

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

НАУЧНАЯ СЕССИЯ ОТДЕЛЕНИЯ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ И АСТРОНОМИИ
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

(27 января 1993 г.)

27 января 1993 г. в Институте физических проблем им. П.Л. Капицы РАН состоялась научная сессия Отделения общей физики и астрономии РАН. На сессии были заслушаны доклады:

1. И.М. Халатников. От инстантонов до инфляционной Вселенной.

2. В.К. Малиновский, В.Н. Новиков, А.П. Соколов. О наноструктуре неупорядоченных тел. Содержание одного доклада публикуется далее.

В.К. Малиновский, В.Н. Новиков, А.П. Соколов. О наноструктуре неупорядоченных тел. Низкоэнергетические спектры колебательных возбуждений неупорядоченных тел имеют особенности, отличающие их от спектров кристаллов. В последних плотность колебательных состояний (ПКС) в низкоэнергетической области хорошо описывается дебаевским законом. В стеклах и аморфных телах ситуация другая. Во-первых, при энергиях, меньших 1 К, наблюдается постоянная ПКС. Во-вторых, в стеклах имеется избыточная (по сравнению с дебаевской) ПКС в области энергий 2–10 мэВ (3–15 К). Избыточная ПКС выглядит как пик, который в максимуме превышает дебаевскую ПКС при этой энергии в 2–6 раз в разных материалах. Избыточная ПКС наблюдается во всех стеклах; она проявляется в низкоэнергетических спектрах неупругого рассеяния нейтронов, низкочастотных спектрах комбинационного рассеяния света ("бозонный пик"), дальнего ИК поглощения, а также в низкотемпературной теплоемкости и теплопроводности. Особенности при очень низких энергиях, меньших 1 К, хорошо объясняются в рамках общепринятой модели двухуровневых систем. Природа второй особенности — избыточной ПКС при энергиях 2–10 мэВ — до конца не ясна. Имеющиеся модели сходятся, однако, в том, что колебательные возбуждения, ответственные за избы-

точную ПКС в стеклах, локализованы в области, содержащей от нескольких десятков до сотни атомов, и поэтому несут косвенную информацию о структуре материала на масштабах среднего порядка, т.е. 1–2 нм [1–4]. Исследование низкоэнергетических особенностей спектров неупорядоченных материалов в их связи с наноструктурой — основная цель данной работы.

Низкоэнергетические квазилокальные возбуждения в стеклах изучались в данной работе методами неупругого некогерентного рассеяния нейтронов и комбинационного рассеяния света. Первый из них дает наиболее прямую информацию о плотности колебательных состояний. На рис. 1 приведены низкочастотная ПКС трех стеклообразных материалов разного химического состава и их кристаллических аналогов As_2S_3 , SiO_2 и $Mg_{70}Zn_{30}$. Избыточная ПКС, определенная как $\Delta g(\omega) = g(\omega) - g_D(\omega)$, где $g_D(\omega)$ — дебаевская ПКС, найденная с помощью известных из эксперимента скоростей звука, во всех трех материалах имеет универсальную спектральную форму (рис. 2) в приведенных координатах $\Delta g'$, ω' , где $\Delta g' = \Delta g / \Delta g_{max}$, $\omega' = \omega / \omega_{max}$, ω_{max} — частота, на которой находится максимум $\Delta g(\omega)$, $\Delta g' = \Delta g(\omega) / \Delta g(\omega_{max})$. Универсальность спектральной формы $\Delta g'(\omega)$ в стеклах разного химического состава, с разным характером ближнего порядка и типа химической связи (плоскостная структура в As_2S_3 , ковалентные связи в SiO_2 и плотная упаковка в металлическом стекле $Mg_{70}Zn_{30}$) свидетельствуют об универсальном характере особенностей структуры аморфных тел, ответственных за появление низкочастотных аномалий спектров.

Более удобным методом исследования избыточных колебательных возбуждений является комбинационное рассеяние света.

