

ОПТИЧЕСКАЯ МУЛЬТИСТАБИЛЬНОСТЬ И УДВОЕНИЕ ЧАСТОТЫ МОДУЛЯЦИИ ОПТИЧЕСКОГО СИГНАЛА В ТРЕХЗЕРКАЛЬНОЙ СИСТЕМЕ СВЯЗАННЫХ РЕЗОНАТОРОВ

А. Л. Великович, Г. П. Голубев, В. П. Голубченко, Д. Г. Лучинский

В последние годы оптические бистабильные [1] и мультистабильные [2, 3] устройства рассматриваются в качестве перспективной элементной базы чисто оптических средств переработки информации и вычислительных устройств. В этой связи представляют интерес вопросы, связанные с соединением, взаимодействием и интеграцией таких элементов. Использование связанных систем нелинейных резонаторов позволяет существенно расширить функциональные возможности подобных устройств [4-6]. В частности, о наблюдении новых видов стационарных гистерезисных характеристик вход-выход в нелинейной трехзеркальной системе (ТЗС) с дополнительной обратной связью мы сообщали ранее [6].

В настоящей работе сообщается о динамическом поведении ТЗС, удвоении частоты модуляции оптического сигнала и о наблюдении большого числа устойчивых и мультистабильных состояний с субмилливаттным порогом первого переключения в ТЗС данного типа. Снижение порога первого переключения и увеличение числа устойчивых состояний по сравнению с [6] обусловлены увеличением добротности ТЗС.

Изготовленные для настоящей работы ТЗС (вставка на рис. 1, а) состоят из тонкой пленки слоистого полупроводникового кристалла ϵ -GaSe толщиной $l \sim 1$ мкм (резонатор 1), закрепленной на диафрагме толщиной ~ 10 мкм с отверстием диаметром $D \sim 1$ мм. За диафрагмой установлено плоское диэлектрическое зеркало; воздушный промежуток между зеркалом и кристал-

лом образует резонатор 2. Фаза резонатора 2 изменяется вследствие прогиба пленки, вызванного ее тепловым расширением под действием лазерного излучения, на величину $\Delta h \sim 0.6(dD \alpha_1 \Delta T)^{1/2}$, где α_1 — коэффициент теплового расширения GaSe, ΔT — величина нагрева кристалла. В резонаторе с достаточно высокой добротностью первое переключение ($\Delta h \approx \lambda/2$) можно наблюдать при нагреве $\Delta T \lesssim 1$ К. Таким образом, рассматриваемый термо-

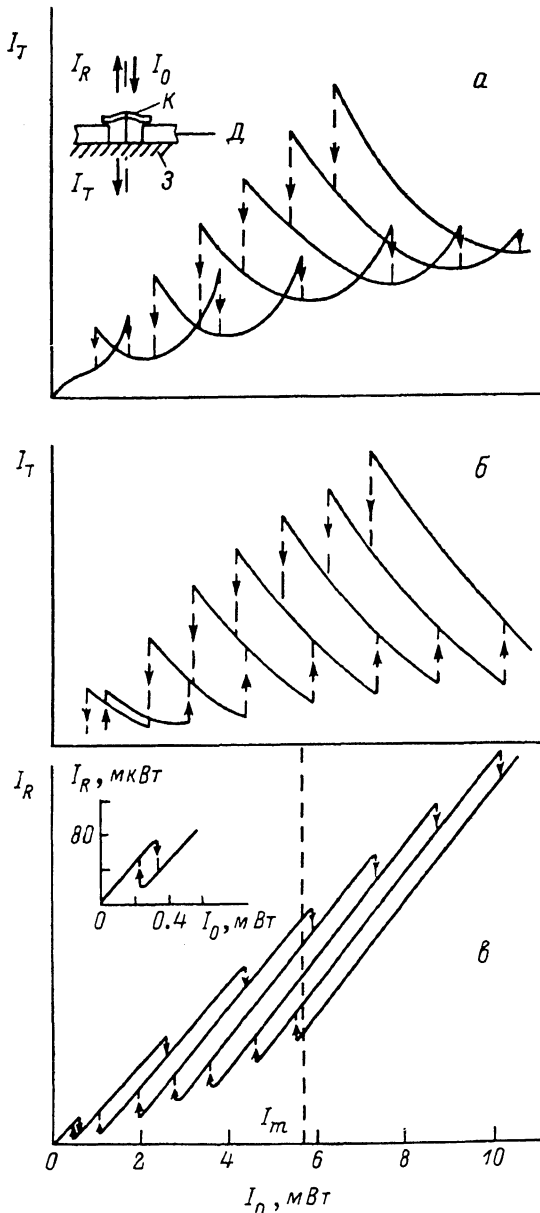


Рис. 1. Статические гистерезисные характеристики двух образцов ТЗС (по вертикали — произв. ед.).

