

СОВЕЩАНИЯ И КОНФЕРЕНЦИИ

73

**НАУЧНАЯ СЕССИЯ
ОТДЕЛЕНИЯ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ И АСТРОНОМИИ
АКАДЕМИИ НАУК СССР
(29—30 марта 1972 г.)**

29 и 30 марта 1972 г. в конференц-зале Физического института им. П. Н. Лебедева АН СССР состоялась научная сессия Отделения общей физики и астрономии АН СССР. На сессии были заслушаны доклады:

1. А. А. Абрикосов. Переход полуметалла в экситонный диэлектрик в сильном магнитном поле.

2. И. Б. Левинсон, Э. И. Рашба. Связанные состояния электронов и экситонов с оптическими фононами в полупроводниках.

3. В. С. Летохов. Нелинейные узкие молекулярные резонансы, индуцируемые лазерным излучением, и их применение в спектроскопии и квантовой электронике.

4. В. А. Зверев, Е. Ф. Орлов. Оптические методы обработки информации в радиофизике и медицине.

Ниже публикуется краткое содержание прочитанных докладов.

А. А. Абрикосов. Переход полуметалла в экситонный диэлектрик в сильном магнитном поле. Переход между металлом и диэлектриком рассмотрел впервые Мотт в 1961 г. Один из выводов заключался в следующем. Если металл является четным π , следовательно, содержит равное число электронов и дырок, то между носителями разных знаков действуют силы кулоновского притяжения. Если носителей мало, то они связываются в квазиатомные комплексы из электронов и дырок, называемые экситонами Ванье. Если же носителей много, то кулоновские силы экранируются, и образование связанного состояния может оказаться невозможным. Отсюда Мотт предсказал фазовый переход I рода от диэлектрической фазы к металлической при непрерывном изменении внешнего параметра (например, давления), меняющего энергетическую щель между зонами.

В 1963 г. Нокс обратил внимание на то, что при переходе между диэлектриком и металлом может образоваться новая промежуточная фаза, которую теперь принято называть экситонным диэлектриком. Если идти со стороны диэлектрика и уменьшать энергетическую щель между валентной зоной и зоной проводимости E_g , то при $E_g < \epsilon_0$, где

$$\epsilon_0 = m^* e^4 / 2\hbar^2 \kappa^2 = Ry^*$$

(m^* — эффективная масса, κ — диэлектрическая проницаемость), в веществе появляется конечное число экситонов. В зависимости от их плотности (т. е. величины $\epsilon_0 - E_g$), соотношения масс и их анизотропии, положения экстремумов первоначальных энергетических зон и их количества, величины спин-орбитальной связи и др. возможны разные варианты. Экситоны могут образовать неидеальный бозе-газ, связаться в квазимолекулы («биэкситоны»), образовать молекулярную жидкость и при большой разнице масс — молекулярный кристалл. Макроскопически это может сопровождаться появлением новой периодичности в кристалле. При этом тоже возможны разные случаи: вариация плотности заряда, плотности тока, плотности спина и т. д.

При увеличении плотности экситонов все молекулярные комплексы и даже сами экситоны раздавливаются, и где-то в области отрицательных E_g (т. е. в области перекрытия первоначальных энергетических зон) возникает квантовая жидкость с парной электронно-дырочной корреляцией наподобие парной корреляции электронов в сверхпроводниках. Эта жидкость переходит в обычный металл путем фазового пере-

хода II рода. Такой предел легче для теоретического рассмотрения. Первый расчет был сделан в 1964 г. Л. В. Келдышем и Ю. В. Копаевым для модели спектра, содержащего одну группу электронов и одну группу дырок с изотропной зависимостью $\epsilon(\mathbf{p})$, в предположении большой плотности носителей ($e^2/\hbar v \ll 1$, $v = p_0/m^*$ — скорость на границе Ферми, p_0 — граничный импульс Ферми). В результате оказалось, что диэлектрическая фаза может существовать при любых плотностях, причем энергетическая щель и критическая температура перехода в металлическую фазу имеют порядок величины $\Delta \sim (p_0^2/m^*) \exp(-\alpha \hbar v/e^2)$, $\alpha \sim 1$.

