1970 г. Декабрь *Том 102, вып. 4*

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

СОВЕЩАНИЯ И КОНФЕРЕНЦИИ

530

НАУЧНАЯ СЕССИЯ ОТДЕЛЕНИЯ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ И АСТРОНОМИИ АКАДЕМИИ НАУК СССР

(27 мая 1970 г.)

27 мая 1970 г. в конференц-зале Физического института им. П. Н. Лебедева АН СССР состоялась научная сессия Отделения общей физики и астрономии АН СССР. На сессии были заслушаны доклады:

1. У. Х. Копвиллем, В. А. Голенищев-Кутузов, Н. А. Шамуков. Двойные акусто-магнитные резонансы.
2. М. П. Петров, Г. А. Смоленский. Распределение спиновой плотности и ядерное эхо в магнитных кристаллах.
3. В. А. Алексеев, А. А. Веденов. Об электропроводности плотных паров цезия.

Ниже публикуется краткое содержание докладов.

У. Х. Копвиллем, В. А. Голенищев-Кутузов, Н. А. Шамуков. Двойные акусто-магнитные резонансы

Двойные магнитные резонансы в настоящее время широко используются в магнитной спектроскопии для повышения чувствительности измерений, поляризации ядер, получения мазер-эффекта и изучения тонких деталей взаимодействий между спинами. В докладе показано, что применение техники двойных резонансов в квантовой акустике позволяет решить ряд аналогичных задач, которые оказались неразрешимыми методами обычного акустического магнитного резонанса.

В работе [1] была высказана идея о существовании фононного мазер-эффекта на уровнях электронных и ядерных спинов. Теория фононного мазер-эффекта показала, что это явление может быть обнаружено экспериментально.

Аналогичные предположения были высказаны также в работах [2, 3]. Генератор и усилитель гиперзвука был осуществлен на корунде с примесями ионов Cr^{3+}[4]. Двухквантовый фононный мазер-эффект был теоретически предсказан в работах [5, 6] и обнаружен в работе [7]. Существование когерентного спонтанного фононного излучения было предсказано в работе [8] и экспериментально обнаружено в [9].

Основное затруднение, встречающееся при детектировании ядерного акустического магнитного резонанса [10], состоит в том, что современная техника квантовой акустики позволяет обнаруживать коэффициенты поглощения звука, удовлетворяющие условию $\sigma \geqslant 10^{-8}$ *см*$^{-1}$ [11]. Поэтому этот эффект обнаружен непосредственными измерениями только на немногих монокристаллах. Применение же техники двойных резонансов в рубине показало [12, 13], что легко могут быть измерены $\sigma \sim 10^{-10}$—10^{-12} *см*$^{-1}$. Например, в виде провала на фоне линии ЯМР на ^{27}Al был впервые детектирован акустический ЯМР на ядрах парамагнитных ионов (^{53}Cr в Cr^{3+}). При этом ат. концентрация ионов Cr^{3+} составляла $5\cdot10^{-4}$, а ядер ^{53}Cr составляла $5\cdot10^{-5}$. Таким образом, техника двойных электронно-ядерных и ядерно-ядерных магнито-акустических резонансов значительно расширяет круг веществ, доступных исследованию методами акустических резонансов. Исследование формы линии акустического ЯМР ядер ^{53}Cr на фоне линии ЯМР от ^{27}Al показало, что при достаточной интенсивности звуковой накачки часть спин-системы ^{27}Al приобрела отрицательную спиновую температуру. Отметим, что были также обнаружены двухквантовые и запрещенные переходы ядра ^{53}Cr под действием звукового и переменного магнитного полей.

Поляризация гиперзвуком атомных ядер ^{29}Si в кремнии, легированном фосфором, была осуществлена в работе [14]. Генерация гиперзвука при 1,6° К была осуществлена при помощи пленок CdS. Эти результаты показывают, что гиперзвук, по-видимому, может быть также использован для поляризации ядер в металлах.

Наконец, в работе [15] сообщается о наблюдении двойного электронно-ядерного акусто-магнитного резонанса $U^{4+} \leftrightarrow {}^{19}F$ в монокристаллах CaF_2. Этот результат интересен тем, что обычный двойной электронно-ядерный резонанс в этом веществе не может быть эффективно наблюден из-за того, что ион U^{4+} является некрамерсовым и магнитные переходы с изменением квантового числа $\Delta m = \pm 2$ слабы. Соответствующие же звуковые переходы имеют большую интенсивность.

