

АКУСТИЧЕСКИЕ РЕЗОНАНСНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ

Е. М. Ганапольский, А. П. Королук

Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины
12, ул. Ак. Проскуры, Харьков, 61085, Украина
E-mail: ganap@ire.kharkov.ua

Описываются акустические резонансные явления в твердых телах при низких температурах. Статья содержит два раздела. В первом – основное внимание уделено впервые обнаруженному в Институте радиофизики и электроники (ИРЭ) НАНУ акустическому парамагнитному резонансу (АПР) в диэлектрических и полупроводниковых кристаллах с примесными парамагнитными центрами. Исследование этого эффекта привело к появлению нового направления в радиоспектроскопии твердого тела – гиперзвуковой АПР спектроскопии парамагнитных центров в кристаллах. Рассматривается АПР парамагнитных центров со слабым и сильным электрон-фононным взаимодействием. Приводятся результаты АПР исследования динамического эффекта Яна-Теллера для центров с орбитальным вырождением основного электронного состояния. Большое внимание уделено АПР активных парамагнитных центров с инвертированной населенностью уровней. Описываются фазерные явления квантового усиления и генерации гиперзвука в парамагнитных кристаллах. Во втором разделе описаны магнитоакустические резонансы в металлах на высокочастотных ультразвуковых волнах. Описан впервые обнаруженный в ИРЭ НАНУ эффект гигантских квантовых осцилляций поглощения ультразвука в висмуте. Ил. 22. Табл. 1. Библиогр.: 57 назв.

Ключевые слова: гиперзвук, акустический парамагнитный резонанс, твердое тело, низкие температуры, диэлектрические и полупроводниковые кристаллы, примесные парамагнитные центры, эффект Яна-Теллера, фазерное усиление и генерация гиперзвука, магнитоакустический резонанс, гигантские квантовые осцилляции поглощения ультразвука.

Пионерские исследования акустических резонансных явлений в твердом теле при низких температурах, которые были выполнены в Институте радиофизики и электроники Академии наук Украины (с 1994 г. – ИРЭ НАНУ) во второй половине прошлого века, явились значительным вкладом в радиоспектроскопию твердого тела и физику металлов. В этих работах были открыты и изучены новые резонансные явления в диэлектрических и полупроводниковых кристаллах с примесными парамагнитными центрами и металлах. Результативность этих работ в значительной мере обязана широкому применению ультразвуковых и гиперзвуковых методов исследования твердого тела при низких температурах. Эти методы позволили успешно сочетать в экспериментальных исследованиях большую разрешающую способность, свойственную оптическим методам, с высокой чувствительностью, которую обеспечивают современные средства обработки электромагнитных СВЧ сигналов. Следует отметить, что плодотворная идея развивать в ИРЭ НАНУ ультразвуковые исследования металлов при низких температурах принадлежала академику НАН Украины А. А. Галкину, который не только выдвинул эту идею, но и много усилий приложил для ее успешной реализации. Большую роль в становлении и развитии гиперзвуковых исследований твердого тела сыграл А. Н. Чернец.

До проведенных в ИРЭ НАНУ гиперзвуковых исследований эффективные методы возбуждения и приема когерентного гиперзвука в кристаллах фактически отсутствовали. С понятием гиперзвук обычно связывали лишь высокочастотные акустические флуктуации в жидкостях или твердых телах, которые можно было регистриро-

вать методом комбинационного рассеяния света. Работы по гиперзвуку были начаты в ИРЭ НАНУ в 1960 г., и первая публикация [1] результатов этих работ датируется 1962 г.

Первоочередная задача состояла в изыскании эффективных способов возбуждения и приема гиперзвука в кристаллах. С этой целью в работе [2] был предложен принципиально новый метод возбуждения и приема гиперзвука, основанный на взаимодействии поверхностной замедленной электромагнитной волны с пьезоэлектрическим кристаллом. Этот метод и его реализация показали, что для возбуждения гиперзвука нет необходимости в тонких резонансных пьезоэлектрических пластинках, которые обычно использовались для возбуждения ультразвука. С его помощью оказалось возможным возбуждать гиперзвук прямо на оптически плоской поверхности специально ориентированного образца пьезокристалла и с этой целью использовать электромагнитное поле поверхностной замедленной электромагнитной волны. Применение метода поверхностной замедленной электромагнитной волны позволило добиться существенного увеличения возбуждаемой частоты гиперзвука на несколько порядков и приблизиться к дебаевскому пределу для акустических колебаний в кристалле. Так, в пьезокристалле кварца при температуре жидкого гелия впервые было осуществлено возбуждение продольной и поперечных гиперзвуковых волн с рекордно высокими частотами 36 ГГц [2] и 75 ГГц [3]. Длина возбужденной поперечной гиперзвуковой волны на частоте 75 ГГц составляла около 4×10^{-8} м, что на порядок меньше длины волны видимого света. Научиться возбуждать гиперзвук в пьезокристалле – это только «полде-

ла». Для того чтобы его использовать в твердотельных исследованиях, необходимо было найти способ транслировать гиперзвуковую волну через границу между двумя кристаллами, один из которых не обладает пьезоэффектом. С этой целью был создан метод «точечного» преобразования [4], основанный на использовании тонких текстурированных пьезоэлектрических пленок из ZnO, технология которых была также создана в ИРЭ НАНУ [5]. Разработка методов возбуждения и приема гиперзвука в кристаллах и технологии гиперзвуковых преобразователей создало основу для широкого использования гиперзвуковых волн в экспериментальной физике твердого тела при низких температурах.

АПР – явление, при открытии и исследовании которого впервые были реализованы большие потенциальные возможности применения гиперзвуковых волн в радиоспектроскопии твердого тела и квантовой электроники. Дело в том, что решение проблемы спин-решеточной релаксации парамагнитных центров в диэлектрических кристаллах, важной для развития квантовой электроники и, в частности, для создания лазеров, требовало выхода за пределы традиционных методов радиоспектроскопии электронного парамагнитного резонанса (ЭПР). Ранее в теоретических работах было показано, что ответственным за спин-решеточную релаксацию парамагнитных центров при низких температурах должен быть однофононный процесс, когда происходит передача энергии спин-системы резонансным фононам. Однако экспериментальные исследования установили иное: однофононный процесс релаксации для ряда парамагнитных центров и особенно при большой их концентрации не может обеспечить наблюдаемые скорости релаксации. В связи с этим возник вопрос: а нельзя ли осуществить обратный процесс и наблюдать поглощение резонансных фононов парамагнитными центрами и таким образом однозначно установить роль прямого процесса в спин-решеточной релаксации? Отсюда происходит высказанная Е. К. Завойским [6] идея резонансного поглощения гиперзвука парамагнитными центрами или АПР. Теория АПР была создана С. А. Альтшулером [7]. Однако реализовать эту идею оказалось не просто. Попытки обнаружить АПР, которые были предприняты группой Е. К. Завойского в Институте атомной энергии им. И. В. Курчатова, оказались безуспешными.

При этих не очень обнадеживающих начальных условиях в Институте была поставлена задача обнаружить АПР на гиперзвуковых волнах. В результате многочисленных поисков в течение трех лет было найдено ее решение путем создания оригинальных методов возбуждения, трансляции и детектирования гиперзвука в

парамагнитных кристаллах при низких температурах. АПР был обнаружен впервые в кристалле рубина при температуре жидкого гелия с использованием продольной гиперзвуковой волны с частотой 9,4 ГГц [8]. Обнаружение АПР и последующее его исследование в ряде диэлектрических кристаллов с парамагнитными центрами показало большие потенциальные возможности использования этого явления. Изучение эффекта АПР как такового было превращено в последовательное применение его как принципиально нового спектроскопического метода. АПР позволил получить прямые и точные сведения не только о структуре энергетического спектра ранее неизученных примесных парамагнитных центров в кристаллах, но и о взаимодействии этих центров с кристаллической решеткой, что существенно. Метод ЭПР позволяет исследовать с помощью электромагнитного поля СВЧ лишь магнитодипольные переходы между спиновыми уровнями. Запрещенные для электромагнитного поля переходы фактически остаются за пределами его возможностей. В то время как за поглощение при АПР ответственно не магнитодипольное, как в случае ЭПР, а электрон-фононное взаимодействие. Правила отбора разрешенных переходов для такого взаимодействия позволяют наблюдать АПР не только для разрешенных для ЭПР переходов, но и тогда, когда эти переходы для ЭПР запрещены. Поэтому АПР оказался существенно более информативным по сравнению с ЭПР методом. Он дает возможность исследовать структуру спектра парамагнитных центров с орбитальным вырождением основного состояния и сильным электрон-фононным взаимодействием. Так, АПР исследования таких центров позволили выяснить ряд принципиальных вопросов, связанных с природой динамического эффекта Яна-Теллера.

Особый интерес представляют АПР исследования диссипативных парамагнитных систем с инвертированной населенностью спиновых уровней. Эти исследования интересны с точки зрения выяснения возможности создания квантового генератора гиперзвука или акустического аналога лазера. Идея создания акустического квантового генератора, подобного лазеру, была выдвинута Таунсом [9], который считал, что квантовая акустическая генерация может быть реализована в системе парамагнитных центров с инверсной населенностью спиновых уровней лишь в условиях так называемого «узкого фононного горла». Однако попытки получить когерентную генерацию гиперзвуковых колебаний показали, что в этих условиях увеличивается фононная температура спин-системы парамагнитных центров, но никакой когерентной генерации не возникает. В работе [29] также была предпринята

попытка получить когерентную генерацию гиперзвуковых колебаний в рубине, но при этом были получены лишь неустойчивые колебания на фоне шумов.

В работах [10, 11] было установлено, что для акустической квантовой генерации важно другое. Необходимо создать такую жесткую конкуренцию длинноволновых акустических фононов, при которой в условиях нелинейного усиления могла бы выделиться лишь небольшая группа фононов. Из фононов этой группы, как оказалось, можно сформировать когерентное состояние. Так, в ИРЭ НАНУ в 1974 г. впервые был создан квантовый генератор монохроматических продольных гиперзвуковых колебаний, получивший название фазер (*phonon amplification by stimulated emission of radiation*). Исследование фазера показало, что в основе механизма стационарной генерации когерентных гиперзвуковых колебаний лежит пространственная неравновесность активной среды [12]. Впервые была осуществлена фазерная генерация поперечного гиперзвука [13]. Экспериментально обнаружено и изучено влияние магнитных ядер кристаллической матрицы на фазерное усиление и генерацию гиперзвука при медленном сканировании магнитного поля [11].

Фазер и лежащие в его основе нелинейные явления в парамагнитных кристаллах позволяют осуществить физическое моделирование хаотических процессов в нелинейных диссипативных лазерных колебательных системах. Эти возможности были реализованы в работе [14], в которой впервые выполнены экспериментальные и теоретические исследования динамики нелинейных квантовых систем СВЧ в условиях развития в этих системах хаотических процессов. Был обнаружен ряд новых нелинейных явлений, обусловленных фоновой неустойчивостью в диссипативной системе.

В начале 1960-х гг. объектом магнитоакустических исследований в ИРЭ НАНУ стали металлы, в частности, монокристаллы висмута и сурьмы. Основной целью этих работ было обнаружение новых резонансных и осцилляционных магнитоакустических эффектов, с помощью которых можно изучать структуру электронного энергетического спектра в этих металлах. Интерес к изучению особенностей распространения высокочастотных акустических колебаний в металлах возник в связи со следующими обстоятельствами. Вскоре после открытия известным американским исследователем твердого тела Бёммелем аномальной осцилляционной зависимости поглощения ультразвука от магнитного поля в монокристалле олова также известный физик Пиппард высказал предположение, которое могло бы объяснить природу этих осцилляций. Согласно Пиппарду, дополнительное электронное

поглощение звука в виде осцилляций возникает при совпадении диаметра траектории электрона в магнитном поле с целым числом длин волн звука. Это было впервые высказанное указание возможности связи магнитоакустических осцилляций с топологией поверхности Ферми. Этим открывалось новое, по сути, направление для систематического изучения топологии Ферми поверхности ультразвуковыми методами.