На рис. 3 приведен типичный спектр КРС стекол

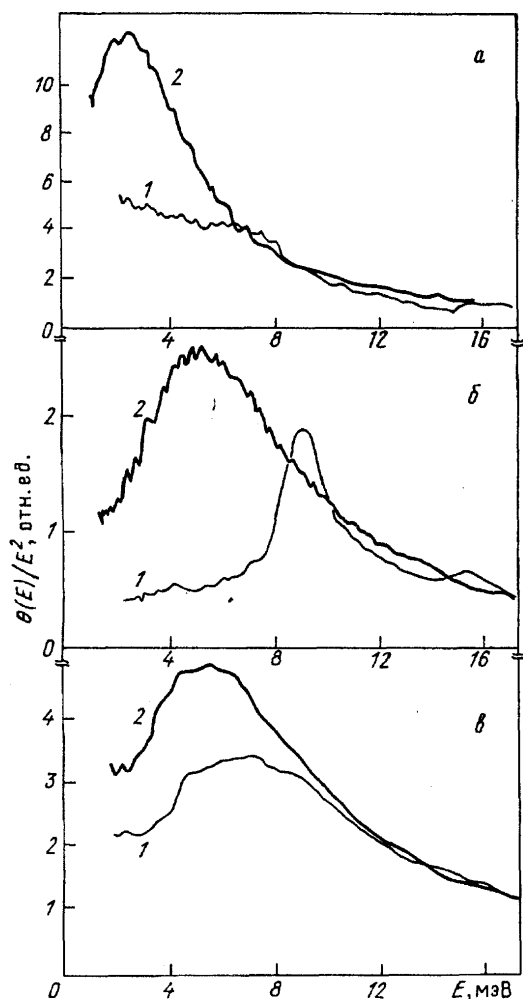


Рис. 1. Плотность колебательных состояний в кристаллическом (1) и стеклообразном (2) образцах. а — As_2S_3 , б — SiO_2 , в — $\text{Mg}_{70}\text{Zn}_{30}$

(на примере As_2S_3). В области частот $\omega \geq 200 \text{ см}^{-1}$ лежат валентные моды, соответствующие колебаниям структурных единиц. В низкочастотной области ($\omega < 100 \text{ см}^{-1}$) наблюдается широкий бесструктурный пик с $\omega_{\text{max}} \sim 20 - 100 \text{ см}^{-1}$ и полушириной

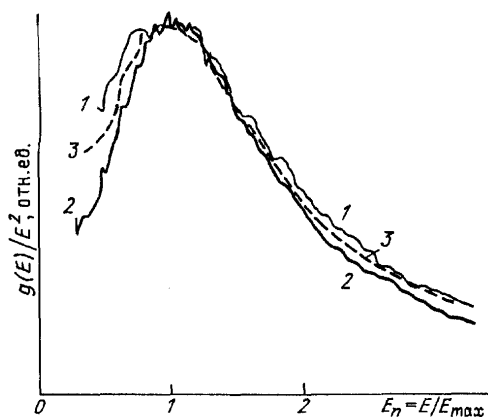


Рис. 2. Плотность колебательных состояний стекол в дебаевских координатах $g(E)/E^2$ в едином масштабе энергий $E_n = E/E_{\text{max}}$. 1 — As_2S_3 ($E_{\text{тик}} = 2,65 \text{ мэВ}$). 2 — SiO_2 ($E_{\text{тик}} = 5,1 \text{ мэВ}$). 3 — $\text{Mg}_{70}\text{Zn}_{30}$ ($E_{\text{тик}} = 5,5 \text{ мэВ}$)

