

06;07;12

Модель захвата частот в кольцевом лазере и полупроводниковый лазерный гироскоп

© В.К. Сахаров

ЗАО „Центр ВОСПИ“,
117432 Москва, Россия
e-mail: vk_sach@mail.ru

(Поступило в Редакцию 9 августа 2010 г.)

В основу работы полупроводникового лазерного гироскопа (ПЛГ) положено представление о механизме захвата частот в кольцевом лазере как о процессе, развивающемся и устанавливающемся за конечное время. Средой усиления является полупроводниковый оптический усилитель, кольцевой резонатор выполнен в виде световода большой длины; используется инжекция внешнего одночастотного излучения и последующая циркуляция в кольцевом резонаторе встречных волн. Обсуждаются характеристики излучения ПЛГ и демонстрируется чувствительность к угловому вращению.

Введение

Как известно, захват (синхронизация) частот в лазерном гироскопе (ЛГ) вызывается обратным рассеянием циркулирующего излучения. Для преодоления захвата частот используются методы частотной подстройки, и He–Ne-гироскоп [1] по сей день остается единственным типом ЛГ, имеющим практическое применение. Все усилия по созданию полупроводникового лазерного гироскопа (ПЛГ), который мог бы быть более надежным, долговечным, а также более простым и дешевым в изготовлении, не привели к желаемому результату.

Возможность измерения угловой скорости вращения с помощью ПЛГ впервые экспериментально была показана в работах [2,3]. В качестве среды усиления использовался хорошо известный в лазерной технике полупроводниковый оптический усилитель (ПОУ) — лазерная структура InGaAsP/InP с нанесенными на торцы активной области антиотражающими покрытиями. Кольцевой резонатор был выполнен в виде сложенного в кольцо одномодового световода с периметром около 3 м. Часть мощности двух циркулирующих волн выводилась, объединялась и подавалась на фотоприемник. При вращении с помощью радиоспектрометра регистрировался содержащийся в фототоке сигнал — возникающая в результате эффекта Саньяка частота биения встречных волн. Сигнал, пропорциональный скорости вращения, измерялся при весьма больших угловых скоростях вращения — выше 50°/с; при меньшей скорости сигнал исчезал.

Другой вариант ПЛГ описан в работе [4]. Существенным отличием являлся отказ от световодов и применение в качестве оптического усилителя на структуре 1/2-VCSEL (half-vertical-cavity semiconductor-emitting laser), используемой как „активное“ зеркало. Кольцевой резонатор строился с помощью зеркал и при этом циркулирующие в противоположных направлениях волны направлялись на поверхность структуры 1/2-VCSEL под углом 45°. Периметр и площадь кольцевого резонатора составляли соответственно 50 см и 60 см², т.е. были

существенно меньше, чем в работах [2,3]. Размещенные внутри резонатора селективные элементы — два эталона Фабри–Перо — обеспечивали одночастотный режим генерации, использовались меры для исключения конкуренции встречных волн. Сигнал регистрировался также с помощью спектрального анализа фототока. Минимальная измеряемая угловая скорость вращения составляла 15°/с.

Причиной низкой чувствительности ПЛГ, описанных в работах [2–4], являлся захват частот циркулирующих волн, связанный с большим уровнем обратного рассеяния. Так, если уровень обратного рассеяния в случае газового ЛГ имеет величину порядка 100 dB [5], то в ПОУ на структуре InGaAsP/InP он значительно выше — 40–50 dB [3]. Измерение обратного рассеяния в работе [4] не производилось, но даже если его уровень приближался к уровню рассеяния в He–Ne-лазере, что маловероятно, то ожидать высокой чувствительности без использования методов частотной подстройки было нельзя.

Таким образом, захват частот циркулирующих волн был и остается главной проблемой при создании твердотельного (полупроводникового) ЛГ, для решения которой требуется поиск новых подходов.

В настоящей работе рассматривается один из возможных подходов, основанный на впервые представляемой модели захвата частот в кольцевом лазере. В отличие от известной модели, построенной на аналогии между явлением захвата частот и взаимодействием двух связанных колебательных контуров [5–7], представляемая модель связана непосредственно с обратным рассеянием циркулирующих волн.

В рамках данной модели захват частот представляет собой развивающийся и устанавливающийся за конечное время процесс, в ходе которого происходит синхронизация частот двух волн, циркулирующих в противоположных направлениях, или, другими словами, имеет место частотная взаимосвязь для встречных волн. Однако фазовой взаимности при этом не возникает — каждый раз при изменении скорости вращения, сколь

ни была бы она малой, разность фаз циркулирующих в кольцевом резонаторе волн принимает новое значение, зависящее как от уровня обратного рассеяния, так и направления и величины угловой скорости вращения.