Одним из наиболее важных результатов, полученных в этом направлении, является обнаружение в ИРЭ НАНУ нового эффекта – гигантских квантовых осцилляций поглощения ультразвука в металлах в сильном магнитном поле. Ранее этот эффект был теоретически предсказан в работе В. Л. Гуревича, В. Г. Скобова и Ю. А. Фирсова [15]. Сущность его состоит в следующем. При достаточно низких температурах и сильных магнитных полях, когда расстояние между уровнями Ландау больше энергии теплового движения, существенное влияние на поглощение ультразвука в металлах оказывает квантование движения электронов в плоскости, перпендикулярной магнитному полю. Оказалось, что в достаточно сильных магнитных полях можно реализовать условия, при которых имеет место эффективное взаимодействие со звуком всех электронов на трубке Ландау. Магнитоакустические осцилляции поглощения ультразвука в этих условиях приобретают характер гигантских. Такие осцилляции впервые были обнаружены в монокристаллах висмута [16]. Наряду с осцилляциями поглощения ультразвука был также обнаружен эффект гигантских квантовых осцилляций звукоэлектрического тока в этом металле [17]. Исследование этого эффекта позволило измерить площадь сечения поверхности Ферми и определить знак носителей заряда.

1. Акустический парамагнитный резонанс на гиперзвуковых волнах. Особенности техники АПП эксперимента. При АПП возникает резонансное поглощение гиперзвука в диэлектрике с примесными парамагнитными центрами при низких температурах. Для его обнаружения и исследования необходимо, прежде всего, обеспечить высокую гиперзвуковую прозрачность кристаллической матрицы, в которой находятся эти центры. С этой целью в качестве матриц необходимо использовать диэлектрические или полупроводниковые кристаллы, обладающие высокой гиперзвуковой прозрачностью. Гиперзвуковая прозрачность кристалла при комнатной температуре обычно весьма невелика, но она существенно возрастает с его охлаждением до температур $T < 0,1\Theta$, где Θ – температура Дебая. Это связано с тем, что при низких температурах значительно ослабевает неупругое рассеяние гиперзвука на тепловых фононах, дающее основной вклад

в поглощение. Это обстоятельство ограничивает область применения метода гиперзвуковой АПР спектроскопии низкими, преимущественно гелиевыми температурами. Кроме этого, в силу ряда особенностей распространения гиперзвука в кристаллах для измерений АПР обычно используют чистые продольные или поперечные волны.

Для возбуждения гиперзвука и для его детектирования необходимо, чтобы рабочая поверхность образца кристалла, на которой производится возбуждение гиперзвука была оптически плоской. Шероховатости на ней не должны превышать $0,1 \lambda_s$ (где λ_s – длина волны гиперзвука, $\lambda_s \approx 0,5$ мкм). Другая, противоположная ей поверхность, от которой происходит отражение гиперзвука, также должна быть оптически плоской и параллельной первой. Отклонение от параллельности этих поверхностей не должно превосходить нескольких угловых секунд. Следовательно, для АПР исследований подходят кристаллы-матрицы с парамагнитными центрами, обладающие высокой твердостью, которая необходима при точной оптико-механической обработке поверхности образцов. Для возбуждения гиперзвука на поверхность одного из оптически плоских торцов образца вакуумным напылением наносят гиперзвуковой преобразователь в виде полуволновой текстурированной пьезоэлектрической пленки из окиси цинка. Для возбуждения гиперзвука с помощью этой пленки необходимо сконцентрировать в ней электрическое поле СВЧ и создать приемо-передающую гиперзвуковую антенну. Для этой цели применяется способ «точечного» преобразования электромагнитного поля в гиперзвук [4], который был впервые создан в ИРЭ НАНУ. При таком преобразовании электрическое поле СВЧ концентрируется в пленке ZnO между металлическим подслоем пленки и торцом установленной в волноводе металлической иглы. Размеры L области пьезоэлектрической пленки, в которой сконцентрировано поле СВЧ, удовлетворяет двойному неравенству $\lambda_e \gg L \gg \lambda_s$ (где λ_e – длина электромагнитной волны). В созданной таким образом гиперзвуковой антенне благодаря высокой концентрации электромагнитного поля в пьезоэлектрической пленке происходит эффективное преобразование электромагнитного поля СВЧ в гиперзвук. Коэффициент преобразования может достигать 0,1. С такой же эффективностью происходит в ней и обратное преобразование гиперзвука в сигналы СВЧ, которые затем регистрируются радиотехническими методами. Описанная излучающая (она же и приемная) гиперзвуковая антенна согласуется с волноводным трактом СВЧ в широком диапазоне частот, достигающим 10 %. Это в значительной мере снимает труд-

ности, связанные с необходимостью стабилизировать по частоте источники и приемники СВЧ, и дает возможность значительно увеличить чувствительность при регистрации и обработке слабых АПР сигналов.

АПР парамагнитных центров со слабым электрон-фотонным (ЭФ) взаимодействием. Спектроскопический метод, основанный на АПР, может быть использован для изучения парамагнитных центров в кристаллах, как со слабым, так и сильным ЭФ взаимодействием. Для центров со слабым ЭФ взаимодействием, например, крамеровских центров с синглетным основным орбитальным состоянием АПР дает возможность получить прямые и точные сведения о спин-фононном взаимодействии. Коэффициент резонансного поглощения гиперзвука при АПР пропорционален квадрату матричного элемента оператора взаимодействия парамагнитного центра с гиперзвуковой волной. Он представляет собой зависящую от типа упругих колебаний в гиперзвуковой волне комбинацию спиновых операторов. В эту комбинацию входят в качестве коэффициентов компоненты тензора спин-фононного взаимодействия. Поэтому, измеряя резонансное поглощение продольного и поперечного гиперзвука при различных взаимных ориентациях волнового вектора, магнитного поля и кристаллографических направлений, можно получить данные, необходимые для определения полного набора компонентов тензора спин-фононного (СФ) взаимодействия.

В качестве примера рассмотрим применение АПР для определения тензора СФ взаимодействия для примесных центров Cr^{3+} в рубине [18]. Рубин, как известно, используется в качестве активного кристалла в квантовом парамагнитном усилителе (мазере), для создания которого необходимы сведения о природе спин-решеточной релаксации. В связи с этим приобрел актуальность вопрос о характере процесса спин-решеточной релаксации примесных центров Cr^{3+} при низких температурах.

Ранее с этой целью методом ЭПР была измерена температурная зависимость времени спин-решеточной релаксации T_1 для этого центра.

Из этих данных следовало, что $T_1^{-1} \approx T$ (T – температура кристалла) [19]. Однако на основании полученной линейной температурной зависимости $T^{-1}(T)$ еще нельзя было утверждать, что в спин-решеточной релаксации доминирует однофононный процесс, поскольку ранее были обнаружены парамагнитные центры с такой же температурной зависимостью $T^{-1}(T)$ при низких температурах, но для которых процесс парамагнитной релаксации заведомо не является одно-

фононным [20]. Достоверные сведения о природе релаксации могли быть получены путем прямого измерения компонент тензора СФ взаимодействия для Cr^{3+} в рубине. С этой целью была реализована большая и трудоемкая программа измерений АПР на продольной и поперечных гиперзвуковых волнах при различных взаимных ориентациях направления распространения гиперзвука, магнитного поля и кристаллографических осей. В результате этих измерений был получен полный набор компонент тензора СФ взаимодействия G_{iklm} (см^{-1} ед. отн. деф.), с помощью которого определена скорость процесса спин-решеточной релаксации в широком диапазоне низких температур. Компоненты тензора G_{iklm} имеют следующие значения (в обозначениях Фойгта):

$$\begin{aligned} G_{33} &= +5,8 \pm 0,4; & G_{14} &= -0,9 \pm 0,3; \\ G_{11} &= +3,9 \pm 0,3; & G_{15} &= +3,0 \pm 0,3; \\ G_{12} &= -2,3 \pm 0,2; & G_{44} &= +2,2 \pm 0,3; \\ G_{41} &= -1,1 \pm 0,2; & G_{45} &= 0 \pm 0,3; \\ G_{46} &= +1,3 \pm 0,2; & G_{16} &= 0 \pm 0,2. \end{aligned}$$

Путем сравнения этих данных с результатами измерений T_1 [19] (рис. 1) непосредственно показано, что именно прямой однофононный процесс доминирует в спин-решеточной релаксации центров Cr^{3+} в рубине в широком диапазоне низких температур.

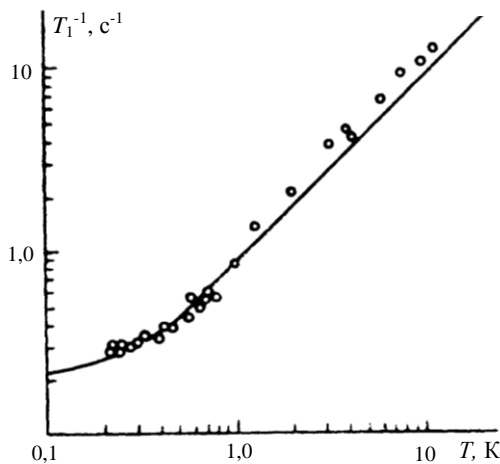


Рис. 1. Сопоставление результатов измерений T_1 с расчетом (сплошная линия), выполненным на основе полного набора компонент тензора спин-фононного взаимодействия

АПР парамагнитных центров с сильным ЭФ взаимодействием. Особенно плодотворным метод АПР оказался при изучении парамагнитных центров с орбитальным вырождением основного состояния в кристаллическом поле и обладающих

сильным ЭФ взаимодействием. Как известно, при наличии вырождения и сильной ЭФ связи традиционное описание парамагнитного центра, основанное на адиабатическом приближении, становится некорректным. То же самое можно сказать и в отношении использования метода ЭПР для изучения ЭФ взаимодействия, поскольку резонансное поглощение электромагнитного поля при ЭПР непосредственно не связано с ЭФ.

Иначе обстоит дело в случае сильного ЭФ взаимодействия, которое существенно влияет на структуру энергетического спектра. При этом спектр превращается из чисто электронного в электронно-колебательный (вибронный). ЭФ взаимодействие проявляется в АПР непосредственно: интенсивность резонансной линии фактически является мерой этого взаимодействия, и центры с сильной ЭФ связью являются подходящими объектами для АПР спектроскопии.

Интерес к исследованию центров с сильным ЭФ взаимодействием обусловлен, прежде всего, тем, что атомы переходных металлов, которые широко используются для легирования полупроводниковых материалов, образуют центры именно такого типа. Методом АПР были обнаружены и изучены спектры, принадлежащие ряду центров с сильной ЭФ связью в кристаллах корунда и арсенида галлия. Изучение зависимости интенсивности резонансной линии АПР от температуры, взаимной ориентации магнитного поля и кристаллографических направлений позволило определить для этих центров структуру электронных или, в данном случае, электронно-колебательных уровней, оценить величину ЭФ связи. На основании этих данных было установлено, как эта связь влияет на структуру энергетического спектра и каков характер обусловленных ею релаксационных процессов.

В качестве примера приведем АПР исследование центра Fe^{2+} в корунде. В связи с трудностями решения проблемы спин-решеточной релаксации ионов Cr^{3+} в рубине при низких температурах этот центр давно привлекал внимание в качестве кандидата на роль быстро релаксирующей примеси, существенно укорачивающей время спин-решеточной релаксации ионов Cr^{3+} за счет процесса кросс-релаксации. Однако попытки обнаружить Fe^{2+} в корунде методом ЭПР оказались безуспешными, как и попытки построить удовлетворительную теорию структуры энергетического спектра этого центра. Стивенсом в работе [21] была теоретически рассмотрена структура спектра Fe^{2+} в корунде. По этой теории, основанной на традиционной модели кристаллического поля, нижним, практически заселенным при низких температурах оказался спин-орбитальный дублет, который образует в магнитном поле два состояния, отличающиеся проекцией спина. Оператор

ЭФ взаимодействия зависит от чисто спиновых переменных, а ближайшие возбужденные уровни далеко отстоят от основного состояния. Поэтому оказалось, что в первом приближении у него нет отличных от нуля матричных элементов для фоновых переходов между этими состояниями. Таким образом, теоретическая модель Стивенса приводила к весьма слабому ЭФ взаимодействию для Fe^{2+} в основном состоянии и соответственно относительно большому времени спин-решеточной релаксации.

Спектр двухвалентного железа в корунде был обнаружен и изучен методом АПР [22] с использованием гиперзвуковых волн с частотой 9,4 ГГц. Это свидетельствует об эффективности метода АПР в условиях, когда распространенный метод ЭПР не позволяет получить нужные сведения о природе парамагнитного центра. Линия АПР в корунде с примесными центрами Fe^{2+} показана на рис. 2. Оказалось, что данные АПР по Fe^{2+} даже качественно не могут быть согласованы с предсказаниями существовавшей в то время теории [21], которая предсказывала слабое ЭФ взаимодействие и относительно большое время спин-решеточной релаксации. АПР исследование показало, что этот центр обладает сильной ЭФ связью для основного состояния и коротким временем релаксации. В связи с этим было предпринято детальное исследование АПР Fe^{2+} с применением продольной и поперечных гиперзвуковых волн с целью найти адекватную модель кристаллического поля окружения центра, структуру энергетического спектра и определить соответствующее этой структуре ЭФ взаимодействие.

