

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУКСОВЕЩАНИЯ И КОНФЕРЕНЦИИ

53(048)

**НАУЧНАЯ СЕССИЯ ОТДЕЛЕНИЯ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ И АСТРОНОМИИ  
И ОТДЕЛЕНИЯ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ АКАДЕМИИ НАУК СССР**

(23—24 ноября 1983 г.)

23 и 24 ноября 1983 г. в Физическом институте им. П. Н. Лебедева АН СССР и Институте спектроскопии АН СССР (г. Троицк, Московская обл.) состоялась совместная научная сессия Отделения общей физики и астрономии Отделения ядерной физики АН СССР. На сессии были заслушаны доклады:

23 ноября (ФИАН СССР)

1. Е. М. Дианов, А. Я. Карасик, А. М. Прохоров. Нелинейные оптические явления в волоконных световодах.
2. И. В. Александров, З. В. Нестерова. Конкуренция нелинейных процессов преобразования энергии пикосекундных импульсов в оптических волокнах.
3. И. Н. Сисакян, А. Б. Шварцбург. Нелинейные волны в волоконно-оптических информационных системах.

24 ноября (ИСАН СССР)

4. С. Л. Мандельштам. О работе Института спектроскопии АН СССР.
5. К. К. Ребане. Бесфононные линии в лазерной спектроскопии молекул и кристаллов.
6. В. С. Летохов. Лазерная фононионизационная спектроскопия с чувствительностью на уровне единичных атомов и молекул.
7. В. М. Агранович. Современные проблемы спектроскопии поверхности. Краткое содержание пяти докладов приводится ниже.

[535.375 + 621.372] (048)

Е. М. Дианов, А. Я. Карасик, А. М. Прохоров. Нелинейные оптические явления в волоконных световодах. Прогресс в технологии изготовления стеклянных волоконных световодов с малыми оптическими потерями порядка 1 дБ/км в широкой области спектра вызвал развитие по сути нового направления — нелинейной оптики волоконных световодов<sup>1</sup>. Крайне малые поперечные размеры, составляющие в одномодовых волоконных световодах величины 5—10 мкм, позволяют достичь плотности излучения 1 МВт/см<sup>2</sup> при мощности накачки всего 1 Вт. Этот факт в совокупности с очень большой длиной взаимодействия света со средой (десятки — сотни метров) позволил резко понизить мощности накачки, при которых наблюдаются нелинейные эффекты. Так, пороги ВКР и ВРМБ в световодах достигают уровня сотен-десятков мВт<sup>2,3</sup>. При этом существенно расширяются возможности применения в качестве источников накачки относительно маломощных, в том числе и перестраиваемых лазеров.

Однако не только перечисленные выше факторы обуславливают большой интерес исследователей. Возможность независимо от поперечного распределения поля накачки возбуждать световодные моды, имеющие разные эффективные показатели преломления, возможность, меняя параметры световода, например радиус сердцевинки, изменять число мод, переходя от статистического случая с числом мод  $>10^3$  к возбуждению дискретного заданного числа мод и, наконец, к одномодовому режиму; такой замечательный факт, что мода не меняет конфигурации своего поля на всей длине взаимодействия — эти стороны открыли новые экспериментальные перспективы.

Наиболее активно в настоящее время исследуются вынужденные четырехфотонные процессы в волоконных световодах. Фазовый синхронизм взаимодействующих волн на значительной длине световода достигается за счет компенсации материальной дисперсии либо межмодовой, либо волноводной дисперсией (см. <sup>4,5</sup> и ссылки в них). Одинаково эффективно реализуются как резонансные, так и нерезонансные процессы с частотными сдвигами стокс-антистоксовых компонент относительно накачки до 5500 см<sup>-1</sup><sup>4</sup>.

Исследован нелинейный процесс в волоконных световодах при бигармонической лазерной накачке на частотах  $\nu_1 > \nu_2$ . Обнаружен процесс стоксовой генерации на частоте  $\nu_s = 2\nu_2 - \nu_1$  без выполнения условий фазового синхронизма. Интенсивная стоксова генерация наблюдается при условии соответствия разности частот бигармонической накачки частотам колебательных резонансов плавленного кварца. При плавной перестройке разности частот бигармонической накачки  $\nu_1 - \nu_2$  ( $\nu_2$  — перестраиваемый лазер на центрах окраски в кристалле LiF и  $\nu_1$  — лазер на гранате с неодимом) в пределах неоднородно уширенного колебательного контура плавленного кварца от 0 до  $\sim 1100$  см<sup>-1</sup> получена плавно перестраиваемая по частоте  $\nu_s$  стоксова генерация. На основании исследованного процесса предлагается плавно перестраиваемый узкополосный преобразователь лазерного излучения в широкой области спектра вплоть до  $\lambda = 1,32$  мкм.

Значительная ширина спектра КР плавленного кварца может быть использована для создания перестраиваемых ВКР-лазеров как в непрерывном, так и в импульсном режимах при лазерной накачке световода в дисперсионном резонаторе<sup>2</sup>. Легирование германием световодов на основе плавленного кварца открывает интересную возможность формирования профиля пучка вынужденного комбинационного излучения, используя факт значительного превосходства коэффициента ВКР-усиления германия по сравнению с кремнием<sup>7</sup>.

Исследование ВРМБ в многомодовых световодах при незначительной импульсной мощности (несколько десятков ВТ) позволило обнаружить обращение волнового фронта излучения накачки<sup>8</sup>.

Представляют интерес исследования, связанные с формированием с помощью волоконных световодов сверхкоротких импульсов. Наличие сильной фазовой самомодуляции и линейное свипирование частоты на всей длине одномодового световода позволили авторам<sup>9</sup>, применив схему сжатия импульсов с помощью дифракционных решеток, получить рекордно короткий световой импульс длительностью 30 фс.

Другая возможность сжатия световых импульсов была реализована в спектральной области собственной аномальной дисперсии плавленного кварца также в одномодовом световоде<sup>10</sup>. При этом авторы<sup>10</sup> экспериментально подтвердили предсказанный более десяти лет назад<sup>11,12</sup> солитонный оптический режим распространения световых импульсов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Прохоров А. М.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1983, т. 47, с. 1874.
2. Stolen R. H.— Fiber and Integrated Optics, 1980, v 3, p. 21.
3. Stolen R. H.— IEEE J. Quantum Electron., 1979, v. QE-15, p. 1157.
4. Дианов Е. М., Захидов Э. А., Карасик А. Я., Мамышев П. В., Прохоров А. М.— Письма ЖЭТФ, 1981, т. 34, с. 10; ЖЭТФ, 1982, т. 83, с. 39
5. Гурьянов А. Н., Гусовский Д. Д., Дианов Е. М., Захидов Э. А., Карасик А. Я.— Квант. электрон., 1983, т. 10, с. 1056.
6. Басиев Т. Т., Дианов Е. М., Захидов Э. А., Карасик А. Я., Миров С. Б., Прохоров А. М.— Письма ЖЭТФ, 1983, т. 37, с. 192.
7. Грудинин А. Б., Гурьянов А. Н., Дианов Е. М., Захидов Э. А., Карасик А. Я., Лучников А. В.— Квант. электрон., 1981, т. 8, с. 2388.
8. Басиев Т. Т., Дианов Е. М., Карасик А. Я., Лучников А. В., Миров С. Б., Прохоров А. М.— Письма ЖЭТФ, 1982, т. 36, с. 85.
9. Петров М. П., Кузин Е. А.— Письма ЖЭТФ, 1982, т. 8, с. 729.
9. Shank C. V., Fork R. L., Yen R., Stolen R. H., Tomlinson W. J.— Appl. Phys. Lett., 1982, v. 40, p. 761.
10. Moillenauer L. F., Stolen R. H., Gordon J. P.— Phys. Rev. Lett., 1980, v. 40, p. 761.
11. Захаров В. Е., Шабат А. Б.— ЖЭТФ, 1971, т. 61, с. 131.
12. Hasegawa A., Tappert F.— Appl. Phys. Lett., 1973, v. 23, p. 142.

[535.375 + 621.372] (048)

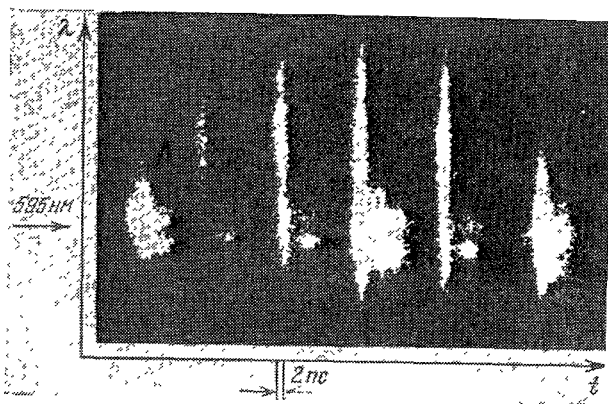
**И. В. Александров, З. В. Нестерова.** Конкуренция нелинейных процессов преобразования энергии пикосекундных импульсов в оптических волокнах. Отличительной особенностью нелинейного преобразования энергии световых импульсов пикосекундной длительности в волоконных световодах (ВС) является проявление конкурирующего характера развития различных нелинейных процессов, определяемых реальной и мнимой частями комплексной кубической нелинейной восприимчивости материала сердцевины ВС. Преимущественное развитие того или иного нелинейного процесса в ВС зависит от диаметра сердцевинки, длины ВС, уровня линейных потерь и профиля показателя преломления в сердцевине ВС, а также от параметров световых импульсов на входе ВС.

Ранее нам удалось наблюдать режим многоволнового преобразования энергии мощных пикосекундных световых импульсов в процессе вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) на колебаниях кварцевой сердцевинки ВС, характеризующийся генерацией серии антистоксовых компонент и аномальным распределением интенсивности

в стоксовых компонентах ВКР<sup>1</sup>. Проведенный анализ распределения интенсивности и прямые измерения длительности импульсов компонент ВКР позволили предположить, что зарегистрированное распределение интенсивности световых импульсов компонент ВКР связано с параметрическим механизмом возбуждения ВКР в ВС. «Нелинейный» синхронизм волновых векторов при параметрическом ВКР в ВС определяет согласование скоростей световых волн накачки и компонент ВКР, вследствие чего достигается высокая эффективность ВКР-преобразования в протяженной среде ВС. В ходе дальнейших экспериментов по исследованию пространственного распределения излучения накачки и компонент ВКР в многомодовых ВС было установлено, что обнаруженный параметрический режим ВКР в ВС сопровождается значительным перераспределением энергии по модам ВС. Смещение мод ВС в линейном режиме, как известно, наиболее эффективно в низших модах с практически совпадающими групповыми скоростями световых волн. Для мощных пикосекундных световых импульсов излучения 2-й гармоники лазера на

Фотография амплитудно-временной развертки ударной волны огибающей импульсов цуга 2-й стоксовой компоненты ВКР на колебании связи С — С молекул жидкого  $C_6D_6$  в капиллярном ВС с экрана камеры «Агат» со спектральным разложением нелинейно преобразованного излучения на входной щели камеры.

$\lambda_{ВКР} = 595$  нм,  $P_{и} \sim 2$  кВт. Длина и диаметр капиллярного ВС равны 1,7 м и 50 мкм соответственно.



