

В. Б. БРАГИНСКИЙ, В. И. ОСИКА

ПРИМЕНЕНИЕ МЕХАНИЧЕСКИХ СИСТЕМ С БОЛЬШОЙ ПОСТОЯННОЙ ВРЕМЕНИ В ФИЗИЧЕСКИХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ

Дан обзор возможных применений высокочастотных механических систем в физических экспериментах. Обсуждены физические причины, ограничивающие увеличение добротности таких систем. Рассматриваются приложения механических систем с большой постоянной времени в экспериментах по исследованию интегральной магнитной вязкости диэлектриков и в качестве источника радиосигналов с малым дрейфом фазы колебания.

В работе рассмотрены возможные приложения механических систем с большой постоянной времени в ряде физических экспериментов. В настоящее время удается получить в лабораторных условиях с помощью магнитных и электростатических подвесов постоянные времени затухания роторов порядка $1 \cdot 10^7$ — 10^9 сек [1, 2]; несколько меньшие постоянные времени $\tau^* = 3 \cdot 10^7$ сек можно получить для механических маятников.

Известно несколько приложений механических систем с малым трением. В [3] указывается на использование такой системы в качестве абсолютного газового манометра в области давлений от $1 \cdot 10^{-4}$ до $5 \cdot 10^{-10}$ мм рт. ст. Основным узлом этого прибора является магнитный подвес со следящей системой. Постоянная затухания ротора τ^* в этом подвесе в вакууме $1 \cdot 10^{-8}$ мм рт. ст. равна $1 \cdot 10^9$ сек.

Широко известно также применение электростатического подвеса в качестве основного узла прецизионного гироскопа [2]. В этом устройстве металлическая сфера подвешивается без механического контакта в переменном электрическом поле и имеет постоянную времени затухания при свободном вращении $\tau^* = 1 \cdot 10^7$ сек.

Механические системы с большой постоянной времени также могут быть с успехом использованы для исследования эффектов светового трения, светового давления и радиометрических эффектов [4, 5].

В [6, 7] показано, что увеличение времени релаксации (или, что тоже самое, уменьшение коэффициента трения) механического осциллятора позволяет существенно повысить чувствительность ряда физических экспериментов при обнаружении слабых воздействий на колебательные системы.

В [6] показано, что минимальное обнаружимое за время $\hat{\tau}$ изменение амплитуды $[A(\hat{\tau}) - A(0)]_{1-\alpha}$ высокодобротной колебательной системы, имеющей период τ_0 , равно

$$[A(\hat{\tau}) - A(0)]_{1-\alpha} \simeq \theta(\alpha) \sigma (\hat{\tau}/\tau^*)^{1/2}$$

при условии, что $A(0) \simeq \sigma$, $\tau_0 \ll \hat{\tau} \ll \tau^*$. Здесь $\tau^* = \frac{2m}{H}$ — время релаксации механической системы, σ — дисперсия тепловых флуктуаций амплитуды маятника, H — коэффициент трения, m — масса осциллятора, $\theta(\alpha)$ — множитель порядка нескольких единиц и зависящей от выбранного уровня достоверности $(1-\alpha)$.

Если изменение амплитуды осциллятора вызвано периодической частотой $\omega = \frac{2\pi}{\tau_0}$ внешней силой $F(\tau) = F_0 \cdot \sin \omega\tau$, действовавшей на систему в течение времени $\hat{\tau}$, то для минимально обнаружимой за время $\hat{\tau}$ силы получаем выражение

$$[F_{\min}]_{1-\alpha} \simeq \theta(\alpha) \sigma m \omega \left(\frac{1}{\hat{\tau}\tau^*} \right)^{1/2}. \quad (1)$$

Таким образом, основным фактором, определяющим чувствительность в некоторых важных физических экспериментах, является трение в механической колебательной системе или, иными словами, ее добротность.

Мы остановимся на двух других возможных примененных механических систем с большой постоянной времени в физических экспериментах, а также на причинах, ограничивающих увеличение τ^* .

Измерение магнитной и электрической вязкости диэлектриков

При перемагничивании диэлектриков вращающимся магнитным полем существует запаздывание вектора намагниченности образца по отношению к направлению магнитного поля. Такое же запаздывание будет в случае, если магнитное поле B неподвижно и вращается образец. На вращающийся образец будет действовать момент сил, вызванный запаздыванием вектора намагниченности, равный $\kappa V B^2 \omega t_{\text{рел}}^B$, где $t_{\text{рел}}^B$ — время интегральной магнитной релаксации вещества, κ — магнитная восприимчивость вещества, V — объем образца, B — напряженность внешнего магнитного поля, ω — частота вращения (или частота колебаний) образца во внешнем поле B . Так как собственные моменты сил трения в механических системах с большой постоянной времени малы по сравнению с потенциальной энергией образца в магнитном поле при разумных величинах B , то с помощью таких систем можно надеяться измерить очень малые времена магнитной релаксации диамагнетиков и парамагнетиков.

