параметров связан с тем, что при заданном соотношении толщин полимерного и металлического слоев дисперсионная кривая (фиг. 1) не зависит от модуля сдвига полимерного слоя (при изменении модуля сдвига в пределах $10^6 \leqslant G_2 \leqslant 10^{10}$ *дин/см*$^2$). Поэтому все расчеты выполнены при одном и том же значении ($G_2 = 10^8$ *дин/см*$^2$).

На фиг. 2 результаты расчета по приближенной формуле (сплошная линия) сравниваются с результатами точного расчета (точки). Значения фазовой скорости, рассчитанные по точной формуле, превышают соответственные приближенные значения не более чем на 3%. Это превышение объясняется тем, что в модели [1] несколько преуменьшается изгибная жесткость структуры. При практических расчетах погрешностью менее 3% можно пренебречь.

Был проведен также расчет безразмерных дисперсионных кривых при различных значениях толщин промежуточного слоя для выяснения того, насколько дисперсионные кривые критичны к изменению геометрических параметров (фиг. 3). С увеличением относительной толщины полимерного слоя значения безразмерной фазовой скорости уменьшаются. Это объясняется тем, что при увеличении толщины среднего слоя значение изгибной жесткости пластины суммарной толщины растет быстрее, чем жесткость рассматриваемой трехслойной структуры.

Следует заметить, что частота максимума потерь нулевой антисимметричной моды $\omega_{max}$ структуры в целом значительно меньше частоты толщинного резонанса среднего слоя. Приближенно $\omega_{max}$ соответствует условию совпадения фазовой скорости антисимметричных колебаний структуры в целом со скоростью сдвиговых колебаний в среднем слое $b$.

Относительная фазовая скорость (нулевой антисимметричной моды), соответствующая максимуму потерь, $\bar{V}_{\Phi}^{max}$, и относительная скорость сдвиговых колебаний только в полимерном слое совпадают с точностью до 10% для относительных толщин среднего слоя $0{,}2 \leqslant H_2/2H_1 \leqslant 10$.

Таким образом, расчеты фазовой скорости и соответственно изгибной жесткости и коэффициента потерь по формулам [1] дают хорошее совпадение с результатами расчетов по точным формулам вплоть до частот, где возникают толщинные резонансы в среднем слое. Заметим, что для большинства случаев, представляющих практический интерес, частота первого толщинного резонанса полимерного слоя находится выше звукового диапазона частот.

## ЛИТЕРАТУРА


1. *D. Ross, E. E. Ungar, E. M. Kerwin, Jr.* Damping of Plate Flexural Vibrations by Means of Viscoelastic Laminae. In: Structural Damping. N. Y., 1959, 49—87.
2. *W. T. Thompson.* Transmission of elastic waves through a stratified solid materials. J. Appl. Phys., 1950, *21*, 2, 89–93.
3. *Б. Д. Тартаковский, О. Г. Швилкина.* О прохождении плоских волн через твердые слои. В сб.: Шумы и вибрации. М., «Наука», 1969, 55–72.
4. *A. Schoch.* Der Schalldurchgang durch Platten. Acustica, 1952, *2*, 1, 1—17.



Акустический институт
Академии наук СССР



Поступила
8 декабря 1975 г.


