

перпендикулярна плоскости радиотрассы. При увеличении  $\alpha$  и  $\beta$  параметр  $\Phi_0$  убывает, причем скорость убывания уменьшается при увеличении угла падения волны на слой  $\theta_{00}$ . На экваториальных трассах характеристический эллипс, который при  $\beta=0$  вытянут поперек направления распространения, при увеличении азимута радиотрассы первоначально вырождается в окружность, а затем начинает вытягиваться вдоль направления распространения.

Учитывая соотношения (2), можно обобщить полученные результаты для радиотрасс, азимут которых превышает  $90^\circ$ .

Результаты настоящей работы могут быть использованы для получения радиометодами информации о параметрах ионосферных неоднородностей, например, степени их вытянутости или же величины отклонения, направления вытянутости реальных неоднородностей от магнитных силовых линий Земли.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Рытов С. М. Введение в статистическую радиофизику, т. 1. М., 1976.
2. Кляцкин В. И. Статистическое описание динамических систем с флуктуирующими параметрами. М., 1975.
3. Гольнский С. М., Гусев В. Д. «Геомagnetизм и аэрономия», 1976, 16, № 6, 1026.
4. Chandra H., Rastogi R. G. «Ann. Geophys.», 1972, 28, N 3, 581.
5. Зеленков В. Е., Новоселова Т. А. «Ионосферные исследования», 1972, № 21, 18.
6. Гольнский С. М. Автореф. канд. дис. МГУ, 1976.

Кафедра  
волновых процессов

Поступила в редакцию  
21.08.78

УДК (535.241.13:537.228):621.373.826

**А. В. ПРИЕЗЖЕВ, А. Г. ТИХОМИРОВ, В. А. ЯКОВЛЕВ**

### **ЛАЗЕРНЫЙ ДОППЛЕРОВСКИЙ ИЗМЕРИТЕЛЬ С ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИМ МОДУЛЯТОРОМ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ МЕДЛЕННЫХ ЗНАКОПЕРЕМЕННЫХ ТЕЧЕНИЙ С НЕПРЕРЫВНЫМ СПЕКТРОМ СКОРОСТЕЙ**

Область применения лазерных доплеровских измерителей скорости (ЛДИС) постоянно расширяется [1]. В последнее время они стали использоваться в биофизических исследованиях, в частности для измерения параметров движения цитоплазмы в живых микроорганизмах [2, 3]. Эти движения в ряде случаев носят сложный характер, что накладывает определенные ограничения на оптическую схему ЛДИС и на систему обработки доплеровского сигнала. В частности, необходимо устранить низкочастотную составляющую доплеровского сигнала, препятствующую точной регистрации спектра скоростей исследуемого объекта, сдвинуть сигнальную составляющую в подходящий частотный диапазон (например, для записи на магнитную ленту и последующей цифровой обработки), обеспечить возможность измерения знака скорости, а также уменьшить объем извлечения информации.

Для решения таких задач нами построен ЛДИС по дифференциальной схеме [1] со сдвигом частоты излучения в одном из пучков (см. рис. 1). Линейно поляризованное излучение He—Ne лазера (1) зеркалами (2) делится по амплитуде на два параллельных когерентных пучка. Один из пучков проходит через электрооптический модулятор (3), в результате чего частота излучения сдвигается на величину, соответствующую частоте модуляции  $f_m$ . Далее оба пучка проходят через фильтры (9), фокусируются и сводятся оптической системой (4) в некоторую область исследуемого потока. Излучение, рассеянное движущимися оптическими неоднородностями (5), собирается оптической системой (6) и подается на квадратичный фотоприемник (7). Частота биений, образующихся при фотодетектировании рассеянного излучения, смещается на величину  $f_m$ . Таким образом, выходной сигнал фотоприемника, соответствующий нулевой скорости движения, имеет частоту  $f_m$ , а сигналы, соответствующие положительным или отрицательным скоростям, имеют

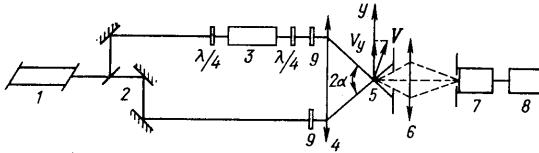


Рис. 1

частоты, смещенные выше или ниже  $f_m$  на величину доплеровского сдвига  $f_d$ , прямо пропорционального скорости. Это позволяет по направлению смещения сигнальной составляющей судить о направлении скорости. При этом низкочастотная составляющая доплеровского сигнала не смещается. Это позволяет считать доплеровский спектр, получаемый на выходе системы обработки сигнала (8), близким спектру скоростей в потоке. Полная адекватность спектров, очевидно, недостижима из-за принципиальной неустраняемости аппаратного и градиентного уширения доплеровского спектра.