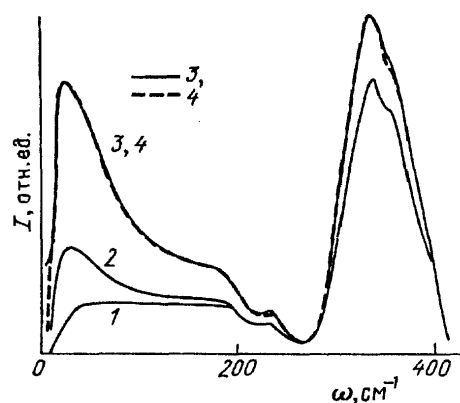


Рис. 3. Спектры КР в стеклообразном As_2S_3 при различных температурах. 1 — 10 К, 2 — 100 К, 3 — 300 К, 4 — спектр, измеренный при $T=100 \text{ К}$ и приведенный с учетом температурного множителя $n(\omega) + 1$ к $T=300 \text{ К}$

$\Delta\omega \sim \omega_{\text{max}}$. Этот пик отсутствует в спектрах КРС соответствующих кристаллов. Анализ спектров показал, что низкочастотный пик связан с рассеянием света первого порядка на колебательных возбуждениях, подчиняющихся статистике Бозе. В результате за низкочастотным пиком в литературе закрепилось название "бозонного". Характерная частота максимума бозонного пика лежит в области акустических колебаний и составляет в разных материалах $1/3 - 1/7$ от дебаевской частоты ω_D , это означает, что характерная длина локализации колебательных возбуждений, рассеяние на которых дает бозонный пик, составляет несколько межатомных расстояний. Бозонный пик является отражением избыточной ПКС в спектре КРС. В приведенных координатах, аналогичных тем, которые использовались выше для описания $\Delta g'(\omega)$, спектральная форма бозонного пика в самых различных стеклах оказалась одинаковой. Это утверждение было проверено для нескольких десятков различных стекол [5]. Надо, однако, отметить, что для аморфных материалов, т.е. полученных не охлаждением расплава, как обычные объемные стекла, а напылением на подложку и другими методами, форма бозонного пика существенно отличается от универсального закона, характерного для стекол. Типичными примерами являются тетраэдрические полупроводники α -Si и α -Ge (рис. 4).

Экспериментальные спектры избыточной ПКС и бозонного пика в стеклах могут быть с достаточной точностью описаны целым рядом подгоночных функций. Наиболее оптимальной из них, содержащей наименьшее число подгоночных параметров, является логнормальная функция. В приведенных координатах она определяется только одним безразмерным параметром — дисперсией распределения σ , которая оказывается универсальным параметром, равным одному и тому же числу для всех низкомолеку-

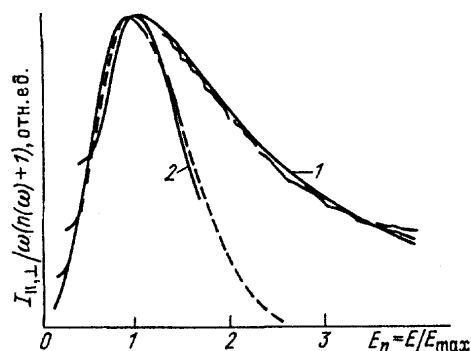


Рис. 4. Типичный вид спектров КР для различных стекол (1) и для аморфных полупроводников (2)

лярных стекол:

$$\Delta g'(\omega) = \exp \left[-\frac{\ln^2(\omega/\omega_{\text{max}})}{2\sigma^2} \right]; \quad (1)$$

$\sigma = 0,48 \pm 0,05$ [6]. Таким образом, в физике стекол возникает новый универсальный параметр — σ , связанный с характеристиками наноструктуры.

Мы считаем, что есть все основания связывать избыточную низкоэнергетическую ПКС в стеклах с наличием в них характерной длины — радиуса среднего порядка, имеющего нанометровый масштаб. Низкоэнергетические колебательные возбуждения, ответственные за избыточную ПКС, локализованы в нашей модели на нанонеоднородностях структуры. Имеется ряд экспериментов на модельных объектах, подтверждающих принципиальную возможность такого механизма возникновения избыточной ПКС. Так, в [7] с помощью низкочастотного КРС исследовались стекла, в матрице которых были выращены кластеры другого химического состава размером в несколько десятков ангстрем. Конкретно, в [7] использовались фотохромные стекла с матрицей состава $\text{SiO}_2 - \text{B}_2\text{O}_3$, которые содержали кластеры гало-