Среди новых возможных двойных резонансов с участием фононов отметим следующие эффекты, которые пока что рассмотрены только теоретически: Обнаружение акустических резонансов на возбужденных ядрах при помощи эффекта Мёссбауэра и $\gamma\gamma$-угловой корреляции [16]. В частности, интересна возможность детектирования ЭПР на Cr^{3+} и ЯМР на ^{27}Al в корунде при помощи эффекта Мёссбауэра и $\gamma\gamma$-угловой корреляции на ядрах хрома. Оптические методы могут быть использованы для обнаружения акустических резонансов в возбужденных состояниях атомов и молекул. В частности, генерируемые кристаллом лазерное излучение может быть использовано для детектирования акустических резонансов в том же кристалле. Так как во время действия лазера сильно изменяются разности заселенностей спиновых уровней, то, по-видимому, генерирующие лазеры могут так же одновременно генерировать гиперзвук. Нетрудно понять, что развитие двойных резонансов с участием фононов находится только в начальной стадии своего развития и, несомненно, может привести к интересным научным результатам.

ЛИТЕРАТУРА

1. У. Х. Копвиллем, В. Д. Корепанов, ЖЭТФ **41**, 211 (1961); ФТТ **3**, 2014 (1961).
2. C. H. Townes, Proceedings of the Quantum Electronics Conference, Columbia Univ. Press, New York (1960), стр. 402.
3. C. Kittel, Phys. Rev. Lett., **6**, 449 (1961).
4. E. B. Tucker, Phys. Rev. Lett. **6**, 547 (1961).
5. А. Р. Кессель, У. Х. Копвиллем, ФТТ **5**, 667 (1963).
6. В. Р. Нагибаров, У. Х. Копвиллем, ЖЭТФ **45**, 2006 (1963).
7. N. S. Shiren, Appl. Phys. Lett. **7**, 142 (1965).
8. У. Х. Копвиллем, В. Р. Нагибаров, ФТТ **9**, 1287 (1967); ЖЭТФ **52**, 936 (1967).
9. В. А. Голенищев-Кутузов, У. Х. Копвиллем, В. Р. Нагибаров, Письма ЖЭТФ **9**, 445 (1968).
10. С. А. Альтшулер, ДАН СССР **85**, 1235 (1952).
11. D. F. Bolef, M. Menes, Phys. Rev. **114**, 1441 (1959).
12. У. Х. Копвиллем, В. А. Голенищев-Кутузов, Ю. В. Владимирцев, Н. А. Шамуков, XV Всесоюзное совещание по физике низких температур (Тбилиси, 7—12 октября 1968 г.). Тезисы докладов, стр. 121; Письма ЖЭТФ **9**, 85 (1969).
13. В. А. Голенищев-Кутузов, У. Х. Копвилллем, Н. А. Шамуков, Письма ЖЭТФ **10**, 240 (1969).
14. K. H. Hausser, D. Shweitzer, Magnetic Resonance and Radiofrequency Spectroscopy. North-Holland Publishing Company Amsterdam (1969), стр. 452.
15. C. M. Bowden, H. C. Meyer, P. F. McDonald, Phys. Rev. Lett. **22**, 224 (1969).
16. У. Х. Копвиллем, XII Всесоюзное совещание по физике низких температур. (Казань, 25—29 июня 1965 г.). Тезисы докладов, стр. 54.

М. П. Петров, Г. А. Смоленский. Распределение спиновой плотности и ядерное эхо в магнитных кристаллах

Магнитные моменты ядер являются естественными магнитными зондами в твердых телах, позволяющими исследовать пространственное распределение магнитных полей и спиновой плотности в интересующих нас объектах.

В магнитных кристаллах имеется так называемый эффект переноса спиновой плотности [1,2], т. е. появление спиновой раскомпенсации электронных оболочек немагнитных ионов. При этом в тех точках, где находятся ядра немагнитных ионов, появляется магнитное поле. Величина этих полей может быть невелика, но тем не менее легко измерима методом ЯМР благодаря его высокой разрешающей способности. В докладе приводятся результаты экспериментальных исследований величины спиновой плотности на ядрах немагнитных ионов (Rb^+, F^- и др.) в парамагнитной области антиферромагнетиков $RbMnF_3$, $RbCoF_3$, $RbFeF_3$, $TlMnF_3$. Методом ЯМР удалось обнаружить спиновую плотность как на ядрах фтора, так и на ядрах таллия и рубидия, т. е. экспериментально показать, что электроны с неспаренными спинами не локали-

зованы полностью в оболочке магнитных ионов (Mn^{2+}, Co^{2+}, Fe^{2+}), а распределены по всему кристаллу. Причем оказалось, что знак спиновой плотности на ядрах фтора и ядрах рубидия различен, т. е. имеются пространственные осцилляции спиновой плотности. Исследованная делокализация спиновой плотности является непосредственным проявлением эффектов ковалентности химической связи и косвенного обменного взаимодействия в неметаллических твердых телах. Теоретически и экспериментально удалось показать, каким образом влияет характер симметрии кристалла и электронная структура оболочек магнитных ионов на конкретный вид распределения спиновой плотности [3,5].