Для сдвига частоты излучения использован двойной поперечный эффект Поккельса в нелинейном оптическом кристалле. Как следует из работы [4], теоретически возможна полная перекачка энергии входящего в кристалл пучка с частотой  $f$  в энергию выходящего пучка, частота которого сдвинута на величину  $f_m$ . Условия идеального преобразования следующие: входящая в кристалл световая волна имеет циркулярную поляризацию, волна в кристалле распространяется вдоль его оптической оси, приложенное к кристаллу модулирующее электрическое поле частоты  $f_m$  имеет круговую поляризацию и строго поперечно. При выполнении этих условий световое поле на выходе из кристалла имеет вид

$$E(z) = E_0 \begin{pmatrix} 1 \\ \pm i \end{pmatrix} e^{i2\pi f t} \cos Bz \pm i E_0 \begin{pmatrix} 1 \\ \pm i \end{pmatrix} e^{i2\pi(f \pm f_m)t} \sin Bz,$$

где  $E_0$  — амплитуда входной волны,  $B = \pi \frac{n^3 r_{22} E_m}{\lambda}$ ,  $E_m = U_m/d$ ,

$U_m$  — амплитуда модулирующего поля,  $r_{22}$  — компонента тензора электрооптического эффекта,  $d$  — толщина кристалла. Видно, что полная перекачка осуществляется при условии  $Bz = \pi/2$ .

В нашей установке для сдвига частоты использовался кристалл  $\text{LiNbO}_3$  размерами  $30 \times 1,5 \times 1,5$  мм<sup>3</sup> с наклеенными на боковые грани посеребренными электродами. На взаимно перпендикулярные электроды подавались сдвинутые по фазе на  $\pi/2$  синусоидальные напря-

жения с амплитудой  $U_m=250$  В. Преобразование линейно поляризованного излучения в циркулярно поляризованное, и наоборот, производилось фазовыми пластинками  $\lambda/4$ .

В реальном эксперименте полную перекачку энергии достичь невозможно по ряду причин: из-за неоднородности модулирующего поля и непостоянства свойств границ кристалла в нем возбуждаются акустические волны, вызывающие потери энергии светового поля [5]; из-за трудно устранимой остаточной линейности поляризации входящей в кристалл волны имеет место амплитудная модуляция выходящей волны с частотой  $f_m$ ; при слабой эллиптичности модулирующего

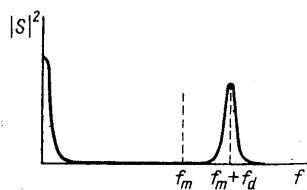


Рис. 2

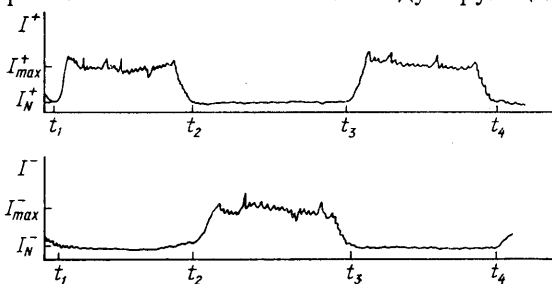


Рис. 3

поля происходит двухполосная перекачка в волны с частотами  $f-f_m$  и  $f+f_m$ . Помимо этого появляются гармоники модулирующей частоты. Гармоники модулирующей частоты появляются в выходном излучении также при непараллельности электродов, к которым подводится модулирующее напряжение.

Однако значение перечисленных факторов в эксперименте может быть сделано достаточно малым. Определенная потеря энергии излучения, возникающая при фильтрации паразитных компонент и последующем выравнивании интенсивностей в зондирующих пучках (фильтры 9, рис. 1), вполне допустима, так как при исследовании живых микрообъектов общая интенсивность должна быть достаточно малой.

Сдвиг сигнальной составляющей доплеровского спектра, полученного от ламинарного потока с шариками полистерола, показан на рис. 2. Здесь  $f_m=3$  кГц и  $f_d=1$  кГц, что соответствует проекции скорости потока на направление  $y$ :  $V_y = \frac{f_d \lambda}{2 \sin \alpha/2} = 1,68$  мм/с. Запись спектра производилась самописцем Н-328 с анализатора спектра С4-12.