а: длина волны возбуждения $\lambda = \lambda_1$, $\Phi_0 \sim \pi/2$, $R \approx 80\%$. На вставке — схема ТЗС, в которой диафрагма D отделяет кристалл K (резонатор 1) от зеркала Z ; б: тот же образец, $\lambda = \lambda_2$, $\Phi_0 \sim \pi$; в: высокодобротный образец, $\lambda = \lambda_1$, $\Phi_0 \sim \pi/2$, $R \approx 95\%$. На вставке — низкоэнергетическая оптическая бистабильность (в увеличенном масштабе показана первая гистерезисная петля в субмилливаттном диапазоне).

лом образует резонатор 2. Фаза резонатора 2 изменяется вследствие прогиба пленки, вызванного ее тепловым расширением под действием лазерного излучения, на величину $\Delta h \sim 0.6(dD \alpha_1 \Delta T)^{1/2}$, где α_1 — коэффициент теплового расширения GaSe, ΔT — величина нагрева кристалла. В резонаторе с достаточно высокой добротностью первое переключение ($\Delta h \approx \lambda/2$) можно наблюдать при нагреве $\Delta T \lesssim 1$ К. Таким образом, рассматриваемый термо-

упругий механизм нелинейного сдвига фазы является, по-видимому, наиболее эффективным среди тепловых механизмов оптической бистабильности в тонкопленочных нелинейных интерферометрах Фабри—Перо. Следует отметить, что в условиях нашего эксперимента ($\Delta T \lesssim 20$ K) изменением фазовой настройки самого кристалла можно пренебречь (см. [7]).

В эксперименте оптическое возбуждение образцов осуществлялось излучением аргонового лазера на длинах волн $\lambda_1 = 514.5$ и $\lambda_2 = 488.0$ нм глубоко в зону проводимости кристалла (коэффициент поглощения света в кристалле $\alpha \approx 2000$ см⁻¹). Излучение фокусировалось на поверхности кристалла в пятно диаметром $d \sim 50$ мкм. При изготовлении ТЗС использовались диэлектрические зеркала с коэффициентом отражения R от 75 до 95 %. Для изучения динамических характеристик ТЗС непрерывное излучение лазера преобразовывалось электрооптическим модулятором в последовательность световых импульсов, частота повторения и форма которых задавались генератором сигналов специальной формы. В динамическом режиме работы световые импульсы до и после прохождения через ТЗС регистрировались двухлучевым осциллографом С1-92. В стационарном режиме зависимость мощности прошедшего (или отраженного) света от мощности накачки записывалась двухкоординатным самописцем.

Проведенное в [8] сравнение статических гистерезисных характеристик пропускания различных образцов ТЗС при возбуждении на длине волны λ_1 показало, что форма таких характеристик определяется начальной фазовой настройкой $\Phi_0 = -2\pi\{n_0 l / \lambda_1\}$ кристалла (резонатор 1; { } — дробная часть). Здесь этот результат подтверждается сравнением характеристик одного и того же образца, возбуждаемого на длинах волн λ_1 и λ_2 . На рис. 1, а, б показаны экспериментальные статические характеристики образца ТЗС с кристаллом толщиной $l \approx 2$ мкм, для которого изменение длины волны возбуждения на $\lambda_2 - \lambda_1 = -26.5$ нм соответствует изменению Φ_0 на $\sim +\pi/2$. Статическая характеристика отражения другого образца показана на рис. 1, в. В диапазоне I_0 от 0.3 до 10 мВт (что соответствует нагреву кристалла $\Delta T \lesssim 15$ K) наблюдается 8 устойчивых состояний пропускания и отражения. Вблизи $I_0 = I_m$ зарегистрировано пять устойчивых состояний пропускания и отражения при фиксированном входном сигнале. Увеличивая мощность возбуждения до порога разрушения кристалла, можно наблюдать до 15 последовательных переключений.

Порог первого переключения ≤ 0.4 мВт/см² (вставка на рис. 1, в). Отметим, что субмилливаттный порог переключения и большое число мультистабильных состояний в тонкопленочном нелинейном элементе, работающем при комнатной температуре, наблюдается впервые.

На рис. 2 представлены расчетная (а) и экспериментальная (б) гистерезисные характеристики пропускания ТЗС в динамическом режиме для образца с $\Phi_0 \sim 3\pi/2$ и $R \sim 75\%$, возбуждаемого импульсами треугольной формы (длительность по основанию ~ 6 мс). Измеренные времена переключения ТЗС между устойчивыми состояниями порядка 10—20 мкс. Динамическое поведение ТЗС достаточно хорошо описывается обычным дебаевским уравнением релаксации фазы [8] без учета поперечной диффузии тепла в тонкой пленке кристалла GaSe. Как видно из рис. 2, расчет дает удовлетворительное согласие с экспериментом, несмотря на упрощающие предположения.

