

53(048)

**НАУЧНАЯ СЕССИЯ ОТДЕЛЕНИЯ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ И АСТРОНОМИИ
СОВМЕСТНО С ОТДЕЛЕНИЕМ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
АКАДЕМИИ НАУК СССР
(24—25 октября 1973 г.)**

24 и 25 октября 1973 г. в конференц-зале физического института им. П. Н. Лебедева АН СССР состоялась научная сессия Отделения общей физики и астрономии совместно с Отделением ядерной физики АН СССР. На сессии были заслушаны доклады:

1. И. П. Стаханов. О природе шаровой молнии.
2. М. С. Рабинович, В. Н. Цытович. О новых коллективных методах ускорения заряженных частиц.
3. Г. М. Драбкин, Г. П. Гордеев, Е. И. Забидаров, Я. А. Касман, А. И. Окороков, В. А. Трунов. Исследование магнитного упорядочения и фазовых переходов в магнетиках методом поляризованных нейтронов.
4. О. И. Сумбаев, В. А. Шабуров, И. М. Банд, А. Е. Совестьнов, Е. В. Петрович, Ю. П. Смирнов, М. Б. Тржасковская. Исследование электронного механизма изоморфных фазовых переходов методом «химических» смещений рентгеновских линий.
5. Г. М. Драбкин, В. А. Носкин, Э. Г. Таровик, А. З. Ягуд, М. М. Агамалян, Н. П. Жученко. Исследование процесса диффузионного массопереноса изотопа He^3 в жидком $He I$ с помощью тепловых нейтронов.
6. С. В. Малеев. Магнитные дипольные силы и динамика критических флуктуаций выше точки Кюри в ферромагнетиках.
7. О. М. Сумбаев, Е. В. Петрович, Ю. П. Смирнов, И. М. Банд, А. И. Смирнов. Применение метода малых смещений рентгеновских линий для исследования электронной структуры кристаллохимических связей.
8. Ю. С. Грушко, Л. И. Молканов, И. М. Банд, А. В. Олейник. Сочетание метода рентгеновского химического сдвига и эффекта Мессбауэра при изучении электронной валентной структуры.
9. Г. М. Драбкин, А. И. Сибилев, В. В. Клюбин, Т. Г. Брагинская, Г. Е. Шмелев. Эффекты пространственной корреляции флуктуаций в жидкой бинарной смеси и ее электропроводность вблизи точки фазового перехода.

Ниже публикуется краткое содержание прочитанных докладов.

551.594.2(048)

И. П. Стаханов. О природе шаровой молнии. 1. Предполагается, что рекомбинация в шаровой молнии задерживается образованием сольватных оболочек, состоящих из молекул воды (см. рисунок). Энергия связи молекулы воды с ионом оказывается порядка 1 эв , и, следовательно, для разрушения сольватной оболочки

требуется несколько электрон-вольт. Поэтому при температурах $(1-2) \cdot 10^3$ °К сольватные оболочки устойчивы, и они могут приостановить рекомбинацию, препятствуя непосредственному контакту ионов при соударениях. Рекомбинация может еще продолжаться при слиянии двух ионов в одну «молекулу» при неупругих соударениях. Однако из-за большого размера такой «молекулы» и ослабления взаимодействия ионов, окруженных сольватными оболочками (вследствие большой диэлектрической проницаемости воды) устойчивость ее в интересующей нас области температур, по-видимому, невелика. Предполагается, что вследствие быстрого распада «молекул» рекомбинация протекает медленно.

Можно показать¹, что если температура вещества превысит определенный предел, то начинается цепная реакция разрушения сольватных оболочек, приводящая к взрыву. В противном случае происходит медленная рекомбинация через образование «молекул». При $T \approx 10^3$ °К и концентрации ионов 10^{18} см⁻³ плотность энергии, заключенной в веществе молнии, составляет 7 дж/см³ (около 10 эв на каждую пару ионов).

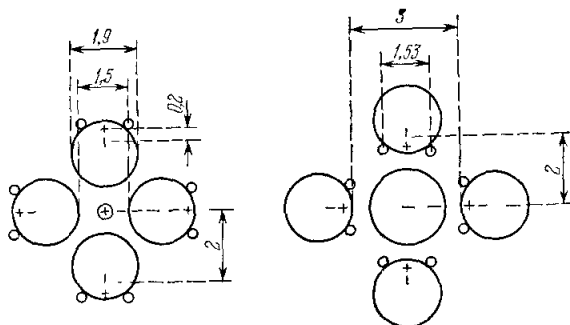


Схема строения гидратированных ионов (размеры — в Å).

При радиусе $R = 15$ см это дает около 10^5 дж, что согласуется с имеющимися оценками². Уменьшение плотности вещества вследствие нагревания компенсируется увеличением молекулярного веса ионов. При $T = 10^3$ °К плотность вещества молнии приблизительно равна плотности воздуха, если сольватные оболочки ионов состоят из четырех молекул воды.

2. Вследствие большого радиуса действия кулоновских сил поверхностное натяжение (σ) плазменных сфер должно быть аномально большим. У жидких металлов оно составляет 500—1000 эрг/см² по сравнению с 20—30 эрг/см² у органических жидкостей. Поверхностное натяжение сильных электролитов (за исключением HCl) линейно растет с увеличением концентрации раствора.

Если вычислить отсюда вклад ионов, то по довольно заниженным оценкам он окажется равным 100—200 эрг/см².

Полагая, что при одинаковом характере молекулярных сил $\sigma \sim n^{2/3}$ (где n — концентрация частиц), получим, что для молнии $\sigma = 1-10$ эрг/см². Ряд фактов (такие, как шарообразный характер молнии, ее распад на несколько более мелких молний также шаровидной формы³, проникновение молнии в закрытые помещения через маленькие отверстия, даже через щели⁴, после чего она снова восстанавливает свою форму) указывает на то, что поверхностное натяжение играет существенную роль в этом явлении. Именно оно может объяснить странную устойчивость молнии по отношению к развитию турбулентной конвекции, которая должна бы в течение долей секунды размещать ее вещество в окружающем воздухе. Оценка устойчивости тангенциального разрыва на границе молнии при скорости движения 0,3—1 м/сек согласуется с приведенной выше величиной σ .

3. Был произведен расчет устойчивости шаровой молнии по отношению к раскачке капиллярно-гравитационных волн, возникающих вследствие конвективной неустойчивости из-за того, что плотность вещества молнии отличается от плотности окружающего воздуха⁵. Оказалось, что при $\sigma = 2$ эрг/см² молния устойчива, если

$$|\rho - \rho_0| \leq \frac{24 \cdot 10^{-3}}{R^2}, \quad (1)$$

где ρ и ρ_0 — плотности вещества молнии и окружающего воздуха. Отсюда следует, что при $R = 15$ см отношение $|\rho - \rho_0| / \rho_0$ должно быть менее 10%. Это объясняет, почему молния часто парит в воздухе. Для образования молний с диаметром более 1 м требуются очень специальные начальные условия ($|\rho - \rho_0| / \rho_0$ меньше 1%), и поэтому такие молнии практически не встречаются. Молнии с диаметром меньше 1 см не наблюдались потому, что, как показывают оценки, они должны выгорать в течение долей

селунды. Наиболее часто встречаются молнии с диаметром 10—20 см, для которых условие (1) не является слишком жестким.

