

Рис. 1.

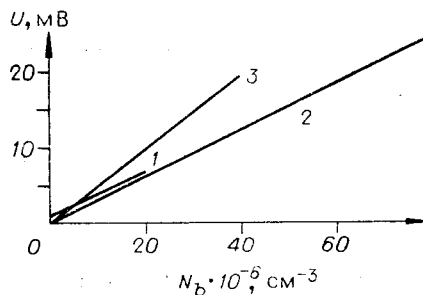


Рис. 2.

В наших экспериментах концентрация частиц белка составляла $N_p \approx 10^{11} \text{ см}^{-3}$ и условие (3) хорошо выполнялось вплоть до $N_p \approx 10^8 \text{ см}^{-3}$, о чем свидетельствует поведение кривой 1 на рис. 2, демонстрирующей зависимость показаний вольтметра от концентрации бактерий *Str. lactis* в описанной дисперсно-коллоидной смеси. Видно, что при большой концентрации бактерий суммарный фотоэлектрический сигнал почти полностью определяется однократным рассеянием на бактериях и пропорционален N_b . При уменьшении концентрации бактерий становится заметным вклад рассеяния на белке. Задача выделения сигнала от бактерий легко решается в этом случае путем вычитания из суммарного сигнала вклада, даваемого белком, при учете того, что в рассеянии назад участвуют главным образом диспергированные мицеллы и субмицеллы белка.

Кривые 2, 3 описывают соответственно рассеяние на бактериях *Str. lactis* и *L. plantarum* в физиологическом растворе (солевой раствор). Измерения показали, что рассеяние в физиологическом растворе почти не отличается по своим характеристикам от рассеяния в чистой воде. Сигнал, регистрируемый от рассеяния в воде, является, таким образом, постоянной засветкой. Бактерии *L. plantarum* представляют собой удлиненные сфериды с полуосями 0,5 и 3–8 мкм. Ввиду примерного рассеяния на бактериях *L. plantarum* будет качественно такой же, что и при рассеянии на *Str. lactis* (т. е. в виде сильно вытянутого вперед лепестка с угловыми размерами $Q_{\max} \approx 10^\circ$). Однако указанные выше различия в форме бактерий проявляются в углах наклона калибровочных кривых, что, в свою очередь, создает определенные возможности идентификации микроорганизмов по видам. Для этой цели можно также использовать различные значения угла θ_{\max} у бактерий разных видов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ван де Хюлет Г. Рассеяние света малыми частицами. М.: ИЛ, 1961.
2. Wyatt P. J. Differential Light Scattering: a Physical Method for Identifying Living Bacterial Cells.— Appl. Opt., 1968, vol. 7, p. 1879.
3. Timasheff S. N., Townsend P. Light Scattering. Physical Principles and Techniques of Protein Chemistry. Part B. N.-Y.—L.: Academic Press, 1970, p. 147.

Поступило в редакцию 5 ноября 1980 г.

УДК 621.378.3

П. И. Остроменский
(Новосибирск)

ТЕПЛОЙ СПОСОБ ИССЛЕДОВАНИЯ УПРУГИХ КОЛЕБАНИЙ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

Информацию о параметрах упругих колебаний при динамических испытаниях объектов в настоящее время в большинстве случаев получают средствами тензометрии или используют пьезодатчики ускорений. Для оптимального размещения датчиков на исследуемой поверхности необходимо знать распределение узлов и пучностей упругих колебаний на этой поверхности. Для этих целей внедряются методы голографической интерферометрии. Существенным недостатком этих методов является необходимость обеспечения специальных условий измерения и хорошей виброизоляции голографической установки [1]. Обеспечение этих условий в цехах при динамических испытаниях объектов на вибраторах представляет собой сложную техническую проблему.

Для получения картин распределения амплитуд на вибрирующих поверхностях объектов необходим способ, нечувствительный к малым относительным колебаниям измерительной аппаратуры, не требующий специальных условий измерений. Этим требованиям удовлетворяет тепловой способ измерения и визуализация упругих колебаний.

1. Сущность теплового способа измерения упругих колебаний заключается в следующем.

Известно [2], что за счет внутреннего трения в материале колеблющегося тела происходит рассеяние энергии колебаний и необратимое превращение ее в теплоту.

