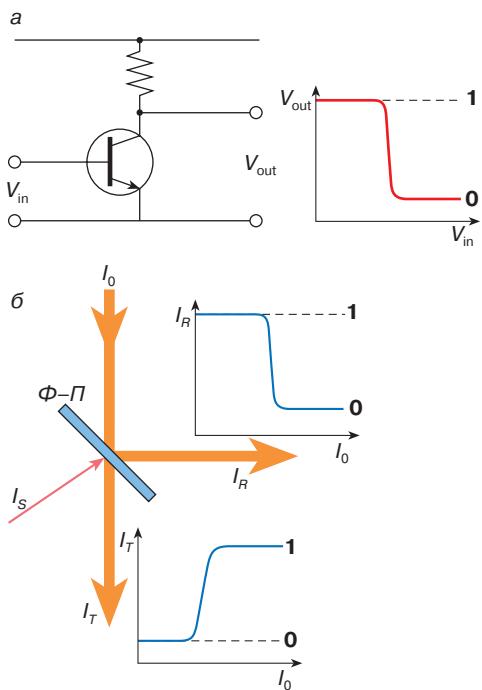


Рис. 4. Схема электронного (а) транзистора и оптического (б) транзистора (транзфазора), используемых в качестве переключателей. **0** и **1** – логический ноль и логическая единица. Φ – Π – резонатор Фабри–Перо, заполненный нелинейной средой. V – напряжение, I_R – интенсивность отраженного света. Остальные обозначения в тексте. Аналогично тому как проводимость транзистора и напряжение на выходе меняются при изменении напряжения на его базе, пропускание и отражение резонатора Фабри–Перо, заполненного нелинейной средой, могут изменяться скачком при подаче светового сигнала интенсивностью I_s на его вход.

Она не зависит от амплитуды (и интенсивности) поля. Таким образом, коэффициенты преломления и поглощения тоже не зависят от амплитуды световой волны, то есть от интенсивности света. Такая ситуация доминирует в большинстве практических случаев, так как электрическое поле световой волны много меньше внутреннего поля атома. Электроны, совершающие гармонические колебания на частоте ω , излучают свет на этой же частоте. В таком случае оптическая среда называется линейной, в ней взаимодействие световых пучков подчиняется принципу суперпозиции. В линейной оптической среде с помощью световых пучков невозможно получить аналог транзистора.

Как было указано выше, полностью оптическую обработку сигналов (усиление, переключение и т.д.) можно осуществить с помощью нелинейных сред. При относительно высоких уровнях возбуждения (прежде всего лазерами) оптические свойства среды зависят от интенсивности света. Световые волны

начинают взаимодействовать со средой и друг с другом. Принцип суперпозиции нарушается. Для получения оптического транзистора нужны нелинейно-оптические среды, работающие на нужных частотах при относительно малых уровнях интенсивности света.

Оптические нелинейности можно разделить на два вида [2]: на безынерционные классические, возникающие в средах без диссипации при высоких уровнях возбуждения лазерами, и на динамические (сильные, резонансные) в средах с поглощением. При взаимодействии интенсивного светового поля с прозрачной нелинейной средой колебания атомного осциллятора (электрона, связанного с атомным остовом) ангармоничны и поляризация становится нелинейной функцией электрического поля. Ее можно представить в виде степенного ряда

$$P = \chi E + \chi^{(2)} E^2 + \chi^{(3)} E^3 + \dots,$$

где $\chi^{(2)}$ и $\chi^{(3)}$ – нелинейные восприимчивости второго и третьего порядков. Можно показать [3], что нелинейная добавка к коэффициенту преломления n' (см. приведенную выше формулу (2)) пропорциональна $\chi^{(3)}$. Даже в средах с центром инверсии, для которых $\chi^{(2)} = 0$ и $\chi^{(3)}$ является наименшим членом в разложении по полю, нелинейные изменения коэффициента преломления настолько малы, что использовать их в оптическом транзисторе бесперспективно – необходимы слишком большие мощности световых пучков. Безусловным достоинством классической нелинейности можно считать ее безынерционность (электрон успевает отслеживать изменение напряженности светового поля). Характерное время релаксации классической нелинейности $10^{-15}–10^{-13}$ с.

