

УДК 621.315.592.535.1

© 1990

## КОНКУРИРУЮЩИЕ ОПТИЧЕСКИЕ НЕЛИНЕЙНОСТИ В БИСТАБИЛЬНОМ ПОЛУПРОВОДНИКОВОМ ИНТЕРФЕРОМЕТРЕ: ИЗМЕРЕНИЕ И ВЛИЯНИЕ НА ВЫХОДНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

А. В. Григорьянц, И. Н. Дюжиков

Предложена и экспериментально реализована методика измерения конкурирующих концентрационного и теплового вкладов в показатель преломления и температурной зависимости коэффициента поглощения полупроводникового интерферометра. Приводятся результаты измерения нелинейностей в интерферометре из InSb, возбуждаемом излучением СО-лазера. Экспериментально продемонстрировано влияние конкуренции нелинейностей на выходные характеристики бистабильного интерферометра в различных условиях.

В последнее время большое внимание уделяется изучению явления оптической бистабильности (ОБ) в полупроводниках [1, 2], которое может быть положено в основу работы различных элементов оптических вычислительных систем [2, 3]. С прикладной точки зрения наибольший интерес вызывают полупроводники с малонерционной нелинейностью показателя преломления  $n$ , как правило, связанной с фотогенерацией носителей тока в области края запрещенной зоны материала [1, 2]. Высокие интенсивности входного излучения  $I_0$ , необходимые для получения ОБ (в различных полупроводниках  $I_0 = 10 - 10^6$  Вт/см<sup>2</sup>), и значительное поглощение в материале могут приводить к нагреву ОБ-элемента и проявлению тепловой нелинейности в преломлении и поглощении, мешающей его работе. В прямозонных полупроводниках, таких как InSb, GaAs, InAs и других наиболее широко используемых при исследовании ОБ, концентрационный и тепловой вклады в  $n$  имеют разный знак [4], т. е. конкурируют между собой. Такая конкуренция нелинейностей с различными характерными временами может приводить к новым физическим явлениям — автоколебаниям оптических характеристик ОБ-элемента [5-10], генерации одиночных импульсов света [7-9], существованию особых типов однородных устойчивых состояний [10] и различных самоподдерживающихся пространственных структур [7, 9].

Для экспериментальной реализации перечисленных явлений и их изучения, а также для выбора оптимального режима работы ОБ-элемента необходимо знание величин изменения оптических констант, обусловленных каждым из механизмов нелинейности. Величина тепловой нелинейности зависит от трудновоспроизводимых условий теплоотвода от образца. Поэтому желательно иметь возможность измерения нелинейностей непосредственно в ОБ-объектах в тех экспериментальных условиях, в которых будут проводиться дальнейшие исследования либо будет функционировать ОБ-элемент. Для измерения нелинейной рефракции обычно используется метод, основанный на регистрации изменения профиля лазерного пучка, прошедшего через образец [11-13]. При непрерывном возбуждении этот метод позволяет измерить лишь полное изменение  $n$  без разделения вкладов от различных механизмов. Кроме того, при его использовании

желательно просветление полупроводниковой пластинки, устраняющее интерференционные эффекты [11, 12].

В настоящей работе предложена и экспериментально реализована простая методика, позволяющая одновременно измерять вклады в  $n$  от обоих механизмов и температурную зависимость коэффициента поглощения непосредственно в тех экспериментальных условиях, в которых предполагается исследовать влияние конкуренции нелинейностей на процессы в бистабильном интерферометре.

Общий принцип определения нелинейности  $n$  близок к [14], где измерения в GaAs проводились по спектральному сдвигу пика пропускания интерферометра, наблюдаемому по фотолюминесценции материала при различных уровнях возбуждения. В основу предлагаемой методики положена регистрация температурных зависимостей пропускания интерферометра и их сдвига при различных входных интенсивностях. В работе также приводятся результаты экспериментального наблюдения влияния конкуренции нелинейности на характеристики бистабильного интерферометра из InSb в различных условиях.

## 1. Обоснование метода измерения нелинейностей

Рассматривается полупроводниковый интерферометр Фабри—Перо, возбуждаемый лазерным излучением с длиной волны  $\lambda$  вблизи края собственного поглощения полупроводника. Считаем, что определяющие вклады в изменение  $n$  полупроводника вносят фотогенерация свободных носителей и разогрев решетки

$$n = n_0 + \sigma N + \gamma T, \quad (1)$$

где  $n_0$  — значение показателя преломления при температуре  $T=0$  К и  $I_0=0$ ;  $N$  — концентрация фотовозбужденных носителей;  $\sigma$ ,  $\gamma$  — коэффициенты, характеризующие соответственно концентрационный и тепловой механизмы нелинейности.