Измерение полей на ядрах фтора в $RbNiF_3$ позволило также проследить за температурным ходом намагниченностей подрешеток в этом ферримагнетике [6]. Было обнаружено новое явление — так называемый индуцированный ферримагнетизм. Это явление заключается в том, что в ферримагнетике образуется сложная магнитная структура при температурах, значительно превосходящих точку Кюри (в полтора-два раза), если образец помещен во внешнее магнитное поле. В $RbNiF_3$ методом ЯМР обнаружено, что при $T_0 > T > T_c$ существуют две противоположно направленные магнитные подрешетки, если образец находится во внешнем поле ($T_0 \approx 2T_c$). Этот эффект легко объяснить в рамках теории молекулярного поля следующим образом. На каждую подрешетку действует суммарное магнитное поле, состоящее из внешнего поля и внутреннего эффективного обменного поля. Так как взаимодействие между подрешетками антиферромагнитно, то при $T > T_0$ эффективное поле направлено навстречу внешнему; при понижении температуры к T_0 суммарное поле на одной из подрешеток обращается в нуль, а намагниченность этой подрешетки меняет знак. Заметим, что благодаря неэквивалентности подрешеток (это необходимое условие) суммарное поле другой подрешетки знак не меняет.

Детальное сопоставление экспериментальных данных с расчетом в рамках метода постоянной связи позволяло также определить область температур, где важную роль играют эффекты ближнего магнитного порядка [6,7].

Существенно другие значения полей на ядрах и условия наблюдения ядерного резонанса реализуются в ферримагнетиках при температурах ниже T_c. В магнитоупорядоченных кристаллах поле на ядрах достигает значений в сотни и тысячи килоэрстед, а интенсивность ядерного резонанса возрастает на несколько порядков. В этих условиях эффективным методом исследования становится метод ядерного спинового эха во внутренних полях. Наблюдение ядерного эха позволяет изучать процессы ядерной релаксации, которые в магнитных кристаллах обусловлены взаимодействием ядерных моментов с упорядоченной электронной системой, причем здесь имеют место существенно новые процессы релаксации, например процесс спин-спиновой ядерной релаксации, обусловленной взаимодействием ядер через испускание и поглощение виртуальных спиновых волн (сул-накамуровское взаимодействие), спин-решеточная релаксация, обусловленная рассеянием спиновых волн на ядерных моментах. Важную роль при этом играют многомагнонные процессы и затухание спиновых волн. В докладе приведены результаты исследований спин-спиновой и спин-решеточной релаксации ядер ^{57}Fe в ферримагнетике $Y_3Fe_5O_{12}$.

Результаты исследований содержатся в приведенном списке литературы.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. G. Shulman, S. Sugano, Phys. Rev. **130**, 506, 1963.
2. R. E. Watson, A. J. Freeman, Phys. Rev. **134**, A1526, 1964.
3. М. П. Петров, Г. А. Смоленский, ФТТ **7**, 2156 (1965).
4. М. П. Петров, Г. М. Недлин, ФТТ **9**, 3246 (1967).
5. М. П. Петров, ЖЭТФ **56**, 1823 (1960).
6. Г. А. Смоленский, М. П. Петров, В. В. Москалев, В. С. Львов, В. С. Касперович, Е. В. Жирнова, ФТТ **10**, 1307, 1968.
7. M. P. Petrov, V. V. Moskalev, G. A. Smolenskyi, Sol. State. Comm. 8, 157, 1970.
8. Е. А. Туров, М. П. Петров, Ядерный магнитный резонанс в ферро- и антиферромагнетиках, М., «Наука», 1969.

В. А. Алексеев. А. А. Веденов. Об электропроводности плотных паров цезия

Вопрос о появлении электропроводности при сжатии паров металлов неоднократно рассматривался в литературе [1]. Наиболее интересным представляется исследование электропроводности Cs, имеющего наиболее низкий потенциал ионизации

3,9 *эв* и критические параметры $p_к = 115$ *атм*, $T_к = 1775°$ С, $\rho_к = 0{,}445$ *г/см*^{3}, [2], такие, что при $T \sim T_к$ разреженный Cs представляет собой идеальную слабо ионизованную плазму с электропроводностью ~ 1 *мо/см*.