Сильная динамическая нелинейность была впервые обнаружена в 1926 году С.И. Вавиловым и В.Л. Левшиным при изучении поглощения света в урановом стекле. С.И. Вавилов первый ввел понятие “нелинейная оптика”. Он писал: “Факт конечной длительности возбужденных состояний при поглощении света имеет непосредственное отношение к вопросу о пределах выполнения линейности законов распространения света в поглощающей среде и к суперпозиции света. Чем большее число молекул находится в возбужденном состоянии, то есть чем больше световая мощность, тем заметнее должна уменьшаться доля поглощаемой энергии, так как возбужденные молекулы до своего возвращения в нормальное состояние перестают абсорбировать свет прежним образом” (Вавилов С.И. Микроструктура света. М.: Изд-во АН СССР, 1950. С. 71). Большое время жизни возбужденного состояния (0,3 мс) уранового стекла позволило осуществить первый эксперимент в области нелинейной оптики задолго до появления лазеров – зарегистрировать в нем нелинейное поглощение при резонансном возбуждении мощной световой искрой. Итак, сильные динамические (инерционные) нелинейности возни-

кают при поглощении света в веществе. При этом коэффициент поглощения среды зависит от интенсивности возбуждающего излучения. Нелинейное изменение коэффициента поглощения, в свою очередь, приводит к нелинейному изменению коэффициента преломления.

СИЛЬНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ НЕЛИНЕЙНОСТИ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ И ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУРАХ ПОНИЖЕННОЙ РАЗМЕРНОСТИ

Особый интерес для создания оптических нелинейных устройств, работающих при невысоких интенсивностях, например при возбуждении полупроводниковыми лазерами, представляют изучаемые в последние годы сильные динамические нелинейности в полупроводниках и полупроводниковых структурах, у которых один, два или все три размера столь малы, что они сравнимы с длиной волны де Броиля электрона в веществе [3]. В полупроводниках и полупроводниковых низкоразмерных структурах сильные нелинейности возникают за счет возбуждения светом электронов, дырок, экситонов и других квазичастиц. При этом оптические свойства среды (прежде всего коэффициент поглощения и преломления) зависят от плотности возбужденных частиц, то есть от мощности светового потока (не полевой эффект!). Время релаксации сильных нелинейностей определяется временем жизни возбужденных квазичастиц. Именно поэтому в отличие от классических эти нелинейности называются динамическими. Как и для классической нелинейности, величину сильной динамической нелинейности характеризуют параметром $\chi^{(3)}$. Однако следует отметить, что для динамических нелинейностей в отличие от безынерционных локальных классических нелинейностей $\chi^{(3)}$ следует воспринимать как некий эффективный параметр и обязательно учитывать время релаксации нелинейности, определяемое как временем рекомбинации возбужденных квазичастиц, так и их диффузией из области возбуждения. Из-за резонансного усиления динамические нелинейности особенно велики в области края поглощения прямозонного полупроводника или низкоразмерной полупроводниковой структуры.

Рассмотрим некоторые физические процессы, приводящие к возникновению сильных оптических нелинейностей, то есть к нелинейному изменению коэффициентов поглощения и преломления от концентрации возбужденных квазичастиц ($\alpha(N)$ и $n(N)$). В полупроводниках с узкой запрещенной зоной при высоких уровнях резонансного межзонного возбуждения наблюдается нелинейное уменьшение поглощения и соответственно нелинейное изменение показателя преломления. Это связано с заполнением состояний дна зоны проводимости возбужденными электронами и их конечным временем жизни в этих состояниях (доминирует динамичес-

кий эффект Бурштейна–Мосса). В широкозонных полупроводниках помимо этого эффекта при больших концентрациях N возбужденных частиц происходит уменьшение (перенормировка) ширины запрещенной зоны, приводящее, наоборот, к нелинейному увеличению поглощения. В результате зависимости $\alpha(N)$ и $n(N)$ определяются соотношением этих эффектов.

Большую роль в формировании сильных нелинейностей в области края поглощения полупроводника играют экситоны (связанные состояния электрона с дыркой). При больших концентрациях экситонов и свободных носителей происходит просветление в области экситонного резонанса. Это связано, во-первых, с тем, что в присутствии большого числа электронов и дырок кулоновское взаимодействие между электроном и дыркой ослабляется (этот эффект называется экранированием). Во-вторых, при большой концентрации экситонов они начинают интенсивно взаимодействовать, разрушая друг друга. Поэтому экситонное поглощение исчезает при концентрации экситонов $N_{\text{ex}} \approx (\pi a_{\text{ex}})^3$, a_{ex} – боровский радиус экситона.

