

Рис. 1

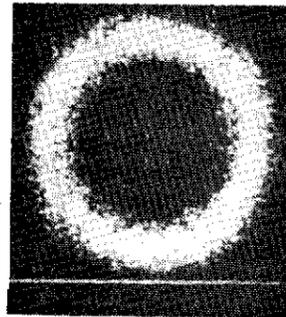


Рис. 2

Приведем значения абсолютных погрешностей определения фазовых разностей при различных значениях  $n$ :

$n$	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$\Delta\Phi$	0,7854	0,3218	0,1419	0,0666	0,0322	0,0159	0,0079	0,0039	0,002	0,001

Как видно, при шести и более уровнях квантования величина погрешности от дискретизации сигнала по яркости приближается к предельной погрешности метода.

Неполное использование диапазона оказывает то же влияние, что и уменьшение числа уровней квантования при полном диапазоне. На рис. 2 показаны реальные распределения значений числителя и знаменателя выражения (5) по координатной плоскости при разных величинах динамического диапазона. Приведенные распределения могут являться косвенной оценкой качества эксперимента. Радиус и ширина колец определяют величину и распределение динамического диапазона по полю интерферограммы.

Таким образом, число разрядов аналогово-цифровых преобразователей, используемых в устройствах ввода оптической информации для фазосдвигающей интерферометрии, может не превышать 6—8 разрядов.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bruning J. H. Digital wavefront measuring interferometer for testing optical surfaces and lenses // Appl. Opt.— 1974.— 13, N 11.— P. 2693.
2. Гужов В. И., Козачок А. Г., Лопарев Е. Г. и др. Голографическая измерительная система для определения поля разности фаз методом контролируемого фазового сдвига // Автометрия.— 1986.— № 2.

Поступило в редакцию 3 мая 1988 г.

УДК 531.787 : 535.411

**В. П. КУЛЕШ**

(Жуковский Московской обл.)

#### ГРАНИЦЫ ДИНАМИЧЕСКОГО ДИАПАЗОНА ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОГО ИЗМЕРИТЕЛЯ ДАВЛЕНИЯ ГАЗА

Действие интерференционного измерителя давления (ИИД) основано на регистрации изменений показателя преломления газа, обусловленных изменениями его плотности  $\rho \sim P/T$  [1, 2]. Первичным преобразо-

© 1990 Кулеш В. П.

вателем служит двухлучевой интерферометр, в одно плечо которого помещена оптическая кювета в виде пустотелого цилиндра длиной  $l$ , закрытого с торцов оптическими окнами. Температура стенки кюветы  $T_0$  поддерживается постоянной. В кювету подается газ известного состава с неким давлением  $P$ . Набег фазы  $\varphi$  волны света, прошедшей вдоль оси оптической кюветы, связан с давлением известной зависимостью, которая в данном рассмотрении может быть представлена прямой пропорцией

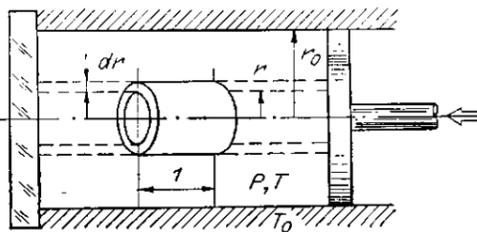


Рис. 1

$$\varphi = a l P / T, \quad (1)$$

где  $a$  — константа;  $T$  — температура газа в кювете.

Методом оптического гетеродипирования набег фазы  $\varphi$  оптического сигнала преобразуется в равный ему сдвиг фазы радиочастотного электрического сигнала и с помощью следящей фазоизмерительной аппаратуры измеряется дробная часть и осуществляется реверсивный счет целого числа циклов  $2\pi$  изменения фазы  $\varphi$ .

В [2] показано, что действие ИИД, не связанное с механическими упругими элементами, характеризуется весьма малой постоянной времени. Однако на практике при измерении быстроменяющегося давления наблюдаются сбои счета целого числа циклов изменения фазы. Экспериментальные исследования позволили установить, что фактором, ограничивающим динамический диапазон ИИД, т. е. пределы допустимого темпа изменения давления, является возникновение в оптической кювете газовой линзы.

