PACS 04.80.Nn; 42.50.Dv; 42.50.Lc

Регенеративный режим в оптомеханическом преобразователе с модулированной накачкой

В.В.Кулагин

Рассмотрена проблема регистрации слабых классических сил с помощью оптомеханического преобразователя с модулированной накачкой. Для увеличения чувствительности схемы предложено использовать параметрическую регенерацию оптического резонатора путем введения дополнительного квадратичного нелинейного элемента с подсветкой на двойной частоте. Оценена предельная чувствительность такого преобразователя и обсуждаются перспективы его практической реализации.

Ключевые слова: *оптомеханические преобразователи, обнаружение классических сил, модулированная накачка, параметрическая регенерация.*

1. Введение

Проблема обнаружения слабых воздействий на механические системы с исчезающе малой диссипацией является чрезвычайно актуальной для экспериментов с пробными телами. Обычно для регистрации классических сил используется электромеханический [1 – 3] или оптомеханический [4 – 7] преобразователь. При этом оптомеханический преобразователь более оптимален с точки зрения перспективы повышения чувствительности, поскольку в оптическом диапазоне шумы преобразователя являются квантовыми и имеют фундаментальный характер, в то время как в диапазоне СВЧ, не говоря уже о радиодиапазоне, они носят в основном тепловой характер (здесь энергия кванта $\hbar\omega$ оказывается меньше энергии теплового движения kT на несколько порядков).

В традиционном (фазонечувствительном) режиме электродинамические преобразователи позволяют регистрировать внешнее воздействие с амплитудой, не меньшей так называемого стандартного квантового предела [1, 2]

$$F_{\rm sql} = (\zeta/\hat{\tau})(M\hbar\omega_\mu)^{1/2}, \tag{1}$$

где $\hat{\tau}$ – длительность внешнего воздействия (силы); M и ω_μ – масса и частота механического осциллятора; ζ – параметр, составляющий несколько единиц. Согласно постулатам квантовой механики, классическую переменную (силу) можно измерить сколь угодно точно. В этом смысле фазонечувствительный режим в оптомеханическом преобразователе не является оптимальным для обнаружения классической внешней силы.

Для увеличения чувствительности электродинамических преобразователей в [1, 2] предложено использовать модулированную (двухкомпонентную) накачку вида

$$E(t) = E_{\rm las}\cos(\omega_\mu t + \varphi)\cos\omega_0 t = \frac{E_{\rm las}}{2}\{\cos[(\omega_0+\omega_\mu)t+\varphi] + \cos[(\omega_0-\omega_\mu)t-\varphi]\}, \tag{2}$$

где ω_0 – частота оптического (электрического) контура. Эта накачка представляет собой две моды, настроенные на разные склоны резонансной кривой высокочастотного контура. Постоянный фазовый сдвиг φ в выражении (2) введен для компенсации запаздывания отклика внутри контура по отношению к вынуждающей силе для двух мод. Накачка такого вида обеспечивает фазочувствительную регистрацию внешнего воздействия (измеряется только определенная квадратурная компонента внешней силы, определяемая формой накачки), что позволяет улучшить чувствительность системы. В этом случае минимальная регистрируемая амплитуда внешней силы [1, 2, 4]

$$F_0 \geqslant F_{\rm sql}\left(\frac{\delta_{\rm e}}{2\omega_\mu}\right)^{1/2}, \tag{3}$$

где $\delta_{\rm e}$ – ширина резонансной кривой оптического (электрического) контура. Платой за повышение чувствительности является неспособность установки восстанавливать форму внешней силы, т. к. информация об одной из квадратурных компонент теряется в процессе измерений (для точного восстановления формы требуются как минимум две одинаковые системы, регистрирующие разные квадратурные компоненты внешней силы).