АИГ:  $Nd^{3+}$ , использованных нами в качестве излучения, накачки, более вероятен режим нелинейного смещения высших мод<sup>2</sup>. Вызванное световым полем изменение показателя преломления материала сердцевины ВС приводит к искажению хода оптических лучей, которое в большей степени проявляется именно в высших модах, для которых характерны относительно большие значения оптических путей в сердцевине ВС<sup>3</sup>. Таким образом, в ВС на основе кварцевого стекла, обладающего малым коэффициентом комбинационного усиления, для пикосекундных импульсов большой мощности, по-видимому, в первую очередь реализуется режим нелинейного смещения мод с повышением плотности оптического излучения в приосевой зоне ВС, где вследствие относительно малых линейных потерь и возникает ВКР при нелинейном синхронизме волновых векторов.

Особое значение при ВКР в ВС приобретают величины инерционности нелинейного отклика и коэффициента комбинационного усиления. В качестве системы, моделирующей развитие и конкуренцию различных нелинейных процессов в ВС, нами предприняты детальные исследования условий нестационарного ВКР в капиллярных ВС, наполненных жидкими органическими соединениями. Оказалось, что при использовании электронно-оптических камер типа «Агат» с пикосекундным временным разрешением для прямой регистрации импульсов с выхода ВС возможно определение фундаментальных спектроскопических постоянных молекул в жидкой фазе — времен дефазировки колебаний  $T_2$ , причем большая длина капиллярного ВС по сравнению с обычными, не волноводными, кюветами позволяет работать при малых интенсивностях светового излучения накачки, что исключает влияние возможных эффектов насыщения и многофотонного поглощения.

В капиллярных ВС, наполненных жидкими органическими соединениями, спектральное уширение мощных световых импульсов обусловлено исключительно явлением самомодуляции фаз световых волн. При развитии процесса самомодуляции фаз в ВС с жидкими  $CCl_4$  и  $C_6D_6$  нами обнаружено образование ударных волн огибающих пикосекундных световых импульсов<sup>4</sup>. Необходимое для стабилизации режима ударных волн огибающих соотношение между дисперсией и нелинейностью материала световедущей сердцевины ВС достигалось путем перестройки частоты излучения накачки в процессе ВКР. На рисунке представлена фотография амплитудно-временной развертки цуга импульсов 2-й стоксовой компоненты ВКР на колебании связи С — С молекул  $C_6D_6$  в капиллярном ВС с экрана камеры «Агат» при спектральном разложении нелинейно преобразованного излучения на входной щели камеры. Импульсы ВКР при малой мощности и отсутствии самомодуляции фаз имеют гауссову форму. В режиме ударных волн огибающих происходит значительное искажение формы огибающей с появлением на переднем фронте каждого импульса отчетливой зоны концентрации световой энергии, которой соответствует излучение широкополосного светового континуума. Следовательно, удар-

ные волны огибающих световых импульсов возникают в жидких средах со значительно различающимися релаксационными и дисперсионными характеристиками при условии соответствующего выбора длины и диаметра капиллярного ВС и задании необходимых параметров световых импульсов: длины волны, длительности и интенсивности импульсов на входе ВС, что согласуется с данными теоретического анализа<sup>5</sup> и результатами численных расчетов режима ударных волн огибающих<sup>6</sup>. Обнаруженный экспериментально механизм временного самосжатия сверхкоротких световых импульсов в виде ударных волн огибающих может быть использован как способ формирования мощных световых импульсов субпико- и фемтосекундной длительности.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Нестерова З. В., Александров И. В., Лебедев В. Б., Полницкий А. А., Саттаров Д. К., Степанов Б. М.— Квант. электрон., 1982, т. 9, с. 1010.
2. Нестерова З. В., Александров И. В., Полницкий А. А., Саттаров Д. К.— Письма ЖЭТФ, 1981, т. 34, с. 391
3. Bendow V., Gianino P. D., Tzogar N.— J. Opt. Soc. Am., 1981, v. 71, p. 656.
4. Нестерова З. В., Александров И. В., Соловьев В. В.— Опт. и спектр. Письма в редакцию, 1983.
5. Островский Л. А.— ЖЭТФ, 1966, т. 51, с. 1189.
6. Fisher R. A., Bishel W. K.— J. Appl. Phys., 1975, v. 46, p. 4921.

535.375 (048)

**И. Н. Сисакян, А. Б. Шварцбург.** Нелинейные волны в волоконно-оптических информационных системах. Развитие вычислительных машин и техники связи стимулировало создание волоконно-оптических световодов. Уникальные возможности таких средств привлекают внимание специалистов. В настоящее время фирма «Bell» обсуждает использование нелинейного режима распространения импульсов-солитонов в каналах связи<sup>1</sup>. Фирма IBM сообщила о рекордном (двенадцатикратном) сжатии пикосекундного импульса в волокне<sup>2</sup>.

В настоящей работе обсуждаются новые возможности программируемой нелинейной перестройки и стабилизации пикосекундных сигналов. При этом намечаются перспективные выборы оптимальной системы сигналов в нелинейном канале, определяемой дальностью передачи и геометрией канала.

1. Программируемая нелинейная перестройка пикосекундных сигналов в световоде. Структура коротких сигналов формируется в световоде под действием нелинейного отклика световода и его дисперсии. Динамика такого процесса чувствительна к начальной амплитудно-фазовой структуре импульсов и моде их распространения. Такая чувствительность определяет энергетические характеристики и пространственные масштабы программируемых процессов, существенно зависящие от геометрии световода и модового состава излучения. Конкретные результаты получены для градиентных световодов.

2. Динамическая стабилизация ТЕ- и ТМ-поляризованных сигналов. Конкуренция нелинейных и дисперсионных искажений импульса определяет для каждой начальной огибающей пороговую энергию импульса, соответствующую формированию на конечном расстоянии в глубине среды квазистационарных состояний пикосекундных импульсов. В высших модах ТЕ- и ТМ-сигналов этот порог, определяемый «методом обратной задачи теории рассеяния», возрастает<sup>3</sup>. Существенно, что стабилизация сигналов вблизи порога в ТМ<sub>mn</sub>-модах требует в 10—30 раз меньше, чем стабилизация тех же импульсов в аналогичных ТЕ-модах<sup>4 5</sup>. Дополнительные возможности управления такой околопороговой стабилизацией открываются при стыковке отрезков световода различной геометрии. Еще одна возможность стабилизации связана со специальной модуляцией импульсов<sup>6</sup>.

3. Несолитонные и солитонные сигналы для волоконной связи на близком и дальнем расстоянии. Обращается внимание на то, что солитонный режим, характеризующийся однозначной связью между энергией и шириной импульса, является лишь частным случаем множества нелинейных режимов. Преимущества как солитонного, так и несолитонного режимов могут быть использованы на разных участках световода.

Передача информации двоичным кодом с помощью солитонных сигналов, формируемых на входе в световод, требует специального контроля формы огибающих. Информативность таких сигналов ограничена из-за вышеупомянутой однозначной связи между длительностью и энергией солитона; эта же связь приводит к резкому ухудшению скважности солитонных сигналов при их расплывании под действием затухания и случайных неоднородностей волокна на расстояниях в несколько километров. Рост начальной энергии солитонов приводит к их периодическому расслоению с периодом 1 км. Целесообразно использовать солитонные сигналы, не связанные с пороговыми эффектами, на больших

расстояниях. При этом представляют интерес ТМ-солитоны, где локализация энергии эффективнее (рис. 1).

В отличие от этого, энергия несолитонных сигналов (рис. 2) является свободным параметром, удобным для управления. Это свойство несолитонных импульсов существенно и для стабилизации передаваемых сигналов<sup>7</sup>. Отмечена возможность стабилизации несолитонных сигналов и их максимумов в среде с затуханием. Несолитонные сигналы в околокритическом режиме, в отличие от солитонов, не подвержены расслоению и поэтому могут

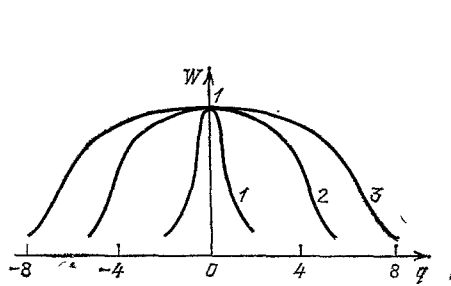


Рис. 1. Уширение солитонов высших мод в градиентном волокне.

Кривые 1—3 — амплитудные огибающие солитонов ТМ<sub>01</sub>, ТМ<sub>11</sub>, ТЕ<sub>01</sub>-мод.

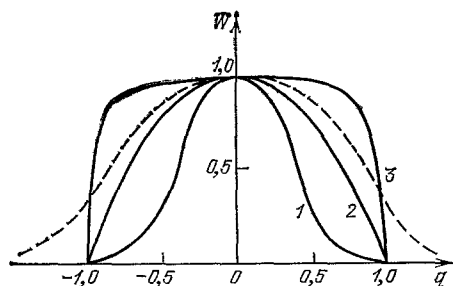


Рис. 2. Амплитудные огибающие несолитонных импульсов одинаковой амплитуды, но произвольной ширины.

Штриховая линия — солитонный профиль той же амплитуды.

приниматься в любой точке трассы в пределах нескольких километров, пока затухание не понизило энергию сигнала ниже пороговой. Это расстояние может быть увеличено в несколько раз при стыковке волокон различной геометрии. Проведенные эксперименты по стабилизации пикосекундных сигналов в волокнах при положительной дисперсии групповой скорости<sup>7</sup> указывают на перспективность использования таких стабилизированных несолитонных сигналов и позволяют поставить вопрос об информационных возможностях нелинейных каналов связи.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Mollenauer R., Stolen R.— Phys. Rev. Lett., 1981, v. 12, p. 1095.
2. Grishkowsky D. R.— Appl. Phys. Lett., 1983, v. 41, p. 1.
3. Shvartsburg A. B.— Phys. Rept., 1982, v. 83, p. 108.
4. Shvartsburg A. B.— Opto-Electron., 1982, v. 14, p. 475.
5. Shvartsburg A. B.— Fortschr. Phys., 1980, Bd. 38, S. 1.
6. Сисакян И. Н., Шварцбург А. Б.— Квант. электрон., 1983, т. 10, с. 1059.
7. Демчук М. И., Михайлов В. П., Прохоров А. М., Сисакян И. Н., Шварцбург А. Б., Юмашев К. В.— Письма ЖТФ, 1983.

535.34 (048)

**К. К. Ребане.** Бесфоновые линии в лазерной спектроскопии молекул и кристаллов. 1. Бесфоновая линия — оптический аналог линии Мёссбауэра. Бесфоновые линии (БФЛ) в оптических спектрах примесей, в особенности примесных больших молекул в твердотельных матрицах, представляют собой интересное и яркое явление. Содержащие БФЛ-спектры обладают набором весьма характерных свойств, что послужило основой выделения их в особый класс спектров. БФЛ, в особенности БФЛ чисто электронного перехода (ЧЭЛ), при низких температурах чрезвычайно узки, обладают большой пиковой интенсивностью и обеспечивают рекордно высокую чувствительность и селективность спектральных исследований.

Наиболее компактно можно эти свойства суммировать в утверждении: БФЛ представляют собой оптический аналог линии Мёссбауэра<sup>1-3</sup>. Глубокая причина этой аналогии лежит в симметрии гамильтониана гармонического осциллятора относительно координат и импульсов.

Однако имеются и два существенных различия между ЧЭЛ и ЛМ: 1) обусловленное неоднородным строением матрицы уширение БФЛ, в особенности ЧЭЛ, много больше, чем ЛМ; 2) через ЧЭЛ осуществляется прямое воздействие на электронную систему вещества (молекулы), что открывает на новом уровне возможности для высокоселективной фотохимии.