При поперечных колебаниях пластин, плит, оболочек и т. д. в зонах пучностей (максимальных амплитуд) происходят наибольшие деформации растяжения — сжатия и наибольшее рассеяние энергии колебаний. В узлах деформации малы и мало рассеяние энергии колебаний. Так как рассеяние энергии колебаний происходит неравномерно (в пучностях больше, в узлах меньше), то колеблющаяся поверхность будет нагреваться при колебаниях неравномерно.

Если до начала исследований все участки исследуемой поверхности имеют одну и ту же температуру, а при колебаниях поверхности не производится нагрев ее от посторонних источников, то распределение максимумов и минимумов температуры на исследуемой поверхности будет соответствовать распределению пучностей и узлов колебаний на этой поверхности. Регистрируя распределение температуры по тепловому излучению колеблющейся поверхности, преобразуя его, например, с помощью тепловизоров в видимое изображение, можно визуально наблюдать картину распределения амплитуд на вибрирующей поверхности по распределению изотерм на ее видимом изображении.

2. Тепловое (инфракрасное) излучение слабонагретых тел в настоящее время можно регистрировать с высокой разрешающей способностью. Тепловизоры позволяют наблюдать перепады температур в $0,06^\circ\text{C}$ [3].

Оценим величину повышения температуры в зоне пучностей при упругих колебаниях стальных изделий через n циклов.

Рассеяние энергии колебаний в единице объема за цикл [2]

$$\Delta W = \psi W_{\text{п}} = \frac{\psi}{2} E \varepsilon_0^2 = \frac{\delta \sigma_0^2}{E}, \quad (1)$$

где ψ — коэффициент относительного рассеяния энергии колебаний; $W_{\text{п}}$ — потенциальная энергия упругой деформации в единице объема; E — модуль упругости; ε_0 и σ_0 — соответственно амплитуды деформации и механического напряжения в рассматриваемом единичном объеме; δ — декремент колебаний.

При частоте f за время t вибрирующая поверхность совершит $n = ft$ циклов и потери энергии колебаний будут

$$n \Delta W = \frac{\delta \sigma_0^2}{E} ft. \quad (2)$$

Если пренебречь потерями тепла из единичного объема за n циклов, то

$$n \Delta W = c \rho (T_n - T_0), \quad (3)$$

где c — удельная теплоемкость материала; ρ — плотность материала; T_n — температура единичного объема после n циклов; T_0 — то же до начала колебаний. Из (2) и (3) следует:

$$T_n - T_0 = \frac{\delta \sigma_0^2}{c \rho E} ft. \quad (4)$$

Для стали Ст3 при изгибе $\delta = 0,01$, $\sigma_0 = 100 \cdot 10^6 \text{ Н/м}^2$ [4], $E = 20\,000 \cdot 10^7 \text{ Н/м}^2$; $c = 0,46 \cdot 10^3 \text{ Дж/кг} \cdot \text{К}$; $\rho = 7,8 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$. При $f = 100 \text{ Гц}$ через $t = 60 \text{ с}$ $T_n - T_0 \approx 0,8^\circ\text{C}$.

Таким образом, уже на средних частотах создаются температурные контрасты, достаточные для уверенной регистрации неконтактными методами, если пренебречь потерями тепла за время измерения. Покажем, что при малых перепадах температур ($T_n - T_0 \approx 1^\circ\text{C}$) эти потери незначительны и их влияние с ростом частоты уменьшается.

3. Количество тепла, образующееся в пучности стоячей волны, за цикл в объеме $\Delta V = \Delta l^3$

$$\Delta Q_c = c \rho \Delta T \Delta l^3, \quad (5)$$

где ΔT — перепад температур в объеме ΔV за цикл.

Тепло из объема ΔV передается пятью гранями общей площадью $5 \Delta l^2$ в другие объемы за счет теплопроводности, шестая грань теряет тепло излучением и за счет конвективного теплообмена вследствие взаимодействия колеблющейся поверхности с окружающим воздухом.

