



Лазерные и волоконно- оптические технологии в навигационной технике

Великосельцев А. А.

Литература

- Бурнашев М.Н., Филатов Ю.В. Основы лазерной техники: Учеб. пособие.: Изд-во СПбГЭТУ «ЛЭТИ», 2000.
- Великосельцев А.А., Филатов Ю.В. Волоконно-оптические технологии в навигационных системах. Учеб. пособие.: Изд-во СПбГЭТУ «ЛЭТИ», 2011.
- Лукьянов Д.П., Филатов Ю.В. Основы квантовой гироскопии. Учеб. пособие.: ЛЭТИ. – Л., 1987.
- Ю.В. Филатов, Д.П. Лукьянов, А.М. Боронахин. Оптические и микромеханические инерциальные приборы. ООО «Техномедиа»/Изд-во «Элмор», 2007.
- Янг М. Оптика и лазеры, включая волоконную оптику и оптические волноводы. Мир, 2005.
- Волоконно-оптические датчики/под ред. Эрика Удда. Техносфера 2008.
- Д. Бейли, Э. Райт. Волоконная оптика. Теория и практика. КУДИЦ-Пресс, 2008.
- М. Ф. Панов, А. В. Соломонов, Ю. В. Филатов. Физические основы интегральной оптики. Академия, 2010.

References

- Lawrence A. Modern Inertial Technology. Navigation and Control. Spronger-Verlag, 1998.
- Optical Gyros and their Application. Ed. Loukianov D., Rodloff R., Sorg H., Stieler H. RTO AGARD 1999.
- Lefevre H. The Fiber-Optic Gyroscope. Artech House, 1993.
- M. N. Armenise, C. Ciminelli, F. Dell'Olio, V. M. N. Passaro. Advances in Gyroscope Technology. Springer-Verlag, 2010.

Введение

LASER – **L**ight **A**mplification by **S**timulated
Emission of **R**adiation

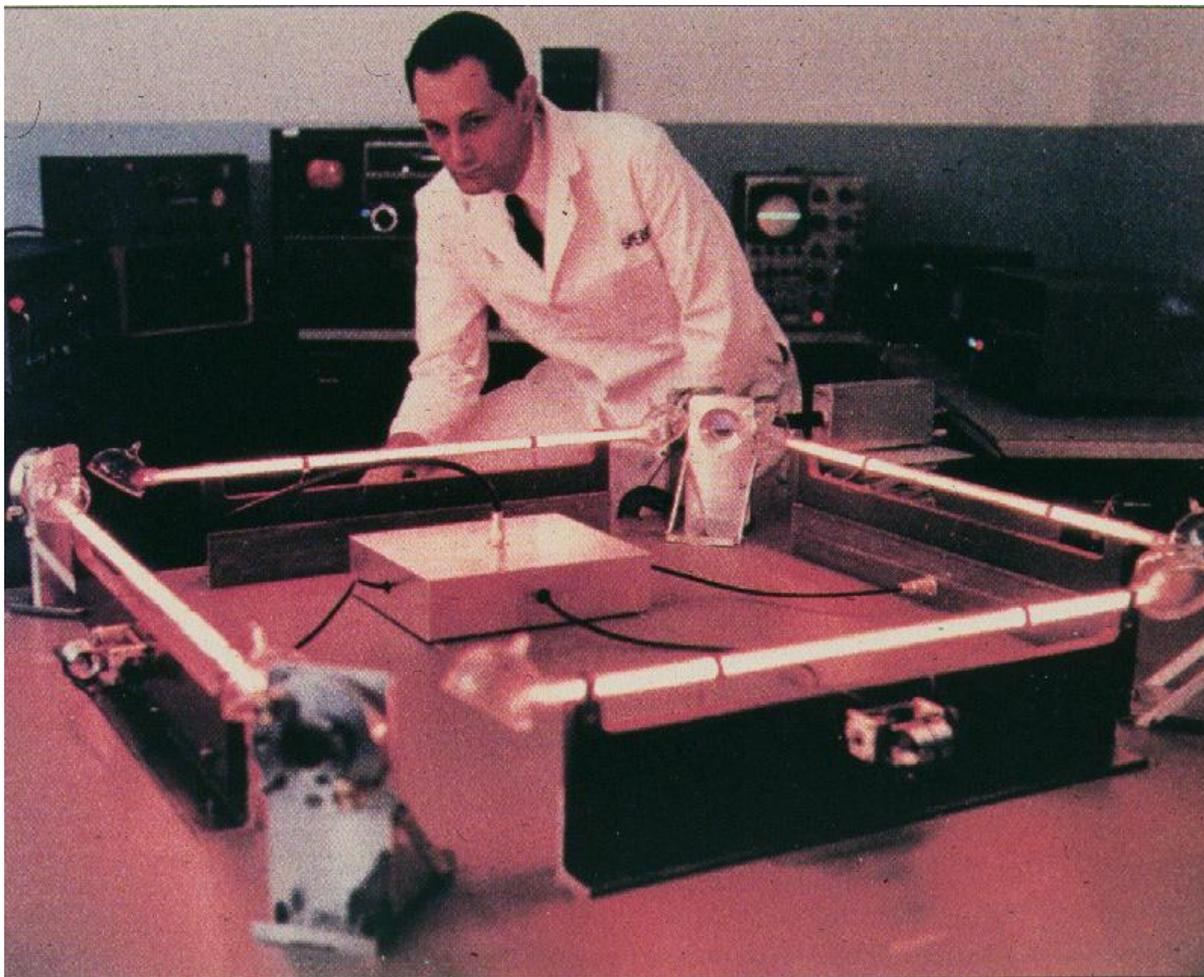
или

Усиление света посредством вынужденного
излучения

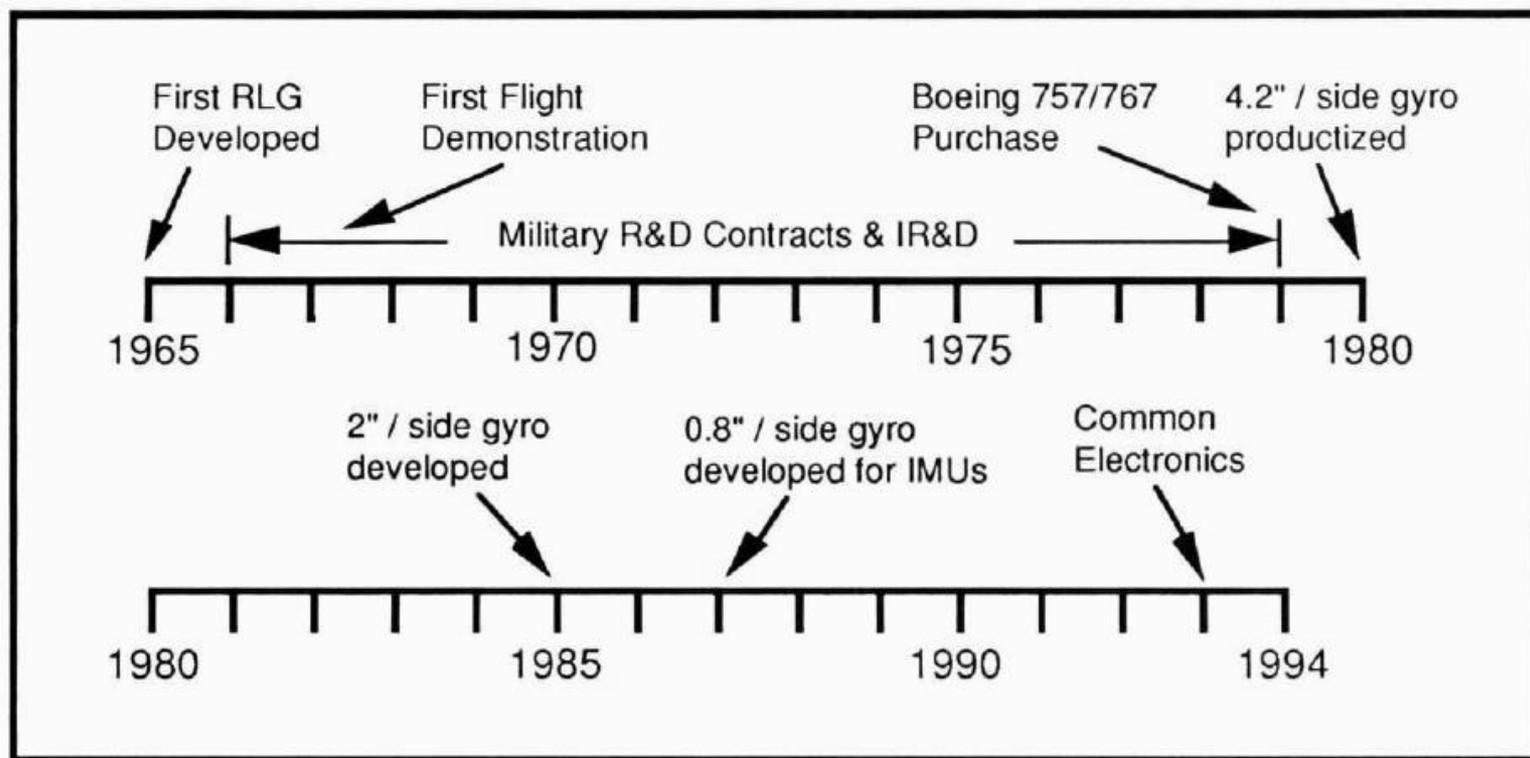
Первый рабочий оптический квантовый генератор продемонстрирован в
1960 году (Maiman, Т.Н. "Stimulated optical radiation in ruby". Nature 187, 1960).

Первый кольцевой лазер (лазерный гироскоп) создан в 1962 году (W. M. Macek
and D. T. M. Davis, Jr. "Rotation rate sensing with traveling-wave ring lasers," Applied Physics Letters,
vol. 2, No. 3, 1963)

Кольцевой лазер

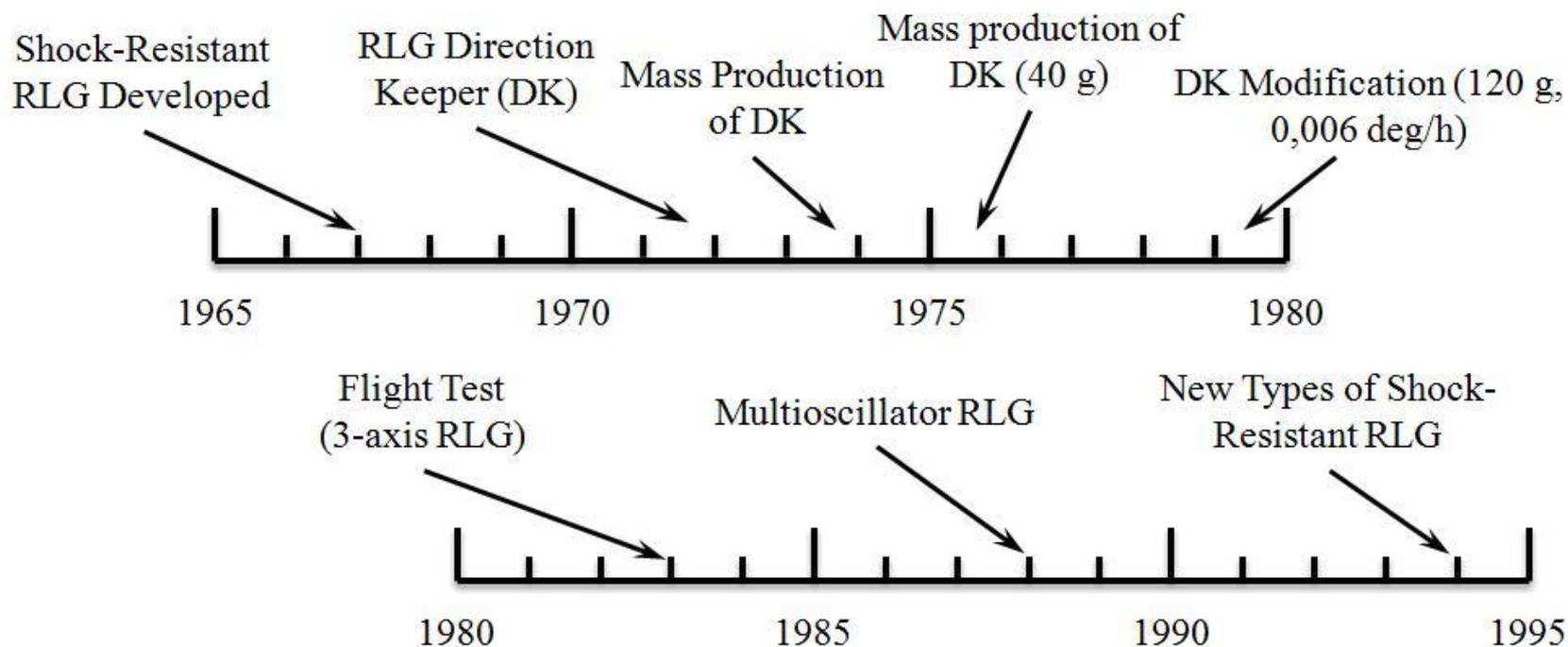


Этапы разработки ЛГ (Honeywell, США)

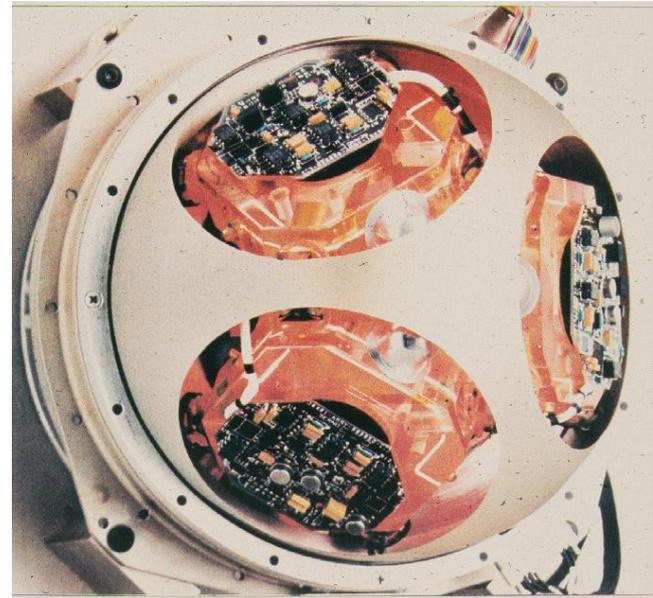


T. Cunningham "Dual Use: Opportunities, Payoffs, and Challenges".
AGARD Conference Proceedings No 556, 1995

Этапы разработки ЛГ (ЦКБ и Арсенал, СССР)



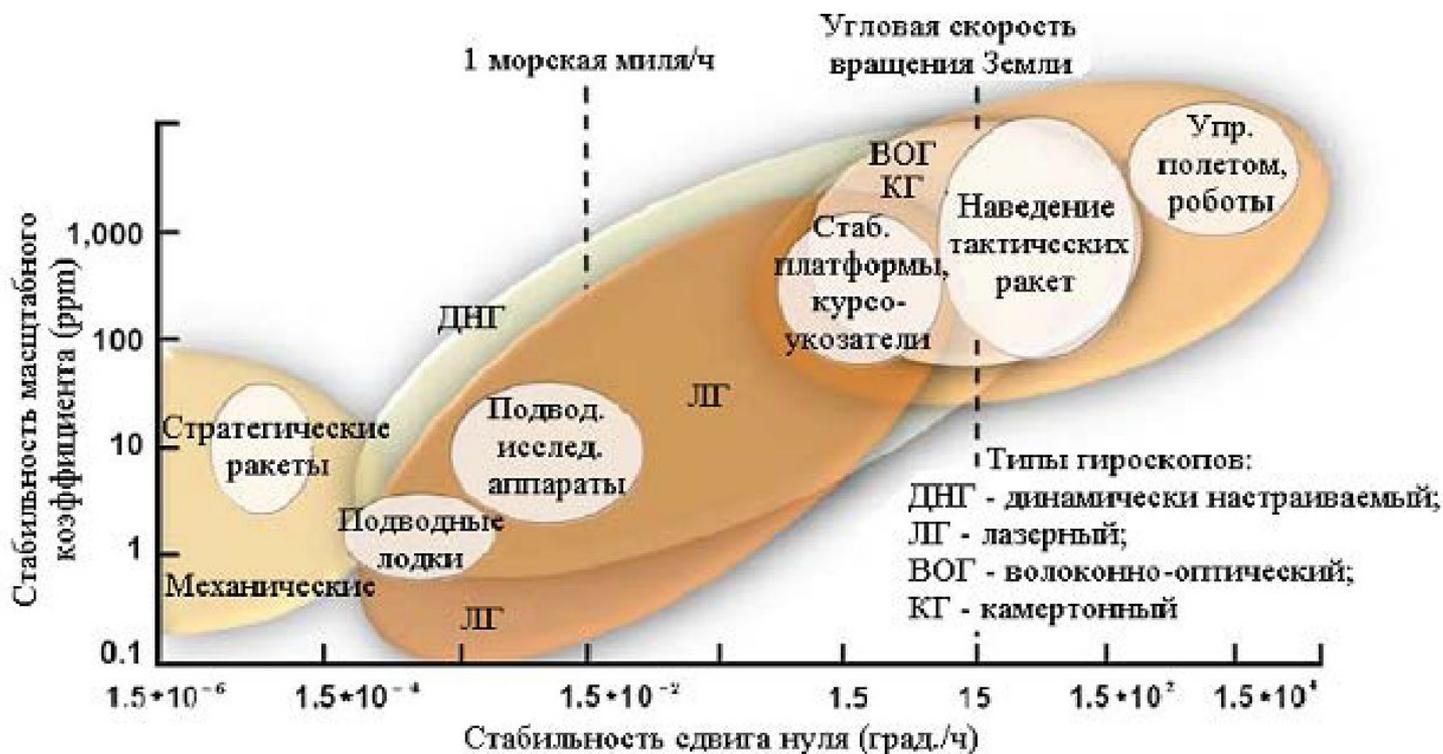
Лазерный
гироскоп
(0.0001-1°/час)



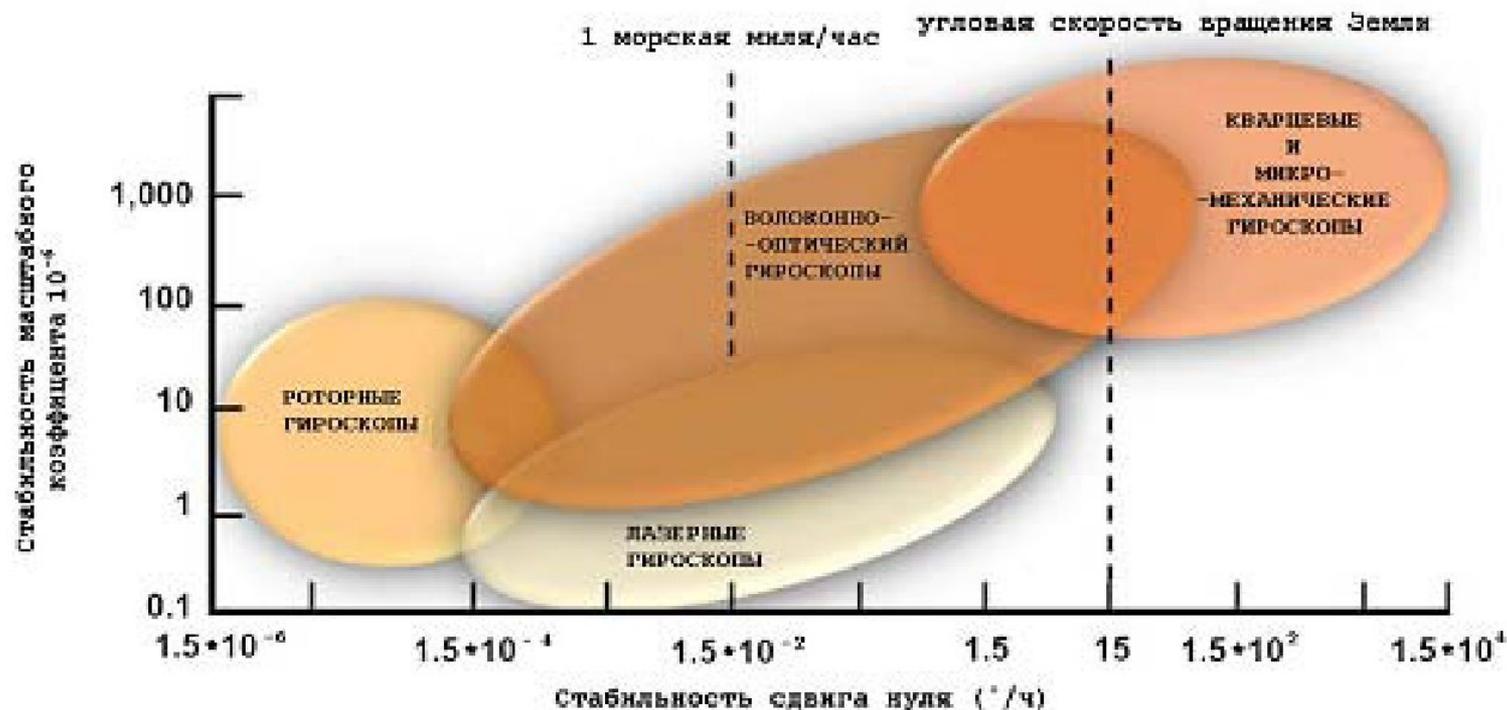
Волоконно-
оптический
гироскоп
(0.0003-10 °/час)



Современные области применения гироскопов



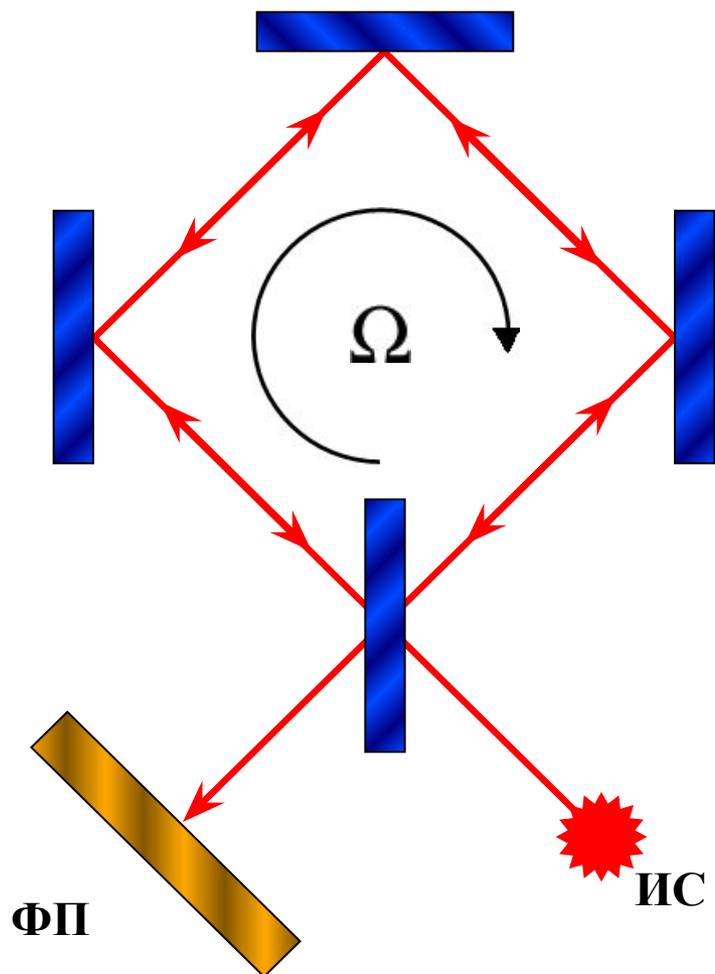
Прогнозируемые точностные характеристики



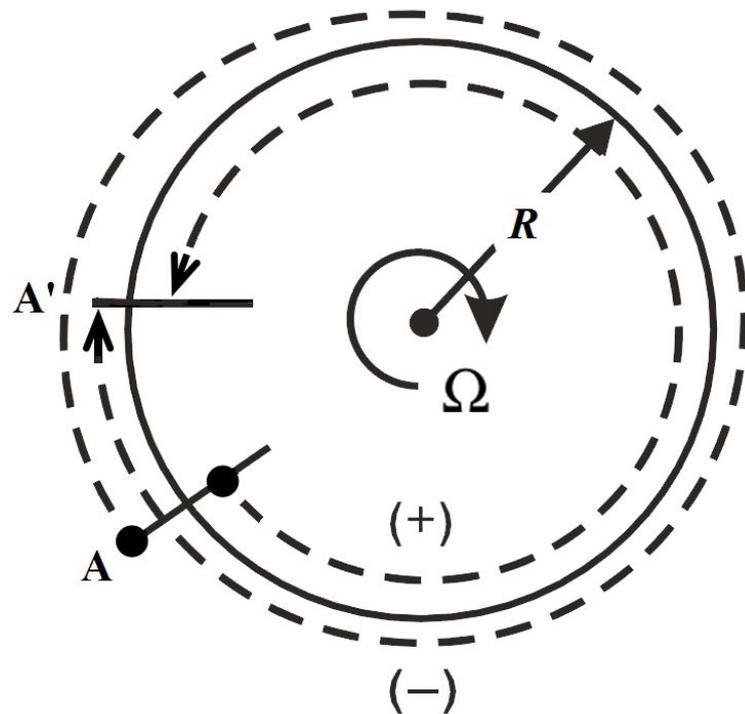
Достоинства оптических гироскопов

- большой динамический диапазон измеряемых скоростей;
- нечувствительность к ускорениям и перегрузкам;
- малое время готовности;
- малая потребляемая мощность;
- отсутствие перекрестных связей при построении трехосного блока чувствительных элементов;
- низкая стоимость при достаточно высокой точности;
- отсутствие вращающихся механических элементов и подшипников.

Эффект Саньяка



$$t_0 = 2\pi R/c$$



$$L_{\pm} = 2\pi R \pm \Omega R t_0$$

Времена обхода контура противоположно распространяющимися пучками:

$$t_{\pm} = t_0 + \Delta t/2 = L_{\pm}/c = t_0 \pm \frac{2\pi R^2}{c^2} \Omega$$

Разность времен обхода контура для встречных пучков:

$$\Delta t = \frac{4\pi R^2}{c^2} \Omega$$

Разность оптических длин путей распространения света в двух направлениях:

$$\Delta L = c\Delta t = \frac{4\pi R^2}{c} \Omega$$

Наличие разности путей и приводит к сдвигу интерференционной картины. Следует отметить, что выражение для ΔL получено для наблюдателя, находящегося в неподвижной системе отсчета, и содержит довольно много допущений. В общем случае физическую картину необходимо рассматривать в рамках общей теории относительности.

Согласно этой теории, часы, движущиеся на вращающейся платформе, не синхронны с часами, находящимися в инерциальной системе отсчета. Это различие обуславливает разное время обхода замкнутого контура встречными световыми пучками:

$$\Delta t = \frac{1}{c^2} \oint \frac{2R^2\Omega}{1 - (\Omega R/c)^2} d\varphi$$

В первом приближении по $\Omega R/c$ получаем:

$$\Delta t = \frac{2\Omega}{c^2} \oint R^2 d\varphi = \frac{4S}{c^2} \Omega$$

где S – проекция площади, охватываемой замкнутым контуром, на плоскость, перпендикулярную оси вращения. Следовательно, в общем случае:

$$\Delta L = \frac{4S}{c} \Omega$$

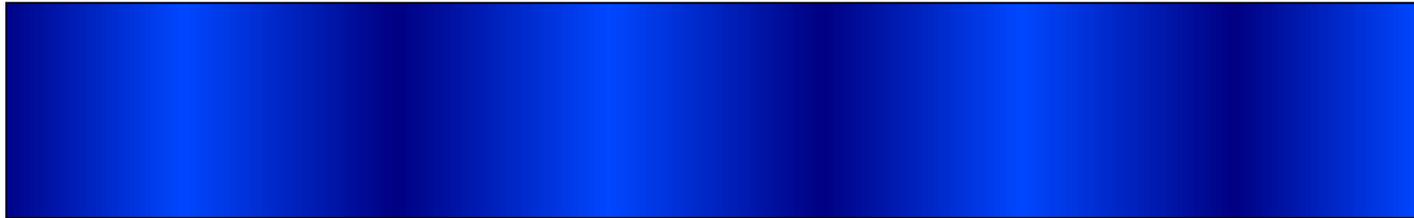
В эксперименте Саньяка были следующие условия:

$$\Omega = 2\pi \cdot 2.35 \text{ c}^{-1}; S = 866 \text{ cm}^2; \Delta L = 0.017 \mu\text{m}; \lambda = 0,43 \mu\text{m}$$

Таким образом, смещение интерференционных полос составляло:

$$N = \Delta L / \lambda = 0.04$$

Смещение интерференционных полос при смене направления вращения в данном случае равно 0.08. Саньяк получил 0.077 полосы.

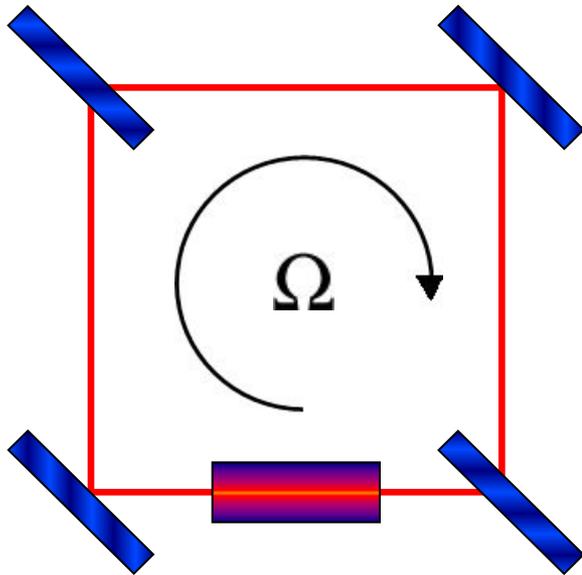


$$N = 0.23$$

Эксперимент Майкельсона-Гейля с площадью контура 200 кв.м.



