

Л.Л.ТОВАЖНЯНСКИЙ, докт. техн. наук;
В.М.КАПИНОС, докт. техн. наук; *Е.В. НИКИТИНА*; *А.М. НИКИТИН*.

ЛАЗЕРНАЯ ДИАГНОСТИКА ПОТОКОВ. ЧАСТЬ 1. ДВУМЕРНЫЕ МОДУЛЯТОРЫ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Приведено схеми акусто-оптичних модуляторів когерентного випромінювання з рідинними активними елементами та математичний опис процесів двохмірної акустичної модуляції. Винятковістю такого модулятора є отримання когерентних променів, індивідуально орієнтованих у просторі. Експериментально підтверджено теоретичні висновки для вуглів акустичного збудження від $\pi/3$ до $\pi/2$.

Plans of acoustic - optical coherent radiation modulators with fluid fissile devices and the mathematical description of bidimensional acoustic modulation processes are given. The main feature of the described modulator is to derive coherent rays individually oriented in space. Theoretical results for acoustic excitation angles from $\pi/3$ to $\pi/2$ are observationally confirmed.

Одной из важных проблем экспериментальной аэрогидродинамики является измерение турбулентных напряжений в потоках с границами сложной геометрической формы. Достижимые в настоящее время в измерениях параметры потока не позволяют получить полный набор значений компонентов тензора Рейнольдса [3]. Наиболее подходящим инструментом является лазерный доплеровский измеритель скорости (ЛДИС) [6].

Анализ оптических схем ЛДИС [1,2] позволяет использовать дифференциальный тип оптической схемы с некоторыми изменениями. Применение метода частотного разделения дает возможность детектировать сигналы в нескольких частотных диапазонах одновременно и уменьшает относительное число перекоммутаций во время измерения. Увеличение числа измеряемых параметров потока с использованием только частотного разделения весьма проблематично, поэтому авторами не исключается возможность временного разделения измерений.

Решение проблемы расширения возможностей ЛДИС [6], как измерителя параметров потока, возможно с усовершенствованием работы оптического модулятора. Авторы предлагают внести изменения в работу обычного лазерного анемометра использованием двумерного модулятора излучения лазера. Целью данной попытки является естественное желание расширить число измеряемых параметров потока.

Математическое описание процесса модуляции когерентного излучения оптически активным элементом сходны для сред с различными оптическими свойствами. Оптические свойства большинства активных материалов описываются компонентами тензора четвертого ранга p_{ijkl} [4]. Падающая на оптический модулятор световая волна модулируется соответственно распределению свойств материала активного элемента. Достиже-

ние необходимого распределения свойств материала элемента происходит за счет применения широкого спектра явлений, характерных для оптически активных материалов. В модуляторах излучения доплеровских изменителей может использоваться активные среды с возможностью модуляции фазы и поляризации света, магнитооптической амплитудной модуляции, модуляции интенсивности излучения вращением плоскости поляризации, модуляции акустическими волнами и другие.

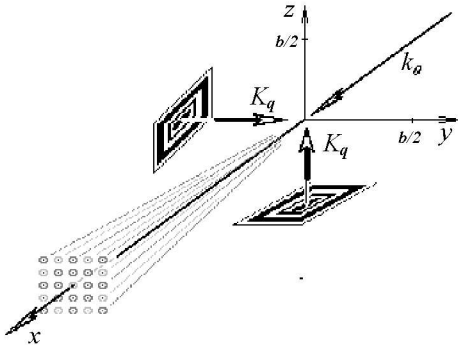


Рис. 1. Активная зона модулятора

Доступным в изготовлении и достаточно эффективным оказывается акустооптический модулятор (АОМ) дифракционного типа (рис. 1), в котором оптическое излучение k_0 модулируется акустическими волнами K_q пропорционально величине механической деформации материала активного элемента. При приложении к материалу механического напряжения среда становится двулучепреломляющей [7,8]. Оп-

тические свойства материала активного элемента описываются тензором упругооптических коэффициентов четвертого ранга p_{ijkl} .

