УДК 535.854

ОСОБЕННОСТИ ФАЗОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИК МНОГОЛУЧЕВЫХ ИНТЕРФЕРОМЕТРОВ

И. И. Суханов и *Ю. В. Троицкий*

Исследована связь амплитудных и фазовых характеристик (АХ и ФХ) многолучевых интерферометров: интерферометра Фабри—Перо (ИФП), работающего на пропускание, и отражательного интерферометра (ОИ). Показано, что ИФП является системой с «жесткой» связью амплитуды и фазы пропускания, определяемой дисперсионными соотношениями типа Крамерса—Кронига. Проведена аналогия между многолучевыми интерферометрами и радиотехническими цепями с точки зрения связи амплитуды и фазы коэффициента передачи. Показано, что ФХ отражательного интерферометра можно в некоторых пределах изменять произвольно. Это связано с тем, что у ОИ на 2 независимых параметра больше, чем у ИФП. Показано, что ОИ обеспечивает ряд преимуществ по сравнению с ИФП в системах стабилизации и селекции частоты или синхронизации мод лазера.

1. Расчет интерферометров оптического диапазона по традиции сводится к расчету распределения интенсивности в интерференционных полосах. На сдвиг фазы световой волны после прохождения интерферометра обычно не обращают внимания. Однако в последнее время появились такие применения интерферометров, для которых фазовые характеристики имеют первостепенное значение. Одним из примеров этого [1] является использование отражательного двухзеркального интерферометра для трансформации оптических импульсов, свипируемых по частоте; в этом случае благодаря нелинейной зависимости фазового сдвига в интерферометре от частоты света появляется возможность ввести такие фазовые задержки спектральных компонент импульса, которые обеспечивают его укорочение во времени. Другим примером является метод самосинхронизации мод лазера, основанный на введении в лазерный резонатор интерферометра Фабри—Перо [2] или отражательного интерферометра [3, 4] для компенсации «затягивания» частоты мод, вызванного дисперсией активной среды. Явление резкого изменения фазы света, отраженного от интерферометра в момент резонанса, может быть использовано для острой селекции мод и линий генерации в лазере [5]. В других методах селекции мод, где используются главным образом амплитудные характеристики интерферометров, их фазовые свойства также имеют очень большое значение, так как они определяют частотный спектр оптического резонатора с введенным внутрь интерференционным модовым селектором.

Все сказанное позволяет считать актуальной задачей расчет фазовых характеристик интерферометров и изучение возможностей управления этими характеристиками. Что касается второй половины этой задачи, то особенно большими возможностями обладают отражательные двухзеркальные интерферометры. Это проявилось, в частности, в упомянутой работе [1], где описан интерферометр, являющийся при отсутствии потерь в зеркалах чисто «фазовым»: амплитуда коэффициента отражения равна единице независимо от частоты, а зависимостью фазового сдвига от частоты можно управлять путем изменения коэффициента отражения переднего зеркала. Это же свойство используется в работах [3, 4].

2. Рассмотрим амплитудные и фазовые характеристики (АХ и ФХ) интерферометра Фабри—Перо (ИФП), работающего на отражение, и отражательного интерферометра (ОИ). Общая схема обоих интерферометров приведена на рис. 1. Здесь ρ_n, τ_n — комплексные амплитудные коэффициенты отражения и пропускания зеркал M_1 и M_2, R_n и T_n — энергетические коэффициенты, а Ψ_n, Φ_n — соответствующие фазы, l — длина интерферометра, $\tilde{\rho}(\omega)$ и $\tilde{\tau}(\omega)$ — коэффициенты отражения и пропускания интерферометра в целом. Из принципа взаимности следует $\tau_1 = \tau_2$. Для ИФП

$$\tilde{\tau}(\omega) = \frac{\sqrt{T_1 T_3}\exp(-i\varphi)}{1 - \sqrt{R_2 R_3}\exp(-2i\varphi)}. \tag{1}$$

Здесь $2\varphi = 2\omega l/c - \Psi_2 - \Psi_3$, ω — циклическая частота, c — скорость света. Постоянный фазовый множитель, не зависящий от частоты, опущен.

