

## ОСЦИЛЛЯТОРЫ ДЛЯ ГРАВИТАЦИОННЫХ АНТЕНН НА СВОБОДНЫХ МАССАХ

*В.Б.Брагинский, В.П.Митрофанов, О.А.Охрименко*

*Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова,*

*119899, Москва*

Поступила в редакцию 26 марта 1992 г.

Показано, что значительное повышение уровня потенциальной чувствительности гравитационных антенн на свободных массах может быть получено, если их приемные части, представляющие собой низкочастотные механические осцилляторы, целиком изготовлены из плавяного кварца. Для таких осцилляторов удалось достичь величины времени затухания колебаний  $1,2 \cdot 10^7$  с. В этом случае ограничение чувствительности при обычных координатных измерениях может определяться не тепловым шумом, а стандартным квантовым пределом.

Как известно, чувствительность гравитационных антенн тем выше, чем меньше силовое флуктуационное воздействие термостата на пробные массы  $M$  (см., например, обзоры <sup>1,2</sup>). Достигнутая в настоящее время в разных лабораториях чувствительность антенн в безразмерных единицах вариации метрики  $h$  равна  $(1 \div 4) \cdot 10^{-18}$ . Она определяется в значительной мере тем, насколько удалось понизить температуру  $T$  и уменьшить коэффициент трения  $H(\omega)$ , определяющий диссипативную связь массы  $M$  с термостатом. Учитывая только этот эффект, можно оценить  $(h_{min})_T$  из простого условия:

$$\left( \frac{1}{2} (h_{min})_T M L \omega_g^2 \right)^2 \gtrsim \int_{\omega_g - \frac{1}{2} \Delta \omega_g}^{\omega_g + \frac{1}{2} \Delta \omega_g} \frac{2}{\pi} k_B T H(\omega) d\omega, \quad (1)$$

где  $k_B$  - постоянная Больцмана,  $L$  - расстояние между пробными массами,  $\omega_g$  - средняя частота ожидаемого всплеска гравитационного излучения,  $\Delta \omega_g$  - ширина спектра сигнала (для большинства известных сценариев всплесков  $\omega_g \simeq \Delta \omega_g \simeq 2\pi(\tau_g)^{-1}$ ).

Очевидно, что малые  $H(\omega)$  должны иметь приемные части гравитационных антенн, представляющие собой механические осцилляторы с возможно более низкой собственной частотой  $\omega_M$ , изготовленные из материала с возможно меньшей величиной мнимой части модуля Юнга  $\Phi(\omega)$  (то есть большой добротностью  $Q_M = M \omega_M H^{-1}(\omega_M) = \Phi^{-1}(\omega_M)$ ). Если  $\omega_M \ll \omega_g$ , такие антенны обычно называются антеннами на свободных массах. К ним относятся антенны с лазерной системой регистрации расстояния между массами <sup>3,4</sup> и антенны с QND измерителями скорости <sup>5</sup>. Насколько известно авторам, до настоящего времени не проводились детальные исследования, направленные на выяснение минимальных достижимых величин  $H(\omega)$  (максимальных  $\tau_M^* = 2M H^{-1}(\omega_M)$ ). Ниже изложены экспериментальные результаты такого исследования и обсуждены возможные следствия.

Была изготовлена и опробована серия крутильных осцилляторов, каждый из которых представлял собой цилиндр, подвешенный на тонкой нити. Масса цилиндра составляла  $30 \div 10^3$  г, диаметр нити -  $150 \div 500$  мкм, длина нити - 30 см,  $\omega_M = 0,5 \div 5$  с<sup>-1</sup>. В качестве материала был выбран плавяный кварц, у которого для относительно высоких частот  $\omega_M = 10^3 \div 10^4$  с<sup>-1</sup> уже была достигнута добротность  $Q_M = (1 \div 3) \cdot 10^7$  <sup>6</sup>. Кроме того его применение позволяет изготовить осциллятор целиком из одного материала, избегая дополнительных потерь энергии в месте соединения упругого элемента с массой.

Наибольшая величина  $\tau_M^*$  достигалась при выполнении следующих условий: а) использовался кварц с наименьшим количеством примесей, который позволяет получить  $Q_M \geq 10^7$  при  $\omega_M \simeq 10^3 \text{ с}^{-1}$ ; б) кварцевая нить прогревалась в безмасляном вакууме при  $250^\circ\text{C}$  не менее 5 часов для удаления с поверхности адсорбированных молекул; в) крепление осциллятора к верхней опоре осуществлялось через массивную, также кварцевую плиту, к которой нить приваривалась. Реализуемый при этом "скачок" механического импеданса, как легко показать, необходим для уменьшения диссипации в опоре.