Поскольку при рекомбинации плотность вещества должна меняться, условие (1) нарушается задолго до того, как значительная часть вещества молнии успевает рекомбинировать. В результате молния должна развалиться вследствие развития неустойчивости. Это объясняет короткое время жизни молнии (в среднем 2—10 сек⁶) и согласуется с рассказами очевидцев о характере исчезновения ее⁷.

4. Излучение молнии, по-видимому, возникает при рекомбинации ионов, при которой выделяется энергия около 1 эв на каждую частицу (с учетом сольватных оболочек).

Заметим, что ионы, связанные с несколькими молекулами воды (так называемые ионные связки, или «кластеры»), были недавно обнаружены в значительных количествах в нижней ионосфере⁸. Любопытно отметить, что содержание паров воды на этих высотах очень незначительно, что указывает на устойчивость ионных связок.

Как известно, в плазме многие химические реакции протекают иначе, чем в нейтральном газе. Однако обычно длительное существование плазмы связано с высокими температурами и большими энерговывечениями. Задержка рекомбинации в системе, состоящей из сольватированных ионов, позволяет в принципе получить «спокойную» и плотную плазму, находящуюся при сравнительно низких температурах. Это открывает возможность для проведения новых химических реакций и получения ряда химических соединений, которые оказываются неустойчивыми в условиях плазмотронов. Не исключено, что таким способом удастся создать совершенно новый тип безразрядных плазменных реакторов. Более подробно содержание настоящего доклада изложено в работах^{1, 5}.

ЛИТЕРАТУРА

1. П. П. Стаханов, Письма ЖЭТФ 18, 193 (1973).
2. P. D. Zimmerman, Nature 228, 853 (1970).
3. V. L. Goddard, J. Inst. Electr. Eng. 81, 1 (1937).
4. E. L. Hill, J. Geophys. Res. 65, 1947 (1960).
5. П. П. Стаханов, ЖЭТФ 44, 1373 (1974).
6. М. Юман, Молния, М., «Мир», 1972.
7. М. Т. Дмитриев, Природа, № 6, 98 (1967).
8. Г. С. Иванов-Холодный, Т. М. Никольский, Солнце и ионосфера, М., «Наука», 1969, стр. 160.

621.384.6(048)

М. С. Рабинович, В. Н. Цытович. О новых коллективных методах ускорения заряженных частиц. 1. Коллективные методы ускорения заряженных частиц были предложены сравнительно давно Векслером (см. 1, 2). Вначале центр внимания был сосредоточен на теоретических разработках (см. 3, 4), а затем на экспериментах с релятивистскими электронными кольцами⁵. Работы по релятивистским кольцам хорошо известны, и здесь следует отметить достигнутые успехи в ускорении многозарядных ионов. В последние годы (1968—1972 гг.) были достигнуты существенные успехи в другом направлении, а именно — в направлении исследования линейного коллективного ускорения ионов в мощных релятивистских электронных пучках. В более чем шести экспериментальных группах (см. 6) были использованы релятивистские электронные пучки с энергией 1—2 Мэв, током $5 \cdot 10^4$ — 10^6 а, мощностью 10^{10} — $2 \cdot 10^{12}$ вт и получены ускоренные (в направлении движения электронов) ионы с энергией от 2 до 12 Мэв/З в количестве от 10^{12} до 10^{15} частиц за импульс, что соответствует ускоряющим полям от 40 до 400 мв/м и мощности ускорения от 10^9 до 10^{11} вт. Эти параметры сейчас лучше тех, которые к настоящему времени получены с помощью релятивистских электронных колец, что заставляет, с одной стороны, вернуться к некоторым ранним теоретическим разработкам⁴, а также выдвигаемым сейчас новым предложениям для обсуждения общих физических принципов, которые могут увеличить эффективность и мощность новых коллективных ускорителей, использующих релятивистские электронные пучки и плотную плазму. Однако до сих пор полностью не выяснены ни механизм ускорения, ни причина, приводящая к срыву процесса ускорения еще до конца импульса электронов. Это также служит побудительной причиной развития теории.

2. Одной из основных задач коллективных ускорителей является создание сильных коллективных электрических полей. Продвижение в этом направлении возможно в основном путем увеличения плотности плазмы и релятивистских пучков. Из простого соотношения $E_{\max} = 4\pi n_0 e a$, полагая $a = c/\omega_{pe}$, $\omega_{pe} = \sqrt{4\pi n_0 e^2/m_e}$, получим E_{\max} (мв/м) $(1/10000) \sqrt{n_0}$ (см⁻³). Для существующих электронных пучков с $n_0 \approx 10^{13}$ — 10^{15} см⁻³ поля E_{\max} достигают 300—3000 мв/м. Однако в более плотной, например, лазерной плазме они могут достигать 10^6 мв/м и более.

3. Для возбуждения таких полей необходимо использовать принцип мазерной раскачки, т. е. лавинообразное нарастание сильных полей из начальных слабых. Эти неустойчивости могут носить характер пучковой неустойчивости, параметрической или специфической неустойчивости, связанной частично зарядовой нейтрализацией, необходимой для равновесия релятивистского электронного пучка. Необходимо, чтобы нелинейные процессы насыщения не мешали достижению полей, близких к E_{\max} .

4. Возбуждаемые поля должны носить достаточно регулярный характер, что может быть достигнуто, например, уменьшением энергетического разброса частиц пучка или электромагнитного ВЧ поля, возбуждающего неустойчивость. Такая регуляризация осуществлена экспериментально в ряде лабораторий в США. Доказана возможность возбуждения регулярной сильной волны типа величинного солитона. Я. Б. Файнбергом⁷ экспериментально осуществлена регуляризация плазменно-пучковой неустойчивости путем модуляции пучка. Ни в одном из этих экспериментов еще не достигнуты максимальные поля, оцененные выше. Авторы настоящего доклада указывают на новые возможности регуляризации при использовании нелинейного уменьшения частоты в системах, имеющих минимумы в дисперсионных кривых $\omega = \omega(\mathbf{k})$.

5. Особое значение имеет использование свойств экстремально релятивистских электронов для создания более глубоких потенциальных ям. Показывается⁸, что в релятивистском электронном пучке, с $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2} \gg 1$, где $\beta = v/c$ (v — скорость пучка), т. е. движущемся со скоростью, близкой к скорости света, в лабораторной системе могут существовать самосогласованные устойчивые потенциальные ямы, образованные нелинейными волнами, достигающими величины $2m_e c^2 \gamma^2$. Такие потенциальные ямы, двигаясь в лабораторной системе с нерелятивистскими скоростями, могут захватывать и ускорять ионы; их максимальное электрическое поле больше оцененного выше в $\sqrt{\gamma}$.