Выражение для декремента затухания рассматриваемой механической системы с учетом потерь энергии на магнитную вязкость имеет вид

$$\delta' = \delta_0 + \frac{1}{2} \kappa V B^2 t_{\text{рел}}^B. \quad (2)$$

Здесь δ_0 — декремент затухания механической системы без магнитного поля B . Полагая точность измерений δ порядка 1%, получим минимальное значение для $t_{\text{рел}}^B$, обнаружимое таким способом: $t_{\text{рел}}^B = 1 \cdot 10^{-2} 2\delta_0 / \kappa V B^2$. При $\delta_0 = 1 \cdot 10^{-6} \text{ сек}^{-1}$, $\kappa = 1 \cdot 10^{-6}$ (магнитная восприимчи-

вость для типичных диэлектриков), $V=1 \text{ см}^3$ и $B=10^4 \text{ эрст}$ получаем оценку чувствительности такого метода измерения времени магнитной релаксации $t_{\text{рел}}^B = 2 \cdot 10^{-10} \text{ сек.}$

Если вместо магнитного поля B на образец накладывать электрическое поле E , то в силу того же механизма запаздывания вектора поляризации образца относительно направления вектора E , движение образца в подвесе будет затухающим. Аналогичный расчет дает оценку для минимального обнаружимого времени релаксации вещества в электрическом поле $t_{\text{рел}}^E = 1 \cdot 10^{-2} \cdot 2\delta_0 / \alpha V E^2$, где α — электрическая восприимчивость образца с учетом фактора формы. Полагая $\delta_0 = 1 \cdot 10^{-6} \text{ сек}^{-1}$, $\alpha = 0,2$ — для образца в форме шара с диэлектрической проницаемостью $\epsilon = 5$, $E = 10^4 \text{ в/см}$, $V = 1 \text{ см}^3$, получаем оценку чувствительности метода: $t_{\text{рел}}^E = 1 \cdot 10^{-10} \text{ сек.}$ С помощью изложенного метода авторами были проведены измерения времен интегральной магнитной релаксации кварца, корунда и тефлона. Оказалось, что метод очень чувствителен к малым количествам ферромагнитных доменных примесей в образцах порядка $V_{\text{примеси}}/V_{\text{образца}} = 1 \cdot 10^{-8}$.

В работах [8, 9] подробно изложены результаты экспериментального исследования интегральной магнитной вязкости некоторых диэлектриков.

Источник сигналов с малым дрейфом фазы колебаний

Ротор, вращающийся в магнитном подвесе вместе с датчиком числа оборотов, может быть использован в качестве источника сигналов с малым дрейфом фазы при некоторых радиофизических измерениях. Флуктуационный дрейф фазы такого ротора в высоком вакууме $p = 1 \cdot 10^{-6} \text{ мм рт. ст.}$ определяется постоянной затухания ротора τ^* и равен

$$\overline{\Delta\phi^2} = 8kT (\hat{\tau})^3 / I\tau^* \text{ [рад}^2\text{]}, \quad (3)$$

где $k = 1,38 \cdot 10^{-16} \text{ эрг/град}$ — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура в вакуумной камере, в которой находится ротор, I — момент инерции ротора, $\hat{\tau}$ — время наблюдения. При обычных условиях $\tau^* = 10^6 \div 10^7 \text{ сек}$, $T = 300^\circ \text{ К}$, $I = 50 \text{ г} \cdot \text{см}^2$ получаем $\sqrt{\overline{\Delta\phi^2}} = 1 \cdot 10^{-11} \text{ рад}$. Заметим, что для маломощного лампового автогенератора флуктуационный дрейф фазы, вызванный дробовым шумом, составляет примерно $1 \cdot 10^{-6} \text{ рад}$ за 1 сек . Предварительные измерения стабильности фазы предлагаемого источника сигналов показывают, что его дрейф фазы не превышает дрейфа фазы кварцевого автогенератора [10].

Физические причины, определяющие затухание в механических системах с большой добротностью

Газовое трение в высоком вакууме. Для цилиндрического ротора диаметра и высоты a в случае, когда длина свободного пробега молекул газа много больше размеров вакуумной камеры [10], постоянная затухания определяется следующим выражением:

$$\tau^* = \frac{M}{\pi n (kT m_0)^{1/2}} a^2, \quad (4)$$

где M — масса ротора, n — концентрация молекул, m_0 — масса одной молекулы. Полагая в (4) $T = 300^\circ \text{ К}$, $M = 50 \text{ г}$, $n = 3 \cdot 10^{10} \text{ 1/см}^3$ в вакууме $1 \cdot 10^{-6} \text{ мм рт. ст.}$, $m_0 = 5 \cdot 10^{-23} \text{ г}$, $a = 1 \text{ см}$, получим $\tau^* = 1 \cdot 10^8 \text{ сек} = 3 \text{ года}$.

Так как в настоящее время в лабораторных условиях можно получить вакуум $1 \cdot 10^{-9} \div 1 \cdot 10^{-10}$ мм рт. ст., газовое трение в добротных механических системах может быть соответственно уменьшено на несколько порядков.