Кольцевой лазер



L – периметр резонатора

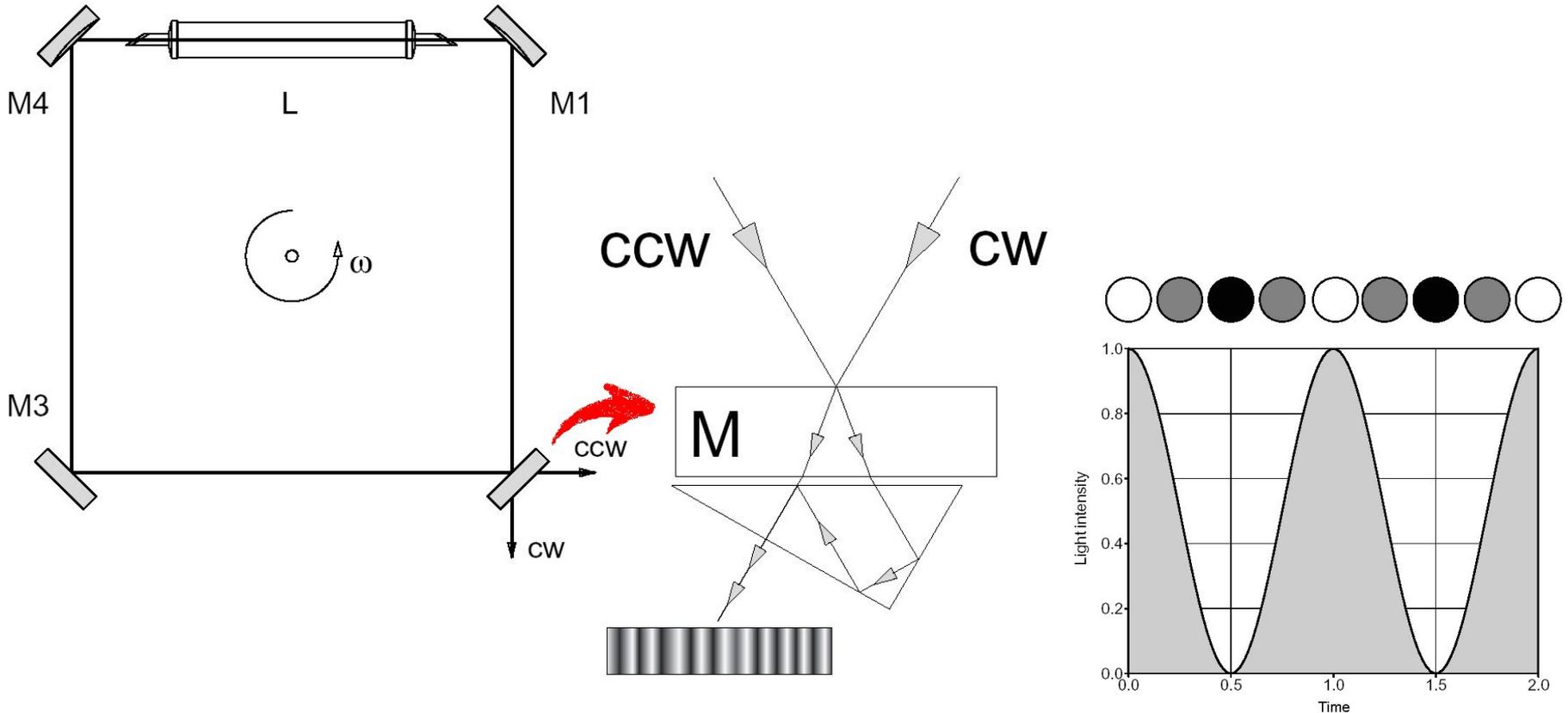
В резонаторе кольцевого лазера (КЛ) происходит генерация двух волн, распространяющихся по замкнутому контуру, образованному тремя или более зеркалами, в противоположных направлениях. При этом генерируемые встречные волны в первом приближении независимы друг от друга и в общем случае в резонаторе не существует стоячая волна, привязанная узлами к зеркалам. Поэтому кольцевой лазер называют иногда лазером бегущей волны. Взаимная независимость встречных волн предполагает и возможность их различия по частоте.

$$v_{q\pm} = q \frac{c}{L_{\pm}} \Rightarrow \frac{\Delta v}{v} = \frac{\Delta L}{L}$$

$$\Delta v = \Delta L \frac{v}{L} = \frac{4Sv}{cL} \Omega = \frac{4S}{\lambda L} \Omega \quad \text{или} \quad \Delta f = 2\pi \Delta v = 2\pi \frac{4S}{\lambda L} \Omega$$

При вращении КЛ собственные частоты резонатора для встречных волн расщепляются, причем их разность пропорциональна скорости вращения с коэффициентом пропорциональности (масштабным коэффициентом):

$$K = \frac{4S}{\lambda L}$$



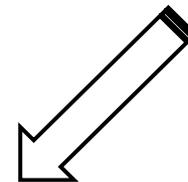
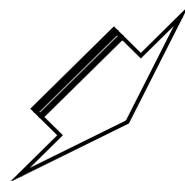
Чувствительность двух методов

Интерферометр Саньяка

$$\Delta = \frac{\Delta L}{\lambda} = \frac{4S}{\lambda c} \Omega = K_S \Omega$$

Лазерный гироскоп

$$\Delta \nu = \frac{4S}{\lambda L} \Omega = K \Omega$$



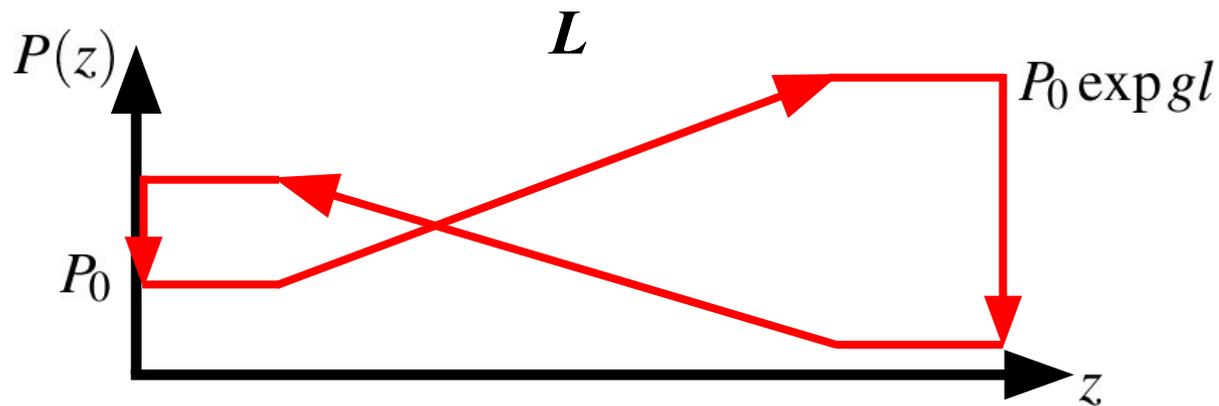
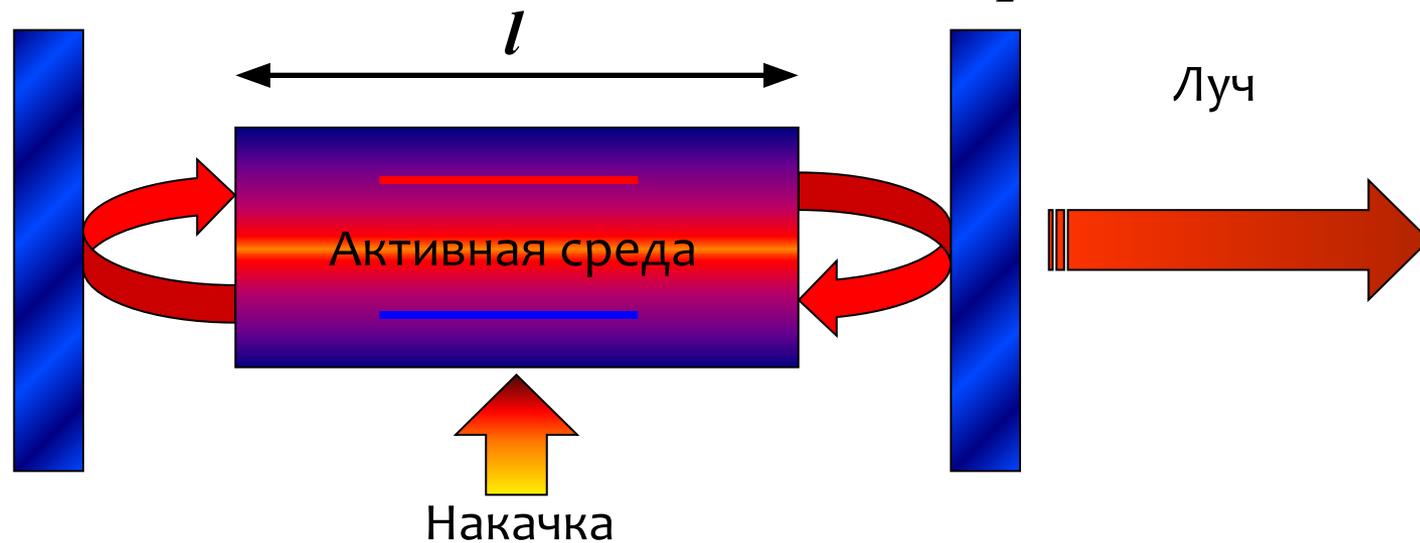
$$\frac{K}{K_S} = \frac{c}{L}$$

$\frac{c}{L}$ - межмодовое расстояние

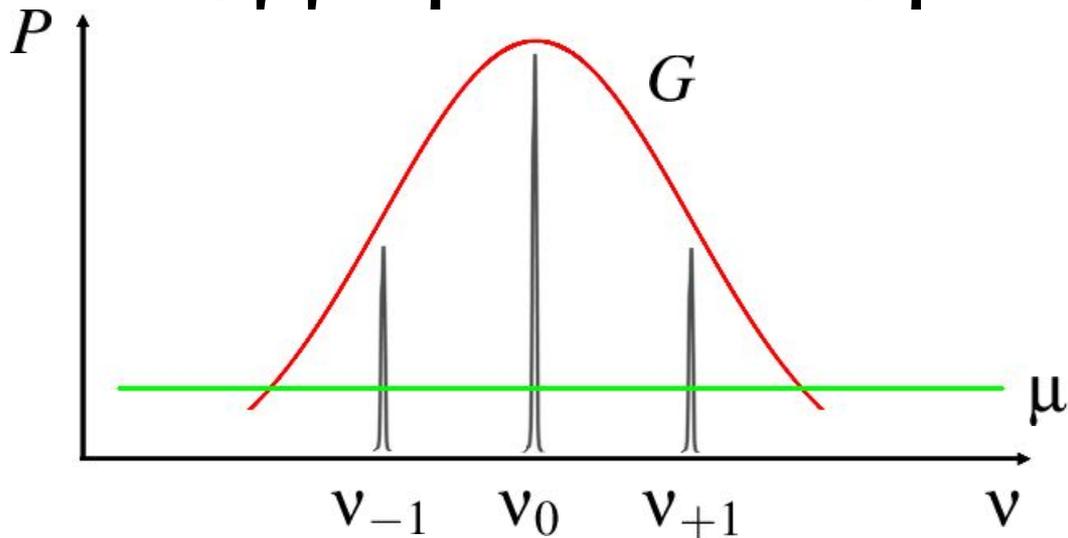
Принцип работы лазера

$R_1 = 100\%$

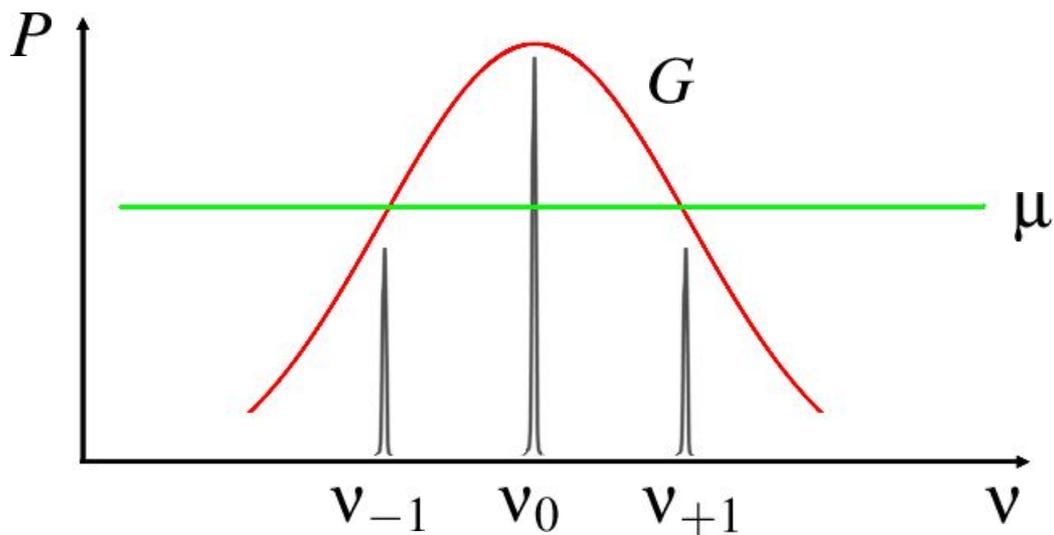
R_2



Моды резонатора



Многомодовый режим
 $(G > \mu) > 2\text{FSR}$



Одномодовый режим
 $(G > \mu) \leq 2\text{FSR}$

Гелий-неоновый лазер

- Высокий КПД
- Излучение в видимом диапазоне
- Невысокое энергопотребление
- Высокое качество пучка
- Высокая стабильность выходной характеристики
- Длительная наработка на отказ
- Хорошее соотношение цена/качество

Накачка

- Постоянным током – необходима балансная схема включения и высокая (лучше $1 \mu\text{A}$) стабильность разряда, иначе возникает сдвиг нуля из-за дрейфа активных атомов от $A+$ к $C-$; также обладает повышенным шумом
- Высокочастотным разрядом – полностью ликвидируется асимметрия, обеспечивается стабильное усиление, работа вблизи порога усиления, отсутствует шум

Зеркала

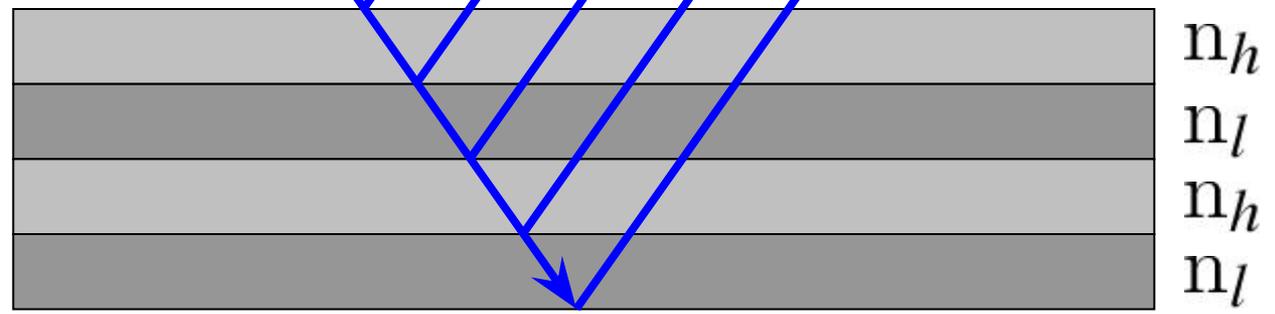
- Высококачественное многослойное диэлектрическое напыление
- Высокий коэффициент отражения
- Низкое рассеяние
- Высококачественная подложка
- Точная геометрия и полировка поверхности
- Низкие потери
- Устойчивость к повреждениям

Падающая волна

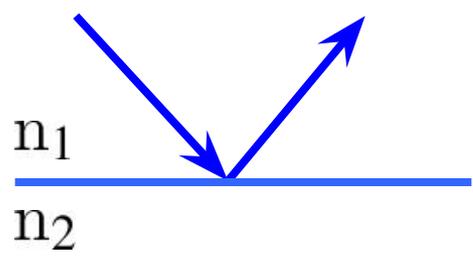
$$n_h > 1$$
$$n_h > n_l$$

$$\Delta\varphi = \pi$$

$$\lambda/4 [$$



Диэлектрические слои



$$n_1 > n_2 \rightarrow \Delta\varphi = 0$$

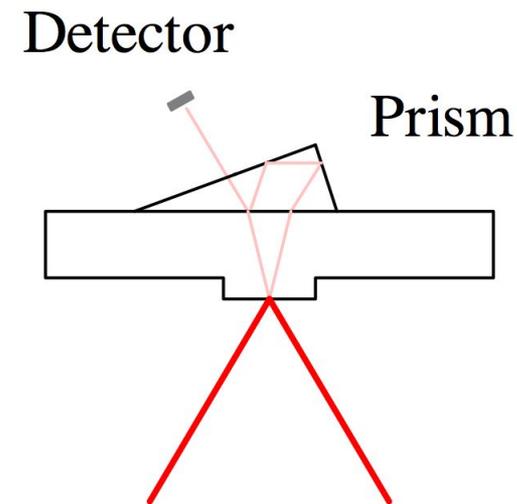
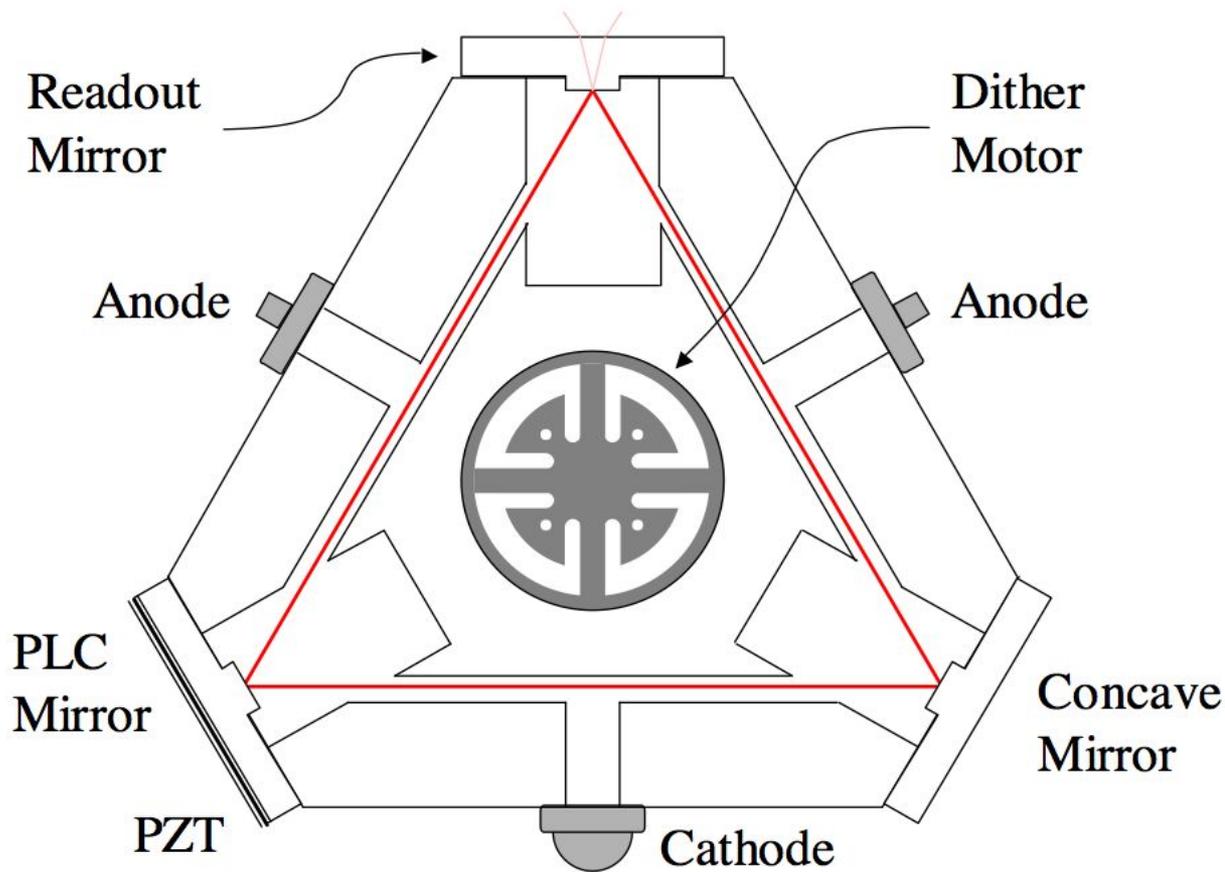
$$n_1 < n_2 \rightarrow \Delta\varphi = \pi$$

n_h
 n_l
 n_h
 n_l

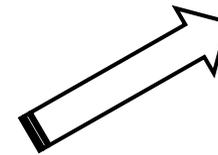
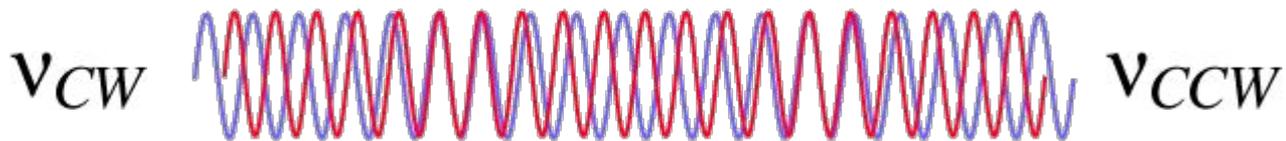
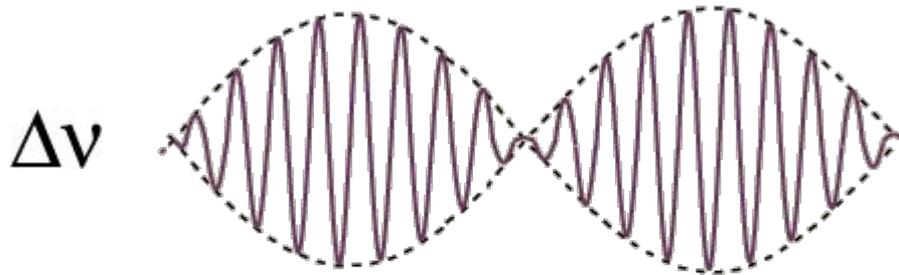
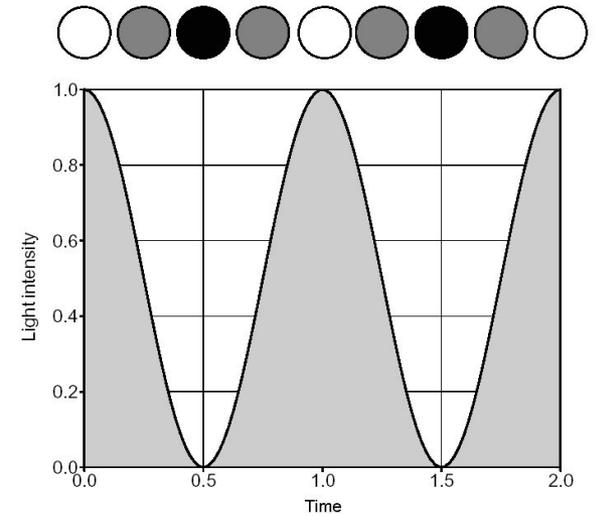
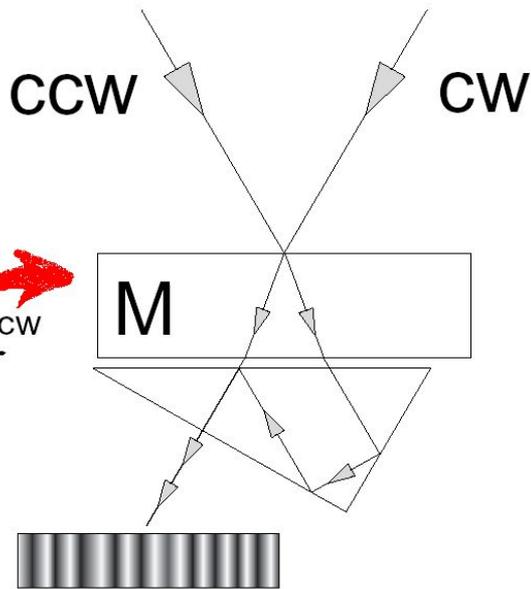
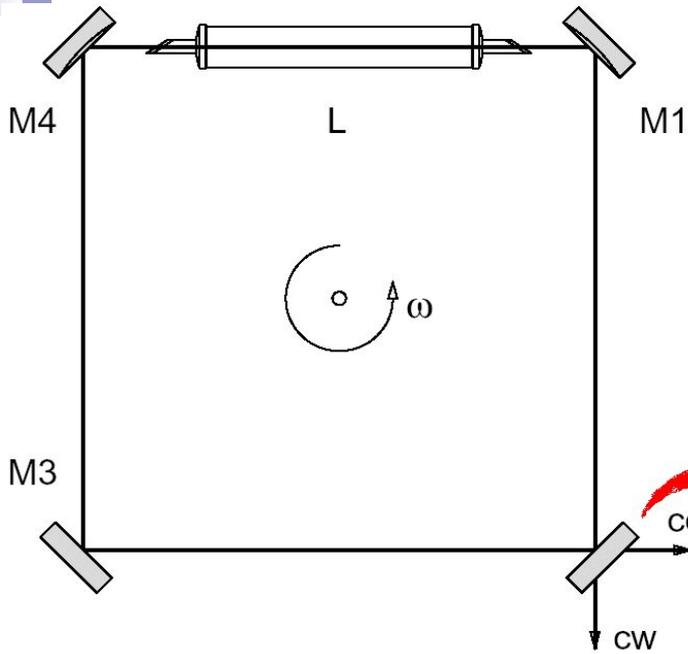
n_h

Подложка

Лазерный гироскоп



Получение выходного сигнала



Амплитуды и частоты встречных волн КЛ

Для описания работы газового лазера используется полуклассическая теория Лэмба. В этой теории э/м поле рассматривается классически, а активное вещество - с точки зрения квантовой механики. Общая логика решения задачи состоит в том, что э/м поле, существующее в резонаторе, рассматривается в качестве источника поляризации активной среды, которая, в свою очередь, является источником э/м поля за счет процессов индуцированного излучения.

В третьем порядке возмущений теория дает следующие уравнения для интенсивностей и частот встречных волн одномодового КЛ:

$$\begin{cases} (L/c)\dot{I}_1/I_1 = \alpha_1 - \beta_1 I_1 - \Theta_{12} I_2 \\ (L/c)\dot{I}_2/I_2 = \alpha_2 - \beta_2 I_2 - \Theta_{21} I_1 \end{cases}$$
$$\begin{cases} \omega_1 + \dot{\phi}_1 = f_1 + \sigma_1 + \rho_1 I_1 + \tau_{12} I_2 \\ \omega_2 + \dot{\phi}_2 = f_2 + \sigma_2 + \rho_2 I_2 + \tau_{21} I_1 \end{cases}$$

Физический смысл лэмбовских коэффициентов:

$$\alpha_i = G_0 \exp \left[-\frac{(\omega_i - \omega_{ab})^2}{(ku)^2} \right] - \mu = \mu \left[\chi \exp \left[-\frac{(\omega_i - \omega_{ab})^2}{(ku)^2} \right] - 1 \right]$$

определяют превышение усиления над потерями с учетом зависимости коэффициента усиления от частоты генерации.

$G_0 = G(\omega_{ab})$ - коэффициент усиления в центре линии

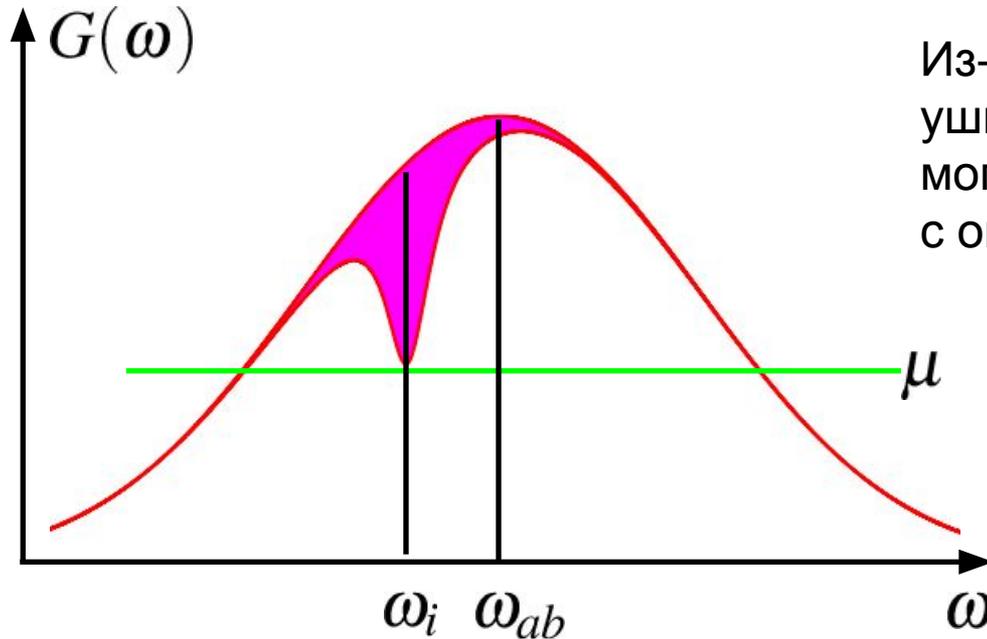
$\chi = G_0/\mu$ - относительное возбуждение

$\beta_i = G_0 \exp \left[-\frac{(\omega_i - \omega_{ab})^2}{(ku)^2} \right]$ коэффициенты насыщения, определяющие уровень интенсивности генерируемых волн.