Однако в реальных металлах спектры электронов и дырок сильно анизотропны. Это приводит к тому, что экситонный диэлектрик не может образовываться при любой плотности носителей, и в области $E_g < 0$ может существовать лишь при $|E_g| \leq \epsilon_0$, где приближение, принятое в модели Келдыша и Копаева, не выполняется.

С экспериментальной точки зрения получение фазы экситонного диэлектрика — задача очень сложная, ибо в полуметаллах, где этого легче всего ожидать, $\epsilon_0 \sim 0,01$ — $0,1$ °K, что накладывает жесткие ограничения на температуру и в особенности на чистоту кристалла. Последнее (концентрация примеси меньше 10^{12} см⁻³) пока невыполнимо.

В 1969 г. автор, рассматривая проводимость полуметаллов в предельно сильных магнитных полях, пришел к выводу о неизбежности возникновения фазы экситонного диэлектрика. Аналогичную мысль высказал независимо Фентон в Канаде. После этого автором были предприняты теоретические исследования новой фазы, а Н. Б. Брандтом и С. М. Чудиновым в МГУ детальные экспериментальные поиски на сплавах висмут — сурьма под давлением. В результате в настоящее время существование фазы экситонного диэлектрика в сильном магнитном поле можно считать твердо установленным.

Применение сильного магнитного поля создает следующие преимущества:

1) Для изолированного экситона при $\hbar\Omega \gg \epsilon_0$, где $\Omega = eH/m^*c$ — циклотронная частота, энергия связи имеет порядок $\epsilon_0 \ln^2(\hbar\Omega/\epsilon_0)$. В опытах Брандта и Чудинова $\hbar\Omega/\epsilon_0 \sim 10^4$, так что энергия связи становилась порядка нескольких градусов.

2) На металлическом пределе, т. е. при $E_g < 0$, достаточно сильное магнитное поле создает «одномеризацию» движения электронов и дырок. В результате вредное влияние анизотропии спектра полностью ликвидируется и образование экситонного диэлектрика возможно при любой плотности носителей, т. е. любых $E_g < 0$.

Теоретическое исследование в пределе большой плотности обнаружило много различных возможных случаев в зависимости от направления магнитного поля и знака эффективного взаимодействия между носителями. Весьма серьезную помощь в этой классификации и анализе оказал метод учета поперечного движения носителей, описываемого нулевыми осцилляторными функциями, разработанный С. А. Бразовским.

В результате теоретического анализа были сделаны следующие общие заключения:

а) Невозможно спаривание носителей одного знака, т. е. сверхпроводимость.

б) Если знак эффективного взаимодействия кулоновский, то возможно спаривание электронов с дырками или квазичастицы типа электрона с квазичастицей типа дырки из разных электронных групп, если все эти группы неодинаковы. Спаривание происходит между теми двумя группами носителей, между которыми взаимодействие сильнее. Остальные остаются свободными.

в) Если знак взаимодействия определяется фононами, т. е. противоположен кулоновскому, то возможно спаривание квазичастицы типа электрона с квазичастицей типа дырки в одной электронной группе, но только в том случае, если есть несколько симметричных (по отношению к направлению магнитного поля) электронных групп. Дырки и те электроны, которые не относятся к симметричным группам, остаются свободными.

г) При кулоновском знаке взаимодействия и нескольких симметричных электронных группах в случае спаривания электронов из этих групп с дырками или с несимметричной электронной группой, хотя все электроны симметричных групп участвуют в спаривании, физические свойства системы таковы, как будто участвует лишь одна из симметричных групп, а остальные остаются свободными.

д) Если направление поля несимметрично и все группы электронов неодинаковы, то возможна последовательность переходов: 1) спаривание двух групп, 2) спаривание двух из оставшихся и т. д.

Математический аппарат теории близок к теории сверхпроводимости. Физические свойства вещества при наличии спаривания определяются тем, что при понижении температуры от критической температуры (точка фазового перехода II рода в металл) $T_c \sim (p_0^2/m^*) \exp(-\chi \hbar v/e^2)$ до нуля часть носителей выбывает из игры в основном по закону $e^{-\Delta/T}$, где $\Delta \sim T_c$. Это сказывается в теплопроводности, проводимости, электронной теплоемкости и других эффектах. В частности, проводимость имеет вид

