

На рис. 2 приведена типичная интерференционная картина, полученная при взаимодействии опорной волны с излучением моды H_0 в минус первый порядок с решетки длиной $L = 16,5$ мм, изготовленной на обменном волноводе (Ag^+), подвергнутом дополнительному отжигу.

Периодичность интерференционной картины указывает на высокую однородность параметров дифракционной структуры. Относительная неоднородность замедления этого образца волновода не превышала $1,0 \times 10^{-5}$ на длине апертуры. Отметим, что для этого и других аналогичных образцов фазовые распределения хорошо аппроксимировались квадратичной функцией, что соответствует линейной зависимости замедления от координаты. Измеренная относительная неоднородность периода $\Delta\Lambda/\Lambda$ для всех образцов не превышала $3,3 \cdot 10^{-5}$ при $L \leq 20$ мм и $\Lambda = 1,3-0,6$ мкм.

Таким образом, экспериментальные исследования показали, что, принимая специальные меры в известных методах изготовления волноводных дифракционных структур, можно создавать излучающие системы длиной более 15—20 мм с высокой однородностью параметров и характеристиками, близкими к теоретическим.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дианов Е. М., Кузнецов А. А. Спектральное уплотнение каналов в волоконно-оптических линиях связи (обзор).— Квант. электроника, 1983, т. 10, № 2.
2. Дерюгин Л. Н., Кузали А. С., Чекан А. В. Характеристики многолучевых спектроанализаторов с тонкопленочными питающими волноводами.— Опт. и спектр., 1976, т. 41, вып. 3.
3. Аникин В. И., Горобец А. П., Овчаренко О. И., Осовицкий А. Н. Интегрально-оптические фотоприемные устройства.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1982, т. 46, № 10.
4. Flanders D. C., Kogelnic H., Schmidt R. V., Shank C. V. Grating filters for thin-film optical waveguides.— Appl. Phys. Lett., 1974, v. 24, N 4, p. 194.
5. Дерюгин Л. Н. Возможности, ограничения и проблемы развития планарной волноводной оптики.— Изв. вузов. Радиоэлектроника, 1982, т. 25, № 2.
6. Яковлев В. А., Сычугов В. А., Тищенко А. В. О возможности исследования тонких поглощающих пленок на поверхности оптических волноводов.— Письма в ЖТФ, 1982, т. 8, № 11.
7. Уолтер К. Антенны бегущей волны.— М.: Энергия, 1970.
8. Кисилев В. А. О дифракционном вводе излучения в тонкопленочный волновод.— Квант. электроника, 1974, т. 1, № 7.
9. Дерюгин Л. Н., Зайцев С. В., Чекан А. В. Исследование неоднородности по толщине тонкопленочных оптических диэлектрических волноводов с излучающей дифракционной решеткой.— Опт. и спектр., 1979, т. 47, вып. 2.

Поступила в редакцию 17 апреля 1985 г.

УДК 532.529

А. Р. ЕВСЕЕВ, В. А. ОРЛОВ

(Новосибирск)

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЙ ДОПЛЕРОВСКИЙ ИЗМЕРИТЕЛЬ СКОРОСТИ С ВОЛОКОННЫМИ СВЕТОВОДАМИ

Введение. Актуальной задачей в разработке лазерных доплеровских анемометров (ЛДА) является поиск новых схем, пригодных для исследования различных дисперсных систем, таких как «кипящий» слой, высококонцентрированный газожидкостный поток и т. п. Прогресс в решении такого рода задач связан с применением методов, обеспечивающих измерение наиболее важных параметров течения (скоростей несущей и дисперсной фаз, объемных концентраций и распределения дисперсной

фазы по размерам частиц). В [1, 2] показано, что лазерная система с тонким одножильным световодом (аналог схемы с опорным пучком) может быть успешно использована для диагностики высококонцентрированных дисперсных систем. В такой системе, как в обычных лазерных анемометрах [3], скорости движения несущей среды и дисперсной фазы определяются доплеровским сдвигом частоты света, рассеянного частицами. Для проведения локальных измерений в исследуемую область потока вводится оптический волоконный зонд, выполняющий роль формирующей и приемной оптики ЛДА.