6. Особое значение имеет управление скоростями потенциальных коллективных ям. Для этого могут быть использованы следующие методы: а) пространственное падение плотности пучка или нарастание плотности плазмы, которое приводит к увеличению фазовых скоростей волн в плазме или их уменьшению в пучке, т. е. в обоих случаях к ускорению волн в лабораторной системе; б) использование неоднородного падающего магнитного поля при раскачке циклотронных волн в релятивистском пучке. Тогда $\omega_0/k = v - (\omega_H/k) \rightarrow v$, т. е. волны ускоряются до скорости пучка⁹; в) использование внешних электрических полей $E \ll E_{\max}$, которые ускоряют нелинейные релятивистские волны, приближая их скорость к скорости света, но не превышая скорости света, т. е. ускоряют нелинейную волну как ступок¹⁰.

7. Важным является возможность использования коллективных процессов для автосинхронизации коллективного ускорения¹¹. Такая возможность связана с частичной зарядовой нейтрализацией релятивистских электронов. Благодаря этому ускоряемые ионы согласно¹¹ могли бы своим зарядом создавать потенциальные ямы, синхронные с их движением.

8. Большое значение имеет возможность самосогласованного увеличения потенциальных ям в результате их диссипативной нагрузки ускоряемыми ионами. Такая ситуация возникает в условиях, когда потенциальные ямы возбуждаются на модах отрицательной энергии⁹. Аналогичный принцип компрессии легкого электронного кольца при его обдувании релятивистским пучком был предложен авторами¹². Реализация этих принципов позволит подойти к решению проблем ударного ускорения³.

Все перечисленные принципы в той или иной мере обсуждаются или реализуются в отдельных исследованиях. Однако совокупное их применение сулит существенное продвижение в довольно сложной, но важной проблеме создания новых коллективных ускорителей с энергией 1—40 Гэв и числом частиц в одном импульсе до 10^{15} , проекты которых сейчас разрабатываются⁹. Не исключена возможность перехода к частоте следования импульсов ускорения 1—10 гц. Таким образом, уже в обозримом будущем коллективные линейные ускорители станут необходимым элементом исследований в ядерной физике малых и средних энергий. Следует продолжить исследования для выяснения возможностей таких ускорителей физики высоких энергий.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Векслер, Труды конференции по ускорителям, т. 1, Женева, 1956, стр. 180; АЭ 2, 427 (1957).
2. М. С. Рабинович, Труды Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц (9—16 октября 1968 г.), т. 2, М., Изд. ВИНТИ, 1970, стр. 473, 1962.
3. V. I. Veksler, V. N. Tsytovich, Proc. of Intern. Conference on High-Energy Accelerators and Instruments, v. 1, CERN, 1959, p. 160; то же: Тр. ФИАН СССР 66, 57 (1973).
4. М. С. Рабинович, В. П. Цытович, *ibid.*, стр. 5.

5. В. П. Саранцев и др., Материалы конференции по ускорителям, Дубна, 1971.
6. G. Yonas, обзорный доклад на конференции по ускорителям, Дубна, 1972; IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-19, 297 (1972).
7. Я. В. Файнберг, доклад на конференции по ускорителям, Дубна, 1972; Препринт ОИЯИ, дубна, 1972.
8. В. Н. Цытович, Сообщение ОИЯИ P9-5090, Дубна, 1970; J. Jancařík, V. N. Tsytovich, Preprint CLM-P292, 1971; Nucl. Fusion 13, 803 (1973).
9. W. E. Drummond, The Auto-resonant Accelerator, CULHAM-SRS Symposium on Turbulence and Nonlinear Effects in Plasma, 1973.
10. Ф. Х. Хакимов, В. Н. Цытович, ЖТФ 43, 2169 (1973).
11. S. Putnam, Nat. Particle Accelerators Conference, Chicago, March 1971.
12. M. S. Rabinovich, V. N. Tsytovich, Particle Accelerators 5, 99 (1973).

538.22(048)

Г. М. Драбкин, Г. П. Гордеев, Е. И. Забидаров, Я. А. Касман, А. П. Окороков, В. А. Трунов. Исследование магнитного упорядочения и фазовых переходов в магнетиках методом поляризованных нейтронов. Данная работа посвящена магнитному упорядочению вблизи точки фазового перехода в никеле¹, иттриевом феррите-гранате², MnF_2 , сплавах $Pd-Fe^3$ и является результатом исследований последних двух лет на реакторе

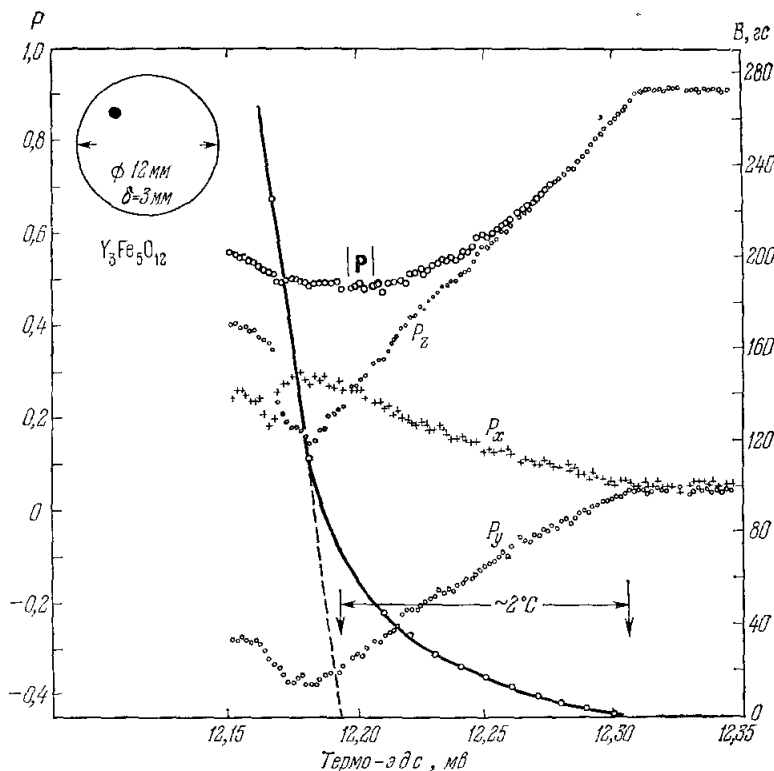


Рис. 1. Температурная зависимость проекций P_x, y, z и модуля $|P|$ поляризации нейтронного пучка сечением 1 мм^2 , прошедшего через монокристалл железо-иттриевого феррита-граната вблизи точки Кюри.

Сплошная кривая — восстановленная по этим данным температурная зависимость индукции в образце. Темная точка в круге — место прохождения пучка через круглый образец диаметром 12 мм и толщиной 3 мм .