$$\sigma(T \ll T_c) = \sigma(0) + aTe^{-\Delta/T}.$$

Отношение $\sigma(0)/\sigma(T_c)$ зависит от конкретного случая. Если эффективные массы электронов и дырок удовлетворяют неравенству $m_e \ll m_h$, то проводимость определяется в основном электронами. Если после спаривания остается доля α всех электронов, то $\sigma(0)/\sigma(T_c) = \alpha$. Если же все электроны спариваются, то в этом случае $\sigma(0)/\sigma(T_c) \sim (m_e/m_h)^2 \ll 1$. Температура перехода T_c и энергетическая «щель» Δ уменьшаются при введении примесей. При концентрации примесей больше некоторой критической, такой, что обратное время столкновений становится равным $\hbar/\tau_c \sim T_{c0}$ (T_{c0} — критическая температура чистого вещества), экситонный диэлектрик не образуется. При меньших концентрациях (таких, что $0,91/\tau_c < 1/\tau < 1/\tau_c$) $T_c \neq 0$, но $\Delta = 0$, т. е. фаза образуется, но «бесщелевая». При наличии спаривания должно наблюдаться появление новой периодичности потенциала в кристалле с малой амплитудой.

Эти теоретические предсказания полностью подтверждаются экспериментами Н. Б. Брандта и С. М. Чудинова (максимальная достигнутая критическая температура 7 °K). Кроме того, в эксперименте наблюдается фазовый переход II рода и при $E_g > 0$, т. е. из диэлектрической фазы. Теория этого явления пока еще не создана.

И. Б. Левинсон, Э. И. Рацба. Связанные состояния электронов и экситонов с оптическими фононами в полупроводниках. Многообразие свойств твердых тел определяется законами дисперсии квазичастиц и характером взаимодействия между ними. Поэтому возникновение связанных состояний квазичастиц существенно меняет различные свойства кристаллов, особенно оптические. Хорошо известный пример — экситон Мотта (связанное состояние электрона и дырки).

Связанные состояния возникают под порогом распада. Ситуация вблизи порога распада с испусканием оптического фонона представлена на рис. 1. Выше порога $\varepsilon = \hbar\omega_0$ возможен распад, и в этой области спектр отсутствует. Поэтому, когда «затравочная энергия» $\varepsilon_0(p)$ приближается к порогу, в истинном спектре $\varepsilon(p)$ возникают специфические особенности¹. Приближение энергии ε_0 к порогу $\hbar\omega_0$ может быть реализовано также при изменении внешнего параметра, управляющего спектром (магнитное поле, давление). В этом случае пороговая ситуация соответствует резонансной: расстояние между двумя электронными или экситонными уровнями совпадает с $\hbar\omega_0$. Именно таким путем были экспериментально обнаружены пороговые явления^{2,3}. В дальнейшем под p понимается любой параметр, управляющий спектром. Кривые 1—3 изображают три типичных поведения спектра: пересечение с порогом, касание и асимптотическое приближение. В последних двух случаях принято говорить о пиннинге^{2,4-8}.

Изучение взаимодействия с оптическими фононами интересно тем, что можно проследить за изменением доли участия фононов в образовании квантового состояния при изменении p . Кривая типа 3 возникает в задаче о магнитополяроне (p — магнитное поле^{5,6}, или компонента импульса вдоль \mathbf{H} ⁷) и в задаче о примесном центре⁴. Когда p заметно превышает p_0 , имеется связанное состояние фонона с импульсом $q \approx p$ и электрона с импульсом, близким к нулю. Иначе говоря, энергия и импульс возбуждения принадлежат почти целиком фонону, а электрон определяет только заряд. Очевидно, что при слабом взаимодействии между частицами (константа связи $\alpha \ll 1$) нельзя представить себе другого возбуждения с энергией, близкой к $\hbar\omega_0$ и не зависящей от p . При $p \approx p_0$ доля фонона падает до 1/2 (гибридное состояние), а при p , заметно меньших p_0 , падает до $\alpha \ll 1$. Аналогичным образом меняется характер состояний вдоль кривой типа 2, где связанные состояния имеются вблизи точки окончания. Такая кривая возникает, например, в задаче о магнитоэкситоне (p — магнитное поле⁸). Напротив, для кривой типа 1 участие фононов всюду мало и связанные состояния отсутствуют. Из вышесказанного следует, что в большинстве случаев состояния под порогом, как и обычно, оказываются связанными состояниями тех частиц, которые существуют как свободные над порогом.