В данной работе рассмотрена схема ЛДА с тремя световодами, в которой лазерное зондирование потока осуществляется двумя пересекающимися лучами. Она аналогична хорошо известной в лазерной анемометрии дифференциальной схеме, работающей в режиме рассеяния назад. Трехволоконная система измерения скорости обладает рядом преимуществ по сравнению с одноволоконным вариантом: она проще в настройке и чувствительнее. Датчик скорости в такой системе, на наш взгляд, меньше возмущает поток.

Вследствие того что на выходе световода лазерное излучение имеет значительную угловую расходимость, хаотическую поляризацию и модулированную структуру волнового фронта, рассматриваемый измеритель скорости существенно отличается от известных ЛДА.

Экспериментальное устройство. Принципиальная схема лазерного измерителя скорости со световодами показана на рис. 1, а. Луч He—Ne-лазера 1 расщепляется с помощью полупрозрачного зеркала 2 на два пучка одинаковой мощности. Далее через микрообъективы 3 и 3' излучение вводится в одноволоконные световоды 4 и 4' соответственно. На выходе формирующих световодов пространственное совмещение световых пучков в исследуемой области достигается путем жесткой фиксации концов световодов в специальных канавках пластинки 5, выполненных в соответствии с геометрией дифференциальной схемы. Направляющие канавки обтекаемой части датчика, выполненной при условии минимального возмущения потока, задают угол пересечения двух зондирующих пучков в измерительном объеме, где образуется интерференционное поле — система полос, пересечение которых частицами потока приводит к амплитудной модуляции рассеянного излучения. Частота модуляции определяется пространственным периодом интерференционного поля и локальной скоростью частиц. Для передачи рассеянного излучения на фотоприемник 7 служит приемный световод 6, который расположен симметрично относительно двух формирующих. Электронный сигнал с фотоприемника проходит фильтры низких и высоких частот 8 и поступает на электронное обрабатывающее устройство 9.

Анализ оптической схемы ЛДА. Работу дифференциальной схемы измерителя скорости со световодами (рис. 1, б) определяют следующие параметры: 2θ — угол между формирующими световодами, 2φ — апертурный угол применяемых оптических волокон, $2a$ — расстояние между выходными торцами световодов. Для анализа интерференционного поля и характеристик измерительного объема выбиралась прямоугольная система координат X, Y, Z так, чтобы начало координат совпадало с точкой пересечения осей зондирующих пучков, все три световода при-

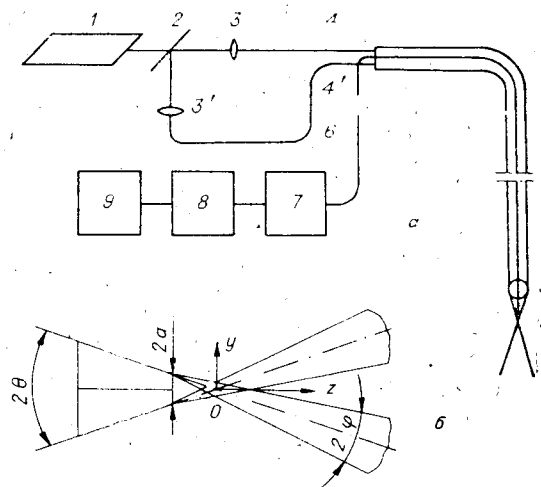


Рис. 1

надлежали плоскости XZ , а ось Z была направлена вдоль биссектрисы угла пересечения пучков и совпадала с направлением приемного световода. В выбранной системе координат область пересечения двух пучков (измерительный объем) характеризуется отрезками длин l_x, l_y, l_z во взаимно ортогональных направлениях:

$$\begin{aligned} l_x &= 2a \sin 2\varphi / \sin 2\theta; \\ l_y &= 2a \operatorname{tg} \varphi / \sin \theta, \quad \varphi \leq \theta \leq \pi/2 - \varphi; \\ l_z &= a [\operatorname{ctg}(\theta - \varphi) - \operatorname{ctg}(\theta + \varphi)]. \end{aligned} \quad (1)$$