За последние десять лет разработаны методы, основанные на использовании узких лазерных линий, позволяющие освободиться от неоднородного уширения. Стала возможной спектроскопия высокого разрешения больших молекул, а также других примесных систем. Например, теперь можно исследовать на оптических частотах у примесей в твердотельных матрицах расщепления энергетических уровней, обусловленные взаимодействием

вием ядерных спинов, т. е. переходы, которые традиционно изучаются методами ядерного магнитного резонанса <sup>7</sup>.

2. *Фотохимическое выжигание провала в спектрах.* Популярным методом исключения неоднородного уширения стало фотохимическое выжигание провала (ФВП) <sup>4-6</sup>. Под возбуждением узкой лазерной линии частоты  $\omega$  те из молекул, ЧЭЛ которых в резонансе с  $\omega$ , подвергаются сильному воздействию и испытывают фотохимические превращения, в результате которых их ЧЭЛ исчезают. В спектре (например, поглощения или возбуждения) при частоте  $\omega$  образуется провал — весьма узкий участок пониженной интенсивности. Фотохимическое выжигание провала является не только методом спектроскопии высокого разрешения, но и эффективным методом высокоселективного фотохимического

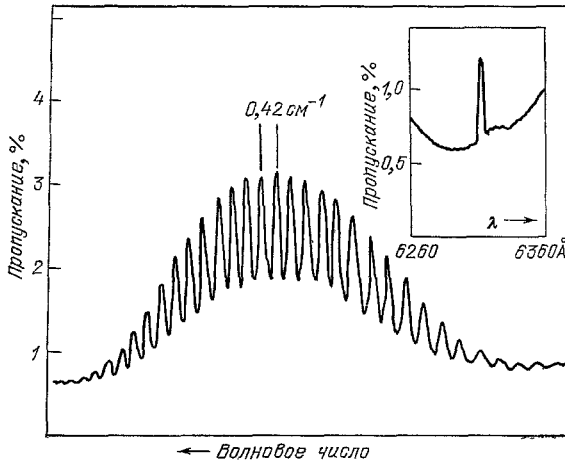


Рис. 1.

Один квадратный сантиметр такой спектрально селективной оптической памяти вмещает до  $10^{13}$  бит информации. Возникают серьезные и интересные проблемы заполнения памяти вместимостью  $10^{12}$ — $10^{13}$  бит/см<sup>2</sup> за реальные промежутки времени. Более общая проблема заключается в полном использовании принципиально новых возможностей, открываемых фоточувствительными средами, в которых в дополнение к пространственным координатам для записи информации имеется еще координата по частоте света, в том числе возможности к осуществлению пространственно-временной голографии.

4. *Фотохимически аккумулированное стимулированное световое эхо (ФАССЭ) <sup>9</sup>.* Если через фотохимически селективно-чувствительную среду проходит импульс света с распределением интенсивностей во времени  $\rho(t)$ , то выжигается сложной формы провал. При малой интенсивности и небольшом ослаблении импульса по прохождении образца, образование провалов неплохо описывается в линейной приближении. Тогда распределение глубины провала по частоте дается функцией  $|\sigma(\omega)|^2$  — квадратом модуля фурье-образа  $\rho(t)$ . Фазы  $\sigma(\omega)$  будут потеряны. Если же запись провала производят двумя последовательными импульсами  $\rho_0(t)$  и  $\rho_1(t - \tau)$ , раздвинутых на промежуток  $\tau$ , причем  $\tau < T_2$  ( $T_2$  — время фазовой релаксации), то фурье-образ суммы двух импульсов будет промодулирован множителем  $\cos \omega\tau$ . (Если имеется цуг импульсов  $\sum_{k=1}^{100} \rho_k(t - k\tau)$ , то

$\cos \omega\tau$  заменяется на функцию с периодом  $2\pi\tau^{-1}$ , являющуюся суммой ряда Фурье, коэффициенты которого определяются видом  $\rho_k$ .) На рис. 1 приведен спектр пропускания фоточувствительного образца ( $10^{-3}$  мол.% порфиразина в полистироле при 1,8 К) после облучения одинаковыми цугами импульсов, полученных размножением одиночных импульсов длительности 2—3 пс и спектральной ширины  $5,5 \text{ см}^{-1}$  в интерферометре Фабри — Перо с базой 12 мм, что соответствует задержке  $\tau = 80$  пс между импульсами в цуге и интервалу  $0,42 \text{ см}^{-1}$  между максимумами в спектре; частота повторения цуга —  $82 \text{ МГц}$  <sup>9</sup>. На вставке рис. 1 приведен тот же спектр пропускания в более широком диапазоне при грубом спектральном разрешении. Очевидно, что, трактуя  $\rho_0(t)$  как опорный, а  $\rho_1(t - \tau)$  как сигнальный импульс, можно записать информацию, имеющуюся в  $\rho_1(t)$ . Изображенная на рис. 1 картина провалов сохраняется при гелиевых температурах много дней.

Если теперь в удобное для экспериментатора время на образец с такой спектральной голограммой по тому же пути, по которому шли выжигающие импульсы, послать зондирующий импульс, то образец будет в хорошем приближении работать как линейный фильтр. Значит, периодическая модуляция по частоте должна проявиться в появлении эха — в воспроизведении цуга задержанных на  $k\tau$  ( $k = 0, 1, 2$ ) импульсов (в случае модуляции точно по  $\cos \omega\tau$  — в появлении одного-единственного импульса эха).

воздействия на вещество, открывающим новые интересные для науки и перспективные для практики возможности.

3. *Спектрально-селективная память <sup>8</sup>.* Весьма многообещающим представляется использование ФВП для создания спектрально-селективной памяти для вычислительных машин. Поисковые работы в этом направлении ведутся в ряде ведущих фирм, поставляющих вычислительную технику (IBM и др.). Вполне реально выжигать и селективно от соседних детектировать провалы шириной  $10^{-3} \text{ см}^{-1}$ . В неоднородной полосе ширины  $10^3 \text{ см}^{-1}$  можно таких провалов разместить  $10^4$ — $10^5$ , т. е. в одной пространственной точке (на площадке, размеры которой определены дифракционным пределом  $\lambda \times \lambda$ , где  $\lambda \approx 10^{-4} \text{ см}$  — длина волны света лазера) можно записать до 10 бит информации.

На рис. 2 приведен временной отклик образца, спектр пропускания которого приведен на рис. 1<sup>9</sup>. Справа от прошедшего через образец зондирующего импульса видны задержанные во времени на 80 и 160 пс импульсы эха. Внизу для сравнения приведен участок цуга выжигающих провал импульсов. Отметим, что по затуханию импульсов можно также оценить время фазовой релаксации  $T_2$ , которое оказывается в пределах 200—300 пс.

Следует подчеркнуть, что ФАССЭ совсем не требует высоких интенсивностей лазерных импульсов. Выжигание провалов, а тем более зондирование, производится весьма тонко. В основе явления лежит высокая фотохимическая добротность вещества, обусловленная хорошо выраженными чисто электронными линиями в спектрах вещества. При этом эхо весьма сильное. На рис. 2 первое эхо составляет 2—3 % основной части зондирующего импульса. Подбором состава фоточувствительного вещества и оптимальных режимов выжигания авторам<sup>9</sup> удалось увеличить интенсивность эха первого порядка почти до 30 % нулевого и наблюдать эхо пяти порядков.

Средняя интенсивность при выжигании составляла 0,1 мВт/см<sup>2</sup>, пиковая интенсивность 0,1 В/см<sup>2</sup>, а доза облучения около 20 мДж/см<sup>2</sup>, т. е. время облучения было 200 с или было аккумулировано действие  $1,6 \cdot 10^9$  дугов. Зондирующие импульсы были в  $10^3$  раз слабее выжигающих, т. е. в одном импульсе считывания было  $10^2$  фотонов/см<sup>2</sup>.

ФАССЭ можно использовать и для получения обращенных во времени световых импульсов. Для этого следует при выжигании послать сначала сигнальный, а лишь затем, с задержкой  $\tau$ , опорный импульс. Зондирование полученной спектральной голограммы ослабленным в  $10^3$  раз опорным импульсом восстанавливает в виде эха форму сигнального, но в обращенном во времени виде.

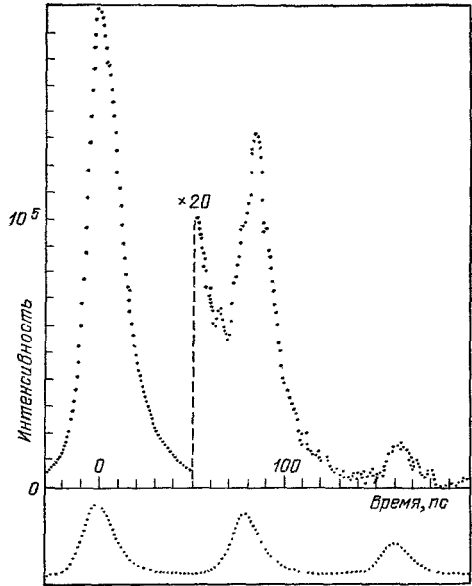


Рис. 2.

ЛИТЕРАТУРА

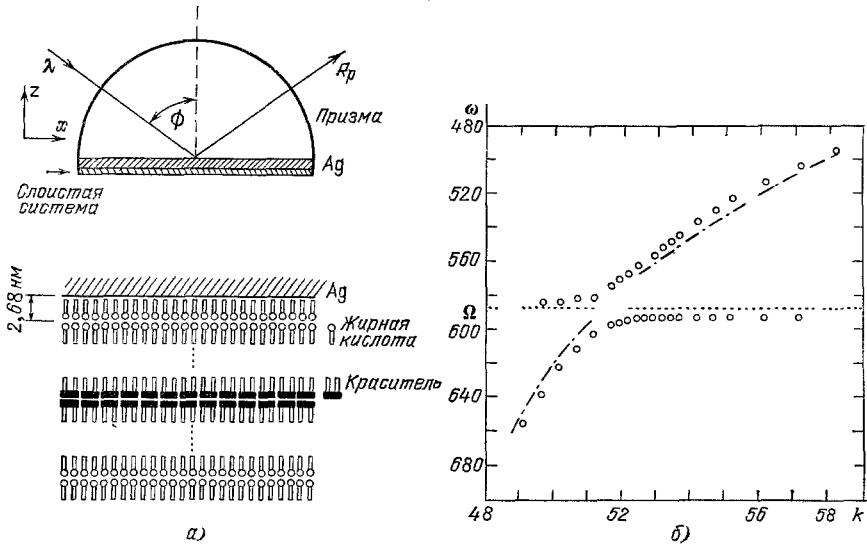
1. Трифонов Е. Д.— ДАН СССР, 1962, т. 147, с. 826.
2. Гросс Е. Ф., Разбирин Б. С., Пермогоров С. А.— Ibid., 1964, т. 154, с. 4306.
3. Ребане К. К. Элементарная теория колебательной структуры спектров примесных центров кристаллов.— М.: Наука, 1968.
4. Гороховский А. А., Каарли Р. К., Ребане Л. А.— Письма ЖЭТФ, 1974, т. 20, с. 474.  
Gorokhovskii A. A., Kaarli R. K., Rebane L. A.— Opt. Comm., 1976, v. 16, p. 282.
5. Kharlamov B. M., Personov R. I., Vykovskaya L. A.— Ibid., 1974, v. 12, p. 191.
6. Rebane L. A., Gorokhovskij A. A., Kikas J. V.— Appl. Phys. Ser. B, 1982, v. 29, p. 235.
7. Персонов Р. И. Препринт Института спектроскопии АН СССР № 14.— Троицк, 1981.
8. Ребане К. К.— ЖПС, 1982, т. 37, с. 906.
9. Ребане А. К., Каарли Р. К., Саари П. М.— Письма ЖЭТФ, 1983, т. 38, с. 320.  
Rebane A., Kaarli R., Saari P., Timpmann K., Anijalg A.— Opt. Comm., 1983, v. 47, p. 173.