Приращение показателя преломления оптически активной среды, вызываемое упругой деформацией, в первом приближении может быть описано в виде [4]

$$\Delta n = A p_{ijk} \varepsilon_{ij}; \quad i, j, k, l = 1, 2, 3; \quad (1)$$

где A – амплитуда приращения показателя преломления (пропорциональна n^2 – квадрату показателя преломления невозмущенной среды); p_{ijkl} – фотоупругий тензор, компоненты которого для твердых тел и некоторых жидкостей можно считать не зависящими от времени; ε_{ij} – компоненты тензора упругих деформаций в активном материале.

Как видно из формулы (1) описание приращения показателя преломления активной среды двумерного модулятора возможно путем решения задачи деформированного состояния материала активной зоны. На рис. 1 прямоугольная система координат вводится в активную зону модулятора так, что расположенные под углом $\pi/2$ источники ультразвука возбуждают акустическое излучение $K_q = 2\pi/\Lambda_q$ длиной волны Λ_q вдоль двух $q = y, z$ координатных осей. Волновой вектор когерентного излучения k_0 направлен вдоль третьей оси x .

Пусть b – характерный размер активной зоны и $b/2$ – расстояние от возбуждающей поверхности до точки начала координат. Деформированное состояние среды при не изменяющейся во времени частоте акустического возбуждения $\omega_q = 2\pi f_q = const$ и без учета объемных сил описывается двумерной системой уравнений Ляме [5]

$$(\lambda - G) \frac{\partial \theta}{\partial q} + G \Delta v_q - \rho \frac{\partial v_q}{\partial q} = 0; \quad q = y, z, \quad (2)$$

где y, z – координаты (рис. 1), θ – объемная деформация, v_q – упругое перемещение вдоль одной из координат, λ и G – упругие постоянные Ляме, ρ – плотность материала активной среды модулятора, $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ – оператор Лапласа.

Считаем начальным моментом времени задачи момент включения источников звуковых колебаний, тогда начальные условия (2) принимают вид

$$v_q(y, z, 0) = 0; \quad q = y, z, \quad (3)$$

Граничные условия точно записываются для $t > b/a_0$ (a_0 – скорость распространения продольных волн деформации в среде). Определяя круговые частоты $\bar{\omega}_q$ акустических волн, приведем граничные условия к виду

$$\begin{aligned} v_y \left(-\frac{b}{2}, z, t \right) &= v_{y_0} \sin(\bar{\omega}_y t) = A_y e^{i(\bar{\omega}_y t - K_z z)} \sin(\bar{\omega}_y t); \\ v_z \left(y, -\frac{b}{2}, t \right) &= v_{z_0} \sin(\bar{\omega}_z t) = A_z e^{i(\bar{\omega}_z t - K_y y)} \sin(\bar{\omega}_z t); \end{aligned} \quad (4)$$

Частное решение системы (2) с начальными (3) и граничными (4) условиями для случая $\bar{\omega}_y = \bar{\omega}_z = \bar{\omega}$ и $A_y = A_z = A$, это значит, что акустические волновые векторы равны по величине $K_q = K$ и деформированное состояние образовано сложением стоячих акустических волн, находим:

$$\begin{aligned} v_y(y, z, t) &= A_y e^{ip_z} e^{ip_y}; \\ v_z(y, z, t) &= A_z e^{ip_z} e^{ip_y}; \end{aligned} \quad (5)$$

где $p_y = \bar{\omega} \cdot t - K \cdot y$ и $p_z = \bar{\omega} \cdot t - K \cdot z$.