Интерференционное поле находилось в предположении, что торцы формирующих световодов являются источниками сферических волн (см. рис. 1, б), при этом пренебрегалось неоднородностью излучения внутри конуса 2φ . Структура интерференционного поля зависит от фазовых соотношений между полями интерферирующих волн и в конечном итоге задается геометрией рассматриваемой схемы. В рамках принятых допущений положение интерференционных максимумов в измерительном объеме описывается уравнением

$$x^2 = n^2 \lambda^2 \{4[y^2 + a^2 + (z + a \operatorname{ctg} \theta)^2] - n^2 \lambda^2\} / (16a^2 - 4n^2 \lambda^2), \quad (2)$$

где λ — длина волны излучения, n — порядок интерференции. Для простоты выражение (2) получено в случае, когда начальная разность фаз обеих волн равна нулю. Это оправдано, так как в конечном итоге нас интересует только относительное расположение интерференционных максимумов, т. е. пространственная частота интерференционного поля и ее зависимость от координат.

Проанализируем зависимость локальной пространственной частоты от координат в измерительном объеме. Согласно (2), в начале координат $x = y = z = 0$ период интерференционного поля Λ равен известной величине $\Lambda = \lambda/2 \sin \theta$, а соответствующая этому периоду пространственная частота

$$K_0 = 2\pi/\Lambda = 4\pi \sin \theta/\lambda. \quad (3)$$

Для потока частиц, пересекающих измерительный объем параллельно направлению x с одинаковыми скоростями v_x , частота доплеровского сигнала F связана с локальной пространственной частотой $K(x, y, z)$ следующим образом:

$$F = K(x, y, z) v_x / 2\pi. \quad (4)$$

С учетом поправки к локальной пространственной частоте

$$\delta(x, y, z) = [K_0 - K(x, y, z)]/K_0 \quad (5)$$

уравнение (2) позволяет рассчитать относительные методические ошибки определения скорости при произвольных значениях углов θ и φ . Анализ показывает, что пространственная частота сильно зависит от координаты z . Для $z > 0$ поправка δ_z положительна, что соответствует увеличению периода интерференционного поля, тогда как для $z < 0$ период интерференционного поля уменьшается и поправка становится отрицательной. На краях измерительного объема поправки $\delta_x, \delta_y, \delta_z$ максимальны и определяются выражениями

$$\begin{aligned} \delta_x^{\max} &= \delta_y^{\max} = 2 \sin^2 \varphi / 2 = \varepsilon; \\ \delta_{z-}^{\max} &= 2 \sin^2 \varphi / 2 - \operatorname{ctg} \theta \sin \varphi = \varepsilon - \chi; \\ \delta_{z+}^{\max} &= 2 \sin^2 \varphi / 2 + \operatorname{ctg} \theta \sin \varphi = \varepsilon + \chi, \end{aligned} \quad (6)$$

где $\varepsilon = 2 \sin^2 \varphi / 2$, $\chi = \operatorname{ctg} \theta \cdot \sin \varphi$.