535.343.2 (048)

**В. М. Агранович.** Современные проблемы спектроскопии поверхности. Доклад содержит краткую характеристику основных этапов развития в ИСАН СССР новых оптических методов спектроскопии поверхностей и тончайших (вплоть до монослойных) пленок, которые возникли в течение последнего десятилетия

и которые основаны на использовании: а) поверхностных электромагнитных волн (ПЭВ) оптического диапазона (обзор см. в<sup>1</sup>) и б) гигантского комбинационного рассеяния.

а) Экспериментальное определение дисперсии ПЭВ оказалось возможным уже в начале 70-х годов, в частности благодаря широкому внедрению сравнительно простой методики нарушенного полного внутреннего отражения (НПВО). В связи с этим в ИСАН в это же время<sup>2,3</sup> было замечено, что наличие и учет переходного слоя (или тончайшей пленки; толщина пленки  $d \ll \lambda$ ,  $\lambda$  — длина волны ПЭВ) в некоторых случаях приводит к кардинальной перестройке закона дисперсии ПЭВ — закона, который при неучете переходного слоя определяется лишь объемными значениями диэлектрических проницаемостей контактирующих сред. Особенно сильным влияние переходного слоя оказалось



в условиях, когда одна или несколько собственных частот  $\Omega$  его колебаний попадают в резонанс с ПЭВ. В этом случае в спектре ПЭВ образуются щели с шириной  $\Delta \sim \Omega \sqrt{d/\lambda}$ . Наличие корневой зависимости величин щели  $\Delta$  от безразмерного параметра  $d/\lambda$  явилось решающим: во многих интересных случаях значение  $\Delta$  оказалось большим или порядка однородной ширины линий ПЭВ, наблюдение расщепления стало возможным и было осуществлено как в инфракрасной, так и в видимой и ультрафиолетовой областях спектров<sup>4-6</sup>. В качестве примера на рисунке приведены результаты<sup>6</sup> наблюдения щели, образуемой при нанесении на поверхность серебра монослоя красителя. Полученные данные, согласно<sup>6</sup>, позволяют определять ориентацию молекул в монослое и силу осциллятора перехода. Более детальное обсуждение резонансных и нерезонансных эффектов переходного слоя можно найти в<sup>7</sup>.

Ясно, что упомянутое выше явление резонанса имеет универсальный характер, и в определенном смысле оно является аналогом известного продольно-поперечного расщепления световых волн объемной кристаллооптики. В связи с возможностью его экспериментального наблюдения в ИСАН были проведены дальнейшие более детальные исследования дисперсии ПЭВ в области резонанса. При этом благодаря учету пространственной дисперсии были обнаружены добавочные ПЭВ<sup>8</sup>. Наличие добавочных ПЭВ потребовало обобщения теории дифракции поверхностных волн для области резонанса, что и было выполнено в цикле работ<sup>9</sup>. Развитая в этих работах теория предсказывает ряд оптических эффектов, которые могут представлять интерес, в частности для изучения спектров тонких пленок. Так, при изучении дифракции ПЭВ на импеданской ступеньке, образованной, например, нанесением на металл тонкой диэлектрической, металлической или полупроводниковой пленки, был обнаружен эффект, аналогичный известному эффекту остаточных лучей: при падении ПЭВ с «белым» спектром на край пленки на частотах собственных колебаний пленки. Не имея возможности обсудить более детально результаты теории<sup>9</sup>, ограничимся здесь лишь одним замечанием, которое касается перспектив развития кристаллооптики ПЭВ в области резонанса с колебаниями в переходном слое (пленке). Подобно объемной кристаллооптике в области экситонных резонансов, эта область исследований также является потенциально богатой. Однако, как это имело место для объемной кристаллооптики, развитие исследований здесь сдерживается главным образом трудностями технологии приготовления образцов (поверхностей) и недостаточно быстрым внедрением в лабораторную практику различного рода спектрометров, использующих уникальные свойства ПЭВ (см., например,<sup>10,11</sup>). Потребности науки и техники



и, в частности, необходимость развития технологии создания поверхностей с заданными оптическими (волноводными) и спектральными свойствами, а также потребности развития спектроскопии физической и хемосорбции, будут, по-видимому, содействовать постановке новых исследований.

б) Вот уже в течение примерно пяти лет проблемы гигантского комбинационного рассеяния молекул, адсорбированных на шероховатых поверхностях ряда металлов (Ag, Cu, Au и некоторых других), вызывают большой интерес и широко обсуждаются на различного рода совещаниях, а также в многочисленных статьях и обзорах (см. в особенности <sup>12,13</sup>). Сейчас принято считать, что усиление процесса КРС (SERS) обусловлено, грубо говоря, двумя факторами — эффектом локального поля (электродинамический (дальнодействующий) механизм усиления) и химическими (короткодействующими) механизмами. Электродинамический механизм усиления наиболее ярко проявляется на таких шероховатых (случайных или специально изготовленных) поверхностях, где локальные плазмоны (см., например, <sup>14</sup>) являются достаточно устойчивыми. Так как эффекты локального поля должны проявляться во всех идущих на поверхности линейных и нелинейных оптических процессах, в ряде случаев вклад электродинамического механизма усиления удалось оценить и из независимых экспериментов (см. <sup>15</sup>, где изучался процесс генерации первой гармоники при отражении света от шероховатой поверхности Ag). Оценки дальнодействующих механизмов усиления КРС стимулировали развитие электродинамики шероховатых поверхностей <sup>12</sup> и шероховатых пленок <sup>16</sup>. В этой области уже получено много интересного, однако ряд возможностей, обусловленных, например, локализацией плазмонов и фазовыми переходами, остается изученным недостаточно.

Недавно мы обратили внимание на возможность существования на шероховатой поверхности также и нелинейных локальных резонансов (НЛР), являющихся аналогами нелинейных поверхностных волн на гладкой поверхности. Эти НЛР, в частности для  $\omega$ , близких  $\omega_{11}(\epsilon(\omega_{11}) = 0)$ , возникают при учете зависимости диэлектрической проницаемости от интенсивности электромагнитного поля  $\epsilon(\omega) = \epsilon_0(\omega) + \alpha |E|^2$ ; от этой интенсивности зависят также частоты НЛР и даже области их локализации (выступ или впадина и т. д.). Возможность существования НЛР означает, что при учете оптической нелинейности, например, цвета пленок или поверхностей должны изменяться при увеличении интенсивности падающей на поверхность радиации и что это изменение можно, вообще говоря, моделировать. Ясно, что НЛР должны, вообще говоря, давать вклад и в усиление КРС на поверхности, процессы генерации гармоник при отражении и т. д.

Заметим, однако, что, несмотря на обилие и разнообразие все еще нерешенных проблем электродинамики шероховатых поверхностей и пленок, при изучении SERS интерес переместился в область поисков химических механизмов усиления <sup>13</sup>. Само наличие этих механизмов сейчас уже не вызывает сомнений (см., например, <sup>14</sup>). Их анализ весьма актуален, ибо может быть полезным для изучения особенностей электрон-электронных и электрон-фононных взаимодействий в молекулах, хемосорбированных на поверхности металла.

В ИСАН СССР еще до открытия SERS, в связи с попытками оценить влияние хемосорбции на температуру сверхпроводимости тонких пленок металла, были выполнены теоретические исследования влияния контакта с металлом на электронные и колебательные возбуждения молекул при физической <sup>17</sup> и химической <sup>18</sup> адсорбции. В частности, было обращено внимание на наличие в этих условиях возбуждений, отвечающих как переносу электрона от металла в незаполненные состояния молекулы, так и переносу электрона от молекулы к металлу (см. <sup>19</sup>; речь, очевидно, идет о так называемых состояниях с переносом заряда). Наличие такого рода состояний может привести к тем особенностям SERS, которые отвечают резонансному КРС и именно к такой интерпретации химической природы усиления склоняется А. Отто <sup>13</sup>. Вопрос, однако, в целом остается пока открытым, поскольку спектр состояний металла в объеме является широким и для интерпретации эксперимента в <sup>13</sup> приходится постулировать на поверхности металла довольно острый максимум плотности поверхностных состояний, который к тому же должен быть расположен около уровня Ферми. В связи с этим интерес представляют и иные химические механизмы усиления и, в частности, механизм, предложенный Мальшуквым <sup>20</sup>. Этот механизм позволяет связать в условиях SERS ширину линий спектра рассеяния с той частью возрастания интенсивности, которая обусловлена адиабатическим перетеканием заряда от молекулы к металлу и обратно, возникающим при колебаниях ядер (детали см. в <sup>21</sup>). Дальнейшие как теоретические, так и экспериментальные исследования химической природы усиления и, в частности, природы «активных» мест <sup>13</sup> весьма актуальны (см. также <sup>22</sup>). Только на их основе можно будет, по-видимому, ответить на вопрос о том, в какой мере явление гигантского КРС сможет быть использовано также для изучения гетерогенного катализа и других вопросов химии поверхности.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Surface Polaritons/Eds V. M. Agranovich, D. L. Mills.— Amsterdam; North-Holland, 1982.
2. Агранович В. М., Лескова Т. А.— ФТТ, 1974, т. 16, с. 1800.  
Agranovich V. M., Malshukov A. G.— Optics Comm., 1974, v. 11, p. 169.

3. Агранович В. М.—УФН, 1975, т. 115, с. 199.
4. Yakovlev V. A., Nazin V. G., Zhizhin G. N.—Opt. Comm., 1975, v. 15, p. 293.
5. Lopez-Rios T., Abeles F., Vuye G.—J. de Phys., 1978, t. 39, с. 645.
6. Rockrand I., Brillante A., Möbius D.—J. Chem. Phys., 1982, 77, p. 6289.
7. Agranovich V. M.—Цит. в<sup>1</sup> сб.—Р. 187.  
Abeles F., Lopez-Rios T.—Ibid.—Р. 239.  
Zhizhin G. N., Yakovlev V. A.—Ibid.—Р. 275.
8. Агранович В. М.—ЖЭТФ, 1979, т. 77, с. 1124.
9. Агранович В. М., Кравцов В. Е., Лескова Т. А.—ЖЭТФ, 1981, т. 81, с. 1828; Sol. State Comm., 1981, v. 40, p. 687.
10. Chabal Y. J., Sievers A. J.—Appl. Phys. Lett., 1978, v. 32, p. 90; Phys. Rev. Lett., 1978, v. 44, p. 944.
11. Жижин Г. Н., Москалева М. А., Сигарев А. А., Яковлев В. А.—Поверхность. Физика, химия, механика, 1983, № 2, с. 44.  
Zhizhin G. N., Vinogradov E. A., Moskaleva M. A., Yakovlev V. A.—Appl. Spectr. Rev., 1982/83, v. 18, p. 171.
12. Surface Enhanced Raman Scattering/Eds. R. K. Chang, T. E. Rurtak.—N. Y.: Plenum Press, 1982.
13. Otto A.—In: Light Scattering in Solids/Eds M. Gardona, G. Guntherodt. V. IV.—Berlin; Heidelberg; New York: Springer-Verlag, 1983.
14. Worlock C. P.—Phys. Rev. Lett., 1983.
15. Chen C. K., de Castro A.R.B., Shen Y. R.—Phys. Rev. Lett., 1981, v. 46, p. 145.
16. Agranovich V. M., Kravtsov V. E., Leskova T. A.—Sol. State Comm., 1983, v. 47, p. 925.
17. Агранович В. М., Мальщук А. Г., Мехтиев Н. А.—ЖЭТФ, 1972, т. 63, с. 2274.
18. Мальщук А. Г.—ФТТ, 1974, т. 16, с. 2274.
19. Агранович В. М.—ФТТ, 1972, т. 14, с. 3684.
20. Malshukov A. G.—Sol. State Comm., 1981, v. 38, p. 907.
21. Malshukov A. G.—In: Electrodynamics and Quantum Phenomena at Interfaces/Ed. R. R. Dogonadze—N. Y.: Plenum Press, 1984 (in press).
22. Бобров А. В., Гасс А. Н., Капуста О. И., Омеляновская Н. М.—Письма ЖЭТФ, 1982, т. 35, с. 506; J. de Phys., 1983 (in press).