ВВРМ с использованием пучков поляризованных нейтронов. Поляризованные пучки получаются или полным отражением от намагниченного ферромагнитного зеркала, или брэгговским отражением от намагниченного кристалла $Co-Fe$. В экспериментах использовались векторный анализ поляризации, спектральный анализ поляризации с применением трех кристаллов пиролитического графита и заключающийся в одновре-

менном измерении деполаризации трех монохроматических линий и пучка с широким спектром. По вращению вектора поляризации измерялась намагниченность образца (рис. 1). По величине деполаризации определялись параметры критических магнитных флуктуаций и доменов. Периодическая магнитная структура изучалась методом пространственного спинового резонанса. Одновременно исследовалось малоугловое магнитное рассеяние нейтронов с анализом поляризации.

Спонтанная намагниченность в Ni вблизи T_c , определенная по деполаризации нейтронов разных длин волн, изменяется с температурой как $\sqrt{\tau}$, где $\tau = (T_c - T)/T_c$, т. е. критический индекс $\beta = 0,5$ в законе $M \sim \tau^\beta$. При этом эксперименты показывают, что наряду с мелкомасштабной неоднородностью, связанной с критическими магнитными флуктуациями и переходом в доменное состояние, в переходной области

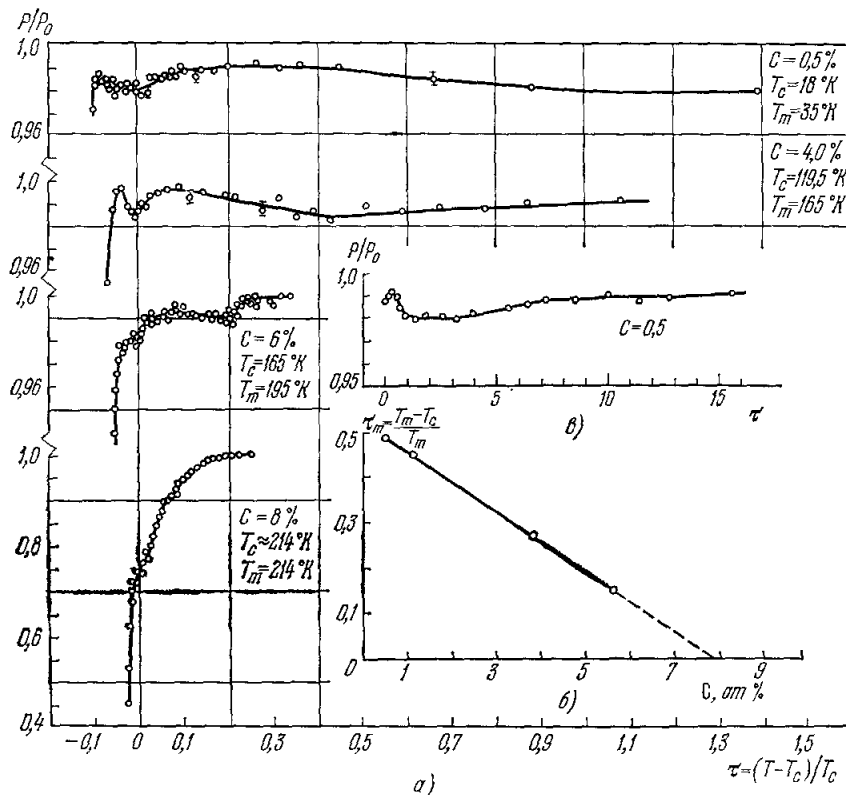


Рис. 2. Температурная зависимость поляризации нейтронного пучка, прошедшего через образец Pd — Fe с концентрацией Fe от 0,5 ат. % (а, в) до 8 ат. % (а), и смещение высокотемпературной аномалии деполаризации τ_m к $\tau = 0$ (б).

наблюдается крупномасштабная неоднородность, обусловленная дипольным взаимодействием.

Наложение по температуре разных явлений усложняет анализ экспериментальных результатов, заставляет видоизменять опыты или использовать узкие пучки нейтронов для локального изучения образцов или проводить одновременные исследования одного и того же образца различными методами. Такие комплексные исследования проведены на образцах $Y_3Fe_5O_{12}$ нейтронным, радиочастотным и магнитным методами. Сопоставление этих данных позволило более надежно установить значение T_c и точнее определить критические индексы перехода, которые оказались зависимыми от температуры. Так, для индекса β найдено аномально высокое значение, доходящее до 0,75 в непосредственной близости к T_c .

Проследить динамику наблюдаемых явлений в зависимости от абсолютной величины параметра упорядочения оказалось возможным при исследовании сплавов Pd — Fe с переменной концентрацией магнитоактивных атомов Fe. На рис. 2 представлены экспериментальные кривые деполаризации нейтронов, прошедших через сплав Pd — Fe с концентрацией железа от 0,5 до 8 ат. %. Анализ этих данных совместно с данными по малоугловому рассеянию и поляризации рассеянных нейтронов позволил сделать

заключение о существовании трех температурных областей, в которых разыгрываются существенно разные явления.

Со стороны низких температур в области резкого спада поляризации преобладают ферромагнитные домены, или «квазидоменные образования». Эта область характеризуется гистерезисом деполяризации, уменьшающимся при увеличении средней намагниченности сплава. В этой же области найдена существенная магнитострикция. Вторая область (с аномалией деполяризации при $\tau \approx 0$) характеризуется развитием критических флуктуаций. Третья область (широкий минимум P при положительных τ) пока однозначно не интерпретирована и может быть связана как с размерами облаков поляризации матрицы Pd атомами Fe, так и своеобразными спиновыми возбуждениями. При увеличении концентрации железа все три области сжимаются по температуре к $\tau = 0$ и практически сливаются при 8 ат. % Fe. На рис. 2, б показан ход такого смещения области III.

При измерении деполяризации нейтронов моно- и поликристаллическими образцами MnF_2 было экспериментально обнаружено существование предсказанного ранее слабого ферромагнетизма.

Полученные результаты в значительной степени стимулируют дальнейшие более тщательные как экспериментальные, так и теоретические исследования проблемы фазовых переходов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. М. Драбкин, А. И. Окорочков, В. И. Воилов, А. Ф. Щебетов, Письма ЖЭТФ 13, 3 (1971).
2. А. И. Окорочков, Я. А. Касман, ФТТ 14, 3065 (1972).
3. Г. П. Гордеев, Г. М. Драбкин, П. М. Лазебник, Л. А. Аксельрод, Тезисы докладов на Международной конференции по магнетизму, М., «Наука», 1973.