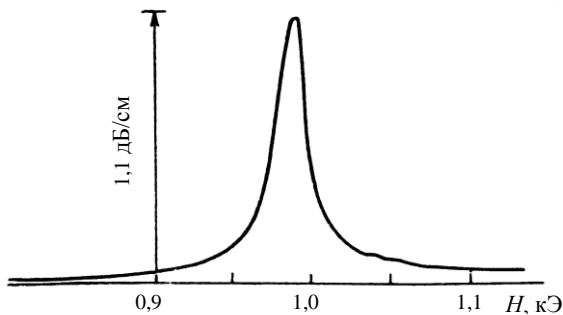


Рис. 2. АПР Fe^{2+} в корунде

В широком диапазоне низких температур были измерены температурные зависимости интенсивности и ширина линии АПР (рис. 3) для этого центра.

Обнаружено, что интенсивность линии обладает широким температурным максимумом, а ширина ее с повышением температуры, начиная с некоторой температуры, составляющей 25 К, экспоненциально возрастает (рис. 4). На основании этих экспериментальных данных была построена модель кристаллического поля окруже-

ния центра. В этой модели последовательность возмущений кристаллическим полем электронной системы центра Fe^{2+} в корунде существенно отличается от принятой в [21].

Она такова: сильное возмущение полем кубической симметрии, за ним следует более слабое спин-орбитальное взаимодействие, а затем еще более слабое возмущение кристаллическим полем тригональной симметрии и, наконец, совсем слабое зеемановское возмущение в магнитном поле.

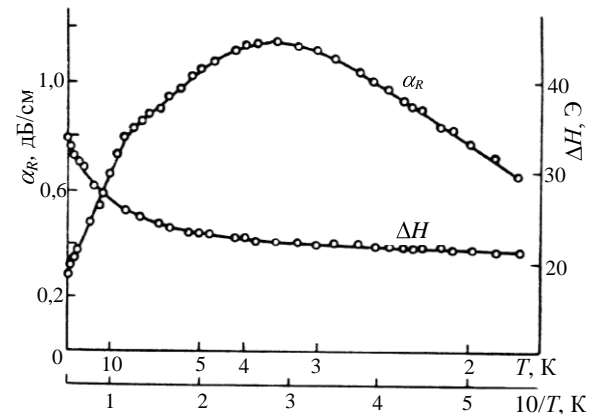


Рис. 3. Температурная зависимость интенсивности линии АПР α_R и ширины линии ΔH для Fe^{2+} в корунде

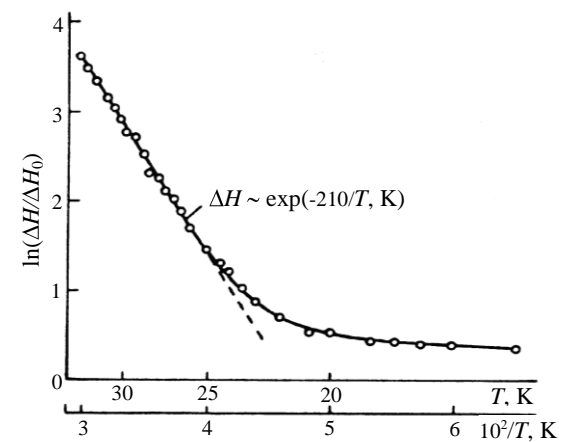


Рис. 4. Температурная зависимость ширины линии АПР ΔH для Fe^{2+} в корунде. ΔH_0 – ширина линии при температуре $T = 4,2$ К

В энергетическом спектре, соответствующем этой модели (рис. 5), нижним оказывается спин-орбитальный триплет Γ_5 ($J = 1$), расщепленный слабым тригональным полем на основной синглет Γ_1^T , и близко расположенный к нему, на расстоянии $4,2 \text{ см}^{-1}$, дублетный уровень Γ_3^T .

Переходы внутри этого дублета вызывают резонансное поглощение гиперзвука. В рамках этой модели хорошо объясняется большая величина ЭФ-связи, вследствие чего возбужденные

состояния основного мультиплета, при переходах между которыми наблюдается АПР, обладают коротким временем релаксации, порядка 10^{-6} с.

Таким образом, было установлено, что центры Fe^{2+} в рубине могут существенно ускорять процесс спин-решеточной релаксации Cr^{3+} в условиях кросс-релаксационного процесса, что и было экспериментально подтверждено в работе [23]. Работа по АПР Fe^{2+} в корунде показательна также тем, что в ней впервые методом АПР удалось выяснить, как ЭФ взаимодействие влияет на структуру энергетического спектра. С этим взаимодействием, как известно, связана неустойчивость состояния основного орбитального триплета электронного спектра этого центра в кубическом кристаллическом поле окружения. Эта неустойчивость вызывает специфические изменения в структуре спектра, преобразуя его из чисто электронного в электронно-колебательный (вибронный). Такие изменения в структуре спектра, известные как проявления эффекта Яна-Теллера, зависят главным образом от величины ЭФ-взаимодействия. Поэтому, определив ее в АПР-измерениях, можно с уверенностью заключить, каков будет характер этого эффекта и где нужно искать его проявления.

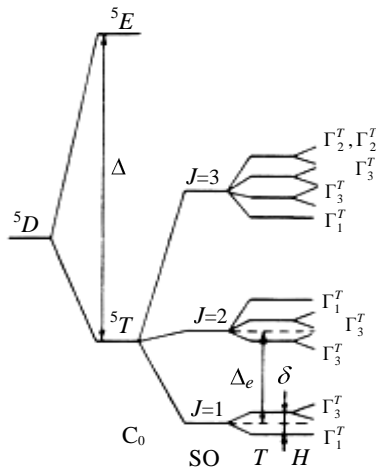


Рис. 5. Структура энергетического спектра Fe^{2+} в корунде $\delta = 4,2 \text{ см}^{-1}$, $\Delta_e = 140 \text{ см}^{-1}$

Так, в случае Fe^{2+} в корунде было установлено, что эффект Яна-Теллера имеет динамический характер. Под действием ЭФ связи трехкратное электронное орбитальное вырождение в кристаллическом поле кубической симметрии не снимается, а превращается в электронно-колебательное. При этом происходит подавление возмущений, описываемых операторами, недиагональными в электронно-колебательном представлении. В результате уменьшаются энергетические интервалы между уровнями мультиплета, а также g -фактор (эффект Берсукера-Хэма [24, 25]). С помощью АПР был определен фактор уменьшения

матричных элементов оператора эффективного орбитального момента χ , связанный с влиянием ЭФ-связи на структуру энергетического спектра. Оказалось, что $\chi = 0,7$. Расстояние между мультиплетами составляет $2\chi\lambda_{so}$ (где λ_{so} – константа спин-орбитальной связи), и так как для свободного иона Fe^{2+} , $\lambda_{so} = 100 \text{ см}^{-1}$, то это расстояние по рассмотренной модели должно составлять 140 см^{-1} , что хорошо согласуется с положением возбужденного уровня, определенным из температурной зависимости ширины линии АПР.

С проявлением эффекта Берсукера-Хэма можно связать и наблюдаемое уменьшение g -фактора для возбужденного спин-орбитального дублета Γ_3 по сравнению со значением, полученным из обычной теории кристаллического поля без учета этого взаимодействия.

Интересные результаты были получены методом АПР при изучении полупроводников, легированных парамагнитными центрами. Приведем данные АПР по исследованию двухвалентных центров хрома и железа в полуизолирующих кристаллах арсенида галлия [26, 27]. Изучение АПР хрома в этом полупроводнике представляло интерес, потому что по этому кристаллу с хромом в качестве легирующей примеси был накоплен обширный экспериментальный материал по оптическим и фотоэлектрическим измерениям. Результаты этих измерений, как правило, интерпретировались на основе рассмотрения переходов между примесными (одним или несколькими) акцепторными уровнями, приписываемых хромю, и зоной проводимости. Такой подход оказался недостаточным, ибо в нем не учитываются возможные внутрицентровые переходы в незаполненной электронной оболочке примесного иона между уровнями с разностью энергий, близкой к энергии активации в зону проводимости. Поэтому сведения о конфигурации основного состояния хрома и структуре его энергетического спектра были необходимы при расшифровке результатов оптических и фотоэлектрических измерений.

В арсениде галлия с хромом в качестве легирующей примеси было обнаружено сильное резонансное поглощение гиперзвука в магнитном поле [27]. Анализ угловых и температурных зависимостей АПР дал возможность построить модель основного состояния примесного центра хрома. На этой модели можно получить удовлетворительное объяснение полученным экспериментальным данным. Было установлено, что наблюдаемый резонанс принадлежит атомам хрома с конфигурацией электронной оболочки $3d^4$ (Cr^{2+}), которые замещают галлий в узлах кристаллической решетки.

По результатам АПР была определена структура энергетического спектра Cr^{2+} в арсениде галлия (рис. 6). В этой структуре основной уровень – спин-орбитальный триплет Γ_5 , обладающий сильной ЭФ связью. Индуцированные переходы между уровнями Γ_5 , расщепленными магнитным полем или статическими деформациями в кристалле, вызывают сильное резонансное поглощение гиперзвука в магнитном поле, имеющее вид широких резонансных линий. Путем оценки величины ЭФ связи для основного состояния Cr^{2+} в арсениде галлия было установлено, что, как и в случае Fe^{2+} в корунде, здесь имеет место умеренное вибронное взаимодействие, которое обуславливает динамический характер эффекта Яна-Теллера.

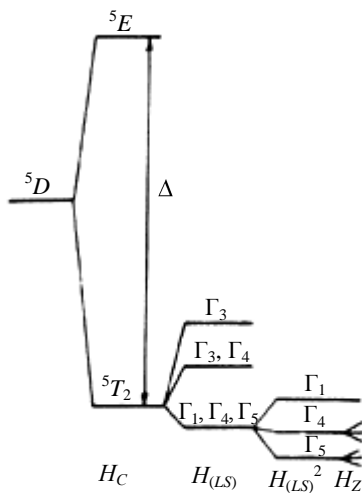


Рис. 6. Структура энергетического спектра Cr^{2+} в арсениде галлия

Спектры АПР, принадлежащие центрам с сильной ЭФ связью, были также обнаружены в полуизолирующих кристаллах арсенида галлия, легированного железом. Примесные атомы железа здесь выполняют роль глубокой акцепторной примеси [28]. Эти исследования связаны с более общей задачей изучения состояния глубоких примесных центров в полупроводнике и их роли в кинетических явлениях. Ранее для этой цели использовался метод ЭПР, с помощью которого были получены интересные результаты, относящиеся к донорным (акцепторным) центрам с полужелтым спином электронов, локализованных на мелких примесных уровнях. Однако для изучения глубоких примесных центров с сильной ЭФ связью метод ЭПР в силу указанных выше ограничений оказался неэффективным.

В арсениде галлия с железом методом АПР были обнаружены два вида спектров и подробно изучены их угловые и температурные зависимости. Одним из них оказался малоинтенсивный спектр, который наблюдался ранее методом ЭПР. Это позволило установить его принадлежность к

примесным центрам с конфигурацией электронной оболочки $3d^5$ (Fe^{3+}), находящимся в основном 6S -состоянии. Это состояние слабо связано с кристаллической решеткой, и потому спектр АПР обладает малой интенсивностью. Интерес представил другой, на несколько порядков более интенсивный спектр АПР, который прежде не наблюдался другими методами (рис. 7). Анализ на основе теории кристаллического поля показал, что обнаруженный интенсивный спектр принадлежит примесным центрам железа с конфигурацией электронной оболочки $3d^6$ (Fe^{2+}).