Для одной волны $(L/c)\dot{I}_1/I_1 = \alpha_1 - \beta_1 I_1$ В установившемся режиме

$$\dot{I}_1 = 0 \Rightarrow I_1 = \frac{\alpha_1}{\beta_1} = 1 - \left[\chi \exp \left[-\frac{(\omega_i - \omega_{ab})^2}{(ku)^2} \right] \right]^{-1} \quad I_i = 1 - \frac{1}{\chi_i}$$

Коэффициенты кросснасыщения:



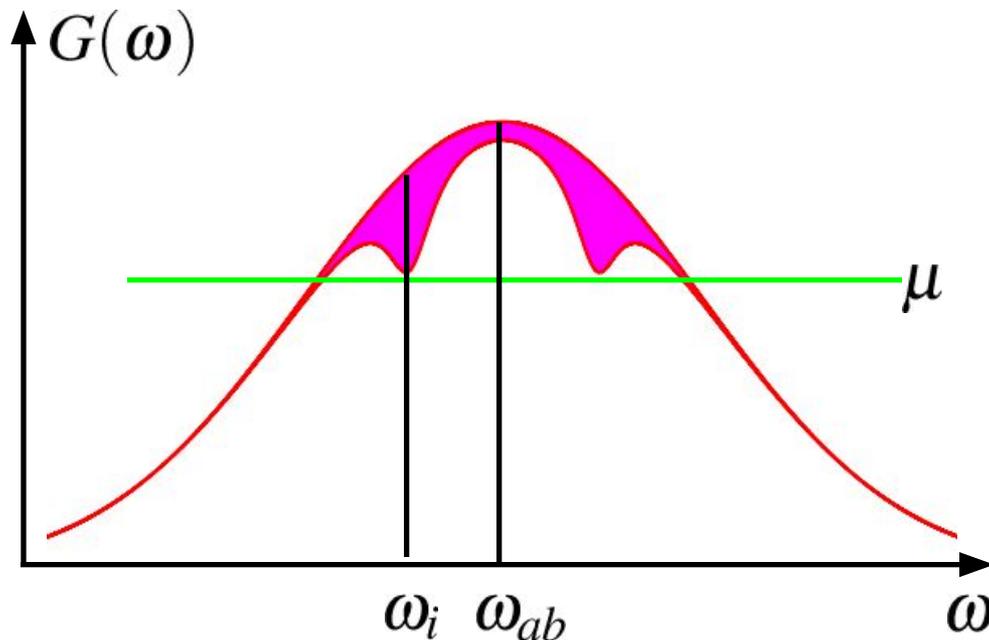
Из-за неоднородного (доплеровского) уширения линии с генерируемой волной могут взаимодействовать только атомы с определенными скоростями:

$$\omega_i = \omega_{ab} \left(1 + \frac{V_x}{c} \right)$$

Частотная область коэффициента усиления, участвующая в генерации, выделена цветом. Область имеет конечную ширину благодаря естественному (однородному) уширению. Это называют иногда выжиганием “дырки” или провала в контуре усиления или инверсной населенности. “Дырка” имеет лоренцевскую форму. Площадь провала пропорциональна мощности генерации на данной частоте.

При генерации двух встречных волн за счет их движения в противоположных направлениях с ними взаимодействуют разные группы атомов; в контуре инверсной населенности выжигаются два провала, расположенные симметрично относительно центра линии. При этом провалы перекрываются, что ведет к взаимному насыщению активной среды встречными волнами (иначе говоря, к кросснасыщению). Кросснасыщение описывается в амплитудных уравнениях коэффициентами:

$$\Theta_{ik} = G_0 \exp \left[-\frac{(\omega_k - \omega_{ab})^2}{(ku)^2} \right] L(\omega)$$



$$L(\omega) = \frac{\gamma_{ab}^2}{(\omega - \omega_{ab})^2 + \gamma_{ab}^2}$$

Перекрытие провалов ведет к конкуренции встречных волн, которая проявляется особенно сильно в центре линии при их полном перекрытии.

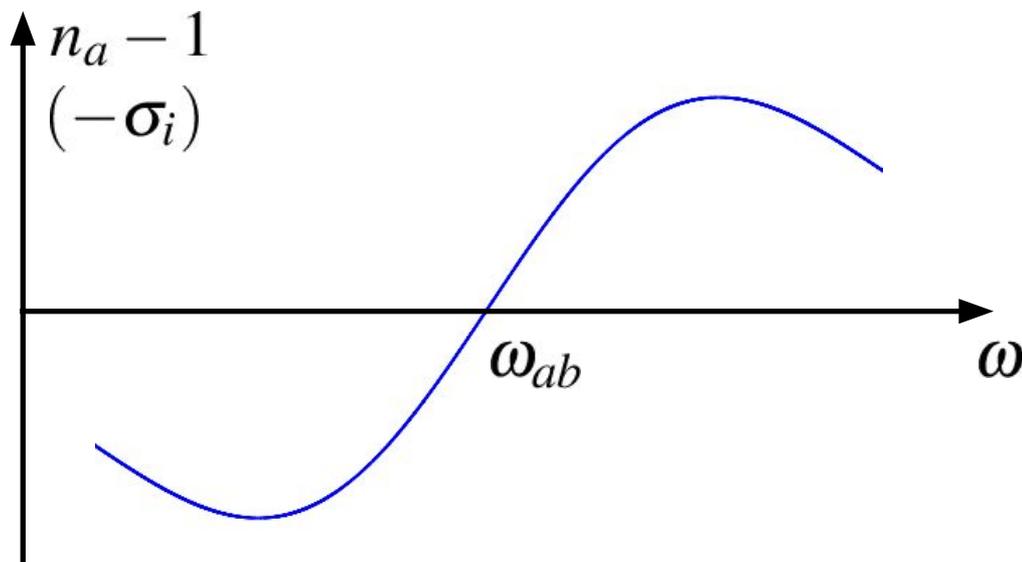
Лэмбовские коэффициенты в частотных уравнениях:

$$\sigma_i = -2 \left(\frac{c}{2L} \right) \left(\frac{\omega_i - \omega_{ab}}{ku} \right) \exp \left[- \left(\frac{\omega_i - \omega_{ab}}{ku} \right)^2 \right]$$

Сдвиг частоты генерации относительно собственной частоты, обусловленный отличием коэффициента преломления активной среды от 1 (дисперсией).

Собственная частота продольной моды резонатора определяется оптической длиной резонатора:

$$v_q = q \frac{c}{L_{opt}} = q \frac{c}{\sum_k l_k n_k} = q \frac{c}{L + l(n_a - 1)}$$



Где l, n_a – длина активной среды и ее коэффициент преломления, l_k – участки периметра с коэффициентом преломления n_k .

Поскольку $n_a - 1$ меняет знак в точке $\omega_i = 2\pi\nu_i = \omega_{ab}$ то частота генерации уходит всегда в сторону ω_{ab} - затягивание частоты к центру линии.

Коэффициент ρ_i описывает влияние интенсивности i -й волны на ее частоту генерации. Он дает очень малый вклад в частоту генерации и не поддается простой физической интерпретации.

Коэффициенты τ_{ik} аналогичны амплитудным коэффициентам θ_{ik} и описывают влияние кросснасыщения на частоту генерации. Величину $\tau_{ik} I_{ik}$ называют нелинейной дисперсией, так как она пропорциональна интенсивности генерации. Нелинейная дисперсия описывает изменение коэффициента преломления за счет провалов, выжигаемых в контуре инверсной населенности встречными волнами.

$$\tau_{ik} = \frac{G_0 c}{2L} \frac{\omega - \omega_{ab}}{\gamma_{ab}} \exp \left[-\frac{(\omega_k - \omega_{ab})^2}{(ku)^2} \right] L(\omega)$$

Нелинейная дисперсия обычно имеет знак, противоположный σ_i , поэтому ее вклад в частоту генерации противоположен вкладу линейной дисперсии. Нелинейную дисперсию часто называют “выталкиванием” частоты генерации от центра линии.

Выражения для интенсивностей встречных волн:

Поскольку в установившемся режиме $\dot{I}_i = 0$; $I_1 \approx I_2 \Rightarrow$

$$I_1 = I + \frac{\Delta I}{2}; \quad I_2 = I - \frac{\Delta I}{2}$$

Тогда амплитудные уравнения принимают вид:

$$\alpha_1 = (\beta_1 + \Theta_{12})I + (\beta_1 - \Theta_{12})\frac{\Delta I}{2}$$

$$\alpha_2 = (\beta_2 + \Theta_{21})I - (\beta_2 - \Theta_{21})\frac{\Delta I}{2}$$

$$I = \frac{\alpha_1(\beta_2 - \Theta_{21}) + \alpha_2(\beta_1 - \Theta_{12})}{(\beta_1 + \Theta_{12})(\beta_2 - \Theta_{21}) + (\beta_1 - \Theta_{12})(\beta_2 + \Theta_{21})}$$

$$\Delta I = \frac{\alpha_1(\beta_2 + \Theta_{21}) - \alpha_2(\beta_1 + \Theta_{12})}{(\beta_1 + \Theta_{12})(\beta_2 - \Theta_{21}) + (\beta_1 - \Theta_{12})(\beta_2 + \Theta_{21})}$$

Масштабный коэффициент КЛ

$$\Delta f = f_2 - f_1 = 2\pi \frac{4S}{\lambda L} \Omega$$

В случае сравнительно небольших скоростей вращения (менее одного оборота в секунду) расщепление не превышает 1 МГц, что значительно меньше ширины линии усиления:

$$\Delta f \ll ku$$

Вводится величина расстройки частоты генерации от центра линии :

$$\xi_i = \frac{\omega_i - \omega_{ab}}{ku}$$

Разность расстроек для встречных волн является малой величиной:

$$\Delta \xi = \frac{\omega_2 - \omega_1}{ku} \ll 1$$

По разности расстроек проводится разложение в ряд Тэйлора лэмбовских коэффициентов до членов первого порядка малости:

$$\alpha_1 \cong \alpha + \frac{\partial \alpha}{\partial \xi} \frac{\Delta \xi}{2} = \alpha + \frac{\partial \alpha}{\partial \xi} \frac{\Delta f}{2ku}$$
$$\alpha_2 \cong \alpha - \frac{\partial \alpha}{\partial \xi} \frac{\Delta \xi}{2} = \alpha - \frac{\partial \alpha}{\partial \xi} \frac{\Delta f}{2ku}$$

где α – значение коэффициента для нерасщепленной частоты генерации. Аналогичные выражения можно написать и для других коэффициентов. Тогда выражения для средней интенсивности и разности интенсивностей встречных волн приобретают вид:

$$I = \frac{\alpha}{\beta + \Theta}$$
$$\Delta I = \frac{1}{\beta - \Theta} \left(\frac{\partial \alpha}{\partial \xi} - \frac{\partial \beta}{\partial \xi} I \right) \frac{\Delta f}{ku}$$

Для одной волны $(L/c)\dot{I}_1/I_1 = \alpha_1 - \beta_1 I_1$ В установившемся режиме

$$\dot{I}_1 = 0 \Rightarrow I_1 = \frac{\alpha_1}{\beta_1} = 1 - \left[\chi \exp \left[-\frac{(\omega_i - \omega_{ab})^2}{(ku)^2} \right] \right]^{-1}$$

$$\left[\chi \exp \left[-\frac{(\omega_i - \omega_{ab})^2}{(ku)^2} \right] \right] = \chi_i \Rightarrow I_i = 1 - \frac{1}{\chi_i}$$

Средняя интенсивность встречных волн определяется как

$$I = \frac{1 - \left[\chi \exp \left[-\frac{(\omega - \omega_{ab})^2}{(ku)^2} \right] \right]^{-1}}{1 + L \left(\frac{\omega - \omega_{ab}}{ku} \right)}$$

Выражение для разности частот генерации встречных волн:

$$\Delta\omega = \Delta f + \Delta\sigma + (\Delta\rho + \Delta\tau)I + (\rho - \tau)\Delta I$$

Подставляя в эту формулу выражение для разности интенсивностей и представляя разность коэффициентов в виде:

$$\Delta\sigma = \frac{\partial\sigma}{\partial\xi} \frac{\Delta f}{ku}, \quad \Delta\rho = \frac{\partial\rho}{\partial\xi} \frac{\Delta f}{ku} \dots$$

получаем выражение для разности частот:

$$\Delta\omega = \Delta f \left\{ 1 + \left[\frac{\partial\sigma}{\partial\xi} + \left(\frac{\partial\rho}{\partial\xi} + \frac{\partial\tau}{\partial\xi} \right) I + \frac{\rho - \tau}{\beta - \Theta} \left(\frac{\partial\alpha}{\partial\xi} - \frac{\partial\beta}{\partial\xi} I \right) \right] \frac{1}{ku} \right\}$$

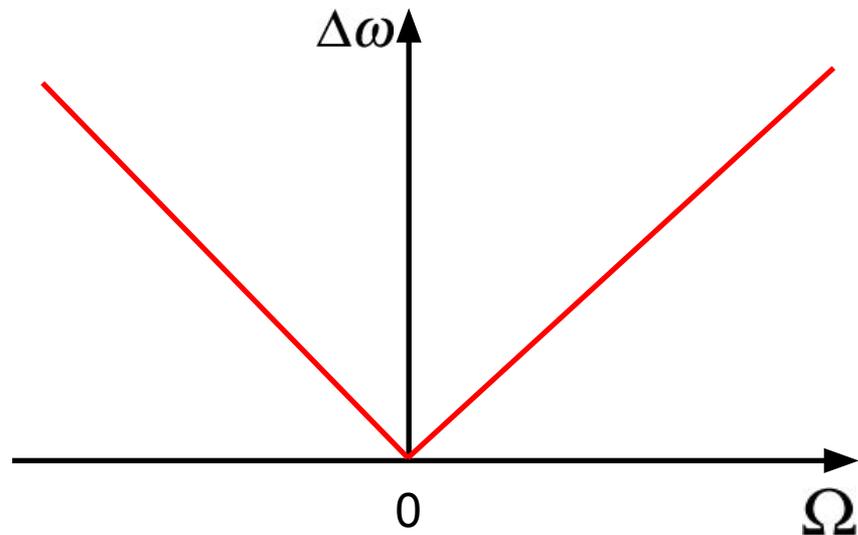
$$\Delta f = f_2 - f_1 = 2\pi \frac{4S}{\lambda L} \Omega \Rightarrow \Delta\omega = 2\pi \frac{4S}{\lambda L} (1 + K_a) \Omega = K(1 + K_a) \Omega$$

$$K_a = \left[\frac{\partial\sigma}{\partial\xi} + \left(\frac{\partial\rho}{\partial\xi} + \frac{\partial\tau}{\partial\xi} \right) I + \frac{\rho - \tau}{\beta - \Theta} \left(\frac{\partial\alpha}{\partial\xi} - \frac{\partial\beta}{\partial\xi} I \right) \right] \frac{1}{ku}$$

Выходная характеристика КЛ

Зависимость разности частот встречных волн
от скорости вращения резонатора

$$\Delta\omega = 2\pi \frac{4S}{\lambda L} \Omega$$



Сдвиг нуля выходной характеристики КЛ

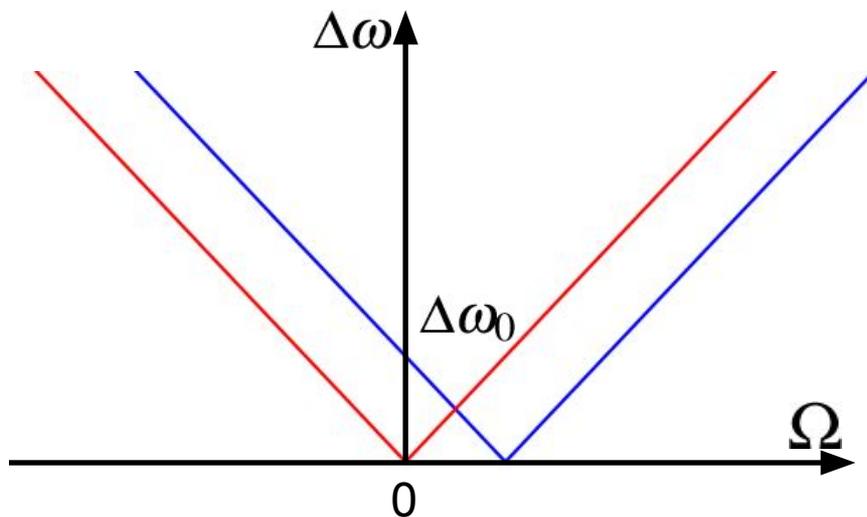
Разность интенсивностей встречных волн в рассмотренных ранее выражениях обусловлена расщеплением собственных частот резонатора и зависимостью усиления активной среды от частоты генерации. Также разность интенсивностей может возникать за счет разности потерь (добротностей) резонатора для встречных волн.

$$\Omega = 0 \Rightarrow \beta_1 = \beta_2 = \beta, \Theta_1 = \Theta_2 = \Theta$$

$$\Delta I = \frac{\alpha_1 - \alpha_2}{\beta - \Theta} = \frac{\Delta\mu}{\beta - \Theta}$$

$$\Delta\omega_0 = (\rho - \tau)\Delta I = \frac{\rho - \tau}{\beta - \Theta}\Delta\mu$$

Расщепление $\Delta\omega_0$ обусловленное разностью потерь, присутствует как добавка к разности частот, вызванной вращением, при любом значении входной угловой скорости.



$$\Delta\omega = K\Omega + \Delta\omega_0$$

$$Q = \omega \frac{E_{stored}}{P_{loss}} = \frac{\omega L}{c\mu}$$

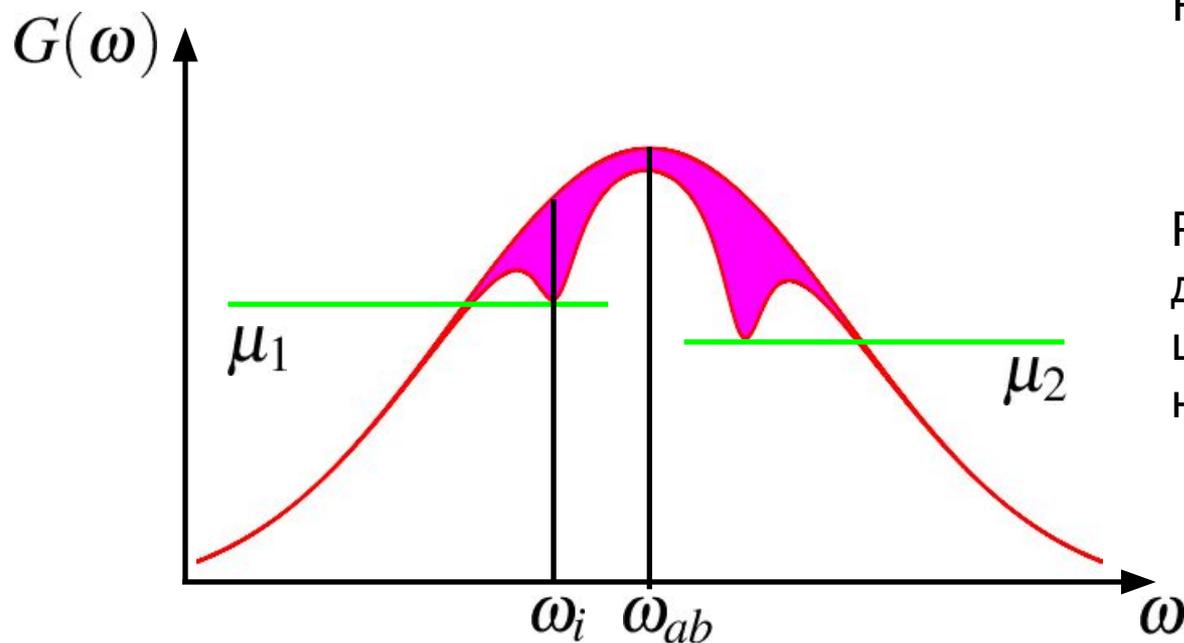
Разная глубина провалов



Разные значения насыщения дисперсии (изменения коэффициента преломления за счет насыщения усиления).



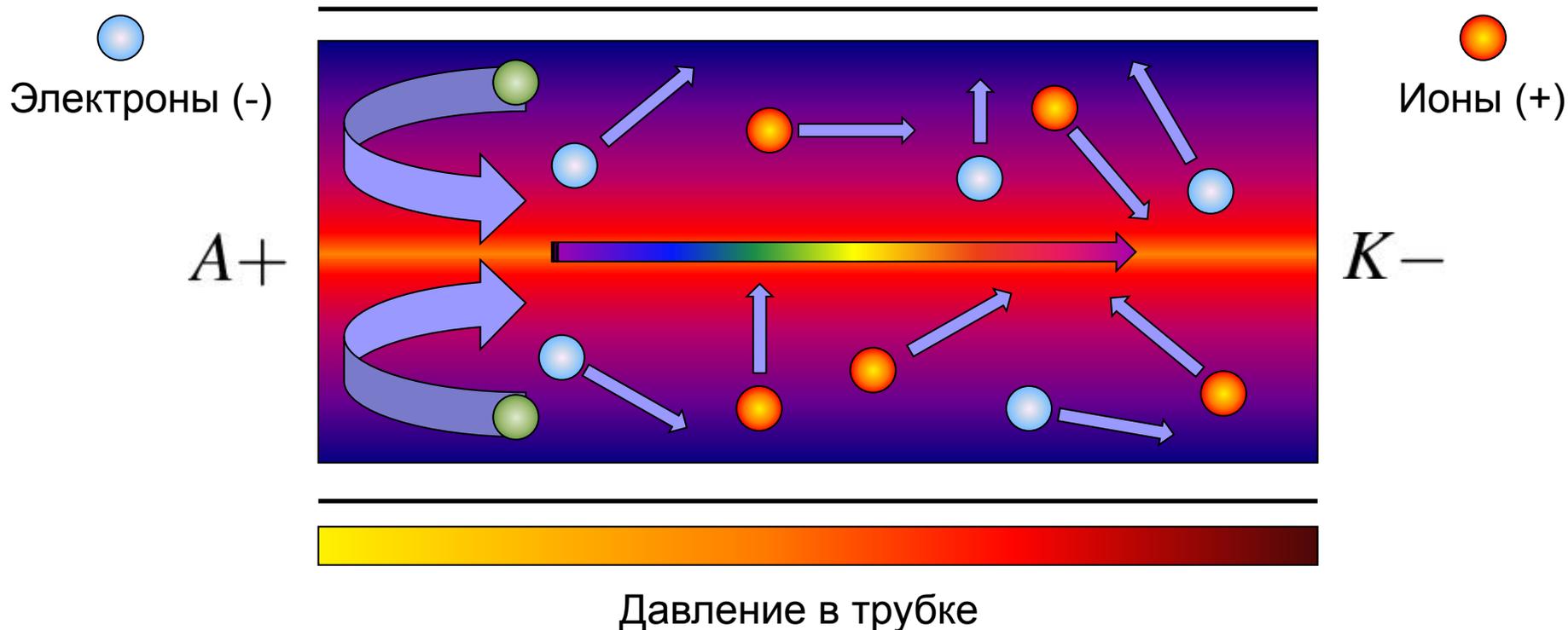
Невзаимность резонатора

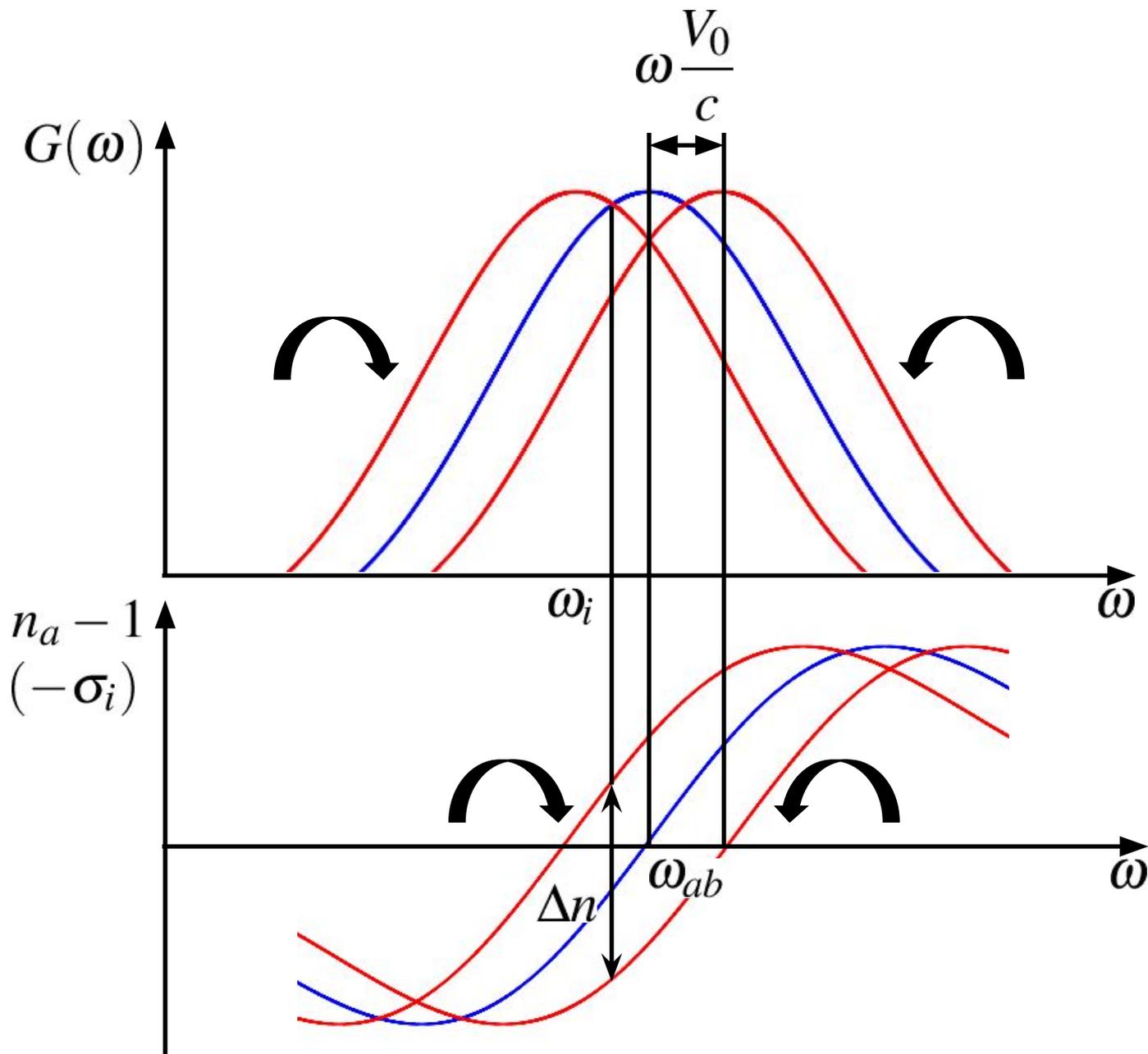


Невзаимность резонатора для встречных волн

Кроме эффекта Саньяка все проявления невязности (разность потерь и другие явления) приводят к сдвигу нуля выходной характеристики и являются для КЛ источником ошибок.

1. Сдвиг нуля за счет дрейфа активных атомов при возбуждении разряда в активном элементе постоянным током (эффект Лэнгмюра).





Наличие дрейфа эквивалентно сдвигу максвелловского распределения атомов по скоростям и соответствующему доплеровскому сдвигу кривой усиления, причем для встречных волн сдвиг кривой усиления происходит в противоположных направлениях. Возникает соответствующая разность коэффициентов преломления активной среды (линейной дисперсии) и разность интенсивностей встречных волн, дающая разность нелинейных дисперсий. Расстройки частот встречных волн в данном случае:

$$\xi_1 \rightarrow \xi_1 - \frac{V_0}{c} \frac{\omega}{ku}, \quad \xi_2 \rightarrow \xi_2 + \frac{V_0}{c} \frac{\omega}{ku}$$

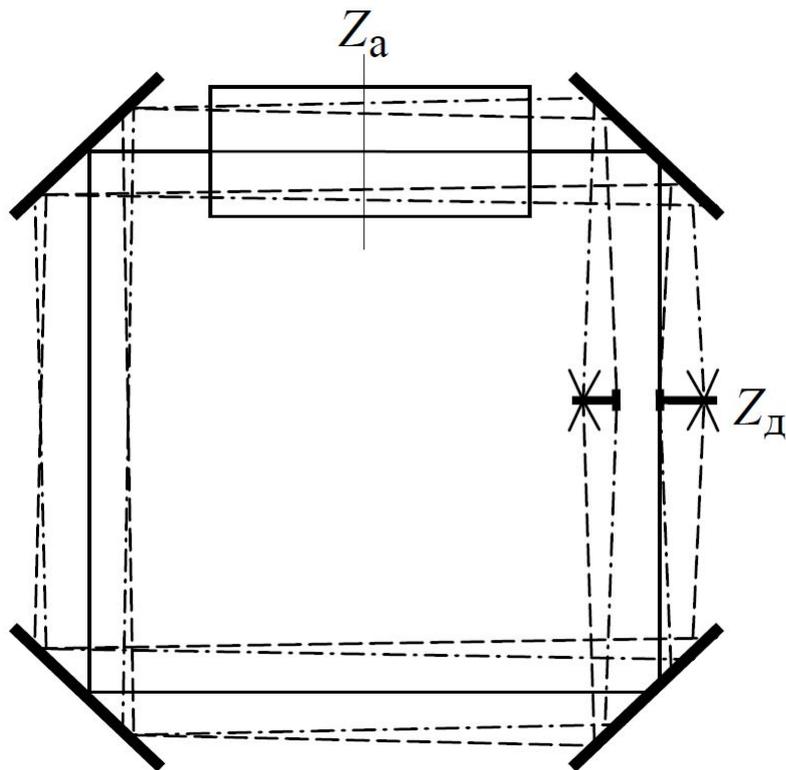
$$\Delta\xi = \frac{\Delta f}{ku} + 2 \frac{V_0}{c} \frac{\omega}{ku}$$

$$\Delta\omega = 2\pi \frac{4S}{\lambda L} \Omega \left\{ 1 + \left[\frac{\partial \sigma}{\partial \xi} + \dots \right] \frac{1}{ku} \right\} + 2\pi \left[\frac{\partial \sigma}{\partial \xi} + \dots \right] 2 \frac{V_0}{c} \frac{\omega}{ku}$$

Обычно при диаметре капилляра 2...3 мм и длине разряда 50...100 мм скорость дрейфа атомов порядка сантиметров в секунду, а сдвига нуля – единицы герц на миллиампер.

2. Дифракция встречных волн на элементах резонатора.