Физика явления заключается в том, что быстрое нарастание или спад давления приводит соответственно к увеличению или уменьшению температуры газа  $T$  относительно температуры  $T_0$  стенки кюветы. В процессе теплообмена между газом и стенкой в сечении кюветы устанавливается профиль температуры, близкий к параболическому. При постоянном в сечении кюветы давлении газа неоднородность температуры проявляется в неоднородности плотности и показателя преломления газа, которая действует на волну света как линза, отрицательная или положительная. В результате этого нарушается условие пространственного согласования интерферирующих на фотодетекторе волн света. Это приводит к уменьшению амплитуды радиочастотного электрического сигнала промежуточной частоты, которая может снизиться до нуля при одновременном обращении фазы на  $180^\circ$ . Следящая фазоизмерительная аппаратура при этом сбивается в счете целого числа циклов, а результат измерения дробной части цикла становится неопределенным.

Для математического описания газотермодинамического процесса в оптической кювете рассмотрим упрощенную модель, в которой пренебрежем газодинамическими явлениями, а термодинамический процесс представим процессом сжатия газа с помощью поршня в круговом цилиндре с теплопроводящей боковой поверхностью радиуса  $r_0$  и теплоизолированными торцами (рис. 1). Считая газ идеальным, будем рассматривать установившийся процесс, когда при постоянном темпе изменения давления  $dP/dt = \eta$  в сечении кюветы устанавливается стационарное, не меняющееся со временем распределение температуры  $T = T(r)$  по радиусу  $r$ .

Граничными условиями задачи являются условие на стенке кюветы  $T = T_0$  при  $r = r_0$  и условие симметрии  $dT/dr = 0$  при  $r = 0$ .

Малое изменение давления газа на величину  $dP$  в объеме  $V$  посредством движения поршня требует совершения работы  $dA = V dP$ .

При изотермическом процессе изменения внутренней энергии идеаль-

ного газа не происходит, и совершенная в каждом элементе объема  $V$  работа выделяется в нем в виде теплоты.

Выделим тонкий цилиндрический слой газа с радиусом  $r < r_0$ , толщиной  $dr$  и длиной, равной единице. Его объем равен  $V = 2\pi r dr$ . Тепловой поток, выходящий из рассматриваемого слоя, будет отличаться на величину  $dA/dt = V\eta$  от теплового потока, входящего в слой. Из этого следует уравнение баланса тепла

$$r \frac{dq}{dr} - q = \eta r, \quad (2)$$

где  $q$  — плотность теплового потока, по определению равная [3]

$$q = -k \frac{dT}{dr}. \quad (3)$$

Учитывая (3) и граничное условие на стенке, получим решение уравнения (2) в виде

$$q = \eta r/2. \quad (4)$$

Коэффициент теплопроводности газа  $k$  пропорционален  $\sqrt{T}$  [3]. Представив  $k = k_0 \sqrt{T/T_0}$ , где  $k_0$  — значение  $k$  при температуре  $T_0$ , из выражений (3) и (4) получим уравнение  $\sqrt{T} \frac{dT}{dr} = -\frac{\sqrt{T_0}}{2k_0} \eta r$ , решение которого с учетом условия симметрии даст искомый профиль температуры газа:

$$T = T_0 [1 + \tilde{\eta}(1 - \tilde{r}^2)]^{2/3},$$

где  $\tilde{r} = r/r_0$ ;  $\tilde{\eta} = \eta/\eta_0$ ;  $\eta_0$  — характерный параметр с размерностью темпа изменения давления, равный

$$\eta_0 = \frac{8k_0 T_0}{3r_0^2}. \quad (5)$$

Максимум (или минимум) температуры наблюдается на оси кюветы  $T_* = T_0 (1 + \tilde{\eta})^{2/3}$ . Вблизи оси при  $\tilde{r} \ll 1$  профиль температуры близок к параболе  $T = T_0 (1 + \tilde{\eta})^{2/3} \left(1 - \frac{2}{3} \frac{\tilde{\eta}}{1 + \tilde{\eta}} \tilde{r}^2\right)$ .