Наиболее существенным теоретическим результатом изучения спектра вблизи порога является доказательство существования в этой области дополнительных ветвей спектра, которые на всем своем протяжении являются связанными состояниями. Для магнитополярона такие ветви изображены на рис. 2; они образуют последовательность, ступающую к порогу и лежащую на расстоянии $\sim \alpha^2 \hbar\omega_0$ от него⁹. Экспериментальное отыскание таких связанных состояний электрона и фонона является интересной задачей, вполне реальной, как показывают оценки, например, в CdTe. В спектре поглощения свободных носителей связанные состояния должны проявиться в виде

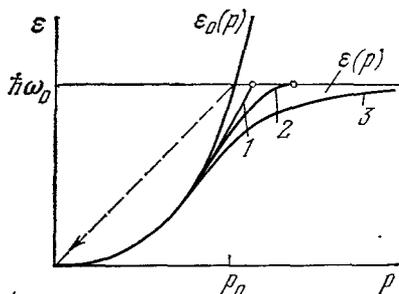


Рис. 1.

дискретных линий (переходы, показанные стрелками на рис. 2). Аналогичные ветви имеют место под порогом рождения трех частиц — дырки, электрона и фонона — в сильном магнитном поле¹⁰. Роль магнитного поля в этих случаях заключается в создании квазиодномерности — большой плотности состояний на дне зоны, куда сваливается электрон, испустив фонон (стрелка на рис. 1). Благодаря этому возрастает вероятность распада, т. е. эффективная сила взаимодействия, что благоприятствует связыванию.

Другим фактором, благоприятствующим связыванию квазичастиц, является подавление кинетической энергии отдачи при больших массах квазичастиц. Поэтому

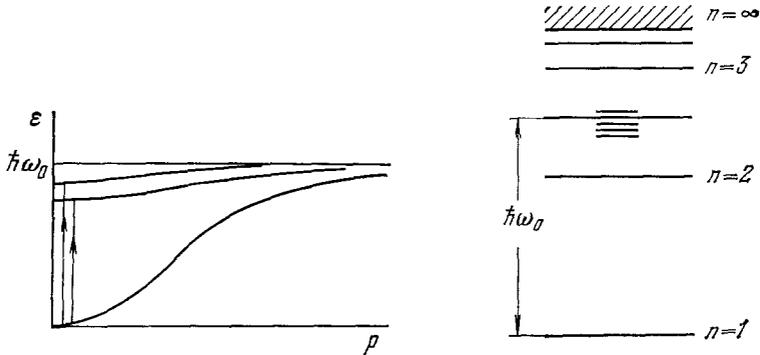


Рис. 2.

Рис. 3.

при сильной связи ($\alpha \gg 1$), когда масса полярона пропорциональна α^4 и очень велика, и при отсутствии магнитного поля возникает последовательность связанных состояний полярона и фонона¹¹; именно в этой задаче впервые и были получены дополнительные ветви. Отдача полностью подавлена, если электрон локализован на примесном центре. Поэтому даже в слабой связи возникает бесконечная система уровней (рис. 3), описывающих связанные состояния электрона и фонона¹². В отличие от задачи о магнитополяроне конечное число таких уровней лежит над порогом (соответственно числу электронных уровней под порогом). Возможно, что связанные состояния такого рода уже наблюдались экспериментально¹³.

Следует подчеркнуть, что связанные состояния с оптическим фононом возникают в задаче, где не сохраняется число частиц и поэтому не существует простой модели взаимодействия в конфигурационном пространстве. В связи с этим дополнительные ветви могут быть найдены только при исследовании интегрального уравнения для амплитуды рассеяния или волновой функции.