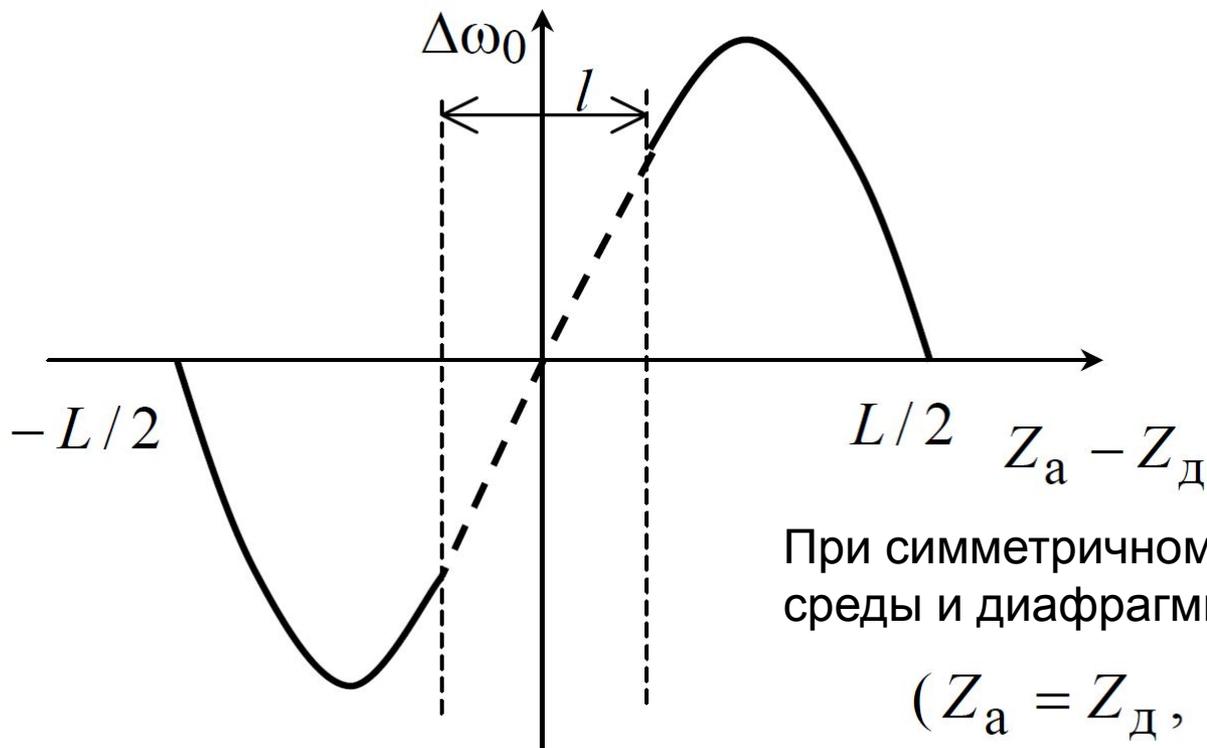
Дифракция э/м волн на элементах резонатора вызывает так называемое дифракционное расщепление частот встречных волн. Для подавления поперечных мод в резонатор КЛ часто встраивается диафрагма. Диафрагма деформирует поля встречных волн, причем деформирует их по-разному.



За счет разного распределения по поперечной координате поля встречных волн могут иметь разные распределения в активной среде и, соответственно, разный вклад активной среды в разностную частоту.

Дифракционное расщепление имеет при этом нелинейный характер в том смысле, что оно зависит от интенсивностей встречных волн.

Основной характеристикой дифракционного расщепления является зависимость разности частот, обусловленной наличием диафрагмы, от взаимного пространственного расположения активной среды и диафрагмы.



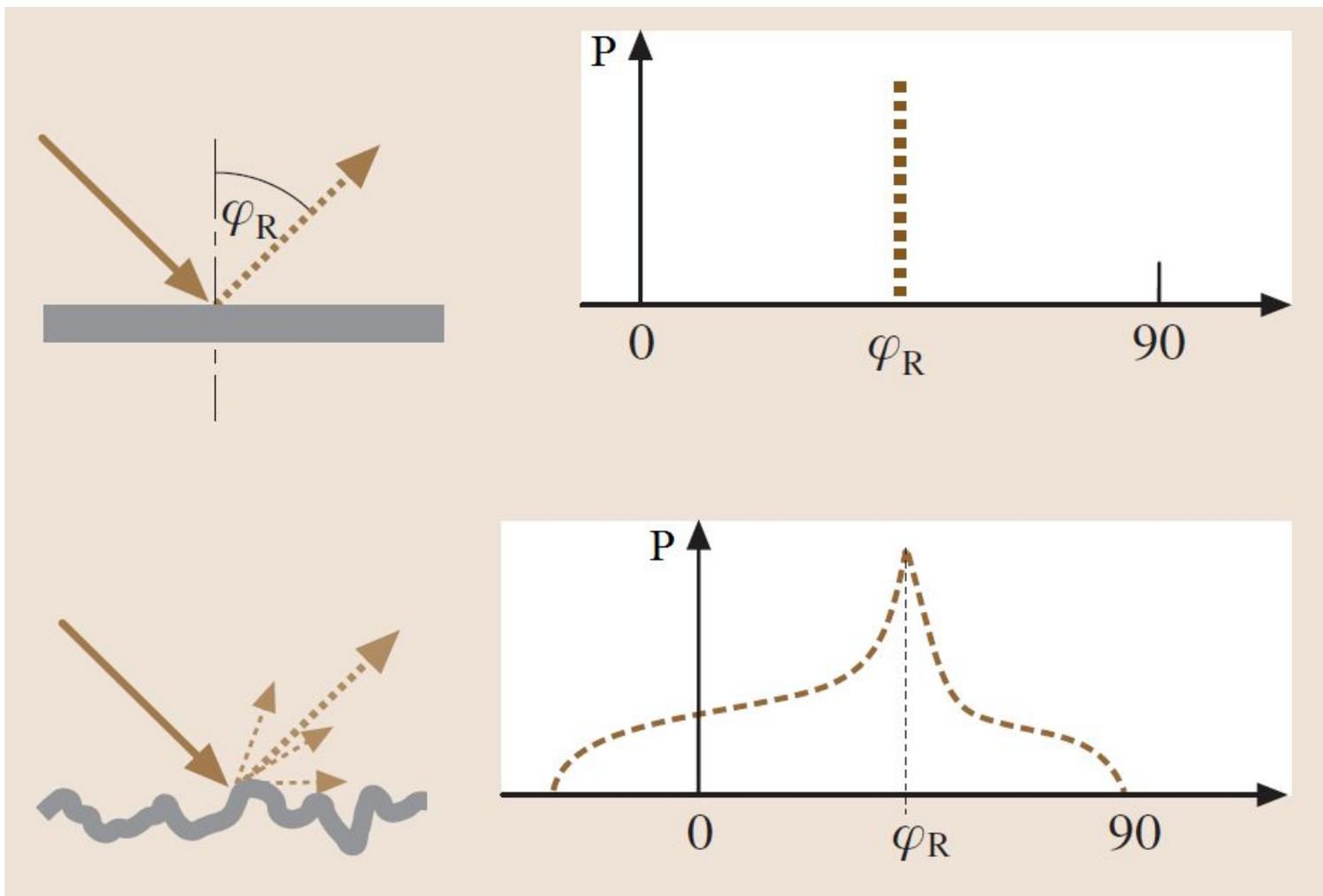
Z_a – координаты центра активной среды и
 Z_d – координаты центра диафрагмы вдоль периметра резонатора.

При симметричном расположении активной среды и диафрагмы

$$(Z_a = Z_d, |Z_a - Z_d| = L/2)$$

дифракционное расщепление отсутствует, так как в этих точках распределения полей встречных волн одинаковы и вклад активной среды в частоты генерации встречных волн также одинаков. Следствием подобной закономерности является необходимость симметричного расположения элементов в резонаторе КЛ при конструировании лазерного гироскопа.

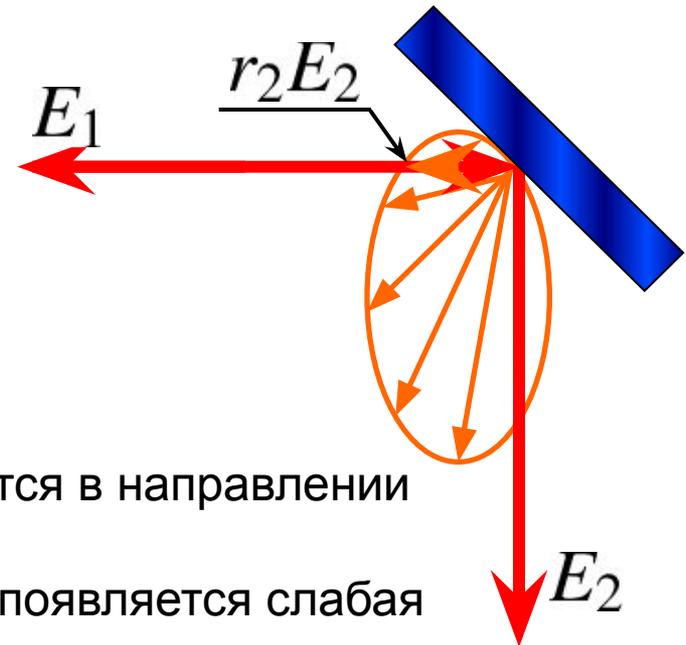
Рассеяние излучения на отражающих элементах ЛГ



Связь встречных волн

Наличие очень слабой шероховатости поверхности отражателей кольцевого резонатора (как правило, это зеркала, но иногда используются призмы полного внутреннего отражения) приводит к рассеянию части излучения.

Небольшая часть излучения $r_2 E_2$ рассеивается в направлении распространения встречной волны E_1 .
Следствием рассеяния является то, что в КЛ появляется слабая связь между встречными волнами.



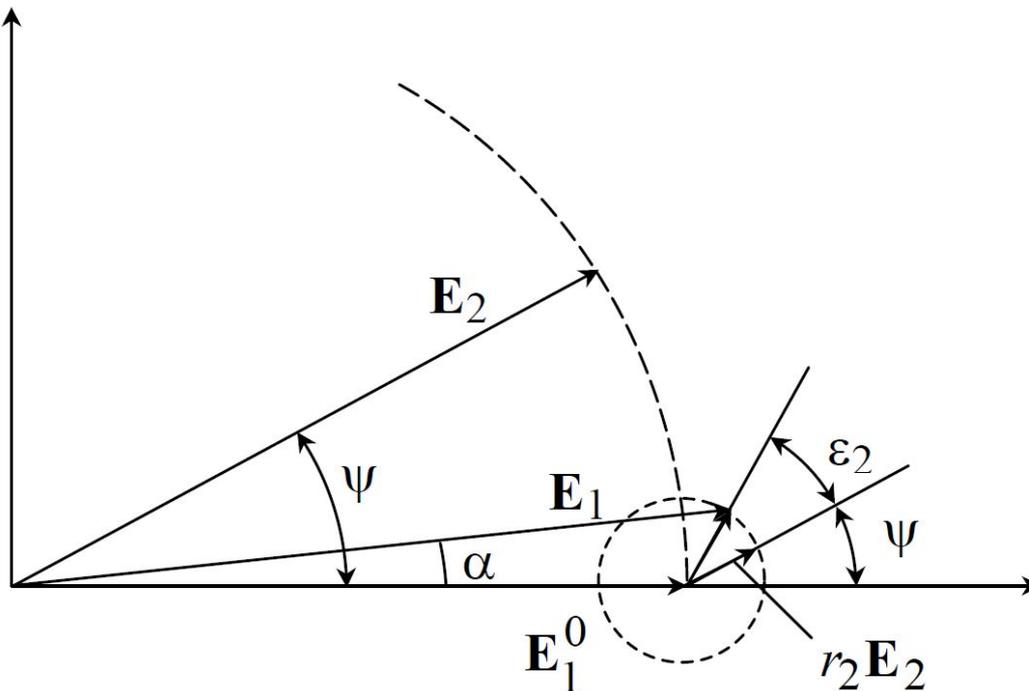
Поля встречных волн: $E_i(t) = E_i e^{j\varphi_i(t)}$

Связь средней за период разности фаз полей встречных волн и разности частот:

$$\langle \varphi_2(t) - \varphi_1(t) \rangle_T = \psi = \Delta f t, \quad \frac{d\psi}{dt} = \Delta f$$

Представим векторы электрических полей встречных волн в системе координат, связанной с одним из векторов, например E_1 . При таком представлении вектор E_2 вращается в выбранной системе координат со скоростью $d\psi/dt$, а ψ является мгновенным значением угла между векторами E_1 и E_2 .

Рассеяние волны E_2 в волну E_1 с коэффициентом рассеяния r_2 и фазовым углом рассеяния ε_2 приводит к тому, что вектор E_1 образуется сложением невозмущенного вектора E_1^0 и вектора $r_2 E_2$. За счет вращения вектора E_2 вектор E_1 оказывается промодулированным по фазе и амплитуде на частоте $d\psi/dt$.





В КЛ фазовые изменения приводят к изменениям частоты:

$$\frac{\alpha}{2\pi} = \frac{\delta\nu}{c/L} \Rightarrow \delta\nu_1 = \frac{\alpha c}{2\pi L} \quad \text{- изменения частоты волны } E_1 \text{ вследствие} \\ \text{рассеяния в нее волны } E_2$$

$$\sin \alpha = \frac{r_2 E_2}{E_1} \sin (\psi + \varepsilon_2)$$



$$\delta\nu_1 = \frac{cr_2}{2\pi L} \frac{E_2}{E_1} \sin (\psi + \varepsilon_2), \quad (\sin \alpha \cong \alpha)$$

Тогда выражение для разности частот встречных волн принимает вид:

$$\frac{d\psi}{dt} = \Delta f - \Delta\omega_3 \sin (\psi + \varepsilon_2), \quad \Delta\omega_3 = r_2 \frac{c}{L} \frac{E_2}{E_1}$$

Более строго учет обратного рассеяния производится при выведении волнового уравнения для электромагнитного поля в резонаторе КЛ из уравнений Максвелла. При этом в правую часть волнового уравнения вводится дополнительный член. После решения волнового уравнения и получения выражений для поляризации активной среды методом, рассмотренным в теории газовых лазеров, система самосогласованных уравнений представляется в следующем виде:

$$\left\{ \begin{array}{l} (L/c)\dot{I}_1/I_1 = \alpha_1 - \beta_1 I_1 - \Theta_{12} I_2 - 2r_2 \sqrt{\frac{I_2}{I_1}} \cos(\psi + \varepsilon_2) \\ (L/c)\dot{I}_2/I_2 = \alpha_2 - \beta_2 I_2 - \Theta_{21} I_1 - 2r_1 \sqrt{\frac{I_1}{I_2}} \cos(\psi - \varepsilon_1) \end{array} \right.$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \omega_1 + \dot{\phi}_1 = f_1 + \sigma_1 + \rho_1 I_1 + \tau_{12} I_2 - \left(\frac{c}{L}\right) r_2 \sqrt{\frac{I_2}{I_1}} \cos(\psi + \varepsilon_2) \\ \omega_2 + \dot{\phi}_2 = f_2 + \sigma_2 + \rho_2 I_2 + \tau_{21} I_1 - \left(\frac{c}{L}\right) r_1 \sqrt{\frac{I_1}{I_2}} \cos(\psi - \varepsilon_1) \end{array} \right.$$

$$\Delta\omega = \Delta f + \Delta\sigma + (\Delta\rho + \Delta\tau)I + (\rho - \tau)\Delta I -$$

$$- \left(\frac{c}{L}\right) \left[r_1 \sqrt{\frac{I_2}{I_1}} \cos(\psi - \varepsilon_1) - r_2 \sqrt{\frac{I_1}{I_2}} \cos(\psi + \varepsilon_2) \right]$$

С учетом обратного рассеяния выражение для частоты биений ЛГ:

$$\frac{d\psi}{dt} = (1 + K_a)\Delta f + \Delta\omega_0 - \Delta\omega_3 \sin(\psi + \varepsilon_2)$$

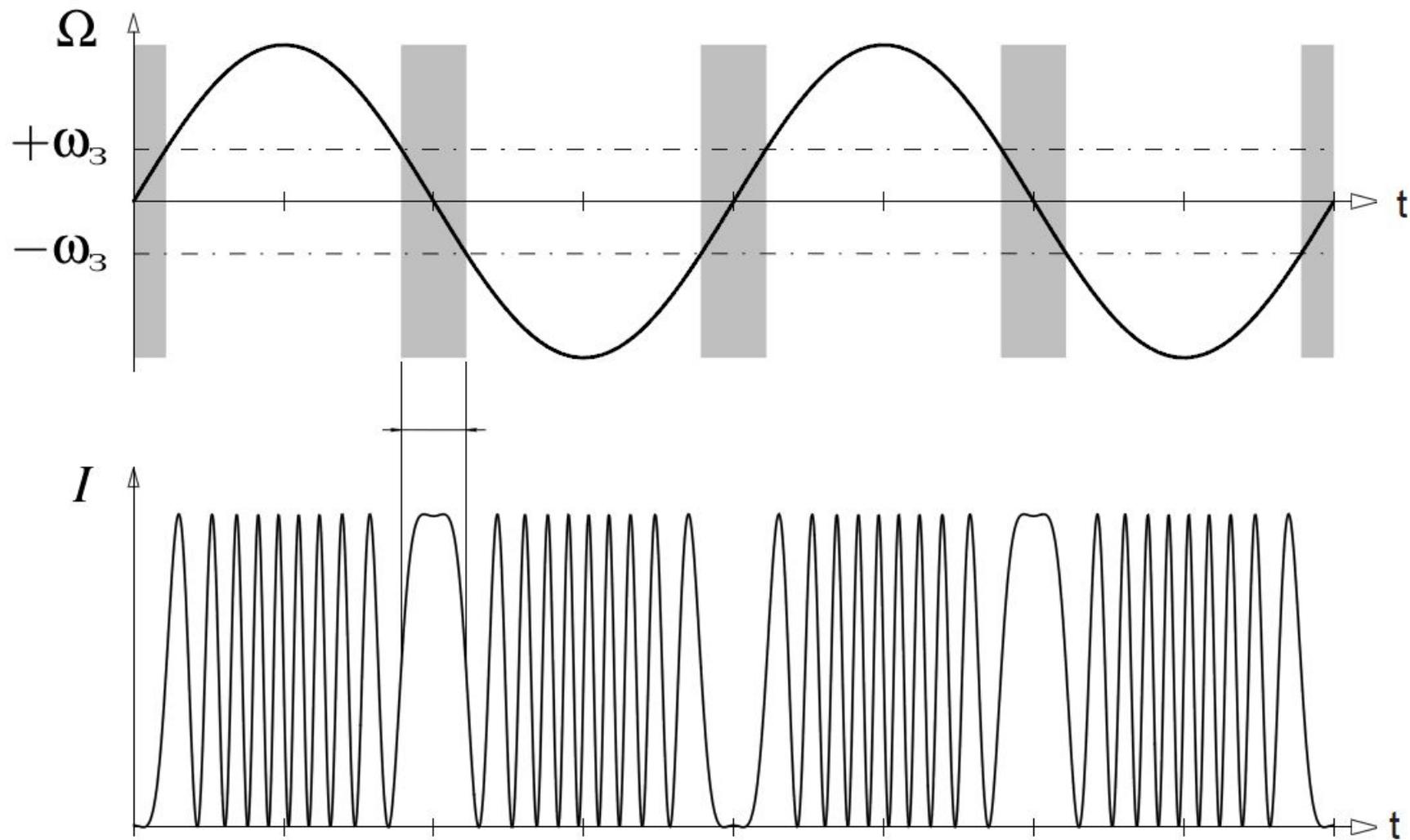
При условии $r_1 = r_2$, $\varepsilon_1 - \varepsilon_2 = \pi$, $E_1 = E_2$

$$\Delta\omega_3 = \frac{rc}{L}$$

Существует два решения этого уравнения:

1. При $\Delta f < \Delta\omega_3$ разность частот отсутствует $\Delta\omega = d\psi/dt = 0$

Эта область называется областью захвата или областью синхронизации встречных волн. В ней происходит взаимная синхронизация частот встречных волн, обусловленная рассеянием на элементах резонатора. Измерение угловых перемещений, являющееся основной задачей ЛГ, в этой области невозможно.



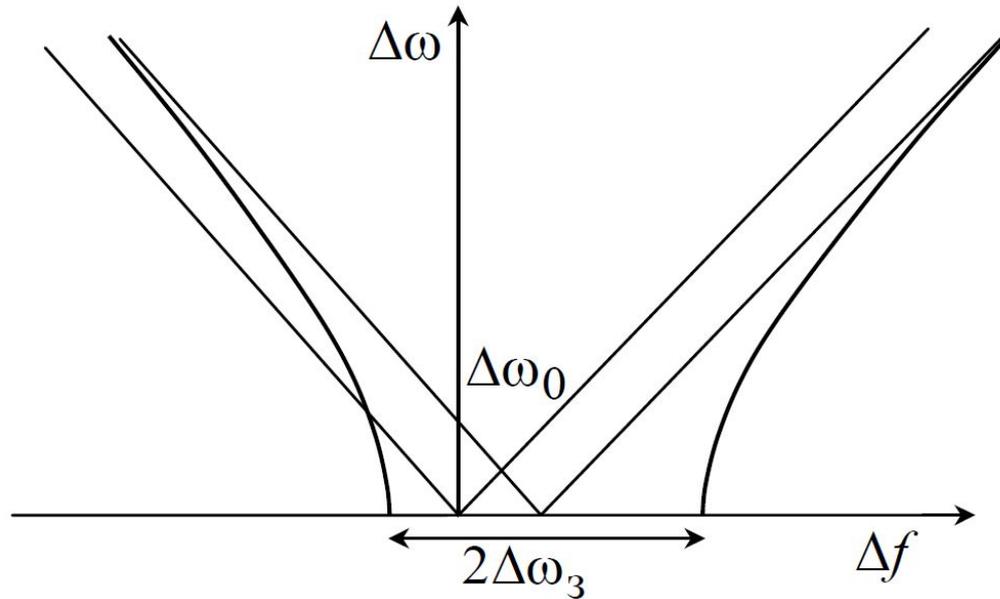
2. Периодическое решение при $\Delta f > \Delta\omega_3$

$$\begin{aligned} T &= \int_0^T dt = \int_0^{2\pi} \frac{d\psi}{(1+K_a)\Delta f + \Delta\omega_0 + \Delta\omega_3 \sin(\psi)} = \\ &= \frac{2\pi}{\sqrt{[(1+K_a)\Delta f + \Delta\omega_0]^2 - \Delta\omega_3^2}} \end{aligned}$$

Отсюда для усредненного за период колебания значения частоты биений получаем уравнение

$$\Delta\omega = \frac{d\psi}{dt} = \sqrt{[(1+K_a)\Delta f + \Delta\omega_0]^2 - \Delta\omega_3^2}$$

которое отражает реальную выходную характеристику ЛГ вблизи зоны захвата.



При удалении от границ зоны захвата $\Delta f \gg rc/L$ уравнение для выходного сигнала ЛГ принимает вид:

$$\Delta\omega = (1 + K_a)\Delta f + \Delta\omega_0 + \frac{c^2}{L^2} \frac{r_1 r_2}{2\Delta f} \left[\cos(\varepsilon_1 - \varepsilon_2) - \frac{\rho - \tau}{\beta - \theta} \sin(\varepsilon_1 - \varepsilon_2) \right]$$

Видно, что член, обусловленный связью встречных волн, пропорционален $1/\Delta f$. Это связано с тем, что, чем больше Δf тем больше расстояние между линиями резонатора для встречных волн и, соответственно, рассеянный свет одной волны уже не попадает в центр линии резонатора встречной волны и не оказывает такого действия, как при малых значениях Δf .

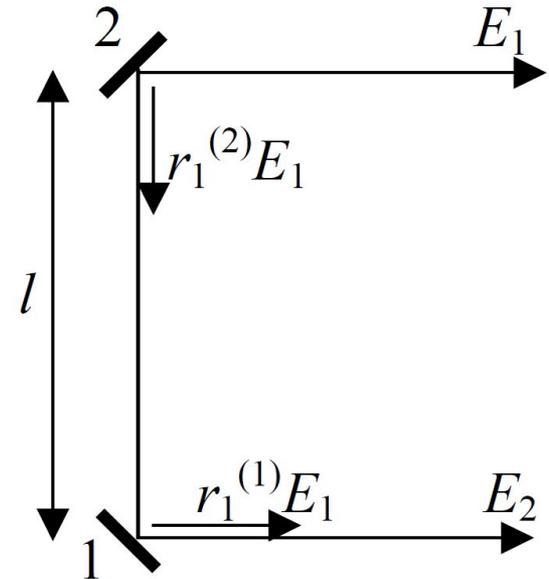
Связь встречных волн за счет обратного рассеяния приводит к существенным изменениям выходной характеристики ЛГ: появляются область синхронизации и нелинейность. Однако само наличие этих явлений не являлось бы источником погрешности, если бы оно было стабильно. Основную погрешность вносят изменения параметров связи во времени.

На зеркале 1 рассеивается волна

$$r_1^{(1)} E_1 \sin(2\pi\nu_1 t + \varphi_1 + \varepsilon_1^{(1)})$$

На зеркале 2 рассеивается волна

$$r_1^{(2)} E_1 \sin(2\pi\nu_1 t + \varphi_1 + \varepsilon_1^{(2)})$$



Суммарный коэффициент связи ($\omega_1 = 2\pi\nu_1$)

$$r_1 E_1 \sin(\omega_1 t + \varphi_1 + \varepsilon_1) = r_1^{(2)} E_1 \sin(\omega_1 t + \varphi_1 + \varepsilon_1^{(2)}) + r_1^{(1)} E_1 \sin(\omega_1 t + \varphi_1 + \varepsilon_1^{(1)} + \omega_1 \frac{l}{c})$$

Если зеркала одинаковы $r_1^{(1)} = r_1^{(2)}$, $\varepsilon_1^{(1)} = \varepsilon_1^{(2)}$ тогда

$$r_1 E_1 \sin(\omega_1 t + \varphi_1 + \varepsilon_1) = 2r_1^{(1)} E_1 \cos\left(\pi \frac{l}{\lambda}\right) \sin\left(\omega_1 t + \varphi_1 + \varepsilon_1^{(1)} + \pi \frac{l}{\lambda}\right)$$

это часть волны E_l , которая рассеивается во встречную волну на каждом зеркале (l – расстояние между рассеивающими центрами).

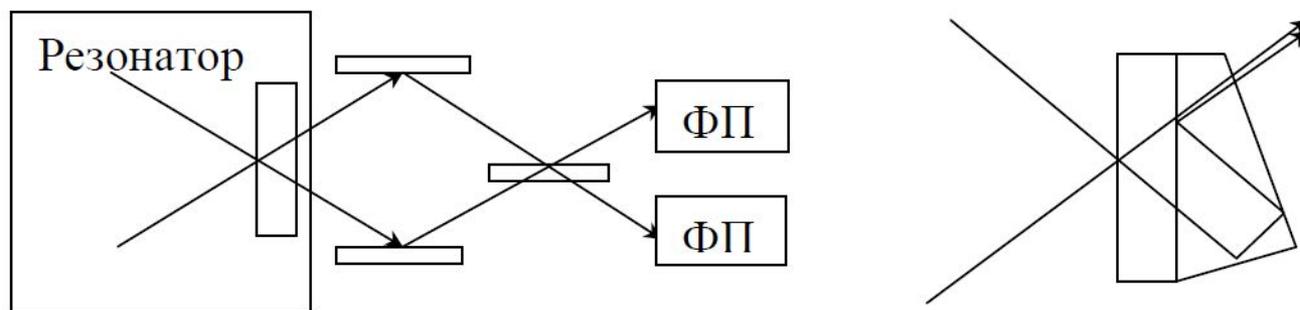
Тогда амплитуды и фазы коэффициента связи могут быть записаны как:

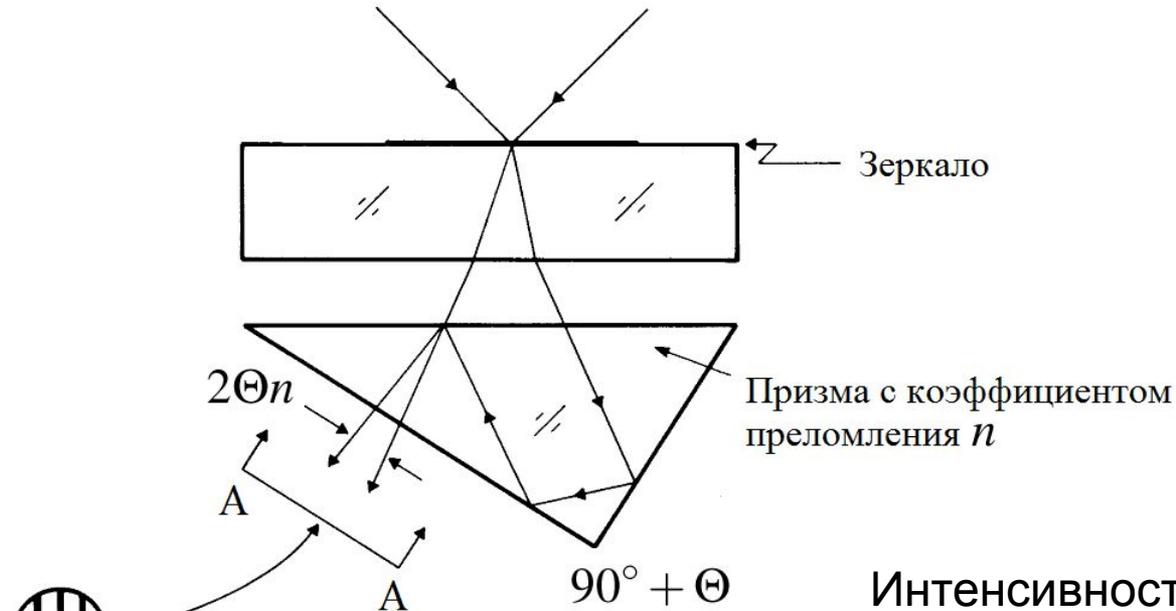
$$r_1 = 2r_1^{(1)} E_1 \cos\left(\pi \frac{l}{\lambda}\right), \quad \varepsilon_1 = \varepsilon_1^{(1)} + \pi \frac{l}{\lambda}$$

В результате получена зависимость амплитуды и фазы коэффициента связи от расстояния между зеркалами. Значения амплитуды и фазы коэффициентов связи определяют зону захвата и нелинейность выходной характеристики. Таким образом, изменения расстояний между зеркалами, происходящие за счет тепловых деформаций резонатора, приводят к изменению частоты выходного сигнала КЛ, что особенно сильно сказывается на работе ЛГ при больших значениях коэффициентов связи.