Набег фазы волны света, прошедшего в оптической кювете путь  $l$ , определяется согласно (1) выражением

$$\varphi = \varphi_* + \alpha \tilde{r}^2,$$

где

$$\varphi_* = \varphi_0 / (1 + \tilde{\eta})^{2/3}; \quad (6)$$

$$\alpha = \frac{2}{3} \frac{\varphi_0 \tilde{\eta}}{(1 + \tilde{\eta})^{5/3}}; \quad (7)$$

$$\varphi_0 = alP/T_0. \quad (8)$$

Первое слагаемое  $\varphi_*$  представляет собой сдвиг фазы волны света на оси кюветы, а второе слагаемое

$$\varphi_r = \alpha \tilde{r}^2 \quad (9)$$

выражает деформацию волнового фронта, аналогичную действию линзы, отрицательной при  $\eta > 0$  и положительной при  $\eta < 0$ , с фокусным расстоянием  $F = -\pi r_0^2 / \lambda \alpha$ , где  $\lambda$  — длина волны света. Модуль коэффициента  $\alpha$  пропорционален кривизне  $1/F$  волнового фронта, которая согласно (7) неограниченно возрастает по абсолютной величине при спаде давления с темпом  $\tilde{\eta} \rightarrow -1$  и имеет конечный максимум ( $\max \alpha = 0,2172\varphi_0$ ) при нарастании давления с темпом  $\tilde{\eta}_{\max} = 1,5$  (рис. 2).

Экспериментальная проверка построенной модели явления газовой линзы осуществлена с помощью установки, схема которой показана на

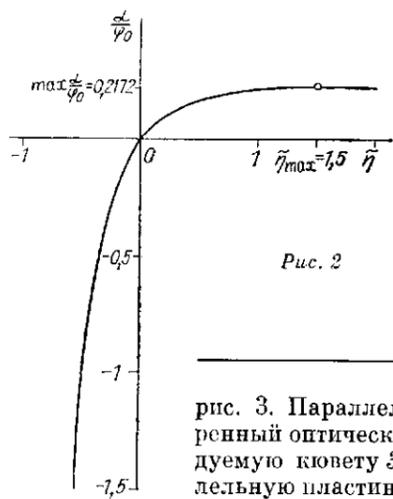


Рис. 2

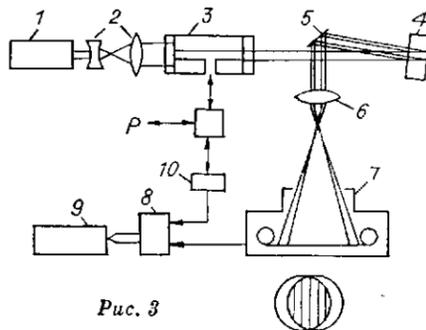


Рис. 3

рис. 3. Параллельный пучок излучения лазера 1, расширенный оптической системой 2, пропускаться сквозь исследуемую кювету 3 и попадал на наклонную плоскопараллельную пластинку 4, выполнявшую роль интерферометра сдвига. Величина сдвига  $\Delta$  регулировалась наклоном пластинки. Интерферирующие между собой отраженные от двух граней пластинки волны света зеркалом 5 направлялись через объектив 6 в фотокамеру 7. С помощью электронной системы 8, синхронизированной с затвором фотокамеры, серия мгновенных значений давления газа от датчика 10 вводилась в микроЭВМ 9, в которой вычислялись значения давления  $P$  и темпа изменения давления  $\eta$  на момент срабатывания затвора фотокамеры. Испытания проводились при температуре  $T_0 = 293\text{ K}$  в диапазоне абсолютных давлений  $P = 1 \dots 9$  бар и темпов изменения давления  $\eta = -6 \dots +7,7$  бар/с ( $1 \text{ бар} = 10^5 \text{ Па}$ ). Значения постоянных для воздуха принимались равными  $a = 7,801 \text{ рад} \cdot \text{K}/(\text{м} \cdot \text{Па})$  и  $k_0 = 0,03 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{K})$ . Исследуемая кювета имела радиус  $r_0 = 1,6 \text{ мм}$  и длину  $l = 50 \text{ мм}$ .

Из выражения (9) следует, что разность фаз  $\Delta\varphi$ , смещенных на величину  $\Delta$  интерферирующих волн света, линейно меняется вдоль координаты  $x$  в направлении сдвига

$$\Delta\varphi = 2\alpha\tilde{\Delta}\tilde{x},$$

где  $\tilde{\Delta} = \Delta/r_0$  и  $\tilde{x} = x/r_0$ . При этом полосы на интерферограмме должны быть прямолинейны, перпендикулярны оси  $x$  и иметь постоянный шаг, равный  $\Lambda = \tilde{\Lambda}r_0 = \pi r_0/\alpha\tilde{\Delta}$ .

