

УДК 534.222

НЕЛИНЕЙНЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ УПРУГИХ ВОЛН В КРИСТАЛЛАХ

В. В. Леманов, Г. А. Смоленский

Рассматриваются нелинейные эффекты при распространении высокочастотных объемных упругих волн в непроводящих кристаллах. Дается краткий анализ нелинейных процессов, связанных с упругой нелинейностью, нелинейным пьезоэффектом и магнитоупругой нелинейностью. Описываются некоторые экспериментальные результаты по исследованию различных видов нелинейных эффектов.

Распространение упругих волн в кристаллах может сопровождаться нелинейными эффектами, имеющими различную природу. Эти эффекты играют определяющую роль во многих физических процессах в кристаллах и представляют также большой технический интерес.

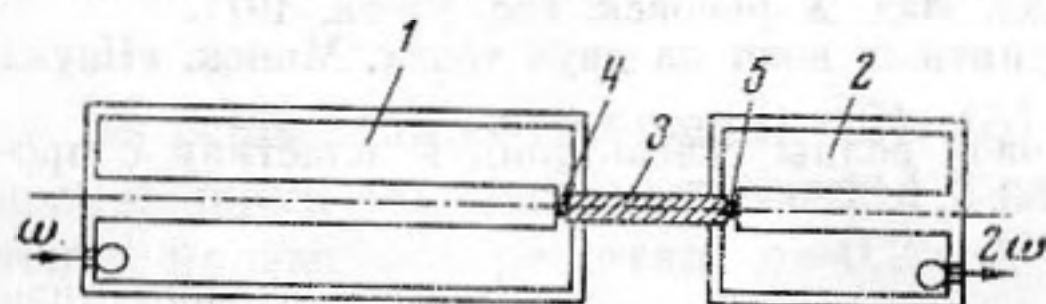
В данной статье кратко рассмотрены три вида нелинейных эффектов, связанных с распространением объемных упругих волн в непроводящих кристаллах: упругая нелинейность, нелинейный пьезоэффект и магнитоупругая нелинейность.

Упругая нелинейность. Первые эксперименты по изучению упругой, решеточной нелинейности были выполнены Красильниковым с сотрудниками в 1962 г. (см. обзор [1] и

приведенные там ссылки). В этих экспериментах проводились измерения высших гармоник, возникающих при распространении по кристаллу упругой волны основной частоты (фиг. 1).

Такой метод исследования нелинейных эффектов оказался очень чувствительным и удобным,

Фиг. 1. Схема эксперимента по регистрации акустических гармоник: 1, 2 — низко- и высокочастотный СВЧ резонаторы, 3 — образец с двумя пьезопреобразователями 4, 5



и в настоящее время он широко используется для изучения ангармонизма межатомных сил взаимодействия и для определения констант фонон-фононной связи [1]. Подробное изложение работ по исследованию упругой нелинейности дано в обзоре [1]. В предлагаемой статье мы рассмотрим работы в этой области, выполненные в ФТИ АН СССР уже после появления указанного обзора.

Эффекты, связанные с упругой нелинейностью, феноменологически можно описать с помощью упругих модулей высших порядков. При учете ангармонических эффектов третьего порядка в разложении упругой энергии W по степеням тензора деформации S_{ik} следует сохранить члены до третьего порядка включительно:

$$(1) \quad W = \frac{1}{2} c_{ijkl} S_{ij} S_{kl} + \frac{1}{6} C_{ijklmn} S_{ij} S_{kl} S_{mn}.$$

(Здесь c_{ijkl} и C_{ijklmn} — тензоры упругих постоянных).