53(048)

## НАУЧНАЯ СЕССИЯ ОТДЕЛЕНИЯ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ И АСТРОНОМИИ И ОТДЕЛЕНИЯ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ АКАДЕМИИ НАУК СССР

(28-29 декабря 1983 г.)

28 и 29 декабря 1983 г. в Институте кристаллографии им. А. В. Шубникова АН СССР и Физическом институте им. П. Н. Лебедева АН СССР состоялась совместная научная сессия Отделения общей физики и астрономии и Отделения ядерной физики АН СССР. На сессии были заслушаны доклады:

28 декабря (ИКАН СССР)

1. Б. К. Вайнштейн. Структура, физика и биология белковых молекул.
2. В. И. Симонов. Прецизионные структурные исследования кристаллов с особыми физическими свойствами.
3. В. Р. Регель. Некоторые проблемы современных исследований механических свойств кристаллов.
4. А. А. Каминский. Физика и спектроскопия лазерных кристаллов.

29 декабря (ФИАН СССР)

5. Г. А. Гусев, И. М. Железных. О возможности детектирования нейтрино и мюонов по радиоизлучению каскадов в естественных диэлектрических средах (льды Антарктиды и др.).
6. Б. А. Долгошеин. Разведка Земли с помощью нейтринного пучка. Краткое содержание четырех докладов приводится ниже.

548 (048)

**В. И. Симонов.** Прецизионные структурные исследования кристаллов с особыми физическими свойствами. Качественные изменения, которые происходят на наших глазах в структурной кристаллографии, обусловлены развитием теории взаимодействия излучения с веществом, созданием новых методов получения и обработки экспериментальных данных по дифракции рентгеновского излучения и автоматизацией на базе ЭВМ всех основных этапов исследования атомных структур кристаллов. Управляемые ЭВМ автоматические дифрактометры позволяют оптимизировать измерения на уровне каждого дифракционного отражения. При обработке экспериментальных данных учитываются поглощение рентгеновского излучения в веществе, аномальные составляющие и тепловое диффузное рассеяние, одновременные отражения, экстинкция и другие эффекты взаимодействия излучения с кристаллом.

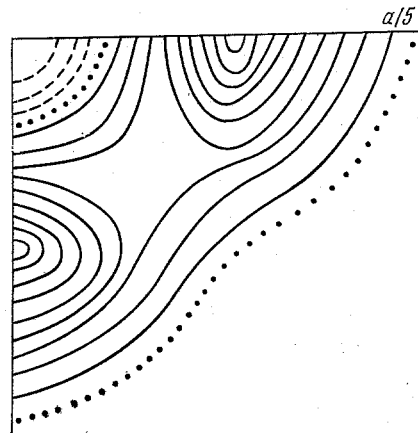


Рис. 1. Разностное распределение плотности вероятности нахождения атома Cl в грани куба элементарной ячейки кристалла CsPbCl<sub>3</sub> за 5° до фазового перехода.

Точность современного дифракционного эксперимента и методы его обработки позволяют локализовать атомы в кристаллах с ошибками, которые не превосходят 10<sup>-3</sup> Å. При этом в анизотропных тепловых колебаниях атомов учитываются отклонения от гармонического закона движения. Специальные методы позволяют разделить анизотропию тепловых колебаний атомов и асимметрию пространственного распределения валентных электронов, обусловленную химической связью атомов в кристаллах и молекулах.

Прецизионные структурные исследования позволяют вскрыть атомные механизмы проявления ряда физических свойств кристаллов. На основе анализа ангармонизма тепловых колебаний атомов в кристаллах можно за десятки градусов до структурного фазового перехода типа смещения установить факт наличия такого перехода, указать какие атомы и в каких направлениях будут смещаться в процессе предстоящего перехода.

Рис. 1 воспроизводит распределение в плоскости грани куба элементарной ячейки структуры CsPbCl<sub>3</sub> плотности вероятности нахождения атома Cl в данной точке пространства, обусловленное ангармонической составляющей теплового движения этого атома.

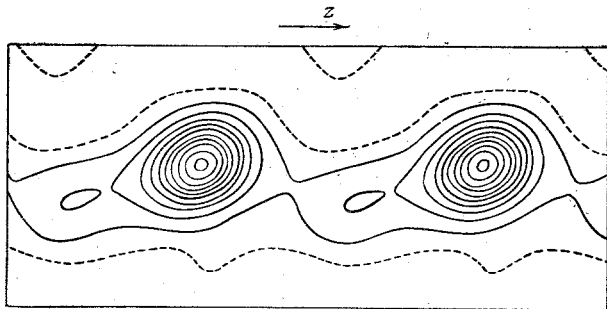


Рис. 2. Распределение ионов Na<sup>+</sup> в каналах проводимости твердого электролита Na<sub>0,82</sub>(Ti<sub>1,20</sub>Mg<sub>0,80</sub>)(O<sub>3,22</sub>F<sub>0,78</sub>) при T = 153 К.

Максимумы распределения указывают, что в процессе предстоящего фазового перехода атомы Cl сместятся из середины граней куба в направлениях, параллельных координатным осям исходной структуры.

Прецизионный анализ теплового движения атомов в кристаллах твердых электролитов позволяет исследовать механизмы высокой ионной проводимости в этих соединениях.

На рис. 2 представлено распределение ионов Na<sup>+</sup> в каналах проводимости суперионного проводника Na<sub>0,82</sub>(Ti<sub>1,20</sub>Mg<sub>0,80</sub>)(O<sub>3,22</sub>F<sub>0,78</sub>). Детальная структурная информация

в этом случае оказывается весьма существенной при поиске новых твердых электролитов и при синтезе соединений с целенаправленным изменением их строения, а следовательно, и свойств.

На картах распределения валентных электронов в кристаллах и молекулах, полученных по рентгеновским дифракционным данным, четко может быть установлена, например, пространственная локализация неспаренного электрона, отвечающего за парамагнетизм соединения. Лазерные кристаллы ставят перед прецизионным структурным анализом задачу локализации в них малых активирующих примесей.

Проблема установления зависимостей между строением и свойствами кристаллов поставлена давно, но только современный уровень прецизионной структурной кристаллографии позволяет решать ее на адекватной основе.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Computational Crystallography/Ed. D. Sayre.— Oxford: Clarendon Press, 1982.
2. Голубев А. М., Русаков А. А., Симонов В. И.— Письма ЖЭТФ, 1982, т. 35, с. 59.
3. Шевырев А. А., Мурадян Л. А., Симонов В. И.— Ibid., 1979, т. 30, с. 107.
4. Вайнштейн Б. К., Симонов В. И., Мельников В. А., Товбис А. Б., Андрианов В. И., Сирота М. И., Мурадян Л. А.— Кристаллография, 1975, т. 20, с. 740.

548(048)

**В. Р. Ретель.** Некоторые проблемы современных исследований механических свойств кристаллов. В связи с 40-летием ИГАН СССР вначале кратко упоминаются некоторые пионерские исследования, выполненные за 40 лет в стенах лаборатории механических свойств кристаллов ИГАН СССР, организованной М. В. Классен-Неклюдовой: работы по получению и исследованию композиционных материалов-стеклопластиков<sup>1</sup>, визуализация доменной структуры в сетчатой соли<sup>2</sup>, исследование явления сбросообразования<sup>3</sup>, разработка ряда оригинальных приборов для механических свойств кристаллов<sup>4,5</sup>. Лаборатория внесла серьезный вклад в изучение закономерностей пластической деформации и разрушения кристаллов, в том числе в развитие дислокационных представлений о механизме деформирования. Эти исследования продолжались до последнего времени. Примером могут служить результаты изучения эволюции дислокационной структуры и механизма упрочнения кристаллов MgO при их деформировании в широком интервале температур от  $-180$  до  $+2200$  °C<sup>6</sup>.

В настоящее время в лаборатории ведутся исследования ряда новых проблем, связанных с изучением механических свойств кристаллов. Ниже перечисляются некоторые из них.

Исследуется явление суперлокализации пластической деформации в кристаллах при высоких температурах, приближающихся к температуре плавления<sup>7</sup>. Это явление пока не нашло исчерпывающего объяснения и заслуживает дальнейшего детального исследования. К этой проблеме примыкают исследования локальных разогревов полос скольжения кристаллов в процессе их деформирования, в частности методом нанесения жидкокристаллических покрытий и анализа изменения их окрашивания<sup>8</sup>.

Концентрируются усилия на исследованиях реальной структуры и механических свойств приповерхностных слоев кристаллов для получения информации о влиянии состояния поверхности на «объемные» механические свойства кристаллов. При этом особое внимание уделяется изучению участия точечных дефектов в развитии процессов деформирования и разрушения и проверке высказанного предположения о возможном механизме пластической деформации тугоплавких кристаллов за счет коллективного перемещения точечных дефектов без участия дислокаций<sup>9</sup>. Разработан метод наблюдения за перемещением точечных дефектов путем регистрации катодолюминесцентного излучения от этих дефектов в растровом электронном микроскопе *in situ* при воздействиях на поверхность кристалла сосредоточенной нагрузкой. Показано, что перемещения ансамблей точечных дефектов кристаллографически направлены и достигают сотен микрон. Исследуется кинетика этого процесса. Наблюдаемые явления пока не получили законченного теоретического объяснения.

В лаборатории разрабатывается способ твердофазного срачивания монокристаллов как одинаковых, так и разнородных, а также элементов из них<sup>10</sup>. Способ позволил создать ряд принципиально новых изделий для современной техники, например композиционные кристаллические лазерные элементы, оптические модуляторы добротности лазерных систем, составные кристаллические контейнеры для термообработки различных изделий в особо чистых условиях и др. Разработка механизма процесса твердофазного срачивания кристаллов основывается на модели множественного индентирования и наряду с учетом диффузионных процессов предполагает необходимость учета возможности массопереноса за счет бездислокационного перемещения ансамблей точечных дефектов, а также возможного участия механизмов взрывной (ударной) кристаллизации. Здесь также предстоит

дальнейшие исследования структуры и свойств границ твердофазного соединения для разработки законченной теории процессов, развивающихся при твердофазном соединении.

К исследованиям влияния точечных дефектов на механические свойства кристаллов примыкают работы по изучению влияния ионизирующей радиации на реальную структуру и свойства облучаемых кристаллов. Опыты, проведенные совместно с ЛЯР ОИЯИ, по изучению влияния облучения кристаллов (и металлов) тяжелыми ионами высокой энергии, в том числе в напряженном состоянии<sup>11,12</sup>, показали, что существующие теории радиационного дефектообразования требуют дальнейшего развития для объяснения получаемых опытных данных.