Отметим также, что возникновение дополнительных ветвей никак не связано с резонансной ситуацией.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. П. Питаевский, ЖЭТФ, 36, 1168 (1959).
2. E. J. Johnson, D. M. Larsen, Phys. Rev. Lett. 16, 655 (1966).
3. A. Onton et al., ibid. 19, 781 (1967).
4. И. М. Коган, Р. А. Сурис, ЖЭТФ 50, 1279 (1966).
5. P. S. Nagreg, Proc. Phys. Soc. 92, 793 (1967).
6. Л. И. Коровин, С. Т. Павлов, ЖЭТФ 53, 1708 (1967).
7. И. Б. Левинсон, А. Ю. Матулис. Письма ЖЭТФ 11, 360 (1970).
8. Э. И. Рашба, В. М. Эдельштейн, ЖЭТФ 61, 2580 (1971).
9. И. Б. Левинсон, Письма ЖЭТФ 12, 496 (1970); И. Б. Левинсон и др., ЖЭТФ 61, 843 (1971); В. И. Каплан, И. Б. Левинсон, ФТТ 14, 1412 (1972).
10. И. Б. Левинсон, Письма ЖЭТФ 15, 574 (1972).
11. В. И. Мельников, Э. И. Рашба, ibid. 10, 95, 359 (1969).
12. Э. И. Рашба, ibid. 15, 577 (1972).
13. D. C. Reynolds et al., Phys. Rev. B4, 1868 (1971).

В. С. Летохов. Нелинейные узкие молекулярные резонансы, индуцируемые лазерным излучением, и их применение в спектроскопии и квантовой электронике. Одной из характерных черт развития физики за последние два десятилетия является, по-видимому, получение узких и стабильных по частоте резонансов взаимодействия

электромагнитного излучения с квантовыми переходами. В 50-е годы была развита техника получения узких резонансов в радиодиапазоне с помощью атомных и молекулярных пучков. Такие узкие радиочастотные резонансы легли в основу квантовых стандартов частоты и принятой сейчас во всем мире атомной шкалы времени. Чрезвычайно узкие резонансы в более высокочастотной области спектра, на ядерных переходах, были обнаружены Мессбауэром в 1958 г. Узкие резонансы ядерных переходов без отдачи в кристалле обеспечивают сейчас наивысшую чувствительность физического эксперимента, порядка 10^{-16} — 10^{-18} . В промежуточной, оптической, области спектра до недавнего времени ширина резонансов была обычно не меньше 10^{-6} . В докладе рассматривается, каким образом с помощью лазерного излучения можно получать узкие резонансы внутри доплеровской линии поглощения молекул в газе с относительной шириной 10^{-8} — 10^{-9} (см. 1-3). Значения относительной ширины наиболее узких резонансов квантовых переходов в микроволновой, оптической и γ -области спектра приведены на рис. 1.

Доплеровское уширение является неоднородным — центр спектральной линии поглощения каждой частицы ω зависит от ее скорости v ($\omega = \omega_0 + kv$, где ω_0 — центр линии неподвижных частиц, k — волновой вектор световой волны). Доплеровская ширина $\Delta\nu_d$ может значительно превышать однородную ширину 2Γ , определяемую радиационным затуханием и столкновениями. Плоская когерентная световая волна с частотой ν и интенсивностью, достаточной для насыщения поглощения, переводит в возбужденное состояние только частицы, скорость которых удовлетворяет условию резонанса

$$|\omega_0 + kv - \nu| \leq \Gamma. \tag{1}$$

В результате в доплеровском контуре на частоте ν выжигается «дырка» с шириной $\Delta\nu = 2\Gamma(\sqrt{1+G^2})$, где $G^2 = aG^2$ — степень насыщения поглощения, определяемая напряженностью поля. Коэффициент насыщенного поглощения определяется выражением $\kappa = \kappa_0(1+G^2)^{-1/2}$, где κ_0 — коэффициент поглощения для слабого поля. Таким образом, если световая волна является: 1) монохроматичной; 2) плоской; 3) интенсивной, то в широком доплеровском контуре образуется «дырка», содержащая информацию о более узкой однородной ширине.

Для получения узкого резонанса в центре доплеровской линии достаточно точно навстречу сильной волне направить слабую пробную плоскую волну с такой же частотой. Пробная волна взаимодействует с молекулами, скорость которых удовлетворяет другому условию резонанса:

$$|\omega_0 - kv - \nu| \leq \Gamma, \tag{2}$$

т. е. с частицами, имеющими такую же проекцию скорости, но в противоположном направлении относительно сильной волны. Из условий (1) и (2) следует, что если частота волн ν не совпадает с частотой квантового перехода ω_0 , то обе волны взаимодействуют с совершенно различными группами молекул, т. е. пробная волна не чувствует сильной волны. Однако если частота волн совпадает с центром линии ($\nu = \omega_0$), то обе волны взаимодействуют с одной группой молекул, имеющих нулевую проекцию скорости на направление волн. Таким образом, поглощение пробной волны резонансно уменьшается в центре доплеровской линии, так как она взаимодействует с молекулами, поглощение которых насыщено сильным полем⁴. Это и есть узкий молекулярный резонанс, индуцируемый лазерным излучением.