В таком случае саньяковским сигналом, несущим информацию о вращении, должна быть не частота биения волн, а разность фаз циркулирующих волн — такова одна из основных идей работы описываемого устройства [8]. Кроме того, используются одномодовый световод большой длины, смотанный в виде катушки и образующий совместно с ПОУ кольцевой лазер, а также одночастотный лазерный диод, составляющий с кольцевым лазером пару — ведущий и ведомый лазеры. Генерация встречных волн в кольцевом лазере возникает в результате инжекции одночастотного излучения; часть мощности циркулирующих волн выводится, объединяется и направляется к фотоприемнику.

Устройство продемонстрировало чувствительность к угловому вращению $4^\circ/\text{s}$, превышающую полученную в работах [2–4]. При оптимальном выборе оптических компонент (ПОУ с малой величиной обратного отражения и световодов с сохранением поляризации), а также при использовании соответствующей аппаратуры для обработки сигнала чувствительность ПЛГ может быть значительно повышена.

1. Механизм захвата частот в кольцевом лазере

Рассмотрим ЛГ, включающий среду усиления и резонатор в виде катушки одномодового световода длиной L с радиусом катушки R и числом витков $N = L/l$, где $l = 2\pi R$. В резонаторе ЛГ циркулируют в противоположных направлениях две волны одночастотного излучения, совершающие за время $t_L = Ln/c$ одну циркуляцию (пробег по полной длине резонатора), где c — скорость света в вакууме и n — показатель преломления световода. Полагаем, что обратное рассеяние циркулирующего излучения в ЛГ отсутствует.

При вращении с угловой скоростью Ω в результате эффекта Саньяка фазы обеих волн после каждой новой циркуляции изменяются: для одной волны фаза возрастает, а для другой убывает на ту же величину (см., например, [9]):

$$\delta = 2\pi RNl\Omega/c\lambda, \quad (1)$$

где λ — длина волны излучения.

Тогда выходная частота ν , равная разности частот встречных волн, должна быть пропорциональной угловой скорости вращения Ω :

$$\nu = \frac{2\delta}{2\pi t_L} = M\Omega, \quad (2)$$

где $M = 2R/\lambda n$ — масштабный коэффициент для резонатора в виде окружности.

В более общем виде, применительно к резонатору произвольной формы, масштабный коэффициент имеет вид

$$M = \frac{4S}{\lambda n}, \quad (3)$$

где S — площадь резонатора.

Таким образом, для ЛГ в отсутствие обратного рассеяния и захвата частот частотная характеристика (2) является линейной. Однако учет обратного рассеяния кардинально изменяет ситуацию.

Фиксируем любую область внутри кольцевого резонатора и будем рассматривать в данной области поле двух циркулирующих в противоположных направлениях волн после совершения очередной циркуляции. Очевидно, что точно такое же изменение разности фаз будет регистрироваться при выводе из резонатора части мощности циркулирующих волн и их фотосмешении.

Запишем комплексные амплитуды циркулирующих волн в фиксированной области после очередного пробега по полной длине кольцевого резонатора как $A_k = a_k \exp \varphi_k$ и $B_k = b_k \exp \psi_k$, где a_k, b_k — модули, φ_k, ψ_k — фазы комплексных амплитуд и k — номер циркуляции, отсчитываемый относительно начала, выбираемого произвольным образом или из физических соображений. Поляризации считаем линейными и одинаковыми для обеих волн.

Будем полагать, что обратное рассеяние возникает в некоей одной точке внутри ПОУ и каждая из двух волн A_k и B_k порождает „обратные волны“, комплексные амплитуды которых A'_k и B'_k зависят от коэффициентов обратного рассеяния по амплитуде $\alpha_{a,b}$ и $\alpha_{b,a}$:

$$A'_k = \alpha_{ab} B_k \quad \text{и} \quad B'_k = \alpha_{ba} A_k; \quad (4)$$

при этом коэффициенты α_{ab} и α_{ba} полагаем действительными и равными, т.е. $\alpha_{ab} = \alpha_{ba} = \alpha$, а поляризации „обратных волн“ линейными и совпадающими с поляризацией порождающих волн A_k и B_k .

Примем во внимание, что сумма интенсивностей двух волн A_k и B_k остается неизменной в силу динамического равновесия между инверсной населенностью и оптическим полем в активной среде. Не будем учитывать возможную конкуренцию встречных волн, которая может возникать из-за близости частот двух волн; пренебрежем флуктуациями фаз обеих волн, вызываемыми спонтанным испусканием при многократном пробеге волн через ПОУ, и будем также считать, что внешние наводки — температурные нестабильности, вибрации и прочее — не оказывают воздействия на фазы циркулирующих волн.

