

- [4] Да нь ш и н Н.К., Кра мар чук Г.Г., С д в и ж -
ков М.А. // Письма в ЖЭТФ. 1968. Т. 44. В. 2.
С. 85-86.
- [5] Бар и ло С.Н., Г е с ь А.П., Л у г и н е ц А.М.,
Со ш н и к о в Л.Е. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 5.
С. 1541-1543.
- [6] Б а л б а ш о в А.М., К о з л о в Г.В., Л е б е д е в С.М.
М у х и н А.А., П р о н и н А.Ю., П р о х о р о в А.С.
Препринт ИОФ АН СССР, № 97. М.: 1988. С. 71.
- [7] G o r o d e t s k y G., L i t h i B. // Phys.
Rev. B. 1970. V. 2. N 9. P. 3688-3698.

Донецкий физико-технический
институт АН УССР

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 5 12 марта 1990 г.

07

© 1990

К ЭФФЕКТУ НЕЛИНЕЙНОЙ ГЕНЕРАЦИИ ВЧ ОПТИЧЕСКОГО ШУМА В РЕЗОНАТОРЕ ФАБРИ-ПЕРО

А.Н. М о р о з о в, В.О. Г л а д ы ш е в

Развитые в последнее время методы повышения чувствительности когерентных оптических измерений малых перемещений за счет многократных переотражений в оптических линиях задержки или резонаторах Фабри-Перо (РФП) дали большой толчок прогрессу в данной области экспериментальной техники. Однако практическая реализация выявила определенные недостатки и границы применимости этих устройств в прецизионных измерениях [1]. К числу отрицательных явлений, существенно снижающих чувствительность целого ряда методов отражательной многолучевой интерферометрии, относится нелинейный характер взаимодействия давления лазерного излучения с массами, на которых установлены зеркала [2].

В данной работе предлагается новое объяснение аномально высокому уровню оптического шума в системе лазер-РФП в области ВЧ. Полученные результаты играют особенно важную роль при проектировании новых прецизионных интерферометров для геофизических исследований, лазерных интерференционных гравитационных антенн (ЛИГА) и тому подобных, в которых АЧХ представляет собой одну из основных информативных величин. Необходимость данного рассмотрения вызвана также тем, что наличие аномально высокого уровня оптического шума в области ВЧ требует незамедлительного учета обсуждаемого эффекта при оптимизации параметров прецизион-

ных РФП в создаваемых сейчас сейчас измерительных средствах прикладной и фундаментальной физики.

Рассмотрим непроходной РФП, глухое зеркало которого установлено на теле массой M , а потери за один цикл переотражений равны $\Delta \ll 1$. Если резонатор отъюстирован так, что $\Delta \ll \mathcal{X} \ll 1$, где \mathcal{X} - фазовый сдвиг, характеризующий настройку резонатора, то уравнение движения массы M в поле светового давления запишется в виде

$$\ddot{x} + 2\beta\dot{x} + \omega_0^2 x - \frac{b}{(x+r)^2} = \xi(t), \quad (1)$$

где β - коэффициент затухания, ω_0 - собственная частота колебаний массы M , $r = \mathcal{X}/2k$, $\xi(t)$ - внешнее возмущение, а нелинейный член содержит параметр $b = \Delta J_0 / 2Mc^2$, включающий J_0 - мощность одномодового лазера.

Для определения характера трансформации колебаний массивного зеркала с НЧ в ВЧ флуктуации рассмотрим наиболее реальную ситуацию импульсного возмущения, при котором телу сообщается энергия W , диссипирующая за $\tau \sim 1/\beta$, и, считая на интервале $(0, \tau)$ колебания тела свободными и незатухающими, представим их в виде

$$x(t) = A_0 + \sum_{i=1}^{\infty} A_i \cos i\omega t \quad (2)$$

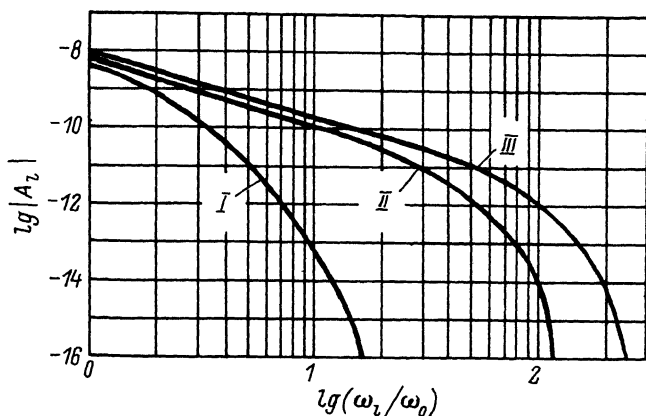
где ω - частота первой моды колебаний тела с учетом нелинейности уравнения (1). Подстановка решения (2) в уравнение (1) позволяет на временных промежутках $\tau < 1/\beta$ определить рекуррентную формулу для оценки амплитуды гармоники A_l , имеющей частоту $\omega_l = l\omega$, при $l \geq 2$:

$$A_l = -\frac{1}{2} \sum_{i,k=l}^{i+k=l} \beta_{k,l} A_i A_k - \frac{1}{4} \sum_{i,j=1}^{i,j < l} A_i A_j (\gamma_{i+j-l,l} A_{i+j-l} + 2\gamma_{j,l} A_{i+j-l}) - \frac{1}{4} \sum_{i,j,k=1}^{i+j+k=l} A_i A_j A_k \gamma_{k,l}, \quad (3)$$

где $\beta_{k,l} = 2k^2 / (A_0 + r) l^2$, $\gamma_{k,l} = k^2 / (A_0 + r)^2 l^2$, а обозначение $\sum_{i,k=1}^{i+k=l}$ означает суммирование всех членов с $i \geq 1, k \geq 1$

при условии, что $i+k=l$. Формула (3) получена при условии $A_l < A_0 + r$, $A_{i+1} < A_i$, $i = 1, n$, что является наиболее реальным при физическом описании системы, и для ее использования необходимо задаться величинами A_0 и A_1 , определенными значениями параметров системы лазер-РФП и W .