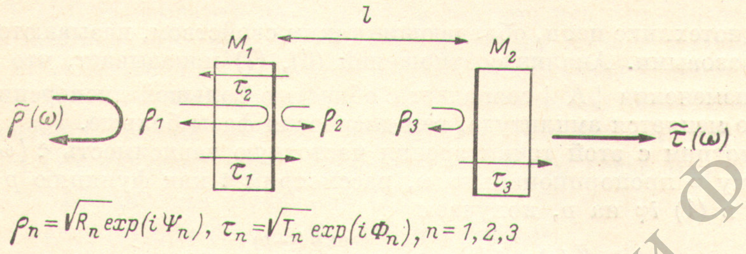

Рис. 1.

Запишем выражения для энергетического пропускания интерферометра $\tilde{T}$ и фазы $\tilde{b}$

$$\tilde{T}(\omega) \equiv |\tilde{\tau}(\omega)|^2 = \frac{T_1 T_3}{1 + R_2 R_3 - 2\sqrt{R_2 R_3}\cos 2\varphi}, \tag{2}$$

$$\tilde{b}(\omega) \equiv \arg\tilde{\tau} = -\operatorname{arc\,tg}\left(\frac{1+\sqrt{R_2 R_3}}{1-\sqrt{R_2 R_3}}\operatorname{tg}\varphi\right). \tag{3}$$

Легко видеть, что частотные зависимости $\tilde{T}(\omega)$ и $\arg\tilde{\tau}(\omega)$ определяются одним и тем же параметром $R_2 R_3$, поэтому какая-либо возможность независимого выбора $\tilde{T}(\omega)$ и $\arg\tau(\omega)$ отсутствует. На рис. 2 изображена зависимость наклона ФХ в максимуме пропускания $b' = [d\tilde{b}/d\varphi]_{T_{\max}}$ от «фактора резкости» $F = [(d^2\tilde{T}/d\varphi^2)/2T_{\max}]_{T_{\max}}$, определяющего скорость уменьшения $\tilde{T}(\omega)$ вблизи $T_{\max}$ на квадратичном участке. Чем резче изменяется $\tilde{T}(\omega)$ вблизи $T_{\max}$, тем дисперсия фазы больше.

Можно провести аналогию между многолучевыми интерферометрами и радиотехническими цепями с точки зрения связи амплитуды и фазы. В теории радиотехнических цепей АХ и ФХ какого-либо устройства есть соответственно модуль и фаза его комплексного коэффициента передачи $\tilde{K}(i\omega) = |\tilde{K}|\exp[i\tilde{\beta}]$. Функция $\tilde{K}(p)$, рассматриваемая на комплексной плоскости переменного $p = \sigma + i\omega$, в случае линейных пассивных цепей не должна иметь полюсов в полуплоскости $\sigma > 0$. Однако нули $\tilde{K}(p)$, $p_n = \sigma_n + i\omega_n$ ($n = 1, 2\ldots$) могут располагаться как в левой ($\sigma_n < 0$), так и в правой полуплоскости ($\sigma_n > 0$). Связь между $|\tilde{K}|$ и $\tilde{\beta}$ в этих двух случаях описывается разными формулами. Если все нули p_n расположены в левой полуплоскости, то амплитуда и фаза связаны преобразованием Гильберта [6]

$$\tilde{\beta}(\omega) = \frac{1}{\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{\ln|\tilde{K}(t)|\,dt}{t-\omega}, \tag{4}$$

$$\ln|\tilde K(\omega)| = -\frac{1}{\pi}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\frac{\tilde\beta(t)\,dt}{t-\omega}. \qquad (5)$$

Здесь интегралы понимаются в смысле главного значения. Преобразование (4), (5) приводит к дисперсионным соотношениям, совпадающим с известными дисперсионными соотношениями Крамерса—Кронига

$$\tilde\beta(\omega) = \frac{2\omega}{\pi}\int\limits_{0}^{\infty}\frac{\ln|\tilde K(t)|\,dt}{t^2-\omega^2}, \qquad (6)$$

$$\ln|\tilde K(\omega)| = -\frac{2}{\pi}\int\limits_{0}^{\infty}\frac{t\tilde\beta(t)\,dt}{t^2-\omega^2}. \qquad (7)$$

В радиотехнике цепи, обладающие таким свойством, называются минимально-фазовыми. Анализ соотношений (6), (7) показывает, что область резкого изменения $|\tilde K|$ совпадает с областью большой дисперсии фазы и чем резче меняется амплитуда, тем дисперсия фазы больше.