За счет теплопроводности из объема ΔV за период колебаний (цикл) $\tau = f^{-1}$ пятью гранями общей площадью $\Delta S = 5 \Delta l^2$ рассеивается количество тепла

$$\Delta Q_\lambda = (\lambda \Delta T / \Delta l) \Delta S \tau = 5 \lambda \Delta T \Delta l f^{-1}, \quad (6)$$

где λ — коэффициент теплопроводности материала вибрирующей поверхности.

Количество тепла, излучаемого площадью Δl^2 за период в среду с температурой T_0 ,

$$\Delta Q_\sigma = A\sigma (T_\tau^4 - T_0^4) \Delta l^2 f^{-1}, \quad (7)$$

где A — коэффициент теплопоглощения ($A < 1$); σ — постоянная Стефана — Больцмана; T_τ — температура в рассматриваемом объеме ΔV после цикла. Разлагая функцию $f(T_\tau)$ в ряд Тейлора в окрестности T_0 и ограничиваясь первым приближением, формулу (7) можно представить в виде

$$\Delta Q_\lambda = \frac{4A\sigma}{f} T_0^3 \Delta T \Delta l^2. \quad (8)$$

Количество тепла, рассеиваемое за цикл колеблющейся поверхностью за счет конвективного теплообмена с окружающим воздухом, определяется законом теплоотдачи Ньютона [5]

$$\Delta Q_\alpha = 2\alpha \Delta T \Delta l^2 f^{-1} \quad (9)$$

(α — коэффициент теплоотдачи).

Количество тепла, остающееся в объеме ΔV за цикл,

$$\Delta Q = \Delta Q_c \left(1 - \frac{\Delta Q_\lambda}{\Delta Q_c} - \frac{\Delta Q_\sigma}{\Delta Q_c} - \frac{\Delta Q_\alpha}{\Delta Q_c} \right). \quad (10)$$

Подставляя (5), (6), (8) и (9) в (10), получим

$$\Delta Q = \Delta Q_c \left[1 - \frac{1}{c\rho f \Delta l} \left(\frac{5\lambda}{\Delta l} + 4A\sigma T_0^3 + 2\alpha \right) \right]. \quad (11)$$

Примем $f = 100$ Гц, $\Delta l = 0,01$ м, $T_0 = 300$ К, $A = 1$; материал — сталь, для которой в СИ $\lambda = 46$ Вт/м · К; $c = 0,46 \cdot 10^3$ Дж/кг · К; $\rho = 7,8 \cdot 10^3$ кг/м³; $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8}$ Вт/м² · К⁴. Кроме того, примем движение воздуха в пограничном слое по всей длине колеблющегося тела турбулентным. В этом случае $\alpha \leq 600$ Вт/м² · К [5]. Подставляя эти данные в выражение (11), получим, что с погрешностью, меньшей 1%, потерями тепла за цикл можно пренебречь.

Наибольший вес имеют потери за счет теплопроводности материала. С ростом частоты при прочих равных условиях потери тепла уменьшаются. Эти выводы находят свое подтверждение в экспериментах [6]. На частотах выше 5000 Гц при колебаниях наблюдаются явления интенсивного нагрева металла в зонах пучностей добела [4].

4. Кроме картины распределения амплитудных колебаний, по различию температур разных участков вибрирующей поверхности можно определить относительный уровень амплитуд колебаний этих участков.

Энергия инфракрасного излучения, регистрируемая чувствительным элементом, например болометром, практически не зависит от малых колебаний его относительно исследуемой поверхности. Действительно, облученность чувствительного элемента, создаваемая точечным источником, при прочих равных условиях обратно пропорциональна квадрату расстояния между источником и чувствительным элементом [3]. В этом случае отношение облученностей

$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{(l_1 \pm \Delta l_1)^2}{l_1^2} \approx \left(1 \pm \frac{2\Delta l_1}{l_1} \right). \quad (12)$$

При $l_1 = 1$ м и колебаниях расстояния между вибрирующей поверхностью и измерителем инфракрасного излучения $\Delta l_1 = \pm 0,5$ мм изменение облученностей составит $\pm 0,1$ %. Таким образом, тепловой способ обладает высокой потенциальной помехозащищенностью к динамическим воздействиям и не требует специальных средств виброзащиты.

Тепловой метод не имеет ограничений по максимальной амплитуде упругих колебаний и в этом отношении удачно дополняет методы голографической интерферометрии, расширяя возможности неконтактных методов измерения упругих колебаний.