Численные расчеты по формуле (3) для характерных параметров системы лазер-РФП, соответствующих значениям $\delta = 10^{-24} \dots 10^{-22} \frac{\text{Дж} \cdot \text{м}}{\text{к}^2}$ в высокоточном эксперименте, дают зависимость



$A_z(\omega_z)$. На рисунке приведены графики $|lg|A_z|$ при следующих значениях A_1 : I - $A_1 = 0.5(A_0 + r)$; II - $A_1 = 0.9(A_0 + r)$; III - $A_1 = 0.95(A_0 + r)$. Как следует из приведенных графиков, амплитуда сотой гармоники A_{100} для случая II находится на уровне 10^{-14} м, а для случая III достигает 10^{-12} м. Для сравнения, чувствительность гравитационно-волновых экспериментов на ЛИГА должна находиться на уровне $\Delta x = 10^{-15}$ м [3]. В приведенных оценках значения W находились в интервале 10^{-14} - 10^{-12} Дж, что при фазовой расстройке $\varphi = 0.1$ ($r = 5 \times 10^{-9}$ м) соответствовало $A_0 = 5 \cdot 10^{-9}$ м и $A_1 \approx (5 \dots 10) \cdot 10^{-9}$ м.

Таким образом, рассмотренный механизм трансформации НЧ колебаний зеркал РФП в ВЧ флуктуации снимаемого с резонатора оптического сигнала может существенно ограничить чувствительность оптических измерительных средств, в частности, чувствительность систем, реализующих схему интерферометра Майкельсона, плечи которого представляют собой РФП, а зеркала установлены на свободных массах. Данные результаты дают более естественное объяснение наблюдаемому избыточному фотонному шуму при $f < 2$ кГц [4] и объясняют ту часть оптических экспериментов, в которых измеренный фон превосходил значения, предсказанные статистикой [5], и вызывался указанным эффектом.

В заключение следует отметить, что формула (3) и приведенные графики отражают новый эффект, проявление которого зависит от конкретных значений параметров установки M, k, J_0 . При этом достигнутые значения уровня активного подавления сейсмических шумов для строящихся большебазных лазерных интерферометров, приводимые в ряде перспективных работ [6, 7], нуждаются в дополнительных оценках.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Schilling R. // Lect. Notes Phys. 1984. N 112. P. 213-221.

- [2] D e r u e l l e N., T o u r r e n c P. // Lect. Motes Phys. 1984. N 112. P. 232-237.
- [3] B r i l l e t A. // Ann. Phys. (Fr), 1985. V. 10. N 3. P. 219-226.
- [4] M a i s c h b e r g e r K. Proc. 2 Marcel Grossman Meet. Gen. Relativity, Trieste 5-11 July, 1979. Part A. Amsterdam. 1982. P. 1083-1100.
- [5] W e b e r J. Proc. 2 Marcel Grossman Meet. Gen. Relativity, Trieste 5-11 July, 1979. Part A. Amsterdam, 1982. P. 1073-1081.
- [6] S a u l s o n Peter R. // Rev. Sci. Instrum. 1984. V. 55. N 8. P. 1315-1320.
- [7] D e l F a b b r o R. // Phys. Lett. A. 1988. V. 132. N 5. P. 237-240.

Московский государственный
технический университет
им. Н.Э. Баумана

Поступило в Редакцию
29 ноября 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 5

12 марта 1990 г.

01; 09

© 1990

К ВОПРОСУ ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ФОРМЫ ТЕЛА ПО ДИАГРАММЕ РАССЕЯНИЯ

Б.З. К а ц е н е л е н б а у м, М.Ю. Ш а л у х и н

1. Электромагнитное поле, рассеянное металлическим телом, создается токами, протекающими по его поверхности. Для некоторых поверхностей рассеянные поля обладают свойством, которое не зависит от этих токов и определяется только формой поверхности. Если рассеянное поле не обладает этим свойством, то рассеивающее тело не может иметь эту форму. Это соображение позволяет в некоторых случаях по рассеянному полю, даже не зная поля, облучающего тело, сделать некоторые вероятностные выводы о форме рассеивающего тела.

Для простоты записи мы будем ниже рассматривать только диаграммы, хотя в ближней зоне поле в большей степени, чем в дальней, определяется именно свойствами поверхности. Кроме того, мы ограничимся двумерной скалярной задачей и четными относительно $\varphi = C$ полями.

2. Используемое ниже свойство диаграммы, не зависящее от тока, основано на том, что если \mathcal{L} есть контур, на котором обращается в ноль некоторая функция