Графические зависимости параметров ε и χ , приведенные на рис. 2, а, б, характеризуют допустимые методические погрешности измерения скорости для различных геометрических вариантов. Кривая на рис. 2, а показывает, что максимальное относительное отклонение час-

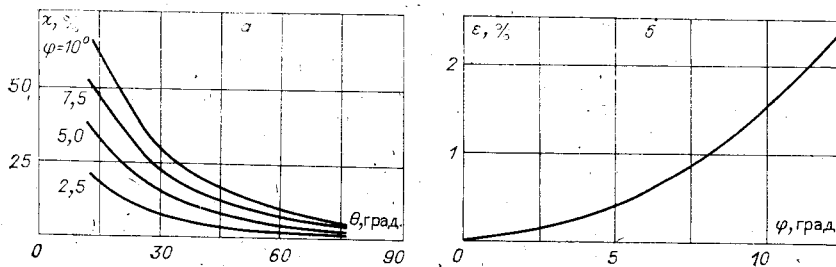


Рис. 2

тоты доплеровского сигнала при вариациях x и y в измерительном объеме вызвано расходимостью излучения на выходе световодов и не зависит от угла θ . Отклонение всегда одного знака и даже в случае большой угловой апертуры $\varphi = 12,5^\circ$ не превышает 3%. Что касается поправки δ_z^{\max} , то она в основном определяется параметром $\chi = \text{ctg } \theta \cdot \sin \varphi$ и существенным образом зависит от углов θ и φ . Из зависимостей (см. рис. 2, б) видно, что наименьшая методическая погрешность достигается при больших углах пересечения зондирующих пучков, когда θ стремится к 90° . Однако случай $\theta = 90^\circ$ трудно реализовать технически. В такой геометрии датчик скорости становится наиболее громоздким и сильно возмущает исследуемый поток. С точки зрения оптимальной геометрии наибольший интерес представляет область углов $50^\circ \leq \theta \leq 70^\circ$, где погрешность δ_z^{\max} , например при $\varphi = 5^\circ$, не превышает 10%.

Рассматривая, согласно (1), эффективный измерительный объем как произведение линейных геометрических размеров

$$V_{\text{эф}} = l_x l_y l_z = \frac{8a^3 \sin^2 \varphi \cdot \sin 2\varphi}{\sin \theta \cdot \sin 2\theta \cdot \sin(\theta - \varphi) \cdot \sin(\theta + \varphi)} = 8a^3 \psi, \quad (7)$$

убеждаемся, что функция $\psi = V_{\text{эф}}/8a^3$ имеет при $\varphi \leq \theta$ минимум, не зависящий от угла φ и определяемый условием

$$\theta_{\min} \approx \arccos 1/\sqrt{5} \approx 63,4^\circ.$$

Представленная на рис. 3 зависимость ψ от угла θ показывает, что уже при $\theta = 15^\circ$ измерительный объем более чем на порядок превышает свое минимальное значение. Из приведенных графиков также следует, что наиболее выгодно использовать световоды с малой угловой апертурой. Об этом убедительно свидетельствует зависимость

$$V_{\text{эф}} \propto \varphi^3.$$

В рассматриваемом случае выбор минимальной измерительной области очень важен, так как при этом одновременно достигаются максимальная концентрация световой энергии в измерительном объеме, минимальная погрешность измеряемой скорости и наилучшее пространственное разрешение. Последнее характеризует степень локальности измеряемой скорости. Согласно зависимостям, представленным на рис. 2 и 3, оптимальной областью является окрестность углов $\theta \approx 60^\circ$. Заметим, что расстояние $2a$ следует выбирать из условия $d \ll 2a$, где d — диаметр световодущей жилы световода. По-видимому, это условие можно считать выполненным, когда $d/2a = 10 - 20$.