Выделение сигнала биений встречных волн

Под сигналом биений в лазерном гироскопе (ЛГ) обычно понимают сигнал на выходе фотоприемника (ФП), регистрирующего интерференционную картину, которая образуется при пространственном сложении встречных волн ЛГ на его выходе. Сигнал биений несет информацию о разности частот встречных волн и, соответственно, об угловой скорости объекта, на котором расположен ЛГ. Для выделения разности частот встречных волн ЛГ необходимо свести в пространстве два выходных луча, прошедших через одно из зеркал кольцевого резонатора.

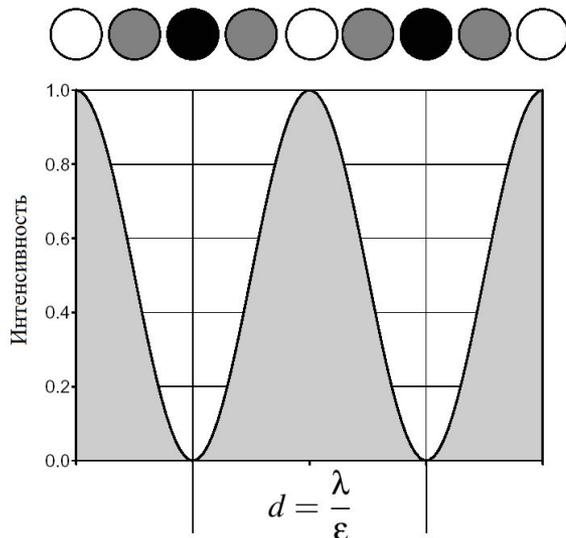




Интенсивность света на фотоприемнике:

$$I = I_0 [1 + \cos (2\pi \varepsilon x / \lambda + \Delta \omega t)]$$

$$\varepsilon = 2\Theta n$$

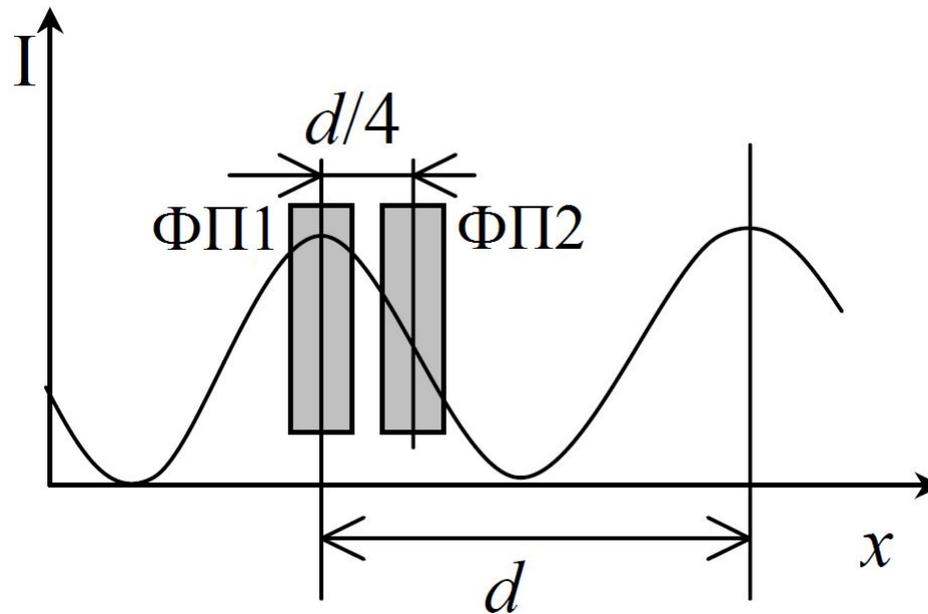


$\Delta \omega = 0 \Rightarrow$ Полосы неподвижны

$\Delta \omega \neq 0 \Rightarrow$ Интерференционная картина перемещается относительно плоскости ФП вдоль оси x

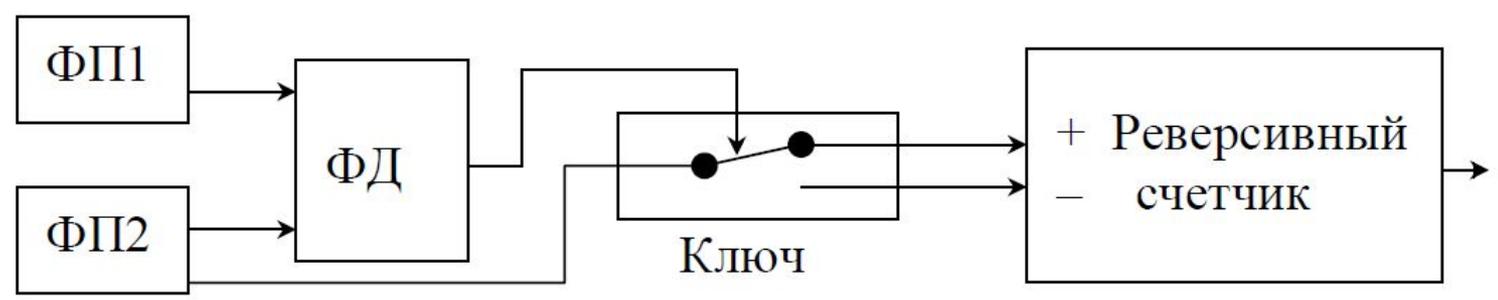
По направлению перемещения и частоте следования интерференционных полос можно установить соотношение частот двух интерферирующих волн.

Для определения направления вращения используют два фотоприемника, сдвинутых друг относительно друга по координате x на величину $d/4$.



При таком размещении фотоприемников снимаемые с них сигналы разностной частоты сдвинуты по фазе на 90° .

При изменении направления вращения меняется и направление движения интерференционной картины. Соответственно, изменяется и знак разности фаз сигналов, снимаемых с двух фотоприемников. Таким образом, определение знака разности фаз фазовым детектором (ФД) дает информацию о направлении вращения ЛГ. Наличие информации о направлении вращения позволяет производить реверсивное суммирование периодов выходного сигнала ЛГ (т. е. суммирование с учетом знака направления вращения). При этом выходной сигнал ФД используется для переключения выходного сигнала ЛГ с одного входа реверсивного счетчика на другой.



После разделения сигнала производится счет периодов реверсивным счетчиком, который суммирует их с учетом знака. Реверсивный счет позволяет правильно определять угловое перемещение объекта, на котором расположен ЛГ, при его движении с изменением знака угловой скорости.

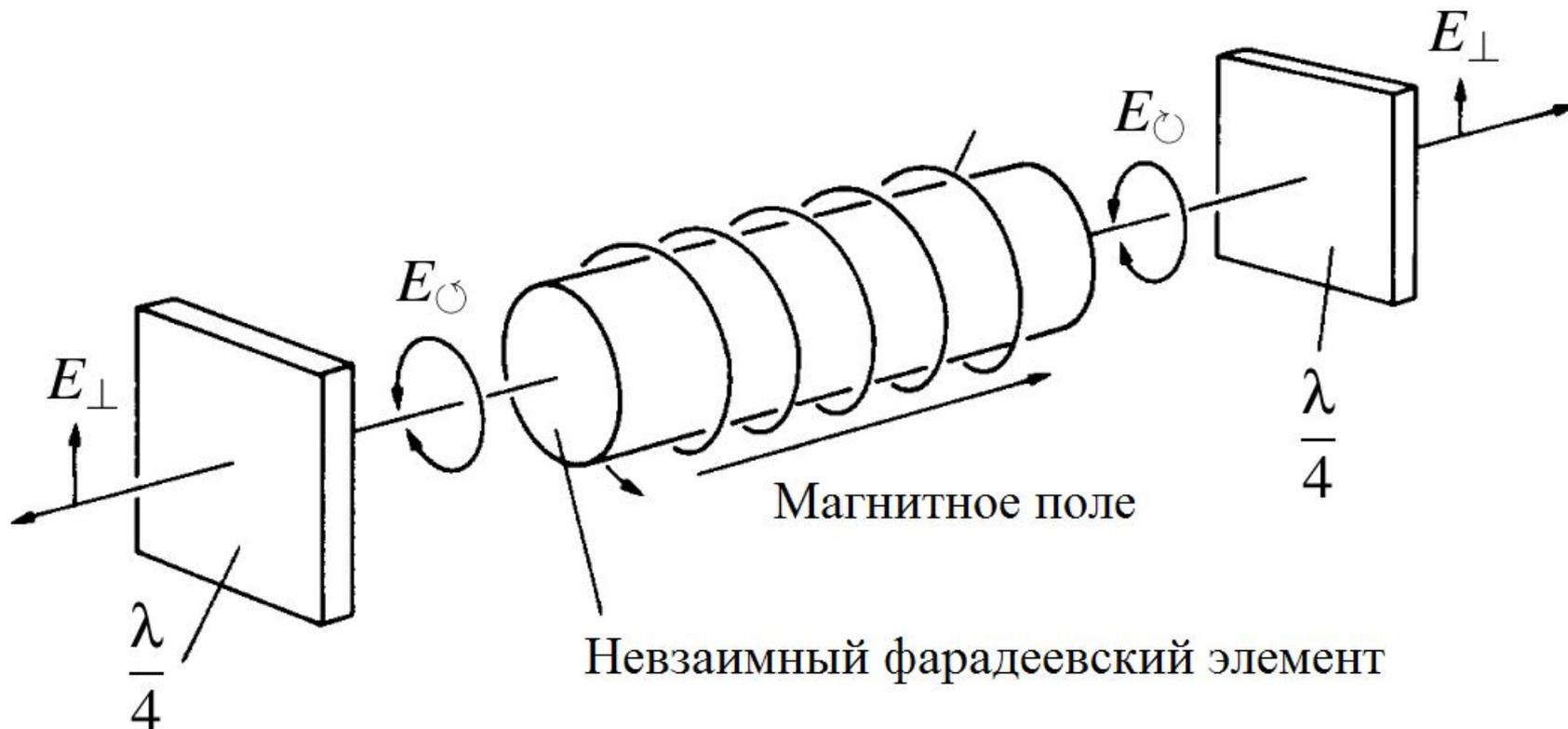
Линеаризация выходной характеристики ЛГ

Использование ЛГ в навигационных системах требует от него возможности измерения малых скоростей вращения, лежащих в том числе и в области зоны захвата. На первых этапах разработки ЛГ эта задача решалась посредством введения искусственного “начального” расщепления частот встречных волн (создания “подставки”).

$$\Delta v = K\Omega + \Delta v_{\text{Н}} \Rightarrow \Omega = \frac{1}{K}(\Delta v - \Delta v_{\text{Н}})$$

Из этих выражений следует, что для обеспечения малой погрешности измерений необходимо добиваться стабильности величины подставки $\Delta v_{\text{Н}}$.

Для реализации начального смещения, в принципе, можно использовать любые невзаимные эффекты в резонаторе КЛ. Устройства, реализующие начальное смещение, называются невзаимными элементами. При развитии лазерной гироскопии для создания невзаимных элементов (НЭ) использовались такие явления, как эффект Физо, эффект Лэнгмюра, эффект Фарадея.



Эффект Фарадея - изменение коэффициента преломления магнитооптической среды для света с круговой поляризацией при помещении этой среды в продольное магнитное поле. Встречные волны с ортогональными круговыми поляризациями (направление вращения вектора электрического поля в противоположных направлениях) получают набеги фазы с противоположными знаками. Если собственными поляризациями кольцевого резонатора являются линейные поляризации, круговые поляризации создаются за счет установки с обеих сторон от магнитооптической среды четвертьволновых пластинок.

При наложении на НФЭ продольного магнитного поля возникает невзаимный фазовый сдвиг, который приводит к разному частот встречных волн

$$\Delta v_H = \frac{c \varphi_F}{L 2\pi} = \frac{c V H d}{L 2\pi}$$

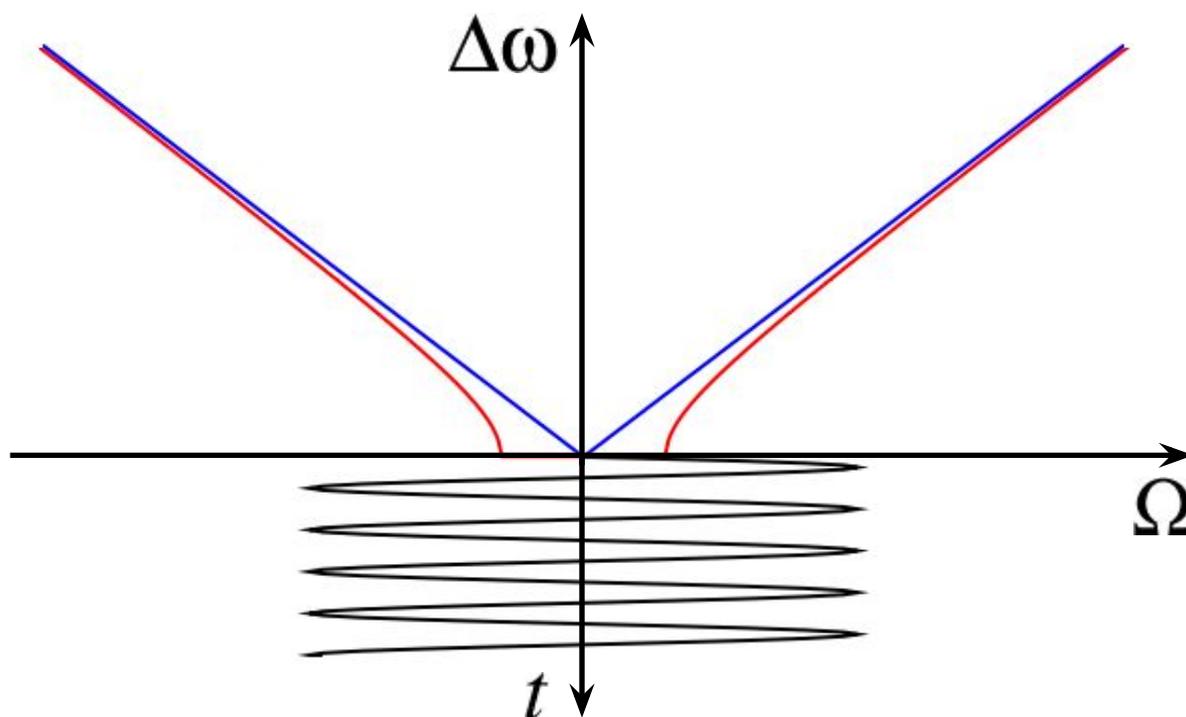
Основные недостатки такого способа создания начального смещения:

- а) зависимость от внешних магнитных полей
- б) температурная зависимость

Использование экранирования обычно малоэффективно, поэтому схема создания начального смещения на НФЭ использует дифференциальное включение двух НФУ, при котором влияние внешних однородных магнитных полей исключается.

Тем не менее постоянное начальное смещение, создаваемое с помощью невзаимных элементов, не позволяет реализовывать ЛГ с высокими точностными характеристиками из-за чувствительности НЭ к изменениям температуры, нестабильности магнитного поля, неточности преобразования поляризации фазовыми пластинками и ряда других эффектов.

Знакопеременное начальное смещение



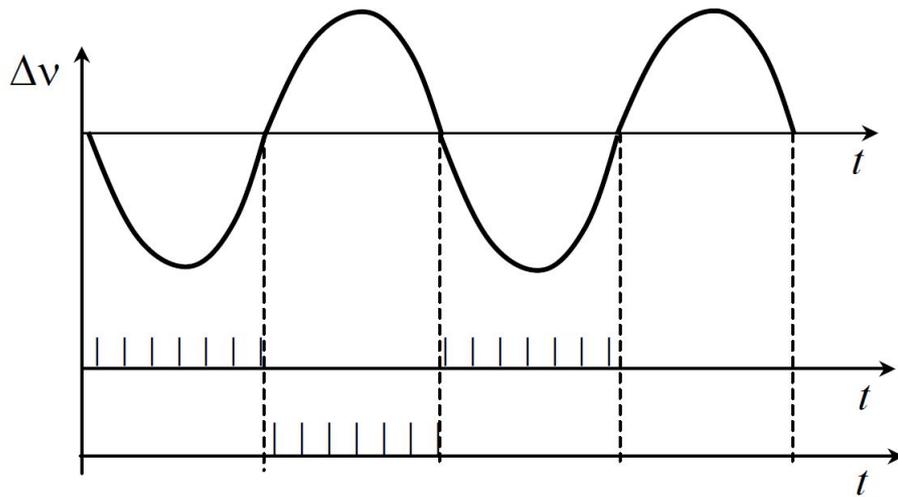
Идея знакопеременного начального смещения состоит в том, что при смещении рабочей точки выходной характеристики КЛ по периодическому закону лазер большую часть времени находится вне зоны захвата и чувствует в это время входную скорость вращения.

Знакопеременное начальное смещение может быть создано двумя путями:

- а) создание переменного магнитного поля, накладываемого на невзаимный элемент;
- б) реализация механических крутильных колебаний кольцевого лазера.

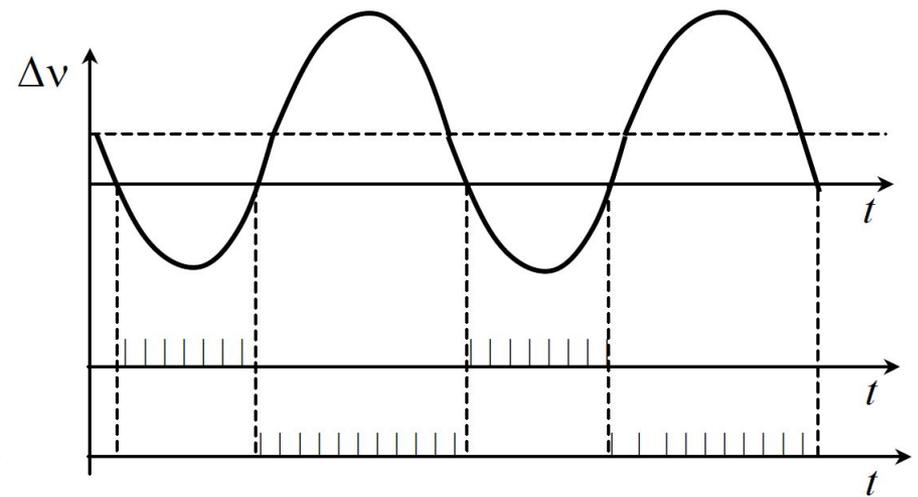
Во втором случае КЛ устанавливается на специальную конструкцию, совершающую вынужденные колебания (с помощью электромагнита или пьезокерамических преобразователей) на собственной резонансной частоте. Преимущества механической знакопеременной подставки “виброподставки” заключаются в отсутствии НЭ в резонаторе и отсутствии “накапливания” подставки, так как средняя точка механических колебаний КЛ не может сместиться относительно основания прибора.

Знакопеременная подставка требует обязательного реверсивного счета для ее исключения и выделения полезного входного сигнала. При этом необходимо считать периоды разностной частоты за целое число периодов подставки.



$$\Delta\omega = 0$$

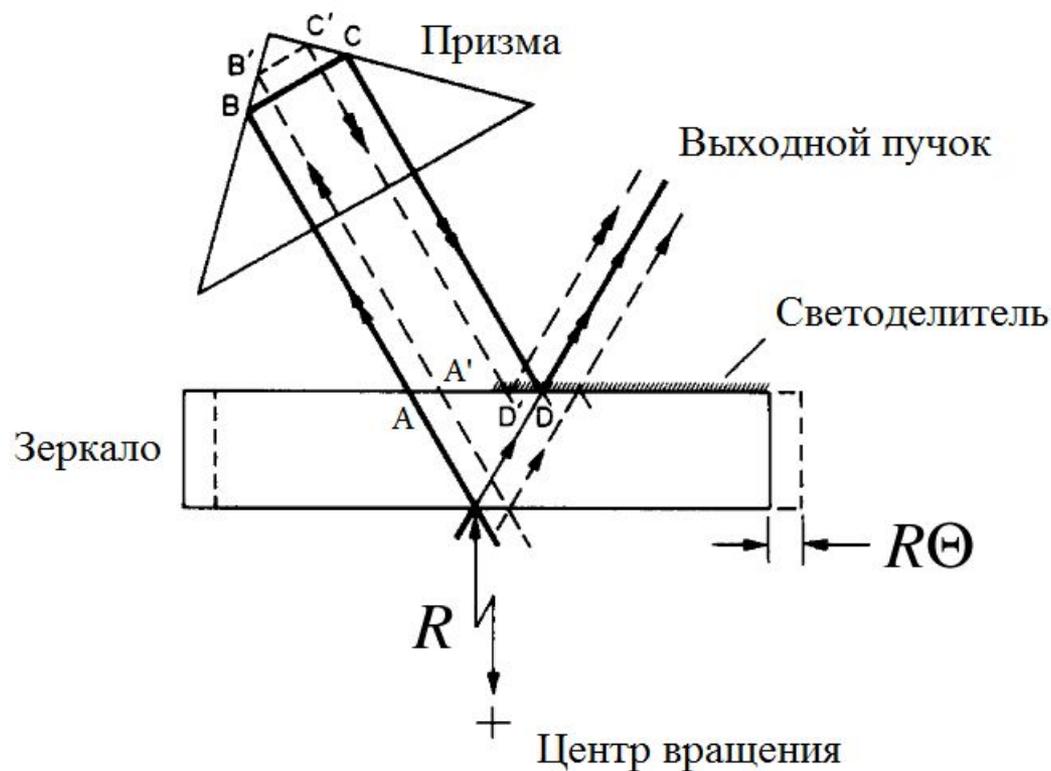
При отсутствии входного сигнала и симметричной подставки суммирование за период даст нуль



$$\Delta\omega \neq 0$$

При наличии скорости вращения ЛГ, которую необходимо измерять, суммирование за период подставки даст не нуль, а число импульсов, характеризующее измеряемую угловую скорость.

Оптическая схема компенсации влияния виброподставки



Призма и фотоприемник устанавливаются на основание ЛГ (неподвижное) и разность фаз встречных волн, создаваемая виброподставкой, компенсируется изменением оптической длины хода одного из лучей КЛ в призме.

Пусть закон колебаний ЛГ с механической виброподставкой

$$\Theta(t) = \Theta_0 \sin(\omega_{\Pi} t)$$

Тогда разность собственных частот резонатора для встречных волн

$$\Delta f(t) = K \frac{d\Theta}{dt} = \Delta\omega_{\Pi} \cos(\omega_{\Pi} t), \quad \Delta\omega_{\Pi} = K\Theta_0\omega_{\Pi}$$

Уравнение для разности фаз встречных волн в КЛ с учетом их связи за счет обратного рассеяния и при наличии знакопеременной подставки

$$\frac{d\Psi}{dt} + \Delta\omega_3 \sin(\Psi) = \Delta\omega + \Delta\omega_{\Pi} \cos(\omega_{\Pi} t)$$

$$\Delta\omega, \Delta\omega_3 \ll \omega_{\Pi}$$



$$\frac{d\bar{\Psi}}{dt} = \Delta\omega + \Delta\omega_3 J_k \left(\frac{\Delta\omega}{\omega_{\Pi}} \right) \sin(\bar{\Psi})$$

При использовании знакопеременной подставки зона захвата изменяет свою величину. Для определения этой величины вводится понятие динамической зоны захвата

$$\Delta\omega_{зд} = \Delta\omega_з \left| J_k \left(\frac{\Delta\omega}{\omega_{\Pi}} \right) \right| = \Delta\omega_з |J_k(K\Theta_0)|$$

При определенных амплитудах угловых колебаний КП динамическая зона захвата обращается в нуль. Однако реально этого не происходит из-за существующих флуктуаций амплитуды колебаний. Поэтому для уменьшения зоны захвата стремятся достичь как можно больших значений амплитуды колебаний

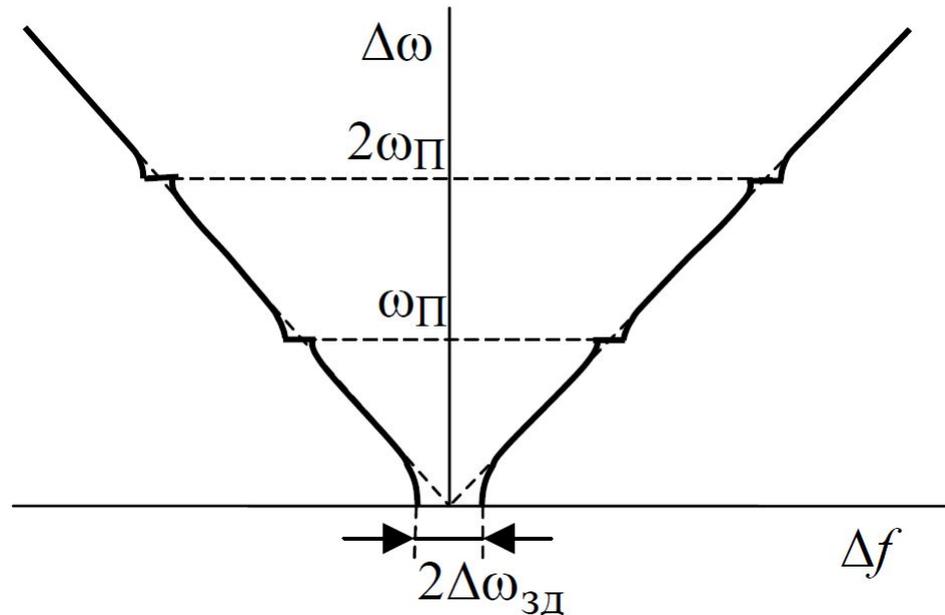
$$\frac{\Delta\omega_{\Pi}}{\omega_{\Pi}} \gg 1 \Rightarrow \Delta\omega_{зд} \leq \Delta\omega_з \sqrt{\frac{2}{\pi K \Theta_0}}$$

Для типичных параметров виброподставки динамическая зона захвата в 50...100 раз меньше статической.

Нелинейный характер полученных уравнений приводит к тому, что наряду с уменьшением зоны захвата введение виброподставки создает дополнительные зоны нелинейности в выходной характеристике КЛ.

$$\frac{d\bar{\Psi}}{dt} = \begin{cases} k\omega_{\Pi} & \text{при } |\Delta\omega - k\omega_{\Pi}| \leq |\Delta\omega_{3}J_k(K\Theta_0)| \\ k\omega_{\Pi} \pm \sqrt{(\Delta\omega - k\omega_{\Pi})^2 - (\Delta\omega_{3}J_k(K\Theta_0))^2} & \text{при } |\Delta\omega - k\omega_{\Pi}| \geq |\Delta\omega_{3}J_k(K\Theta_0)| \end{cases}$$

Одновременно с существенным уменьшением зоны захвата в выходной характеристике появляются так называемые полочки – своеобразные зоны захвата, обусловленные синхронизацией разности частот встречных волн частотой виброподставки и ее гармониками.



Нелинейность выходной характеристики КЛ, обусловленная наличием виброподставки, может быть существенно снижена добавлением шумовой составляющей в колебательное движение КЛ.

В результате нелинейность выходной характеристики (т. е. “полочки”) полностью исчезает, в том числе исчезает и нулевая “полочка” и динамическая зона захвата обращается в нуль. Для получения данного результата достаточно иметь шумовые колебания величины Θ_0 с амплитудой менее 1%.

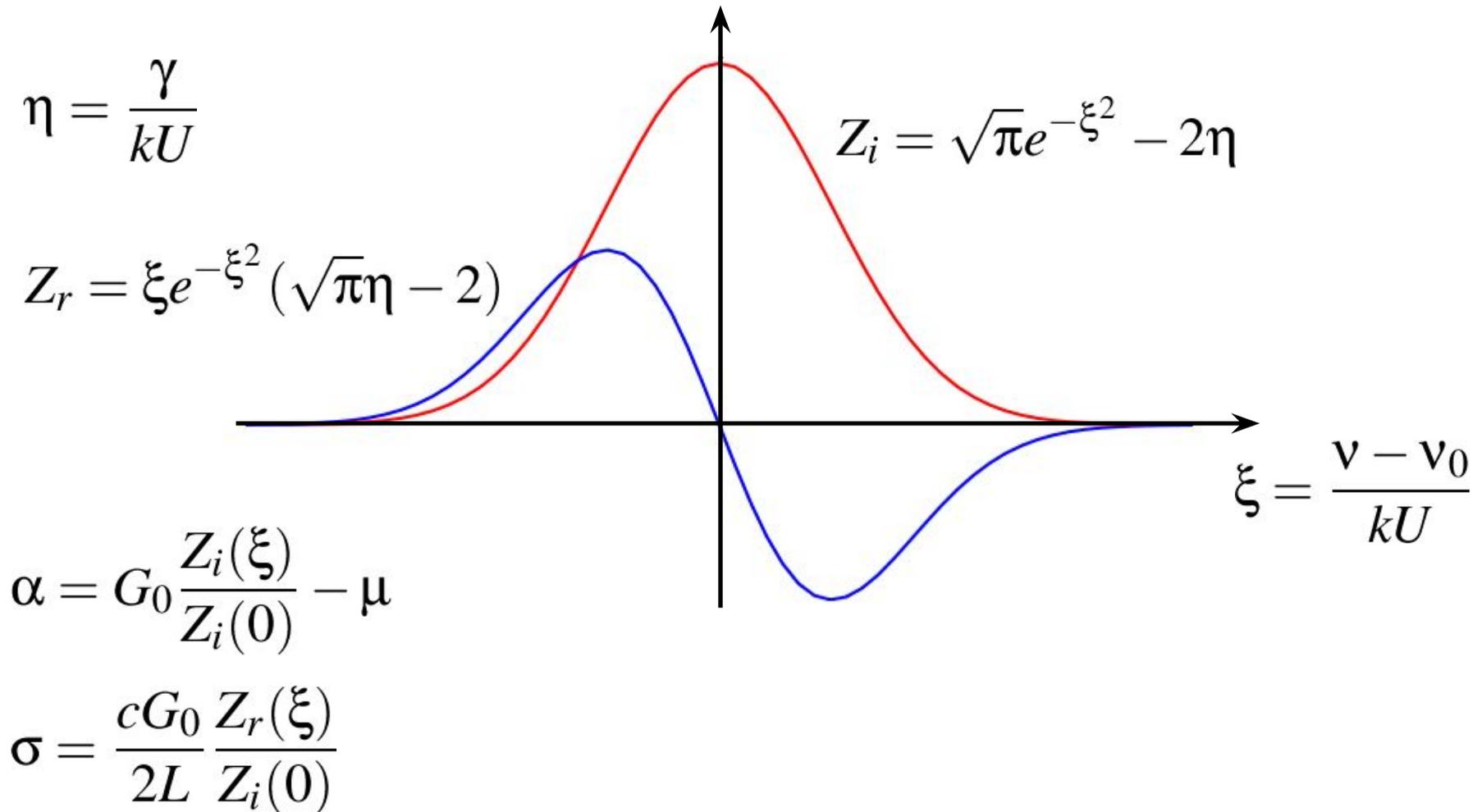
Однако использование виброподставки, и тем более с ее ошумлением, приводит к некоторому увеличению случайной составляющей погрешности измерений. Такое увеличение обусловлено многократными проходами через зону захвата, каждый из которых сопровождается некоторым измерением разности фаз, а также введением шума в угловые колебания КЛ.