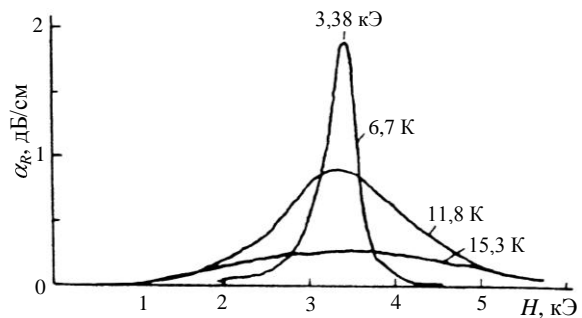


Рис. 7. АПР Fe^{2+} в арсениде галлия

Эти центры замещают атомы галлия в решетке арсенида галлия и имеют в тетраэдрическом кристаллическом поле этой решетки двукратно вырожденное основное орбитальное состояние 5E с сильной ЭФ связью. По данным АПР была восстановлена структура энергетического спектра Fe^{2+} в арсениде галлия (рис. 8). Она получается в результате расщепления основного уровня 5E спин-орбитальным взаимодействием второго порядка и содержит пять спин-орбитальных уровней – $\Gamma_1, \Gamma_4, \Gamma_3, \Gamma_5, \Gamma_2$, перечисленных в порядке возрастания энергии.

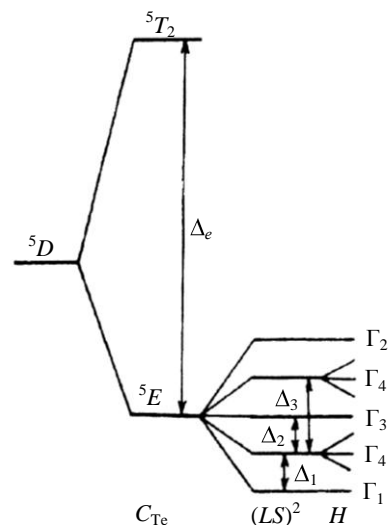


Рис. 8. Структура энергетического спектра Fe^{2+} в арсениде галлия

Индукцированные переходы между уровнями возбужденного триплета Γ_4 , который расщеплен под действием магнитного поля и тетрагональных статических деформаций, вызывают сильное резонансное поглощение гиперзвука. Вследствие этого температурная зависимость резонансного поглощения имеет максимум.

По положению этого максимума и крутизне кривой температурной зависимости был определен интервал между нижними уровнями Γ_1 и Γ_4 . Расстояния до верхних возбужденных уровней Γ_3 и Γ_5 найдены по температурной зависимости ширины линии АПР. В результате оказалось, что интервалы между спин-орбитальными уровнями приблизительно одинаковы и составляют около 15 см^{-1} . Это подтвердило правильность выбранной модели центра железа с основным 5E состоянием. По данным АПР была оценена величина ЭФ связи для тетрагональных колебаний кристаллической решетки, которые относятся к представлению Γ_3 . Она оказалась равной около 10^4 см^{-1} . Так же как и в случае Fe^{2+} в корунде, для центра Fe^{2+} в арсениде галлия имеет место умеренное электронно-колебательное взаимодействие, которое придает эффекту Яна-Теллера динамический характер.

Поскольку примесный центр железа используется для легирования арсенида галлия и выполняет роль глубокой акцепторной примеси, представляло интерес с помощью АПР выяснить его роль в механизме компенсации донорных и акцепторных центров в этом полупроводнике, который до этого не был достаточно ясен. С этой целью в кристалл арсенида галлия вводились акцепторные центры железа, концентрация которых определялась методом радиоактивных индикаторов.

В качестве донорной примеси использовались атомы Те, концентрацию которых можно было изменять в широких пределах. Оказалось, что величина резонансного поглощения гиперзвука, связанная с присутствием в кристалле центров Fe^{2+} , при постоянной общей концентрации внедренных атомов железа пропорциональна числу атомов Те (рис. 9) [28]. Благодаря этому и основываясь на результатах холловских измерений в этом кристалле, удалось установить механизм компенсации донорных и акцепторных центров. Выяснилось, что компенсация в полуизолирующих кристаллах арсенида галлия, легированного железом, осуществляется не всеми находящимися в нем атомами железа, а относительно малым их количеством (приблизительно около 1 %), которые находятся в состоянии $3d^6 (\text{Fe}^{2+})$.

Именно эти атомы, которые не обнаруживались методом ЭПР, дают интенсивный спектр АПР. Число их вследствие автокомпенсации растет с увеличением концентрации Те, и благодаря этому возрастает резонансное поглощение гиперзвука, связанное с примесными центрами Fe^{2+} .

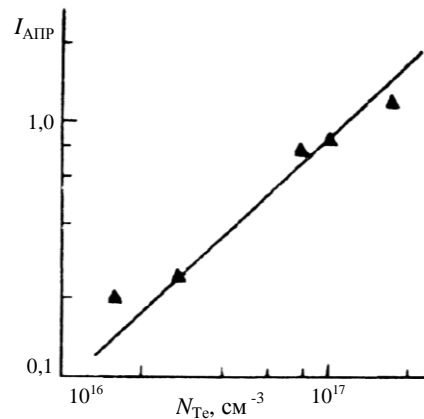


Рис. 9. Зависимость интенсивности АПР Fe^{2+} в GaAs от концентрации Те

Фазерные эффекты усиления и генерации гиперзвука парамагнитными центрами. Методом гиперзвуковой АПР-спектроскопии были обнаружены и исследованы фазерные эффекты в системе парамагнитных центров в диэлектрических кристаллах. Эти явления подобны лазерным и заключаются в усилении и генерации гиперзвуковых волн в кристаллах при стимулированном излучении фононов парамагнитными центрами. Условия квантового усиления гиперзвука, по сути, те же, что и электромагнитных волн, и легко могут быть получены из дисперсионного уравнения для гиперзвука в резонансной активной среде [29]. Для того чтобы происходило усиление, необходимо инвертировать населенности резонансных уровней. Тогда гиперзвуковая волна, распространяясь в кристалле, будет нарастать, черпая энергию от источника накачки, создающего инверсию населенностей. Возможность фазерного усиления гиперзвука в кристалле с парамагнитными центрами была предсказана в работах [30, 31] и впоследствии реализована в работах [32, 33].

Сложнее обстояло дело с фазерной генерацией когерентных гиперзвуковых колебаний. Возможность создания фазерного генератора, т. е. возможность превращения хаотического состояния фононов в твердом теле в когерентное, когда упругие колебания в нем имеют в данной точке вполне определенную амплитуду и фазу и отличаются высокой монохроматичностью, давно привлекала внимание. С решением этой задачи связывалось выяснение ряда принципиальных вопросов, касающихся реализации стимулированного излучения фононов при взаимодействии упругих колебаний с парамагнитными центрами.

Согласно Таунсу такая генерация может быть достигнута в результате абсолютной неустойчивости фононов в системе парамагнитных центров с инверсной населенностью лишь в условиях так называемого фононного «узкого горла» [34]. Эффект фононного «узкого горла» заключа-

ется в значительном увеличении эффективной температуры фононов, участвующих в передаче энергии от парамагнитных центров кристаллической решетке [35]. Этот эффект связан с тем, что теплоемкость резонансных фононов, переносящих энергию, при низких температурах мала по сравнению с теплоемкостью зеемановской электронной системы парамагнитных центров. Поэтому при интенсивной передаче энергии температура резонансных фононов возрастает. Время жизни таких фононов из-за ослабления процессов ангармонизма при низких температурах относительно велико.

В связи с этим предполагалось, что если реализовать эффект фононного «узкого горла» в системе парамагнитных центров с инверсной населенностью, то фононы, усиливаясь, войдут в генерацию и образуют когерентное состояние. Однако эксперименты показали, что неустойчивость в условиях фононного «узкого горла» не приводит к когерентизации состояния фононов. В этом случае возникает фононная «лавина», при которой температура резонансных фононов существенно возрастает [36], т. е. фактически реализуется эффект, обратный когерентизации. В работе [37] была предпринята попытка получить когерентную генерацию гиперзвуковых фононов в рубине, но при этом были получены лишь неустойчивые колебания на фоне шумов. А так как в рубине никаких признаков фононного «узкого горла» не было обнаружено, то результаты этой работы, к тому же единственной в то время, с точки зрения существовавших представлений, основанных на работе [34], не могли быть признаны убедительными. Таким образом, вопрос о возможности реализации когерентной и монохроматической фазерной генерации гиперзвуковых колебаний фактически оставался открытым.

В результате работ [10, 11] выяснилось, что для получения фазерной генерации когерентных фононов фононное «узкое горло» в парамагнитном кристалле вовсе не является необходимым. Более того, в условиях фононного «узкого горла» вообще затруднительно получить необходимую для генерации инверсию населенностей резонансных уровней. Поэтому кристаллы, в которых наблюдается эффект фононного «узкого горла», наименее подходят в качестве активных материалов для фазерной генерации.

При реализации фазерной генерации оказались важны следующие соображения. Для того чтобы из множества фононов в парамагнитном кристалле, обладающих хаотическим распределением, получить когерентные монохроматические упругие колебания с точно определенной частотой и волновым вектором, необходимо наличие в кристалле фононов, которые в нелинейном про-

цессе усиления могли бы выделиться среди других фононов и войти в генерацию. Для этого необходимо, чтобы такие фононы по своим основным характеристикам отличались от остальных. Оказалось, что в некоторых кристаллах, например, в рубине, такие фононы действительно существуют. Они представляют собой продольные упругие колебания вдоль оси симметрии третьего порядка, относящиеся к полносимметричной моде, преобразующейся по представлению Γ_1 . В силу теоретико-групповых соображений такие фононы могут поглощаться лишь при переходах между фононными или электронными состояниями одинаковой симметрии. Поэтому очевидно, что они должны обладать аномально высокой по сравнению с другими фононами в кристалле продолжительностью жизни. Такие долгоживущие длинноволновые акустические фононы непосредственно наблюдались в кристаллах корунда, кварца и ниобата лития в работе [38]. Для того чтобы получить фазерную генерацию, необходимо усилить именно долгоживущие фононы, а для этого парамагнитные центры должны иметь состояния с инверсной населенностью, которые бы, взаимодействуя с этими фононами, создавали их усиление, превосходящее порог генерации. Иначе говоря, для получения фазерной генерации когерентных монохроматических гиперзвуковых колебаний необходимо в кристалле с парамагнитными центрами создать условия глобальной неустойчивости фононов с аномально высокой продолжительностью жизни.

Такие условия были осуществлены в работах [10, 11], в которых было реализовано стационарное монохроматическое излучение когерентных гиперзвуковых колебаний в рубине на частоте 9,12 ГГц. Основным элементом фазера служил рубиновый акустический резонатор с высокой добротностью, величина которой составляла около 10^6 для продольной моды упругих колебаний вдоль оси симметрии третьего порядка кристалла. Эта мода, как показано в работе [11], при температуре 1,3 К обладает аномально высокой продолжительностью жизни, превосходящей 4×10^{-5} с. Для фазерной генерации необходимо создать в рубиновом акустическом резонаторе активное состояние. С этой целью с помощью электромагнитного поля накачки осуществлялась инверсия населенностей выбранной пары спиновых уровней Cr^{3+} , переходы между которыми соответствовали частоте фазерной генерации. При этом насыщались два вспомогательных симметрично расположенных уровня в условиях, когда статическое магнитное поле направлено под углом $\theta = \arccos(1/3)$ к оптической оси кристалла. Благодаря сильному перемешиванию спиновых состояний, принадлежащих различным уровням,

создавались условия, при которых долгоживущая продольная фононная мода эффективно взаимодействует с парамагнитными центрами на частоте перехода с инверсной населенностью. В результате происходило усиление этой моды. Когда электромагнитная накачка превышала пороговый уровень, при котором усиление моды сравнивается с ее потерями, возникала фазерная генерация когерентных продольных акустических фононов. Схема фазерного генератора показана на рис. 10.

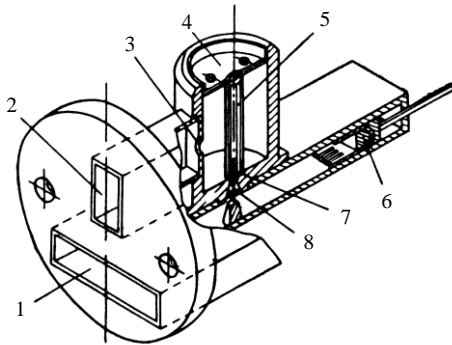


Рис. 10. Устройство фазера: 1 – волновод сигнала; 2 – волновод накачки; 3 – отверстие связи; 4 – резонатор накачки; 5 – акустический резонатор; 6-8 – элементы гиперзвукового преобразователя и согласующего устройства

Основными ее элементами, помимо указанного акустического резонатора, являются СВЧ резонатор накачки, с помощью которого электромагнитная энергия подводится к акустическому резонатору и осуществляет инверсию населенностей уровней генерирующего перехода, тонкоплечный «точечный» гиперзвуковой ZnO преобразователь, электродинамическая система для согласования антенны-преобразователя с волноводом. В результате фазерной генерации возникающие в акустическом резонаторе когерентные упругие колебания преобразуются в электромагнитные и затем регистрируются с помощью приемника СВЧ.