Интенсивность прошедшего через интерферометр излучения  $I_T$  находится по стандартному выражению [15]

$$I_T = I_0 (1 - R)^2 e^{-\alpha l} / [1 - 2Re^{-\alpha l} \cos(4\pi l n / \lambda) + R^2 e^{-2\alpha l}], \quad (2)$$

где  $l$  — толщина интерферометра,  $R$  — коэффициент отражения зеркал,  $\alpha$  — коэффициент поглощения полупроводника. Как следует из (1), (2),  $I_T^{\#}$  осциллирует с изменением  $T$ , причем амплитуда осцилляций может изменяться благодаря температурной зависимости  $\alpha$ . При малой  $I_0$  нелинейные эффекты выражены слабо, концентрация носителей близка к равновесной, а температура полупроводника определяется только температурой окружающей среды  $T_0 \simeq T$ . В этом случае по периоду осцилляций  $\Delta T$  легко определяется модуль  $\gamma$

$$|\gamma| = \lambda / 2l \Delta T. \quad (3)$$

Знак  $\gamma$  определяется характером зависимости  $\alpha(T)$ : возрастающая зависимость  $\alpha(T)$  соответствует  $\gamma > 0$ , а убывающая  $\gamma < 0$  (вследствие соотношения Крамерса—Кронига). Зависимость  $\alpha(T)$  в области края запрещенной зоны может быть аппроксимирована выражением  $\alpha(T) = \alpha(T_0) \exp((T - T_0)/\Theta)$  [16]. В случае, когда период осцилляций  $\Delta T$  мал по сравнению с коэффициентом  $\Theta$ , можно считать, что положение экстремумов функции (2) определяется только осциллирующим членом в знаменателе. Тогда отношение  $I_T$  в максимуме  $I_T^{\max}$  и минимуме  $I_T^{\min}$  пропускания запишется как

$$I_T^{\max} / I_T^{\min} = (1 + 2Re^{-\alpha l} + R^2 e^{-2\alpha l}) / (1 - 2Re^{-\alpha l} + R^2 e^{-2\alpha l}). \quad (4)$$

Из (4) находим

$$\alpha = -\frac{1}{l} \ln \left[ \frac{\sqrt{I_T^{\max}/I_T^{\min}} - 1}{R(1 + \sqrt{I_T^{\max}/I_T^{\min}})} \right]. \quad (5)$$

Таким образом, кривая  $I_T(T)$  может быть использована для определения зависимости  $\alpha(T)$ .

С ростом  $I_0$  становятся существенными фотогенерация носителей тока и разогрев полупроводника вследствие их рекомбинации. Теперь температура полупроводника  $T$  превышает окружающую температуру  $T_0$  на некоторую величину, зависящую от условий теплоотвода. Появление нелинейных добавок к  $n$  приведет к тому, что положение экстремума на кривой  $I_T(T)$ , соответствующего порядку интерференции  $m$ , сдвинется по оси  $T$ . Направление и величина сдвига зависят от соотношения знаков и абсолютных величин соответствующих вкладов в  $n$ . В интересующем нас случае конкурирующих нелинейностей, когда  $\sigma$  и  $\gamma$  имеют разный знак, направление сдвига экстремума указывает на преобладание в эксперименте того или иного механизма нелинейности.

Условие интерференционного максимума пропускания порядка  $m$  имеет вид  $n = m\lambda/2l$  или с учетом (1)

$$n_0 + \gamma T + \sigma N = m\lambda/2l. \quad (6)$$

В соответствии с моделью, развитой в [7-10], при однородном освещении образца стационарные значения  $N$  и  $T$  определяются следующими выражениями:

$$N = I_{in} \frac{\alpha \tau \tau_T}{\hbar \nu}, \quad T = T_0 + \frac{\hbar \nu \tau_T}{c \rho} N = T_0 + I_{in} \frac{\alpha \tau \tau_T}{c \rho}, \quad (7), (8)$$

где  $\hbar \nu$  — энергия кванта излучения;  $\eta$  — квантовый выход;  $\tau$ ,  $\tau_T$  — время жизни носителей и характерное тепловое время;  $c$ ,  $\rho$  — удельная теплоемкость и плотность полупроводника;  $I_{in}$  — интенсивность излучения внутри интерферометра, усредненная по  $l$

$$I_{in} = \frac{I_0(1-R)(1-e^{-\alpha l})(1+Re^{-\alpha l})}{[1 - 2Re^{-\alpha l} \cos 4\pi l n/\lambda + R^2 e^{-2\alpha l}] \alpha l}. \quad (9)$$

Подставляя в условие (6) соотношения (7), (8) и (9), взятое в точке максимума, после несложных преобразований получим зависимость температуры  $T_0^m$ , соответствующей максимуму порядка  $m$ , от входной интенсивности  $I_0$

$$T_0^m = -\frac{I_0(1-R)(1-e^{-\alpha l})(1+Re^{-\alpha l})}{(1-2Re^{-\alpha l} + R^2 e^{-2\alpha l}) l \gamma} \left( \frac{\sigma \tau \tau_T}{\hbar \nu} + \frac{\gamma \tau \tau_T}{c \rho} \right) - \frac{n_0}{\gamma} + \frac{m\lambda}{2l\gamma}. \quad (10)$$