Как уже указывалось в [8], введение в ТЗС дополнительной обратной связи позволяет получать новые виды гистерезисных кривых пропускания с регулируемыми в зависимости от Φ_0 параметрами (числом устойчивых ветвей, их наклоном, направлением переключения

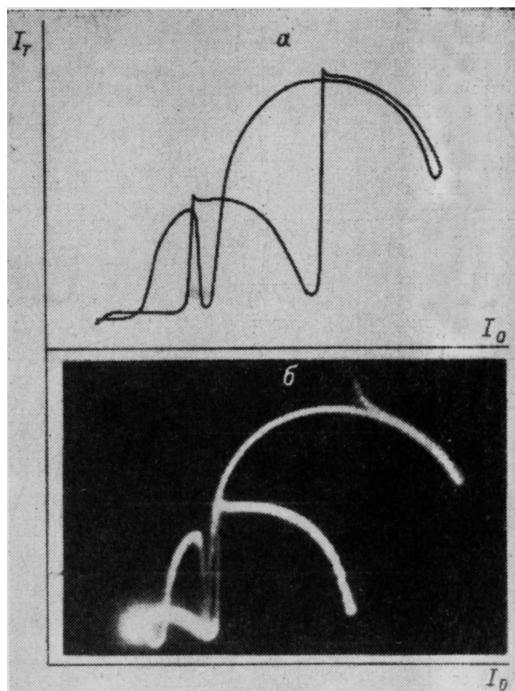


Рис. 2. Динамические гистерезисные зависимости прошедшей мощности излучения I_T от падающей I_0 для $\lambda = \lambda_1$ и $\Phi_0 = 3\pi/2$; $R \approx 75\%$.

По горизонтали — 0.9, по вертикали — 0.14 мВт/дел.

между ними), что расширяет функциональные возможности нелинейного преобразования мощности излучения в оптических мультистабильных устройствах. Например, наличие гистерезисных кривых пропускания с пересечением устойчивых ветвей, имеющих противоположные знаки наклона к оси I_0 (рис. 1, *a*), позволяет осуществить на основе ТЗС светууправляемый инвертор фазы модуляции оптического сигнала. Интересным примером расширения функциональных возможностей является удвоение частоты модуляции оптического сигнала на немонотонной устойчивой ветви пропускания, имеющей вблизи максимума форму, близ-

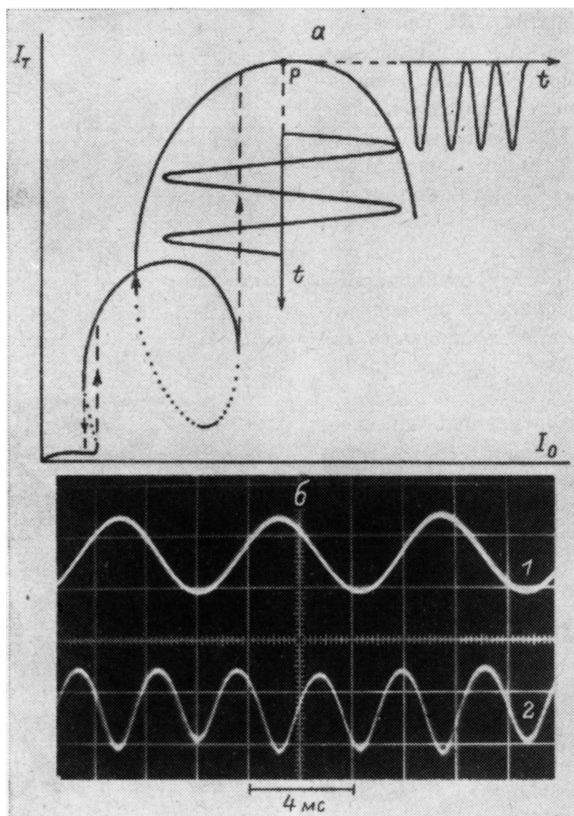


Рис. 3. Удвоение частоты модуляции оптического сигнала.

a — схема работы устройства. *P* — рабочая точка; *b* — осциллограммы входного (1) и выходного (2) сигналов.

кую к параболической. На рис. 3 представлены расчетные кривые (*a*), поясняющие принципы удвоения частоты модуляции в ТЗС, осциллограммы (*b*), демонстрирующие осуществленное в эксперименте удвоение частоты модуляции оптического сигнала в ТЗС, соответствующее гистерезисной кривой рис. 2, *b*. Рабочая точка выбиралась вблизи максимума третьей устойчивой ветви пропускания. Частота входного сигнала 160 Гц. Данное устройство позволяет практически без искажений удваивать частоту модуляции в диапазоне частот входного сигнала от 0 до 1 кГц.