Резерв повышения чувствительности определяется согласно выражению (3) фактором $\delta_{\rm e}/2\omega_\mu$. Для электромеханических преобразователей затухание высокочастотного контура $\delta_{\rm e}$ может быть сделано на несколько порядков меньше резонансной частоты механического осциллятора ω_μ. В то же время в оптическом диапазоне сделать $\delta_{\rm e}$ значительно меньше ω_μ чрезвычайно сложно с технической точки зрения [6]: даже для предельного в настоящее время коэффициента отражения зеркал $r \approx 1 - 10^{-6}$ затухание $\delta_{\rm e}$ оказывается порядка ω_μ. В этой связи разработка альтернативных методов повышения чув-

Государственный астрономический институт им. П.К.Штернберга МГУ им. М.В.Ломоносова, Россия, 119899 Москва, Университетский просп., 13.

Поступила в редакцию 18 февраля 2000 г., после доработки – 27 июля 2000 г.

ствительности в оптомеханических преобразователях с модулированной накачкой представляет несомненный интерес.

Ограничение чувствительности в схемах с двухкомпонентной накачкой возникает из-за воздействия шумов преобразователя на частотах $\omega_0 \pm 2\omega_\mu$ на механическую систему. Фактор выигрыша согласно (3) есть не что иное, как коэффициент относительного подавления этих шумов узкополосной резонансной кривой высокочастотного контура. Таким образом, уменьшая каким-либо способом затухание высокочастотного контура, например с помощью параметрической регенерации, можно поднять чувствительность регистрации установкой внешней силы.

Целью настоящей работы является анализ чувствительности обнаружения внешней классической силы, действующей на высокодобротный механический осциллятор, с помощью оптомеханического (электромеханического) преобразователя с модулированной накачкой в регенеративном режиме (ниже порога генерации).

Для определенности дальнейший анализ будет проведен для оптомеханических преобразователей, хотя все выводы и результаты справедливы также и для преобразователей электромеханического типа с соответствующей заменой параметров.

2. Модель и основные уравнения

Схема измерительной системы приведена на рис.1. В состав оптомеханического преобразователя входит высокодобротный осциллятор с резонансной частотой ω_μ, затуханием δ_μ и массой M, к которому прикреплено подвижное зеркало *1* интерферометра Фабри – Перо; зеркало *2* оптического резонатора закреплено жестко [6]. На механический осциллятор действуют измеряемая сила F_s и найквистовская сила F_μ, определяющая тепловые колебания осциллятора в ланжевеновском подходе.

Пусть для простоты зеркало *1* является практически полностью отражающим, а через неподвижное зеркало *2* осуществляется накачка интерферометра. Внутри интерферометра для параметрической регенерации помещен оптический элемент с квадратичной нелинейностью, подсветка которого осуществляется электромагнитным полем с частотой $2\omega_0$. Для определенности будем считать, что для комплексной амплитуды поля коэффициент отражения от внешней поверхности зеркала *2* положителен и равен $r_2 > 0$, а коэффициент отражения от внутренней поверхности отрицателен и равен $-r_2$, при этом коэффициент прохождения t_2 будет действительной величиной [8]. Этот случай, очевидно, соответствует высокодобротному оптическому резонатору с многослойными диэлектрическими покрытиями, напыленными на внутренние поверхности зеркал интерферометра, и с просветляющим покрытием на внешней поверхности зеркала *2*.

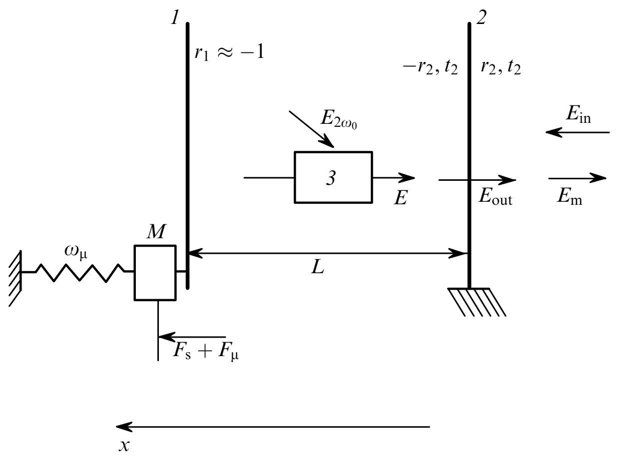

Рис.1. Схема измерительной системы:
1, *2* – зеркала интерферометра Фабри – Перо; *3* – нелинейный оптический элемент.

