

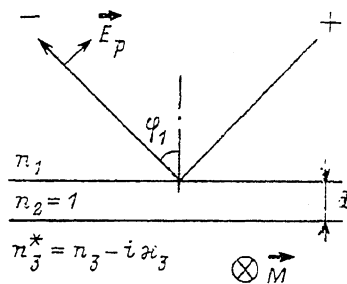
О ВОЗМОЖНОСТЯХ ПОВЫШЕНИЯ ДОБРОТНОСТИ МАГНИТНОГО ОТРАЖАТЕЛЯ И УПРАВЛЕНИЯ НЕВЗАИМНОСТЬЮ

В. Н. Поляков

Большие оптические потери и большой температурный дрейф фазовых параметров магнитных зеркал (МЗ) препятствуют их широкому использованию в кольцевых лазерных гироскопах. При достигнутых на сегодняшний день уровнях потерь на МЗ $\delta J \geq 1\%$ требуемый режим генерации в лазере удается осуществить лишь на длинах волн $\lambda = 1.15, 3.39$ мкм при больших размерах газоразрядного промежутка. Это, с одной стороны, не позволяет реализовать практических преимуществ юстировки резонаторов на лежащей в видимом диапазоне длине волны $\lambda = 0.63$ мкм, а с другой стороны, не дает ожидаемого сокращения габаритных размеров резонатора. Кроме этого, тепловой дрейф фазовой невзаимности ведет к увеличению погрешности измерений гироскопа.

В настоящей работе теоретически анализируется вариант магнитного отражателя, который в случае удачной его реализации может дать заметный выигрыш в добротности и обеспечить активное управление фазовой невзаимностью в пределах, необходимых для калибровки гироскопа с помощью опорного источника.

На рисунке приведена структура, представляющая собой тонкий воздушный слой ($n_2=1$) размером d , расположенный между двумя однородными средами. Плоская волна, поляризованная в плоскости падения (т. е. E_p), падает из непоглощающей среды с действительным показателем преломления n_1 на микрослой. Вектор намагниченности M магнитооптической среды с комплексным показателем $n_3^* = n_3 - i\alpha_3$ направлен перпендикулярно плоскости падения. Будем считать, что угол падения превышает критический угол полного внутреннего отражения (ПВО)



$$\varphi_1 > \arcsin \frac{1}{n_1}. \quad (1)$$

Тогда комплексные коэффициенты отражения от микрослоя будут иметь вид

$$R_\gamma = \frac{R_{12} + R_{23}^\gamma \exp\left(-\frac{d}{D}\right)}{1 + R_{12} R_{23}^\gamma \exp\left(-\frac{d}{D}\right)}, \quad (2)$$

где

$$D = \frac{\lambda}{4\pi} (n_1^2 \sin^2 \varphi_1 - 1)^{-1/2}$$

— параметр, имеющий физический смысл пространственного декремента затухания неоднородных волн, распространяющихся в микрослое; R_{12} — френелевский коэффициент отражения на границе сред с показателями n_1 и n_2 .

Индекс γ принимает значения «+» и «-», которые обозначают встречные направления отраженного от микрослоя излучения. Коэффициенты отражения R_{23}^+ , R_{23}^- от магнитооптической среды имеют разное значение из-за экваториального эффекта Керра [1]

$$R_{23}^\pm = \frac{\cos \varphi_3 - n_3^* \cos \varphi}{\cos \varphi_3 + n_3^* \cos \varphi} \pm i \frac{2Q \sin \varphi_2 \cos \varphi_2}{(\cos \varphi_3 n + n_3^* \cos \varphi_2)^2}, \quad (3)$$

где $n_3^* \sin \varphi_3 = \sin \varphi_2 = n_1 \sin \varphi_1$; Q — параметр магнитооптической среды.