Решение (5) определяет тензор двумерного деформированного состояния среды с компонентами

$$\begin{aligned} \varepsilon_y(y, z, t) &= AK \cos p_z \sin p_y; \\ \varepsilon_z(y, z, t) &= AK \sin p_z \cos p_y; \\ \varepsilon_{yz}(y, z, t) &= 0,5AK \sin(p_z + p_y). \end{aligned} \quad (6)$$

Предположение о том, что показатель преломления среды n и компоненты тензора фотоупругости p_{ijk} не зависят от времени, позволяет записать (1) в виде параметрического выражения с направлением α в качестве ведущего параметра

$$\Delta n_\alpha = \rho_\alpha \varepsilon_\alpha; \quad (7)$$

α – направление, задаваемое углом с осью Y (рис. 1).

Плоская упругая деформация в точке среды в произвольном направлении определяется по известным компонентам тензора деформаций, согласно [3]

$$\varepsilon_\alpha = \varepsilon_{ij} l_{\alpha i} l_{\alpha j}; \quad i, j = 1, 2, 3; \quad (8)$$

Дифракция света двумерно деформированным (6) материалом оптически активного элемента с учетом зависимости (1) может быть приведена к одномерному случаю дифракции Рамана-Ната, параметрически зависящему от направления модуляции. Показатель преломления среды двумерного акустического модулятора также выражается в виде параметрической зависимости. Если n – показатель преломления недеформированного материала активного элемента и Δn_α – приращение его за счет наведенной деформации среды, то получается формула

$$n_\alpha = n + \Delta n_\alpha. \quad (9)$$

Приращение показателя преломления деформированного материала активного элемента Δn_α определяется выражениями (6-8). Для конструирования и изготовления АОМ необходимы зависимости изменения показателя преломления в направлениях ближайших максимумов когерентного излучения дифракционной картинке. Предположение изотропности оптически активных веществ с равными диагональными компонентами тензора упругооптических коэффициентов $p_a = p$ является достаточным для практических целей. В нашем случае удобно ввести цилиндрическую систему координат (r, φ, x) , для которой направление $\varphi = 0$ совпадает с направлением оси y на рис. 1. Изменение показателя преломления деформированного материала активного элемента в плоскости $x = 0$ характерно для процесса модуляции света

$$\begin{aligned} \Delta n_y &= \Delta n(r, 0) = 0.5 pAK \sin(\omega_{3e}t + Kr) ; \\ \Delta n_{\pi/4} &= \Delta n(r, \pi/4) = 0.5 pAK \sin(2\omega_{3e}t + \sqrt{2}Kr) ; \\ \Delta n_z &= \Delta n(r, \pi/2) = 0.5 pAK \sin(\omega_{3e}t + Kr) ; \\ \Delta n_{3\pi/4} &= \Delta n(r, 3\pi/4) = 0.5 pAK \sin(\sqrt{2}Kr) . \end{aligned} \quad (10)$$

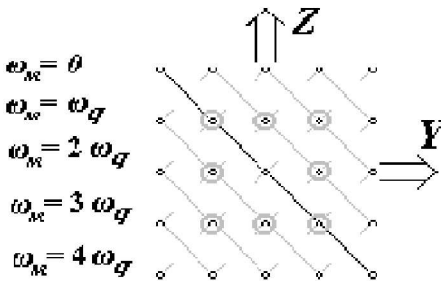


Рис. 2. Распределение максимумов

Модуляция когерентного излучения при прохождении через активный элемент с периодически изменяющимся приращением показателя преломления позволяет получить специфическую дифракционную картинку в дальней зоне АОМ (рис. 2). Максимумы излучения образованы модулированным излучением с частотами кратными частоте акустического возбуждения. При этом каждый

модулированный луч имеет конкретное направление в пространстве, определяемое состоянием модулятора.

В кратком изложении модуляция когерентного излучения происходит следующим образом [4]. На АОМ падает световая волна

$$e = E_0 \cos(\overline{\omega}_{\text{св}} t + kx), \quad (11)$$

где $E_0, \overline{\omega}_{\text{св}}, k$ – амплитуда, частота и волновой вектор лазерного излучения.