Потери на токи Фуко в проводящем роторе. В добротной механической системе потери на токи Фуко могут стать существенными, если колеблющаяся (или вращающаяся) масса сделана из хорошего проводника. При изготовлении подвесов на кварцевых нитях маятник изготавливают обычно диэлектрическим с большим удельным сопротивлением $\rho \geq 1 \cdot 10^{12}$ ом·см. Потери на токи Фуко при колебаниях таких маятников пренебрежимо малы.

В магнитных и электростатических подвесах роторы обычно изготавливают из хорошо проводящих материалов. Компонент магнитного поля B_x , перпендикулярный оси вращения проводящего ротора, создает тормозящий момент [11].

$$K = - \frac{9V\Delta B_x^2}{16\pi a}, \quad (5)$$

где a — диаметр ротора, V — объем ротора, Δ — глубина проникновения электромагнитного поля внутри ротора. Если не принять специальных мер по экранированию подвеса от земного магнитного поля, то на ротор будет действовать горизонтальная компонента магнитного поля Земли $B_x \simeq 0,1$ эрст. Тогда, полагая частоту вращения ротора $\nu = 500$ гц, магнитную проницаемость ротора из железа АРМКО $\mu = 400$, проводимость железа $\sigma \simeq 10^{17}$ ед. СГСЕ, получим толщину $\Delta = 0,03$ см и тормозящий момент $K = 3 \cdot 10^{-4}$ дин·см. Соответствующая постоянная затухания $\tau^* = 5 \cdot 10^8$ сек.

Влияние световых потоков на высокодобротную механическую систему. Пусть на вращающееся тело с моментом инерции I падает световой поток, несимметричный относительно оси вращения. В этом случае будет существовать момент сил светового давления

$$K_{\text{св. давления}} = \frac{W(2-\eta)a}{c}, \quad (6)$$

тормозящий или ускоряющий вращение тела. В (6) обозначено: W — разность потоков световой энергии на разных сторонах освещенной части цилиндра, η — коэффициент поглощения поверхности ротора, a — радиус ротора, c — скорость света в вакууме. Для ротора, рассмотренного в предыдущем примере, при обычной для оптического датчика мощности светового потока $W = 3 \cdot 10^3$ эрг/сек и при $\eta = 0$ (зеркальная поверхность) получим регулярный уход частоты ротора за $t = 1$ сек

$$\Delta\omega = \pm \frac{W(2-\eta)at}{Ic} = \pm 1 \cdot 10^{-8} \text{ рад/сек.} \quad (7)$$

Зависимость коэффициента поглощения поверхности ротора η от температуры приведет к эффекту пондеромоторной ротационной неустойчивости [12] и дополнительному изменению в скорости вращения. Для цилиндрического ротора высоты a , равной радиусу, это изменение скорости вращения $\Delta\omega$ в однородном световом потоке мощности W составит

$$\Delta\omega = \frac{Wa\Delta\eta(\omega)t}{2Ic}. \quad (8)$$

Здесь $\Delta\eta(\omega)$ — относительное отличие коэффициента поглощения на разных сторонах освещенной части вращающегося цилиндра.

Отметим, наконец, что тело, вращающееся в рассеянном световом потоке мощности W , испытывает трение (эффект Робертсона — Пойнтинга)

$$K_{\text{св.трение}} = \frac{W\omega a^2}{c^2}$$

и соответствующая постоянная затухания ротора определяется выражением

$$\tau^* = \frac{2Ic^2}{W a^2}. \quad (9)$$

При тех же параметрах цилиндрического ротора и при мощности рассеянного светового потока $W = 3 \cdot 10^3$ эрг/сек из (9) получаем

$$\tau_{\text{св.трение}}^* = 5 \cdot 10^{19} \text{ сек.}$$

Влияние световых потоков на трение и жесткость в высокочастотной механической системе будет определяющим при постановке физических экспериментов с пробными телами в космических условиях.

ЛИТЕРАТУРА

1. Beams J. W. Bull. Am. Phys. Soc., 8, 395, 1963.
2. Nordstieck A. Progress in Astronautics E Rocketry, vol. 8, 1962, p. 435.
3. Beams J. W. Rev. Scient. Inst., 33, No. 2, 1962.
4. Брагинский В. Б., Манукин А. Б. ЖЭТФ, вып. 4, 988, 1967.
5. Руденко В. Н. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., № 4, 115, 1967.
6. Брагинский В. Б. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., № 2, 65, 1965.
7. Брагинский В. Б. ЖЭТФ, 53, вып. 4 (10), 1434, 1967.
8. Брагинский В. Б., Брандт Н. Б., Осика В. И. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., 11, № 1, 1970.
9. Брагинский В. Б., Брандт Н. Б., Осика В. И. «Физика твердого тела», 12, № 2, 1970.
10. Knudsen M. The kinetic theory of gases. London, 1952.
11. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М., Физматгиз, 1959.
12. Брагинский В. Б., Манукин А. Б. Письма в ЖЭТФ, 11, № 7, 321, 1970.

Поступила в редакцию
26. 2 1970 г.

Кафедра
физики колебаний