Коэффициентам R_{23}^+ и R_{23}^- соответствуют знаки «+» и «-» перед вторым членом в формуле (3). По формулам (2), (3) могут быть рассчитаны величины, характеризующие невзаимность и добротность данной структуры, выраженные как функции угла падения φ_1 и нормированной толщины слоя d/λ : 1) потери при отражении $\delta J = 1 - J$, где $J = (1/2)(|R^+|^2 + |R^-|^2)$, 2) фазовая невзаимность $\Delta\Phi = \arg(R^+/R^-)$, 3) амплитудная невзаимность $\Delta J = (|R^+|^2 - |R^-|^2)$

В отличие от рассматриваемых ранее структур на нарушенном ПВО [2] здесь проанализирован случай, когда излучение, туннелирующее через микрослой, проникает в магнитооптическую среду на незначительную глубину (т. е. при $d/D \gg 1$). За счет этого и достигается выигрыш в добротности. В предельном случае бесконечной толщины слоя ($d \rightarrow \infty$), как видно из (2), реализуется режим ПВО $R^{\pm} \rightarrow R_{12}$, $\delta J \rightarrow 0$, $\Delta\Phi \rightarrow 0$, $\Delta J \rightarrow 0$. В области $d/D \gg 1$ функции δJ , $\Delta\Phi$, ΔJ экспоненциально убывают при возрастании d . Это означает, что можно найти значение d_0 , при котором потери на магнитном отражателе δJ не превышали бы некоторого максимально допустимого уровня δJ_{\max} (соответствующего, например, суммарным потерям на остальных элементах резонатора). Необходимо, однако, чтобы создаваемая при этом фазовая невязанность $\Delta\Phi$ (d_0) обеспечивала требуемый минимальный сдвиг частот f_{\min} между встречными волнами, который определяется зоной синхронизации встречных волн в кольцевом лазере, а также диапазоном измеряемых угловых скоростей. Связь между f и $\Delta\Phi$, как известно [3], выражается формулой

$$f = \frac{c \cdot |\Delta\Phi|}{\pi L}, \quad (4)$$

где c — скорость света, L — длина резонатора.

Для современных малогабаритных лазеров с $L \simeq 20$ см на $\lambda = 0.63$ мкм приемлемыми можно считать ограничения

$$f_{\min} \simeq 10 \text{ кГц}, \quad \delta J_{\max} \simeq 0.3\%. \quad (5)$$

Проведенные расчеты показывают, что для реально достигаемых на сегодняшний день значений намагниченности (т. е. величин Q) можно подобрать оптимальные значения φ_1 и d , при которых указанные выше условия удовлетворяются.

$\frac{d}{\lambda}$	$\delta J, \%$	$\Delta\Phi, \text{град}$	$\Delta J \cdot 10^4$	$\frac{d}{\lambda}$	$\delta J, \%$	$\Delta\Phi, \text{град}$	$\Delta J \cdot 10^4$
2.1	1.51	0.0269	2	2.6	0.32	0.0057	< 1
2.2	1.11	0.0197	2	2.7	0.23	0.0042	—
2.3	0.81	0.0144	1	2.8	0.17	0.0031	—
2.4	0.59	0.0106	1	2.9	0.12	0.0022	—
2.5	0.43	0.0078	1				

В таблице приведены результаты расчета параметров структуры с $n_1 = 1.457$ (стекло КУ-1), $n_3^* = 2.37 - i \cdot 4.5$, $\varphi_1 = 45^\circ$, $Q = 0.063 - i \cdot 0.045$ (константы ферромагнетика n_3^* и Q взяты из [4]). Видно, что при $2.7 \cdot \lambda \leq d \leq 2.9\lambda$

$$\delta J \leq 0.23\% < \delta J_{\max}, \quad f_{\min} < 18 \text{ кГц} \leq f \leq 35 \text{ кГц}. \quad (6)$$

Амплитудная невязанность при этом не превышает 10^4 .

Идея магнитного отражателя с управляемой невязанностью основывается на двух функциональных особенностях структуры, анализ которой проведен выше. Во-первых, использование эффекта ПВО в области $d/D \gg 1$ позволяет повысить добротность структуры при сохранении требуемой величины фазовой невязанности. Во-вторых, за счет возможности изменения толщины d воздушного слоя в пределах, где удовлетворяются условия $\delta J < \delta J_{\max}$, $f > f_{\min}$ (5), (6), создается возможность активной компенсации теплового дрейфа фазовой невязанности (и частоты f) с помощью широко используемых систем стабилизации частоты. Конструктивно такая структура может быть реализована в призмочно-зеркальном модуляторе, описанном в [5], где величина микрослоя регулируется с помощью пьезоэлемента. Неучтенные в расчетах потери в призме из стекла КУ-1 не должны превышать 0.1%. Так что общие потери $\delta J \neq 0.1\%$ не выходят существенно за ограничения, определенные в (5), (6).