Рассмотрим с этой точки зрения частотную зависимость $\tilde\tau(\omega)$ ИФП. Поскольку φ пропорционально ω, рассмотрим $\tilde\tau$ как функцию $p=\sigma+i\varphi$. Заменяя в (1) $i\varphi$ на p, получаем

$$\tilde K(p) = \tilde\tau(p) \sim \frac{\exp(-p)}{1-\sqrt{R_2R_3}\exp(-2p)}. \qquad (8)$$

Очевидно, ни при каких ограниченных значениях p в области $\sigma > 0$ $\tilde\tau(p)$ в нуль не обращается. Таким образом, ИФП является минимально-фазовой системой с «жесткой» связью АХ и ФХ, определяемой соотношениями (6), (7). В области сильного поглощения диэлектрических покрытий формула (1) несправедлива. Однако на (6), (7) это не влияет, поскольку при $\omega\to\infty$ множитель $1/(t^2-\omega^2)\to 0$. Вывод о характере связи АХ и ФХ, следующий из (6), (7), совпадает с результатом, полученным выше непосредственно из (1).

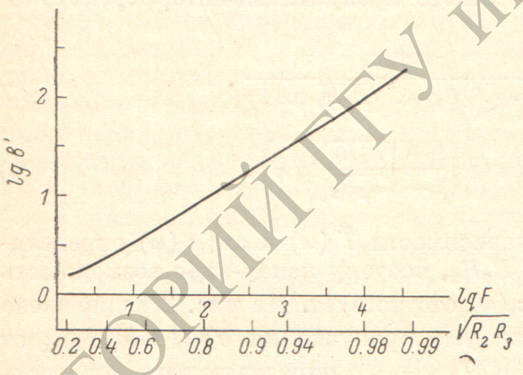

Рис. 2. Наклон фазовой характеристики ИФП b' в максимуме пропускания в зависимости от фактора резкости F.

Если же $\tilde K(p)$ имеет хотя бы один нуль p_0 с $\mathrm{Re}\,p_0 > 0$, в правых частях (6), (7) появляются дополнительные слагаемые, зависящие от $\mathrm{Re}\,p_0$ и $\mathrm{Im}\,p_0$. В этом случае характер связи АХ и ФХ может изменяться, хотя, конечно, для данного значения частоты $|\tilde K|$ и $\tilde\beta$ определены однозначно. В частности, существуют цепи, у которых $|\tilde K(i\omega)|\equiv 1$, т. е. связь между АХ и ФХ вообще отсутствует. Цепи, у которых $\tilde K(p)$ имеет нуль в полуплоскости $\sigma>0$, называются неминимально-фазовыми.

3. Рассмотрим выражение для комплексного коэффициента отражения ОИ [7]

$$\tilde\rho(\omega) = \rho_1\left(1+\frac{T}{\sqrt{R_1R_2}}\,\frac{\exp(i\theta-2i\varphi)}{1-\sqrt{R_2R_3}\exp(-2i\varphi)}\right). \qquad (9)$$

Здесь $T=T_1=T_2$, $\theta=2\Phi_1-\Psi_1-\Psi_2$. В общем случае первое зеркало может обладать «сосредоточенным» поглощением, например, в виде поглощающей пленки, толщина которой много меньше λ — длины волны. Как известно [8], такое «сосредоточенное» поглощение существенно расширяет возможности ОИ. Коэффициент отражения «идеального» ОИ ($R_3=1$, $R_{\max}=|\tilde{\rho}_{\max}|^2=1$) можно представить следующим образом [9]:

$$\tilde{\rho}=\frac{1-G-i\,(B-H\operatorname{ctg}\varphi)}{1+G+i\,(B+H\operatorname{ctg}\varphi)}, \tag{10}$$

где $G=A_2/T_2$, $H=A_2/A_1$, $B=-2\sqrt{R_1R_2}\sin\theta/A_1$, $A_1=1-T_2-R_1$, $A_2=1-T_2-R_2$. Если зеркало M_1 представляет собой металлический слой на границе раздела двух диэлектриков, то введенные независимые параметры G, B и H имеют простой смысл: G пропорционально активной проводимости слоя, B — его реактивной проводимости, H равно отношению показателей преломления обрамляющих диэлектриков.