Пусть поле $E_\mathrm{in}(t)$, падающее на систему, имеет следующий вид:

$$E_\mathrm{in}(t) = E_\mathrm{c}'(t)\cos\omega_0 t - E_\mathrm{s}'(t)\sin\omega_0 t, \tag{4}$$

где $E_\mathrm{c}'(t)$ и $E_\mathrm{s}'(t)$ – квадратурные компоненты. Тогда для поля $E_\mathrm{i}(t)$ внутри интерферометра (бегущая волна) в одномодовом приближении будет справедливо следующее уравнение [9]:

$$\ddot{E}_\mathrm{i}(t) + 2\delta_\mathrm{e}\dot{E}_\mathrm{i}(t) + \omega_1^2(1 + m\sin 2\omega_0 t)E_\mathrm{i}(t)$$
$$= 2\omega_0 t_2 \tau_\mathrm{i}^{-1}[-E_\mathrm{s}'(t)\cos\omega_0 t + E_\mathrm{c}'(t)\sin\omega_0 t]. \tag{5}$$

Здесь $m \ll 1$ – индекс модуляции, определяемый характеристиками квадратичного нелинейного оптического элемента и полем подсветки на двойной частоте; $\tau_\mathrm{i} = 2L/c$ – постоянная оптического резонатора длиной L; c – скорость света; $\delta_\mathrm{e} = (1 - r_2)\tau_\mathrm{i}^{-1} = c(1 - r_2)/(2L)$ – затухание моды резонатора (предполагается, что $r_2 \approx 1$); $\omega_0 = n\pi c/L$ – резонансная частота интерферометра Фабри – Перо при зафиксированном зеркале *1* (смещение от положения равновесия $x = 0$); $\omega_1 = n\pi c/(L + x) \simeq \omega_0(1 - x/L)$ – медленно меняющаяся частота интерферометра при движении зеркала *1* (отношение $x/L \ll 1$). Экспериментально осуществить регенерацию оптического резонатора можно, например, по схеме, использованной в [10].

Для поля, попадающего в измерительный прибор (гомодинный детектор), имеем

$$E_\mathrm{m}(t) = t_2 E_\mathrm{i}(t) + E_\mathrm{in}(t), \tag{6}$$

где первый член в правой части уравнения (6) связан с выходом излучения из резонатора, а второй член – с прямым отражением падающего излучения от зеркала *2* (опять предполагается, что $r_2 \approx 1$).

Пусть поле лазера накачки имеет вид (2). Тогда для квадратурных компонент $E_\mathrm{c}'(t)$ и $E_\mathrm{s}'(t)$ имеем:

$$E_\mathrm{c}'(t) = E_\mathrm{las}\cos(\omega_\mu t + \varphi) + E_\mathrm{c}(t), \quad E_\mathrm{s}'(t) = E_\mathrm{s}(t), \tag{7}$$

где $E_\mathrm{c}(t)$ и $E_\mathrm{s}(t)$ – операторы квантовых флуктуаций квадратурных компонент поля, падающего на интерферометр. Если это поле находится в когерентном состоянии, то $E_\mathrm{c}(\omega)$ и $E_\mathrm{s}(\omega)$ будут некоррелированы, а их спектральные плотности [11, 12]

$$\langle |E_\mathrm{c}^2(\omega)| \rangle = \langle |E_\mathrm{s}^2(\omega)| \rangle = N_0, \tag{8}$$

где $N_0 = \pi\hbar\omega_0/(cS)$; S – площадь сечения пучка накачки. Для простоты избыточные шумы излучения лазера накачки и собственные шумы нелинейного элемента в дальнейшем анализе не учитываются.