Излучение (11) модулируется переменной составляющей показателя преломления (10) среды в активной зоне с продольным размером L . Распределение энергии излучения в дальней зоне модулятора, полученное авторами, описывается в приближении дифракции Рамана-Ната

$$e_{\text{ом}}(t, x) = \sum_{\alpha} E_{\alpha} \exp(ikLn_{\alpha}) \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m(S_{\alpha}) \exp[im(\overline{\omega}t - \pi/2)] \cdot \sin\left\{c \frac{\pi}{L} \left(\sin \hat{e}_{\alpha} - mK/k\right)\right\}; \quad m = 0, \pm\alpha, \pm 2\alpha, \dots, \pm j\alpha, \dots, \pm\infty. \quad (12)$$

Распределение интенсивности излучения в плоскостях, образованных осью x и направлением α , связано с аргументом kLn_{α} , определенным параметрами модулятора и падающего излучения. Так же интенсивность модулированного излучения при дифракции Рамана-Ната задается функциями Бесселя n -го порядка с аргументом $S_{\alpha} = kl\Delta n_{\alpha}$, определенным такими же, как и в нашем случае, параметрами. Таким образом, распределение интенсивности излучения вдоль фиксированного направления α идентично распределению при одномерной модуляции. Различие состоит лишь в том, что на формирование дифракционной картинке затрачена не вся энергия падающего излучения (11)

$$e_m(t) = E_{\alpha} \exp(ikLn_{\alpha}) \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m(S_{\alpha}) \exp[im(\overline{\omega}t - \pi/2)] \cdot \sin\left\{\overline{\omega}_{\text{св}} \frac{\pi}{L} (k \sin \theta_{\alpha} - mK)\right\}; \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots; \quad (13)$$

В режиме двумерной дифракции Рамана-Ната, как и в одномерном случае, дифракционные максимумы образуются световыми волнами, распространяющимися под углами θ_{α} к оси x .

$$\theta_{\alpha} = \arcsin(\lambda_{\alpha} mK / k); \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (14)$$

λ_{α} – координатная функция, учитывающая зависимость интенсивности от направления α .

В каждом отдельно выбранном дифракционном максимуме, согласно зависимости (11), собраны лучи света, модулированные акустическими волнами K

$$E_m = E_{\alpha 0} \sin\left[\overline{\omega}_{\text{св}} \frac{\pi}{L} (k \sin \theta_{\alpha} - \lambda_{\alpha} mK)\right]; \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (15)$$

Зависимость (15) соответствует дифракционной картинке, симметричной относительно направления $\alpha = 3\pi/4$, выделенного на рис. 2. Все максимумы с порядком $m = 0$, расположенные на данном направлении, оказываются, частотно не модулированы.

Характеристики лучей, дифрагированных в первые максимумы, приведены в табл. 1, среди параметров α – направление по (7), θ_{α} – угол отклонения по (14), $\overline{\omega}_M$ – частота модуляции излучения.

При изготовлении описанного модулятора наиболее трудоемким и дорогостоящим оказывается выполнение условия ортогональности акустических векторов. В случае отклонения от прямого угла изменяются условия дифракции света.

Рассмотрим распределение оптических максимумов в случае, когда акустические векторы образуют угол φ_0 . В этом случае дифракционная картинка оказывается симметричной относительно направления, образующего с осью Y угол $\alpha = (\pi + \varphi_0)/2$. Частота модуляции лазерного излучения вдоль этого направления равна нулю. Если выделить параллельные направлению α , как показано на рис. 3, то частота модуляции дифракционных максимумов растет вдоль биссектрисы угла φ_0 .