В результате процесс циркуляции волн можно описать с помощью системы рекуррентных уравнений для комплексных амплитуд двух волн, учитывающих связь волн через обратное рассеяние и возникновение саньяковских фаз δ в результате каждой новой циркуляции:

$$\begin{aligned} A_k &= e^{i\delta} A_{k-1} + \alpha e^{-i\delta} B_{k-1}, \\ B_k &= \alpha e^{i\delta} A_{k-1} + e^{-i\delta} B_{k-1}, \end{aligned} \quad (5)$$

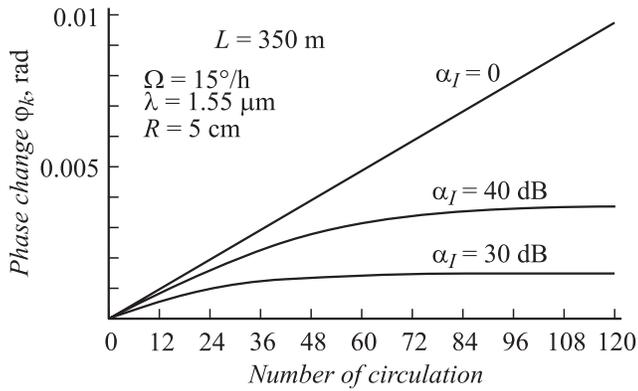


Рис. 1. Изменения фазы φ_k при различных уровнях обратного рассеяния.

где $k \geq 1$, заданы начальные комплексные амплитуды A_0 и B_0 и выполняется условие для интенсивности волн $|A_k|^2 + |B_k|^2 = 1$.

Уравнения (5) являются математическим выражением рассматриваемой модели захвата частот в ЛГ и показывают через динамику комплексных амплитуд циркулирующих волн явление захвата частот как развивающийся во времени процесс.

Как следует из численного расчета, при достаточно малых значениях саньяковской фазы δ в ходе циркуляций фазы φ_k и ψ_k сначала весьма быстро изменяются: одна фаза возрастает, а другая убывает, или наоборот, в зависимости от направления вращения, но затем изменение фаз φ_k и ψ_k замедляется, а по достижении некоего числа циркуляций $k = K_0$ прекращается вовсе.

На рис. 1 приведена картина динамики фазы φ_k в трех случаях — при полном отсутствии обратного рассеяния, а также при коэффициентах рассеяния по интенсивности α_I , равных 30 и 40 dB; начальные условия для амплитуд и фаз: $a_0 = b_0 = 1$ и $\varphi_0 = \psi_0 = 0$.

Можно видеть, что в отсутствие обратного рассеяния, т. е. при $\alpha_I = 0$ dB, фаза φ_k возрастает по линейному закону, в то время как в двух других случаях она изменяется лишь в пределах ограниченного числа циркуляций K_0 , которое для двух указанных значений коэффициента α_I составляет соответственно примерно 50 и 100 циркуляций; во всех трех случаях фаза ψ_k , как только что отмечалось, отличается от фазы φ_k только знаком.

В приведенном примере длина резонатора ЛГ положена $L = 350$ m, что соответствует реальному ПЛГ, описываемому ниже. Аналогичная картина имеет место при любых длинах резонатора, в том числе при существенно меньших, как например, в случае газового ЛГ.

Подобный характер, разумеется, имеет и динамика разности фаз $\Delta\varphi_k = \varphi_k - \psi_k$ — быстрый рост, замедление и, наконец, устанавливающийся после K_0 циркуляций уровень $\Delta\varphi_0$, который определяется коэффициентом обратного рассеяния α_I , параметрами кольцевого лазера, направлением и скоростью вращения; как можно также проверить, устанавливающаяся разность фаз $\Delta\varphi_0$ не зависит от начальных значений фаз φ_0 и ψ_0 .

Показанная динамика фаз циркулирующих волн (при сравнительно небольшой угловой скорости вращения Ω и соответственно небольшой саньяковской фазе δ) есть не что иное, как процесс формирования захвата частот волн в ЛГ. Он заключается в многократно повторяющемся сложении больших по амплитуде волн A_k и B_k с малыми по амплитуде „обратными“ волнами A'_k и B'_k соответственно и описывается уравнениями (5). В результате происходит синхронизация частот волн A_k и B_k , но устанавливающаяся разность фаз $\Delta\varphi_0$ однозначно определяется направлением и скоростью вращения, параметрами кольцевого лазера и уровнем обратного рассеяния α_I .

2. Частотная характеристика ЛГ

Как известно, при возрастании угловой скорости вращения Ω режим захвата частот в ЛГ исчезает и возникают биения частот выводимых волн. Расчет динамики фаз, описанный выше, также показывает, что если угловая скорость вращения Ω увеличивается и соответственно увеличивается саньяковская фаза δ , то появляется монотонное и непрекращающееся изменение фаз циркулирующих волн, что означает возникновение биения частот. Это происходит, когда угловая скорость вращения Ω превышает определенное значение Ω^* — тем большее, чем больше обратное отражение.

Рассматриваемая модель позволяет получить частотную характеристику ЛГ, определяющую частоту биения волн на выходе ЛГ, а также частоту Ω^* , зависящие от направления и скорости вращения, параметров устройства и уровня обратного рассеяния.