Экспериментальные результаты. Выше было показано, что для одной точечной частицы частота доплеровского сиг-

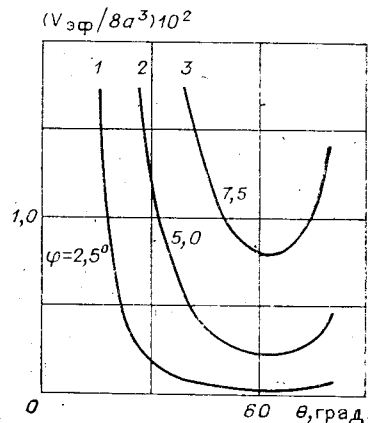


Рис. 3

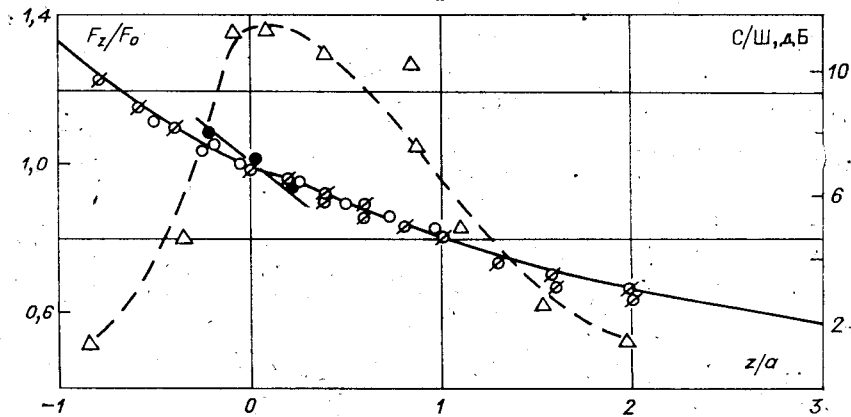


Рис. 4

нала наиболее сильно зависит от продольной координаты, с которой частица пересекает измерительный объем датчика. Проверка этой функциональной зависимости проводилась в опытах с вращающимся диском. Трехволоконный оптический датчик дифференциальной схемы ориентировался относительно диска таким образом, что его оптическая ось, совпадающая с биссектрисой угла z пересечения зондирующих пучков, была перпендикулярна поверхности диска. Регистрировалась касательная скорость частиц рассеивающей поверхности, определяемая радиусом и угловой скоростью вращения. С помощью координатного устройства положение датчика в пространстве изменялось путем перемещений его вдоль координаты z . Точность измерения координаты индикатором часового типа составляла 0,01 мм. Свет, рассеянный движущейся поверхностью диска, передавался приемным световодом на фотоприемник ФЭУ-79. После фильтрации электрического сигнала частотный доплеровский сдвиг измерялся на анализаторе спектра СК4-58. На рис. 4 представлены результаты экспериментов. Графики построены в относительных координатах z/a и F_z/F_0 , где параметр a , согласно (1), характеризует линейные размеры измерительного объема, а $F_0 = 2v \sin \theta / \lambda$ — значение частоты доплеровского сдвига в начале координат (см. (2) — (4)). Сплошные линии соответствуют расчетам по формуле (2), а точки — трем различным датчикам скорости с параметрами:

- 1) $a = 1$ мм, $\theta = 15^\circ$, $\varphi = 6,5^\circ$ (перечеркнутые кружки);
- 2) $a = 0,4$ мм, $\theta = 15^\circ$, $\varphi = 3,7^\circ$ (кружки);
- 3) $a = 0,4$ мм, $\theta = 30^\circ$, $\varphi = 3,7^\circ$ (точки).

В случае «1» формирующие и приемный световоды представляли собой многомодовые оптические волокна с диаметром световедущей жилы 0,05 мм и оболочки 0,15 мм. В случаях «2», «3» приемный световод такой же, как и в первом случае, а роль формирующих световодов выполняют одномодовые волокна с диаметром сердцевины 0,006 мм и оболочки 0,1 мм. В пределах экспериментальной точности (3%) анализ результатов показывает хорошее соответствие между измерениями и расчетом по формуле (2). В отличие от обычных оптических схем ЛДА применение в трактах формирующей оптики волоконных световодов приводит к существенной аперодичности интерференционного поля. Измерения показывают, что область отрицательных значений координат z измерительного объема соответствует увеличению частоты доплеровского сдвига относительно F_0 , а область положительных значений — уменьшению. Наименьшее относительное изменение частоты доплеровского сигнала наблюдалось в случае «3» и составляло $\pm 7\%$. Следует отметить, что максимальная погрешность, рассчитанная по (2), всегда больше экспериментальных значений. Это связано с тем, что на концах измерительного объема