При соблюдении этих условий удалось достигнуть величины постоянной затухания

$$\tau_M^* = (1, 2 \pm 0, 1) \cdot 10^7 \text{ с.} \quad (2)$$

Этой величине  $\tau_M^*$  при  $M = 30 \text{ г}$ ,  $\omega_M = 1, 1 \text{ с}^{-1}$  соответствует  $Q_M \simeq 7 \cdot 10^6$  и  $H(\omega_M) \simeq 5 \cdot 10^{-6} \text{ г} \cdot \text{с}^{-1}$ .

Отметим, что использованная лазерная система регистрации затухания позволяла на фоне обычных микросейсм достичь указанной точности измерения величины  $\tau_M^*$  за время измерения около  $3 \cdot 10^4 \text{ с}$ .

Чтобы рассчитать тепловой шум гравитационной антенны, использующей осциллятор с достигнутым временем затухания  $\tau_M^*$ , необходимо знать коэффициент  $H(\omega)$  на частотах  $\omega \simeq \omega_g \simeq 10^3 \div 10^4 \text{ с}^{-1}$  значительно больших  $\omega_M = 1, 1 \text{ с}^{-1}$ . К сожалению, нет методов измерения этой величины для высокочастотных осцилляторов, но ее можно оценить по значению  $H(\omega_M)$  на собственной частоте  $\omega_M$ . Результаты проведенного эксперимента и другие данные о затухании упругих колебаний в осцилляторах из плавленого кварца, имеющих собственные частоты в диапазоне  $\omega_M = 1 \div 10^5 \text{ с}^{-1}$ , показывают, что на этом интервале мнимая часть модуля упругости материала  $\Phi(\omega)$  слабо зависит от частоты. Поскольку  $H(\omega) = M\omega_M^2\omega^{-1}\Phi(\omega)$ , то можно полагать  $H(\omega) \leq H(\omega_M)$  при  $\omega > \omega_M$ .

Экстраполируя полученные результаты, можно оценить потенциальную чувствительность гравитационных антенн с относительно небольшими пробными массами и малыми  $L$ : если  $M = 10^4 \text{ г}$ ,  $L = 3 \cdot 10^2 \text{ см}$ , то даже при  $T = 300 \text{ К}$   $h \simeq 10^{-20}$ . Можно ожидать, что с увеличением длины нити и уменьшением  $\omega_M$  будут достигнуты большие значения  $\tau_M^*$ .

Уместно отметить еще одно существенное обстоятельство, связанное с достигнутой величиной  $\tau_M^*$ . Как известно (см., например, обзоры <sup>1,2</sup>), при понижении силового флуктуационного воздействия термостата на пробную массу чувствительность к внешнему силовому воздействию будет ограничиваться так называемым стандартным квантовым пределом. Условие его достижения имеет простой вид:

$$\frac{2k_B T \tau^2}{\tau_M^*} \lesssim \hbar, \quad (3)$$

где  $\tau$  - время, затраченное на измерение, которое в случае гравитационных антенн должно быть  $\simeq 2\pi\omega_g^{-1}$ . Условие (3) выполняется при достигнутом  $\tau_M^* = 1, 2 \cdot 10^7 \text{ с}$  и  $\tau = 3 \cdot 10^{-4} \text{ с}$  даже при  $T = 300 \text{ К}$ . Отметим, что стандартный квантовый предел нельзя рассматривать как непреодолимое ограничение чувствительности гравитационных антенн. В этом случае нужно использовать соответствующую процедуру измерений, отличную от простых координатных измерений.

Эта работа частично финансировалась Министерством науки, высшей школы и технической политики Российской Федерации, а также Калифорнийским технологическим институтом (проект LIGO).

1. K.S.Thorne, Gravitational radiation, In: 300 years of gravitation, Eds. S.Hawkins and W.Israel, Cambridge: Univ. Press, 1987.
2. В.Б.Брагинский, УФН 156, 93 (1988).
3. R.E.Vogt, The U.S. LIGO project, In: Proc. of the 6-th Marcel Grossmann Meeting on General Relativity, (Kyoto, Japan, 1991).
4. J.Hough et al., Proposal for a joint German-British interferometric gravitational wave detector, Max-Planck-Institut fur Quantenoptik MPQ 147, 1989.
5. V.B.Braginsky and F.Ja.Khalili, Phys. Lett. A147, 251 (1990).
6. E.J.Loper, D.D.Lynch, K.M.Stevenson, IEEE PLANS'86, 61 1986.