Фазерное излучение происходит на частотах фононов, отвечающих собственным частотам акустического резонатора. Коэффициент усиления на этих частотах превышает пороговый уровень. Поэтому, изменяя уровень накачки, можно получать одномодовый и многомодовый режимы генерации. Важно отметить, что был реализован как многомодовый, так и одномодовый режим, когда излучение происходит на одной частоте. Спектр многомодовой фазерной генерации показан на рис. 11.

Механизм многомодовой фазерной генерации. Возможность интерпретации многомодовой (многочастотной) генерации, не привлекающая предположения о микроскопическом характере неоднородного уширения спектральной линии, заключается в рассмотрении генерации в условиях пространственной неравновесности, т. е. про-

странственной разобшенности возбуждений [12]. На этой основе можно качественно описать основные характеристики наблюдаемой фазерной генерации. Гиперзвуковой резонатор представляет собой колебательную систему с большим количеством степеней свободы и благодаря этому допускает образование слабосвязанных возбуждений даже в условиях, когда однородная ширина линии превосходит разность частот соседних мод. Дело в том, что упругое поле генерирующих мод в резонаторе существенно неоднородно и может быть представлено в виде суперпозиции стоячих волн, число которых равно числу генерирующих мод. Вследствие малой скорости пространственной миграции возбуждений примесные центры, расположенные в пучностях стоячих волн, отвечающих различным модам резонатора, независимо участвуют в генерации на частотах, отвечающих этим модам.

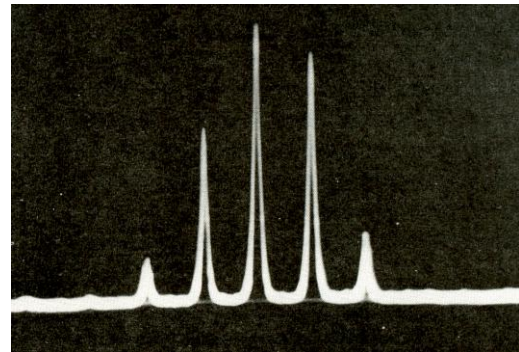


Рис. 11. Спектр многомодовой фазерной генерации на частоте 9,12 ГГц. Частотное расстояние между модами в спектре 310 кГц

Из анализа скоростных уравнений для 4-уровневой спиновой системы рубина легко показать, что инверсную разность населенностей сигнала перехода \tilde{n} , так же как и для обычной лазерной схемы, можно представить в виде [39, 40]

$$\tilde{n} = \tilde{n}_0 \left(1 + D \sum_i p_i g_i \right)^{-1}, \quad (1)$$

$$p_i = N_i [1 - \cos(2\pi m_i z / L)],$$

где g_i – ордината резонансной линии на частоте i -моды; L – длина резонатора; m_i – целые числа; N_i – число фононов в i -моды; D – величина, пропорциональная вероятности индуцированного излучения; \tilde{n}_0 – разность населенностей в отсутствие излучения; z – координата вдоль оси резонатора; p_i – коэффициент.

В этом случае для фазера сохраняются лазерные условия стационарной $2j+1$, где j – целое число, многомодовой генерации и предельная ширина спектра B [40].

$$B = 1,4\beta^{-1/3}\delta\nu, \quad \beta = (\delta\nu / \Delta\nu)^2, \quad \tilde{\alpha} = \tilde{n}_0 / n_0^i, \\ \tilde{\alpha} = \frac{(1 + \beta j^2)^2}{1 - (1/3)\beta j(8j^2 - 3j - 2)}. \quad (2)$$

Здесь \tilde{n}_0^i – пороговая разность населенностей; $\delta\nu$ – расстояние между частотами соседних мод; $\Delta\nu$ – половина ширины резонансной линии сигнального перехода. Экспериментальные данные, приведенные на рис. 12, показывают качественное согласие с (2). С возрастанием накачки увеличивается \tilde{n}_0 и соответственно $\tilde{\alpha}$, что приводит к скачкообразному увеличению числа мод, выходящих в генерацию.

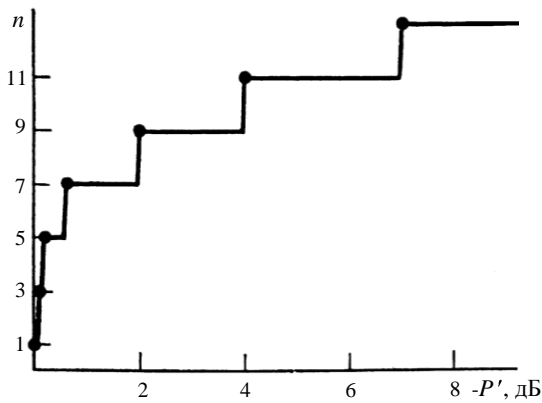


Рис. 12. Зависимость числа генерирующих мод $n=2j+1$ от мощности накачки $P'=10\lg(P/P_i)$, $P_i=10^{-4}$ Вт

Из (2) следует также, что предельная ширина спектра при $\Delta\nu = 32$ МГц, $\delta\nu = 310$ кГц, т. е. при $\beta = 10^{-4}$, равна 9 МГц, что также хорошо согласуется с измеренным значением $B = 8$ МГц.

Рассмотренный механизм генерации фазера в условиях пространственной неравновесности отвечает монотонному спаду интенсивности спектра при удалении от центра резонансной линии. Такой монотонный спад наблюдается лишь при малых превышениях порога генерации. Нарушение монотонности при высоких уровнях накачки свидетельствует об ограниченности такого рассмотрения. Нерегулярности и провалы в спектре показывают, что при высоких уровнях накачки в резонансной линии проявляется тонкая структура, которая, по-видимому, приводит к спектральной неравновесности, когда отдельные весьма близкие по частоте области резонансной линии дают независимый вклад в генерацию.

2. Акустические резонансные явления в металлах (Гигантские квантовые осцилляции поглощения ультразвука в висмуте). Взаимодействие акустических фононов с электронами проводимости в металлах наиболее четко проявляется при низких температурах, когда длина свободного пробега электронов l становится

больше длины волны фононов λ . В магнитном поле коэффициент поглощения звука Γ испытывает осцилляции, причем их характер различен и зависит от области магнитных полей и температур. В сравнительно слабых магнитных полях, для которых $\hbar\Omega < kT$ (\hbar – постоянная Планка; Ω – циклотронная частота; k – постоянная Больцмана; T – температура), наблюдается геометрический резонанс, позволяющий по измеренному периоду осцилляций определить экстремальный диаметр поверхности Ферми.

В сильном магнитном поле $\zeta > \hbar\Omega > kT$ (ζ – химический потенциал электронного газа) реализуются квантовые осцилляции коэффициента поглощения ультразвука. В этих условиях амплитуда осцилляций становится «гигантской» и значительно превосходит величину коэффициента поглощения Γ_0 в отсутствие магнитного поля или при отклонении от перпендикулярности векторов \vec{k} и \vec{H} (\vec{k} – волновой вектор звука, \vec{H} – вектор магнитного поля).

Эффект гигантских квантовых осцилляций ультразвука в металлах экспериментально был обнаружен в цинке [16], висмуте [41-43] и галлии [44, 45]. Дальнейшее развитие теории гигантских квантовых осцилляций ультразвука в металлах в сильных магнитных полях получила в работах [46-49]. Согласно этой теории период осцилляции ΔH^{-1} должен быть постоянным в обратном поле и определяться характерными параметрами поверхности Ферми

$$\Delta H^{-1} = 2\pi e\hbar / cS(\zeta, p_{H0}), \quad (3)$$

причем величина p_{H0} связана с относительным расположением векторов \vec{k} и \vec{H}

$$p_{H0} = m_H s \left| \vec{k} \parallel \vec{H} \right| / (\vec{k} \vec{H}). \quad (4)$$

Здесь c – скорость света; S – площадь сечения поверхности Ферми плоскостью p_{H0} , нормальной вектору \vec{H} ; e – заряд электрона; m_H – «продольная» масса электрона.

Таким образом, изменяя взаимную ориентацию векторов \vec{k} и \vec{H} , можно измерить площади любых, а не только экстремальных сечений поверхности Ферми, как это имеет место в случае эффекта де Гааза – ван Альфена. Практически, однако, трудно реализовать эту возможность, так как из-за малой скорости звука величина p_{H0} остается близкой к нулю в значительной области углов ϑ между \vec{k} и \vec{H} .

Результаты экспериментальных исследований. Для облегчения дальнейшего изложения введем систему прямоугольных координат x, y, z ,

направив x – вдоль бинарной, y – вдоль биссекторной и z – вдоль тригональной осей кристалла.

На рис. 13 приведена запись спектра гигантских осцилляций для звука, распространяющегося вдоль оси x и магнитного поля, лежащего в плоскости $xу$ (ϑ – угол между \vec{k} и \vec{H} , в данном случае между осью x и вектором \vec{H}).

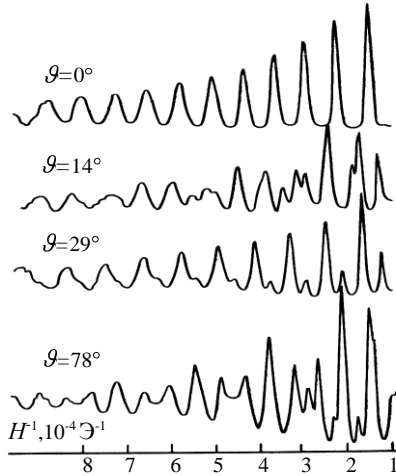


Рис. 13. Гигантские осцилляции в плоскости бинарных осей. По оси ординат – коэффициент поглощения в произвольных единицах. ϑ – угол между волновым вектором звука и вектором магнитного поля. Волновой вектор направлен вдоль бинарной оси. $T=1,4$ К

Характерной особенностью гигантских осцилляций является наличие узких линий поглощения на фоне широких размытых минимумов, а также резкая угловая зависимость амплитуды вблизи 90° . На рис. 14 изображена угловая зависимость амплитуды (в произвольных единицах) для трех ориентаций вектора \vec{k} . Минимум достигается при $\vartheta = 90^\circ$, причем амплитуда не во всех случаях падает до нуля.

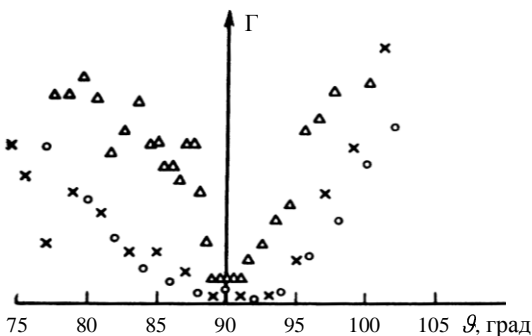


Рис. 14. Угловая зависимость амплитуды осцилляции вблизи $\vartheta \approx 90^\circ$ (о – угол между k и H). По оси ординат отложена амплитуда в произвольных единицах, $T = 1,4$ К, $\nu = 220$ МГц; $\Delta - \vec{k} \parallel x - H$ вблизи оси y ; $o - \vec{k} \parallel y - H$ вблизи оси x ; $\times - \vec{k} \parallel y - H$ вблизи оси z

На рис. 15. приведена зависимость амплитуды осцилляции от магнитного поля для векторов \vec{k} и \vec{H} , параллельных оси x . Согласно теории [15, 47] амплитуда осцилляции должна линейно зависеть от магнитного поля

$$\Gamma_m = \Gamma_0^{(i)} e \hbar H / 8 m^* c k T. \quad (5)$$

В этой формуле $\Gamma_0^{(i)}$ – электронный коэффициент поглощения в отсутствие поля, за который ответственна (i) – группа носителей, которая дает вклад в осцилляции (без учета вырождения по спину).