Уравнение для поля (5) необходимо дополнить уравнением движения для механического осциллятора

$$\ddot{x} + 2\delta_\mu \dot{x} + \omega_\mu^2 x = \frac{F_{\rm pr}}{M} + \frac{F_{\rm s}}{M} + \frac{F_\mu}{M} = f_{\rm pr} + f_{\rm s} + f_\mu, \qquad (9)$$

где

$$F_{\rm pr} = \frac{SE_{\rm i}^2(1+r_2)}{4\pi} \simeq \frac{SE_{\rm i}^2}{2\pi} \qquad (10)$$

– сила светового давления внутреннего поля интерферометра на зеркало *1*.

Флуктуации квадратурных компонент поля в когерентном состоянии $E_{\rm c}(t)$ и $E_{\rm s}(t)$ обычно значительно меньше амплитуды колебаний лазера накачки $E_{\rm las}$, что позволяет линеаризовать уравнения движения (5), (9) и (10) по флуктуациям.

Для поля накачки внутри интерферометра имеем следующее уравнение:

$$\ddot{E}_{\rm p}(t) + 2\delta_{\rm e}\dot{E}_{\rm p}(t) + \omega_0^2(1 + m\sin 2\omega_0 t)E_{\rm p}(t)$$
$$= 2\omega_0 t_2 \tau_{\rm i}^{-1} E_{\rm las}\cos(\omega_\mu t + \varphi)\sin\omega_0 t. \qquad (11)$$

Тогда поле вынужденных колебаний определяется выражением

$$E_{\rm p}(t) = \frac{-t_2 E_{\rm las}}{\tau_{\rm i}[(\delta_{\rm e} - m\omega_0/4)^2 + \omega_\mu^2]^{1/2}}$$
$$\times \cos(\omega_\mu t + \varphi + \vartheta)\cos\omega_0 t, \qquad (12)$$

где $\vartheta = \arctan[\omega_\mu/(\delta_{\rm e} - m\omega_0/4)]$ – запаздывание отклика (поля внутри резонатора) по сравнению с вынуждающей силой (полем лазера накачки). Выбирая для определенности $\varphi + \vartheta = 0$, получаем поле вынужденных колебаний лазера внутри интерферометра

$$E_{\rm p}(t) = \frac{-t_2 E_{\rm las}}{\tau_{\rm i}[(\delta_{\rm e} - m\omega_0/4)^2 + \omega_\mu^2]^{1/2}}\cos\omega_\mu t\cos\omega_0 t$$
$$= E_0\cos\omega_\mu t\cos\omega_0 t. \qquad (13)$$

Проведя линеаризацию выражений (5), (9) и (10), придем окончательно к следующей системе уравнений ($E = E_{\rm i} - E_{\rm p}$):

$$\ddot{E}(t) + 2\delta_{\rm e}\dot{E}(t) + \omega_0^2(1 + m\sin 2\omega_0 t)E(t)$$
$$= -2\omega_0^2 x L^{-1} E_0 \cos\omega_\mu t\cos\omega_0 t$$
$$+ 2\omega_0 t_2 \tau_{\rm i}^{-1}(E_{\rm s}(t)\cos\omega_0 t + E_{\rm c}(t)\sin\omega_0 t), \qquad (14)$$
$$\ddot{x} + 2\delta_\mu\dot{x} + \omega_\mu^2 x = -SE_0(\pi M)^{-1}\cos\omega_\mu t\,\overline{E(t)\cos\omega_0 t}$$
$$+ f_{\rm s}(t) + f_\mu(t),$$
$$E_{\rm m}(t) = t_2 E_{\rm i}(t) + E_{\rm in}(t),$$

где черта над выражением $E(t)\cos\omega_0 t$ означает усреднение по времени.