идного серебра. Размер кластеров зависел от времени отжига образцов и менялся в пределах $40 - 80 \text{ \AA}$. При наличии в матрице стекла кластеров ($\sim 2\%$) в спектре неупруго рассеянного света возникает дополнительная полоса (рис. 5). В области частот $\omega \lesssim 60 \text{ см}^{-1}$ наблюдается бозонный пик, характерный для спектров всех стеклообразных материалов. Отжиг образцов приводит к изменению спектра только в области частот $\omega < 20 \text{ см}^{-1}$: возникает пик с $\omega_{\text{max}} \sim 10 \text{ см}^{-1}$. Разность спектров отожженного и контрольного образцов (рис. 6) соответствует спектру поверхностных колебательных мод кластеров, причем в экспериментальном спектре КРС видны только основные моды с частотой

$$\omega^T \sim 0,8v_t/D; \quad (2)$$

где v_t — поперечная скорость звука, D — диаметр кластера сферической формы, ω^T — частота основной торсионной моды. В [8], где аналогичные спектры снимались в стеклах состава $\text{Al}_2\text{O}_3 \cdot \text{Mg}_2\text{O}$ с кластерами $\text{MgCr}_2\text{O}_3 - \text{MgAl}_2\text{O}_3$, в спектре проявлялись лишь сферические колебательные моды с частотой

$$\omega^S = 0,8v_l/D; \quad (3)$$

где v_l — предельная скорость звука. Разница между первым и вторым случаем связана с различным соотношением в них упругих констант кластера и матрицы: более жесткая, чем кластер, матрица (фотохромные стекла) подавляет сферические колебания.

Другим примером является экспериментальная работа [4], моделирующая локализацию колебаний в стекле на агрегате-системе, состоящей из кластеров небольшого, но макроскопического размера — от 0,02 до 3 мкм. Было показано, что теплопроводность этих материалов имеет плато, характерное положение которого коррелирует с размером кластеров в

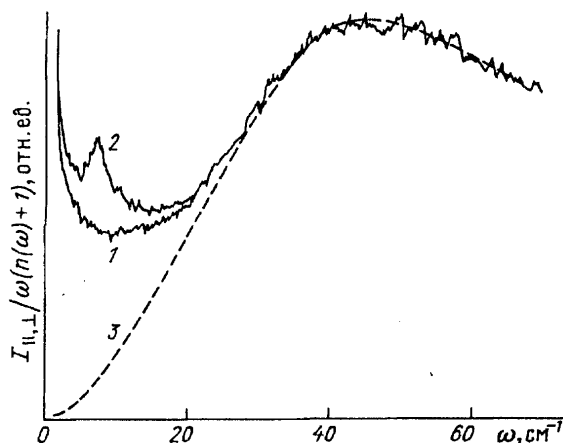


Рис. 5. Низкочастотные спектры КР в фотохромных стеклах. 1 — контрольный образец, 2 — после отжига, 3 — расчетный спектр для вклада акустических колебательных возбуждений

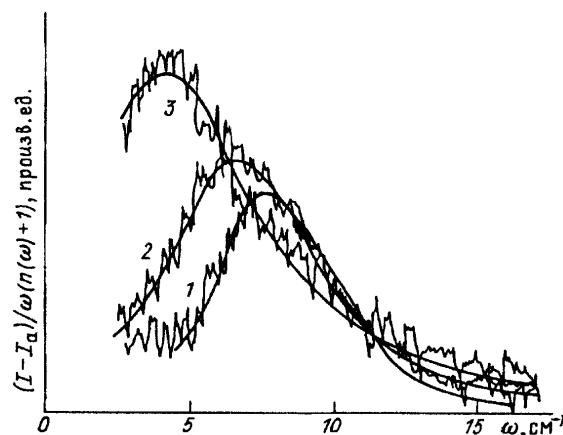


Рис. 6. Разности спектров контрольного образца и образцов с разной степенью отжига