В области изменения  $I_0$ , соответствующей не слишком большим изменениям  $T$ , можно считать коэффициенты, входящие в (10), не зависящими от  $T$  и, следовательно, от  $I_0$ . Таким образом, с точностью до постоянства коэффициентов положение максимума на оси  $T_0$  линейно зависит от  $I_0$ . Угол наклона этой зависимости дает величину  $\sigma$

$$-\sigma = \left( \frac{dT_0^m}{dI_0} \right) \frac{\gamma \hbar \nu l (1 - 2Re^{-\alpha l} + R^2 e^{-2\alpha l})}{\tau \eta (1 - R) (1 - e^{-\alpha l}) (1 + Re^{-\alpha l})} + \frac{\gamma \tau \tau_T \hbar \nu}{c \rho}. \quad (11)$$

Используя соотношения (7)–(8), выражение (1) для  $n$  можно переписать в терминах кубической нелинейности  $n = n_0 + n_2^N I_{in} + n_2^T I_{in}$ , где

$$n_2^N = \sigma \alpha \tau \eta / \hbar \nu, \quad n_2^T = \gamma \alpha \tau \tau_T \eta / c \rho. \quad (12), (13)$$

Подставив (11) в (12), с учетом (13) получим

$$-n_2^N = \left( \frac{dT_0^m}{dI_0} \right) \frac{\gamma \alpha l (1 - 2Re^{-\alpha l} + R^2 e^{-2\alpha l})}{(1 - R) (1 - e^{-\alpha l}) (1 + Re^{-\alpha l})} + n_2^T. \quad (14)$$

Таким образом, зная зависимость  $I_T(I_0)$  при нескольких  $I_0$ , можно определить зависимость  $\alpha(T)$  и нелинейные коэффициенты  $\gamma$ ,  $\sigma$  и  $n_2^T$ ,  $n_2^N$ .

Дополнив методику абсолютными измерениями  $I_0$ ,  $I_T$  и интенсивности отраженного света  $I_R$ , можно исключить значение  $\alpha$  из выражения (11), преобразовав его к виду

$$-\sigma = \left( \frac{dT_0^m}{dI_A} \right) \frac{\gamma h \nu l}{\tau \eta} + \frac{\gamma h \nu \tau_T}{\tau_{cp}}, \quad (15)$$

где интенсивность поглощенного излучения  $I_A$  находится непосредственно из измерений как  $I_A = I_0 - I_R - I_T$ .

## 2. Измерение нелинейностей в InSb

В качестве объекта исследования был выбран интерферометр из InSb ( $N_A - N_D \approx 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ), возбуждаемый получением СО-лазера с длиной волны  $\lambda = 5.6 \text{ мкм}$ , лежащей ниже края запрещенной зоны InSb при

$T \approx 80 \text{ К}$ . К настоящему времени в этой области спектра в InSb подробно исследована ОБ, вызываемая концентрационной нелинейностью  $n$  [17], исследовалось влияние тепловых эффектов на включение и выключение концентрационной ОБ [16], зарегистрированы автоколебания, вызываемые конкуренцией двух механизмов нелинейности [6]. В работах [11, 12, 17] приводятся данные по измерению коэффициентов нелинейности  $\sigma$ ,  $\gamma$  и  $n_2$ , что позволяет провести сравнение наших результатов с результатами, полученными другим методикам.

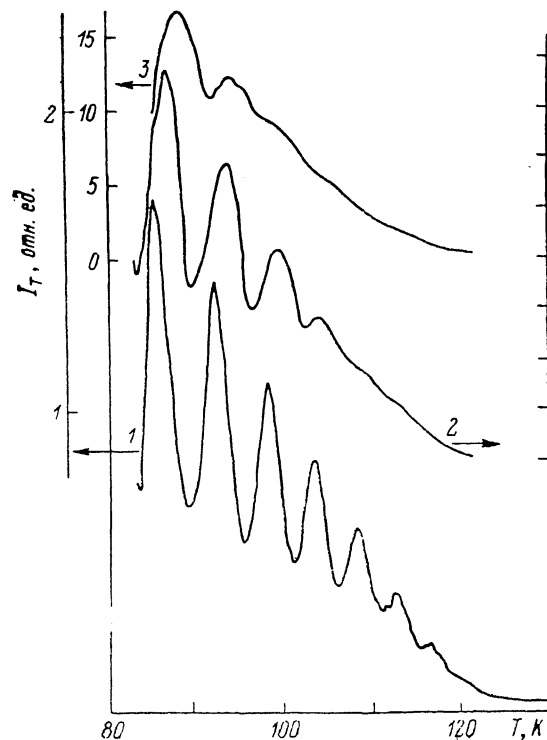


Рис. 1. Температурные зависимости пропускания InSb-интерферометра  $I_T(T)$ , полученные при различных интенсивностях входного излучения.