Тензор деформации в отличие от линейной теории упругости записывается с сохранением квадратичных по смещениям u_i членов:

$$(2) \quad S_{ik} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \frac{\partial u_l}{\partial x_l} \right).$$

Уравнение движения для упругих смещений формально используется в том же виде, что и в линейной теории упругости; т. е. в виде $\rho \ddot{u}_i = \frac{\partial \sigma_{ik}}{\partial x_k}$,

где ρ — плотность вещества, а тензор σ_{ik} , равный

$$(3) \quad \sigma_{ik} = \partial W / \partial \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_k} \right),$$

теперь несимметричен и не имеет смысла плотности потока импульса (тензора напряжений) в связи с тем, что при переходе к нелинейной теории упругости уже нельзя пренебрегать различиями в координатах точек тела до и после деформирования [2]. Используя формулы (1) — (3) и подставляя найденное выражение для σ_{ik} в уравнение движения, получаем окончательный вид уравнения движения с учетом тройного ангармонизма:

$$(4) \quad \rho \ddot{u}_i = c_{iklm} \frac{\partial^2 u_l}{\partial x_k \partial x_m} + c_{iklm} \frac{\partial^2 u_p}{\partial x_k \partial x_m} \frac{\partial u_p}{\partial x_l} + c_{kmpq} \frac{\partial^2 u_l}{\partial x_k \partial x_m} \frac{\partial u_p}{\partial x_q} + \\ + c_{kmpq} \frac{\partial^2 u_p}{\partial x_k \partial x_q} \frac{\partial u_l}{\partial x_m} + c_{ikmnpq} \frac{\partial^2 u_m}{\partial x_k \partial x_n} \frac{\partial u_p}{\partial x_q}.$$

Отметим, что при выводе уравнения (4) мы воспользовались методом Ландау — Лифшица [2], хотя в нелинейной теории упругости более общепринятым является метод Терстона [3], в котором используется материальное и пространственное описание процесса деформирования и вводится понятие о термодинамических напряжениях. Оба подхода, однако, приводят к одинаковым конечным результатам.

Уравнение (4) описывает нелинейные упругие эффекты, возникающие при распространении упругих волн в кристаллах.

Рассмотрим конкретный вид уравнения (4) для продольной упругой волны, распространяющейся вдоль оси x . Переходя от смещений к деформациям $S = \partial u_x / \partial x$ получаем

$$(5) \quad \rho S - c_{11} \frac{\partial^2 S}{\partial x^2} = \frac{1}{2} c_{11} \Gamma \frac{\partial^2}{\partial x^2} (S^2),$$

где $\Gamma = 3 + C_{1111}/c_{11}$.

Наличие в уравнении (5) S^2 сразу показывает, что при распространении по кристаллу волны деформации $S_1(\omega_1)$ с частотой ω_1 возникает и вторая гармоника этой волны $S_2(2\omega_1)$, а распространение по кристаллу двух волн $S_1(\omega_1)$ и $S_2(\omega_2)$ вызовет образование волн с комбинационными частотами $S_3(\omega_1 \pm \omega_2)$. Константа Γ в (5) представляет собой, таким образом, константу фонон-фононной связи.

Используя уравнение (5) и метод медленно меняющихся амплитуд [4], можно показать, что выражение для плотности потока акустической энергии второй гармоники P_2 в зависимости от расстояния, пройденного упругой волной в кристалле, имеет вид:

$$(6) \quad P_2(x) = \frac{\Gamma^2 q_1^2}{8\rho v^3} P_1^2(0) L^2.$$

Здесь P_1 и q_1 — плотность потока акустической энергии и волновое число для упругой волны основной частоты, v — скорость распространения упру-

гой волны, L — эффективная длина взаимодействия, равная

$$L = \frac{e^{-2\alpha_1 x} - e^{-\alpha_2 x}}{\alpha_2 - 2\alpha_1}, \quad (5)$$

где α_1 и α_2 — коэффициенты затухания упругих волн на основной частоте и на частоте второй гармоники. Из (6) следует, что интенсивность второй гармоники вначале нарастает с расстоянием, достигает максимума на каком-то расстоянии $x=L_0$, а затем падает. При $\alpha_2=4\alpha_1$, что обычно имеет место, $L_0=\ln 2/2\alpha_1=0,35/\alpha_1$.

Измерения интенсивности гармоник упругих волн или волн комбинационных частот позволяют, таким образом, определять константу фонон-фононной связи Γ для частот, используемых в эксперименте. Однако при этом прежде всего возникает вопрос, действительно ли наблюдаемые нелинейные эффекты связаны с упругой, решеточной нелинейностью или они обусловлены различными видами поверхностной нелинейности [1, 5].