---


УДК 537.635:537.611.43:539.124:543.422.27


# МАНДЕЛЬШТАМ-БРИЛЛЮЭНОВСКОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА НА ГОРЯЧИХ ФОНОНАХ В ПАРАМАГНЕТИКАХ

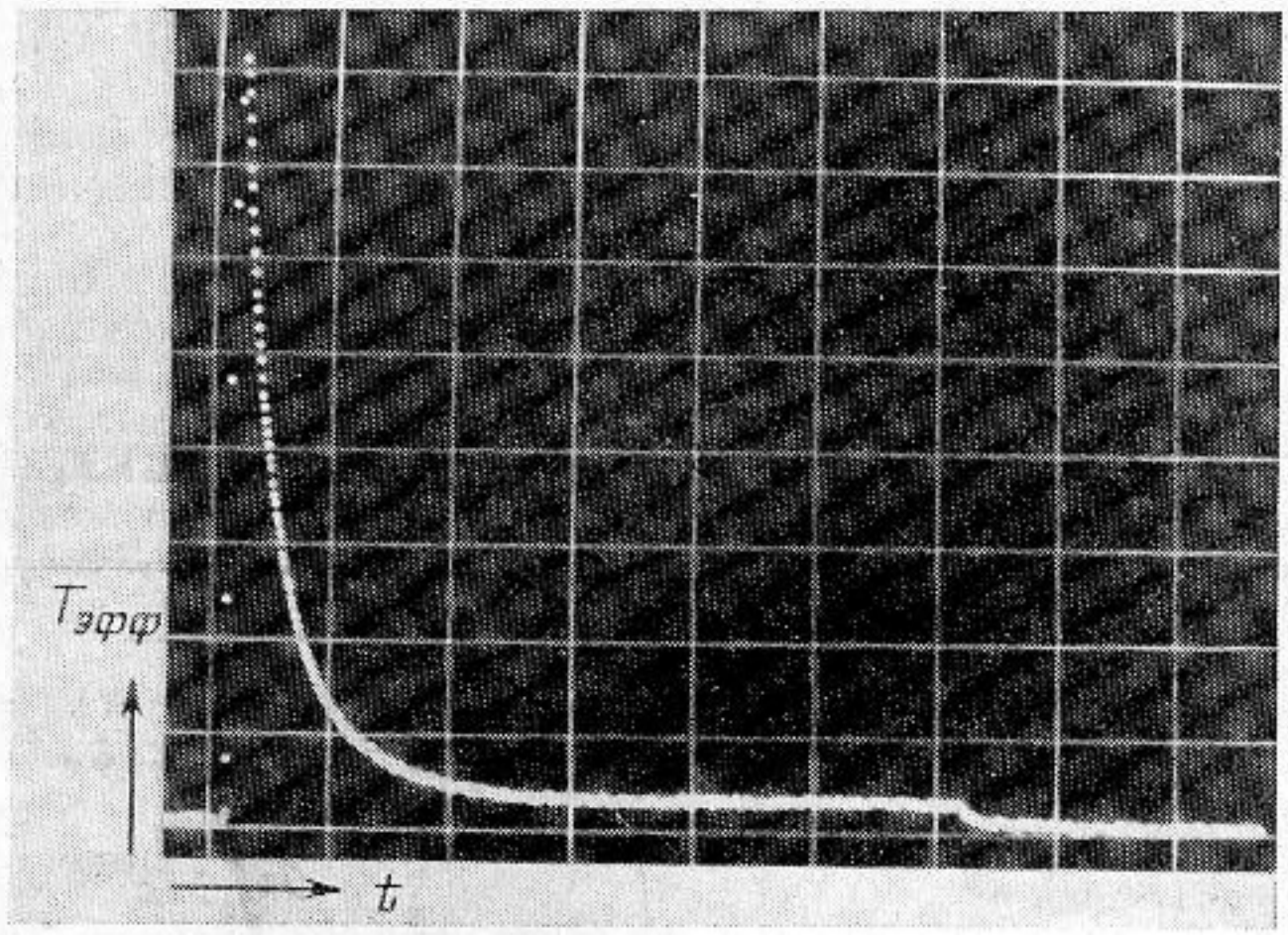

***С. А. Альтшулер, Р. М. Валишев, Р. Г. Деминов, Б. И. Кочелаев, А. Х. Хасанов***


В данной работе излагаются результаты экспериментального и теоретического исследования кинетики фононов в парамагнитном кристалле в условиях неравновесности спин-системы, вызванной насыщением электронного парамагнитного резонанса (ЭПР).

Важной особенностью парамагнитных веществ является существование низкочастотных расщеплений спиновых уровней порядка $10^{10}$ *гц*, что приводит вследствие резонансных спин-фононных взаимодействий к значительным изменениям спектральных характеристик и кинетики соответствующих фононов. Эти изменения особенно заметны при низких температурах, когда теплоемкость резонансных фононов становится значительно меньше теплоемкости спин-системы, и проявляется так называемый эффект «фононного узкого горла» (ФУГ). Наиболее прямым и информативным методом наблюдения подобных эффектов в настоящее время является изучение мандельштам-бриллюэновского рассеяния света (МБР) на указанных резонансных фононах [1, 2].