$I_0$ : 1 — 2,9, 2 — 14,5, 3 — 35 Вт/см<sup>2</sup>.

Образец в виде плоскопараллельной полированной пластинки размером  $5 \times 5 \text{ мм}$  и толщиной  $l = 525 \text{ мкм}$  помещался в оптический криостат, позволяющий регулировать температуру образца от комнатной до  $T \approx 80 \text{ К}$ . Пластика прижималась к медному хладопроводу, имеющему отверстие  $\varnothing = 3 \text{ мм}$  для прохождения излучения. Лазерный пучок фокусировался на образец в пятно диаметром  $\sim 400 \text{ мкм}$ , расположенное в центре отверстия хладопровода. В процессе охлаждения образца до  $T \approx 80 \text{ К}$  с помощью фотоспротивления Ge : Au регистрировалась интенсивность прошедшего излучения  $I_T$ . Температура образца фиксировалась с помощью термопары, расположенной на краю отверстия. При этом измеряемая температура соответствовала температуре кристаллодержателя  $T_0$ .

Зависимости  $I_T(T_0)$ , полученные при различных значениях  $I_0$ , представлены на рис. 1. На рис. 2 показана температурная зависимость  $\gamma$ , рассчитанная в соответствии с (3) по кривым  $I_T(T)$ . В качестве  $T$ , соот-

ветствующей данному значению  $\gamma$ , на рис. 2 взята средняя температура между соседними максимумами. Ошибка в измерении  $\gamma$  ( $\sim 10^{-5} \text{ K}^{-1}$ ) определяется точностью измерения  $T$ , которая составляла 0.1 К. При изменении  $T$  от 86 до 114 К величина  $\gamma$  меняется от  $7 \cdot 10^{-4}$  до  $1.8 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ , что согласуется с данными, приводимыми в [16].

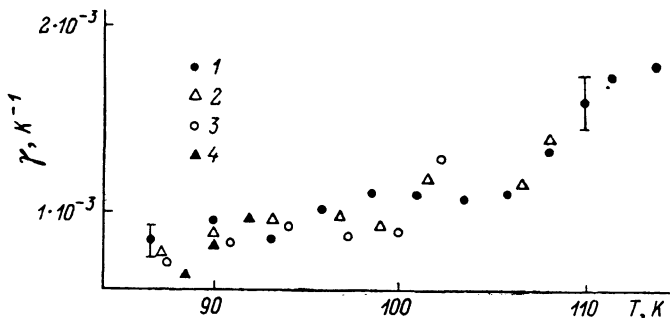


Рис. 2. Температурная зависимость термооптического коэффициента  $\gamma$ , рассчитанная по кривым на рис. 1.

$$I_0 = 2.9 \text{ (1)}, 5.8 \text{ (2)}, 14.5 \text{ (3)}, 35 \text{ Вт/см}^2 \text{ (4)}.$$

На рис. 3 представлена зависимость  $\alpha(T)$ , полученная, согласно (5), по кривой  $I$  на рис. 1, снятой при наименьшей  $I_0$  (в качестве  $I_T^{\text{min}}$  в (5) подставлялось значение, взятое по огибающей минимумов при  $T$ , соответствующей максимуму  $I_T$ ).

Амплитуда осцилляций  $I_T(T_0)$  при одних и тех же  $T_0$  уменьшается с ростом  $I_0$ . Уменьшение амплитуды может быть связано с ростом  $\alpha$ , обусловленным большим нагревом освещенной области образца при больших  $I_0$ . Однако расчет с использованием полученной зависимости  $\alpha(T)$  показывает, что для наблюдаемого изменения отношения  $I_T^{\text{max}}/I_T^{\text{min}}$  требуется значительно больший нагрев по сравнению с достижимым в наших условиях. Изменение амплитуды может вызываться также следующими причинами. При возбуждении интерферометра неоднородным с фокусированным пучком профиль  $n$  с точностью до диффузионного расплывания величин  $N$  и  $T$  повторяет профиль пучка. При этом резонансный член в (2) является функцией поперечной координаты. Увеличение  $I_0$  при заданном радиусе пучка приводит к усилению степени неоднородности  $n$  и соответственно большей неоднородности в резонансных условиях. В результате амплитуда осцилляций интегрального по сечению пучка пропускания интерферометра  $I_T$  может уменьшаться с ростом  $I_0$ . Для уменьшения ошибки при определении  $\alpha$  по формуле (5), полученной в приближении плоской волны, следует использовать в эксперименте возможно меньшие  $I_0$ , при которых нелинейные эффекты выражены слабо и профиль  $n$  близок к однородному. Ошибка в измерении  $\alpha$ , связанная с исключением влияния зависимости  $\alpha(T)$  на положение экстремума функции (2), оценивалась нами численно с помощью аппроксимации, принятой для InSb в [16]  $\alpha(T) = \alpha(T_0) \exp((T - T_0)/17.4)$ , и изменялась для образца с  $l = 525$  мкм от долей процента при 80 К до 5 % при 110 К.