Константы фонон-фононного взаимодействия $|\Gamma|$ для продольных упругих волн

| η | $\langle 100 \rangle$ | $\langle 111 \rangle$ | $\langle 110 \rangle$ |
|------------------|-----------------------|-----------------------|-----------------------|
| BaF ₂ | 4 | 6 | 5,5 |
| SrF ₂ | 5,5 | 8 | 6 |
| CaF ₂ | 6 | 11 | 7 |

Поверхностную нелинейность можно отличить от упругой путем измерений зависимости интенсивности гармоники от расстояния, пройденного упругой волной в кристалле. Для решеточной нелинейности такая зависимость определяется выражением (6), в случае же поверхностной нелинейности интенсивность гармоники должна уменьшаться с расстоянием из-за затухания.

Измерения зависимости интенсивности гармоники от длины образца l для продольных волн в кристаллах ниобата лития, проведенные в работе [6], показали, что эта зависимость описывается формулой (6) (длина образцов изменялась от 8 до 60 мм), т. е. основной вклад в гармонику связан с решеточной нелинейностью. Для подобных измерений, однако, требуется набор образцов разной длины, что усложняет эксперимент и снижает его точность. Более удобным оказывается метод измерения интенсивности гармоники вдоль длины образца с помощью брэгговского рассеяния света на упругих волнах. Номер гармоники определяется при этом величиной брэгговского угла, а интенсивность ее вычисляется по измеренной относительной интенсивности рассеянного света. Метод брэгговского рассеяния использовался в работе [7] для выяснения природы нелинейных эффектов в кристаллах SiO₂, MgO, MnF₂. В работе [8] природа акустических гармоник изучалась с помощью брэгговского рассеяния в гомологическом ряду кристаллов CaF₂, SrF₂, BaF₂. Было показано, что образование гармоник продольных упругих волн в этих кристаллах связано в основном с решеточной нелинейностью (фиг. 2).

На основании экспериментальных данных были определены константы фонон-фононного взаимодействия для исследованных кристаллов (таблица). Увеличение этих констант в ряду от BaF₂ к CaF₂ можно связать с тем, что при уменьшении межатомного расстояния увеличивается асимметрия потенциальной ямы, в которой находятся атомы в кристалле, а следовательно, возрастает ангармонизм межатомных сил взаимодействия.

Для выяснения природы образования акустических гармоник в магнитоупорядоченных кристаллах был предложен метод, основанный на явлении магнитоупругого резонанса [9]. Сущность этого метода заключается в следующем. Образец помещается в магнитное поле, при определенных значениях которого возможно относительно слабое резонансное взаимодействие упругих волн основной и удвоенной частоты со спиновыми волнами (фиг. 3). Эксперимент проводится по схеме, изображенной на фиг. 1.

Для выяснения природы образования акустических гармоник в магнитоупорядоченных кристаллах был предложен метод, основанный на явлении магнитоупругого резонанса [9]. Сущность этого метода заключается в следующем. Образец помещается в магнитное поле, при определенных значениях которого возможно относительно слабое резонансное взаимодействие упругих волн основной и удвоенной частоты со спиновыми волнами (фиг. 3). Эксперимент проводится по схеме, изображенной на фиг. 1.

Для выяснения природы образования акустических гармоник в магнитоупорядоченных кристаллах был предложен метод, основанный на явлении магнитоупругого резонанса [9]. Сущность этого метода заключается в следующем. Образец помещается в магнитное поле, при определенных значениях которого возможно относительно слабое резонансное взаимодействие упругих волн основной и удвоенной частоты со спиновыми волнами (фиг. 3). Эксперимент проводится по схеме, изображенной на фиг. 1.

Анализ всех возможных источников нелинейности [9] показывает, что только в случае упругой нелинейности для гармоник должны наблюдаться два резонансных пика с очень большой глубиной резонанса, которая определяется как уменьшением эффективной длины взаимодействия, так и дисперсией скорости упругих волн при магнитоупругом резонансе. Приведенные на фиг. 3 результаты показывают, что для продольных упругих волн в кристаллах феррита-граната иттрия основной вклад в гармонику вносит упругая нелинейность.