Эксперименты по измерению электропроводности Cs в закритическом состоянии в течение последних лет велись в Институте атомной энергии им. И. В. Курчатова [3] (аналогичные эксперименты велись в университете Карлсруэ, ФРГ [4]).

Успех в измерении электропроводности цезия в закритическом состоянии целиком обусловлен выбором материалов, так как цезий имеет довольно высокую критическую температуру и повышенную реакционную способность. Из изоляторов мы выбрали чистую окись бериллия. Из металлов лучше всего вольфрам, и для коротких по времени экспериментов может использоваться ниобий.

В основу эксперимента положена идея о возможности создания жидкого поршня из исследуемого металла, который бы передавал давление рабочего газа в зону высокотемпературных измерений.

По этому принципу была сконструирована измерительная ячейка. Корпус ячейки изготовлялся из трубки ниобия электронной плавки диаметром 6,3 *мм*. К нижней части трубки электронным лучом приваривался нижний электрод из такой же марки ниобия, на который плотно надевался капилляр из окиси бериллия. В верхний конец капилляра вставлялся верхний электрод из ниобия диаметром 2,5 *мм* так, что расстояние между электродами, где находился цезий, составляло 2—3 *мм*. К боковой части ячейки прикреплялась термопара ВР-5/ВР-20 в плоской соломке из окиси бериллия. Спай термопары устанавливался напротив зазора между электродами с точностью $\pm 0{,}2$ *мм*.

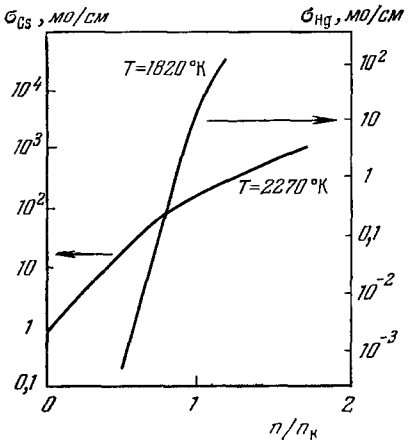

Рис. 1.

Для определения температуры в ячейке проводилось сравнение показаний термопары у корпуса ячейки и термопары, вставленной в зону вместо цезия. Концы термопары пропускались через конусные вводы, а второй спай помещался в дьюар с тающим льдом. Длина ячейки подбиралась такой, чтобы можно было вместить цезий, расширяющийся при нагревании. Ячейка нагревалась трубчатым нагревателем из молибденовой фольги длиной 10 *см*, к которому подводился переменный ток 250 *а*. Специальный механизм позволял под давлением регулировать положение ячейки относительно печи. Токоввод сделан в виде конусного уплотнения на нижнем обтюраторе и служит нижним держателем нагревателя. Корпус нагревателя выполнен из листа нержавеющей стали и приварен точечной сваркой по периметру обтюратора. Теплоизоляция печи достигалась засыпкой порошком из окиси магния между нагревателем и корпусом. Ячейка с нагревателем помещалась в камеру для высокотемпературных исследований, которая наполнялась очищенным аргоном под необходимым давлением. Аргон марки «чистый» очищался от кислорода, воды и углекислого газа путем пропускания под давлением через брикеты из мелкой стружки отожженой красной меди и жидкого натрия при температуре до 400—450° С. После очистки аргон поступал в термокомпрессор, действие которого основано на сжижении аргона при температуре жидкого азота с последующим нагревом до нижних давлений. Термокомпрессор представлял собой стальную бомбу емкостью около 0,5 *л*. Давление в камере измерялось с помощью образцовых манометров. Сопротивление цезия определялось по возникновению разности потенциалов между ниобиевыми электродами при прохождении постоянного тока с записью на автоматический потенциометр.

Результаты измерений электропроводности [3,4] приведены на рис. 1.

Наблюдаемая в экспериментах экспоненциальная зависимость электропроводности от плотности может быть обусловлена взаимодействием «свободных» электронов с нейтральными атомами [5]. Действительно, в области плотностей цезия $0 < n \lesssim n_к$ (где наблюдается эта экспоненциальная зависимость) взаимодействие между электронами, связанными в различных атомах, еще не очень велико; в то же время средняя энергия «свободных» электронов из-за их большого поляризационного взаимодействия с нейтральными атомами понижается на величину $U_1 = n\hbar^2\sqrt{\pi q}/m$, где q — полное сечение упругого рассеяния медленных электронов на атоме газа. Энергия иона в газе также понижается из-за поляризации соседних нейтральных атомов на величину $U_2 = 4n\pi e^2\alpha/r_0$ [6]. Понижение потенциала ионизации I на величину $U_1 + U_2$ приводит к экспоненциальному росту с плотностью газа электронной