ЛИТЕРАТУРА

1. Баттерс Дж. Голография и ее применение. М.: Энергия, 1977.
2. Писаренко Г. С. Рассеяние энергии при механических колебаниях. Киев: Изд-во АН УССР, 1962.
3. Козелькин В. В., Усольцев И. Ф. Основы инфракрасной техники. М.: Машиностроение, 1974.

4. Писаренко Г. С., Яковлев А. П., Матвеев В. В. Вибропоглощающие свойства конструкционных материалов. Киев: Наукова думка, 1971.
5. Уонг Х. Основные формулы и данные по теплообмену для инженера. М.: Атомиздат, 1979.
6. Войцеховский Н. И. Особенности исследования вибропрочности упругих конструкций с учетом частотных факторов.— В кн.: Колебания, прочность и устойчивость сложных механических систем. Киев: Наукова думка, 1979.

Поступило в редакцию 5 апреля 1978 г.;
окончательный вариант — 21 января 1980 г.

УДК 621.378.3 : 538.615

С. Н. АТУТОВ, С. С. БЕДНАРЖЕВСКИЙ, В. П. МАЛЬЦЕВ,
Э. Г. САПРЫКИН, Г. И. СМИРНОВ, В. Е. СОЛОБОВ
(Новосибирск)

ДВУХПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ ЛАЗЕРНЫЙ НЕФЕЛОМЕТР

При решении многих проблем физики, химии, биологии и медицины возникает задача экспресс-анализа состава многокомпонентных полидисперсных систем. Эффективным средством ее решения может служить лазерная нефелометрия. В последние годы выполнен целый ряд работ, в которых метод лазерной нефелометрии применялся для определения концентрации только одной компоненты взвеси. В частности, Вудвордом были экспериментально установлены закономерности рассеяния лазерного излучения частицами латекса [1], а Зибер и Гросс методом лазерной нефелометрии определили содержание альбумина в дисперсно-коллоидной смеси [2].

В данной работе изучены некоторые возможности использования зависимости угловой анизотропии рассеяния от соотношения между длиной волны и характерным размером микрочастиц для высокоточного измерения концентрации двух и более компонентов полидисперсной системы. Эти возможности связаны с регистрацией рассеянного лазерного излучения под разными углами. Ниже они демонстрируются на примере лазерного нефелометра, предназначенного для измерения концентраций двух компонентов гомогенизированного молока — белка и жира. В соответствии с теорией Рэлея — Ганса [3] концентрации данных компонентов можно представить как однозначно определенные функции двух параметров — интенсивностей лазерного излучения, рассеянного под двумя углами.

Блок-схема двухпараметрического лазерного нефелометра приведена на рисунке. Измерительная система имеет три основных блока: источник света с блоком питания, кюветный блок и блок индикации.

Источником света служил одномодовый гелий-неоновый лазер ($\lambda=0,63$ мкм, мощность 0,3 мВт). Заметим, что применяемые иногда ламповые источники света с конденсором (см., например, [4]) обладают, наряду с невысокой спектральной плотностью излучения, более значительным фоном рассеянного света по сравнению с лазерной системой. Это вызывает заметную паразитную засветку приемного устройства и уменьшает в конечном счете чувствительность и точность измерения. Недостатком коллимирующих оптических систем по сравнению с лазерными является также их повышенная восприимчивость к температурным колебаниям и механическим воздействиям. Дополнительная погрешность вносится вследствие немонохроматичности излучения лампы накаливания.

В описываемом лазерном нефелометре для усреднения случайных флуктуаций интенсивности рассеянного излучения, вызванных броуновским движением взвешенных микрочастиц, анализируемая проба, разбавленная водой с целью получения однократного рассеяния, пропускается через проточную кювету 1. На поверхность кюветы направляется лазерный пучок 2, образуемый оптическим квантовым генератором 3, работающим в непрерывном режиме.

В исследуемых пробах количество мицелл белка примерно в 10^4 раз превышает количество жировых шариков. Характерный диаметр жировых частиц составлял 2 мкм, а белковых — 0,1 мкм. Индикатриса для жировых частиц (в отличие от