В заключение этого раздела укажем, что, хотя нелинейные упругие свойства изучались для многих кристаллов, систематические данные по исследованию таких свойств в настоящее время по существу отсутствуют. Представляет несомненный интерес проведение систематических измерений констант ангармонизма Γ в кристаллах разных типов для выявления наиболее общих закономерностей, определяющих величину ангармонизма и для установления связи величины Γ с затуханием упругих волн и с другими физическими свойствами кристаллов.

Очень интересными представляются также исследования температурных зависимостей константы ангармонизма в области фазовых переходов [10–12], которые безусловно будут способствовать уточнению представлений о природе этих переходов.

Нелинейный пьезоэффект. Распространение упругих волн в кристаллах может сопровождаться нелинейными эффектами электрической природы, связанными с зависимостью от деформации диэлектрической проницаемости и пьезомодуля. Подобные вопросы рассматривались в работах [13–16]. Для анализа таких эффектов запишем энергию кристалла W в виде разложения в ряд по компонентам тензора деформаций S и электрического поля E с учетом членов до третьего порядка включительно. Для простоты опустим тензорные индексы.

$$(7) \quad W = \frac{1}{2} c^E s^2 + \frac{1}{6} C^E s^3 - \frac{1}{2} \varepsilon^s E^2 - \frac{1}{6} \xi^s E^3 - e E s - \frac{1}{2} d E^2 s - \frac{1}{2} f E s^2.$$

Здесь c^E и C^E — упругие константы при постоянном электрическом поле, ε^s — диэлектрическая проницаемость при постоянной деформации, ξ^s — нелинейная диэлектрическая проницаемость, e — пьезокоэффициент, d — коэффициент электрострикции, f — квадратный пьезоэлектрический коэффициент.

Используя выражение (7), легко показать, что $\xi^s = \partial \varepsilon^s / \partial E$, $d = \partial e / \partial E = \partial \varepsilon^s / \partial s$, $f = \partial e / \partial s = -\partial c^E / \partial E$, т. е. коэффициенты ξ и d связаны соответственно с электро- и упругооптическими постоянными, а коэффициент f характеризует изменение скорости упругих волн под действием электрического поля.

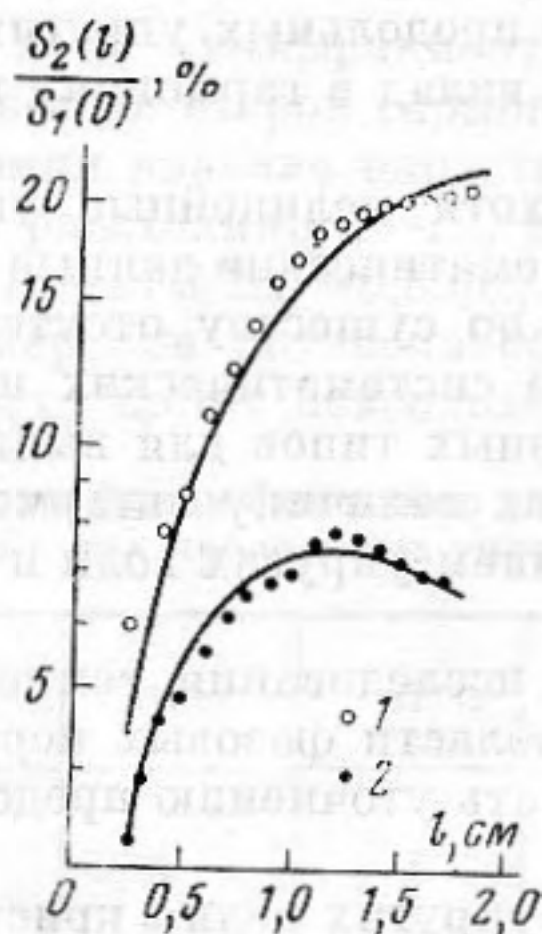
Члены в разложении энергии, содержащие произведение Es , можно рассматривать как некую эффективную пьезоэлектрическую энергию $W_{\text{пьезо,эф}}$:

$$(8) \quad W_{\text{пьезо,эф}} = - \left(e + \frac{1}{2} d E + \frac{1}{2} f s \right) E s = - e_{\text{эф}} E s,$$