Если в (10) $i\varphi$ заменить на $p=\sigma+i\varphi$ так же, как это делалось в (8), то можно показать, что при $1>G\geqslant 0$ $\tilde{\rho}(p)$ имеет нуль в полуплоскости $\sigma>0$, т. е. «идеальный» ОИ в этом случае можно назвать неминимально-фазовой системой. В частности, при $G=0$ связь между амплитудой и фазой отраженной волны вообще отсутствует, так как $\tilde{R}(\varphi)=|\tilde{\rho}|^2\equiv 1$, т. е. такой ОИ является чисто «фазовым». Выясним связь между энергетическим коэффициентом отражения ОИ $\tilde{R}(\varphi)=|\tilde{\rho}|^2$ и фазой отраженной волны $\tilde{\beta}_R=\arg\tilde{\rho}(\varphi)$ при $G\neq 0$. Из (10) получаем [8]

$$\tilde{R}(\varphi)=1-\frac{4G\operatorname{tg}^2\varphi}{(H-B\operatorname{tg}\varphi)^2+(1+G)^2\operatorname{tg}^2\varphi}, \tag{11}$$

$$\tilde{\beta}_R=-\operatorname{arc\,tg}\frac{2\,(H-B\operatorname{tg}\varphi)\operatorname{tg}\varphi}{(H-B\operatorname{tg}\varphi)^2+(G^2-1)\operatorname{tg}^2\varphi}. \tag{12}$$

Разложим эти выражения в ряд вблизи максимума коэффициента отражения

$$\tilde{R}(\varphi)\approx 1-\frac{4G}{H^2}(\Delta\varphi)^2, \tag{13}$$

$$\tilde{\beta}_R\approx-\frac{2}{H}(\Delta\varphi)-2\frac{B}{H^2}(\Delta\varphi)^2. \tag{14}$$

Из этих формул следует, что фактор резкости в максимуме отражения $F_R=4G/H^2$, наклон ФХ в максимуме

$$\beta'_R=\left.\frac{d\tilde{\beta}_R}{d\varphi}\right|_{R_{\max}}=-\frac{2}{H},$$

а кривизна ФХ

$$\beta''_0=\frac{d^2\tilde{\beta}_R}{d\varphi^2}=-\frac{2B}{H^2}.$$

Каждая из этих величин определяется не более чем двумя параметрами из трех, поэтому ими можно управлять независимо. Например, можно при постоянном β'_R менять фактор резкости F_R, или наоборот. На рис. 3, *а* (кривые *1*—*5*) изображена зависимость $\tilde{R}(\varphi)$ при $F_R=\mathrm{const}$, а на рис. 3, *б* изображены соответствующие кривые $\tilde{\beta}_R(\varphi)$. Видно, что близким кривым $\tilde{R}(\varphi)$ с данным значением F_R соответствует целый набор кривых $\tilde{\beta}_R(\varphi)$, причем $|\beta'_R|$ может быть как больше 2, так и меньше. Амплитудной характеристике ИФП (рис. 3, *а*, кривая *6*) соответствует ФХ только одной формы (рис. 3, *б*, кривая *6*). На рис. 4 представлена обратная ситуация, когда $\beta'_R=\mathrm{const}$, а фактор резкости меняется.

Графики на рис. 3 и 4 построены по формулам (1), (4), (5). Характер зависимости $\tilde{\beta}'_R(\varphi)$ меняется при переходе точки $G=1$. При $G<1$ $\tilde{\beta}_R(\varphi)$

представляет собой убывающую функцию с наложенными на нее осцилляциями, тогда как при $G > 1$ $\tilde{\beta}_R(\varphi)$ является осциллирующей функцией с размахом осцилляций, не превышающим π и монотонно уменьшающимся с ростом G.