3. Чувствительность оптомеханического преобразователя

Для решения системы (14) используем метод медленно меняющихся амплитуд. Пусть поле $E(t)$ внутри интерферометра представлено в следующем виде:

$$E(t) = E_1(t)\cos\omega_0 t - E_2(t)\sin\omega_0 t, \qquad (15)$$

где E_1, E_2 – квадратурные компоненты поля. Тогда согласно (14) оптомеханический преобразователь описывается следующими укороченными уравнениями движения:

$$\dot{E}_1(t) + \delta_1 E_1(t) = -t_2\tau_{\rm i}^{-1}E_{\rm c}(t),$$
$$\dot{E}_2(t) + \delta_2 E_2(t) = -t_2\tau_{\rm i}^{-1}E_{\rm s}(t) + \omega_0 L^{-1}E_0 x\cos\omega_\mu t, \qquad (16)$$
$$\ddot{x} + 2\delta_\mu\dot{x} + \omega_\mu^2 x = -SE_0(2\pi M)^{-1}E_1\cos\omega_\mu t + f_{\rm s} + f_\mu,$$

где $\delta_1 = \delta_{\rm e} - m\omega_0/4$; $\delta_2 = \delta_{\rm e} + m\omega_0/4$. Согласно уравнениям (16), эквивалентное затухание различно для двух квадратурных компонент поля внутри интерферометра, что является следствием параметрической регенерации оптического резонатора. Информация о координате x механического осциллятора попадает в квадратурную компоненту E_2 поля в интерферометре (и, соответственно, в ту же квадратурную компоненту выходящего поля), а на механическую систему действуют флуктуации квадратурной компоненты E_1.

Пусть сигнал $f(t)$ имеет следующий вид:

$$f(t) = f_0\sin\omega_\mu t, \quad 0 \leqslant t \leqslant \hat{\tau}, \quad \omega_\mu\hat{\tau} \geqslant 1 \qquad (17)$$

и $f(t) = 0$ в другие моменты времени. Переходя к частотному представлению, для координаты механического осциллятора и для квадратурных компонент поля E_1 и E_2 из системы (16) получим

$$E_1(\omega) = -t_2\tau_{\rm i}^{-1}E_{\rm c}(\omega)(\delta_1 - {\rm i}\omega)^{-1},$$
$$E_2(\omega) = -t_2\tau_{\rm i}^{-1}E_{\rm s}(\omega)(\delta_2 - {\rm i}\omega)^{-1}$$
$$+ \omega_0 L^{-1}E_0(\delta_1 - {\rm i}\omega)^{-1}[x(\omega + \omega_\mu) + x(\omega - \omega_\mu)], \qquad (18)$$
$$x(\omega) = G(\omega)\Big\{SE_0 t_2(4\pi M\tau_{\rm i})^{-1}$$
$$\times\left[\frac{E_{\rm c}(\omega - \omega_\mu)}{\delta_1 - {\rm i}(\omega - \omega_\mu)} + \frac{E_{\rm c}(\omega + \omega_\mu)}{\delta_1 - {\rm i}(\omega + \omega_\mu)}\right] + f_{\rm s}(\omega) + f_\mu(\omega)\Big\},$$

где $G(\omega) = (\omega_\mu^2 - \omega^2 - 2{\rm i}\delta_\mu\omega)^{-1}$ – передаточная функция механического осциллятора. Подставляя далее выражение для $x(\omega)$ из третьего уравнения системы (18) во второе уравнение и учитывая соотношение (6), для синусной квадратурной компоненты измеряемого поля получаем

$$E_{\rm m2}(\omega) = -E_{\rm s}(\omega)\frac{\delta_1 + {\rm i}\omega}{\delta_2 - {\rm i}\omega} + \frac{S\omega_0 E_0^2\delta_{\rm e}}{2\pi ML(\delta_2 - {\rm i}\omega)}$$
$$\times\Big\{\frac{E_{\rm c}(\omega)}{\delta_1 - {\rm i}\omega}\left[G(\omega + \omega_\mu) + G(\omega - \omega_\mu)\right] +$$

$$+\frac{G(\omega-\omega_\mu)}{\delta_1-\mathrm{i}(\omega-2\omega_\mu)}E_c(\omega-2\omega_\mu)+\frac{G(\omega+\omega_\mu)}{\delta_1-\mathrm{i}(\omega+2\omega_\mu)}E_c(\omega+2\omega_\mu)\Bigg\}$$

$$+\frac{\omega_0E_0t_2}{L(\delta_2-\mathrm{i}\omega)}\big\{\big[f_s(\omega+\omega_\mu)+f_\mu(\omega+\omega_\mu)\big]G(\omega+\omega_\mu)$$

$$+\big[f_s(\omega-\omega_\mu)+f_\mu(\omega-\omega_\mu)\big]G(\omega-\omega_\mu)\big\}. \tag{19}$$