Представим частотную характеристику в виде функции $\nu_{\text{out}}(\Omega, M, \alpha_I)$ или, в более удобном виде, как $\nu_{\text{out}}(\nu, \alpha_I)$, где $\nu = M\Omega$ — частота биения волн в отсутствие обратного рассеяния.

Необходимая для расчета саньяковская фаза δ , со знаками „+“ и „-“ для волн противоположных направлений, согласно (2), будет $\delta = \pi L \nu$. Тогда расчет частотной характеристики $\nu_{\text{out}}(\nu, \alpha_I)$ сводится к варьированию частоты ν при вычислении разности фаз

$$\Delta\varphi(p) = \sum^p \varphi_k,$$

накапливаемой в процессе достаточно большого числа циркуляций P , и последующему определению частоты биений $\nu_{\text{out}}(\nu, \alpha_I)$ как

$$\nu_{\text{out}}(\nu, \alpha_I) = \frac{\Delta\varphi(p)}{2\pi T}, \quad (6)$$

где $T = Pt_L$.

На рис. 2 приведены результаты расчета частотных характеристик ЛГ, где по оси ординат отложена частота биений $\nu_{\text{out}}(\nu, \alpha_I)$ на выходе ЛГ, а по оси абсцисс — частота $\nu = M\Omega$. Можно видеть, что частотные характеристики ЛГ с конечным уровнем обратного отражения сильно отличаются от линейной зависимости в случае $\alpha_I = 0$ dB для идеального ЛГ. Точки

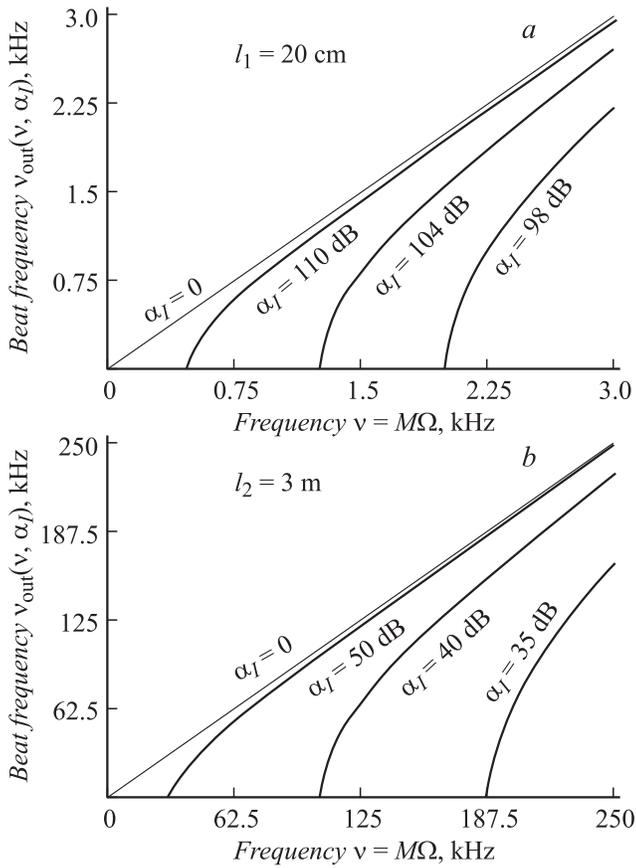


Рис. 2. Частотные характеристики ЛГ с периметром: *a* — $l_1 = 20$ cm, *b* — $l_2 = 3$ m.

пересечений частотных характеристик (6) с осью абсцисс дают значения границ области захвата $\nu^* = M\Omega^*$. Так, при типичных для He–Ne-гироскопа параметрах $l_1 = 20$ cm и $\alpha_l = 110$ – 98 dB диапазон частот ν^* составляет (рис. 2, *a*) 0.5–2.0 KHz, а при параметрах $l_2 = 3$ и $\alpha_l = 50$ – 35 dB частоты ν^* находились бы (рис. 2, *b*, случай одночастотного ПЛГ) в диапазоне 35–90 kHz.

Нетрудно проверить, что снижение уровня рассеяния даже на несколько порядков не приводит к исчезновению захвата частот. Так, при периметре кольцевого резонатора $l_1 = 20$ cm уменьшение рассеяния до 150–140 dB только сдвигает границу захвата, частоту ν^* , в область 12–18 Hz.

Для преодоления захвата частот, как известно, используются методы частотной подставки, заключающиеся во внесении в резонатор частотной невзаимности, выводящей ЛГ из режима захвата частот. В результате происходит изменение положения рабочей точки на частотной характеристике — из зоны захвата она перемещается на линейный участок, где таким образом возникает новая нулевая точка отсчета.

Частотная подставка может выполняться несколькими способами, например реверсивным вращением ЛГ, когда сначала осуществляется вращение с постоянной угловой скоростью вращения Ω в одном направлении, а затем — с той же скоростью в противоположном направлении;

такой режим повторяется с частотой f . Используются также механические колебания ЛГ (виброподвес), и наконец, немеханические невзаимные эффекты — эффекты Зеемана и Фарадея.