Таким образом, у «идеального» ОИ в определенных пределах изменения частоты можно независимо управлять амплитудной и фазовой характерис-

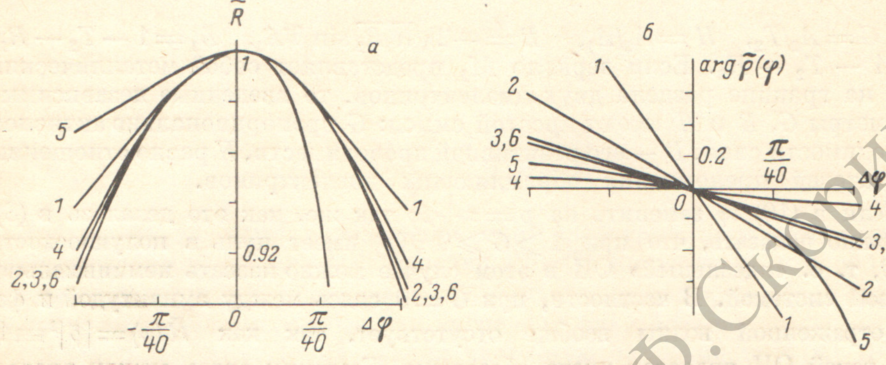

Рис. 3. Энергетический коэффициент отражения (*а*) и фаза коэффициента отражения интерферометра (*б*) при $F_R=4$.

1 — $H=0.2$, $G=0.04$, $B=0$; *2* — $H=0.5$, $G=0.25$, $B=0$; *3* — $H=1$, $G=1$, $B=0$; *4* — $H=3$, $G=9$, $B=0$; *5* — $H=1$, $G=1$, $B=5$; *6* — коэффициент пропускания ИФП при $F=4$, $R_2=R_3 \approx 0.38$.

тиками. Это достоинство ОИ связано с тем, что у него, согласно (9), 4 независимых параметра $T/\sqrt{R_1R_2}$, θ, R_2R_3 и R_1, тогда как у ИФП таких параметров два — T_1T_3 и R_2R_3.

Описанными свойствами ОИ обладает и в общем случае, когда $R_3 \neq 1$ и $R_{max} \neq 1$. Как было показано в работе [10], коэффициент отражения такого ОИ можно представить следующим образом:

$$\tilde{\rho}(\omega) = \sqrt{R_{max}}\,\hat{\rho}(\omega). \tag{15}$$

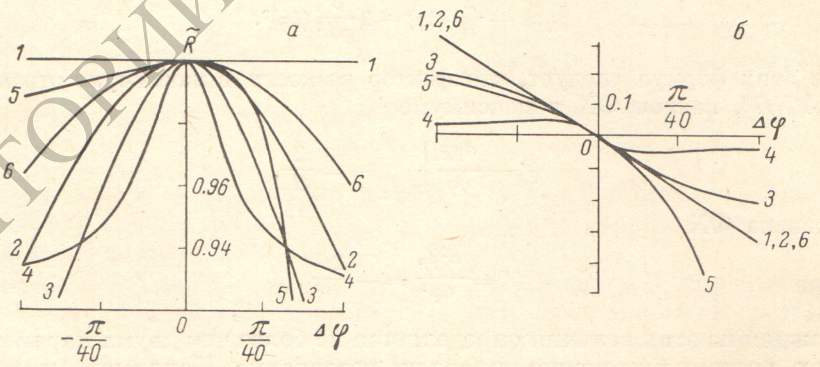

Рис. 4. Энергетический коэффициент отражения (*а*) и фаза коэффициента отражения интерферометра (*б*) при $H=1$.

1 — $G=0$, $B=0$, $F_R=0$; *2* — $G=2$, $B=0$, $F_R=8$; *3* — $G=5$, $B=0$, $F_R=20$; *4* — $G=20$, $B=0$, $F_R=80$; *5* — $G=1$, $B=5$, $F_R=4$; *6* — $G=1$, $B=0$, $F_R=4$.

Здесь $\hat{\rho}(\omega)$ описывается формулой (10), однако коэффициенты B, G и H являются теперь функциями не только R_1, R_2, T, θ, но и R_{max} в качестве параметра. Обозначим эти новые функции через $\hat{B}$, $\hat{G}$ и $\hat{H}$. Разложения (13), (14) останутся, очевидно, справедливыми при подстановке этих функций с заменой $\tilde{R}(\omega)$ на $\tilde{R}(\omega)/R_{max}$.