данном образце. Эта линейная зависимость между длиной волны колебания, отвечающего характерной температуре, при которой начинается плато, и размером кластеров прослежена на интервале размеров, меняющихся на 2 порядка. Это сильный аргумент в пользу того, что локализация колебаний в этих агрегированных материалах происходит на масштабе, определяемом характерным размером кластера. В [9] авторы проанализировали данные по низкотемпературной теплопроводности широкого круга стекол и пришли к выводу, что в области плато выполняется критерий Иоффе — Регеля для локализации фононов: $\lambda \sim l$, где l — длина свободного пробега, определяемая в режиме сильного рассеяния размером неоднородности структуры, а λ — длина волны фонона. Сравнивая эти данные с результатами измерений теплопроводности в агрегатах, где локализация появляется на масштабе, равном корреляционной длине структуры, они определили длину корреляции для стекол, которая оказалась равна 10—30 Å.

В работе [10] было произведено сравнение различных свойств бозонного пика и так называемого первого острого дифракционного пика (FSDP) в структурном факторе $S(k)$ стекол. FSDP имеет ряд аномальных свойств, отличающих его от основных пиков $S(k)$; FSDP расположен при $q \sim 1\text{--}1,5 \text{ Å}^{-1}$ и, как показано в целом ряде работ, обусловлен корреляциями в расположении атомов на расстояниях до второй и третьей координационной сфер. Обнаружено, что имеются корреляции в зависимости положений и интенсивности FSDP и бозонного пика от химического состава, термической обработки и давления. Эти корреляции дают дополнительные аргументы в пользу наличия связи низкоэнергетических возбуждений с характерным масштабом длины в структуре стекла — радиусом среднего порядка. Дальнейшее исследование связи между FSDP и бозонным пиком произведено в [11]. Проведенные оценки корреляционной длины L_c по положению бозонного пика и по ширине FSDP достаточно хорошо согласуются и дают значение $L_c \sim 10 \text{ Å}$.

Прямой расчет избыточной низкоэнергетической ПКС в среде с флуктуирующими упругими константами был проделан нами в рамках теории возмущений по малым флуктуациям [12]. Результаты расчетов показывают, что наличие флуктуаций упругих констант с определенным радиусом корреляции $R_c \sim 1\text{--}2 \text{ нм}$ приводит к появлению избыточной ПКС в низкоэнергетической области, $\omega \sim v/R_c$. Как можно показать, любая разумная функция корреляции упругих констант, убывающая с расстоянием, приводит к тому, что часть высокочастотных мод колебаний перемещается в низкочастотную часть спектра,

образуя избыточную ПКС.

Как уже отмечалось выше, спектр избыточной ПКС хорошо аппроксимируется логнормальной функцией с универсальным значением дисперсии логарифма частоты $\sigma = 0,48$. В модели, где избыточная ПКС обусловлена колебательными возбуждениями, локализованными на неоднородностях структуры масштаба нанометров, частота квазилокальных колебаний ω связана с размером неоднородности L соотношением $\omega = Kv/L$, где K — константа порядка единицы. Это означает, в частности, что распределение нанонеоднородностей по размеру может быть также описано логнормальной функцией, аналогичной (1) с той же самой дисперсией σ .

$$F(L) \sim \exp \left[-\frac{\ln^2(L/L_0)}{4\sigma^2} \right]; \quad (4)$$

где L_0 — наиболее вероятный размер кластера. Имеется геометрическая модель разбиения объема стекла на кластеры, которая воспроизводит как функциональный вид $F(L)$ (4), так и численное значение σ в стеклах [13]. В этой модели центры кластеров распределены случайным образом в пространстве (пуассоновское распределение), а разбиение на кластеры осуществляется построением Вороного для системы этих случайно распределенных точек. Как показывают результаты компьютерного моделирования [14], функция распределения по размерам кластеров в такой системе хорошо описывается выражением (4) со значением $\sigma = 0,4\text{--}0,5$ в зависимости от способа определения размера кластера. Известен точный результат для дисперсии распределения логарифма объемов кластеров в этой модели: $\sigma = 0,43$ [15]. Близость этих значений к найденному из подгонки экспериментальных спектров избыточной ПКС представляется не случайной и является одним из свидетельств в пользу кластерной модели структуры стекол.