Таблица 1. Некоторые параметры излучения дифракционных максимумов в дальней зоне двумерного АОМ

№	α	θ_a	$\overline{\omega}_M$	№	α	θ_a	$\overline{\omega}_M$
1	0	$\arcsin(K/k)$	$\overline{\omega}_q$	5	π	$\arcsin(K/k)$	$-\overline{\omega}_q$
2	$\pi/4$	$\arcsin(\sqrt{2}K/k)$	$2\overline{\omega}_q$	6	$5\pi/4$	$\arcsin(\sqrt{2}K/k)$	$-2\overline{\omega}_q$
3	$\pi/2$	$\arcsin(K/k)$	$\overline{\omega}_q$	7	$3\pi/2$	$\arcsin(K/k)$	$-\overline{\omega}_q$
4	$3\pi/4$	$\arcsin(\sqrt{2}K/k)$	0	8	$7\pi/4$	$\arcsin(\sqrt{2}K/k)$	0

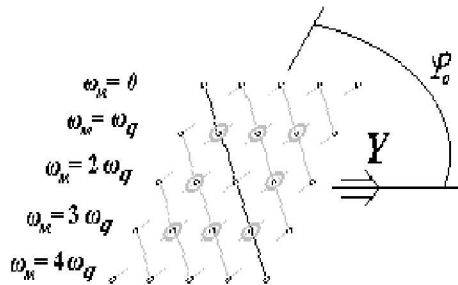


Рис. 3. Дифракционная картинка при не ортогональных акустических волнах

Сохраняя порядковую нумерацию максимумов параметры первых максимумов можно свести в таблицу (см. табл. 2).

Экспериментальная установка, показана на рис. 4. Излучение квантового генератора – 1 попадает в активную зону АОМ – 2, модулируется сложным напряженным состоянием, отражается зеркалом – 3 на поворачивающую систему – 2. Формирующий объектив – 4 фокусирует излучение на рассеивающий элемент – 5. Диафрагма D устроена таким образом, чтобы можно было определять положение центра лазерного луча (угол с осью Y и расстояние от оси X в точке установки диафрагмы) и сфокусировать на рассеивающий элемент любой выбранной максимум.

Регистрация параметров излучения проводилась с помощью канала 6. Рассеянное излучение попадает на чувствительной поверхности ФЭУ и усиливается в 7. Амплитуда и частота сигнала, измеряемая 8, позволяет оценить

параметры модулированного излучения.

Серия измерений для углов $\pi/3 \leq \varphi_0 \leq \pi/2$ с шагом $\pi/20$ показала совпадение частот модуляции и пространственной ориентации дифрагированных максимумов с параметрами, приведенными в табл. 2. При этом разброс по мощности в системе восьми модулированных лучей не превышал 6%.

Таблица 2. Параметры максимумов в дальней зоне для произвольного угла φ_0 .

№	α	θ_α	$\overline{\omega}_M$
1	0	$\arcsin(K/k)$	$\overline{\omega}_q$
2	$\frac{\varphi_0}{2}$	$\arcsin\left(2 \cos\left(\frac{\varphi_0}{2}\right)K/k\right)$	$2\overline{\omega}_q$
3	φ_0	$\arcsin(K/k)$	$\overline{\omega}_q$
4	$\frac{\pi + \varphi_0}{2}$	$\arcsin\left(2 \sin\left(\frac{\varphi_0}{2}\right)K/k\right)$	0
5	π	$\arcsin(K/k)$	$-\overline{\omega}_q$
6	$\pi + \frac{\varphi_0}{2}$	$\arcsin\left(2 \cos\left(\frac{\varphi_0}{2}\right)K/k\right)$ </td <td>$-2\overline{\omega}_q$</td>	$-2\overline{\omega}_q$
7	$\pi + \varphi_0$	$\arcsin(K/k)$	$-\overline{\omega}_q$
8	$\frac{3\pi + \varphi_0}{2}$	$\arcsin\left(2 \sin\left(\frac{\varphi_0}{2}\right)K/k\right)$	0