Несмотря на очевидные достоинства виброподставки как способа линеаризации выходной характеристики ЛГ, многолетний опыт работы позволил выявить и ряд серьезных недостатков:

- значительные тангенциальные ускорения элементов конструкции ЛГ, приближающиеся к $30g$;
- возбуждение сопутствующих механических колебаний;
- значительный уровень случайного дрейфа, не позволяющий приблизиться к потенциальной точности ЛГ.

Стремление устранить перечисленные недостатки привело к разработке модифицированного реверсивного вращения ЛГ, при котором он совершает несколько оборотов с постоянной угловой скоростью в одну сторону, например по часовой стрелке, а затем “мгновенно” (менее чем за 0,1 с) меняет направление вращения на противоположное и далее совершает столько же оборотов против часовой стрелки.

Стабилизация частоты генерации



$$\Delta v = \Delta f + \Delta \sigma + \dots$$

$$\Delta f = K\Omega \quad \Delta \sigma = \frac{\partial \sigma}{\partial \xi} \frac{\Delta f}{kU}$$

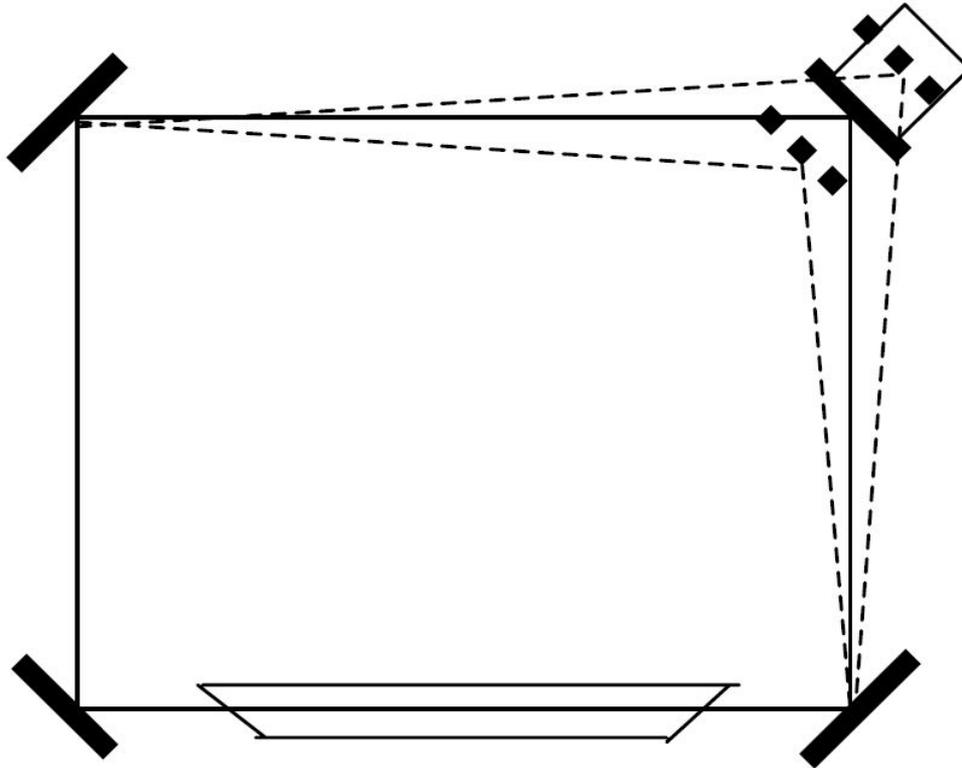
$$\Delta v = \Delta f \left(1 + \frac{\partial \sigma}{\partial \xi} \frac{\Delta f}{kU} \right) = K\Omega \left(1 + \frac{1}{kU} \frac{\partial \sigma}{\partial \xi} \right)$$

$$\sigma = \frac{cG_0}{2L} \frac{Z_r(\xi)}{Z_i(0)}$$

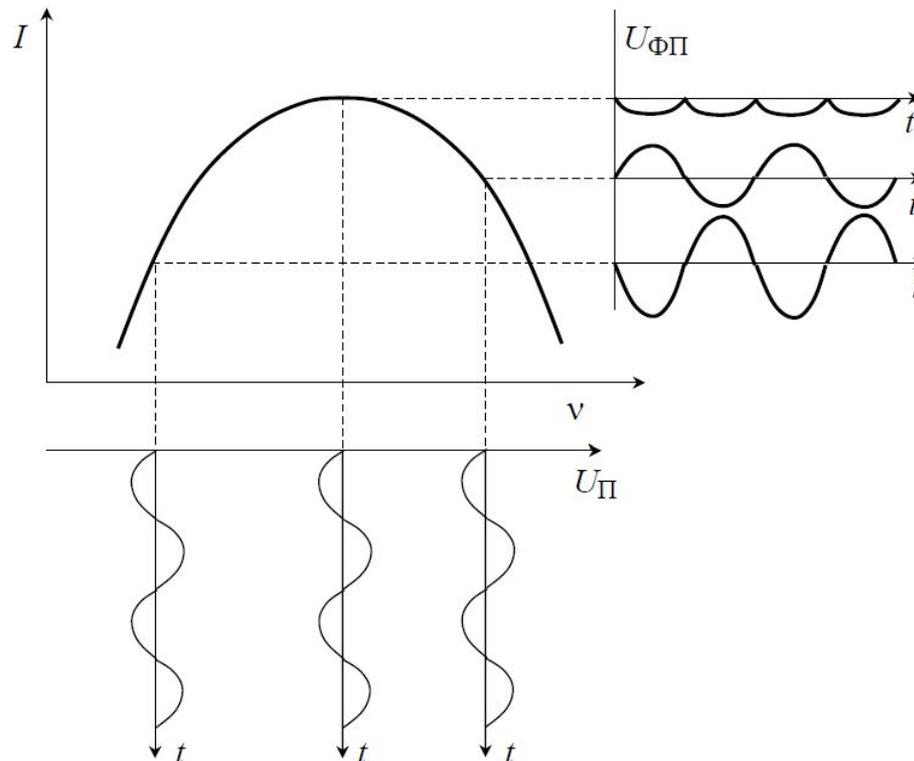
$$\Delta v = K\Omega \left(1 + \frac{c}{2L} \frac{G_0}{kU} \frac{Z'_r(\xi)}{Z_i(0)} \right)$$

Нормальное функционирование ЛГ невозможно без стабилизации частоты генерации. Частота генерации определяется длиной резонатора и соответствующей собственной частотой резонатора (внутри линии усиления):

$$\nu_q = q \frac{c}{L}, \quad \frac{\delta \nu_q}{\nu_q} = \frac{\delta L}{L}$$

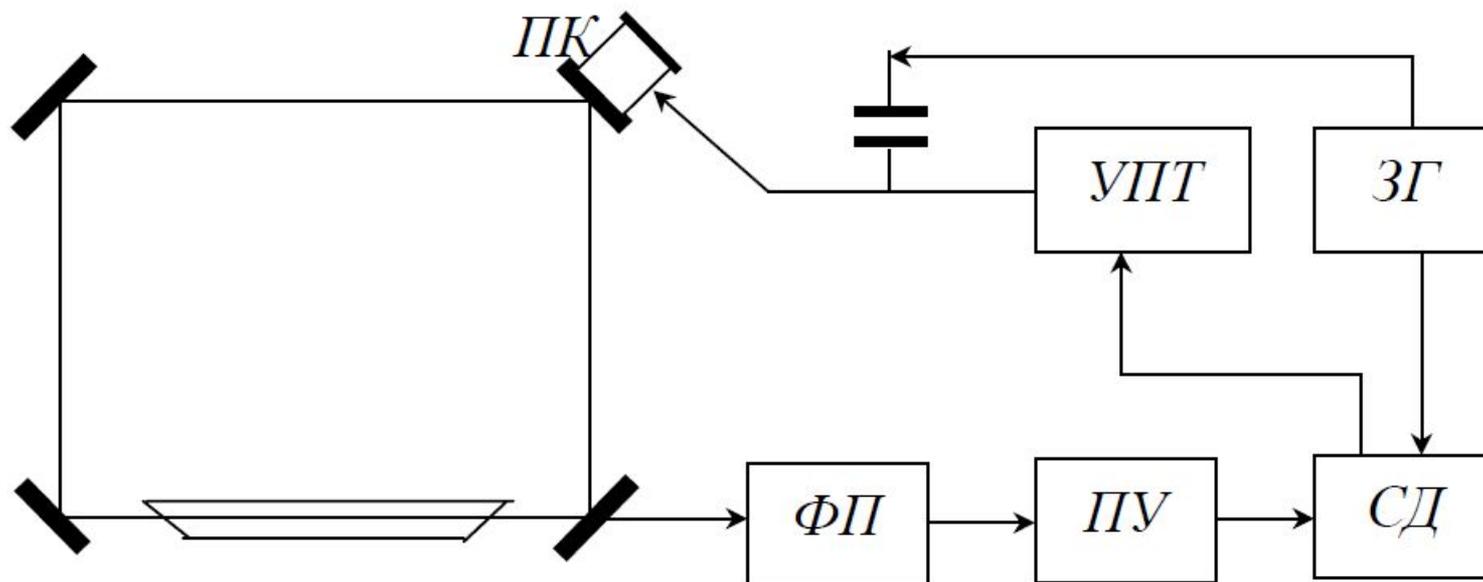


Для стабилизации частоты генерации необходимо иметь некоторый репер, относительно которого определяется уход частоты генерации. Таким репером, является вершина зависимости выходной мощности от частоты генерации. На пьезокерамический преобразователь подается переменное напряжение небольшой амплитуды U_{Π} , создающее поисковый сигнал. За счет поискового сигнала выходная мощность ЛГ имеет переменную составляющую, фаза которой зависит от того, с какой стороны от центра линии находится частота генерации, а амплитуда – насколько далеко она от центра линии.

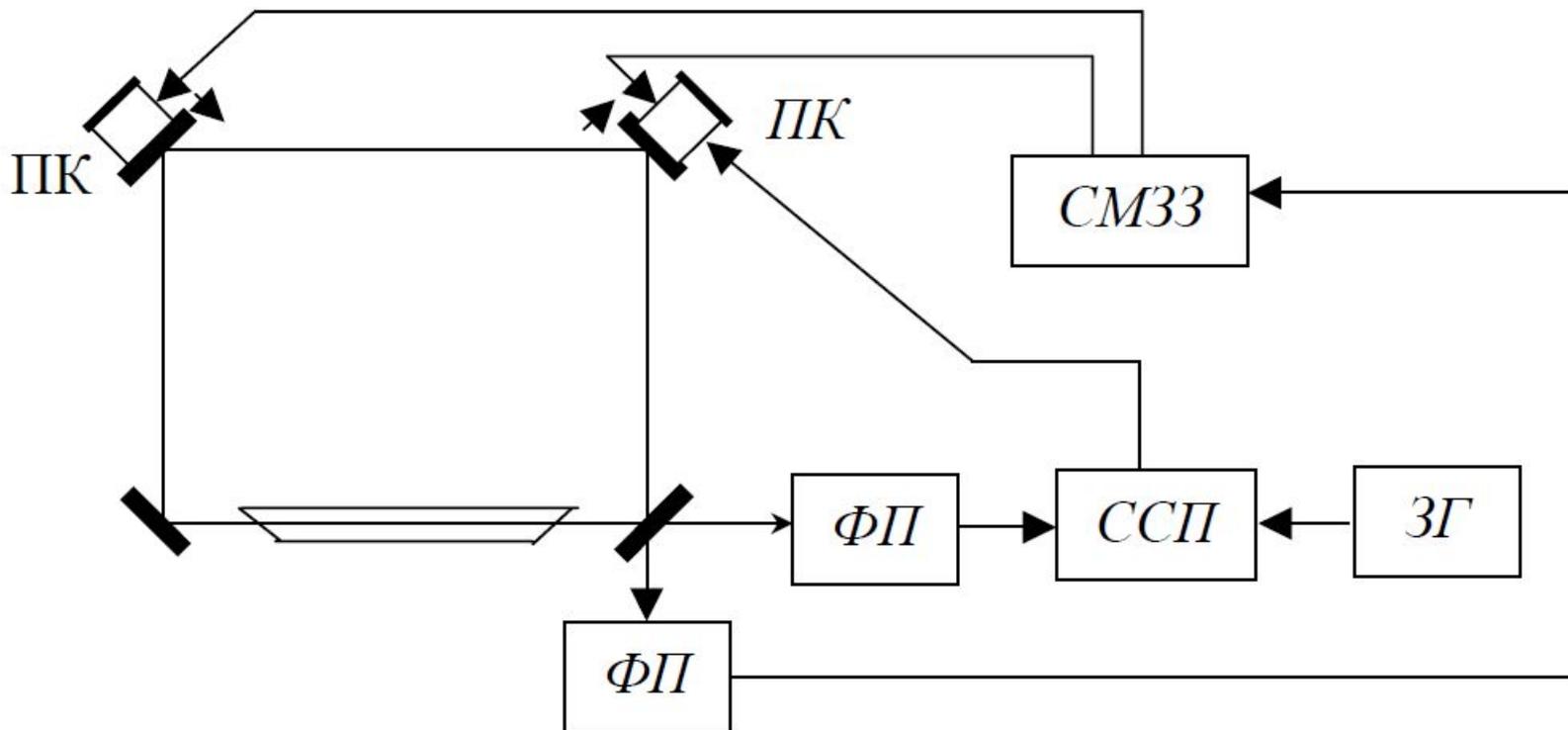


Переменная составляющая интенсивности одного из выходных лучей КЛ регистрируется фотоприемником ФП, усиливается в предварительном усилителе ПУ и подается на синхронный детектор СД. В качестве опорного сигнала на СД подается сигнал со звукового генератора ЗГ, используемого в качестве источника поискового сигнала.

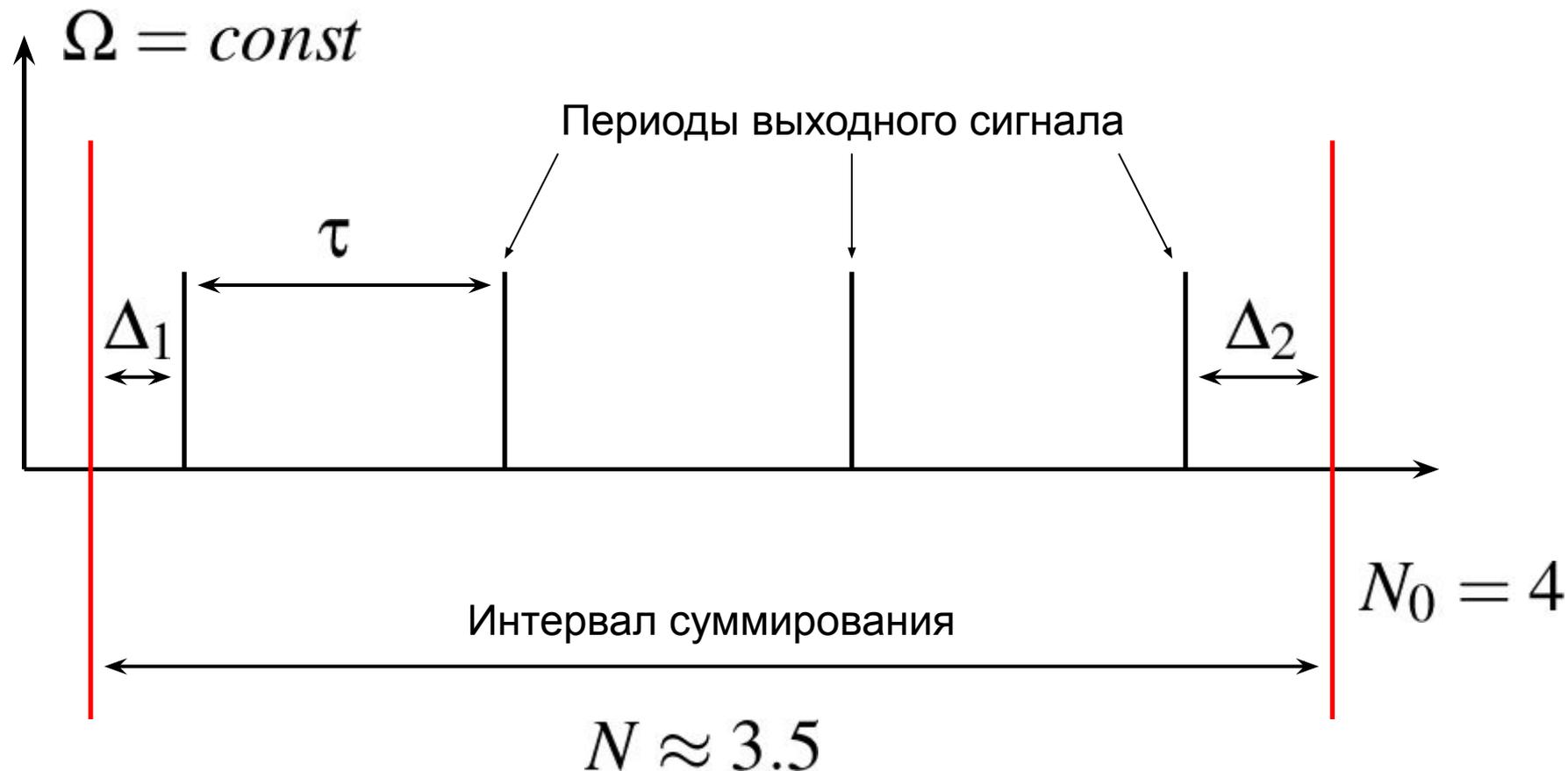
СД вырабатывает сигнал постоянного тока, знак которого определяется соотношением фаз входных сигналов, а значение – амплитудой переменной составляющей сигнала ФП.



В качестве сигнала ошибки используется глубина модуляции интенсивности выходного луча ЛГ, обусловленная связью встречных волн. Система минимизации зоны захвата СМЗЗ подает постоянные напряжения разных знаков на два пьезокерамических преобразователя ПК. При этом зеркала перемещаются в противоположных направлениях, сохраняя периметр неизменным, но варьируя длины сторон резонатора. В результате изменяются расстояния между рассеивающими центрами (зеркалами) и как следствие изменяются суммарные рассеянные волны. Одновременно ССП осуществляет стабилизацию частоты генерации.



Методы интерполяции фазы выходного сигнала кольцевого лазера



Точное (с учетом дробной части) число периодов в данном случае

$$N = N_0 + \frac{\Delta_2}{\tau} - \frac{\tau - \Delta_1}{\tau}$$

Тогда погрешность определения числа периодов

$$\Delta_d = \frac{1}{\tau} (\Delta_1 + \Delta_2 - 1)$$

Обычно считают, что интервал между импульсом, открывающим суммирование периодов выходного сигнала ЛГ, и первым счетным импульсом сигнала ЛГ является случайным и равномерно распределенным по периоду сигнала ЛГ. То же самое предполагается для конца интервала суммирования. Такое предположение следует считать справедливым, учитывая независимый характер случайных факторов, влияющих на угловое положение выходных импульсов прибора, задающего угол, и ЛГ. В этом случае погрешность дискретности счета имеет треугольный закон распределения

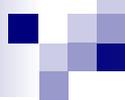
В этом случае дисперсия погрешности дискретности счета

$$D_d = \frac{\Delta_0}{6}$$

Δ_0 - угловая цена периода сигнала ЛГ.

При типичных размерах резонатора ЛГ (квадрат со стороной 11 см) Δ_0 равна 1.26" и СКО дискретности счета составляет $\sigma_d = 0.51"$. Эта погрешность может быть легко снижена с помощью умножителя частоты выходного сигнала ЛГ или схем досчета для конца интервала суммирования.

В настоящее время при использовании лазерного гироскопа в системах инерциальной навигации обычно применяется метод учетверения частоты выходного сигнала. Для этого два выходных сигнала ЛГ, сдвинутые по фазе на четверть периода, преобразуют в ТТЛ форму, а затем формируется сигнал, передние фронты которого следуют с интервалами, составляющими четверть углового периода исходных сигналов.



При использовании кольцевого лазера в качестве преобразователя угла в лазерной гониометрии для уменьшения погрешности дискретности счета применяют метод временной интерполяции, заключающийся в том, что период выходного сигнала ЛГ и его дробные доли заполняют периодами сигнала генератора со стабильной частотой.

В ряде систем уменьшения величины дискрета достигается применением умножителей частоты выходного сигнала на основе синхронных фильтров. Два последних метода применяются обычно в случаях, когда угловая скорость ЛГ постоянна, или же достаточно медленно меняется в узком диапазоне.

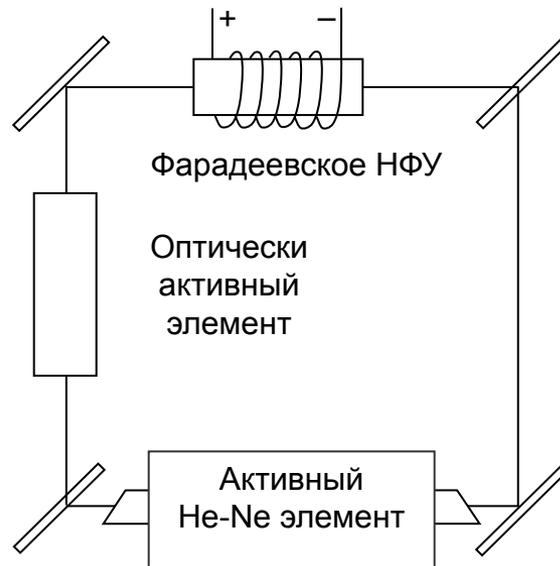
ЛГ с нулевой зоной захвата

Для создания подобных ЛГ используется непланарная конфигурация резонатора и НФУ (на эффекте Фарадея или Зеемана).

Первое обеспечивает устойчивое существование ортогонально поляризованных волн и однородное расщепление их частот. Второе (при приложении магнитного поля к активному элементу) обеспечивает расщепление частот встречных волн.

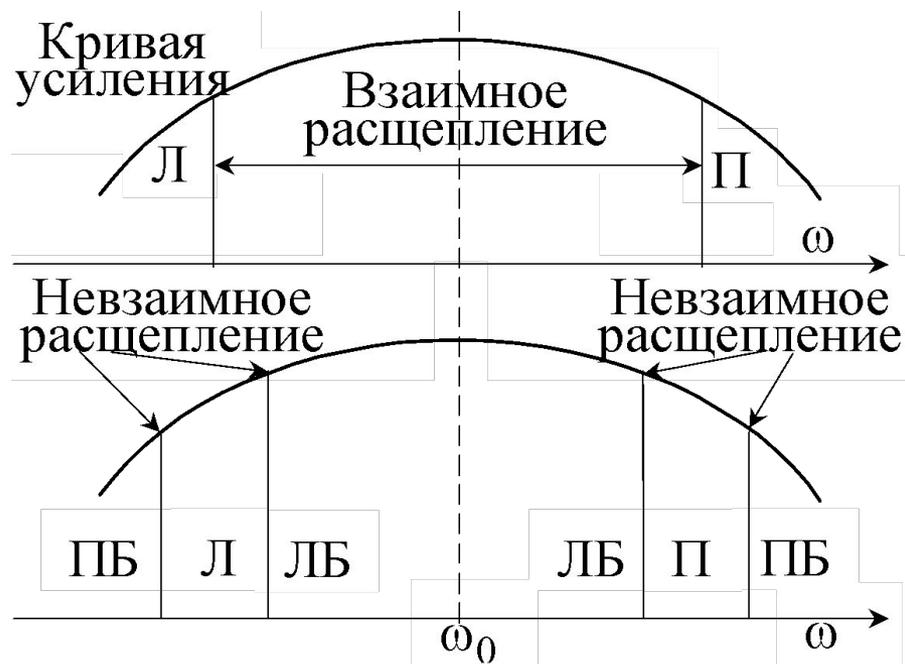
- Отсутствие механической подставки;
- Отсутствие внутрирезонаторных элементов для создания круговой поляризации;
- Отсутствие невзаимных элементов для создания начального смещения в контуре;
- Низкая чувствительность к ошибкам изготовления и юстировки контура;
- Легкость контроля формы смещения магнитным полем.

Собственными волнами такой системы является пара встречнобегущих волн, каждая из которых содержит две волны – одну с левоциркулярной и вторую с правоциркулярной поляризациями. Волны с разными циркулярными поляризациями, проходя через взаимный элемент, испытывают противоположные сдвиги по фазе, что, приводит к их расщеплению по частоте

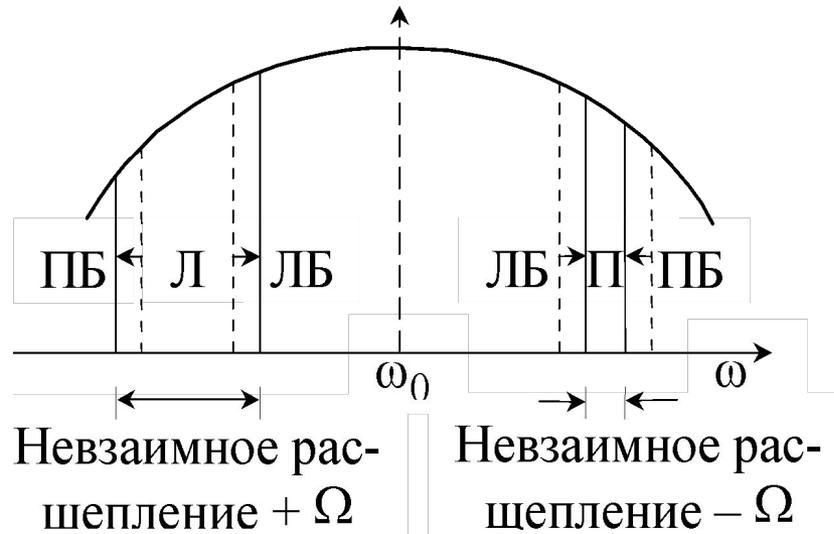


$$\Delta\nu = \frac{\Delta\varphi c}{\pi \sum l_i n_i}$$

Теперь в резонаторе ЛГ существует две встречнобегающие волны (ЛБ – левобегущая, ПБ – правобегущая) с левоциркулярной поляризацией (Л) и две встречнобегающие волны с правоциркулярной поляризацией (П). Волны с левоциркулярной и правоциркулярной поляризацией разнесены по частоте с помощью взаимного элемента, что соответствует появлению в исходном контуре как бы двух независимых лазерных субгироскопов, собственные волны которых разделены по частоте и состоянию поляризации. Встречные волны каждого из субгироскопов разнесены по частоте с помощью НФУ.



При обратном рассеянии циркулярно-поляризованной волны от зеркала направление вращения электрического вектора меняется на обратное и в идеальном случае прямая и рассеянная волны не взаимодействуют. Расщепление частот встречнобегающих волн с помощью НФУ исключает остаточное влияние связи встречных волн в резонаторе ЛГ.



НФУ смещает частоты генерации встречных волн в противоположных направлениях. Невзаимный фазовый сдвиг, вызванный вращением ЛГ, приводит к дополнительному разному частот.

Для каждого из субгироскопов с ортогональными круговыми поляризациями разность частот встречных волн составит:

$$\Delta\nu_{\text{Л}} = \Delta\nu_{\text{НФУ}} + K\Omega$$

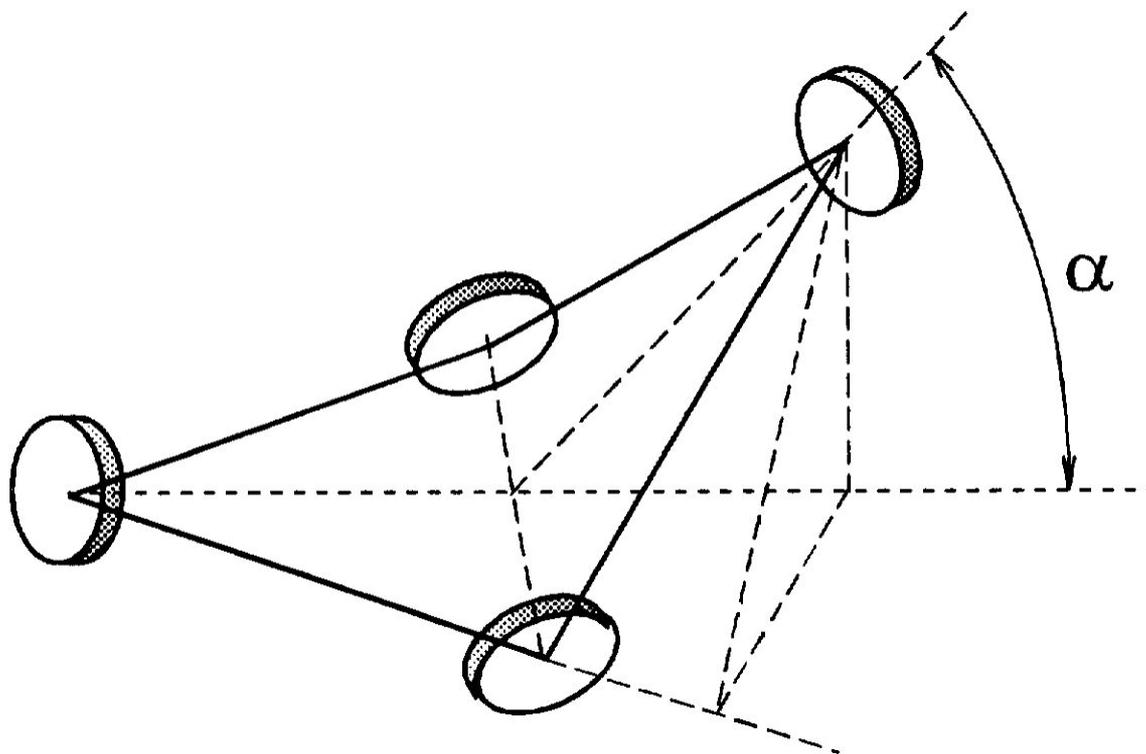
$$\Delta\nu_{\text{П}} = \Delta\nu_{\text{НФУ}} - K\Omega$$

$$\Delta\nu = \Delta\nu_{\text{Л}} - \Delta\nu_{\text{П}} = 2K\Omega$$

В итоге получено увеличение вдвое масштабного коэффициента а также независимость выходного сигнала ЛГ от вариаций частоты (например температурных), вносимых НФУ.