С помощью описанной установки проведено исследование знакопеременного течения цитоплазмы в тяжах плазмодия миксомицета Physarum. Это течение отличается непрерывным спектром скоростей — в моменты наиболее интенсивного течения различные цитоплазматические включения движутся вдоль тяжа со скоростями от 0 до 3 мм/с. Кроме того, зарегистрировано наличие у светорассеивающих гранул сравнительно больших компонент скорости в направлении поперек тяжа [2, 3]. Однако характер этого движения оставался неисследованным, так как использовались схемы ЛДИС, нечувствительные к знаку скорости. Нашей задачей являлось сравнение характера движения в продольном и поперечном направлениях. Для этого проводилась параллельная регистрация доплеровских сигналов на частотах

$f_m + f_d$  и  $f_m - f_d$  при помощи двух анализаторов спектра С4-12. При этом частота  $f_d$  изменялась от 0 до 2,5 кГц.

На рис. 3 представлены снятые параллельно временные зависимости интенсивности доплеровских сигналов  $I^+$  и  $I^-$  соответственно на частотах  $f^+ = f_m + f_d = 4$  кГц и  $f^- = f_m - f_d = 2$  кГц. При этом вектор чувствительности ЛДИС был направлен вдоль тяжа. Мгновенное значение интенсивности  $I'$  на фиксированной частоте  $f'$  пропорционально количеству частиц, движущихся со скоростью  $V = \frac{f_d \lambda}{2 \sin \alpha/2}$  (с точностью до величины  $I_N$ , характеризующей уровень помех). Подобные зависимости были получены на разных частотах вплоть до значения  $f_d V_{\max} = 2,5$  кГц, при котором сигнал уменьшался до уровня  $I_N$ . Точное значение  $f_{d\max}$  индивидуально для каждого тяжа плазмодия.

На рис. 4 приведены аналогичные зависимости, снятые на тех же частотах, но при ориентации вектора чувствительности поперек тяжа.

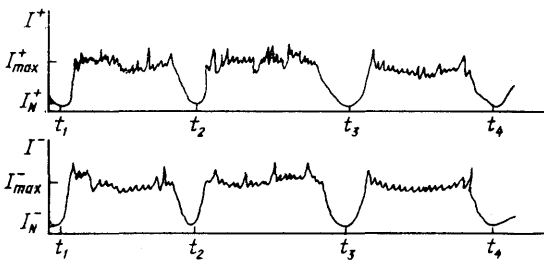


Рис. 4

Видно, что в любой момент времени имеются частицы, движущиеся в противоположных направлениях, причем их среднее число одинаково. Моменты времени  $t_1$ ,  $t_2$ ,  $t_3$  и  $t_4$  соответствуют моментам остановки течения, цитоплазмы. При возрастании частоты  $f_d$  максимум интенсивности сигнала  $I_{\max}$  монотонно убывает и лишь при  $f_d = 2$  кГц умень-

шается до уровня помех, причем, чем больше  $f_d$ , тем длительнее пауза вблизи моментов остановки.

Наблюдаемое отличие доплеровских сигналов на рис. 3 и рис. 4 можно, по-видимому, объяснить непрямолинейностью движения светорассеивающих цитоплазматических включений. Сталкиваясь друг с другом, гранулы отклоняются от прямолинейного движения вдоль тяжа, их векторы скорости приобретают поперечную компоненту, которая и регистрируется прибором. В оптический микроскоп заметить движение поперек тяжа не удастся, видимо, из-за того, что длина пробега частиц между столкновениями мала.

Полученная информация важна для построения правильной модели цитоплазматического движения, однако необходимы дополнительные исследования, в частности, для ответа на вопрос о том, отличается ли движение гранул различного размера по скоростям и траекториям и какова роль столкновений частиц при движении в потоке.

Авторы благодарят Ю. М. Романовского и Б. Н. Юдина за постоянное внимание и помощь в работе.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ринкевичус Б. С. Лазерная анемометрия. М., 1978.
2. Mistacich R. V., Ware B. R. «Protoplasma», 1977, 91, N 4, 351.
3. Приезжев А. В. и др. «Биофизика», 1978, 23, № 3, 541.
4. Bührer C. et al. «Appl. Phys. Lett.», 1962, 1, N 2, 46.
5. Campbell J. P., Steier W. H. «IEEE Journ. Quant. Electron.», 1971, QE-7, 450.