Ширина узкого резонанса определяется однородной шириной и при низком давлении газа ($\sim 10^{-3}$ тор) может ограничиваться только конечным временем пролета молекул через световой луч, т. е. составлять $\sim 10^6$ $\mu\text{с}$. На рис. 2, а показана форма узкого резонанса, наблюдаемого в центре доплеровской линии одного вращательно-колебательного перехода полосы ν_3 молекулы SF_6 с помощью излучения CO_2 -лазера

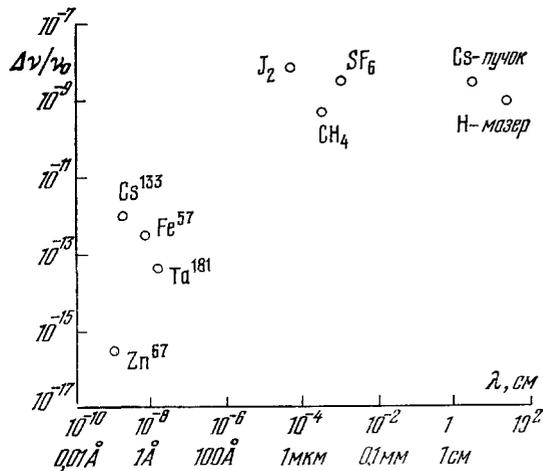


Рис. 1. Относительная ширина наиболее узких резонансов в спектрах атомов (Cs, H) в радиодиапазоне, молекул (CH_4 , J_2 , SF_6) в оптической области и ядер (Cs^{133} , Zn^{67} , Fe^{57} , Ta^{181}) в γ -области.

на линии $P(18)$ 10,6-мкм полосы⁵. Если доплеровская линия поглощения состоит из нескольких линий, скрытых доплеровским уширением, то узкий резонанс образуется в центре каждой линии, т. е. этот метод позволяет осуществлять лазерную спектроскопию внутри доплеровской линии. Пример такого наблюдения с молекулой и линией излучения $P(16)$ CO_2 -лазера показан на рис. 2, б⁶.

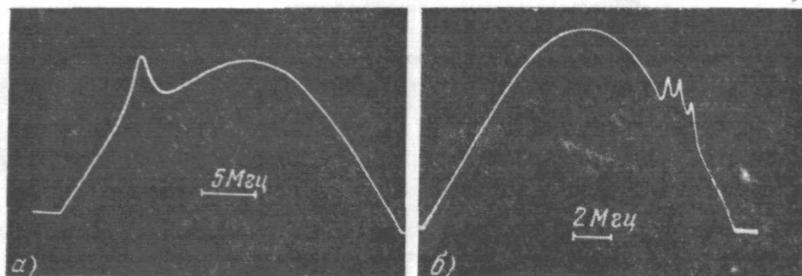


Рис. 2. Узкие резонансы, наблюдаемые при насыщении поглощения на вращательно-колебательных переходах полосы ν_3 молекулы SF_6 под действием излучения CO_2 -лазера на линиях $P(18)$ (а) и $P(16)$ (б) 10,6-мкм полосы (ширина доплеровской линии SF_6 равна 30 Мгц).

По узкому молекулярному резонансу, принадлежащему симметричной молекуле без дипольного момента, т. е. молекуле, не подверженной заметному влиянию внешних электрических и магнитных полей, можно осуществлять высокоточную стабилизацию частоты лазера¹⁻⁴. В докладе рассмотрены пути повышения стабильности и воспроизводимости частоты лазеров с помощью узких молекулярных резонансов до величины 10^{-13} — 10^{-14} и использование лазеров для измерения малых изменений оптических длин с чувствительностью $\Delta l/l \approx$ до 10^{-15} .

ЛИТЕРАТУРА

1. В. С. Летохов, Письма ЖЭТФ 6, 597 (1967).
2. В. Н. Лисицын, В. П. Чеботаев, ЖЭТФ 54, 419 (1968).
3. R. L. Varger, J. L. Hall, Phys. Rev. Lett. 22, 4 (1969).
4. В. С. Летохов, В. П. Чеботаев, Письма ЖЭТФ 9, 364 (1969).
5. Н. Г. Басов, О. Н. Компанец, В. С. Летохов, В. В. Никитин, ЖЭТФ 59, 394 (1970).
6. О. Н. Компанец, В. С. Летохов, ЖЭТФ 62, 1302 (1972).