Измерение сигнала при реверсивной подставке производят с помощью реверсивного счетчика, суммирующего количество импульсов на выходе устройства отдельно в четные и нечетные полупериоды реверсирования, подсчитывая таким образом суммарную разность числа импульсов в полупериодах за полное время измерения T , где $T \gg 1/f$.

В рамках рассматриваемой модели расчет частотной характеристики ЛГ при реверсивной подставке проводим следующим образом: для четных полупериодов частоты реверса f задается саньяковская фаза $\delta_1 = \pi(F + \nu)$, где F — амплитуда частотной подставки, а для нечетных полупериодов — фаза $\delta_2 = \pi(-F + \nu)$.

Далее рассчитываем разности фаз $\Delta\phi_1(p) = \sum^p \Delta\phi_k(\delta_1)$ и $\Delta\phi_2(p) = \sum^p \Delta\phi_k(\delta_2)$, суммируемые отдельно по четным и нечетным полупериодам. Сумму фаз $\Delta\phi_1(p)$ и $\Delta\phi_2(p)$ делим на величину $2\pi T$ и таким образом определяем искомую частоту биений $\nu_{out}^{rev}(\nu, \alpha_l)$:

$$\nu_{out}^{rev}(\nu, \alpha_l) = \frac{\Delta\phi_1(p) + \Delta\phi_2(p)}{2\pi T}, \quad (7)$$

где $T = 2Pt_L$.

На рис. 3 приведены рассчитанные частотные характеристики ЛГ с периметром резонатора $l = 20$ cm при двух уровнях обратного рассеяния (104 и 98 dB) в случае реверсивной подставки с амплитудой $F = 10$ KHz и частотой реверса $f = 100$ Hz. Можно видеть, что зона захвата шириной ν_0 практически исчезает, и биения волн на выходе имеют место при существенно меньших скоростях вращения, однако возникают так называемые динамические зоны синхронизации [5] (горизонтальные полочки на частотных характеристиках), положение и

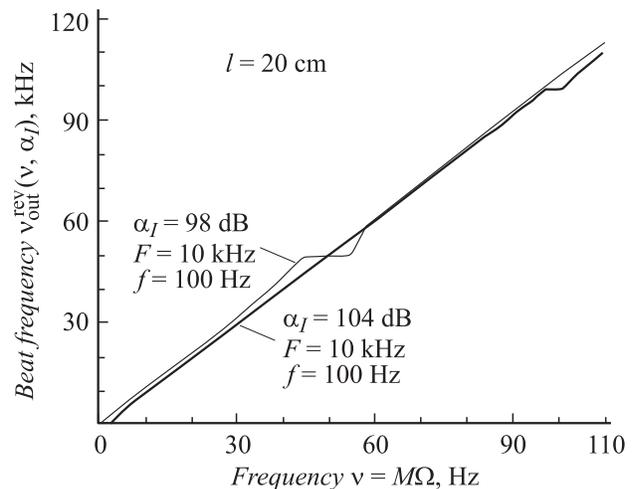


Рис. 3. Частотные характеристики ЛГ при реверсивной частотной подставке.

число которых зависят как от уровня обратного рассеяния, так и от параметров реверсивной подставки.

Подводя итог рассмотрения модели захвата частот, отметим, что, как в любой другой модели, здесь учитывается не вся совокупность физических факторов, влияющих на рассматриваемое явление, и расчет выполнен с большим числом оговорок. Поэтому модель не претендует на полное описание исследуемого явления. Вместе с тем она в определенной мере соответствует реальному процессу захвата частот в ЛГ, что подтверждается как совпадением (в общих чертах) приведенных выше расчетных частотных характеристик с реальными характеристиками He–Ne-гироскопов, а также работой описываемого ниже устройства, построенного на основе представления процесса захвата частот, следующего из данной модели.

3. Полупроводниковый лазерный гироскоп

Принцип работы описываемого ПЛГ состоит в регистрации результата интерференции циркулирующих волн, возникающей в процессе формирования захвата частот. Так как число циркуляций, в процессе которых образуется и устанавливается разность фаз волн $\Delta\varphi_0$, ограничено, то длину кольцевого резонатора L выбираем достаточно большой. Для обеспечения когерентности циркулирующих волн используем инжекцию внешнего одночастотного излучения.

На рис. 4 приведена схема ПЛГ, включающего кольцевой лазер и задающий одночастотный лазер, составляющие пару — ведомый и ведущий лазеры. Кольцевой лазер образован с помощью ПОУ на основе структуры InGaAsP/InP [10], длина активного элемента составляет $1200\ \mu\text{m}$, размеры мезаполоски — высота $0.1\ \mu\text{m}$ и ширина $3\ \mu\text{m}$. Конструктивно ПОУ представляет собой металлокерамический корпус, содержащий активный элемент, микроохлаждатель, термистор и одномодовые световоды-выводы с микролинзами на концах.