(вдоль оси z) нет достаточного числа интерференционных полос и доплеровский сигнал не выделяется из шумов. Подтверждением служит экспериментальная зависимость отношения сигнала к шуму от координат рассеивающих частиц в измерительном объеме. Штриховая кривая, полученная в случае «1», по существу, отражает тот факт, что в центральной области измерительного объема ($z \approx 0$) движущаяся частица пересекает наибольшее количество интерференционных полос. Оценки показывают, что для данной геометрии датчика число интерференционных штрихов в центральной области ~ 770 , а с координатами $z/a = -1,1$ и $2,5$ на порядок ниже, т. е. достигает уровня 70.

Таким образом, эффективный измерительный объем датчика меньше расчетного, определяемого геометрическими параметрами (1).

Работа дифференциальной схемы с оптическим датчиком проверялась в натуральных условиях. Расстояние между местом измерения и лазерной установкой составляло порядка 10 м. Это достигалось благодаря использованию волоконно-оптического кабеля. В принципе гибкость световодов и малое ослабление зондирующего излучения допускают длину оптической линии связи до 100 м и более. Это, в свою очередь, позволяет осуществить широкий круг натуральных экспериментов. Нами были проведены два таких эксперимента.

В первом случае измерялась скорость на оси трубы диаметром 150 мм, по которой протекал газожидкостный поток с объемной концентрацией пузырьков газа порядка (0,5—1)%. Измерения сравнивались со среднерасходной скоростью, полученной с применением мерной емкости. Число Рейнольдса составляло $1,7 \cdot 10^5$. При среднерасходной скорости 1,14 м/с результат опыта с ЛДА дал среднее значение скорости 1,07 м/с со среднеквадратичным отклонением 6,6%.

Во втором случае система измерения помещалась на теплоход, на котором выполнялись буксировочные испытания в акватории Обского водохранилища. Оптический датчик прикреплялся к обтекателю и располагался на глубине 0,4 м вне пограничного слоя корпуса корабля. Скорость теплохода определялась по мерной миле и с применением оптического зонда «1». При скорости катера 3,02 м/с результаты измерений, полученные двумя различными способами, в среднем различались на 3,1%. В случае добавления в поток песка, который вводился на расстоянии 6 м перед датчиком, разница в скорости достигала 8,6%. Скорость скольжения пузырьков газа и частиц песка в воде не учитывалась. Таким образом, соответствие скоростей движения потоков в натуральных условиях, полученных различными способами, следует считать удовлетворительным.

Итак, расчет трехволоконного ЛДА в модели интерферирующих лучей показал, что пространственная структура поля в области пересечения световых пучков зависит от угла между формирующими световодами, а аперийность — главным образом от угловой апертуры применяемых волокон. При этом методическая погрешность в определении скорости тем значительнее, чем больше угловая расходимость излучения на выходе каждого из световодов. Однако существует оптимальная область углов между формирующими световодами $20 \sim 120^\circ$, в которой относительная методическая погрешность не превышает 10%, а пространственное разрешение и отношение сигнал — шум рассматриваемой схемы максимальны. Заметим, что в экспериментах при мощности лазера ~ 15 —20 мВт отношение сигнал — шум не превосходило 15 дБ. Фактором, в первую очередь ограничивающим чувствительность рассматриваемого ЛДА, является потеря пространственной когерентности излучения при прохождении его во многомодовом световоде. Не менее важный фактор — выбор геометрических параметров датчика скорости. Использование в оптимальной геометрии схемы одномодовых оптических волокон позволит повысить отношение сигнал — шум до предельных значений, характерных для аналогичной традиционной схемы ЛДА.