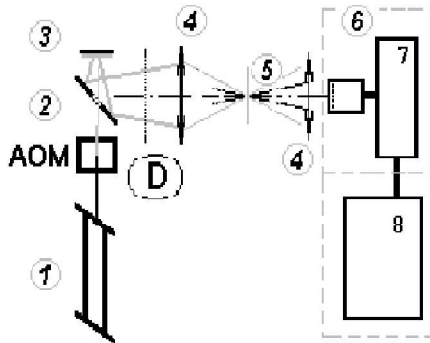


Рис. 4. Схема экспериментальной установки

Исследованный АОМ представляет интерес при построении оптических схем ЛДИС со специальной конфигурацией когерентного излучения [6]. Получение когерентных лучей, индивидуально ориентированных в пространстве является отличительной особенностью данного модулятора.

Список литературы: 1. Дубнищев Ю.Н., Ринкевичус Б.С. Методы лазерной доплеровской анемометрии. – М.: «Наука», 1982. – 304 с. 2. Дюррани Т., Грейтюд К. Лазерные системы в гидромеханических измерениях. – М.: «Энергия», 1980. – 336 с. 3. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. – М.: «Наука», 1978. – 735 с. 4. Кулаков С.В. Акустикооптические устройства спектрального и корреляционного анализа сигналов. – Л.: «Наука», 1978. – 144 с. 5. Тимошенко С.П., Дж.Гудьяр Теория упругости. – М.: «Наука», 1975. – 575 с. 6. Товасянский Л.Л., Никитин А.М. и др. Исследование гидродинамики турбулентных потоков в моделях пластинчатых теплообменников. // Тезисы докладов всесоюзной научной конференции «Повышение эффективности, совершенствование процессов и аппаратов химических производств» 11-13 июня 1985 г. – Харьков, 1985. – С. 46-47. 7. Васильев А.А., Касасент Д. и др. Пространственные модуляторы света. – М.: «Радио и связь», 1987. – 320 с. 8. Мустель Э.Р., Парыгин В.Н. Методы модуляции и сканирования света. – М.: «Наука», 1970. – 295 с.

Поступила в редакцию 05.04.2003

УДК 625.2.012.3

А.В.ЩЕПКИН, А.Г.АНДРЕЕВ, канд.техн.наук

ИССЛЕДОВАНИЕ НДС БИМЕТАЛЛИЧЕСКОГО ВАГОННОГО КОЛЕСА ПРИ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ И ЭКСПЛУАТАЦИОННЫХ НАГРУЗКАХ

Досліджується напружено-деформований стан експериментального біметалічного вагонного колеса при технологічних навантаженнях, обумовлених з'єднанням з натягом частин колісної пари тепловим способом, і в процесі експлуатації при взаємодії з рейкою та при нагріванні бандажа під час гальмування.

This work is devoted to the research of the stress-strain state of an experimental bimetallic carload of the railway car during thermal assembly, optimization of a temperature field in a wheel during its heating for its fitting on to an axis, while in service during interaction with a rail and during heating of bandage during braking.

Колесная пара является наиболее ответственным узлом железнодорожного подвижного состава. Будучи неподрессоренной, она оказывает существенное динамическое воздействие на рельс. Повышении скоростей движения на железных дорогах и нагрузок на ось требует снижения динамических нагрузок. Это может быть достигнуто снижением массы колесных пар, уменьшением жесткости колеса в радиальном направлении при сохранении существующей жесткости в осевом [1].

Данная работа посвящена исследованию напряженно-деформированного состояния (НДС) экспериментального биметаллического вагонного колеса (рис. 1), состоящего из дюралюминиевого колесного центра и стального бандажа, соединенных сваркой, и сравнению характеристик такого колеса с параметрами стандартного цельнокатаного вагонного колеса (рис. 2). Масса стандартного колеса составляет 365 кг, биметаллического колеса – 325 кг, что позволяет снизить массу неподрессоренной части тележки вагона.