Релаксационные свойства стеклообразных и аморфных материалов определяются в значительной мере особенностями их структуры на нанометровом масштабе. Исследование эволюции низкочастотных спектров КРС стекол в зависимости от изменений температуры в интервале от $T < T_g$ до $T \sim T_m$ (T_g и T_m — температуры стеклования и плавления соответственно) позволили нам получить информацию о релаксационных свойствах материала и переходе стекло—жидкость. В [16] нами предложена модель, описывающая низкочастотный спектр КРС при разных температурах, которая по экспериментальным спектрам КРС позволяет получить информацию о величине и температурной зависимости времен релаксации и других параметров. Основой модели яв-

ляется учет влияния релаксации структуры материала на рассеяние света квазилокальными колебательными возбуждениями, ответственными за бозонный пик. В рамках модели в ряде низкомолекулярных органических материалов по эволюции крыла линии Рэлея при изменении температуры удалось определить критическую температуру T_c , при которой происходит переход от α - к β -типу релаксации. При этой температуре, превышающей на 30–40° температуру стеклования, релаксационные параметры имеют характерный излом в температурной зависимости. Это находится в соответствии с предсказаниями модели связанных мод [17], а также с экспериментальными данными по ядерному магнитному и электронному парамагнитному резонансам [18].

Присутствие бозонного пика в спектрах переохлажденной жидкости, обнаруженное в [16], свидетельствует о том, что кластеры сохраняются также и в жидком состоянии, вплоть до T_m , по крайней мере на временах порядка времени жизни квазилокальных колебательных возбуждений, ответственных за бозонный пик, т.е. 10^{-11} — 10^{-12} с.

Низкоэнергетические особенности колебательных спектров стекол могут существенным образом влиять на свойства стекол не только при низких, но и при высоких T , вплоть до температуры стеклования. К таким свойствам относятся те, для которых влияние низкоэнергетической ПКС усилено по сравнению с областью спектра вблизи дебаевской частоты. Так, вклад низкоэнергетических фононов в величину среднеквадратичных тепловых колебаний атомов усилен фактором, равным обратному квадрату частоты колебаний. В результате, как показано в [19], в стеклах наличие избыточной низкоэнергетической ПКС, которая интегрально составляет $\sim 10\%$, увеличивает амплитуду тепловых колебаний на 30–40 % по сравнению с соответствующими кристаллами при той же температуре. В точке стеклования амплитуда тепловых колебаний оказывается весьма близкой к ее значению в соответствующих кристаллах при температуре плавления. Найденное в [19] с учетом критерия Линдемана соотношение между температурами стеклования и плавления в материале одного и того же химического состава определяется параметрами избыточной низкоэнергетической ПКС — ее амплитудой, положением максимума, а также универсальным значением дисперсии логнормального распределения по частоте избыточной ПКС. Отношение T_g/T_m оказалось весьма близким к $2/3$ — известному эмпирическому правилу. В таких материалах, как аморфные кремний и германий, нет избыточной ПКС в низкоэнергетической области спектра — бозонный пик фактически сливается с

ТА-модой. Соответственно, эти материалы не стеклуются, при охлаждении ниже температуры плавления происходит их быстрая кристаллизация в соответствии с тем, что в них, в отличие от стекол, амплитуда тепловых колебаний близка к значению в кристаллическом состоянии.