Исследование МБР было проведено на кристалле церий-магниевого нитрата при температуре 1,5° К и в магнитном поле, при котором расщепление спиновых уровней ионов $Ce^{3+}$ в точности совпадало со смещением компонент тонкой структуры МБР. Экспериментальная установка состояла из спектрометра ЭПР, служившего для наблюдения и насыщения линии ЭПР, и спектрометра рассеянного света для регистрации спектров МБР и изучения кинетики горячих фононов. Схемы этих приборов описаны в работе [3]. Здесь мы отметим только, что источником монохроматического света служил гелий-неоновый лазер с мощностью излучения 40—50 *мвт* на длине волны 633 *нм*, а частота насыщающего электромагнитного поля составляла $\nu_1 = 6{,}85$ *ггц*.

В отсутствие насыщения линии ЭПР рассеяние света на фононах проследить не удалось, поскольку амплитуда тепловых колебаний решетки при столь низких




Развитие фононной лавины при импульсном насыщении на крыле линии ЭПР ($\nu_1 - \nu_0 = 100$ *Мгц*)

температурах слишком мала. При включении насыщающего поля с частотой, в точности равной резонансной частоте линии ЭПР, почти сразу появлялись компоненты МБР, причем интегральная интенсивность выделенной компоненты соответствовала эффективной температуре $T_{эфф} = 200°$ К резонансных фононов при амплитуде переменного поля $H_1 \simeq 0{,}4$ *э*, и этот режим сохранялся до конца насыщающего импульса, длительность которого составляла 15 *мсек*. После выключения СВЧ-поля компоненты МБР исчезали за несколько сот микросекунд. Такое поведение резонансных фононов вполне согласуется с представлениями обычной теории ФУГ.

Совершенно иная картина наблюдалась при включении поля СВЧ на частоте $\nu_1$, смещенной относительно центра линии ЭПР $\nu_0$: вслед за передним фронтом насыщающего импульса возникало лавинообразное нарастание числа фононов, затем следовал сравнительно медленный спад до уровня стационарного режима (см. фигуру). Интенсивность фононной лавины зависела от расстройки $\nu_1 - \nu_0$, и при оптимальных ее значениях пик лавины располагался над базовой линией в десятки раз выше, чем уровень стационарного нагрева. Температура фононов в пике лавины достигала значений $T_{эфф} = 7 \cdot 10^4$ °К при $H_1 \simeq 0{,}4$ *э* и $T_{эфф} = 3 \cdot 10^6$ °К при $H_1 \simeq 2$ *э* и $\nu_1 - \nu_0 = 100$ *мгц*; в стационарном режиме $T_{эфф} = 900°$ К. При этом оказалось, что спад лавины происходит по двухэкспоненциальному закону; исследование же спектральных характеристик лавины показало, что ее пик смещен по частоте еще дальше на крыло линии ЭПР, а ширина ее не превышает ширину полосы спектрометра 30 *мгц*, что значительно меньше ширины ненасыщенной линии ЭПР, составляющей 270 *мгц*.

Обнаруженная лавина фононов напоминает излучение квантовых систем с инвертированной заселенностью энергетических уровней, что приводит на первый взгляд к существенному затруднению в интерпретации экспериментальных результатов, поскольку включением стационарного насыщения линии ЭПР невозможно инвертировать заселенности двухуровневой системы, какой являются изолированные ионы $Ce^{3+}$. Однако зависимость возникновения лавины от расстройки частоты СВЧ-поля относительно резонансной частоты ЭПР указывает на существенную роль резервуара спин-спиновых взаимодействий, поскольку в этих условиях возможна инверсия энергетических уровней в некоторой области частот объединенной системы зеемановских и спин-спиновых взаимодействий [4, 5], что и может привести к лавинообразному излучению фононов в соответствующей области частот. Для проверки этой идеи были составлены методом неравновесного статистического оператора Зубарева кинетические уравнения для трех взаимодействующих неравно-

весных систем — зеемановской, спин-спиновых взаимодействий и фононов, и полученные нелинейные интегро-дифференциальные уравнения были решены с помощью ЭВМ М-222.