Список литературы

- [1] Соколов А. В. Оптические свойства металлов. М.: Физматгиз, 1961. 464 с.
- [2] Мамаев Ю. А., Новиков М. А. // ЖТФ. 1982. Т. 52. Вып. 12. С. 2431—2434.
- [3] Войтович А. П., Севериков В. Н. Лазеры с анизотропными резонаторами. Минск: Наука и техника, 1988. С. 49.

Поступило в Редакцию
 13 апреля 1990 г.
 В окончательной редакции
 24 октября 1990 г.

ОБ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОМ БАЛАНСЕ КОАКСИАЛЬНОГО ПЛАЗМЕННОГО ИНЖЕКТОРА В КВАЗИСТАЦИОНАРНОМ РЕЖИМЕ РАБОТЫ

Д. А. Дричко, Г. А. Дюзев

В работе [1] было показано, что при использовании широко распространенной конструкции коаксиального плазменного инжектора в квазистационарном режиме работы не удается реализовать электродинамический механизм ускорения плазмы. Вольт-амперная характеристика инжектора была линейной, а скорость плазмы слабо росла с ростом разрядного тока и по абсолютной величине была близка к скорости ионного звука.

При линейной ВАХ энергия, забираемая инжектором от источника питания $\sim I^2$, в то время как при больших токах разряда, когда плазма уже полностью ионизована и потери энергии на ионизацию практически не растут, скорость плазмы увеличивается незначительно, температура электронов, хотя и увеличивается, но имеет такие низкие значения, при которых потери энергии на излучение пренебрежимо малы. Остается неясным вопрос, на что расходуется энергия источника питания.

Можно предположить, что значительная доля энергии источника поступает в виде тепла в электроды инжектора. Теоретический расчет энергетических потерь в электроды даже для разрядов, равномерно распределенных по поверхности электродов, представляет собой довольно трудную задачу [2], поэтому в настоящей работе предпринята попытка экспериментального определения тепловых потоков в электроды.

Конструкция инжектора и условия эксперимента подробно описаны в [1]. В данной работе проводилось калориметрирование электродов инжектора. Для этого в тело катода и анода было заделано несколько термопар, а катодный и анодный фланцы, находящиеся вне вакуумной камеры, для уменьшения теплоотдачи тщательно теплоизолировались.

Эксперименты проводились следующим образом. Пусковые импульсы с задающего генератора с периодом повторения 30 с подавались на катушку газового клапана и через время задержки ~ 500 мкс на разрядник конденсаторной батареи. Через 5 запусков в паузу между импульсами снимались показания термопар. Вся серия измерений состояла из 20 разрядов, так как при большем их количестве возрастала роль остывания электродов. Измерение температуры электродов в зависимости от режима работы инжектора составляло для катода $\sim 10\text{--}40$ °С, для анода $\sim 5\text{--}20$ °С.

Количество тепла, получаемого электродом, вычислялось по формуле $Q = cm(T - T_0)$, где c — теплоемкость; m — масса; T_0 , T — начальное и измеренное значения температуры электрода. Для примера на рис. 1 приведена величина потока тепла в анод Q_a в зависимости от времени t (или количества импульсов N) для одного из исследованных режимов. Экспериментальные точки при $t > 10$ мин — это остывание электрода после серии разрядов.

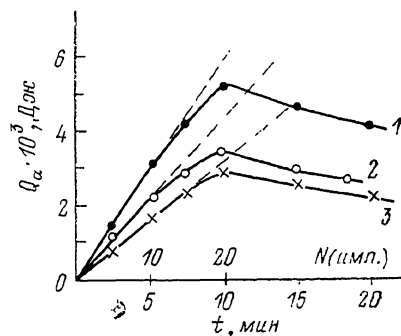


Рис. 1. Количество тепла, поступающее в анод.

μ , г/с: 1 — 0.1, 2 — 0.3, 3 — 1.0; $I = 17$ кА.