Пусть при измерении используется спектр квадратурной компоненты E_{m2} вблизи нулевых частот $\omega\ll\omega_\mu$. Будем также считать для простоты, что затухание δ_μ механической системы исчезающе мало, так что в уравнениях можно пренебречь членами, содержащими δ_μ, а также флуктуационными силами f_μ. Тогда из выражения (19) после несложных преобразований получим для квадрата модуля спектра сигнала в квадратурной компоненте E_{m2} выражение

$$|E^{s}_{m2}(\omega)|^2=\left(\frac{\omega_0E_0t_2f_0\hat{\tau}}{4\pi L\omega_\mu\omega}\right)^2\left(\delta_2^2+\omega^2\right)^{-1}, \tag{20}$$

а для спектральной плотности шума в E_{m2}

$$\langle|E^{n}_{m2}(\omega)|^2\rangle=N_0\left\{\frac{\delta_1^2+\omega^2}{\delta_2^2+\omega^2}+\frac{S^2\omega_0^2E_0^4\delta_e^2}{16\pi^2M^2L^2\omega_\mu^2(\delta_2^2+\omega^2)}\right.$$

$$\left.\times\left[\omega_\mu^{-2}\left(\delta_1^2+\omega^2\right)^{-1}+2\omega^{-2}\left(\delta_1^2+4\omega_\mu^2\right)^{-1}\right]\right\}. \tag{21}$$

Наличие текущей частоты ω в знаменателях выражений (20) и (21) не означает расходимости при $\omega\to0$, т. к. для упрощения формул опущены члены с δ_μ, а именно они и ограничивают рост сигнала и шума на низких частотах.

Пусть отношение сигнал/шум μ определяется обычным образом [13]:

$$\mu=\pi^{-1}\int_0^\infty|E^{s}_{m2}(\omega)|^2\mathrm{d}\omega/\langle|E^{n}_{m2}(\omega)|^2\rangle. \tag{22}$$

Тогда, подставляя выражения (20) и (21) в (22), для отношения сигнал/шум найдем (как нетрудно видеть, текущая частота в знаменателях сокращается)

$$\mu=\left(\frac{\omega_0E_0t_2f_0\hat{\tau}}{4\pi L\omega_\mu}\right)^2(N_0\pi)^{-1}$$

$$\times\int_0^\infty\mathrm{d}\omega\left\{\omega^4+\left[\delta_1^2+\frac{\alpha}{(\delta_1^2+\omega^2)\omega_\mu^2}\right]\omega^2+\frac{2\alpha}{\delta_1^2+4\omega_\mu^2}\right\}^{-1}, \tag{23}$$

где для упрощения записи введено обозначение $\alpha=[S\omega_0E_0^2\delta_e/(4\pi ML\omega_\mu)]^2$.

В общем случае отношение сигнал/шум (23) не вычисляется аналитически. Заметим, однако, что μ растет при уменьшении амплитуды накачки E_0 (уменьшении параметра α); кроме того, при уменьшении E_0 уменьшается также и полоса фильтрации. Следовательно, естественно предположить, что полоса фильтрации будет меньше δ_1 (в дальнейшем выполнение этого условия будет проверено), или, другими словами, основное значение интеграла для μ будет набираться вблизи нулевых частот $\omega\leqslant\delta_1$. В этом случае можно пренебречь членом ω^2 по сравнению с δ_1^2 в знаменателе выражения, являющегося коэффициентом при ω^2 в (23) (полученное таким способом μ будет меньше реального, т. е. даст оценку отношения сигнал/шум снизу).