Особый интерес для приложений представляют сильные нелинейности, возникающие при возбуждении большой концентрации экситонов в квазидвумерной полупроводниковой структуре (в квантовой яме или множественных квантовых ямах). В таких структурах из-за размерного квантования увеличивается энергия связи экситонов [4] (ширина квантовой ямы уже, чем диаметр экситона в объемном полупроводнике, что заставляет электрон и дырку находиться ближе друг к другу, увеличивая их взаимодействие). При этом пик экситонного поглощения хорошо выражен даже при комнатной температуре структуры (рис. 5). Так, в образце с квантовыми ямами из GaAs шириной около 10 нм, окруженными барьерами из GaAlAs, максимальное изменение коэффициентов поглощения и преломления достигается при резонансном возбуждении

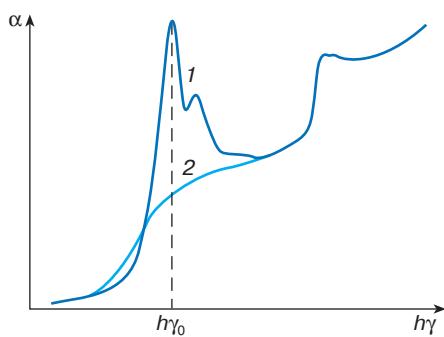


Рис. 5. Спектр поглощения полупроводниковой квантовой ямы при отсутствии возбуждения (1) и при возбуждении экситонов или носителей большой плотности (2). $h\gamma_0$ – энергия экситонного перехода

екситонов с концентрацией $N_{\text{ex}} \geq (\pi a_{\text{ex}})^{-2}$ очень короткими импульсами ($\sim 10^{-13}$ с). Применение столь короткого импульса лазера для возбуждения связано с быстрым распадом экситонов, имеющих энергию связи около 10 мэВ, при комнатной температуре.

ТРЕБОВАНИЯ, ПРЕДЪЯВЛЯЕМЫЕ К ОПТИЧЕСКОМУ ТРАНЗИСТОРУ

К настоящему времени выполнено большое число работ по исследованию явления оптической бистабильности и его использованию для создания оптического транзистора. Однако, несмотря на огромные потенциальные возможности применения света для обработки, хранения и передачи информации, прогресс в области создания чисто оптического переключателя развивается медленно. Это обусловлено трудностями, возникающими при получении необходимых для приложений характеристик устройств, позволяющих управлять светом с помощью света. Перечислим некоторые из них. Необходимо затрачивать минимальную энергию ($\sim 10^{-15}$ Дж) на переключение с высоким контрастом (отношением интенсивности выходного сигнала к входному) и иметь малые тепловые потери, то есть использовать среду с максимальным значением нелинейности. Эти требования особенно актуальны при создании матриц оптических переключателей для параллельной обработки информации. Быстродействие оптического транзистора связано с характерными временами релаксации динамической оптической нелинейности. Для получения стационарного режима работы эти времена должны быть короче длительности возбуждающего импульса света. К сожалению, как правило, чем больше величина динамической нелинейности (нелинейная восприимчивость $\chi^{(3)}$ для динамической нелинейности может превышать значение $\chi^{(3)}$ для классической нелинейности более чем на 10 порядков), тем медленнее происходит ее релаксация. Переключающее устройство, действие которого основано на явлении оптической бистабильности, не обладает хорошей помехозащищенностью, так как оно очень чувстви-

тельно к малым изменениям управляющего сигнала. Вблизи рабочей точки мал диапазон допустимых отклонений входного сигнала.

Для достижения прогресса в области создания систем для управления светом с помощью света, по-видимому, следует искать новые физические явления, пригодные для создания оптических переключателей (например, позволяющие эффективно изменять поляризацию светового луча). Продолжается поиск новых сред, обладающих большими и в то же время быстрыми нелинейностями. В ближайшие годы в качестве эффективных оптических переключателей, по-видимому, будут созданы оптоэлектронные системы, содержащие разнородные по физическим принципам работы элементы системы. Именно комплексность может обеспечить оптоэлектронному устройству свойства, выгодно отличающие его от чисто электронного и чисто оптического.

ЛИТЕРАТУРА

1. Abraham E., Seaton C., Smith D. The Optical Computer // Sci. Amer. 1983. Vol. 248 (рус. пер. Современный компьютер. М.: Мир, 1986).
2. Квантовая электроника: Маленькая энциклопедия. М.: Сов. энциклопедия, 1969.
3. Демиховский В.Я. Квантовые ямы, нити, точки: Что это такое? // Соросовский Образовательный Журнал. 1997. № 5. С. 80–86.
4. Беляевский В.И. Экситоны в низкоразмерных системах // Там же. С. 93–99.

* * *

Владимир Самсонович Днепровский, доктор физико-математических наук, профессор, зав. кафедрой физики полупроводников физического факультета МГУ. Область научных интересов – физика полупроводников и полупроводниковых структур пониженной размерности, нелинейная оптика, лазерная спектроскопия. Автор более 200 научных публикаций.