541 27(048)

О. П. Сумбаев, В. А. Шабуров, Н. М. Банд, А. Е. Совестнов, Е. В. Петрович, Ю. П. Смирнов, М. Б. Тржасковская. Исследование электронного механизма изоморфных фазовых переходов методом «химически» смещенной рентгеновских линии. Изучение смещений основных рентгеновских линий ($K_{\alpha 1,2}, K_{\beta 1,2}, K_{\beta 3,4}$), возникающих при изменениях в валентных оболочках атома, вступающего в химическую связь, выявило (см., в частности, работу ¹) резкую зависимость характера смещения от «сорта» (s, p, d или f) валентного электрона. Стандартные зависимости смещение — тип линии приведены на рис. 1. Они остаются примерно постоянными (характерными) в широкой области значений Z , удовлетворительно воспроизводятся в теоретических расчетах (модели Хартри — Фока, Хартри — Фока — Слейтера) и могут играть роль своеобразных «факсимиле» валентных электронов, позволяя в ряде случаев однозначно установить квантовые числа электронов, участвующих в образовании химической связи в данном конкретном соединении. Особенно выразительна и непохожа на остальные зависимости для $4f$ -электронов в редкоземельных элементах (см. V-образную кривую на рис. 1).

Цель данного доклада — кратко ознакомить с результатами работ, где этот метод впервые применен для исследования обратимых электронных перестроек, возникающих при фазовых превращениях в кристаллах. Конкретно, речь идет о так называемых изоморфных фазовых переходах первого рода в металлическом цери и SmS . Установление еще в 40 х годах экспериментального факта неизменности симметрии кристаллической решетки металлического цери при фазовом переходе (отсюда название — изоморфный), инициированном охлаждением или приложением давления, позволило в 1950 г. Полингу и Захаряеву высказать предположение, что события в данном случае разыгрываются на атомарном уровне и связаны с частичным переходом одного из локализованных $4f$ -электронов в зону проводимости.

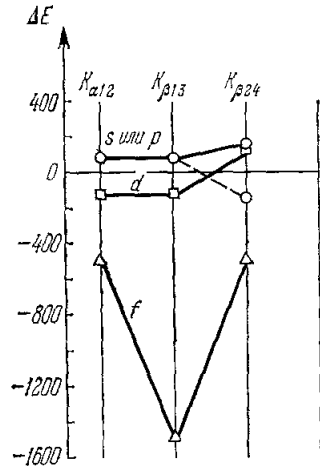


Рис. 1. Стандартные зависимости смещение (в м.э.в.) — тип линии ($K_{\alpha 1}, K_{\beta 1}, K_{\beta 2,4}$), наблюдаемые при удалении (вовлечении в полную химическую связь) одного $s(p), d$ - или f -электрона и служащие своеобразными «факсимиле» валентных электронов в области $30 \leq Z \leq 75$.

Если это действительно так, то такие фазовые переходы должны сопровождаться сильной обратимой зависимостью энергии рентгеновских линий (прежде всего (см. рис. 1) $K_{\beta 1,2}$ -линии) от температуры или давления. На рис. 2 приведена обнаруженная нами зависимость энергии $K_{\beta 1}$ самария в SmS от давления. Наблюдается характерная кривая с гистерезисом, согласующаяся с ранее известной, например, для магнитной восприимчивости (штриховая линия на рис. 2).

На рис. 3 приведены зависимости смещение — тип линии для SmS и церия (сравниваются образцы до и после фазового перехода). Наблюдаются характерные для 4f-электрона

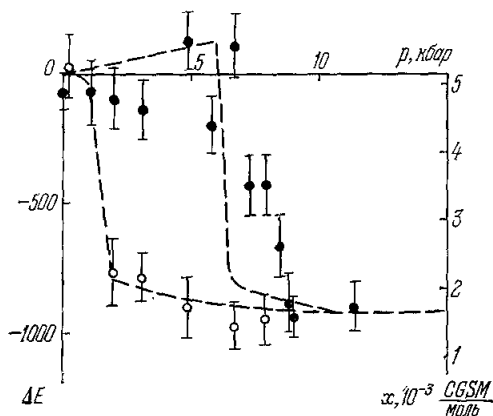


Рис. 2. Зависимость смещения (в мэв) $K_{\beta 1}$ -линии самария в SmS от давления.

Штриховой линией нанесена аналогичная зависимость для магнитной восприимчивости χ .

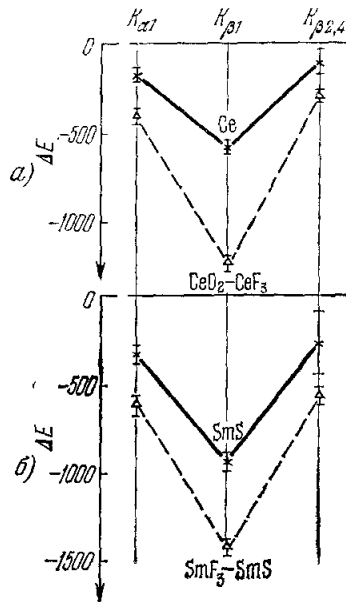


Рис. 3. Зависимости смещение (в мэв) — тип линии для церия (а) и SmS (б) (сравниваются образцы до и после фазового перехода).

Штриховой линией показаны аналогичные экспериментальные зависимости для химических соединений.

V-образные «факсимиле». Сопоставление их с аналогичными экспериментальными зависимостями для химических соединений $Ce^{III}-Ce^{IV}$ и $Sm^{II}-Sm^{III}$ (электронная структура внутри каждой пары в этом случае известна и отличается одним 4f-электроном) позволяет определить также числа 4f-электронов, участвующих в превращениях в церии и SmS, как 0,5 и 0,6 электрона/атом соответственно.

Основные результаты опубликованы в работах ^{2,3}.

ЛИТЕРАТУРА

1. Е. В. Петрович, Ю. П. Смирнов, В. З. Зыков, А. И. Грушко, О. И. Сумбаев, И. М. Банд, М. Б. Тржасковская, ЖЭТФ 61, 1756 (1971).
2. Е. А. Шабуров, И. М. Банд, А. И. Грушко, Т. Б. Мезенцова, Е. В. Петрович, А. Е. Совестнов, Ю. П. Смирнов, О. И. Сумбаев, М. Б. Тржасковская, И. А. Маркова, ЖЭТФ 65, 1157 (1973).
3. В. А. Шабуров, А. Е. Совестнов, О. И. Сумбаев, Письма ЖЭТФ 18, 425 (1973).

539.128 53(048)

Г. М. Драбкин, В. А. Носкин, Э. Г. Таровик, А. З. Ягуд, М. М. Агамалин, Н. П. Жученко. Исследование процесса диффузионного массопереноса изотопа He^3 в жидком He I с помощью тепловых нейтронов. Проведено исследование температурной зависимости коэффициента массовой диффузии D_m в изотопической жидкой смеси He I— He^3 с помощью тепловых нейтронов. Идея метода основана на использовании большой разницы сечений поглощения нейтронов атомами He^4 и He^3 . Исследования проведены в температурном диапазоне от $T_\lambda = 2,17^\circ K$ до $T \approx 3^\circ K$ для различных концентраций

He³ ($\epsilon \approx 1\%$ и 2%). С целью проверки возможных влияний гидродинамики на процесс измерения D_m в конкретно реализованной геометрии диффузионной ячейки исследования проводились в условиях различного заполнения последней, а именно:

- 1) диффузионная ячейка в виде 2-мм капилляра длиной 2 см;
- 2) 2-мм капилляр заполняется 41200-мкм капилляром;
- 3) 2-мм капилляр заполняется пористой набивкой, представляющей собой спеченные на керамике 100-мкм шарики из нержавеющей стали;
- 4) 2-мм капилляр заполняется пористым тефлоном с характерным размером пор ≈ 20 мкм.