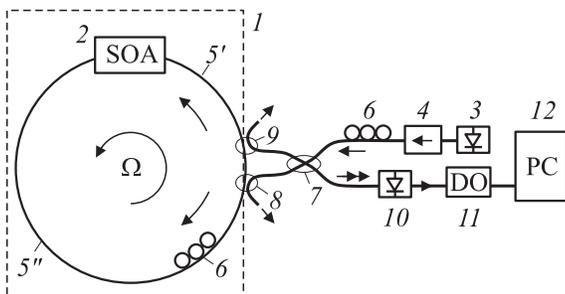


Рис. 4. Структурная схема ПЛГ: 1 — кольцевой лазер, 2 — ПОУ, 3 — задающий лазер, 4 — оптический изолятор, 5' и 5'' — две части световода длиной 87 и 262 м соответственно, 6 — контроллеры поляризации, 7–9 — оптические разветвители, 10 — фотоприемник, 11 — цифровой осциллограф, 12 — ПК.

Резонатор кольцевого лазера выполнен из изотропного одномодового световода длиной $L \approx 350\ \text{m}$, сматанного в катушку радиусом 5 см. Задающий лазер — лазерный диод (ЛД) с брэгговской решеткой, длина волны его излучения $\lambda = 1536\ \text{nm}$ совпадает с центром эмиссии ПОУ. Устройство содержит также оптические разветвители, контроллеры поляризации, фотоприемник, цифровой осциллограф, систему накачки и ПК. Все устройство, кроме ПК, размещено на вращающемся столе.

Рассматриваемый ПЛГ работает в импульсном режиме. Излучение задающего ЛД — импульс длительностью $\tau_{\text{in}} \leq \Delta t_L/2$, где Δt_L — время пробега света по длине кольцевого резонатора L — делится на две волны и инжектируется в резонатор кольцевого лазера, причем волны начинают пробег по резонатору в противоположных направлениях. Одновременно на ПОУ подается ток накачки также в виде импульса, но длительностью T_{SOA} ($T_{\text{SOA}} \gg \tau_{\text{in}}$), за это время волны совершают конечное число циркуляций по протяженному кольцевому резонатору. Длины частей световода 5' и 5'', связывающие зону инжекции волн с ПОУ, различные, поэтому волны, делая за время T_{SOA} конечное число циркуляций по резонатору, пробегают через ПОУ поочередно; естественно, на фотоприемнике они всегда оказываются в одно время.

По окончании импульса накачки и небольшой паузы производится новая инжекция внешнего излучения, и все повторяется. В процессе циркуляции часть мощности обеих волн выводится из кольцевого лазера, волны объединяются и поступают на фотоприемник.

Различная длина частей световода 5' и 5'' и соответственно поочередный пробег двух волн через ПОУ выбраны для того, чтобы обеспечить большую интенсивность циркулирующих волн и свести к минимуму их влияние друг на друга. Отметим, что даже в этом случае, когда волны начинают циркулировать, поочередно пробегают через ПОУ, обратное рассеяние через весьма короткое время неизбежно приводит к возникновению „обратных“ волн, пробегающих через ПОУ одновременно с порождающими их волнами. Это наблюдается экспериментально при регистрации временной структуры излучения и такой же результат следует из уравнений (5) при задании конечного уровня обратного рассеяния и начальной амплитуды одной из волн, равной нулю.

С помощью оптического спектрометра установлено, что при длительности импульсов накачки T_{SOA} , равной 25–50 мкс, в спектре излучения кольцевого лазера доминирует одна спектральная линия на частоте инжектируемого излучения (рис. 5, а). Увеличение длительности импульсов T_{SOA} приводит к появлению спектральных компонент с существенно более широким спектром излучения, в котором проявляется структура линий с межмодовым интервалом $\Delta\lambda \approx 0.3\ \text{nm}$ (см. рис. 5, б). Причиной возникновения данных мод являются, по-видимому, остаточные отражения от торцов структуры InGaAsP/InP, и/или от микролинз на