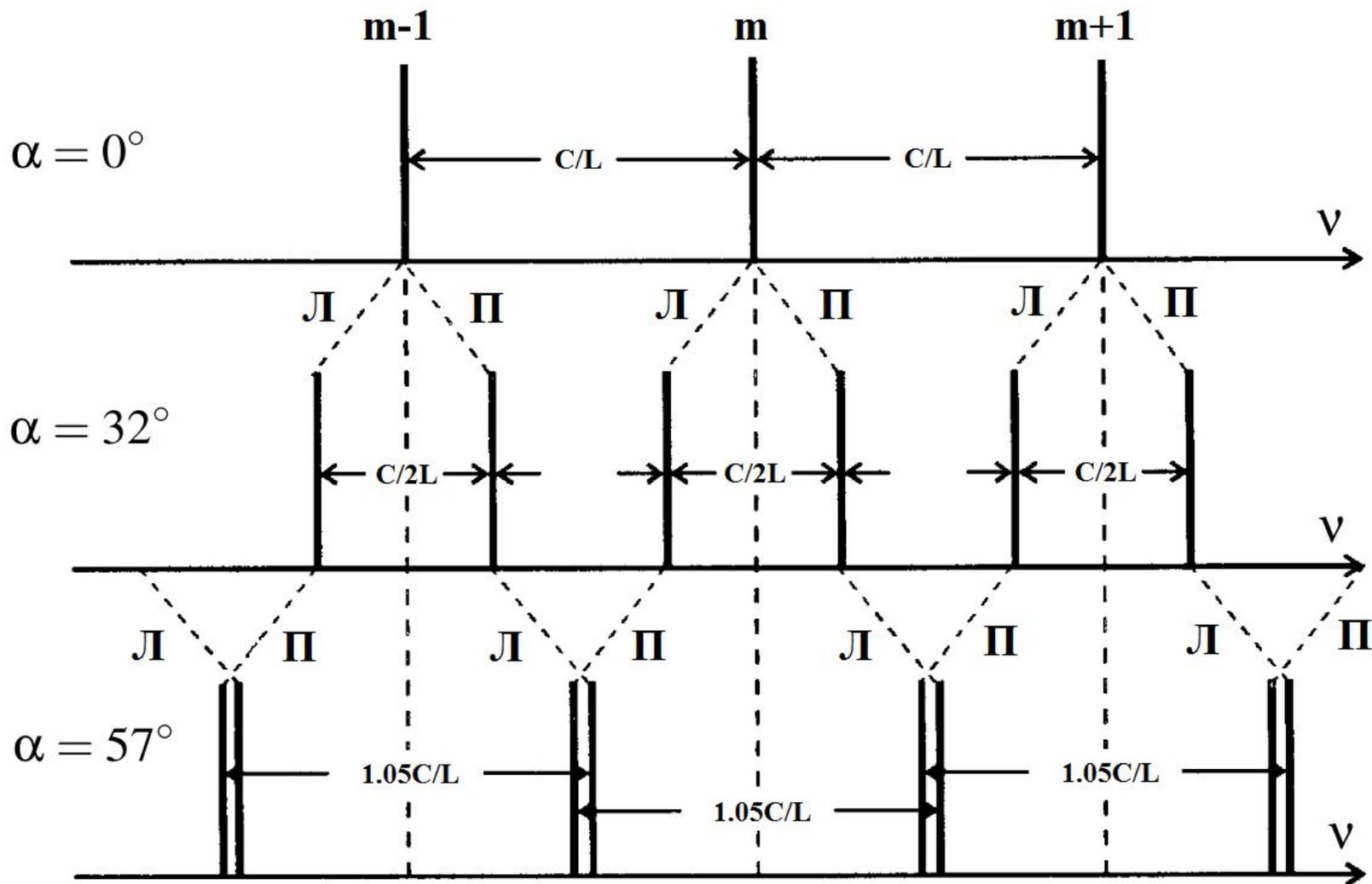
Недостатком рассмотренной схемы ЛГ является наличие в его резонаторе двух анизотропных элементов, вносящих существенные дополнительные потери и тем самым уменьшающих добротность резонатора.

В неплоском резонаторе (также как в резонаторе с взаимным элементом на оптически активном кварце) собственными типами колебаний являются разнесенные по частоте волны с круговой поляризацией.



Расщепление частот возникает за счет того, что лево- и правополяризованные волны получают разные набеги фазы при отражении от зеркал в такой геометрии резонатора. В зависимости от угла излома контура α изменяется разнос частот лево- и правополяризованных волн.

Изменение спектра собственных частот неплоского резонатора ЛГ при вариациях угла α



Потенциальная точность лазерного гироскопа

Естественные флуктуации, определяющие предельно достижимую точность ЛГ, обусловлены принципиально неустранимыми причинами – квантовым характером излучения (в основном спонтанного излучения) и атомной структурой вещества резонатора, приводящей к колебаниям длины резонатора.

Ширина линии генерации зависит в основном от ширины линии резонатора. При этом в процессе генерации происходит как бы самосужение линии излучения, так как наибольшее усиление (наиболее выгодные условия для генерации) наблюдается в центре линии резонатора. Однако такое сужение ограничено наличием спонтанного излучения, состоящего из некогерентных фотонов со случайной фазой. Суперпозиция когерентного вынужденного излучения со спонтанным излучением дает уширение спектральных линий встречных волн КЛ, что, в свою очередь, проявляется в сигнале биений.

$$\delta\nu_0 \cong \frac{\hbar\nu_{ab}}{2P} (\Delta\nu_p)^2, \quad \nu_{ab} = \frac{c}{\lambda}, \quad \Delta\nu_p = \frac{c\mu}{L}$$

Работа КЛ с учетом естественных флуктуаций может быть описана введением соответствующих источников флуктуаций в уравнение для разности фаз встречных волн:

$$\dot{\psi} = K\Omega + F(t) = \Delta\omega + F_1(t) + F_2(t)$$

где $F_1(t)$ и $F_2(t)$ – источники флуктуаций фаз электромагнитных полей встречных волн, обусловленных спонтанным излучением.

Дисперсия флуктуаций разности фаз:

$$D_{\delta\psi}(t) = 2 \left(\frac{\hbar\nu_{ab}}{2P} (\Delta\nu_p)^2 \right) T$$

Флуктуации разности фаз, обусловленные наличием спонтанного излучения, накапливаются во времени. Эта закономерность хорошо известна и всегда имеет место, когда происходит интегрирование “белого шума”. Такой процесс обычно называют случайным дрейфом и вводят коэффициент случайного дрейфа R , который определяют через среднеквадратичное отклонение флуктуаций разности фаз, поделенное на корень из времени измерения.

$$R_{\delta\psi} = \sqrt{\frac{D_{\delta\psi}}{T}} = \Delta v_p \sqrt{\frac{\hbar\nu_{ab}}{P}}$$

Коэффициент случайного дрейфа определяет минимально достижимые флуктуации разности фаз встречных волн (при устранении всех технических источников флуктуации) и, соответственно, предельную точность ЛГ.

Коэффициент случайного дрейфа по углу имеет вид:

$$R_{\theta} = \frac{R_{\delta\psi}}{K} = \frac{c}{KL} \sqrt{\frac{\hbar\nu_{ab}\mu T_3}{P_{\text{ВЫХ}}}}$$

$$P = \frac{P_{\text{ВЫХ}}\mu}{T_3}, \quad \Delta v_p = \frac{c\mu}{L}$$

где $P_{\text{ВЫХ}}$ - выходная мощность ЛГ, μ - полные потери в резонаторе, T_3 - коэффициент пропускания зеркал.

Использование виброподставки, и тем более с ее ошумлением, приводит к некоторому увеличению случайной составляющей погрешности измерений. Такое увеличение обусловлено многократными проходами через зону захвата, каждый из которых сопровождается некоторым измерением разности фаз, а также введением шума в угловые колебания КЛ.

$$\frac{d\bar{\Psi}}{dt} = \Delta\omega + \Delta\omega_3 J_k \left(\frac{\Delta\omega}{\omega_{\Pi}} \right) \sin(\bar{\Psi})$$

$$D_{\delta\psi} = \frac{(\Delta\omega_3)^2}{\Delta\omega_{\Pi}} T$$

Виброподставка с ошумлением, ликвидируя зону захвата и нелинейность выходной характеристики в целом, приводит одновременно к появлению дополнительного шума в выходном сигнале КЛ, воспринимаемого как случайный дрейф ЛГ.

$$R = \sqrt{\frac{D_{\delta\psi}}{T}} = \frac{\Delta\omega_3}{\sqrt{\Delta\omega_{\Pi}}}$$

$$R = \sqrt{\frac{D_{\delta\psi}}{T}} = \frac{\Delta\omega_3}{\sqrt{\Delta\omega_{II}}}$$

Ошибка измерения угла поворота ЛГ за время T

$$\sigma_{\theta} = \frac{R}{K} \sqrt{T} = R_{\theta} \sqrt{T}$$

Типичные значения коэффициента случайного дрейфа навигационного ЛГ

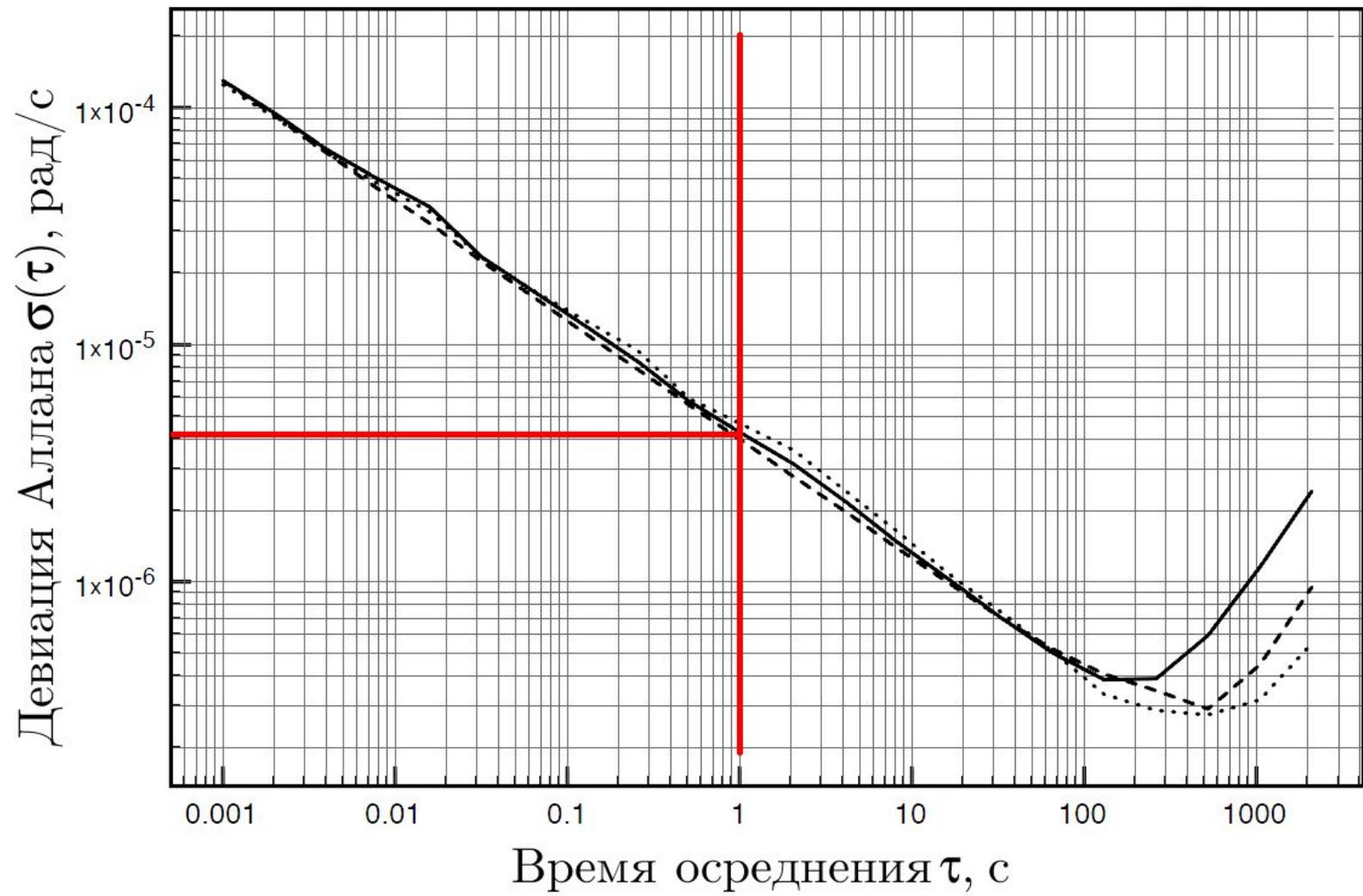
$$R_{\theta} = 0.0002^{\circ} / \sqrt{\text{ч}}, \quad R = 0.002^{\circ} / \sqrt{\text{ч}}$$

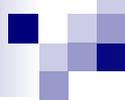
Вариации Аллана

Для описания шумовых характеристик выходного сигнала ЛГ в настоящее время чаще всего используется метод расчета девиации Аллана. Девиация (СКО) Аллана рассчитывается следующим образом: ряд измерений разделяется на блоки, длина которых соответствует временному промежутку τ и СКО определяется по следующей формуле

$$\sigma(\tau) = \sqrt{\frac{1}{2(N-1)} \sum_{i=1}^{N-1} (y(\tau)_{i+1} - y(\tau)_i)^2}$$

В результате получается численная оценка изменения матожидания измеряемой величины в зависимости от времени осреднения. Повторяя данный расчет многократно для нарастающих значений τ , в итоге получаем зависимость СКО Аллана измеряемой величины от времени осреднения.





Современное состояние разработок и использования оптических гироскопов

- ИНС морских объектов
- Авиационные ИНС
- Системы наведения МБР
- Геофизика
- Сейсмология



Лазерные гироскопы
 $0.001-0.00015 \text{ } ^\circ/\text{ч}$



Точностные характеристики современных лазерных гироскопов

Дрейф определяется сдвигом нуля выходной характеристики ЛГ, поскольку сдвиг нуля представляет собой частоту выходного сигнала гироскопа при отсутствии входной скорости.

Величину дрейфа ЛГ обычно определяют, выставив измерительную ось ЛГ под определенным углом к оси вращения Земли. Дрейф ЛГ определяют по следующему алгоритму:

$$\Omega_0 = \frac{N}{T} \frac{1,296 \cdot 10^6}{2\pi K} - \Omega_3 \cos(n \cdot \Omega_3)$$

где $N = \frac{1}{2\pi} \int_0^T \Delta\omega dt$ - число периодов выходного сигнала ЛГ, полученное

при суммировании за время осреднения T , Ω_3 - вектор скорости вращения Земли, n – вектор измерительной оси ЛГ.

При измерении дрейфа ЛГ обычно устанавливают следующие его характеристики:

- постоянную составляющую дрейфа, определяемую как величину Ω_0 , полученную усреднением всех результатов измерений, проводимых обычно в течение нескольких дней или недель;
- нестабильность дрейфа в течение одного запуска, определяемую обычно как среднеквадратичное отклонение значений дрейфа Ω_0 , измеренных на определенных временных отрезках (чаще всего выбирают отрезки времени продолжительностью 1 ч);
- нестабильность дрейфа от включения к включению, которая определяется как среднеквадратичное отклонение средних для каждого запуска значений дрейфа Ω_0 ;
- величину случайного дрейфа, которую определяют через коэффициент случайного дрейфа R .

Также могут определяться следующие параметры: переходная характеристика дрейфа после включения ЛГ до его выхода на стационарный режим; чувствительность дрейфа к внешним воздействиям (изменение температуры окружающей среды, магнитное поле, ускорение и т. д.); статистические характеристики, которые могут быть представлены в виде спектральной плотности шума.

Масштабный коэффициент - коэффициент пропорциональности, связывающий скорость вращения с частотой выходного сигнала. Он определяется посредством вращения ЛГ с постоянной скоростью и измерения числа периодов выходного сигнала за один оборот при вращении поочередно в противоположных направлениях:

$$2\pi K = \frac{1}{2} (N_{2\pi}^+ + N_{2\pi}^-) \quad N_{2\pi}^\pm = \int_0^{t_{2\pi}} \Delta v^\pm dt$$

При измерении масштабного коэффициента ЛГ обычно устанавливают следующие его характеристики:

- постоянную составляющую масштабного коэффициента;
- относительную нестабильность масштабного коэффициента от включения к включению;
- относительную нелинейность масштабного коэффициента, характеризующую его как функцию скорости вращения, обусловленную влиянием зоны захвата.

Современные лазерные гироскопы имеют уровень дрейфа от 0,0001 до 0,01 градуса в час. Относительной нестабильность масштабного коэффициента находится на уровне $10^{-6} \dots 10^{-7}$.

Характерное для современной навигационной техники стремление к уменьшению весогабаритных характеристик привело к интенсификации работ, направленных на миниатюризацию чувствительных элементов навигационных систем, и в частности лазерных гироскопов. Основным препятствием миниатюризации ЛГ является существенная зависимость основных параметров ЛГ от его периметра

Нестабильность масштабного коэффициента, потенциальная точность	Разрешение	Случайный дрейф, нестабильность дрейфа	Нелинейность масштабного коэффициента
L^{-2}	L^{-1}	L^{-3}	L^{-5}

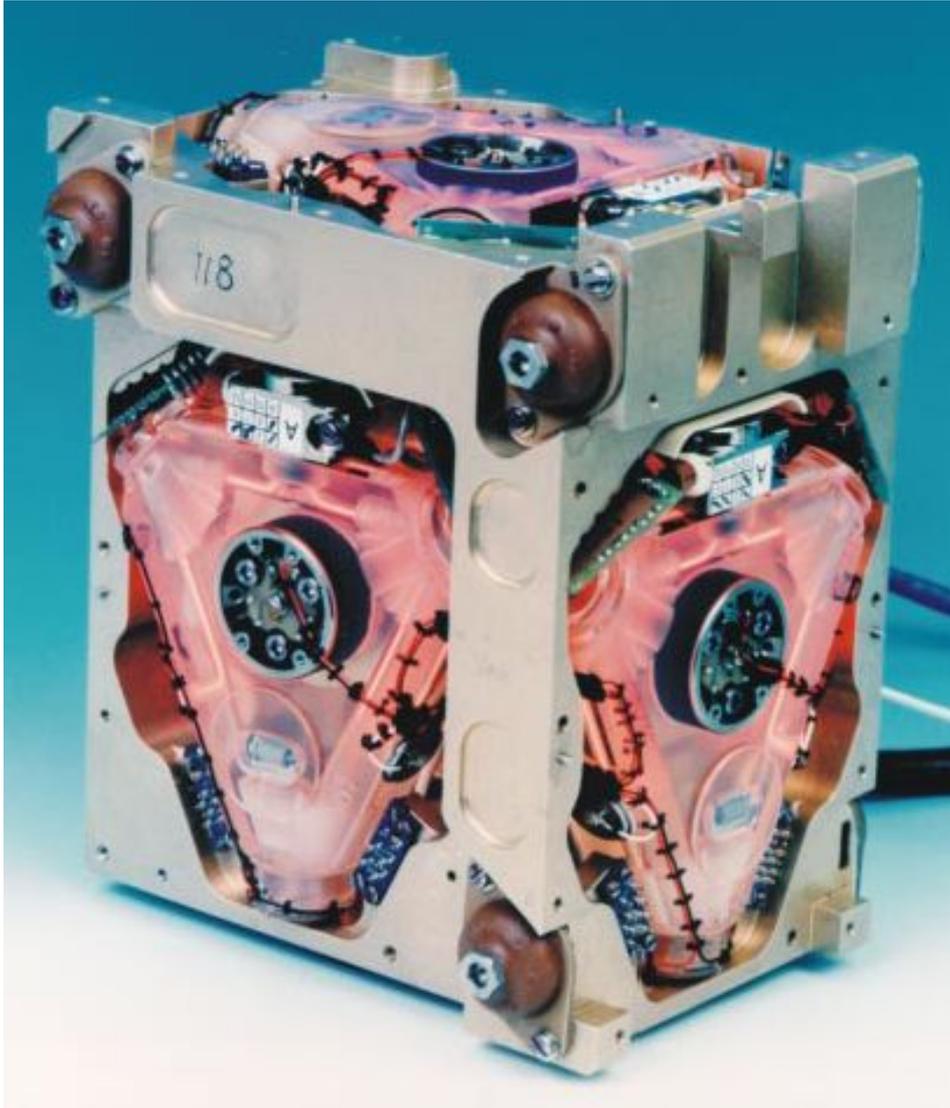
№	Параметр	Ед. изм.	НПК «Электрооптика»		
			ГЛ-1	ГЛ-2	ГЛ-3
1	Периметр	см	45	28	62
2	Масса	кг	4	2	6
3	Габариты	см	∅20.6×10.5	15.4×11.6×8.8	24.5×19.5×11.1
4	Материал		Ситалл		
5	Подставка		Виброподставка		
6	Число призм		4	4	4
7	Разряд		Поперечный ВЧ		
8	Мощность		24 В/0.6 А	30 В/0.6 А	30 В/0.6 А
9	Максимальная угловая скорость	град/с	360	500	250
10	Стабильность сдвига нуля 1-10 ч	град/ч	0.007	0.01	0.001
11	Стабильность сдвига нуля от запуска к запуску	град/ч	0.01	0.01	0.001
12	Случайный дрейф	град/ $\sqrt{ч}$	0.003	0.005	0.001
13	Масштабный коэффициент	угл.с/имп.	1.30	2.24	1.00
14	Линейность масштабного коэффициента		5×10 ⁻⁶	5×10 ⁻⁶	5×10 ⁻⁶
15	Стабильность масштабного коэффициента		1×10 ⁻⁵	1×10 ⁻⁵	5×10 ⁻⁶
16	Температурная зависимость сдвига нуля	град/ч/°С, не более	0.003	0.002	0.001

№	Параметры	Ед. измерения	Honeywell GG-1342	Rockwell	Litton LG-2717	Litton LG-2728	Sperry SLIC-7 (3-осн.)	Sperry SLG-15	Raytheon RB-25
1	Периметр	см	32	43	17	28	20	40	25
2	Масса	кг	1.9	3.63	1.5	1.5	2.3	7.2	
3	Размеры	см	15.7×14.7×5.3	22.9 ×22.9×7. 6	14×11×6.5	14×17.7×5	10.2 ×11.4	10.2 ×20.3×2 7.9	
4	Материал		CERVIT	CERVIT	ZERODUR	ZERODUR	CERVIT	CERVIT	CERVIT
5	Метод линеаризации		Виброподставка				Магнитное зеркало		Фарад. ячейка 4-частотный
6	Число зеркал		3	3	4	4	3×3	3	4
7	Число анодов/катодов		2/1	1/2	2/1	2/1	2/1	2/1	
8	Мощность		28 В/1.1 А	28 В/0.6 А	3 Вт	3 Вт	0.6×3 Вт	0.6 Вт	
9	Максимальная угловая скорость	град/с	800		800	400	1500	750	
10	Сдвиг нуля (1-10 ч)	град/ч	0.007	0.01	0.02	0.005	0.2	0.02	0.005
11	Сдвиг нуля (день ото дня)	град/ч	0.01	0.02	0.04	0.01	0.5	0.05	
12	Случайный дрейф	град/ $\sqrt{ч}$	0.003	0.005	0.015	0.003	0.05	0.006	0.001
13	Масштабный коэффициент	угл. с/имп	2.0	1.57	3.0	1.8	3.2	1.6	1.5
14	Линейность масштабного коэффициента		$5 \cdot 10^{-6}$	$10 \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^{-6}$	$3 \cdot 10^{-6}$	$200 \cdot 10^{-6}$	$100 \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^{-6}$
15	Стабильность масштабного коэффициента		$5 \cdot 10^{-6}$		$5 \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^{-6}$	$200 \cdot 10^{-6}$	$100 \cdot 10^{-6}$	
16	Температурный градиент	град/ч/°С	0.002	0.02			0.008	0.002	0.0004



**Affordable and advanced sensing technology
combined with unmatched production capabilities
to meet the needs of customers throughout the world**