В результате для μ получается табличный интеграл, вычисление которого дает

$$\mu=\left[\frac{\omega_0E_0t_2f_0\hat{\tau}}{4\pi L\omega_\mu}\right]^2(4N_0)^{-1}\left\{\frac{\alpha}{\delta_1^2+4\omega_\mu^2}\left[\delta_1^2+\frac{\alpha}{\delta_1^2\omega_\mu^2}\right.\right.$$

$$\left.\left.+\left(\frac{2\alpha}{\delta_1^2+4\omega_\mu^2}\right)^{1/2}\right]\right\}^{-1/2}. \tag{24}$$

Структура выражения (24) явно показывает, что при уменьшении амплитуды накачки E_0 отношение сигнал/шум сначала растет, а потом остается практически постоянным. Это происходит при

$$\alpha\leqslant\delta_1^4\omega_\mu^2. \tag{25}$$

В результате, оптимизируя накачку согласно условию (25), для максимального отношения сигнал/шум получим

$$\mu=\mu_{sql}\left(1+\frac{4\omega_\mu^2}{\delta_1^2}\right)^{1/2}=\mu_{sql}\left[1+\frac{4\omega_\mu^2}{(\delta_e-m\omega_0/4)^2}\right]^{1/2}, \tag{26}$$

где μ_{sql} – отношение сигнал/шум при измерении силы на уровне стандартного квантового предела (1). Таким образом, параметрическая регенерация в оптомеханическом датчике с модулированной накачкой действительно позволяет повысить отношение сигнал/шум, причем чем сильнее регенерация, тем меньше в принципе может быть амплитуда минимальной регистрируемой силы $F_0=F_{sql}\delta_1/(2\omega_\mu)=F_{sql}(1-R)\delta_e/(2\omega_\mu)$, где $R=m\omega_0/(4\delta_e)$ – коэффициент регенерации.

Интересно отметить, что именно при амплитуде накачки, определяемой выражением (25), достигается, с одной стороны, отношение сигнал/шум μ, близкое к максимальному, а с другой – максимальная полоса фильтрации. Действительно, полоса фильтрации $\Delta\omega_f$ определяется как частота среза подынтегрального выражения (например, по уровню 1/2), поэтому из выражений (23) и (25) найдем

$$\Delta\omega_f^2=2\alpha\omega_\mu^2\delta_1^2\left[\left(\delta_1^2+4\omega_\mu^2\right)\left(\alpha+\delta_1^4\omega_\mu^2\right)\right]^{-1}. \tag{27}$$

При увеличении параметра α (амплитуды накачки E_0) до величины порядка $\delta_1^4\omega_\mu^2$ полоса фильтрации $\Delta\omega_f$ сначала растет, а затем при $\delta_1\ll\omega_\mu$ остается постоянной и равной $\delta_1/2$, что подтверждает справедливость предположения, сделанного при оценке отношения сигнал/шум (23). Достижение максимальной полосы фильтрации при прочих равных условиях необходимо для уменьшения влияния тепловых шумов F_μ, не учитываемых для простоты в данном анализе. Таким образом, оптимальная амплитуда накачки определяется равенством в выражении (25).

4. Обсуждение результатов

Практическая реализация предложенного метода повышения чувствительности оптомеханического преобразователя связана не столько с возможностью достижения нужной степени регенерации оптического резонатора R, сколько с проблемой подавления избыточных шумов. Экспериментальная реализация оптических параметрических генераторов [14] не оставляет сомнений в реальности достижения $R = 1$, а формально при $R \to 1$ выигрыш в чувствительности, согласно выражению (26), может быть произвольно большим.

Следует, однако, принимать во внимание, что в схеме требуется не просто увеличение коэффициента R до единицы, но также сохранение при этом на минимально возможном уровне различных избыточных шумов, связанных, например, с рассогласованием оптических фронтов лучей, с неоптимальным фазовым согласованием, с потерями различной природы в системе и т. п. Аналогичные проблемы возникают в задаче генерации сжатых состояний света [10, 15] (уменьшение дисперсии шумов в одной из квадратурных компонент поля за счет увеличения в другой). И хотя нет принципиальных ограничений допустимого коэффициента сжатия, полученные экспериментально сжатия пока невелики и определяются, в основном, доступными на сегодня технологиями.