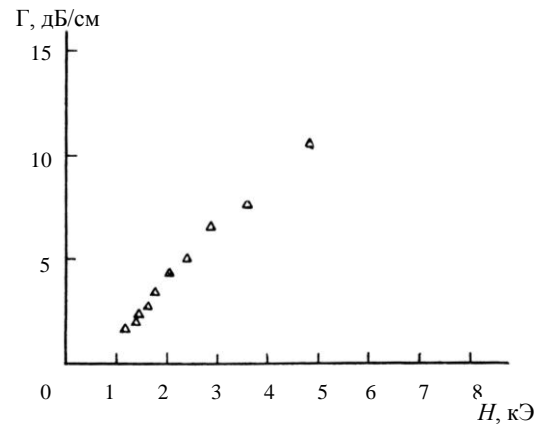


Рис. 15. Зависимость амплитуды осцилляции от магнитного поля для $\vec{k} \parallel \vec{H} \parallel x$. $\nu = 220$ МГц, $T=1,4$ К

Формула (5) позволяет оценить величину $\Gamma_0^{(i)}$, используя для этой цели наклон $d\Gamma/dH$ экспериментальной прямой из рис. 15.

$$\Gamma_0 = \frac{m^2 |\Lambda_{ik} u_{ik}|^2}{2\pi \rho s \hbar^3 |u|^2 |\vec{k}|}, \quad (6)$$

где ρ – плотность кристалла; u_{ik} – тензор деформации; $m^2 = m m_H$ – произведение циклотронной массы на «продольную» ($1/m_H = \partial^2 \epsilon / \partial p_H$); \vec{u} – вектор смещения звуковой волны. Проведя соответствующие вычисления, находим $|\Lambda_{xx}| = 3,31$ эВ на эллипсоид.

Вклад в осцилляционную кривую для $\vec{H} \parallel x$ дают два электронных эллипсоида, следовательно, используя известное значение эффективной массы $m^* = 0,01 m_0$, получаем величину $\Gamma_0^{(i)}$, измеренную на частоте продольного звука $\nu = 220$ МГц: $\Gamma_0^{(1)} = 0,135$ см⁻¹ на эллипсоид.

Для определения локального значения константы электрон-фононного взаимодействия можно воспользоваться формулой (6) из [47].

Период осцилляций. Обычно применяемая для расчетов модель электронного спектра висму-

та (модель Шенберга – Брандта) содержит три электронных эллипсоида, расположенных симметрично вокруг тригональной оси. В рамках этой модели период гигантских осцилляций может быть легко найден. Запишем площадь сечения эллипсоида плоскостью p_n , нормальной единичному вектору вдоль направления магнитного поля

$$S(\varepsilon_f, p_n) = 2\pi n_0 \varepsilon_f \left(\frac{\det m}{nmn} \right)^{1/2} \times \left[1 - \frac{p_n^2}{2m_0 \varepsilon_f (nmn)} \right], \quad (7)$$

где m – тензор масс. Величина p_n , для которой реализуются осцилляции, находится из условия равенства проекции средней скорости дрейфа электронов вдоль поля на волновой вектор \vec{k} и скорости звука s

$$v_k = \left(\frac{\cos \vartheta}{2\pi m^*} \right) \frac{\partial S(\varepsilon_f, p_n)}{\partial p_n} = s. \quad (8)$$

Комбинируя полученное значение s (7) и (3), находим

$$\Delta H^{-1} = \frac{e\hbar}{m_0 c \varepsilon_f} \left(\frac{nmn}{\det m} \right)^{1/2} \left[1 - \frac{m_0 s^2 (nmn)}{2\varepsilon_f \cos^2 \vartheta} \right]^{-1}. \quad (9)$$

Ниже приведены результаты экспериментального измерения периодов осцилляции для направлений вектора \vec{k} , в которых проводились исследования.

А. Вектор \vec{k} параллелен оси x . На рис. 16 изображена стереографическая проекция плоскостей (пунктирные линии), в которых вращался вектор магнитного поля и были исследованы гигантские осцилляции. Подробный анализ осциллограмм производился только для главных кристаллографических плоскостей.

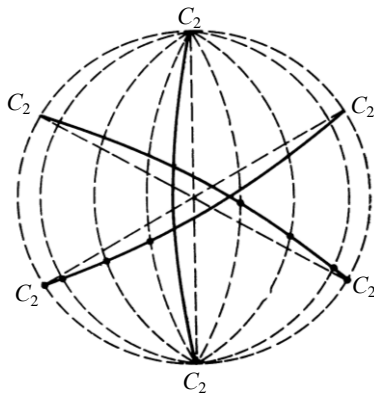


Рис. 16. Стереографическая проекция линий равных периодов (сплошные кривые), C_2 – выходы бинарных осей. Пунктиром обозначены проекции плоскостей, в которых было измерено положение точек совпадения периодов при $\vec{k} \parallel C_2$

В плоскостях, которые наклонены к базовой на углы 6, 30 и 60°, было определено положение точек совпадения периодов осцилляции, связанных с разными эллипсоидами. Положение линий равных периодов, которое можно получить из уравнения (9), зависит только от угла наклона ξ главной оси эллипсоидов к базисной плоскости

$$\sin(\varphi - 60^\circ) = \text{tg} 2\xi / \text{tg} \theta. \quad (10)$$

Здесь φ и θ – сферические координаты вектора \vec{n} . Жирные линии на рис. 16 построены по уравнению (10), при этом принято, что $\xi = 6^\circ$. Экспериментальные точки достаточно хорошо попадают на эти линии. Примеры осцилляции в плоскости бинарных осей приведены на рис. 13. Характерной особенностью осциллограмм для $\vec{k} \parallel x$ является наличие компонент от трех электронных эллипсоидов.

Анализ периодов биений в плоскости xz приведен на рис. 17. Используя параметры спектра из [41] и формулу (9), можно рассчитать период гигантских осцилляции как функцию направления магнитного поля. Кривые 1-1', 2-2' и 3-3' представляют результат расчета для плоскости бинарных осей. Экспериментальные значения периодов хорошо согласуются с расчетными в области углов $0^\circ < \vartheta < 80^\circ$. Для $\vartheta > 80^\circ$ в плоскости xz наблюдается заметное различие между вычисленными и измеренными величинами периодов осцилляций.

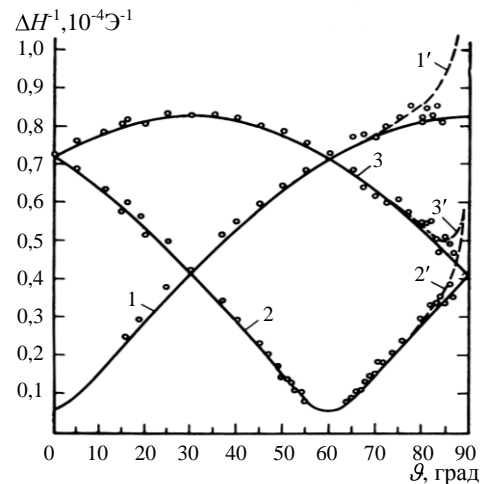


Рис. 17. Угловая зависимость периодов осцилляции в плоскости бинарных осей

Б. Вектор \vec{k} параллелен оси z . Результаты измерения периодов осцилляции в плоскости xz представлены на рис. 18. Для продольного звука вдоль оси z также характерно взаимодействие с тремя электронными эллипсоидами, но амплитуда осцилляции сильно зависит от ϑ : в области $35^\circ < \vartheta < 90^\circ$ эллипсоид 1 и в области $0^\circ < \vartheta < 35^\circ$ эллипсоид 2 дают исчезающе малый вклад.

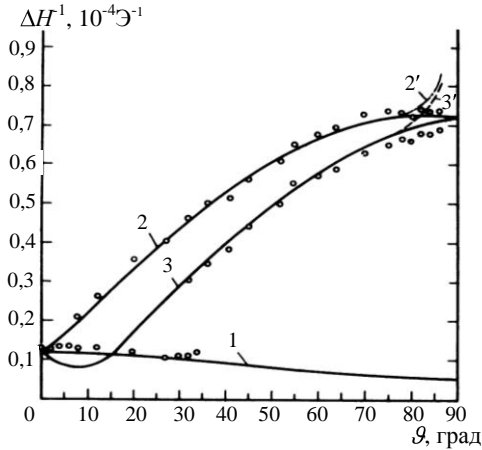


Рис. 18. Угловая зависимость периодов осцилляций в плоскости тригональной и бинарной осей: 1, 2, 3 – для центральных сечений; 2' и 3' – построены по формуле (7) с учетом отличия измеряемых сечений от центральных; $\vec{k} \parallel z$; угол отсчитывается от оси z

Кривые 1, 2-2', 3-3' на рис. 18 построены по формуле (9) с использованием параметров из [41]. В области углов $\vartheta > 80^\circ$ в плоскости zx также имеется заметное различие между вычисленными и измеренными величинами периодов осцилляции.

В. Вектор \vec{k} параллелен оси y . Примеры записи спектра гигантских осцилляций для $\vec{k} \parallel y$ в плоскости бинарных осей приведены на рис. 19.

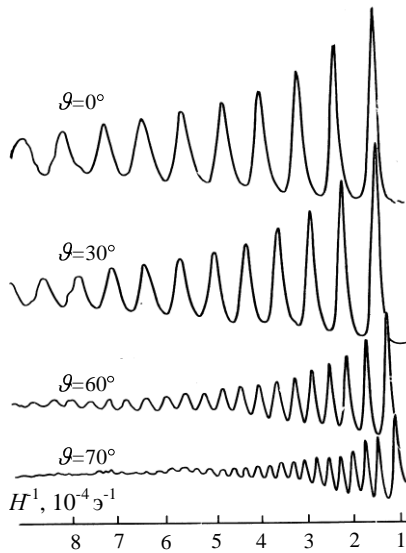


Рис. 19. Гигантские осцилляции в плоскости бинарных осей для $\vec{k} \parallel y$, $T = 1,4 \text{ K}$

Взаимодействие продольной звуковой волны с волновым вектором, параллельным биссектрисе, с электронами отличается интересной особенностью: величина его существенно больше для одного из электронных эллипсоидов, вытяну-

того вдоль той же оси, вдоль которой распространяется звуковая волна. Звук почти «не замечает» других носителей, и при любом направлении магнитного поля период осцилляции определяется только указанным эллипсоидом. Результаты измерения периодов для плоскостей xu и uz приведены на рис. 20 и 21. Практически при любой ориентации имеется единственная осциллирующая компонента, и только в плоскости uz для $|\vartheta| > 60^\circ$ появляется еще один, по-видимому, связанный с дырками период осцилляции.

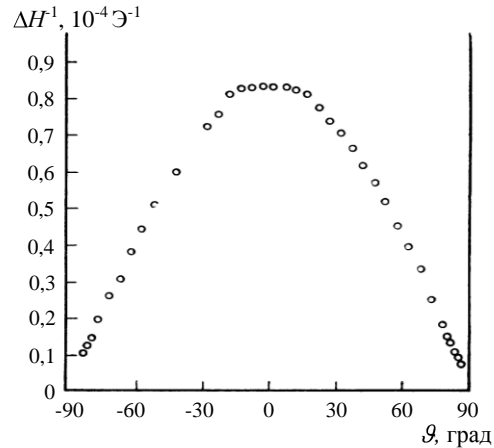


Рис. 20. Угловая зависимость периода осцилляций в плоскости бинарных осей $\vec{k} \parallel y$, угол отсчитывается от оси y

В плоскости бинарных осей, независимо от того, направлен вектор \vec{k} вдоль оси x или y , периоды в пределах погрешностей совпадают. В плоскости uz наиболее интересно было проследить за электронными осцилляциями в области больших углов. Осцилляции типа де Гааза – ван Альфена [51] в этой области углов даже при сверхнизких температурах исчезают.

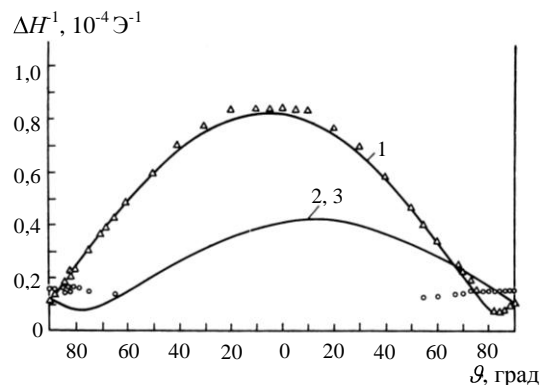


Рис. 21. Угловая зависимость периодов осцилляции в плоскости uz для $\vec{k} \parallel y$: 1, 2, 3 – значения периодов для центральных сечений электронных эллипсоидов; угол отсчитывается от оси y ; Δ – электронные осцилляции; \circ – осцилляции, связанные, скорее всего, с дырочной поверхностью

Амплитуда гигантских осцилляций также становится существенно меньшей, и в области $76^\circ < \vartheta < 82^\circ$ осцилляции исчезают.

Минимум периода достигается вблизи $\vartheta = 84^\circ$ и позволяет измерить площадь «среднего» сечения электронного эллипсоида. Измерения в плоскости осей yz были выполнены на спектрометре в непрерывном режиме работы при частоте звука $\nu = 300$ МГц. Чувствительность установки при этом значительно увеличивалась.