Honeywell



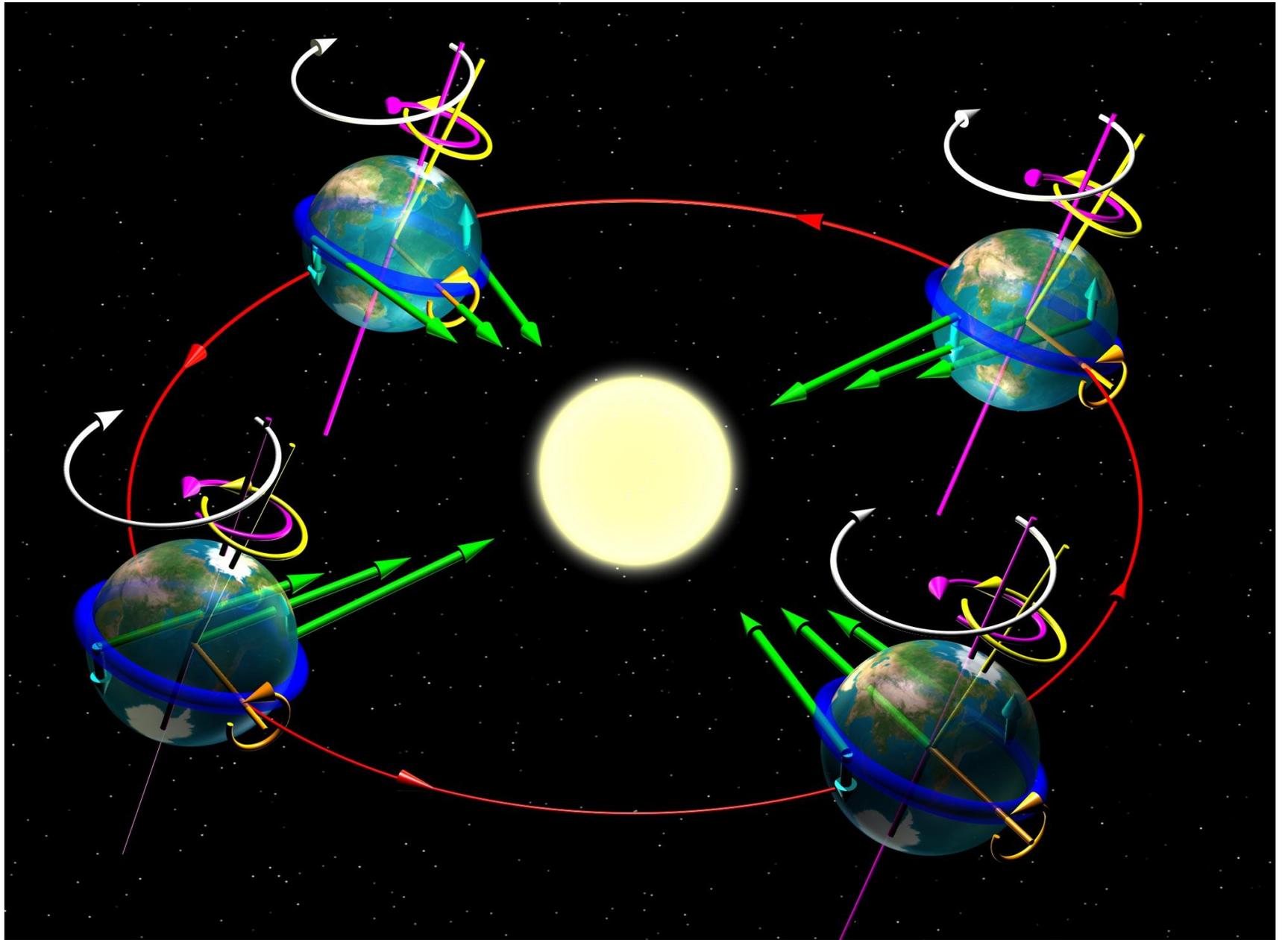
Использование ЛГ в геодезии

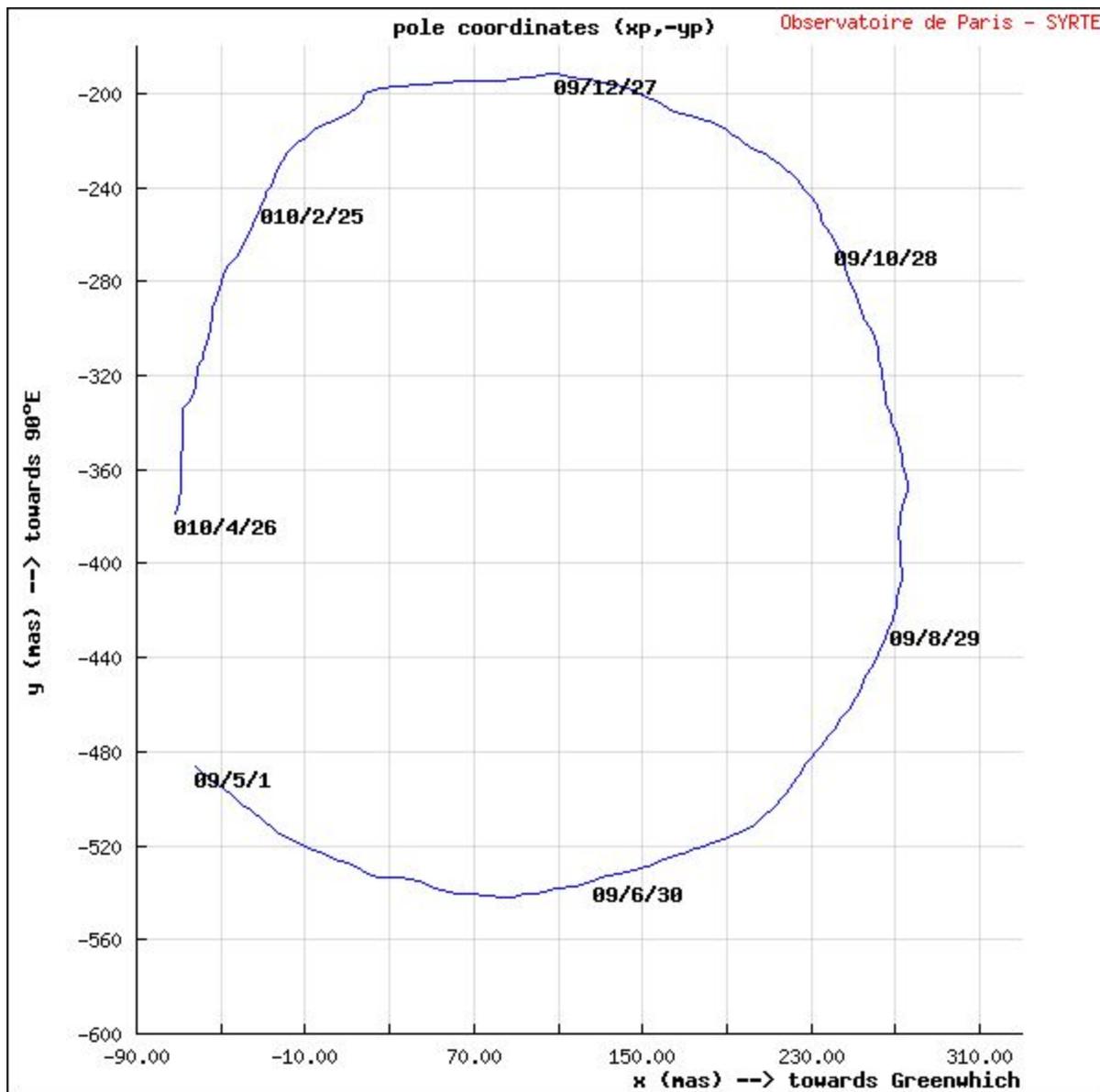


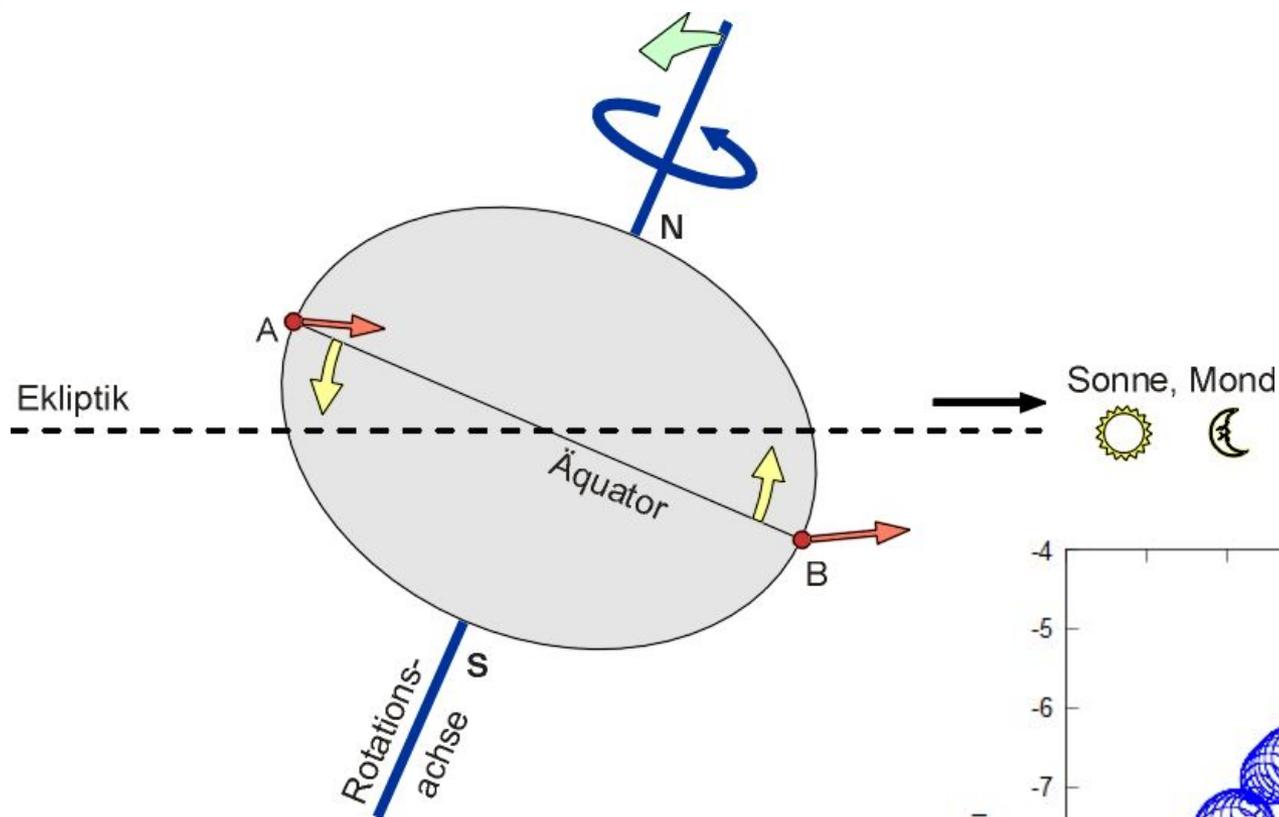
Периметр резонатора:
16 метров;

Стабильность нуля
(дрейф) - $2 \cdot 10^{-7} \text{ }^\circ/\text{ч}$

Используется для измерений вариаций скорости вращения Земли (суточное движение полюса, Чандлеровские колебания, приливные колебания)

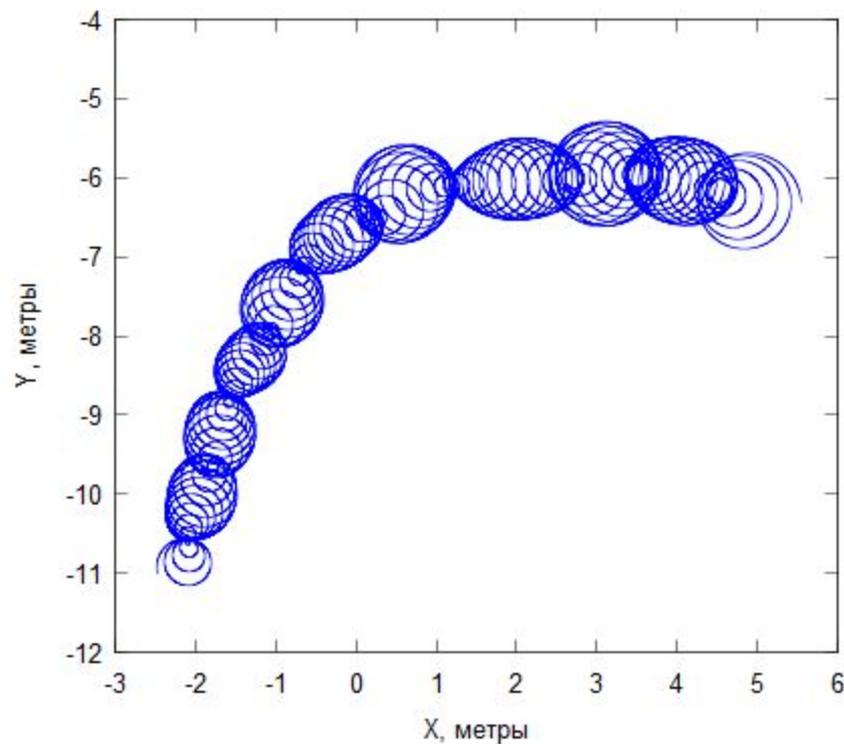


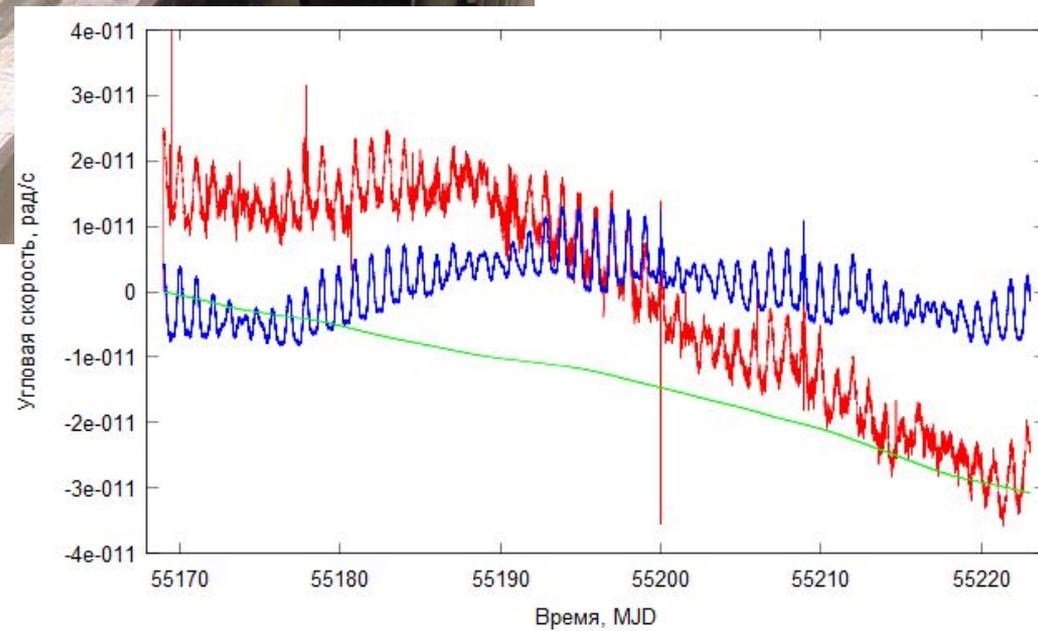
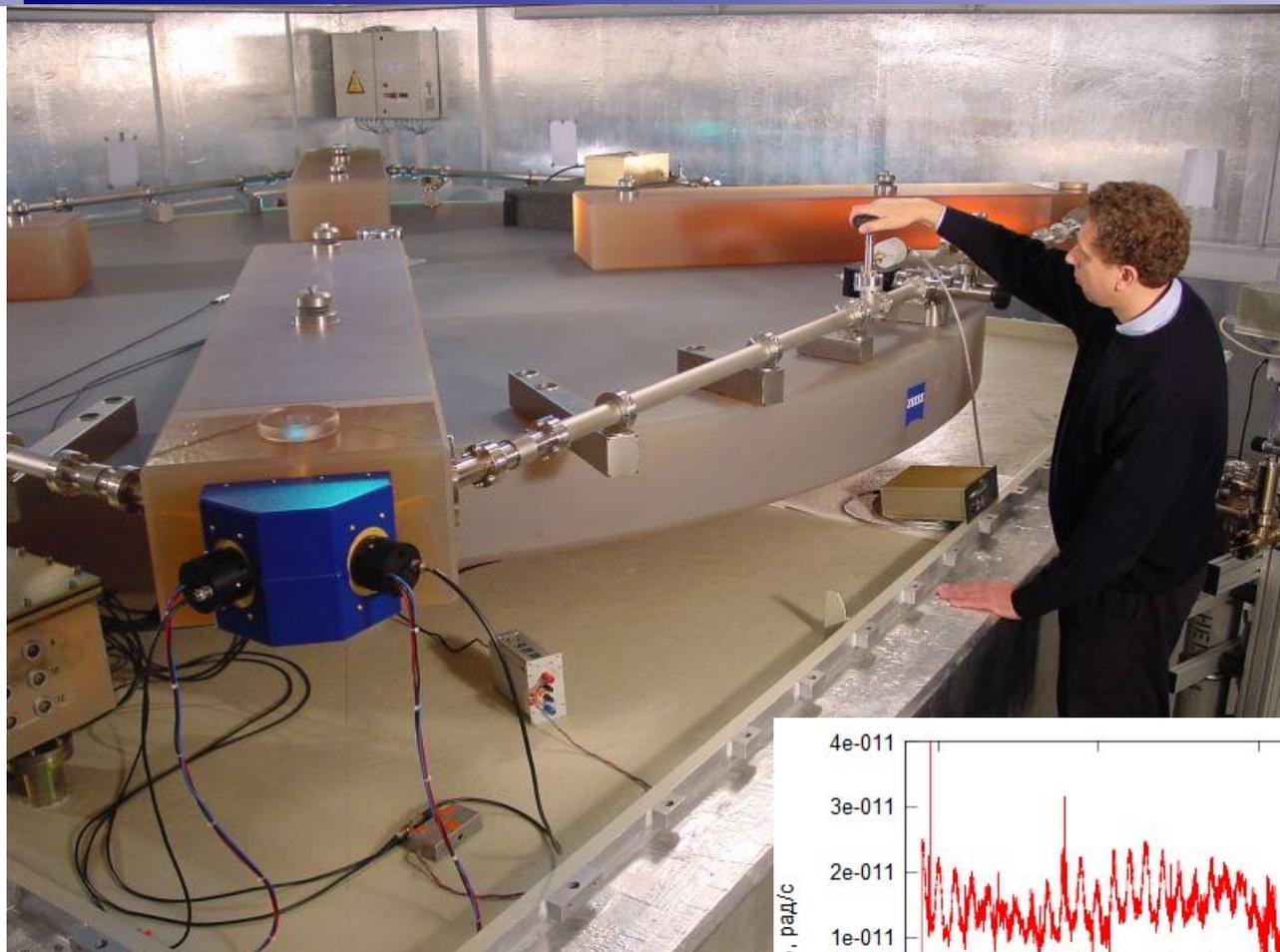




Чандлеровское движение полюса:
 период 433 дня, амплитуда ~ 9 м.

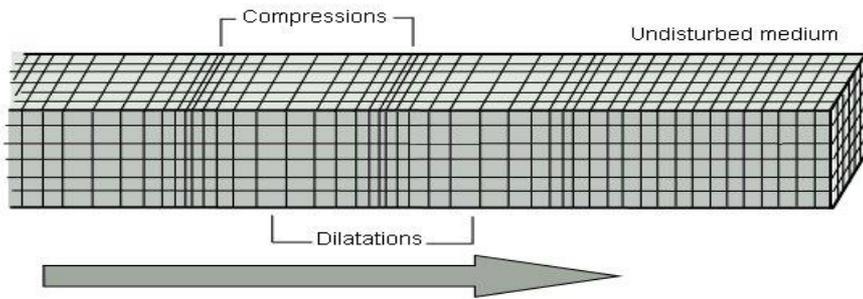
Суточное движение полюса:
 период ~ 24 часа, амплитуда 5-60 см.



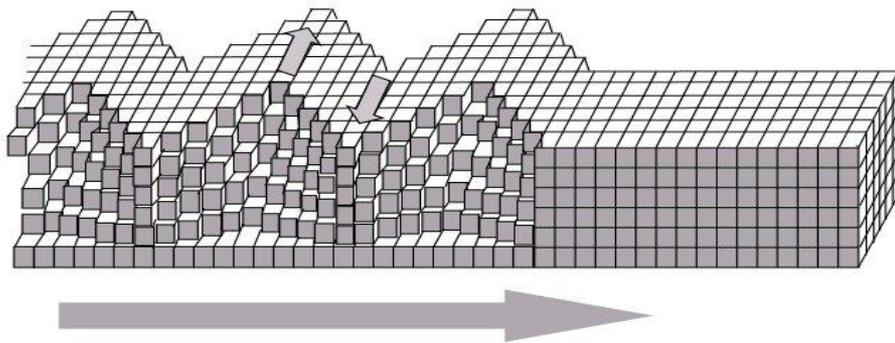


Сейсмология

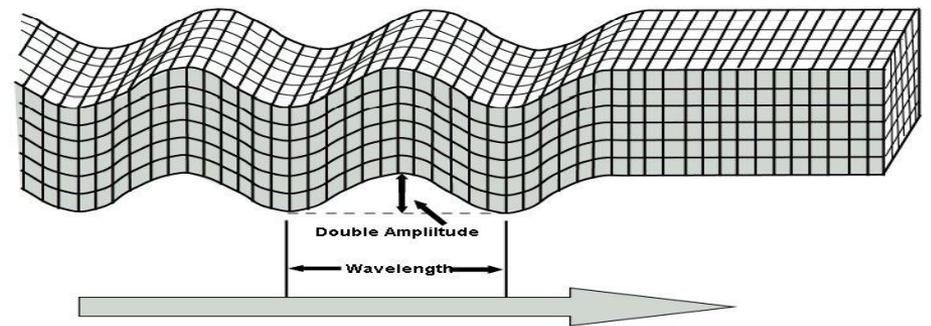
P Wave



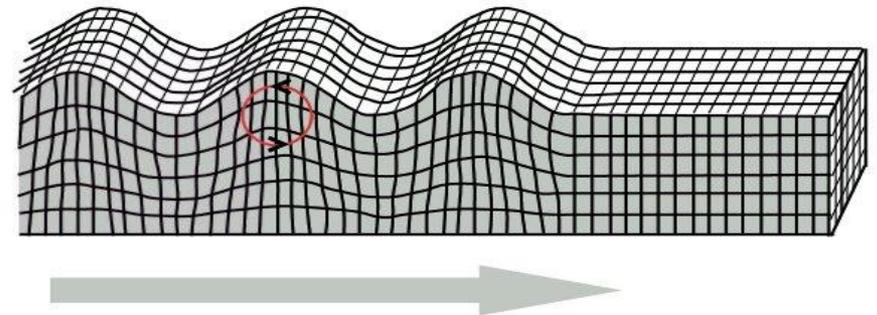
Love Wave

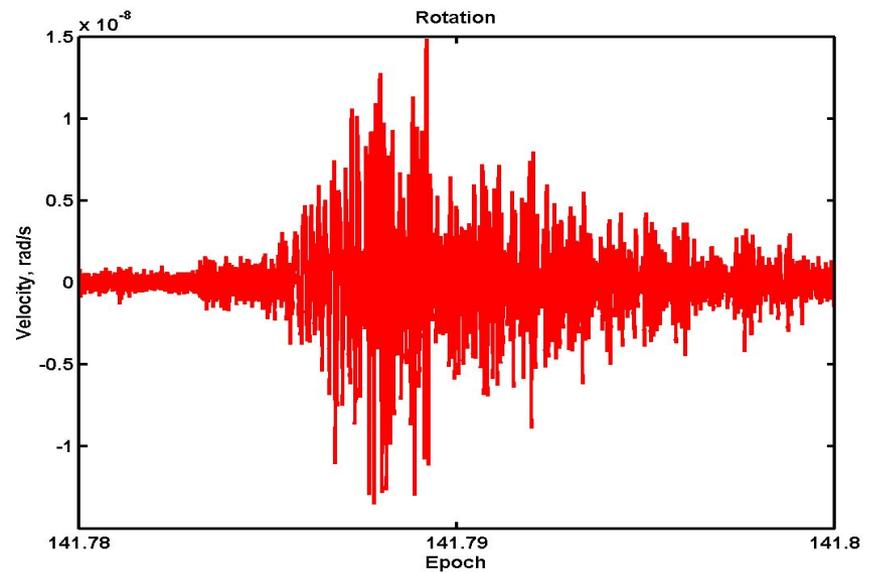
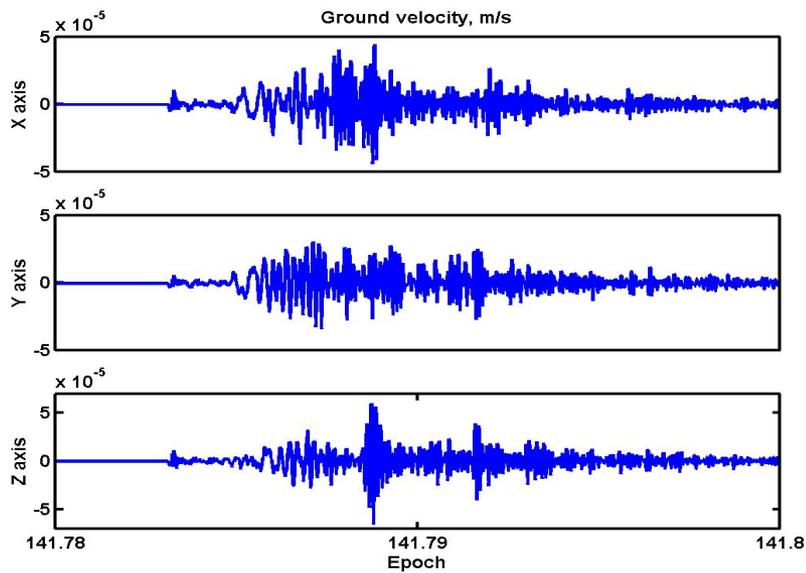


S Wave

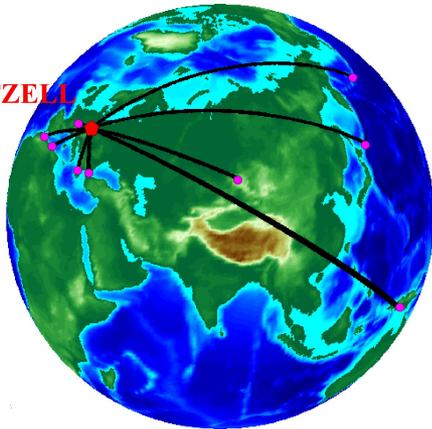


Rayleigh Wave

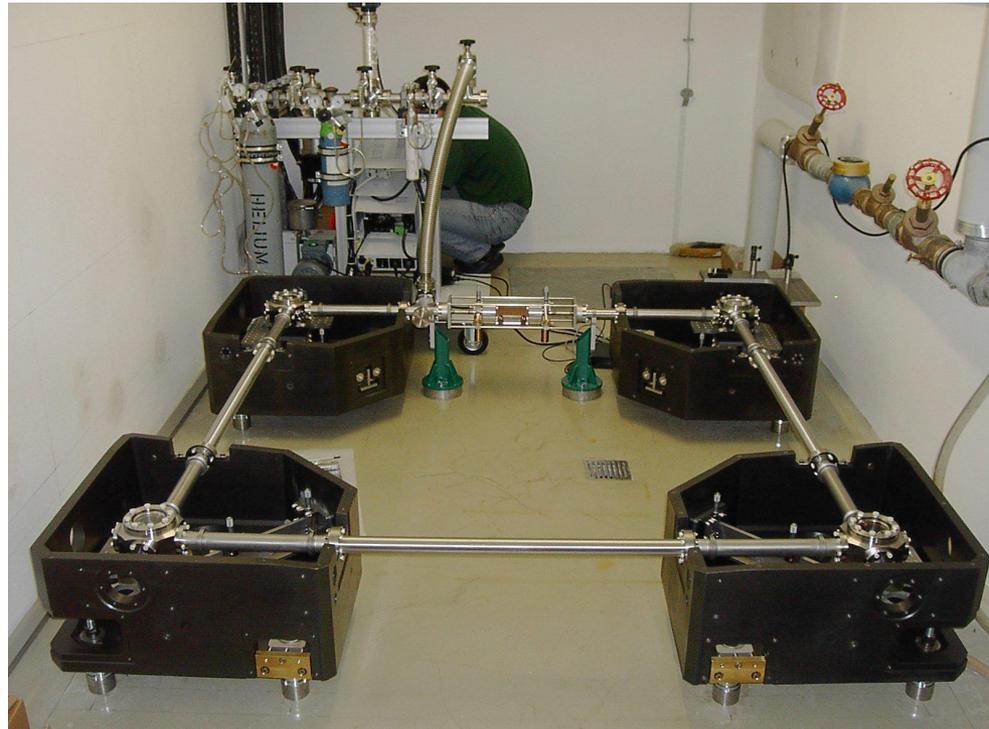
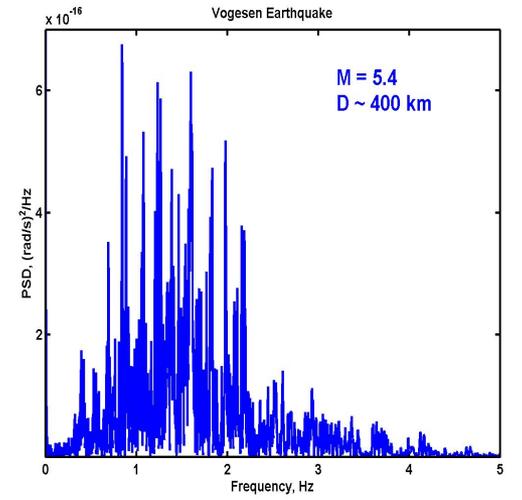
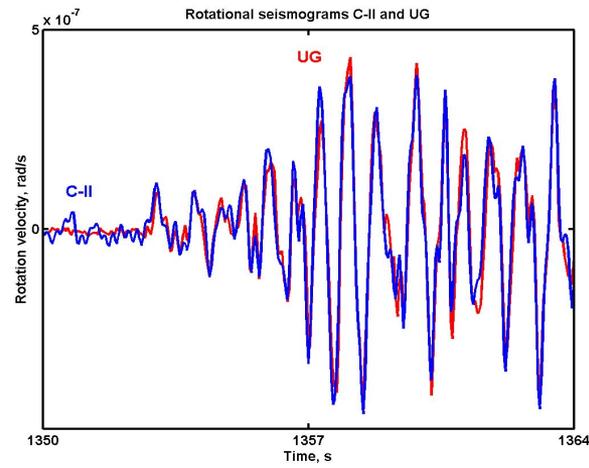
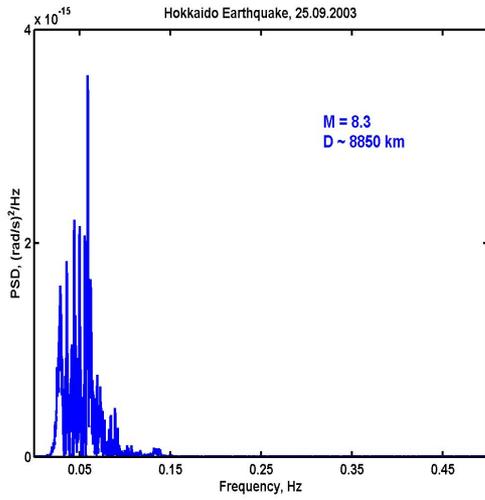


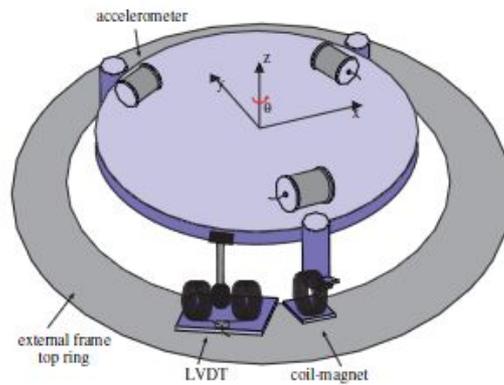
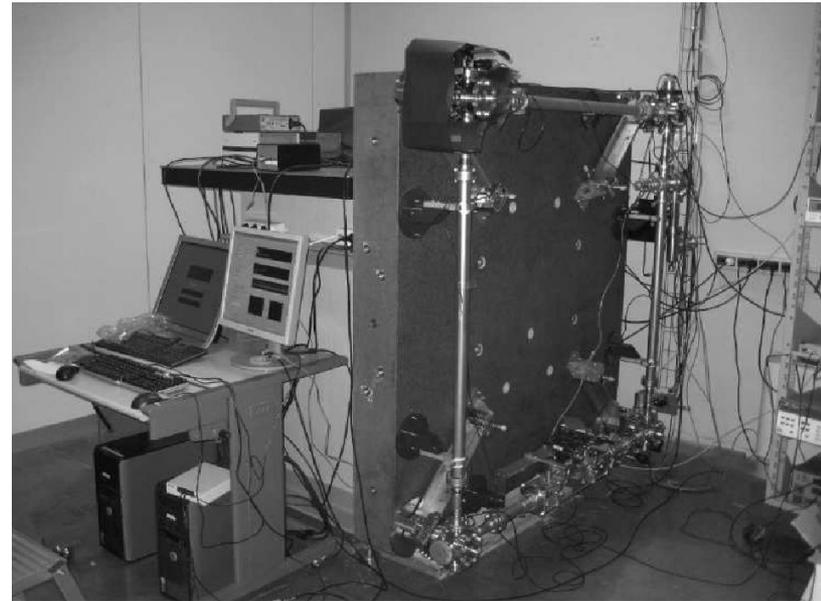
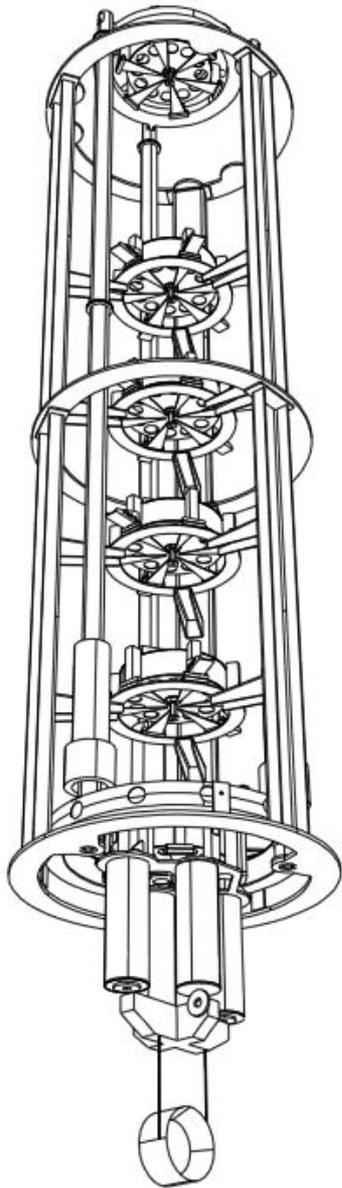


WETTZEL



$$\Omega_S = \begin{pmatrix} \omega_x \\ \omega_y \\ \omega_z \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \nabla \times V = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \partial_y V_z - \partial_z V_y \\ \partial_z V_x - \partial_x V_z \\ \partial_x V_y - \partial_y V_x \end{pmatrix}$$





Геофизические сигналы

Resolution and stability of the "G" ring laser with respect to Earth rotation signals