Исследования показали, что дифференциальный доплеровский измеритель скорости с волоконными световодами может найти успешное применение в задачах, где его использование выгодно отличает от применения обычных ЛДА, в частности в натуральных экспериментах и в мутных потоках.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лисицын В. Н., Орлов В. А., Фомин Ю. Н., Чеботаев В. П. Лазерный доплеровский измеритель скорости непрозрачных потоков жидкости и частиц.— В кн.: Труды III Всесоюз. совещ. «Экспериментальные методы и аппаратура по исследованию турбулентности». Новосибирск: Изд. ИТФ СО АН СССР, 1980.
2. Евсеев А. Р. Лазерный доплеровский измеритель скорости со световодом.— Автоматика, 1982, № 3.
3. Дубнищев Ю. Н., Ринкявичус Б. С. Методы лазерной доплеровской анемометрии.— М.: Наука, 1982.

Поступила в редакцию 3 июня 1985 г.

УДК 621.376.52

Г. А. КОЛЧИНА, Е. В. ПАДУСОВА, А. В. ПУГОВКИН,
А. А. СИРОКЛИН

(Томск)

ДИНАМИКА ПРОХОЖДЕНИЯ ЧАСТОТНО-МОДУЛИРОВАННЫХ СИГНАЛОВ В АКУСТООПТИЧЕСКИХ УСТРОЙСТВАХ

Акустооптические (АО) устройства [1] перспективны при обработке сложных сигналов, среди которых наиболее распространенными являются сигналы с частотной модуляцией (ЧМ). Однако до настоящего времени исследование законов изменения частоты ЧМ-сигналов с помощью АО-устройств производилось лишь путем регистрации мгновенных пространственных спектров [2—4]. Временные же зависимости сигналов на выходе АО-устройств при воздействии ЧМ-радиосигналов практически не изучены. Вместе с тем исследование переходных процессов в АО-процессорах (АОП) при прохождении сложных, например, фазоманипулированных сигналов [5] показывает возможность применения их характеристик для распознавания вида и основных параметров сигнала. В связи с этим в данной работе приведены результаты теоретических и экспериментальных исследований переходных процессов в АОП при прохождении через них ЧМ-сигналов.

Теоретическое исследование прохождения линейно-частотно-модулированных (ЛЧМ) сигналов через АОП. Рассмотрим одноканальный АОП, работающий в режиме дифракции Брэгга (рис. 1). Напряженность дифрагированного светового поля в выходной плоскости процессора $E(\Omega_x, t)$ рассчитываем как функцию пространственной частоты и времени, пользуясь спектральным подходом, согласно которому [6]

$$E(\Omega_x, t) = B \int_{-\infty}^{\infty} F(\Omega) R\left(\frac{\Omega - \Omega_x}{v}\right) G(\Omega, \Omega_0, \Omega_x) \exp(i\Omega t) d\Omega, \quad (1)$$

где $F(\Omega)$ — спектр входного сигнала $f(t)$; $R((\Omega - \Omega_x)/v)$ — функция спектрального окна процессора; $G(\Omega, \Omega_0, \Omega_x) = \exp(-i\beta(z_0/2)) \times \times \sin(\beta(z_0/2))/\beta(z_0/2)$ — множитель, учитывающий особенности брэгговской дифракции; $\beta = \Omega/kv^2((\Omega - \Omega_0)/2 + \Omega_x - \Omega_0)$; $\Omega_0 = -2\pi(2vn/\lambda)\sin\theta$ — частота максимального брэгговского взаимодействия; $\Omega_x = (w_x - k\sin\theta)v$ — независимая переменная в выходной плоскости процессора, приведенная к размерности круговой временной частоты Ω и смещенная так, что на-