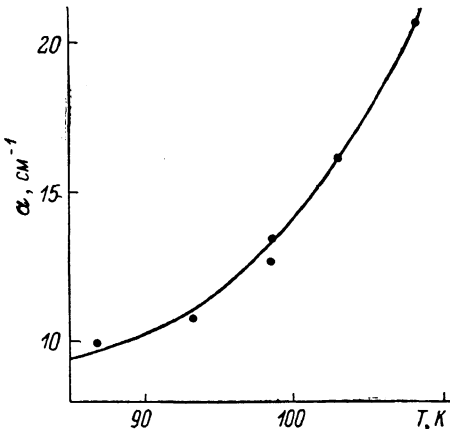


Рис. 3. Температурная зависимость коэффициента поглощения  $\alpha$ , рассчитанная в соответствии с (5) по кривой  $I$  на рис. 1.

Экстраполяция полученной зависимости  $\alpha(T)$  к  $T=77$  К дает  $\alpha \approx 6 \text{ см}^{-1}$ , что примерно в два раза превышает значение, полученное в [12]. Расхождение может быть связано с тем, что в [12] исключалось поглощение поверхностным слоем, нарушенным при полировке. Наши результаты согласуются с данными работы [18], полученными при  $T=93$  К.

Как видно из рис. 1, при увеличении  $I_0$  наблюдается сдвиг максимумов на кривой  $I_T(T_0)$  в сторону больших  $T_0$ . Такое направление сдвига свидетельствует о преобладании концентрационного вклада в  $n$ , противоположного по знаку тепловому. На рис. 4 приведены значения  $T_0^m$ , соответствующие различным максимумам  $I_T$  при разных  $I_0$ . Зависимости  $T_0^m(I_0)$  близки к линейным, что соответствует полученному нами соотношению (10).

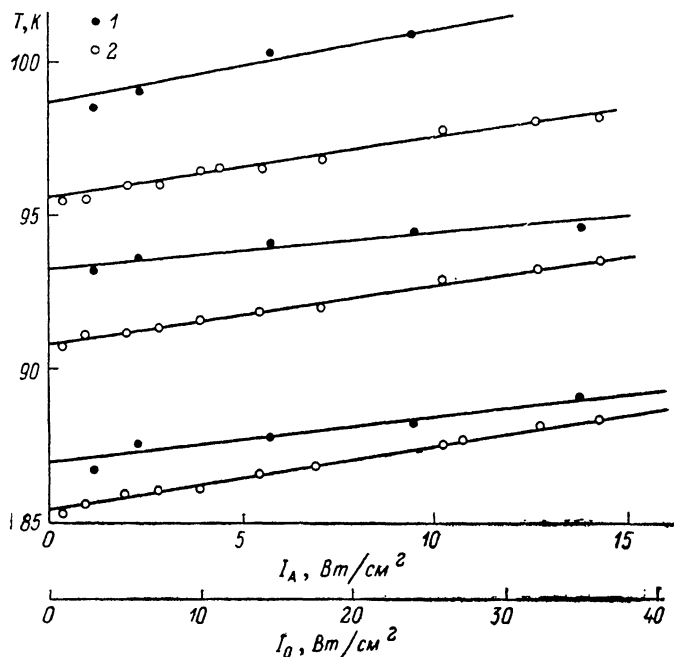


Рис. 4. Зависимость температуры  $T_0^m$ , соответствующей интерференционным экстремумам различного порядка, от интенсивности входного излучения для максимумов пропускания образца без покрытий (1) и минимумов отражения образца с золотым покрытием на задней грани (2).