Результаты эксперимента показывают, что интерференционные полосы практически равномерны при малых значениях  $\alpha$  (рис. 4, а); при  $\alpha \approx 20$  рад неравномерность шага полос  $\nu = (\max \Lambda - \min \Lambda)/(\max \Lambda + \min \Lambda)$  составляет  $\pm 10 \dots 12\%$  (рис. 4, б), а при  $\alpha \approx 30$  рад достигает  $\nu = \pm 20\%$  (рис. 4, в). Для экспериментального определения значений  $\alpha$  по формуле  $\alpha_s = \pi/\tilde{\Lambda}\Delta$  выбирались средние значения шага интерференционных полос  $\tilde{\Lambda} = (\max \Lambda + \min \Lambda)/2r_0$ . На рис. 5 представ-

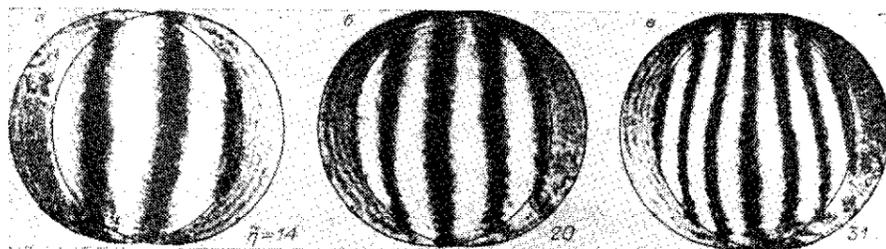


Рис. 4

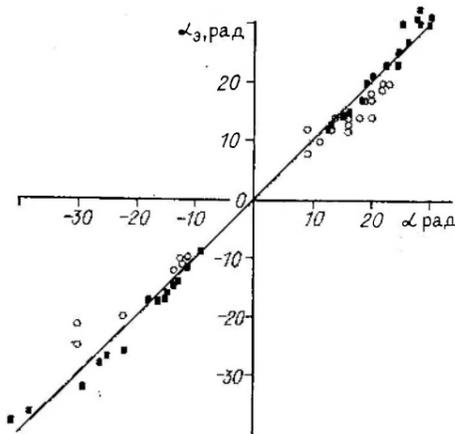


Рис. 5

лены результаты сопоставления значений  $\alpha_0$ , полученных из интерферограмм в двух сериях испытаний, и значений  $\alpha$ , рассчитанных по формулам (5), (8) и (7), исходя из зарегистрированных в микроЭВМ величин  $P$  и  $\eta$ . Среднеквадратическое отклонение отношения  $\alpha/\alpha_0$  от единицы, найденное по данным 34 опытов, не превышает 10 %.

Для оценки границ динамического диапазона ИИД предположим, что двухлучевой интерферометр имеет идеальную настройку, т. е. в статическом состоянии газа в оптической кювете волны света на выходе интерферометра полностью совмещены и наблюдается

интерференция в бесконечной полосе. При изменении давления газа в кювете одна из волн претерпевает деформацию вида (9), в результате чего интерференционные полосы приобретают вид концентрических колец типа колец Ньютона. В методе оптического гетеродинамирования частота света одной из интерферирующих волн смещена на величину  $\Omega$  относительно частоты другой, при этом распределение приведенной интенсивности интерференционного поля может быть записано в виде

$$J(r, t) = 1 + m \cos(\Omega t + \varphi),$$

где  $m$  — глубина модуляции интерференционной картины.

Фотодетектор с круглым входным зрачком радиусом  $R$ , установленный на продолжении оси оптической кюветы, усредняет интенсивность света на площади зрачка и производит радиочастотный электрический сигнал вида

$$I(t) = 2\pi \int_0^R J(r, t) r dr = \pi R^2 [1 + m M \cos(\Omega t - \varphi_* - \varphi_R)], \quad (10)$$

где

$$\begin{aligned} M &= \sin \varphi_R / \varphi_R; \\ \varphi_R &= \alpha \bar{R}^2 / 2; \\ \bar{R} &= R / r_0. \end{aligned} \quad (11)$$

Постоянная составляющая фототока пропорциональна площади зрачка фотодетектора  $\pi R^2$ , глубина модуляции  $M$  переменной составляющей сигнала на частоте  $\Omega$  уменьшается как функция отсчетов (11) от аргумента  $\varphi_R$ , а фаза сигнала смещена относительно фазы в статическом состоянии  $\varphi_0$  на величину  $\delta\varphi = \varphi_* + \varphi_R - \varphi_0$ , которая представляет собой динамическую погрешность ИИД.