В. А. Зверев, Е. Ф. Орлов. Оптические методы обработки информации в радиофизике и медицине. Оптические методы обработки информации обладают рядом преимуществ перед электронными при выполнении многоканальных интегральных преобразований (измерение спектров, корреляционных функций, распределения вероятностей). С помощью оптических систем эти операции можно проводить одновременно во многих параллельных каналах. В связи с появлением лазеров, успехами в области голографии значительное внимание уделяется развитию оптических методов обработки информации, основанных на свойствах когерентного света. Однако требование когерентности света, положенное в основу вычислителя, трудно выполнить при вводе исследуемого сигнала в схему обработки. Известны оптические вычислители, допускающие применение некогерентного света, но в них при сравнительной легкости ввода информации значительно уменьшается точность вычислений. Уменьшение точности вычислений происходит вследствие того, что их результат наблюдается на сильном мешающем фоне, который отсутствует при использовании когерентного света.

В докладе описан новый принцип построения оптических вычислителей, позволяющий просто вводить исследуемую информацию и в то же время сохранить высокую точность вычислений. Основная идея предлагаемого метода состоит в применении согласованной пространственной и временной модуляции светового потока. Для вычислений используется модуляция одного вида: либо пространственная, либо временная, а другой вид модуляции используют для повышения точности вычислений путем применения пространственной или временной фильтрации полезного сигнала. Экспериментальные исследования рассмотренных принципов показали возможность построения соответствующей аппаратуры оптической обработки информации (систе-

мы ОСА)¹, которые по точности вычислений не уступают аппаратуре, использующей когерентный свет. В то же время системы ОСА лучше используют диапазон низких пространственных частот, и поэтому в них могут использоваться менее точные оптические детали¹.

Применение методов ОСА для решения конкретных задач привело к разработке эффективного метода предварительной обработки информации — метода обобщенных двумерных голограмм². Обобщенная двумерная голограмма получается путем представления исходной информации $f(t)$ в виде $f(t)f(t - \tau)$ как функции двух координат t и τ . Обращение обобщенной голограммы по τ и усреднение по t позволяют измерять параметры спектра процесса $f(t)$ с высоким разрешением и одновременным упрощением его структуры, необходимым для решения ряда задач. Метод успешно применен для измерения технической ширины линии кварцевого генератора³, измерения пространственных корреляционных функций волновых полей с большим временем усреднения⁴, к некоторым задачам стереофонического звуковоспроизведения⁵, для оперативной интерференционной спектроскопии⁵.

Применение метода оказалось плодотворным для решения ряда задач медицинской диагностики⁶,⁷. Запись сигнала фонокардиограммы в виде обобщенной голограммы на плоскости частота — время позволяет эффективно использовать избыточность информации в сигнале, устранить ее при вводе в вычислительное устройство, а в ряде случаев такое представление дает возможность установить простые диагностические признаки⁶.

Обобщенная голограмма баллистокордиограммы позволяет легко измерить абсолютные уровни сил, действующих в сердечно-сосудистой системе⁸. Измерение относительных уровней некоторых гармонических составляющих этих сил позволяет объективно оценивать силу сердечной мышцы, относительную активность работы правой и левой половин сердца и ряд других параметров, имеющих физиологическое и диагностическое значение⁷.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Зверев, Е. Ф. Орлов, Оптические анализаторы, М., «Сов. радио», 1971.
2. В. А. Зверев, Радиотехника 26 (6), 2 (1971).
3. В. А. Зверев, Е. Ф. Орлов и др., Изв. вузов (Радиофизика) 12, 1169 (1969).
4. В. А. Зверев, И. К. Спиридонова, Акуст. ж. 7, 428 (1961).
5. С. М. Горский, В. А. Зверев, Изв. вузов (Радиофизика) 11, 1205 (1968).
6. В. А. Зверев и др., Педиатрия, № 8, 21 (1970).
7. В. А. Зверев и др., Мед. техн., № 6, 28 (1971).
8. К. В. Зверева, В. А. Зверев, И. К. Спиридонова, Врачебное дело, № 1, 10 (1970).