Для расчета величин  $\sigma$  и  $n_2^N$  по наклону прямых на рис. 4 нами использованы следующие значения параметров InSb:  $c=9.6 \cdot 10^{-2}$  Дж/г·К,  $\rho=5.8 \text{ г/см}^3$  [19],  $\tau=9 \cdot 10^{-8}$  с [20],  $\eta=1$ ,  $R=0.36$ . Величина  $\tau_T$  рассчитывалась с помощью соотношения  $\tau_T=r_0^2 [1+2\ln(r/r_0)] c\rho/\kappa$ , полученного в [21] для случая отвода тепла в неосвещенную часть образца, где  $r_0=0.2$  мм — радиус сфокусированного пучка,  $r$  принималось равным 1.5 мм (радиус отверстия в кристаллодержателе),  $\kappa=1 \text{ Вт/см} \cdot \text{К}$  [6] — теплопроводность InSb. Найденное таким образом значение составляло  $\tau_T=1.12 \cdot 10^{-3}$  с. Значения  $\alpha$  и  $\gamma$  при соответствующих  $T$  брались по зависимостям на рис. 2, 3. Значения  $\sigma$  и  $n_2^N$ , рассчитанные в соответствии с (11) и (14), составили  $-(2.7 \pm 0.2) \cdot 10^{-18} \text{ см}^3$ ,  $-(6.9 \pm 0.4) \cdot 10^{-5} \text{ см}^2/\text{Вт}$  при  $T=86 \div 93$  К и  $-(4.6 \pm 0.2) \cdot 10^{-18} \text{ см}^3$ ,  $-(1.8 \pm 0.3) \cdot 10^{-4} \text{ см}^2/\text{Вт}$  при  $T=98 \div 104$  К, т. е. наблюдается увеличение  $\sigma$  и  $n_2^N$  с ростом  $T$ , связанное с температурным сдвигом края запрещенной зоны. Средние значения  $\sigma$  и  $n_2^N$  в диапазоне  $T=86 \div 104$  К составляют  $-3.6 \cdot 10^{-18} \text{ см}^3$  и  $-1.25 \times 10^{-4} \text{ см}^2/\text{Вт}$ . Вклад в  $n$  теплового механизма, рассчитанный согласно (13), растет с температурой благодаря увеличению  $\alpha$  и  $\gamma$ :  $n_2^T=1.4 \cdot 10^{-5}$ .

$1.96 \cdot 10^{-5}$ ,  $2.72 \cdot 10^{-5}$ ,  $3.6 \cdot 10^{-5}$  см<sup>2</sup>/Вт при  $T=86, 93, 99, 104$  К соответственно.

Были измерены также зависимости температурного сдвига минимумов интенсивности отраженного излучения  $I_R(T)$  от поглощенной мощности в образце с глухим золотым зеркалом, напыленным на заднюю грань (рис. 4). В этом случае  $I_A$  находилось как разность величин  $I_0$  и  $I_R$ , измеренных калиброванным фотоспротивлением. Указанные зависимости также являются линейными и в соответствии с (15), (12) дают  $\sigma = -4.4 \cdot 10^{-18}$  см<sup>3</sup> и  $n_2^1 = -2.1 \cdot 10^{-4}$  см<sup>2</sup>/Вт. Полученные нами величины  $n_2^N$  близки к [12], где для  $T=77$  К приводится  $n_2^N \approx -10^{-4}$  см<sup>2</sup>/Вт. Измеренные значения  $\sigma$  соответствуют приводимым в [17] величинам  $-(2 \div 5) \cdot 10^{-18}$  см<sup>3</sup>. Средняя величина  $n_2^T$  при  $T=87 \div 103$  К составляет примерно 20 % от  $n_2^1$ , т. е. электронный вклад в нелинейность  $n$  в данном случае является определяющим. Следует иметь в виду, что при вычислении  $n_2^T$  было использовано значение  $\tau_T$ , полученное теоретически в приближении постоянства температуры образца на расстоянии  $r$  от центра освещенной области. Однако в эксперименте наблюдался нагрев всего образца, происходящий с большим характерным временем. Таким образом, реальное тепловое время может превышать полученное теоретически, что должно приводить к увеличению  $n_2^T$ . Для повышения точности измерений желательно иметь возможность экспериментального определения  $\tau_T$ .

### 3. Выходные характеристики InSb-интерферометра в условиях конкуренции нелинейностей

Наличие конкурирующих механизмов нелинейности приводит к различию выходных характеристик интерферометра, полученных при разных условиях возбуждения.

На рис. 5 представлены зависимости  $I_T(I_0)$ , полученные в одних и тех же условиях, но при различных скоростях изменения  $I_0$ . Кривая 1 получена при медленном изменении  $I_0$  с помощью вращения поляризатора МЛР-1, используемого в качестве аттенюатора (полное время развертки  $\sim 2$  мин). В этом случае в каждый момент времени значения  $N$  и  $T$  соответствуют стационарным и выходная характеристика определя-

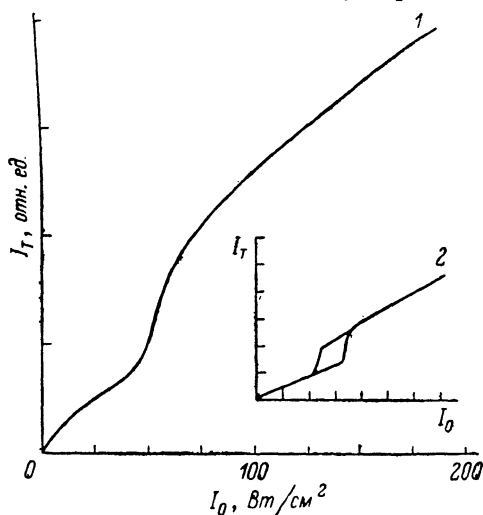


Рис. 5. Выходные характеристики  $I_T(I_0)$  образца без покрытий, полученные при различных скоростях изменения входной интенсивности  $I_0$ .