Для оценки возможного выигрыша в чувствительности при настоящем уровне экспериментальной техники имеет смысл, видимо, исходить из результатов экспериментов по генерации сжатых состояний света. Для параметров оптической схемы, использованной в [10] (накачка интерферометра на $\lambda = 532$ нм, накачка нелинейного оптического элемента $LiNbO_3$ на $\lambda = 1064$ нм, эффективное число отражений в резонаторе порядка 100), можно рассчитывать на выигрыш в чувствительности порядка нескольких децибелл [10, 15], так что резерв пока небольшой. В то же время нельзя не учитывать принципиальную важность экспериментального доказательства возможности обнаружения классической силы с чувствительностью, превышающей стандартный квантовый предел (1), т. к. эта задача до сих пор не решена.

Следует отметить, что параметрическая регенерация в оптомеханическом датчике с модулированной накачкой аналогична в некотором смысле использованию для накачки оптического резонатора поля в сжатом состоянии [16], например генерируемого вырожденным параметрическим усилителем [10]. Действительно, в настоящей работе проанализирован случай, когда неклассические (сжатые) состояния поля автоматически создаются внутри оптического резонатора преобразователя за счет параметрической регенерации. В этом может состоять определенное преимущество вышеописанной схемы перед рассмотренной в [16], т. к. поле в легко разрушаемом сжатом состоянии не требуется пропускать через многочисленные оптические элементы установки. В то же время схема с внешним сжатием поля является более гибкой и допускает, в принципе, сжатие разных квадратурных компонент на комбинационных частотах ω_0 и $\omega_0 \pm 2\omega_\mu$, что еще сильнее увеличивает чувствительность [16]. Последний способ недоступен для схемы с параметрической регенерацией, поскольку и на частоте ω_0 и на частотах $\omega_0 \pm 2\omega_\mu$ сжимается одна и та же квадратурная компонента (в нашем случае – E_2, см. (18), (19)).

В заключение необходимо еще раз подчеркнуть, что предложенный метод повышения чувствительности электродинамического преобразователя может быть особенно интересен для оптического диапазона, где резервы уменьшения затухания резонатора по сравнению с частотой механического осциллятора сильно ограничены.

1. Caves C.M., Thorne K.S., Drever R.W.P., Sandberg V. D., Zimmerman M. *Rev.Mod.Phys.*, **52**, 341 (1980).
2. Braginsky V.B., Vorontsov Yu.I., Thorne K.S. *Science*, **209**, 547 (1980).
3. Cinquegrana C., Majorana E., Rapagnani P., Ricci F. *Phys.Rev.D*, **48**, 448 (1993).
4. Гусев А.В., Кулагин В.В. *Квантовая электроника*, **15**, 1602 (1988).
5. Гусев А. В., Кулагин В. В. *Квантовая электроника*, **22**, 300 (1995).
6. Richard J.P. *Phys.Rev.D*, **46**, 2309 (1992).
7. Кулагин В.В., Руденко В.Н. *ЖЭТФ*, **91**, 1553 (1986).
8. Caves C.M. *Phys.Rev.D*, **23**, 1693 (1981).
9. Луговой В.Н. *Квантовая электроника*, **6**, 2053 (1979).
10. Breitenbach G., Muller T., Pereira S.F., Poizat J.Ph., Schiller S., Mlynek J. *J.Opt.Soc.Amer.B*, **12**, 2304 (1995).
11. Caves C.M. *Phys.Rev.D*, **26**, 1817 (1982).
12. Кулагин В.В., Руденко В.Н. *ЖЭТФ*, **94**, 51 (1988).
13. Ван Трис Г. *Теория обнаружения, оценок и модуляции* (М., Сов. радио, 1972, т. 1).
14. Ярив А. *Введение в оптическую электронику* (М., Высшая школа, 1983).
15. Ou Z.Y., Pereira S.F., Kimble H.J. *Phys.Rev.Letts*, **70**, 3229 (1993).
16. Гусев А.В., Кулагин В.В. *Радиотехника*, № 11, 23 (1988).