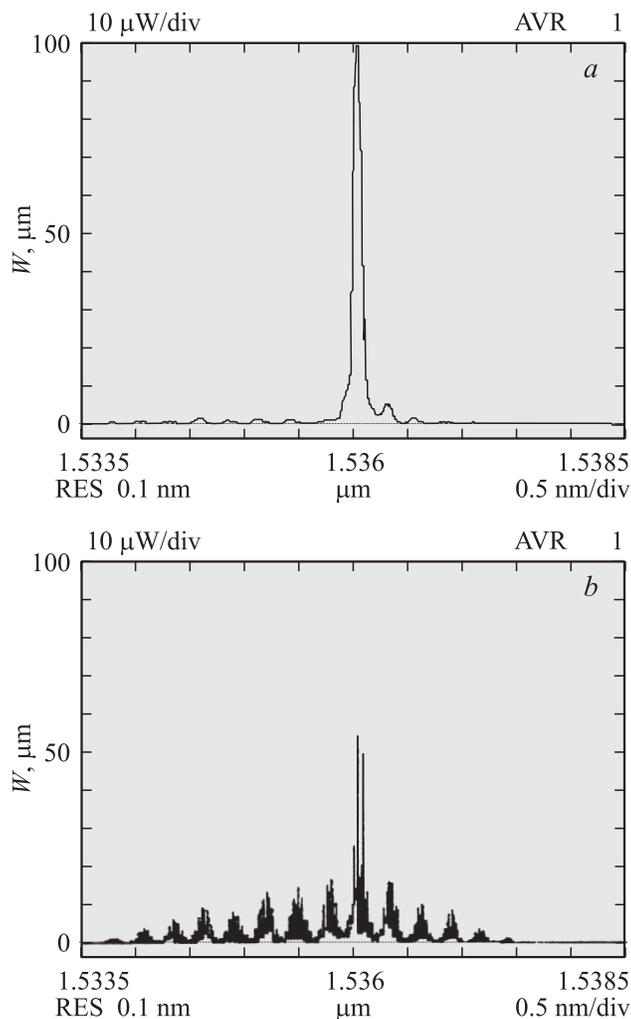


Рис. 5. Спектры оптического кольцевого лазера при длительностях импульсов T_{SOA} : *a* — 25, *b* — 100 μ s.

световодах-выводах, подводимых с двух сторон к данной структуре.

Таким образом, можно сделать вывод, что при инжекции внешнего одночастотного излучения происходит навязывание циркулирующим в кольцевом лазере волнам частоты инжектируемого одночастотного излучения, но циркуляция одночастотного излучения сохраняется в течение ограниченного времени. Заметим, что это также захват частоты, но уже другой „захват“, способствующий работе описываемого ПЛГ, в отличие от рассмотренного выше.

На рис. 6 сделано наложение двух осциллограмм фототока, полученных — одна в отсутствие вращения рассматриваемого устройства, а другая — при вращении с угловой скоростью 4°/с. Они иллюстрируют характер выходного излучения и демонстрируют главный экспериментальный результат настоящей работы — чувствительность описываемого устройства к угловому вращению.

По обеим осциллограммам можно видеть, что в выходном излучении кольцевого лазера присутствуют им-

пульсы „положительной и отрицательной полярности“. Подобный характер в виде импульсов „положительной и отрицательной полярности“ имеют по отдельности каждая из циркулирующих волн независимо от наличия вращения и его отсутствия, что наблюдалось при подключении свободных полюсов разветвителей 8 и 9 (см. рис. 4) к фотоприемнику.

Длительность импульсов обеих „полярностей“ равна длительности инжектируемого излучения $\tau_{in} \approx 250$ ns, а период повторения равен времени пробега волн по кольцевому резонатору Δt_L . Амплитуда импульсов весьма быстро уменьшается, приближаясь к нулевому уровню; соответственно число импульсов обеих „полярностей“ сравнительно небольшое — 15–30 импульсов, в зависимости от настройки контроллеров поляризации, и поэтому увеличивать длительность импульса накачки T_{SOA} , делая ее большей 50 μ s, не имело смысла.

Первый импульс „положительной полярности“, как можно судить по его положению на осциллограммах, является импульсом инжектируемого одночастотного излучения, сделавшим однократный прогон по кольцевому резонатору и усиленный с помощью ПОУ. Последующие импульсы „положительной полярности“, очевидно, также являются „одночастотными“ частями каждой из циркулирующих волн и, следовательно, частота внешнего одночастотного излучения навязывается только части циркулирующих в противоположных направлениях волн длительностью τ_{in} , в то время как остальная часть генерации не испытывает воздействия внешней инжекции.

Превышение амплитуды „одночастотных“ частей циркулирующих волн, приводящее к формированию импульсов „положительной полярности“ в каждой из волн по отдельности, как полагаем, связано с различным балансом потерь и усиления для „одночастотных“ частей излучения и излучения, возникающего без воздействия внешней инжекции. При объединении волн в формировании импульсов „положительной полярности“ участвует также интерференция — если фазы выводимых волн совпадают, то амплитуда импульсов возрастает, если волны в противофазе, то амплитуда уменьшается.

Что касается импульсов „отрицательной полярности“, то они возникают в каждой из волн из-за кратковременного снижения инверсной населенности активной среды,

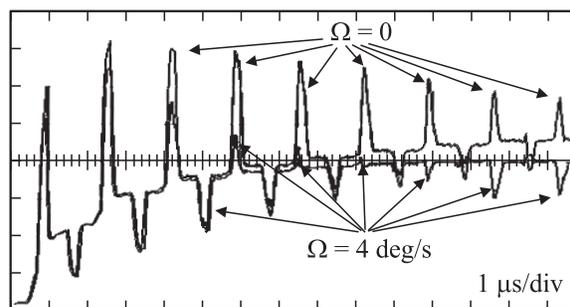


Рис. 6. Наложение двух осциллограмм, соответствующих: одна — покоящемуся ПЛГ ($\Omega = 0$), другая — вращающемуся с угловой скоростью $\Omega \approx 4^\circ$ /с.