1 —  $I_0$  меняется по треугольному закону с полным временем  $\sim 2$  мин, бистабильность отсутствует; 2 — импульс  $I_0$  имеет форму трапеции с временем нарастания и спада 3 мс и полной длительностью 15 мс, имеется гистерезис.

ется суммарным вкладом в  $n$  от обоих механизмов нелинейности и текущей величиной  $\alpha(T)$ . Стационарная зависимость  $I$  не содержит бистабильности, на ней имеется лишь участок крутого роста  $I_T$ . Зависимость 2 (рис. 5) получена на экране осциллографа при модуляции входной интенсивности вращающимся диском с отверстием. Входные импульсы имели форму трапеции (рис. 6, г) с временами нарастания и спада 3 мс и полной длительностью 15 мс. Как отмечалось выше, реальное тепловое время системы превышает величину  $\tau_T=1.12$  мс, найденную в приближении идеального теплоотвода от образца, и зависит от условий крепления

образца к кристаллодержателю. Таким образом, характеристика 2 не является стационарной по  $T$ , что приводит к появлению гистерезиса.

В соответствии с [22] возможность наблюдения бистабильности определяется двумя параметрами: критической фазовой настройкой  $\delta_c$  и критической интенсивностью  $I_0^c$ . Для получения бистабильности в первом порядке интерференции величина  $\delta_c$ , зависящая только от добротности резонатора (в пределе плоской волны), не должна превышать  $\pi$ . Таким образом, увеличение  $\alpha$  с ростом  $T$  в стационарном случае может приводить к исчезновению гистерезиса в данном порядке интерференции. Величина  $I_0^c$  также возрастает с ростом  $T$  вследствие компенсации электронного механизма нелинейности  $n$  тепловым.

В образце с золотым покрытием на задней грани, повышающим добротность резонатора, в зависимости от качества теплового контакта с кристаллодержателем наблюдались как ОБ электронной природы (при стационарном и нестационарном по  $T$  возбуждении), так и автоколебания

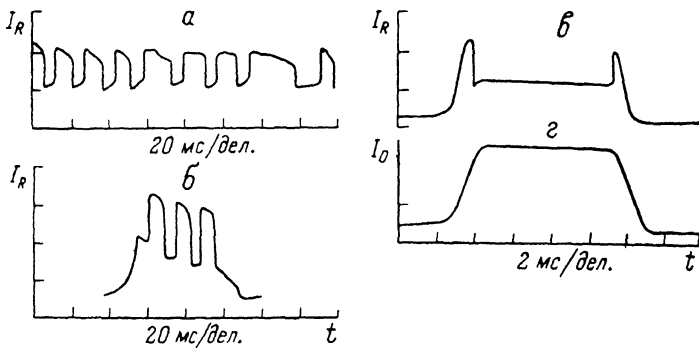


Рис. 6. Временные зависимости интенсивности отраженного излучения  $I_R(t)$  для образца с золотым покрытием при непрерывном возбуждении с  $I_0=120$  Вт/см<sup>2</sup> (а) и трапециевидных импульсах  $I_0$  (в) с длительностью полки 50 (б) и 6 мс (в).

Характеристики б и в получены в центральной и периферийной областях отраженного пучка соответственно.

интенсивности отраженного излучения  $I_R$ , вызванные конкуренцией теплового и концентрационного механизмов нелинейности  $n$ . Автоколебания существовали в узком диапазоне изменения  $I_0$  и наблюдались как при  $I_0 = \text{const}$ , так и при модуляции входного сигнала вращающимся диском (рис. 6). При длительности входного импульса, меньшей периода колебаний ( $\sim 20$  мс), наблюдались лишь одно прямое и одно обратное переключения (рис. 6, в), вызываемые концентрационным механизмом нелинейности. При тех же экспериментальных условиях в образце без отражающего покрытия автоколебания не наблюдались во всем диапазоне изменения  $I_0$  (0—240 Вт/см<sup>2</sup>).

Интересно отметить, что на рис. 6, б направление первого переключения при возникновении автоколебаний носит аномальный характер. Вместо обычного падения интенсивности отраженного света при увеличении  $I_0$  наблюдается ее скачок вверх. Соответственно при уменьшении  $I_0$  имеется падение  $I_R$  вместо обычного скачка вверх (ср. рис. 6, б и в). Переход от обычного переключения к аномальному, который наблюдался нами при изменении положения отраженного от образца пучка относительно чувствительной площадки фотоприемника, объясняется, по-видимому, различием выходной характеристики интерферометра в различных частях пучка, предсказанным теоретически в [23]. Исследование этого вопроса представляет, на наш взгляд, самостоятельный интерес и будет опубликовано в дальнейшем.