Важным в прикладном отношении является автоколебательный режим, возникающий в нелинейных оптических системах при фиксированном входном сигнале (см., например, [9]). Результаты предварительных экспериментов показывают, что такой режим также может быть осуществлен в рассматриваемой ТЗС. Для описания такого режима, по-видимому, необходим учет поперечной диффузии тепла, однако подробное обсуждение этих вопросов выходит за рамки настоящей работы.

Авторы выражают глубокую благодарность З. Д. Ковалюку за предоставленные образцы высококачественных кристаллов, И. Х. Кауфману за полезное обсуждение.

- [1] *Smith S. D.* Appl. Optics, 1986, v. 25, N 10, p. 1550—1564.
 [2] *Jäger D., Forsmann F., Wedding B.* IEEE J. Quant. Electr., 1985, v. QE-21, N 9, p. 1453—1457.
 [3] *Голук Л. Л., Григорьянц А. В., Елинсон М. И., Балкарей Ю. И.* Квант. электр., 1981, т. 8, № 9, с. 2058—2061.
 [4] *Orenstein M., Speiser S., Katriel J.* IEEE J. Quant. Electr., 1985, v. QE-21, N 9, p. 1513—1522.
 [5] *Satchell J. S., Parriger C., Sandle W. J.* Optics Comm., 1983, v. 45, N 3, p. 230—235.
 [6] *Великович А. Л., Голубев Г. П., Кауфман И. Х., Лучинский Д. Г.* Письма в ЖТФ, 1987, т. 13, № 3, с. 161—166.
 [7] *Голубев Г. П., Кауфман И. Х., Лучинский Д. Г.* Опт. и спектр., 1987, т. 62, № 4, с. 721—724.
 [8] *Великович А. Л., Голубев Г. П., Лучинский Д. Г.* Письма в ЖТФ, 1986, т. 12, № 14, с. 879—885.
 [9] *Mackenzie M. A., Reid J. J., Al-Attar H. A., Abraham E.* Optics Comm., 1986, v. 60, N 3, p. 181—186.

Всесоюзный научно-исследовательский
 институт метрологической службы
 Москва

Поступило в Редакцию
 25 июня 1987 г.

УДК 537.311.33

Журнал технической физики, т. 58, в. 9, 1988

ЭЛЕКТРОННАЯ СТРУКТУРА И ДИФФУЗИЯ ПРИМЕСЕЙ ПО ДИСЛОКАЦИЯМ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

М. И. Молоцкий

1. Диффузия примесей по дислокациям может существенно превышать объемную даже при сравнительно низкой плотности дислокаций [1]. Поэтому изучение механизмов дислокационной диффузии и поиски возможных путей управления ею представляют интерес для создания методов контролируемого легирования полупроводников. Существующие теории диффузии примесей по дислокациям (см., например, [1, 2] и приведенные там ссылки) не учитывают изменения электронной структуры примесей при переходе из объема кристалла на дислокацию, хотя, как показывают расчеты [3], такое изменение может быть очень сильным. Поскольку радиус ускоренной диффузии на дислокациях в полупроводниках (десятки ангстрем) близок к радиусу связанного состояния кулоновского центра, то дислокации должны оказывать заметное влияние на электронную структуру диффундирующих частиц. В настоящей работе изучена роль этого влияния на диффузию примесей.

В существующих теориях диффузии по дислокациям роль дислокации сводится к образованию области с повышенной концентрацией вакансий. Вакансии ускоряют диффузию примесей замещения. Такое влияние дислокаций является косвенным. Мы рассмотрим другой случай, когда роль дислокаций проявляется в прямом влиянии на электронную структуру примесей. Это возможно, например, при диффузии междоузельных атомов. Такие атомы притягиваются к области недостающей полуплоскости, в которой плотность вакансий меньше, чем в объеме. Поэтому ускорение диффузии по вакансионному механизму невозможно. Ускорение диффузии может быть обусловлено уменьшением ее энергии активации при растяжении решетки.

В дальнейшем мы будем рассматривать диффузию атомов щелочных металлов, которые создают только мелкие донорные уровни в объеме ковалентных полупроводников. При комнатной температуре примеси в объеме полностью ионизованы, и поэтому они диффундируют в виде ионов. На линии дислокации энергия связи электрона с кулоновским центром резко возрастает [3]. Примесный центр на дислокации может находиться в трех зарядовых состояниях: нейтральном, положительном и отрицательном. В полупроводниках *n*-типа, в которых линия дислокации имеет избыточный отрицательный заряд, отрицательный ион сильно отталкивается от дислокации, и поэтому плотность таких ионов в области ускоренной диффузии невелика. Положительные ионы образуют прочную донорно-акцепторную связь с оборванными орбиталями ядра дислокации, захватившими дополнительный электрон, и не участвуют в ми-