вызываемого пробегом через ПОУ волн противоположного направления.

Сравнивая осциллограммы на рис. 6, полученные — одна в отсутствие вращения, а другая — при вращении, можно видеть, что амплитуда импульсов „положительной полярности“ при вращении изменяется существенно больше, и чем дальше импульсы отстоят от начала, тем сильнее изменения, и они даже изменяют свою „полярность“. Чем больше скорость вращения, тем значительнее изменения амплитуд импульсов „положительной полярности“. Все это является проявлением эффекта Саньяка, т. е. результатом интерференции волн, фазы которых изменяются при вращении.

Очевидно, если бы число импульсов „положительной полярности“ превышало 15–30, то эффект Саньяка был бы выражен более значительно. Одной из причин уменьшения амплитуд импульсов „положительной полярности“ в неподвижном состоянии ПЛГ является упомянутое выше возникновение „обратных“ волн при поочередном пробеге через ПОУ — в этом случае инверсная населенность начинает сниматься одновременно двумя волнами, что приводит к уменьшению амплитуды импульсов „положительной полярности“.

Полагаем, что чувствительность описанного ПЛГ к угловой скорости вращения может быть значительно повышена за счет использования ПОУ с малой величиной обратного отражения и сохраняющих поляризацию световодов. Первое позволит увеличить число импульсов „положительной полярности“, а второе обеспечит более стабильный режим работы ПЛГ. Необходимо также создать аппаратуру для обработки выходного сигнала ПЛГ. Оптимальным для обработки выходного сигнала представляется применение соответствующим образом адаптированного компенсационного метода [11], хорошо известного в технике волоконно-оптических гироскопов.

Остается также много других вопросов, требующих тщательного экспериментального и теоретического изучения. Одним из них является исследование кольцевого лазера с резонатором большой длины, так как подобный лазер на сегодняшний день оказался фактически новым объектом в лазерной физике.

Заключение

Предложена модель захвата частот в кольцевом лазере, напрямую связанная с обратным рассеянием оптического излучения и показывающая явление захвата частот в ЛГ как развивающийся во времени процесс.

На основе данной модели предложен новый подход к созданию твердотельного (полупроводникового) ЛГ. Основными элементами созданного и исследованного ПЛГ являются кольцевой лазер на основе структуры InGaAsP/InP и резонатор в виде катушки световода большой длины. Используется также одночастотный лазерный диод, составляющий с кольцевым лазером пару — ведущий и ведомый лазеры. ПЛГ работает в импульсном режиме — производит ввод внешнего

одночастотного излучения в кольцевой лазер, далее в кольцевом лазере осуществляется многократная циркуляция встречных волн и одновременно происходит вывод части мощности циркулирующих волн и их фотосмещение. Таким образом формируется сигнал, являющийся результатом интерференции выводимых волн и несущий информацию о скорости вращения.

Автор выражает признательность Л.П. Прокофьевой и В.В. Щербакову за внимание к работе и ценные обсуждения, а также В.П. Дураеву за предоставленный образец полупроводникового оптического усилителя и полезные обсуждения.

Список литературы

- [1] *Ароновиц Ф.* // Применение лазеров / Пер. с англ.; под ред. М. Росса. М.: Мир, 1971. С. 182. Aronowitz F. // in Laser Applications I (Academic, 1971).
- [2] *Taguchi K., Fukushima K., Ishitani A., Ikeda M.* // Measurement. 2000. Vol. 27. P. 251.
- [3] *Inagaki K., Tamura S., Noto H., Harayama T.* // Phys. Rev. A. 2008. Vol. 78. P. 053 822.
- [4] *Mignot A., Feugnet G., Schwartz S. et al.* // Opt. Lett. 2009. Vol. 34. P. 9.
- [5] *Азарова В.В., Голяев Ю.Д., Дмитриев В.Г.* // Квант. электрон. 2000. Т. 30. С. 96.
- [6] *Adler R.* // Proc. IRE. 1946. N 34. P. 351.
- [7] *Зейгер С.Е., Климонтович Ю.Л.* и др. Волновые и флуктуационные процессы в лазерах. М.: Наука, 1974. 415 с.
- [8] Пат. РФ № 90895. Твердотельный лазерный гироскоп. В.К. Сахаров, В.П. Дураев.
- [9] *Малькин Г.Б.* // УФН. 2000. Т. 170. С. 1325.
- [10] *Дураев В.П., Неделин Е.Т., Недобывайло Т.П., Сумароков М.А.* // Фотон-экспресс. 2005. Вып. 6. С. 20.
- [11] *Lefevre H.C., Martin Ph., Gaiffe T. et al.* // Proc. SPIE. 1994. Vol. 2292. P. 156.