Оказалось, что все качественные особенности возникновения и поведения фононной лавины находят полное объяснение в рамках предложенной модели при хорошем совпадении количественных результатов. В частности, при значениях параметров, соответствовавших эксперименту, эффективная температура в пике лавины оказалась равной $T_{эфф}=1{,}5\cdot10^6$ °К при $H_1=1$ *э*. В спектральном распределении горячих фононов выявились интересные особенности: во-первых, ширина пика лавины при $H_1=1$ *э* оказалась равной 25 *Мгц* при значительном смещении на крыло линии ЭПР, во-вторых, на некотором участке спада лавины возник второй пик в частотном распределении горячих фононов, что привело к двухэкспоненциальному закону убывания общего числа фононов, который и был зарегистрирован экспериментально.

## ЛИТЕРАТУРА


1. *С. А. Альтшулер, Р. М. Валишев, А. Х. Хасанов.* Наблюдение фононного «узкого горла» с помощью рассеяния света Мандельштама — Бриллюэна. Письма в ЖЭТФ, 1969, *10*, 4, 179–181.
2. *С. А. Альтшулер, Р. М. Валишев, Б. И. Кочелаев, А. Х. Хасанов.* Обнаружение фононной лавины методом мандельштам-бриллюэновского рассеяния света при импульсном насыщении парамагнитного резонанса. Письма в ЖЭТФ, 1971, *13*, 10, 535–538.
3. *С. А. Альтшулер, Р. М. Валишев, Б. И. Кочелаев, А. Х. Хасанов.* Исследование фононной системы по мандельштам-бриллюэновскому рассеянию света в условиях насыщения парамагнитного резонанса. ЖЭТФ, 1972, *62*, 2, 639–651.
4. *М. И. Родак.* О возможных следствиях изменения спин-спиновой температуры спиновой системы в твердом теле. Физ. тв. тела, 1964, *6*, 2, 521–528.
5. *В. А. Ацаркин.* Проверка концепции спин-спиновой температуры в опытах по насыщению электронного парамагнитного резонанса. ЖЭТФ, 1970, *58*, 6, 1884–1895.



Казанский государственный университет
им. В. И. Ульянова-Ленина



Поступила
9 марта 1976 г.


---


УДК 534.86


# ИСКАЖЕНИЯ ЗВУКОВЫХ СИГНАЛОВ В СИСТЕМАХ АВТОМАТИЧЕСКОГО РЕГУЛИРОВАНИЯ УСИЛЕНИЯ


***С. П. Андреев, М. Г. Гордон***


Искажения звуковых сигналов в системах автоматического регулирования усиления (АРУ) исследовались неоднократно, однако до настоящего времени не рассматривались детально явления, связанные с запаздыванием сигнала управления в петле регулирования АРУ, что всегда имеет место в реальных системах. В частном случае при фиксированных значениях коэффициента регулирования и амплитуды сигнала влияние запаздывания рассматривалось в работе [1]. Ниже показано, что запаздывание принципиальным образом влияет на характер работы систем АРУ, причем могут возникать заметные на слух специфические искажения звуковых сигналов.

Рассмотрим систему АРУ с обратной регулировкой, линейной характеристикой регулирования и «линейным» детектором и положим, что запаздывание определяется инерционностью цепи управления электронным регулятором. Запаздывание будем учитывать включением в петлю регулирования элемента задержки на время $\tau$.

Ограничивая область рассмотрения $\alpha=\omega_0 T_д\gg1$; $\theta=\omega_0\tau\gg1$ ($T_д$, $\tau$ — соответственно постоянная времени фильтра детектора и время задержки, $\omega_0$ — круговая частота) и используя результаты, полученные в работе [2], напишем усредненное уравнение системы АРУ относительно напряжения $u_р$ на нагрузке детектора:

$$\frac{du_р}{dt}=\frac{\psi}{T_д\pi}f\eta(f),\qquad f=\left[K_0u_0\left(1-\frac{\beta_1}{u_п}u_р(t-\tau)\right)-u_р-u_п\right],\tag{1}$$

где $\eta$ — единичная функция Хевисайда, $K_0u_0$ — амплитуда напряжения сигнала на выходе АРУ в отсутствие регулирования, $u_п$ — напряжение противосмещения, $\beta_1$ — коэффициент регулирования, при действии на входе АРУ последовательности биполярных импульсов

$$u_{вх}=\begin{cases}u_0(-1)^{k+1}, & \pi(k-1)\leqslant x\leqslant\pi(k-1)+\psi\\ 0, & \pi(k-1)+\psi<x<\pi k\end{cases},\qquad x=\omega_0t,\qquad k=1,2,3,\ldots.$$