При каждой заданной температуре диффузионный массоперенос изучался по временной зависимости изменения интенсивности нейтронного пучка, прозывающего

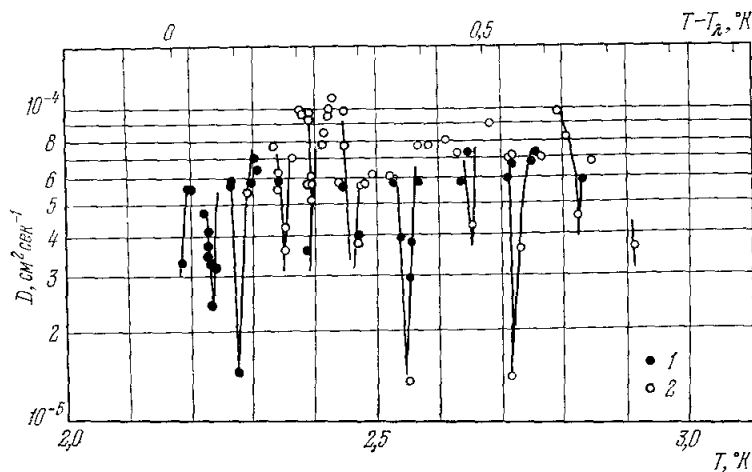


Рис. 1. Температурная зависимость коэффициента массовой диффузии.
1 — диффузия в капилляр, заполненный пористой набивкой с характерным размером пор 100 мкм,
2 — диффузия в 2-мм капилляр.

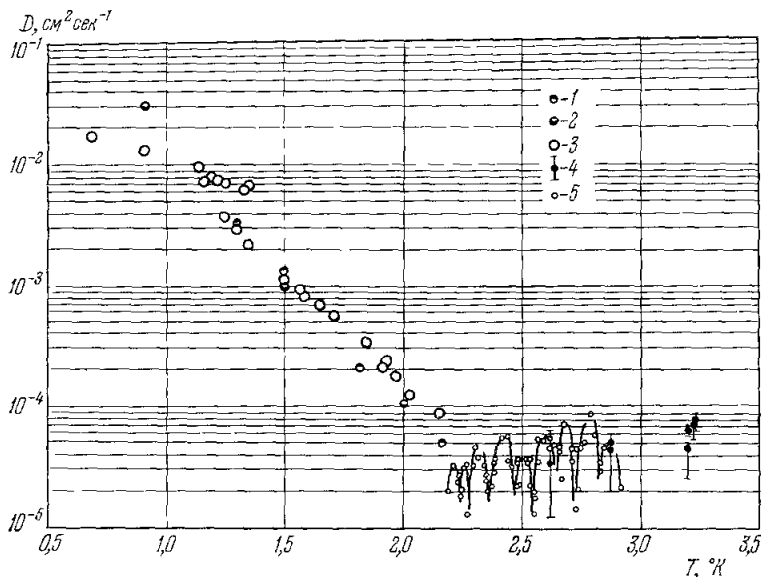


Рис. 2. Сравнение наших результатов с результатами других авторов.
1 — по¹, 2 — по², 3 — по³, 4 — по⁴, 5 — наши результаты.

диффузионную ячейку, заполняемую атомами He³. По характеру наблюдаемой временной зависимости можно дополнительно судить о диффузионном характере массопереноса, что и иллюстрируется рис. 1.

Об отсутствии влияния конвективной диффузии на изучаемый процесс можно сделать вывод по отсутствию зависимости соответствующего коэффициента диффузии D_m от характерных размеров наполнителя диффузионной ячейки.

Основным итогом проведенного исследования является утверждение о немонотонной температурной зависимости D_m в исследованной температурной области. Данные настоящей работы в сопоставлении с результатами других авторов приведены на рис. 2.

Результаты исследования опубликованы также в следующих работах: Г. М. Драбкин, В. А. Носкин, В. А. Трунов, А. Ф. Щебетов, А. З. Ягуд, ЖТФ 62, 480 (1972); Г. М. Драбкин, В. А. Носкин, А. З. Ягуд, Письма ЖЭТФ 15, 504 (1972); G. M. Drabkin, G. G. Tarovik, V. A. Noskin, A. Z. Yagood, Phys. Lett. A 43, 83 (1973).

ЛИТЕРАТУРА (к рис. 2)

1. A. C. Sengers, J. I. Waffchir, C. J. Gorter, Physica 18, 329 (1952).
2. J. J. M. Beenakker, K. W. Taconis, E. A. Lynnton, Z. Deokou-pil, J. van Soest, *ibid.*, p. 433.
3. Т. П. Птуха, ЖЭТФ 40, 1583 (1961).
4. В. Carreri, I. Reuss, I. M. Beenakker, Nuovo Cimento 13, 148 (1959).

538.221.(048)

С. В. Малеев. Магнитные дипольные силы и динамика критических флуктуаций выше точки Кюри в ферромагнетиках. Обычно при изучении критических флуктуаций в ферромагнетиках ограничиваются учетом только обменных сил. Такое приближение недостаточно для описания релаксации однородной намагниченности и поглощения длинноволновых электромагнитных колебаний, поскольку обменный гамильтониан сохраняет полный спин системы. Этот закон сохранения нарушается магнитным взаимодействием атомных спинов. Оно является анизотропным и дальнедействующим. Выше точки Кюри это приводит к тому, что спиновая функция Грина распадается на две части — продольную и поперечную по отношению к волновому вектору \mathbf{k} . При этом из-за дальнедействия дипольных сил при малых \mathbf{k} эти две части связаны соотношением Криволаза

$$G_{\parallel} = G_{\perp} \frac{1}{1 + \omega_0 G_{\perp}}, \quad \omega_0 = \frac{4\pi |\mu g|^2}{v_0},$$

причем $\omega_0 G_{\perp} = 4\pi\chi$, где χ — обычная восприимчивость. Вблизи T_c восприимчивость неограниченно растет, и поэтому в области температур, где $4\pi\chi \gg 1$, неограниченно растут только флуктуации, перпендикулярные импульсу \mathbf{k} , а параллельные ограничены; если же $4\pi\chi \ll 1$, то флуктуации изотропны. Таким образом, из-за дальнедействия дипольных сил существует область температур (ее можно назвать дипольной), где эти силы, несмотря на их малость, нельзя рассматривать по теории возмущений. Из-за этого критическая динамика ферромагнетика в дипольной области радикально меняется. Возникает новый характерный импульс $q_0 = a^{-1} \sqrt{\omega_0/T_c}$, при котором сравниваются G_{\parallel} и G_{\perp} . Для флуктуаций с импульсом больше q_0 существует обычное динамическое подобие с тем же критическим индексом $Z \approx 5/2$, что и в области $4\pi\chi \ll 1$. В то же время для флуктуаций с импульсом k меньше q_0 возникает режим динамического подобия с новым критическим индексом $Z_d \approx 1$ и характерная энергия критических флуктуаций имеет вид

$$\Gamma_k = T_c q_0^{3/2} \kappa f(k/\kappa) \sim \begin{cases} T_c q_0^{3/2} \kappa, & k \ll \kappa, \\ T_c q_0^{3/2} k, & k \gg \kappa, \end{cases}$$