Представляет интерес вопрос о связи амплитуды и фазы $\hat{\rho}(\varphi)$ при $R_3 \neq 1$, $R_{\max} \neq 1$ в отсутствие поглощения в зеркале M_1. В этом случае, очевидно, $\theta = \pi$, $R_1 = R_2 = 1 - T = R$. Можно показать, что при $R < R_3$ $\hat{\rho}(p)$ имеет нули p_n с $\operatorname{Re} p_n > 0$, а при $R > R_3$ $\operatorname{Re} p_n < 0$. Аналогичный результат ранее был получен при исследовании соотношений Крамерса—Кронига для волны, отраженной от диэлектрической пленки на подложке [11]. Если показатель преломления подложки n_0 был меньше показателя преломления пленки n_1, то для амплитуды и фазы отраженной волны выполнялись (6), (7). В случае $n_0 > n_1$ в правых частях (6), (7) появлялись дополнительные слагаемые. Подставляя в формулы работы [10] максимальное значение коэффициента отражения ОИ

$$R_{\max} = \frac{(\sqrt{R} + \sqrt{R_3})^2}{(1 + \sqrt{RR_3})^2}, \tag{16}$$

получаем

$$\hat{G} = \sqrt{\frac{R}{R_3} \frac{1 - R_3}{1 - R}}, \quad \hat{H} = \frac{(\sqrt{R} + \sqrt{R_3})(1 + \sqrt{RR_3})}{\sqrt{R_3}(1 - R)}. \tag{17}$$

Кривизна ФХ определяется кубическим членом разложения по частоте, поскольку $\hat{B} = 0$. Таким образом, изменяя R и R_3, можно управлять

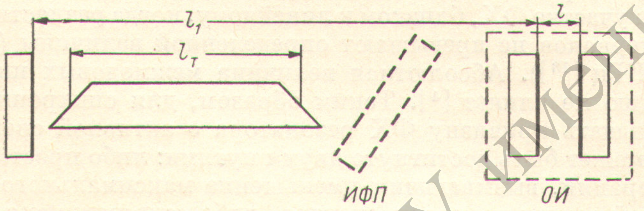

Рис. 5.

фактором резкости $\hat{F}_R = 4\hat{G}/\hat{H}^2$ и наклоном ФХ в максимуме отражения $\hat{\beta}'_R = -2/\hat{H}$. Непосредственно из формулы (2) этот результат вряд ли может быть получен, поскольку $\hat{F}_R$ и $\hat{\beta}'_R$ являются сложными функциями R и R_3 одновременно. Тем более этого нельзя сделать и в общем случае $\theta \neq \pi$.

4. Кратко рассмотрим два примера использования интерферометров в лазерах: внутрирезонаторную селекцию продольных мод и их синхронизацию. Для селекции обычно применяют наклонный ИФП, работающий на пропускание, либо в качестве одного из отражателей резонатора используют ОИ с поглощающей пленкой. Частота генерации лазера определяется уравнением баланса фазы при двойном обходе резонатора бегущей волной с частотой ω_q (q — продольный индекс моды) и фазовой скоростью c/n_q, где n_q — некоторый эффективный показатель преломления активной среды, зависящий не только от ω_q, но вследствие нелинейности среды и от амплитуд и частот всех мод. Кроме того, на частоту влияют дисперсионные свойства «холодного» резонатора, точнее, введенного в него селектирующего устройства. Уравнение частот генерации можно записать в следующем виде:

$$2\omega_q (l_1 - l_T)/c + 2\omega_q l_T n_q/c + \tilde{\alpha}(\omega_q) = 2\pi q. \tag{18}$$

Здесь l_1 — длина резонатора, l_T — длина активного элемента, $\tilde{\alpha}(\omega)$ — сдвиг фазы бегущей волны, вносимый диспергирующим элементом (рис. 5). Если это ИФП, то $\tilde{\alpha} = 2\tilde{\delta}$, если же в качестве одного из отражателей резонатора используется ОИ, то $\tilde{\alpha} = \tilde{\beta}_R$. Из уравнения (13) следует, что подстройка селектора на максимум мощности выделяемой моды приводит в общем случае к изменению частоты этой моды. Во многих приложениях, например в системах стабилизации частоты лазеров, это нежелательно.