В настоящей работе предложена и экспериментально реализована методика одновременного измерения конкурирующих концентрационной и тепловой дисперсионных оптических нелинейностей и нелинейного по-



гложения в бистабильном полупроводниковом интерферометре. Предложенная методика может использоваться для выяснения влияния каждого из механизмов нелинейности на выходные характеристики интерферометра в конкретных экспериментальных условиях. Экспериментально продемонстрировано влияние конкуренции нелинейностей на выходные характеристики интерферометра в различных режимах.

Авторы выражают благодарность Ю. И. Балкарею за полезные обсуждения и М. И. Елинсону за поддержку работы.

#### Список литературы

- [1] Henneberger F. // Phys. St. Sol. (b). 1986. V. 137. N 2. P. 371—432.
- [2] Koch S. W., Peyghambarian N., Gibbs H. M. // J. Appl. Phys. 1987. V. 63. N 2. P. R1—R12.
- [3] Optical Computing. Appl. Optics. 1986. V. 25. N 10.
- [4] Jensen B., Toraby A. // J. Opt. Soc. Amer. 1985. V. B2. N 9. P. 1395—1401.
- [5] Jewell J. L., Gibbs H. M., Tarng S. S., Gossard A. C., Wiegman W. // Appl. Phys. Lett. 1982. V. 40. N 4. P. 291—293.
- [6] MacKenzie H. A., Reid J. J. E., Al-Attar H. A., Abraham E. // Optics Comm. 1986. V. 60. N 3. P. 181—186.
- [7] Балкарей Ю. И., Григорьянц А. В., Ржанов Ю. А. // Квант. электр. 1987. Т. 14. № 1. С. 128—134.
- [8] Григорьянц А. В., Ржанов Ю. А., Балкарей Ю. И., Елинсон М. И. // Квант. электр. 1987. Т. 14. № 10. С. 2047.
- [9] Yu. I. Balkarei, Grigor'yants A. V., Rzhanov Yu. A., Elinson M. I. // Optics Comm. 1988. V. 66. N 2—3. P. 161—166; Балкарей Ю. И., Григорьянц А. В., Елинсон М. И., Ржанов Ю. А. // Автометрия. 1988. № 4. С. 96—102.
- [10] Григорьянц А. В., Ржанов Ю. А., Балкарей Ю. И. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. № 23. С. 1465—1471.
- [11] Weire D., Wherrett B. S., Miller D. A. B., Smith S. D. // Optics Lett. 1979. V. 4. N 10. P. 331—333.
- [12] Miller D. A. B., Seaton C. T., Prise M. E., Smith S. D. // Phys. Rev. Lett. 1981. V. 47. N 3. P. 197—200.
- [13] Борщ А. А., Бродин М. С., Лукомский В. П., Семиошко В. Н. // Квант. электр. 1986. Т. 13. № 11. С. 2249—2254.
- [14] Lee Y. H., Chavez-Pirson, Rhee B. K., Gibbs H. M., Gossard A. C., Wiegmann W. // Appl. Phys. Lett. 1986. V. 49. N 22. P. 1505—1507.
- [15] Merz J. L., Logan R. A., Sergeant A. M. // J. Appl. Phys. 1979. V. 47. N 4. P. 1436—1450.
- [16] Tooley F. A. P., Walker A. C., Smith S. D. // IEEE J. Quantum Electron. 1985. V. 21. N 9. P. 1340—1347.
- [17] Miller D. A. B., Smith S. D., Seaton C. T. // IEEE J. Quantum Electron. 1981. V. 17. N 3. P. 312—317.
- [18] Валяшко Е. Г., Плескачева Т. Б. // ФТП. 1973. Т. 7. № 4. С. 836—839.
- [19] Воронкова Е. М., Гречушников Б. Н., Дистлер Г. И., Петров И. П. Оптические материалы для инфракрасной техники. М., 1965. 335 с.
- [20] Seaton C. T., Smith S. D., Tooley F. A. P., Prize M. E., Taghizadeh M. R. // Appl. Phys. Lett. 1983. V. 42. N 2. P. 131—133.
- [21] Haito J., Janossy I. // Phil. Mag. B. 1983. V. 47. N 4. P. 347—366.
- [22] Miller D. A. B. // IEEE J. Quantum Electron. 1981. V. 17. N 3. P. 306—311.
- [23] Firth W. J., Galbraith I. // IEEE J. Quantum Electron. 1985. V. 21. N 9. P. 1399—1403.

Институт радиотехники и электроники АН СССР  
Москва

Поступило в Редакцию  
21 июня 1989 г.  
В окончательной редакции  
11 октября 1989 г.