где κ — обратный радиус критических флуктуаций. Поскольку $\kappa \sim \tau^{2/3}$ ($\tau = (T - T_c)/T_c$), как и следовало ожидать, время однородной релаксации $t = \Gamma_0^{-1}$ неограниченно увеличивается. При этом в области $4\pi\chi \ll 1$ вычисленная по теории возмущений величина Γ_0 пропорциональна $\omega_0^2/T_c\tau$, в силу чего с уменьшением τ время однородной релаксации ведет себя немонотонным образом, достигая минимума в области температур, где $4\pi\chi \sim 1$.

541.27(048)

О. И. Сумбаев, Е. В. Петрович, Ю. П. Смирнов, И. М. Банд, А. И. Смирнов. Применение метода малых смещений рентгеновских линий для исследования электронной структуры кристаллохимических связей. Экспериментально обнаружен эффект изменения энергий рентгеновских эмиссионных линий К-серии в области тяжелых эле-

ментов ($30 < Z < 75$) в зависимости от химического состояния излучающего атома (химический сдвиг). Показано, что эффект непосредственно связан с конкретным характером изменений в валентных оболочках атома при образовании химической связи и объясняется механизмом взаимного экранирования.

Рассмотрена общая систематика экспериментальных данных о химических сдвигах (ΔE) рентгеновских $K_{\alpha 1}$ -линий тяжелых элементов (металлов) в оксидах или соединениях с элементами группы кислорода. Установлено, что все эти экспериментальные данные, охватывающие более 30 элементов и 50 соединений, приблизительно описываются соотношением типа

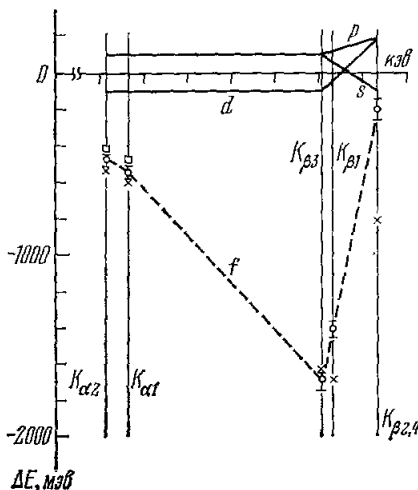
$$\Delta E = i \sum_l m_l C_l,$$

где i — ионность по Полингу, $m = \sum_l m_l$ — валентность, m_l — число валентных

электронов с данным орбитальным квантовым числом l , C_l — изменение энергии $K_{\alpha 1}$ -линии при полном удалении из атома одного валентного электрона $l(s, p, d, f)$ -типа, причём $C_s = C_p \equiv C_{s,p} = 80 \pm 10$ мэв, $C_d = -115 \pm 10$ мэв и $C_f = -570 \pm 30$ мэв во всей рассматриваемой области Z . Зависимость эффекта от распределения валентных электронов по l -подуровням, т. е. от валентных конфигураций, и различие знаков и абсолютных значений коэффициентов C_s, p, C_d и C_f уже позволяет использовать эффект как экспериментальный метод изучения валентных конфигураций. Однако рамки метода могут быть расширены путем измерений $K_{\alpha 1}$ -смещений обоих (электроположительного и электроотрицательного) партнеров по соединению и главным образом привлечением остальных интенсивных линий K -серии: $K_{\beta 1,3}$ и $K_{\beta 2,4}$. Экспериментально измеренные смещения $K_{\alpha 1}$ -, $K_{\beta 1}$ - и $K_{\beta 2,4}$ -линий, возникающие при оттягивании из атомов валентных $s(p)$ -, d - или f -электронов, сравниваются с теоретическими расчетами в рамках метода Хартри — Фока — Слейтера. Отмечается достаточно хорошее согласие экспериментальных и расчетных зависимостей смещение — тип линии особенно в случае $4f$ -электронов. Существенно, что эти зависимости оказываются весьма характерными, различными для $s(p)$ -, d - или f -электронов и в общих чертах неизменными в широкой области значений Z (см. рисунок). Они играют роль своеобразных «факсимиле» электронов, по которым в ряде случаев можно однозначно судить, какой электрон участвует в исследуемом явлении. Если сравнить формы экспериментальных и расчетных (экспериментальных эталонных) «факсимиле», то знание поностей становится теперь необязательным, иллюстрируя преимущества достигнутой многопараметричности (точнее, трехпараметричности) метода. В качестве примера применения данного метода рассматривается изучение валентного состояния формально двухвалентных монохалькогенидов тулия $TmTe$, $TmSe$ и TmS . На основании сравнения экспериментальных и расчетных величин смещений $K_{\alpha 1}$ -, $K_{\beta 1}$ - и $K_{\beta 2,4}$ -линий делается вывод, что ион тулия в $TmTe$ находится в основном в двухвалентном состоянии; впервые обнаружена примесь двухвалентного состояния тулия в $TmSe$. Соединение TmS — трехвалентно со структурой $S-Tm-Tm=S$, причём связь металл—металл осуществляется, по-видимому, за счет $5d$ -электрона.

Типичная установка для измерения малых смещений рентгеновских линий в тяжелых атомах представляет собой специальный кристалл-дифракционный спектрометр по Кошуа, с двухметровым фокусным расстоянием и сцинтилляционным счетчиком в качестве детектора. Диапазон измеряемых смещений $0,05-1,0$ эв, относительная точность измерений $\sigma(\Delta E)/E \approx 10^{-7}$, где $\sigma(\Delta E)$ — среднеквадратичная ошибка. Следует отметить также, что возможно применение и другой экспериментальной техники, основанной на полупроводниковых кремниевых или германиевых детекторах. В настоящее время на таких установках получена точность $\sigma(\Delta E)/E \approx 10^{-6}$.

Основные результаты опубликованы в работах: ЖЭТФ 48, 445 (1965); 50, 861 (1966); 53, 796 (1967); 54, 1351; 55, 745 (1968); 56, 536; 57, 1139, 1716 (1969); 61, 1756 (1971); 65, 1157 (1973).



Типичные зависимости смещение — тип линии ($K_{\alpha 1,2}$, $K_{\beta 1,3}$ и $K_{\beta 2,4}$), наблюдаемые при удалении (вовлечении в ионную химическую связь) одного $s(p)$ -, d - или f -электрона и служащие своеобразным «факсимиле» валентных электронов.