концентрации

$$n_e \backsim \exp(-I+U_1+U_2)/2T$$

и (при постоянной подвижности) электропроводности

$$\sigma \backsim \exp(-I/2T)+(n/n^*),$$

$$1/n^* \approx (2mT/\sqrt{\pi q}\,\hbar^2)^{-1}+(Tr_0/2\pi e^2\alpha)^{-1}.$$

При оценке q по сдвигу оптической линии ($q = 2\cdot10^{-13}$ *см*^{2}), $r_0 = 2{,}6$ Å, поляризуемости $\alpha = 400$ *ат·ед.* получаем n^*, удовлетворительно согласующееся с экспериментальным значением $n^* = 1{,}7\cdot10^{20}$ *см*$^{-3}$. Заметим, что рассмотрение с отдельными пробными заряженными частицами в окрестности критической точки становится неверным из-за неидеальности и вырождения плазмы.

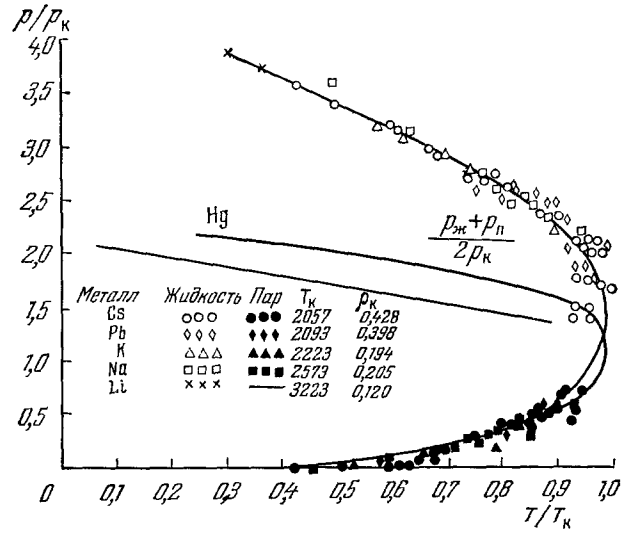

Рис. 2. $p_ж$ — плотность жидкости, $p_п$ — плотность пара.

Таким образом, при повышении плотности электропроводность Cs не возрастает скачком в результате фазового перехода диэлектрик — металл, а монотонно растет от значения, соответствующего идеальной слабо ионизированной плазме ~ 1 *мо/см*, до значения, соответствующего жидкому Cs, $5\cdot10^4$ *мо/см*. В интервале плотности $0 < n \leqslant n_к$ экспоненциальный рост σ соответствует линейному уменьшению потенциала ионизации с плотностью вследствие поляризационного взаимодействия электронов и ионов с атомами.

В заключение отметим, что отличие (ρ, T)-диаграмм равновесия [7] (рис. 2) и электропроводности Cs от аналогичных результатов для Hg [8] (см. рис. 1, 2) обусловлено в жидкой фазе большей сжимаемостью Cs, а в газовой фазе (где кривые равновесия практически совпадают) значительно меньшим потенциалом ионизации Cs, приводящим к значительной плазменной проводимости.

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович, Л. Д. Ландау, ЖЭТФ **14**, 32 (1944); Я. И. Френкель, Введение в теорию металлов, М.—Л., Гостехиздат 1948; N. F. Mott, Rev. Mod. Phys. **40**, 677 (1968); Р. Г. Архипов, ЖЭТФ **49**, 1601 (1965).
2. G. F. Oster, I. L. Silver, C. F. Bonillo, Отчет США AT-2660-40, (1968).
3. В. А. Алексеев, ТВТ **6**, 961 (1968).
4. H. Renkert, F. Hensel, E. U. Frank, Phys. Lett. **30A**, 494 (1969).
5. А. А. Веденов, Доклад на конференции по физике спокойной плазмы, Фраскати, Италия, 1966.
6. Б. Л. Тиман, ЖЭТФ **27**, 708 (1959); **25**, 733 (1958); А. А. Ликальтер, ЖЭТФ **56**, 240 (1969).
7. J. G. Dillon, D. A. Nelson, B. S. Swanson, J. Chem. Phys. **44**, 4229 (1966).
8. F. Birch, Phys. Rev. **41**, 641 (1932); И. К. Кикоин и др., ЖЭТФ **49**, 124 (1966); E. U. Frank, F. Hensel, Phys. Rev. **147**, 109 (1966).