Теория [52, 53] допускает возможность существования некоторой «перетяжки» электронной поверхности, которую можно было бы обнаружить по биениям периодов для \vec{H} вблизи оси y (вблизи ΔH_{\max}^{-1} в плоскости yz). Используя максимальную чувствительность установки, удастся получить около 35 линий поглощения (рис. 22) для указанного направления магнитного поля. В поле около 70 Э действительно заметна «тали» биения, однако детальное исследование показало, что положение «тали» смещается в зависимости от частоты звука. Природа этого явления другая и, по-видимому, не связана с формой поверхности Ферми.

Обсуждение результатов. В. Л. Гуревич, В. Г. Скобов и Ю. А. Фирсов [15, 47] получили условие существования гигантских осцилляций: $(kl)^2 \gg \zeta / \hbar \Omega$. Для исследованных образцов висмута при температурах $T \approx 1,5$ К и звуковых частот $\nu \sim 200$ МГц это соотношение выполняется в магнитном поле $H > 20$ Э. Амплитуда осцилляции и форма линий поглощения достаточно хорошо согласуются с экспериментальными данными. В работе [42] было проведено сравнение рассчитанной и записанной экспериментально осцилляционных кривых для висмута. Несмотря на то, что расчет был проделан для сферической модели поверхности Ферми, а спектр висмута достаточно далек от такой аппроксимации, расчетная и экспериментальная кривые практически совпали – на форму линии характер спектра не оказывает существенного влияния.

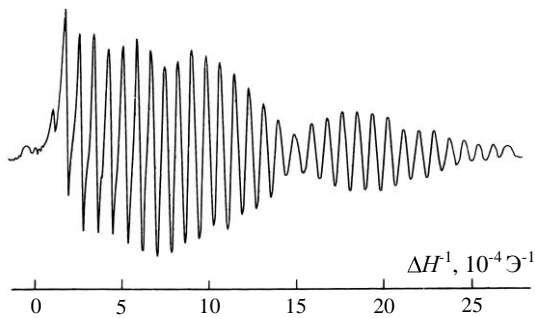


Рис. 22. Запись производной коэффициента поглощения как функция обратного магнитного поля для $\vec{k} \parallel y$ и $\vartheta \approx 6^\circ$ в плоскости yz . $T = 1,4$ К; $\nu = 300$ МГц

Вблизи углов $\vartheta \approx 90^\circ$ экспериментально наблюдается резкая зависимость амплитуды осцилляции от угла. Квантовые осцилляции для $\vartheta = 90^\circ$ (т. е. $\vec{k} \perp \vec{H}$) имеют малую амплитуду. В таких условиях электроны могут поглощать звук лишь при столкновениях с рассеивателями и амплитуда осцилляции должна уменьшаться в $1/kl$ раз по сравнению с гигантской. В работе [43] также отмечена отличная от нуля амплитуда осцилляции для $\vec{k} \perp \vec{H}$, причем в силу меньшей величины kl (частота звука ν в работе [43] равна 40 МГц) отношение амплитуд, как и следовало ожидать, меньше. Впрочем, вопрос о количественном соотношении между $\Gamma(H_\perp)$ и $\Gamma(H_\parallel)$ требует еще более строгого теоретического рассмотрения. Полученная величина константы $|\Delta_{xx}|$ электрон-фононного взаимодействия в пределах ошибок согласуется с измеренными методом статического пьезосопротивления [54] величинами деформационного потенциала $E_1 = -2,4$ эВ и $E_2 = +2,4$ эВ.

Здесь можно лишь указать: метод измерения этих констант с помощью гигантских осцилляций кажется весьма многообещающим в связи с тем, что сразу известно, к какой группе носителей можно отнести полученные величины (к сожалению, нельзя установить знак Δ_{ik}).

Таким образом, можно считать, что амплитудные характеристики гигантских осцилляций находятся в достаточно хорошем согласии с теоретическими предсказаниями, однако для количественного сравнения с теорией необходимо правильно найти величину Γ_0 . Авторы [43] получили аномальные отношения Γ/Γ_0 именно из-за неверной оценки Γ_0 .

Измерить независимым образом Γ_0 для металла, не переходящего в сверхпроводящее состояние, весьма трудно, так как на опыте всегда будет измерена сумма $\Gamma = \sum \Gamma_{0i} + \sum \Gamma_p$ электронного и решеточного коэффициентов поглощения.

Периоды осцилляции вблизи углов $80^\circ < \vartheta < 90^\circ$ в плоскостях xy и zx заметно отклоняются от рассчитанных согласно квадратичной модели спектра значений. Указанные отклонения невелики, однако они превосходят ошибку измерений. Если осцилляции в этой области углов продолжают оставаться гигантскими (вообще говоря, можно допустить, что по какой-либо причине имеет место изменение их характера и переход в де Гааз – ван Альфеновский тип, т. е. осцилляциям на центральном сечении), то, поскольку проведенные эксперименты указывают на отсутствие «седловой точки» или «перетяжки»

электронной поверхности (по крайней мере, площади S_{\max} и S_{\min} отличаются меньше, чем на 1/30), приходится предположить существование более длинного цилиндрического участка, чем это имеет место у эллипсоида.

Это предположение качественно согласуется с выводами работы [55], полученными на основании изучения циклотронного резонанса в опорных точках, хотя отклонения от эллипсоидальной формы очень невелики. Заметим, что циклотронные массы гораздо более «чувствительны» к характеру спектра $\varepsilon(\vec{p})$ электронов, чем к форме изоэнергетической поверхности, поэтому различие «экстремальных» и «опорных» масс на 35 % в работе [55] вполне совместимо с весьма незначительным отличием формы поверхности от эллипсоидальной.

Ниже для иллюстрации приведена таблица с результатами сравнения вычисленных в работе [41] по эллипсоидной модели и измеренных главных площадей сечений эллипсоидов S_1, S_2 и S_3 (размерность площадей в $\text{г}^2 \text{см}^2 \text{с}^{-2}$).

Угол наклона оси эллипсоида к базовой плоскости близок к 6° , причем это значение хорошо согласуется с результатами исследований при произвольном направлении вектора \vec{H} относительно осей кристалла, а не только для главных плоскостей (см. рис. 16). Наибольшее отличие приведенных в таблице данных наблюдается для сечения S_3 , хотя и в этом случае отклонение находится в пределах экспериментальных ошибок.

Таблица

$S_1, 10^{42}$	$S_2, 10^{42}$	$S_3, 10^{42}$	ξ , град		
1,31±0,1	13,1±0,1	18±1,5	6	[42, 50]	1)
1,28±0,065	13,3±0,65	19±2	6	⊗	2)
1,34±0,05	14±1,5	19,5±1		[51, 56]	3)
1,19			4	[57]	

- 1) расчет по эллипсоидной модели,
 2) S_3 экстраполировано,
 3) S_2 экстраполировано,
 ⊗) настоящая работа.

Образцы для исследований гигантских и геометрических осцилляций вырезались из одного крупного монокристалла, следовательно, имели одинаковое количество примесей. Хорошее согласие между результатами исследований указанными двумя методами в значительной мере, по-видимому, связано с этим обстоятельством. Полученные в ряде работ [51, 57] различные значения площадей сечения поверхностей Ферми у висмута, вероятнее всего, следует отнести за счет изменения уровня Ферми под влиянием примесей.

Осцилляции, связанные с дырочной поверхностью, наблюдались в ограниченном диапазоне углов, что, скорее всего, связано со сравнительно небольшим отношением H/T , достигнутым в опытах. Измеренное значение минимальной площади сечения дырочной поверхности $S_{1d} = (6,6 \pm 0,3) \times 10^{-42} \text{ г}^2 \text{см}^2 \text{с}^{-2}$. Вычисленное в работе [41] значение $S_{1d} = (6,6 \pm 0,5) \times 10^{-42} \text{ г}^2 \text{см}^2 \text{с}^{-2}$ показывает, что пределах ошибок площади совпадают.

Спиновые расщепления уровней Ландау в данной работе не обнаружены. Исследования в этом направлении с применением более сильного магнитного поля представили бы несомненный интерес, особенно в связи с избирательной чувствительностью звука к различным группам носителей.

Выводы. В статье описаны два акустических резонансных явления в твердом теле при низких температурах. Объединяет эти явления то, что они были впервые обнаружены и изучены в ИРЭ НАНУ. Первое явление – акустический парамагнитный резонанс на примесных парамагнитных центрах в диэлектрических и полупроводниковых кристаллах. АПР имеет сходство с хорошо известным эффектом ЭПР: как и при ЭПР, резонансное поглощение гиперзвука происходит при переходах между дискретными зеемановскими уровнями центра. Далее сходство заканчивается, поскольку ответственным за поглощение гиперзвука является ЭФ взаимодействие, которое имеет квадрупольный характер по спиновым операторам. Поэтому в отличие от магнитодипольного взаимодействия при ЭПР оно разрешает переходы между уровнями, которые запрещены для электромагнитного поля. Благодаря этому АПР оказался более информативным методом по сравнению с ЭПР. Он позволяет получить сведения не только о структуре энергетического спектра парамагнитного центра, но и его взаимодействии с колебаниями кристаллической решетки. В статье описаны результаты, полученные при использовании метода АПР для определения полного набора компонент тензора спин-фононного взаимодействия в рубине. Эти результаты впервые дали возможность установить, что в спин-решеточной релаксации центров Cr^{3+} в рубине доминирует однофононный процесс. Другая важная особенность АПР состоит в том, что интенсивность АПР пропорциональна величине ЭФ взаимодействия. Благодаря этому оказалось возможным методом АПР изучить спектры и ЭФ взаимодействие парамагнитных центров, сильно связанных с кристаллической решеткой. Было установлено, что для таких центров с орбитальным вырождением основного состояния в кристаллическом поле реализуется динамический эффект Яна-Теллера. С помощью АПР была экс-

периментально изучена природа этого эффекта, которая, как оказалось, связана с превращением электронных состояний в электронно-колебательные (вибронные). Значительное место отведено фазерным явлениям в диссипативных системах с парамагнитными центрами. Открытие эффекта квантовой генерации когерентных фононов (фазерного эффекта), которое описано в статье, оказалось возможным после выяснения роли долгоживущих акустических фононов в нелинейном квантовом процессе формирования монохроматического излучения фазера.

Вторая часть работы посвящена описанию другого важного результата, также впервые полученного в ИРЭ НАНУ, – обнаружению гигантских квантовых осцилляций ультразвука в висмуте при низких температурах и сильном магнитном поле. Следует сказать, что этот эффект был экспериментально обнаружен вскоре после его теоретического предсказания. В ИРЭ НАНУ было проведено систематическое исследование гигантских квантовых осцилляций в висмуте и цинке с целью определить, насколько теоретическая модель этого эффекта отвечает реальности. В результате получено удовлетворительное согласие теории с экспериментом. Важно, что эксперимент показал, что в чистых металлах с большой длиной свободного пробега электронов при достаточно низких температурах и сильных магнитных полях реализуется квантование движения электронов. Такой характер движения обеспечивает гигантский характер магнитоакустических осцилляций. Наряду с осцилляциями поглощения ультразвука был обнаружен также эффект гигантских квантовых осцилляций звукоэлектрического тока висмуте при аналогичных условиях. Исследование таких осцилляций открывает новые возможности изучения одной из краеугольных проблем физики металлов – восстановления топологии поверхности Ферми.