Ю. С. Грушко, Л. И. Молчанов, И. М. Банд, А. В. Олейник. Сочетание метода рентгеновского химического сдвига и эффекта Мёссбауэра при изучении электронной валентной структуры. В последние годы успешно развивается новый экспериментальный метод исследования электронной валентной структуры — метод химического сдвига рентгеновских линий¹. Аналогичная информация может быть получена из эффекта Мёссбауэра.

Настоящий доклад посвящен сопоставлению результатов этих двух методов, касающихся различных соединений йода. Были измерены химические сдвиги $K_{\alpha 1}$ -, $K_{\beta 1}$ - и $K_{\beta 2,4}$ -линий для значительного числа соединений йода. Кроме того, были проведены самосогласованные расчеты по Дираку — Слейтеру для 22 различных электронных конфигураций иона йода и рассчитаны химические сдвиги рентгеновских линий, относительно $5s^2p^6$ -конфигурации, и плотности электронов на ядре.

На рис. 1 представлены результаты расчета сдвига $K_{\alpha 1}$ -линии. Аналогичная картина наблюдается для $K_{\beta 1}$ -линии. Видно, что данному экспериментальному сдвигу

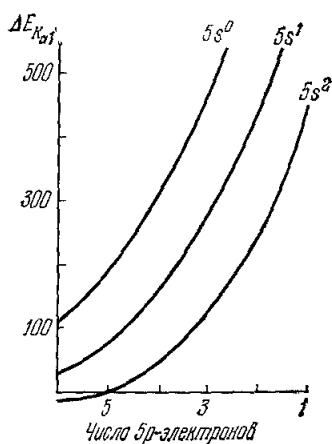


Рис. 1 ($\Delta E - 1$ мэв).

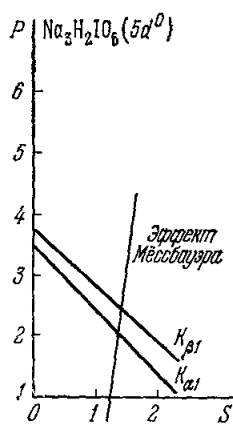


Рис. 2.

соответствует некоторый допустимый набор конфигураций, который в координатах количества $5s$ - и $5p$ -электронов может быть представлен практически прямой линией, которую будем называть конфигурационной траекторией. То же самое можно сделать для $K_{\beta 1}$ -линии. Подобно тому, как это было сделано для рентгеновского химического сдвига, могут быть графически представлены результаты расчета электронной плотности в нуле, и соответствующим выбором калибровки можно сопоставить экспериментальные изомерные сдвиги величине плотности электронов на ядре и так же, как в случае рентгеновских химических сдвигов, получить конфигурационные траектории из эффекта Мёссбауэра. Очевидно, что все траектории должны пересекаться в одной точке, координаты которой соответствуют $5s$ - и $5p$ -населенностям, удовлетворяющим всей совокупности анализируемых данных. Следует отметить, что наличие $5d$ -электронов в валентной конфигурации существенно меняет координаты точки пересечения траекторий, причем это изменение можно учесть количественно с помощью результатов самосогласованного расчета. На рис. 2 дан пример такого анализа для парапериода натрия. Видно, что в предположении участия в валентной конфигурации только s - и p -электронов невозможно получить согласованную конфигурацию для $K_{\alpha 1}$ - и $K_{\beta 1}$ -линий и изомерного сдвига в $\text{Na}_3\text{H}_2\text{IO}_6$. Однако предположение об участии в конфигурации 1,5 $5d$ -электронов дает единую согласованную конфигурацию. Такой же анализ для KICl_2 и KICl_4 показывает, что результаты экспериментов удовлетворительно согласуются без участия $5s$ - и $5d$ -электронов в конфигурации. Последний результат находится в соответствии с общепринятым сейчас представлением о чистом p -характере связи в интергалодных соединениях. Такой конфигурационный анализ, проведенный для всех исследованных соединений, показал, что в случае кислородных соединений йода в валентной конфигурации необходимо принимают участие $5d$ -электроны.

Предположение об участии d -электронов в химической связи в высоковалентных соединениях непереходных элементов высказывалось ранее многими авторами, однако количественные данные получены нами, по-видимому, впервые. Из полученных конфигураций для некоторых из соединений были вычислены константы квадратного расщепления основного состояния ядра йода-127 и сравнены с экспериментальными

значениями из эффекта Мёссбауэра и ЯКР. В пределах ошибок имеется удовлетворительное согласие экспериментальных и расчетных значений.

В заключение можно сказать, что сочетание методов рентгеновского химического сдвига и эффекта Мёссбауэра позволяет получить дополнительную информацию об электронной валентной структуре, не следующую из каждого из методов в отдельности.

ЛИТЕРАТУРА

1. О. И. Сумбаев, ЖЭТФ 57, 1716 (1969); P. L. Lee, F. Boehm, P. Vogel, AEC Research and Development Report CALT-63-190.

537.311(048)

Г. М. Драбкин, А. И. Сибилев, В. В. Клюбин, Т. Г. Брагинская, Г. Е. Шмелев. Эффекты пространственной корреляции флуктуаций в жидкой бинарной смеси и ее электропроводность вблизи точки фазового перехода. Экспериментально показана чувствительность модуля пространственной когерентности света, рассеянного под малыми углами, к изменениям флуктуационной дисперсности системы триэтиламин — вода в условиях фазового перехода. Модуль пространственной когерентности рассеянного света увеличивается с увеличением оптической толщины образца, что объясняется возрастанием пространственной корреляции флуктуаций концентрации с приближением к температуре расслоения¹. Обнаруженная зависимость модуля пространственной когерентности качественно противоположна таковой при малоугловом рассеянии света на системе независимых рассеивателей².

Спектроскопически определены энтальпия и энтропия взаимодействия триэтиламин — вода в трехмолекулярном комплексе. Существенные стерические напряжения в нем являются, по-видимому, одной из основных причин фазового разделения в этой системе при повышении температуры³.

Экспериментально продемонстрирована полезность сопоставления температурной зависимости электропроводности систем с ограниченной растворимостью компонентов с другими физико-химическими характеристиками в критических условиях⁴. Обсуждается важность изучения электропроводности водно-неэлектролитных растворов как параметра, связанного с изменениями ассоциативных равновесий, и пространственной структуры в них.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. М. Драбкин, В. В. Клюбин, А. И. Сибилев, Письма ЖЭТФ, 12, 512 (1970); Препринт ФТИ АН СССР № 302, Ленинград, 1970.
2. А. Я. Хайруллина, ЖПС 11, 92 (1969).
3. Т. Г. Брагинская, А. И. Сибилев, Препринт ЛИЯФ АН СССР № 302, Ленинград, 1973; то же в сборнике «Молекулярная физика и биофизика водных систем», вып. 2, Л., Изд-во Ленингр. ун-та, 1974.
4. А. И. Сибилев, В. В. Клюбин, Г. Е. Шмелев, Препринт ЛИЯФ АН СССР № 19, Ленинград, 1973; А. И. Сибилев, В. В. Клюбин, ЖФХ 47, 1307 (1973).