В последние годы проявляется растущий интерес к колебательным свойствам неупорядоченных фрактальных систем. К ним относится широкий круг материалов, включающий аэрогели и другие пористые материалы, полимеры, коллоидные агрегаты, золи и др. Этот круг материалов, обладая своими универсальными закономерностями, отличается по виду низкоэнергетических колебательных спектров от низкомолекулярных объемных стекол. Колебательные возбуждения фрактальной системы — фрактоны локализованы и в реальных системах проявляются лишь в некотором диапазоне частот. Детальное исследование фрактонов в полимерах, их связь со структурой полимеров на масштабах 5–50 Å произведены в [20]. Сравнительное изучение образцов обычного и дейтерированного полиметилметакрилата (ПММА) методами низкоэнергетического неупругого рассеяния нейтронов и низкочастотного КРС, а также предложенная в [20] модель КРС на фрактонах, позволили нам определить ряд фрактальных индексов материала и размер фрактального кластера. Полученные результаты позволили выявить отличие рассматриваемых полимеров от идеальных линейных, оценить относительную величину межмолекулярного взаимодействия в разных полимерах, выявить влияние одноосного удлинения и вариаций химического состава на структуру полимера.

В заключение отметим, что найденная нами универсальность спектральной формы низкоэнергетических колебательных спектров стеклообразных и аморфных тел означает, что их структура построена на неких общих конструктивных принципах. В том хаосе, с которым обычно связывалась структура аморфных тел и стекол, есть универсальный характерный пространственный масштаб — своеобразный параметр порядка, присущий стеклам различной природы (диэлектрическим, полупроводниковым, металлическим). Для теории стеклообразного и жидкого состояния он может сыграть столь же важную роль, какую играла элементарная ячейка для теории кристаллов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Malinovsky V.K., Novikov V.N., Parshin P.P., Sokolov A.P., Zemlyanov M.G. // *Europhys. Lett.* 1990. V.11. P.43.
2. Клинггер М.И. // *УФН.* 1989. Т.152. С. 623.
3. Buchenau U., Galperin Yu.M., Gurevich V.L., Shober H.R. // *Phys. Rev.* 1991. V.B43. P.5039.
4. Graebner J.R., Golding B. // *Phys. Rev.* 1986. V.B34. P.5788.

5. Malinovsky V.K., Sokolov A.P. //Sol. State Commun. 1986. V.57. P.757.
6. Malinovsky V.K., Novikov V.N., Sokolov A.P. // Phys. Lett. 1991. V.A153. P.63.
7. Malinovsky V.K., Novikov V.N., Sokolov A.P., Dodonov V.G. // Sol. State Commun. 1988. V.67. P.725.
8. Duval E., Boukenter A., Champagnon B. // Phys. Rev. Lett. 1986. V.56. P.2052.
9. Clear C. Yu., J.J. Freeman //Phys. Rev. 1987. V.B36. P.7620.
10. Novikov V.N., Sokolov A.P. // Sol. State Commun. 1991. V.77. P.243.
11. Sokolov A.P., Kisliuk A., Soltuisch M., Quitmann D. // Phys. Rev. Lett. 1992. V.69. P. 1540.
12. Malinovsky V.K., Novikov V.N., Sokolov A.P. //J. Non-Cryst. Sol. 1989. V.114. P.61.
13. Malinovsky V.K., Novikov V.N., Sokolov A.P. // Proc. of the XVI Intern. Congress on Glass. Madrid, 1992. V.6. P.499.
14. Anderson M.P., Grest G.S. //Phil. Mag. 1989. V.B59. P.293.
15. Gilbert E.N. // Ann. Math. Stat. 1962. V.33. P.958.
16. Gochiyaev V.Z., Malinovsky V.K., Novikov V.N., Sokolov A.P. // Phil. Mag. 1991. V.B63. P.777.
17. Gotze W., Sjogren L. //J. Phys.: Sol. State. 1989. V.183.
18. Дзюба С.Л., Цветков Ю.Д. Динамика молекул в неупорядоченных средах. Новосибирск: Наука, 1991.
19. Malinovsky V.K., Novikov V.N. // J. Phys.: Cond. Matt. 1992. V.4. P.L139.
20. Земляное М.Г., Малиновский В.К., Новиков В.Н., Паршин П.П., Соколов А.П. //ЖЭТФ. 1992. Т.101. С.284.