Перечисленные задачи, над решением которых работает лаборатория механических свойств кристаллов ИКАНа, показывают, что для их решения требуются дальнейшие детальные экспериментальные исследования и теоретические разработки.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Буров А. К., Классен-Неклюдова М. В., Андреевская Г. Д., Тенсон Е. Н., Томиловский Ю. Е., Чернышева М. А.— ЖТФ, 1945, т. 15, с. 408.
2. Классен-Неклюдова М. В., Чернышева М. А., Штернберг А. А.— ДАН СССР, 1948, т. 63, с. 527.
3. Земцов А. Б., Классен-Неклюдова М. В., Урусовская А. А.— ДАН СССР, 1953, т. 91, с. 813.
4. Регель В. Р., Бережкова Г. В., Дубов Г. А.— Завод. лаб., 1959, № 1, с. 101.
5. Регель В. Р., Говорков В. Г., Закатов А. Ф.— Ibid., 1960, № 2, с. 243.
6. Перстнев П. П., Бережкова Г. В.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1983, т. 47, с. 1133.
7. Бережкова Г. В., Скворцова Н. П., Перстнев П. П., Регель В. Р.— ФТТ, 1984, т. 26, с. 1074.
8. Sizova N. L., Natzik V. D., Gorina Y. Y., Regel V. R.— Phys. Stat. Sol. Ser. a, 1983, v. 76, p. 447.
9. Акчуриш М. Ш., Галстян В. Г., Регель В. Р., Рожанский В. Н.— Поверхность. Физика, химия, механика, 1983, № 3, с. 119.
10. Степанцов Е. А., Регель В. Р.— В кн. Сегнетоэлектрические кристаллы при приложении различных полей.— Л.: Наука, 1981,— С. 17.
11. Regel L. L., Regel V. R., Boriskin S. E., Knab G. G., Urusovskaya A. A., Alekseeva L. I., Klechkovskaya V. V.— Phys. Stat. Sol. Ser. a, 1982, v. 73, p. 255.
12. Регель В. Р., Альперт В. А., Сенеш Д., Фадин Ю. А.— ЖТФ, 1981, т. 51, с. 134.

621.373.8(048)

**А. А. Каминский.** Физика и спектроскопия лазерных кристаллов. 1. Через год с небольшим будет отмечаться 25-летие создания первого лазера. Им, как известно, был квантовый генератор на основе рубина ( $Al_2O_3 - Cr^{3+}$ ). Сегодня лазерные кристаллы — это комплексная научная и прикладная проблема, которая объединяет ряд направлений физики твердого тела, спектроскопии, квантовой электроники, физико-химии и технологии. Ее фундаментальный аспект связан с изучением свойств активированных кристаллов и физических явлений, протекающих в них при возбуждении, которые обуславливают процесс генерации стимулированного излучения (СИ). В решении ее прикладных задач первоочередная роль отводится поисковым исследованиям, где главными являются разработка новых функциональных схем и принципов возбуждения СИ кристаллических лазеров, поиск новых лазерных соединений и центров генерации, выявление новых каналов СИ и путей повышения эффективности как новых, так и известных генерирующих соединений и др.<sup>1,2</sup>

Настоящий доклад посвящен некоторым результатам исследований по этой проблеме, проводимых в лаборатории физики лазерных кристаллов ИКАН СССР.

2. Известные ~180 кристаллических диэлектрических матриц, лазерные свойства которым придают двух- и трех-валентные ионы редких земель ( $Ln^{2+} - Sm^{2+}$ ,  $Dy^{2+}$ ,  $Tm^{2+}$  и  $Ln^{3+} - Pr^{3+}$ ,  $Nd^{3+}$ ,  $Sm^{3+}$ ,  $Eu^{3+}$ ,  $Tb^{3+}$ ,  $Dy^{3+}$ ,  $Ho^{3+}$ ,  $Er^{3+}$ ,  $Tm^{3+}$ ,  $Yb^{3+}$ ), группы железа ( $V^{2+}$ ,  $Co^{2+}$ ,  $Ni^{2+}$  и  $Cr^{3+}$ ,  $Ti^{3+}$ ) и  $U^{3+}$ , представляют собой главным образом фторидные и кислородсодержащие соединения. Их основными генерирующими активаторами являются  $Ln^{3+}$ -ионы, у которых СИ возбуждено на 47 (f — f)- и 3 (d — f)-межмультиплетных переходах в диапазоне от ~0,17 до ~5,15 мкм. Среди них по числу лазерных каналов выделяются ионы  $Ho^{3+}$  (12),  $Er^{3+}$  (11) и  $Pr^{3+}$  (10), а по утилизации  $Nd^{3+}$ , за которыми следуют ионы  $Er^{3+}$ ,  $Ho^{3+}$ ,  $Tm^{3+}$  и  $Pr^{3+}$ . Для  $Ln^{3+}$ -активаторов разработано несколько функциональных лазерных схем, наиболее применяемыми из них являются четырехуровневые и сенсбилизационные, в последние годы стали активно использоваться и каскадные.

3. Если в 60-х годах числу найденных генерирующих соединений приблизительно соответствовало число созданных на их основе лазеров, то в последующие годы, как видно из рис. 1, чаша весов резко склонилась в пользу последних. Этот успех обусловлен разработанными методами изучения спектроскопических свойств лазерных кристаллов и достигнутому пониманию природы протекающих в них процессов. Не все квантовые генераторы на активированных кристаллах находят применение. Требованиями современной лазерной техники удовлетворяют только те, которые генерируют с высокой эффективностью при 300-К с ламповой накачкой и имеют длительный срок работы. В решении

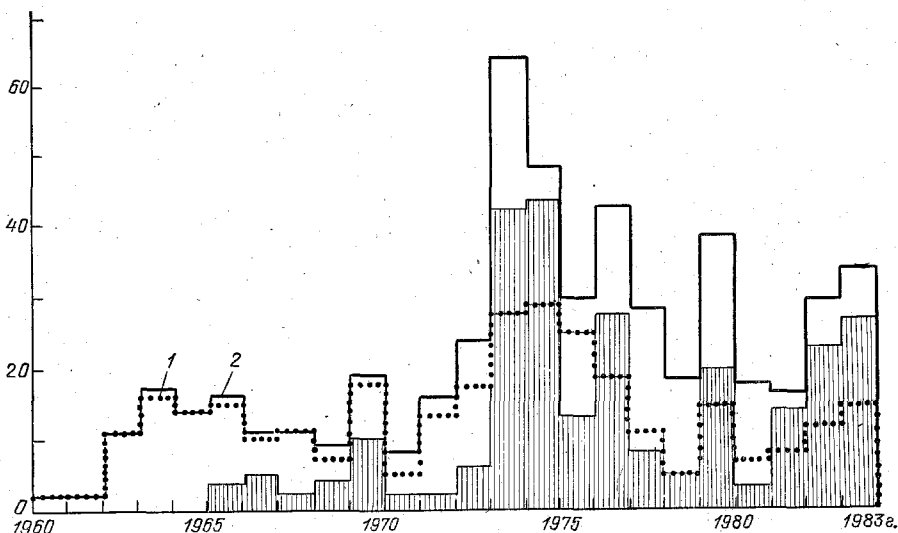


Рис. 1. Развитие исследований по лазерным кристаллам с 1960 по 1983 г.

1 — число генерирующих соединений, 2 — количество лазеров на их основе.

проблемы лазерных кристаллов наш вклад показывает заштрихованная область гистограммы 2 рис. 1.

4. Из разработанных нами «комнатных» кристаллических лазеров здесь отметим только три — это на тетрагональном фториде  $\text{LiYF}_4 - \text{Pr}^{3+}$ , который генерирует на волне  $\lambda_{\text{СИ}} = 0,6395$  мкм (канал  ${}^3\text{P}_0 \rightarrow {}^3\text{F}_2$ ) с низким порогом возбуждения ( $E_{\text{п}} \approx 10$  Дж)<sup>3</sup>; на моноклинном кристалле  $\text{BaYb}_2\text{F}_8 - \text{Er}^{3+}$  с  $\lambda_{\text{СИ}} = 1,9965$  мкм ( ${}^4\text{F}_{9/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{11/2}$ ) и  $E_{\text{п}} \approx 20$  Дж<sup>4</sup>; на основе  $\text{BaYb}_2\text{F}_8 - \text{Ho}^{3+}$  с  $\lambda_{\text{СИ}} = 2,9054$  мкм ( ${}^6\text{I}_6 \rightarrow {}^5\text{I}_1$ ) и  $E_{\text{п}} \approx 2,5$  Дж<sup>4</sup>. Все они возбуждаются излучением Хе-ламп и удовлетворяют перечисленным выше требованиям.

5. Расширение спектральной области генерации кристаллических лазеров до среднего ИК диапазона, как показывают исследования, может быть достигнуто только с использованием каскадного принципа возбуждения СИ<sup>1,2</sup>. Подтверждением этого являются и первые результаты по генерации в 4 мкм и 5 мкм диапазонах  $\text{Ln}^{3+}$ -ионов в диэлектрических кристаллах<sup>5-7</sup>. Так, в нашей лаборатории в многолучевом лазере на  $\text{BaF}_2$  —  $\text{LaF}_3$  зарегистрировано СИ ионов  $\text{Nd}^{3+}$  по прямой каскадной схеме  ${}^4\text{F}_{3/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{13/2}$  ( $\lambda_{\text{СИ}} = 1,328$  мкм)  $\rightarrow {}^4\text{I}_{11/2}$  ( $\lambda_{\text{СИ}} \approx 5,15$  мкм)<sup>6</sup>. В<sup>7</sup> с  $\text{YAlO}_3 - \text{Er}^{3+}$  получена генерация по схеме  ${}^4\text{S}_{3/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{9/2}$  ( $\lambda_{\text{СИ}} = 1,6632$  мкм)  $\rightarrow {}^4\text{I}_{11/2}$  ( $\lambda_{\text{СИ}} \approx 4,75$  мкм).

Каскадный принцип также перспективен для опытов по возбуждению индуцированных сверхвысокочастотных фононных переходов как на межмультиплетных, так и на межштарковских безызлучательных каналах  $\text{Ln}^{3+}$ -активаторов в ионных кристаллах. Анализ кинетики лазерной генерации  $\text{YAlO}_3 - \text{Er}^{3+}$  по каскадной схеме  ${}^4\text{S}_{3/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{9/2}$  ( $\lambda_{\text{СИ}} = 1,6628$  мкм)  $\Rightarrow {}^4\text{I}_{11/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{13/2}$  ( $\lambda_{\text{СИ}} \approx 2,73$  мкм) при  $\sim 110$  К позволил сделать заключение о возбуждении генерации фононов терагерцевого диапазона на переходах между состояниями  ${}^4\text{I}_{9/2}$  и  ${}^4\text{I}_{11/2}$ <sup>8</sup>. Представляет определенный прикладной интерес и фидфловинговые кросскаскадные лазерные схемы. В них используется и подпитка (extra feed) начального лазерного состояния генерирующих ионов от ионов-сенсбилизаторов, и сток (Pouwing) с конечного рабочего уровня остаточного возбуждения к ионам-дезактиваторам. С гранатом  $\text{Lu}_3\text{Al}_5\text{O}_{12} : \text{Yb}^{3+}, \text{Cr}^{3+} - \text{Er}^{3+}, \text{Tm}^{3+}$  и схемы  $(\text{Yb}^{3+}) {}^2\text{F}_{5/2}, (\text{Cr}^{3+}) {}^2\text{E} \rightsquigarrow (\text{Er}^{3+}) {}^4\text{I}_{11/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{13/2}$  ( $\lambda_{\text{СИ}} = 2,697$  мкм)  $\rightsquigarrow (\text{Tm}^{3+}) {}^3\text{H}_4 \rightarrow {}^3\text{H}_6$  ( $\lambda_{\text{СИ}} = 2,0205$  мкм) были получены результаты, указывающие на возможность создания 3 мкм-кристаллического лазера непрерывного действия<sup>9</sup>.