1. Ганапольский Е. М., Чернец А. Н. О возбуждении гиперзвука в кварце // ЖЭТФ. – 1962. – 42. – С. 12-15.
2. Ганапольский Е. М., Чернец А. Н. Возбуждение гиперзвука медленными электромагнитными волнами // Докл. АН СССР. – 1963. – 149. – С. 72-75.
3. Ганапольский Е. М., Киселев Р. В., Чернец А. Н. Возбуждение гиперзвука в миллиметровом радиодиапазоне // Докл. АН СССР. – 1970. – 191. – С. 1015-1020.
4. А.с. № 314500. Гиперзвуковой преобразователь / Е. М. Ганапольский // Бюллетень изобретений. – 1971. – № 28.
5. Бабенко М. И., Ганапольский Е. М., Кенигсберг Н. Л. и др. Тонкопленочные гиперзвуковые преобразователи на основе сульфида кадмия и окиси цинка // Изв. АН СССР. Физика. – 1971. – 35. – С. 916-922.
6. Альтишулер С. А., Кочелаев Б. И., Леушин А. М. Акустический парамагнитный резонанс // УФН. – 1961. – 75. – С. 259-299.
7. Альтишулер С. А. Резонансное поглощение звука в парамагнетике // АН СССР. – 1952. – 85. – С. 1235-1238.
8. Ганапольский Е. М., Чернец А. Н. Резонансное поглощение гиперзвука в рубине // ЖЭТФ. – 1964. – 47. – С. 1677-1682.
9. Townes E. H. About phonon maser //in Quantum electronics: Proc. First conf. / Ed. E.H.Townes.New Jersey. – 1960. – P. 405-409.
10. Ganapolskii E. M., Makovetskii D. N. Generation of coherent phonons in ruby // Sol. St. Comm. – 1974. – 15. – P. 1249-1252.
11. Ганапольский Е. М., Маковецкий Д. Н. Усиление и генерация когерентных фононов в рубине при инверсии населенностей спиновых уровней // ЖЭТФ. – 1977. – 72. – С. 203-220.
12. Машкевич В. С. Кинетическая теория лазеров. – М.: Наука, 1971. – 470 с.
13. Ганапольский Е. М., Маковецкий Д. Н. Фазерная генерация поперечных фононов примесными центрами двухвалентного никеля в корунде // Письма в ЖЭТФ. – 1978. – 28. – С. 235-239.
14. Ganapolskii E. M., Makovetskii D. N. Resonant processes of periodic mode alternation in stimulated microwave phonon emission spectra // Sol. St. Comm. – 1994. – 90. – No. 8. – P. 501-505.
15. Гуревич В. Л., Скобов В. Г., Фирсов Ю. А. // ЖЭТФ. – 1961. – 40. – С. 786-796.
16. Королюк А. П., Пруцак Т. А. // ЖЭТФ. – 1961. – 41. – С. 1843-1852.
17. Королюк А. П., Рой В. Ф. Гигантские осцилляции звукоэлектрического тока // Письма в ЖЭТФ. – 1973. – 17. – С. 184-186.
18. Ганапольский Е. М., Маковецкий Д. Н. Спин-фононное взаимодействие в рубине при низких температурах // ФТТ. – 1973. – 15. – С. 2447-2453.
19. Песковацкий С. А., Шульга В. М. Спин-решеточная релаксация в рубине при низких температурах // ФТТ. – 1971. – 13. – С. 3608-3615.
20. Biering R. W., Weber M. J., Warshaw S. I. Paramagnetic Resonance and Relaxation of Trivalent Rare-Earth Ions in Calcium Fluorite, // Phys. Rev. – 1964. – A134. – P. 1504-1518.
21. Stevens K. W. H., Walsh D. The ground state of the ferrous ion in alumina and calculation of spin-lattice relaxation // J. Phys. C. – 1968. – 1. – P. 1554-1562.
22. Ганапольский Е. М. Структура энергетического спектра и электрон-фононное взаимодействие примесных атомов железа в корунде // ФТТ. – 1975. – 17. – С. 67-75.
23. Raoult G., Gavaix A., Vasson A., Vasson A. M., Detection of Al(2)O(3):Fe(2+) by EPR Relaxation –Time Measurements of Ce(3+) Ions in Corundum // Phys. Rev. – 1971. – B4. – P. 3849-3853.
24. Берсукер И. Б., Вехтер Б. Г. Спектр ЭПР и микроволновый спектр октаэдрических комплексов переходных металлов конфигурации d^1 с учетом инверсионного расщепления // ФТТ. – 1963. – 5. – С. 2432-2893.
25. Ham F. S., Schwarz W. M., O'Brien M. C. M. Jahn-Teller Effects in Far-Infrared, EPR, and Mossbauer Spectra // Phys.Rev. – 1969. – 185. – P. 548-567.
26. Ганапольский Е. М. Акустический парамагнитный резонанс двухвалентного и трехвалентного железа в арсениде галлия // ФТТ. – 1973. – 15. – С. 368-375.
27. Ганапольский Е. М. О природе парамагнитных центров хрома в арсениде галлия // ФТТ. – 1974. – 16. – С. 2886-2893.
28. Ганапольский Е. М., Омеляновский Э. М., Первова Л. Я., Фистуль В. Я. О механизме компенсации донорных и акцепторных центров в арсениде галлия // ФТП. – 1973. – 7. – С. 1643-1645.
29. Тапер Э. Парамагнитное спин-фононное взаимодействие в кристаллах // В кн. Физическая акустика. – 1969. – 4А. – С. 63-138.
30. Коввиллем У. Х., Корепанов В. Д. О возможности генерации и усиления гиперзвука в парамагнитных кристаллах // ЖЭТФ. – 1961. – 41. – С. 211-213.
31. Kittel C. Phonon Masers and the Phonon Bottleneck // Phys. Rev. Lett. – 1961. – 6. – P. 449-451.
32. Tucker E. B., Amplification of 9.3 kMc/sec Ultrasonics Pulses by Maser Action in Ruby // Phys. Rev.Lett. – 1961. – 6. – P. 547-548.

33. Ганапольский Е. М., Маковецкий Д. Н. Квантовое усиление гиперзвука на частоте 9,4 ГГц в рубине // Докл. АН СССР. – 1974. – 217. – С. 303-306.
34. Townes E. H. Phonon masers // in Quantum electronics: Proc. First conf / Ed. E.H. Townes. New Jersey. – 1960. – P. 405-409.
35. Джеффрис К. Динамическая поляризация ядер. М.: – 1965. – 64 с.
36. Brya W. J. Wagner B. E. Dynamic Interaction between Paramagnetic Ions and Resonant Phonons in a Bottlenecked Lattice // Phys. Rev. – 1967. – 157. – P. 400-410.
37. Tucker E. B. Phonon maser // in Quantum electronics: Proc. Third Intern. Congr / Ed. P. Grivet, N. Bloembergen. Paris. – 1964. – P. 1787-1800.
38. Ганапольский Е. М., Королюк А. П., Тараканов В. В. Обращение остаточного затухания продольного гиперзвука в диэлектрических кристаллах // ЖЭТФ. – 1982. – 82. – С. 182-192.
39. Tang C. L., Statz H., deMars G. Spectral output and spiking behavior of Solid-State laser // J. Appl. Phys. – 1963. – 34. – P. 2289-2294.
40. Лифшиц Е. Л., Цикунов В. Н. Спектральные свойства индуцированного излучения в широком интервале накачек // ЖЭТФ. – 1965. – 49. – P. 1843-1849.
41. Королюк А. П. Исследование осцилляций коэффициента поглощения звука в висмуте // ЖЭТФ. – 1965. – 49. – С. 1009-1018.
42. Королюк А. П. «Гигантские» квантовые осцилляции коэффициента поглощения звука в висмуте // ФТТ. – 1963. – 5. – С. 3323-3334.
43. Toxen A. M., Tansal S. Giant Oscillations in the Magnetoacoustic Attenuation in Bismuth // Phys. Rev. – 1965. – 137. – P. A211-A220.
44. Shapira Y., Lax B. Determination of Effective Masses from Giant Quantum Oscillations in Ultrasonic Absorption // Phys. Rev. Lett. – 1964. – 12. – P. 166-1670.
45. Shapira Y., Lax B. LINE Shape and Amplitude of Giant Quantum Oscillations in Ultrasonic Absorption // Phys. Rev. – 1965. – 138. – P. A1191-A1198.
46. Ганцевич С. В., Гуревич В. Л. К теории гигантских осцилляций поглощения ультразвука // ЖЭТФ. – 1963. – 45. – С. 587-594.
47. Скобов В. Г. Квантовая теория поглощения звука металлами в магнитном поле // ЖЭТФ. – 1961. – 40. – С. 1446-1451.
48. Казаринов Ф. Ф., Скобов В. Г. К теории усиления ультразвука полуметаллами в электрическом и магнитном полях // ЖЭТФ. – 1962. – 43. – С. 1496-1503.
49. Qwinn J. J. Theory of Giant Quantum Oscillations in Altrasonics Attenuation in longitudinal Magnetic Field // Phys. Rev. – 1966. – 137. – P. A889-A895
50. Галкин А. А., Королюк А. П. Прибор для изучения поглощения ультразвука металлами при низких температурах // ПТЭ. – 1960. – № 6. – С. 99-103.
51. Брандт Н. Б., Долголенко Т. Ф., Ступоченко Н. Н. Исследование эффекта де Газа – Ван Альфена у висмута при сверхнизких температурах // ЖЭТФ. – 1963. – 45. – С. 1319-1335.
52. Абрикосов А. А., Фальковский Л. А. Теория электронного энергетического спектра металлов с решеткой типа висмута // ЖЭТФ. – 1962. – 43. – С. 1089-1101.
53. Фальковский Л. А., Разина Г. С. Электроны и дырки в висмуте // ЖЭТФ. – 1965. – 49. – С. 265-274.
54. Jain A. L., Jaggi R. L. Electron-phonon interaction in bismuth // IBM J. Res. and Dev. – 1964. – 3. – P. 233-240.
55. Эдельман В. С., Хайкин М. С. Исследование поверхности Ферми висмута методом циклотронного резонанса // ЖЭТФ. – 1965. – 49. – С. 107-116.
56. Брандт Н. Б., Люботина Л. Г. Исследование частотной модуляции квантовых осцилляций магнитной восприимчивости у висмута // ЖЭТФ. – 1964. – 47. – С. 1711-1715.
57. Eckstein Y., Ketterson J. B. Shubnicov – de Haas Effect in Bismuth // Phys. Rev. – 1966. – 137. – P. A1777-A1785.

THE ACOUSTIC RESONANT PHENOMENA IN A SOLID

E. M. Ganapolskii, A. P. Korolyuk

The acoustic resonant phenomena in Solids at low temperatures are described. The article contains two sections. In the first from them basic attention at acoustic paramagnetic resonance (APR) in dielectric and semiconductor crystals with impurity paramagnetic centers was given. Researches of this effect were resulted in appearance of a new direction in radio spectroscopy of Solid – hypersound APR spectroscopy of paramagnetic centers in crystals. The results of APR researches of paramagnetic centers with weak and strong electron-phonon interaction are considered. The results of APR researches of the dynamic Jahn-Teller effect for paramagnetic centers with orbital degeneration of the basic electronic state are given. Large attention was given to description of the APR active paramagnetic centers with the inverted population density of levels. Researches of the phaser phenomena of the quantum amplification and generation of hypersound in paramagnetic crystals are described. In the second section the results of magneto-acoustic researches of metals with the use of high-frequency ultrasonic waves are described. Basic attention was given to the use of ultrasound for the study of electronic Fermi spectrum in metals. It is described the first detected effect of giant quantum oscillations of ultrasound absorption in bismuth in a strong magnetic field

Key words: hypersound, acoustic paramagnetic resonance, solid, low temperatures, dielectric and semiconductor crystals, admixture paramagnetic centers, the Jahn-Teller effect, faser amplification and generation of hypersound, magnetic-acoustic resonance, giant quantum oscillations of ultrasound absorption.

АКУСТИЧНІ РЕЗОНАНСНІ ЯВИЩА У ТВЕРДОМУ ТІЛІ

Е. М. Ганапольський, О. П. Королюк

Описуються акустичні резонансні явища у твердих тілах при низьких температурах. Стаття містить два розділи. В першому основну увагу приділено знайденому в ІРЕ НАНУ акустичному парамагнітному резонансу (АПР) в діелектричних і напівпровідникових кристалах з домішковими парамагнітними центрами. Дослідження цього ефекту привело до появи нового напрямку в радіоспектроскопії твердого тіла – гіперзвукової АПР спектроскопії парамагнітних центрів у кристалах. Розглядається АПР парамагнітних центрів із слабкою і сильною електрон-фононою взаємодією. Приведено результати дослідження АПР динамічного ефекту Яна-Теллера для центрів з орбітальним виродженням основного електронного стану. Велику увагу надано АПР активних парамагнітних центрів з інвертованою населеністю рівнів. Описуються дослідження фазерних явищ квантового посилення і генерації гіперзвуку в парамагнітних кристалах. У другому розділі описані магнітоакустичні резонанси металів на високочастотних ультразвукових хвилях. Описано вперше знайдений в ІРЕ НАНУ ефект гігантських квантових осциляцій поглинання ультразвуку в висмуті в магнітному полі.

Ключові слова: гіперзвук, акустичний парамагнітний резонанс, тверде тіло, низькі температури, діелектричні і напівпровідникові кристали, домішкові парамагнітні центри, ефект Яна-Теллера, фазерне посилення і генерація гіперзвуку, магнітоакустичний резонанс, гігантські квантові осциляції поглинання ультразвуку.

Рукопись поступила 23 мая 2008 г.