III МЕЖДУНАРОДНЫЙ СИМПОЗИУМ ПО ШАРОВОЙ МОЛНИИ

(Лос-Анджелес, 28—30 июля 1992 г.)

Третий международный симпозиум по шаровой молнии проходил 28—30 июля 1992 г. в Лос-Анджелесе и был организован проф. С. Сингером (США) — президентом международного комитета по шаровой молнии.

Первая сессия началась со статистического анализа наблюдений шаровой молнии на трех континентах и методах обработки данных (Г.С. Дайкхайд). Были прочитаны российские доклады, относящиеся к банку наблюдательных данных по шаровой молнии, представленном в формате MS DOS (А.Х. Амиров, В.Л. Бычков, А.Ю. Стрижев), процессам образования фрактальных нитей в результате взаимодействия высоких удельных потоков энергии на поверхность и последующих неравновесных процессах в атмосфере во внешнем электрическом поле "как основы фрактальной концепции шаровой молнии (Б.М. Смирнов). Доклад А.Г. Кеула посвящен австрийской фотографии шаровой молнии, которая была подвергнута как равностороннему анализу экспертов, так и компьютерной обработке распределений интенсивности свечения и его цвета. Сообщение об анализе гамма-излучений вблизи разрядов молнии основано на измерениях, проведенных в лаборатории Лэнгмюра, Нью-Мехико, с использованием двух сцинтилляторных счетчиков, находившихся на вершине горы. Эта работа (Д. Фрубергер) была выполнена с целью проверки гипотезы Эшби и Визехеда.

На следующей сессии были представлены видеозаписи по взаимодействию плазменного факела, образуемого в японском 5 кВт-микроволновом цилиндрическом резонаторе (Ю.Х. Отсуки, Х. Офурутон, Н. Кондо). Представлены расчеты для микроволновой плазмы в эллиптической полости (Х.М. Ву), при сферической геометрии (Д.Б. Мулдрев) и общей мик-

роволновой теории шаровой молнии (А.П. Ведута).

На следующем заседании, посвященном изучению полей, представлен анализ неизвестного атмосферного свечения в Норвегии в виде фотографий, видеозаписей, анализа лабораторных экспериментов (Э. Странд). Отмечается присутствие на снегу следов с повышенным содержанием бактерий. Цветные фотографии и видеозаписи явления, происходящие при пробое воздуха под действием радиочастотного разряда с использованием катушек Тесла, которые демонстрировались на предыдущем симпозиуме, здесь подверглись критике (П.А. Силберг, Р. Голка). Непосредственно на симпозиуме был продемонстрирован разряд сферической формы и голубого цвета, который использовал 3 кВт — источник энергии с частотой 13,56 МГц и осуществлялся между плоскими электродами в воздухе с пониженным давлением (К. Чуканов, Г. Генов, А. Мартинов). Анализ вулканических шаровых молний с демонстрацией видеозаписей был выполнен Э. В. Бахом.

На сессии, посвященной теоретическим аспектам шаровой молнии, рассмотрена концепция магнитного монополя как основы шаровой молнии (В.К. Коршунов), плазменная теория шаровой молнии при сильном взаимодействии электрического и магнитного полей с вихревым движением плазмы (Дж. Накамкин), шаровая молния как ридберговское состояние вещества (Э.А. Маныкин, М.Т. Ожован, П.П. Полуэктов), шаровая молния как квантовая магнитная плазма (Г.С. Дайкхайд). Показано, что взаимодействие мод микроволновых электромагнитных волн может привести к атмосферным явлениям, сходным с наблюдениями шаровыми молниями и НЛО (Ю.Х. Отсуки). Представлена информация о наблюдениях по проникновению шаровой молнии