При достаточно быстром нарастании или спаде давления амплитуда сигнала согласно (11) может уменьшиться до нуля. Это событие происходит при условии  $|\varphi_R| = \pi$ , из которого следует уравнение для предельных границ  $\tilde{\eta} = \tilde{\eta}_*$  динамического диапазона ИИД:

$$(\tilde{\eta}_* + 1)^{\tilde{\eta}_*} = \tilde{P} \tilde{\eta}_*, \quad (12)$$

где  $\tilde{P} = P/P_*$ ;  $\tilde{P}_*$  — характерная величина с размерностью давления, равная

$$P_* = 2\pi T_0 / a l \bar{R}^2. \quad (13)$$

Решения уравнения (12) представлены кривыми 1 и 2 на графике рис. 6. Анализ показывает, что динамический диапазон, т. е. интервал вдоль оси  $\eta$  между кривыми 1 и 2, уменьшается с ростом давления. При этом теми схода давления всегда ограничен, а теми нарастания давления может не иметь ограничения, если  $P < 4,605P_*$ . Для увеличения динамического диапазона следует стремиться к увеличению параметров  $P_*$  и  $\eta_0$ . Для этого рекомендуется в соответствии с выражениями (5) и (13) длину  $l$ , диаметр  $r_0$  канала оптической кюветы и относительный размер зрачка фотодетектора  $\bar{R}$  выбирать по возможности меньшими и увеличивать температуру  $T_0$  стенки кюветы.

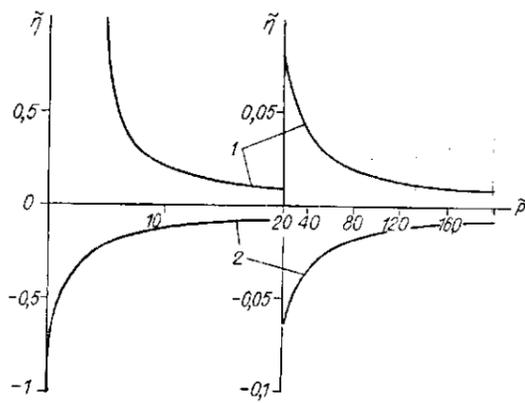


Рис. 6

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Achtermann J.-H., Rügner H. Ein neues Gerat zur kontinuierlichen Druckmessung. Das Druckmeßinterferometer // Technisches Messen.— 1982.— 49, N 3.
2. Кулеш В. П. Анализ возможностей лазерной интерферометрии для измерения давления газа // Автометрия.— 1987.— № 4.
3. Рейф Ф. Статистическая физика. Берклиевский курс физики.— М.: Наука, 1977.— Т. 5.

Поступило в редакцию 14 апреля 1988 г.

УДК 621.8.087: 621.386.1

Е. И. ВЛАДИМИРОВ, Т. Н. ЛАВРЕНЮК  
(Ленинград)

#### АВТОМАТИЗИРОВАННЫЙ МЕТОД ДЛЯ ОЦЕНКИ МЕТРОЛОГИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК АМПЛИТУДНОГО ДИСКРИМИНАТОРА ИМПУЛЬСОВ

Амплитудный дискриминатор импульсов (АД)— один из основных блоков измерительного канала рентгеновских и радиоизотопных аналитических приборов. Основное назначение АД — повысить соотношение сигнал/фон в измерительном канале.

Эффект использования АД поясняется следующим образом. Как известно [1], выходной сигнал первичного преобразователя — детектора излучения, действующий на входе АД, представляет собой поток электрических импульсов, амплитуды которых имеют случайное распределение (см. рисунок). Этот сигнал является композицией аналитического — с нормальным распределением по амплитудам  $\varphi_0(A)$ , равномерно распределенного фона (фона рассеянного излучения)  $\varphi_1(A)$ , низкоуровневых шумов с распределением  $\varphi_2(A)$  и высокоуровневого фона (например, космического происхождения)  $\varphi_3(A)$ . АД выполняет роль амплитудного фильтра, селективирующего импульсы в области амплитуд, соответствующей аналитическому сигналу.

© 1990 Владимир Е. И., Лавренюк Т. Н.