6. Задача низкороговых неодимовых лазерных кристаллов в научном отношении очень интересная, важная она и в прикладном аспекте. Ее решение основывается на

поиске соединений, где ионы  $Nd^{3+}$  обладают большим пиковым (эффективным) поперечным сечением ( $\sigma_e$ ) генерационных переходов. До недавнего времени список таких активных сред возглавляли моноклинные калий-редкоземельные вольфраматы ( $KY(WO_4)_2$ ,  $KGd(WO_4)_2$ ,  $KLu(WO_4)_2$ ), СИ которых было обнаружено в начале 70-х годов<sup>10</sup>. Недавно в нашем институте был найден новый класс низкороговых лазерных кристаллов ( $NaGdGeO_4$ ,  $NaLuGeO_4$ ,  $NaYGeO_4$  и др.), в которых ионы  $Nd^{3+}$  имеют рекордно высокие значения  $\sigma_e$  как на переходах основного канала  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$  ( $\sigma_e \approx 4 \cdot 10^{-19}$  см<sup>2</sup>), так и  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$  ( $\sigma_e \approx 2 \cdot 10^{-19}$  см<sup>2</sup>)<sup>11</sup>. Это качество обусловлено не восьмимерным обычным для ионов  $Nd^{3+}$  анионным окружением, а шестирным.

7. В последние годы внимание исследователей стало переключаться с самоактивированных неодимовых на высококонцентрированные гольмиевые, эрбиевые и празеодимовые лазерные кристаллы. При изучении соединений  $Er_3Al_5O_{12}$ ,  $ErAlO_3$ ,  $KEr(WO_4)_2$ ,  $BaEr_2F_8$ ,  $LiErF_4$ ,  $CaF_2 - ErF_3$  и  $SrF_2 - ErF_3$  со 100%-ным содержанием ионов  $Er^{3+}$  в нашей лаборатории был обнаружен у них ряд новых генерационных свойств, связанных с мультиплетами  ${}^4S_{3/2}$  и  ${}^4F_{9/2}$ <sup>4,12,13</sup>. Эти состояния характеризуются низким квантовым выходом излучательных переходов из-за шунтирования их активными безызлучательными переходами (БИ) и влияния кросс-релаксационных каналов тушения. Анализ возникновения разноволновой генерации у этих кристаллов (каналы  ${}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2-13/2}$  и  ${}^4F_{9/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ ) и ее кинетики показал, что в энергодвижении между мультиплетами ионов  $Er^{3+}$  при низких температурах заметную роль играют и эффекты пленения электронного возбуждения.

8. Продолжая поиск лазерных кристаллов со структурой граната, недавно нами были выявлены новые возможности этого класса активных сред. У 4-катионного граната  $Ca_3Ga_2Ge_3O_{12}$  с ламповой накачкой возбуждена генерация в ближнем ИК диапазоне ( $\lambda_{СИ} \approx 1,28$  мкм), которая связана со стабильными дефект-центрами, создающимися подбором соответствующих условий при его выращивании<sup>14</sup>. Получение СИ на дефект-центре открывает новое направление в физике лазерных ионных кристаллов. Ранее нами были открыты лазерные свойства более двадцати гранатов, в том числе и несколько 4-катионных — это  $Y_3Sc_2Al_3O_{12}$ ,  $Y_3Sc_2Ga_3O_{12}$ ,  $Gd_3Sc_2Ga_3O_{12}$  с ионами  $Nd^{3+}$  и др.<sup>2,15</sup>.

9. При решении задачи повышения эффективности твердотельных квантовых генераторов путем создания разупорядоченных соединений был найден новый ряд кислород-содержащих лазерных соединений с ионами  $Nd^{3+}$ , среди них  $(La_{1-x}Nd_x)_3Ga_5SiO_{14}$  и  $(La_{1-x}Nd_x)_3Ga_5GeO_{14}$  со структурой тригонального Са-галлогерманата  $Ca_3Ga_2Ge_4O_{14}$ <sup>16,17</sup>. Эти кристаллы оказались перспективными не только для создания эффективных лазеров, они представляют интерес для фьезотехники и акустики<sup>18</sup>.

10. Анализ реальной интенсивности люминесцентных линий  $Ln^{3+}$  ионов в кристаллах требует данных по вероятности спонтанных излучательных ( $A_{ij}$ ) и безызлучательных ( $W_{ij}$ ) переходов. Обычно для определения первых сначала оцениваются межмультиплетные вероятности (по приближению Джада-Офельта)<sup>2</sup>, затем прецизионными измерениями находится доля излучения, приходящаяся на данный межштарковский переход. Многофононные БП чаще всего исследуются по зависимости их вероятности от энергии (energy gap law)<sup>19</sup>. Эмпиричность этих методов не выявляет связи измеряемых характеристик с микроструктурой  $Ln^{3+}$  центра, знание которой чрезвычайно важно для направленного поиска новых лазерных сред. Теории перечисленных вопросов в течение многих лет разрабатываются во многих лабораториях, первые же конкретные вычисления выполнены недавно с нашим участием применительно к широко используемым лазерным кристаллам  $Y_3Al_5O_{12}$  и  $YAlO_3$  с  $Ln^{3+}$  ионами.

В среде с изотропным показателем преломления  $n$  ( $\nu_{ij}$ ) вероятность  $A_{ij}$  межштарковского перехода выражается формулой

$$A_{ij} = \frac{32\pi^3 n (\nu_{ij})}{3hc^3} \nu_{ij}^3 \sum_{\gamma} |(i | D'_{\gamma} | j)|^2, \quad (1)$$

где  $D'_{\gamma}$  — эффективный оператор дипольного момента. Для его определения в<sup>20</sup> было вычислено локальное поле на  $Nd^{3+}$  и дипольная поляризация решетки  $Y_3Al_5O_{12}$  в поле электромагнитной волны и рассчитаны параметры статического и динамического кристаллического поля. На рис. 2 данные этого расчета сравниваются с экспериментом. Для  $W_{ij}$  между уровнями двух мультиплетов в<sup>21</sup> получено выражение

$$W_{ij} = \sum_f A_{nf} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\Omega_{ij}t} [D_f(t)]^n dt, \quad (2)$$

здесь  $\Omega_{ij}$  — боровская частота перехода,  $A_{nf}$  — множитель, характеризующий волновые функции уровней,  $D_f(t)$  — параметр, учитывающий динамические свойства матрицы-основы, который через фоновый интеграл записывается:

$$D_f(t) = \frac{\hbar}{6NSm_f} \int_0^{\omega_{max}} \omega^{-1} \rho(\omega) \{ [\bar{n}(\omega) + 1] e^{i\Omega t} + \bar{n}(\omega) e^{-i\Omega t} \} dt, \quad (3)$$

где  $N$  — количество элементарных ячеек в кристалле,  $m_f$  — масса  $f$ -го атома в ячейке ( $f = 1, \dots, S$ ),  $\bar{n}(\omega)$  — плазмовское среднеквадратичное значение фононного числа

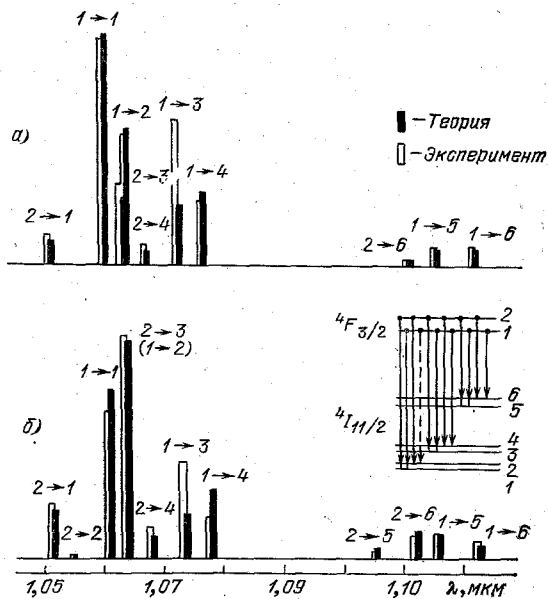


Рис. 2. Интенсивность линий люминесценции ионов  $Nd^{3+}$  (канал  $4F_{3/2} \rightarrow 4I_{11/2}$ ) в  $Y_3Al_5O_{12}$ . а) При 77 К; б) при 300 К.

заполнения и  $\rho(\omega)$  — эффективная фононная плотность в определении <sup>22</sup>. Для  $YAlO_3$  —  $Ln^{3+}$  результаты расчета суммируются на рис. 3.

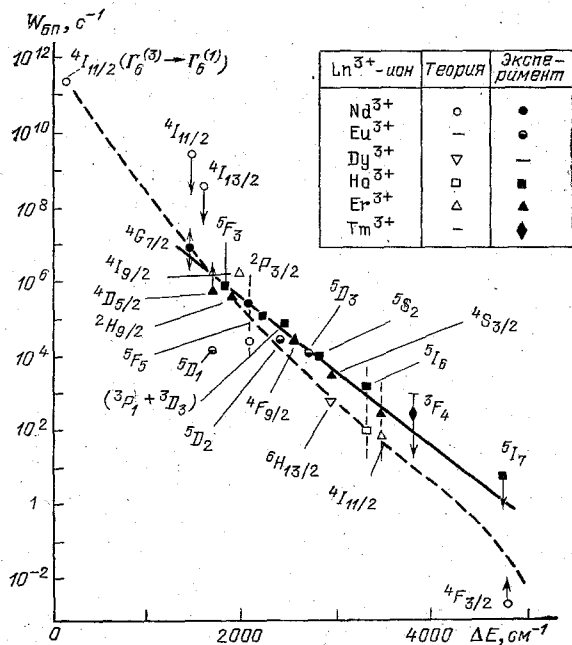


Рис. 3. Вероятность БП при  $T = 0$   $Ln^{3+}$ -ионов в кристалле  $YAlO_3$  как функция энергетического зазора. Экспериментальные точки — из <sup>22</sup>.

Соавторами публикаций, цитируемых в докладе, являются сотрудники ИФИ АН Арм. ССР, ИНХ СО АН СССР, Московского, Казахского и Кишиневского университетов и некоторых лабораторий нашего института.