Разложим n_q и $\tilde{\alpha}(\omega_q)$ в ряд вблизи некоторой частоты ω_0 с учетом квадратичных членов

$$n(\omega_q) \approx n_0(\omega_0) + n_1(\omega_q - \omega_0) + n_2(\omega_q - \omega_0)^2, \tag{19}$$

$$\tilde{\alpha}(\omega_q) \approx \tilde{\alpha}(\omega_0) + \alpha_1(\omega_q - \omega_0) + \alpha_2(\omega_q - \omega_0)^2. \tag{20}$$

Для ОИ разложение (15), очевидно, соответствует (7). При $H=1$ $\beta'_R = -2$ и линейный член в (20) совпадает с набегом фазы, приобретаемым плоской волной в свободном пространстве. В этом случае частоты генерации лазера с ОИ не будут зависеть в линейном по частоте приближении от перемещения зеркала M_1 вдоль оптической оси, если зеркало M_2 и зеркало резонатора будут неподвижны. Следовательно, сканирование зеркала M_1 не будет вызывать частотной модуляции излучения лазера. Это соображение подтверждается ранее проведенными экспериментами [8]. При использовании для селекции мод других внутрирезонаторных интерферометров частотной модуляции избежать не удастся. У ИФП, например, согласно рис. 2, всегда $|b'| > 1$, и амплитуда вносимой частотной девиации возрастает с увеличением степени селекции.

Рассмотрим использование многолучевых интерферометров для синхронизации мод лазера. Синхронизация продольных мод возникает, как известно [12], на участке ФХ, близком к линейному, когда разности частот межмодовых интервалов не превышают определенной величины (для He—Ne лазера ~1 КГц [13]). Абсолютная величина межмодовых интервалов на синхронизацию не влияет [4]. Таким образом, для синхронизации необходимо уменьшать кривизну ФХ резонатора с активной средой, а не ее наклон. Это может быть достигнуто двумя путями: либо простым сужением спектра генерации, вызывающим уменьшение максимального отклонения ФХ от прямой линии на краях спектра, либо «спрямлением» ФХ без сужения спектра. Если в качестве одного из отражателей резонатора использовать ИФП, то кривизна ФХ будет изменяться под действием обоих этих факторов, определяемых одним и тем же параметром R_2R_3. Ясно, что возможности оптимизации синхронизованного режима здесь невелики: чрезмерное сужение спектра может привести к «перекомпенсации» кривизны ФХ активной среды. Кроме того, увеличение фактора резкости ИФП в максимуме отражения ведет к росту потерь на пропускание. Более широкими возможностями в этом отношении обладает ОИ, причем для получения импульсов минимальной длительности предпочтительнее его вариант, не сужающий спектра генерации, — фазовый интерферометр с управляемой ФХ [3]. Подбор параметров такого интерферометра позволил синхронизовать моды во всей полосе генерации 0.63 мкм He—Ne лазера (~1.5 ГГц) [4].

Таким образом, частотными зависимостями амплитуды и фазы коэффициента отражения многолучевого интерферометра можно в некоторых пределах изменения частоты управлять независимо. Это достоинство ОИ, связанное с тем, что у него на два независимых параметра больше, чем у интерферометра Фабри—Перо, работающего на пропускание, позволяет улучшить характеристики интерференционных систем селекции, стабилизации частоты или синхронизации мод лазера.

Литература

[1] F. Gires, P. Tournois. Compt. rend., *258*, 6112, 1964.
[2] Д. П. Криндач, А. П. Кузнецов, В. М. Салимов. Квант. электрон., *5*, 1601, 1978.
[3] Ю. В. Троицкий. Письма ЖТФ, *1*, 200, 1975.
[4] И. И. Суханов, Ю. В. Троицкий. Квант. электрон., *3*, 2596, 1976.

[5] Ю. В. Троицкий. Квант. электрон., *2*, 2444, 1975.
[6] И. С. Гоноровский. Радиотехнические цепи и сигналы. «Советское радио», М., 1971.
[7] Г. В. Розенберг. Оптика тонкослойных покрытий. Физматгиз, М., 1958.
[8] Ю. В. Троицкий. Одночастотная генерация в газовых лазерах. «Наука», Новосибирск, 1975.
[9] М. И. Захаров, Ю. В. Троицкий. Опт. и спектр., *30*, 490, 1971.
[10] В. Н. Бельтюгов. Опт. и спектр., *46*, 1018, 1979.
[11] Е. А. Лупашко, В. К. Милославский, И. Н. Шкляревский. Опт. и спектр., *29*, 798, 1970.
[12] T. Uchida. IEEE J. Quant. Electront., *3*, 22, 1967.
[13] W. Lamb. Phys. Rev., *A134*, 1429, 1964.

Поступило в Редакцию 16 февраля 1980 г.