## ЛИТЕРАТУРА

1. Каминский А. А. Лазерные кристаллы.— М.: Наука, 1975.
2. Kaminski A. A. Laser Crystals, Their Physics and Properties.— Berlin; Heidelberg; New York: Springer-Verlag, 1981.
3. Каминский А. А.— ДАН СССР, 1983, т. 274, с. 1357.
4. Каминский А. А. и др.— Неорганические материалы, 1982, т. 18, с. 482.
5. Esterowitz L. et al.— Appl. Phys. Lett., 1979, v. 35, p. 236.
6. Kaminski A. A.— In: Proc. of Intern. Conference on Lasers 80.— McLean: STS Press, 1981.— P. 328.
7. Каминский А. А.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1981, т. 45 с. 348.
8. Каминский А. А.— ДАН СССР, 1982, т. 267, с. 1106.
9. Каминский А. А. и др.— Ibid., 1981, т. 257, с. 79.
10. Каминский А. А. и др.— Неорганические материалы, 1972, т. 8, с. 2153.
11. Каминский А. А. и др.— Кристаллография, 1982, т. 27, с. 522.
12. Каминский А. А. и др.— Неорганические материалы, 1982, т. 18, с. 1910.
13. Каминский А. А. и др.— Ibid., 1981, т. 17, с. 1121.
14. Каминский А. А. и др.— Ibid., 1983, т. 19, с. 2056.
15. Kaminski A. A. et al.— Phys. Stat. Sol. Ser. a, 1976, v. 34, p. K109.
16. Каминский А. А. и др.— ДАН СССР, 1982, т. 264, с. 93.
17. Каминский А. А. и др.— Неорганические материалы, 1983, т. 19, с. 1762.
18. Kaminski A. A. et al.— Phys. Stat. Sol. Ser. a, 1983, v. 80, p. 607.
19. Riseberg L. A., Weber M. J.— In: Progress in Optics.— Amsterdam: North-Holland, 1976,— P. 91.
20. Каминский А. А. и др.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1982, т. 46, с. 979.
21. Перлин Ю. Е. и др.— ФТТ, 1982, т. 24, с. 685.
22. Блажа М. Г. и др.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1976, т. 40, с. 1851.
23. Weber M. J.— Phys. Rev. Ser. B, 1973, v. 8, p. 54.

539.123(048)2

Г. А. Гусев, И. М. Железных. О возможности детектирования нейтрино и мюонов по радиоизлучению каскадов в естественных диэлектрических средах (льды Антарктиды и др.). 1) *Детекторы сверхбольших размеров и проблемы физики и астрофизики высоких энергий.* Детекторы широких атмосферных ливней (ШАЛ), работающие в нашей стране и за рубежом, имеют площади несколько десятков км<sup>2</sup> (в Якутске, Хавера-Парке и др.), объемы подземных детекторов превышают 10<sup>8</sup> м<sup>3</sup> (Баксанский сцинтилляционный телескоп, ИМВ-детектор и др.). Однако изучение физики элементарных частиц сверхвысоких энергий, поиск новых явлений и частиц, предсказываемых современными теориями (сверхтяжелый магнитный монополи, суперсимметричные частицы и т. д.), проблемы астрофизики требуют создания наземных, подземных, глубоководных детекторов все больших и больших площадей и объемов. Так, на основе идеи М. А. Маркова, высказанной в 1960 г.<sup>1</sup>, в последние годы активно обсуждаются и исследуются возможности глубоководного детектирования мюонов и нейтрино в установках объемом 10<sup>7</sup> м<sup>3</sup> и более (проект ДЮМАНД).

В докладе рассмотрены возможности создания радиодетекторов сверхбольших размеров (площадью ~10<sup>4</sup> км<sup>2</sup>, объемом ~10<sup>10</sup> м<sup>3</sup>), в которых используется принцип регистрации когерентного радиоизлучения от ШАЛ и от ливней, порождаемых проникающими частицами в грунте, предложенный Г. А. Аскарьяном в 1961, 1965 гг.<sup>2</sup> Обсуждается детектирование ШАЛ в области энергий больше 10<sup>19</sup>—10<sup>20</sup> эВ, в частности рассмотрены возможности поиска наклонных ШАЛ от нейтрино сверхвысоких энергий, которые возникают в грунте и развиваются в атмосфере Земли. Показана возможность создания радиодетектора мюонов и нейтрино, «прослушивающего» объем 10<sup>9</sup>—10<sup>11</sup> м<sup>3</sup> в массивах льда с малым поглощением радиоволн дециметрового диапазона; предложено изучить с помощью ледового радиодетектора потоки космических электронных антинейтрино в области энергий W-бозонного резонанса  $E \approx 6 \cdot 10^{15}$  эВ (реакция  $\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow W^- \rightarrow$  адроны). Обсуждается также детектирование мюонов и нейтрино в объеме воды  $\geq 10^5$  м<sup>3</sup> при использовании системы диэлектрических волноводов.

2) *Поиск ШАЛ с  $E > 10^{20}$  эв.* Вопросы о том, есть ли верхняя граница у масс элементарных частиц, какая верхняя граница энергетического спектра элементарных частиц в космических лучах, имеют принципиальный интерес. Если стабильные элементарные частицы сверхбольших масс ( $M \sim 10^{23}$ — $10^{28}$  эВ) действительно существуют, то при их взаимодействиях могут рождаться адроны и лептоны (в том числе нейтрино) с энергиями вплоть до 10<sup>28</sup> эВ<sup>3</sup>. Детектирование радиоизлучения ШАЛ и каскадов в естественных диэлектрических средах представляется наиболее адекватным методом детектирования частиц сверхвысоких энергий.

Детектирование прямого радиоизлучения ШАЛ при  $E > 10^{20}$  эВ требует большого числа антенн на большой площади, так как радиоизлучение имеет острую направленность (поперечник «радиопятна» на Земле порядка сотен метров), а статистика бедна ( $F(> E) \sim (E/10^{19} \text{ эВ})^{-2}$  км<sup>-2</sup>год<sup>-1</sup>ср<sup>-1</sup>). Поэтому в работе<sup>4</sup> было предложено для поиска ШАЛ с энергией  $\geq 10^{20}$  эВ детектировать радиоизлучение ШАЛ, рассеянное при отражении

от Земли, а затем и от F-слоя ионосферы. В этом случае площадь радиопятна на Земле может составить  $10^4$ — $10^5$  км<sup>2</sup>, расстояние между антеннами может быть выбрано достаточно большим, что позволит существенно уменьшить общее число антенн.

3) *Радиодетектор нейтрино в атмосфере.* Исследования ШАЛ в области энергий  $40^{19}$ — $10^{20}$  эВ и выше не только помогут выяснить вопрос, имеется ли «образование» спектра протонов космических лучей реликтовыми фотонами, но и провести поиск наклонных ШАЛ от нейтрино, выходящих из Земли<sup>5</sup>. Дело в том, что длина каскадов от электронов (позитронов), рождаемых электронными нейтрино (антинейтрино) в грунте (воде), при  $E \gtrsim 10^{19}$  эВ превышает несколько сот метров<sup>6</sup> вследствие эффекта Ландау — Померанчука — Мигдала. Поэтому в работе<sup>5</sup> было предложено рассмотреть возможности детектирования каскадов, которые могли бы быть вызваны нейтрино с  $E \gtrsim 10^{19}$  эВ вблизи поверхности Земли в грунте (воде) и развитие которых продолжалось бы в атмосфере. Антенны, в частности, могут быть расположены на склоне горы, а эффективный объем регистрации такого детектора может достигать  $\sim 10^{10}$  м<sup>3</sup> грунта (воды).

Детектирование ру-нейтрино ( $E \sim 10^{19}$  эВ) по оптическому излучению каскадов, идущих снизу вверх, обсуждалось в работе<sup>7</sup>.

4) *Радиодетектор нейтрино во льду.* Возможности создания радиодетекторов каскадов от мюонов и нейтрино объемом  $10^9$ — $10^{11}$  м<sup>3</sup> глетчерного или полярного льда (в Антарктиде, в Гренландии и др.) при относительно небольшом числе антенн, располагаемых на поверхности льда, были рассмотрены в<sup>8</sup>. Впервые лед как подходящая среда для регистрации радиоизлучения каскадов был отмечен Г. А. Аскарьяном в 1965 г.<sup>2</sup>. Наше предложение основано на том, что поглощение радиоволн во льду в диапазоне частот  $10^8$ — $3 \cdot 10^9$  Гц весьма мало при низких температурах (при  $-50$  °C на частотах 0,5—1 ГГц оно составляет  $(4-12) \cdot 10^{-3}$  дБ/м), что позволяет принимать слабые радиосигналы с расстояний порядка 1 км, а по форме и размерам области приема радиоизлучения Вавилова — Черенкова, идущего из нижней полусферы от нейтринных и мюонных каскадов (пересечение черенковского конуса с поверхностью льда), можно определить направление и энергию каскада. При регистрации каскадов с глубин 0,1—1 км пороговые энергии каскадов могут быть оценены как  $10^{14}$ — $10^{15}$  эВ. С помощью предлагаемого радиодетектора возможны поиск нейтрино высоких энергий галактического и внегалактического происхождения, исследование поглощения нейтрино в Земле и генерации прямых нейтрино, изучение мюонов из горизонтальных ШАЛ, поиск суперсимметричных частиц высоких энергий (фотино) и др. Радиодетектор нейтрино может использоваться в геофизических экспериментах при «просвечивании» Земли пучками нейтрино от ускорителей.

Особый интерес представляет исследование реакции  $\tilde{\nu}_e + e^- \rightarrow W^- \rightarrow$  адроны в области W-бозонного резонанса. Недавно открытый W-бозон имеет массу  $\sim 80$  ГэВ, и, следовательно, резонансная энергия  $E_{\text{рез}} = M_W^2/2m_e \approx 6 \cdot 10^6$  ГэВ. Резонансное сечение хорошо известно. Поэтому радиодетектор во льду объемом  $\sim 10^{11}$  м<sup>3</sup> даст возможность определить поток электронных антинейтрино в области энергии  $6 \cdot 10^6$  ГэВ из атмосферы и из космоса.

5) *О подводном детектировании радиоизлучения каскадов с помощью волноводов.* Если электронно-фотонный или адронный каскад в воде пройдет через систему диэлектрических волноводов, то по радиоизлучению в волноводах можно определить направление и энергию каскада. Атмосферные шумы в дециметровом диапазоне под водой отсутствуют. Поэтому целесообразно рассмотреть возможности подводного детектора каскадов от мюонов и нейтрино объемом, например,  $10^5$  м<sup>3</sup> с волноводами из фольгированного полиэтилена<sup>9</sup>.

В заключение подчеркнем, что предложенные радиодетекторы ШАЛ, мюонов и нейтрино позволят увеличить площади и объемы регистрации на несколько порядков по сравнению с параметрами существующих установок, что даст новые возможности для решения проблем физики высоких энергий и астрофизики.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Марков М. А. — Proc. of 10th Intern. Conference on High Energy Physics. — Rochester, 1960. — P. 579.
2. Аскарьян Г. А. — ЖЭТФ, 1961, т. 41, с. 616; 1965, т. 48, с. 988.
3. Марков М. А., Железных И. М. — In: Proc. of the 1979 DUMAND Workshops at Khabarovsk and Lake Baikal/Ed. J. Learned. — Honolulu, 1980. — P. 177.
4. Гусев Г. А., Деденко Л. Г., Железных И. М., Марков М. А. — Письма ЖЭТФ, 1982, т. 36, с. 216.
5. Dedenko L. G., Markov M. A., Zheleznykh I. M. — Proc. of the 1981 Intern. Conference on Neutrino Physics and Astrophysics July 1-8/Ed. R. J. Cence, E. Ma, A. Roberts. — Maui, Hawaii, 1981. — V. 1, p. 292.
6. Dedenko L. G., Markov M. A., Stern B. E., Zheleznykh I. M. — In: Proc. of 17th ICRC. — Paris, 1981. — V. 10, p. 303.
7. Linsley J. — Paper presented at 18th ICRC. — India, 1983.
8. Гусев Г. А., Железных И. М. — Письма ЖЭТФ, 1983, т. 38, с. 505.
9. Гусев Г. А., Деденко Л. Г., Железных И. М. — В кн. Труды I Всесоюзной конференции «Исследования мюонов и нейтрино в больших водных объемах». — Алма-Ата, 1983. — С. 219.