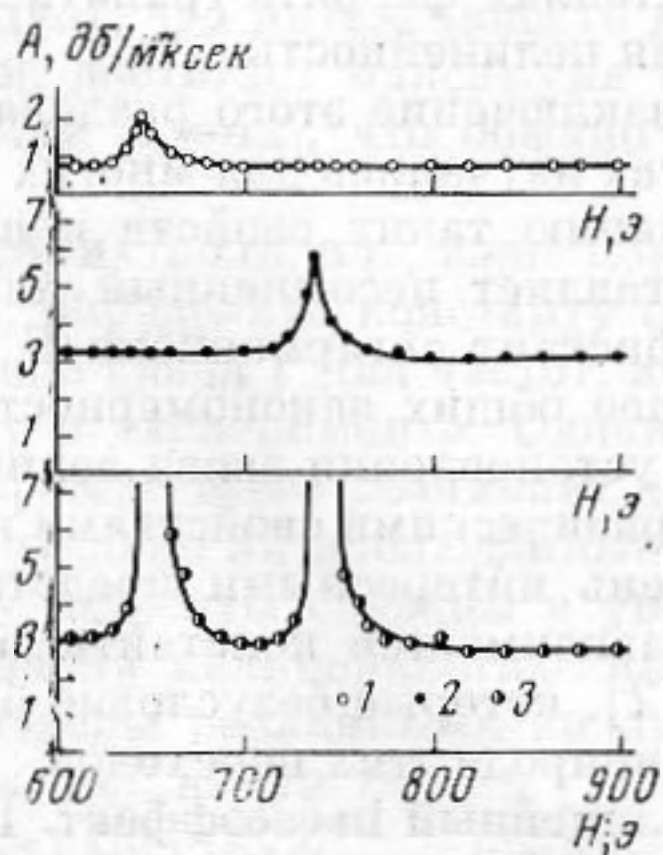
где $e_{\text{эф}} = e + \frac{1}{2} d E + \frac{1}{2} f s$.

Таким образом, коэффициенты d и f представляют собой пьезокоэффициенты, нелинейные соответственно по электрическому полю и деформации. Смысл соотношения (8) заключается в том, что оно показывает, как статические электрическое поле или деформация могут индуцировать отличный от нуля эффективный пьезокоэффициент $e_{\text{эф}}$, в том числе и в тех случаях, когда истинный, т. е. линейный, пьезокоэффициент e равен нулю из-за

вида симметрии кристалла. Отметим, что симметрия коэффициентов d и f (тензоров четвертого и пятого ранга соответственно) такова, что коэффициенты d отличны от нуля в любых твердых телах, а коэффициенты f не равны нулю в кристаллах всех точечных групп, не обладающих центром инверсии [17].



Фиг. 2. Зависимость относительной амплитуды деформации для второй гармоники продольной упругой волны при распространении вдоль направления $\langle 111 \rangle$ в кристаллах CaF_2 (1) и BaF_2 (2). Основная частота упругих волн 560 Мгц . Точками представлены экспериментальные данные, сплошные кривые — результаты расчета



Фиг. 3. Зависимость показателя затухания A продольных упругих волн в феррите-гранате иттрия при распространении вдоль направления $\langle 100 \rangle$ от магнитного поля. 1, 2 — в образце непосредственно возбуждены упругие волны с частотой 560 (1) и 1120 Мгц (2), 3 — возбуждены упругие волны с частотой 560 Мгц , регистрируется вторая гармоника 1120 Мгц

Используя выражение (7) можно показать также, что при распространении упругой волны в кристалле, например, вдоль оси X , в этом же направлении возникает продольное электрическое поле E_x [18]:

$$(9) \quad E_x = -\frac{e_{xxl}}{\epsilon_{xx}^s} s_{xl} - \frac{1}{\epsilon_{xx}^s} \left(\frac{1}{2} f_{xxlxm} - \frac{d_{xxxxl} e_{xxm}}{\epsilon_{xx}^s} + \frac{1}{2} \frac{\xi_{xxx} e_{xxl} e_{xxm}}{(\epsilon_{xx}^s)^2} s_{xl} s_{xm} \right),$$

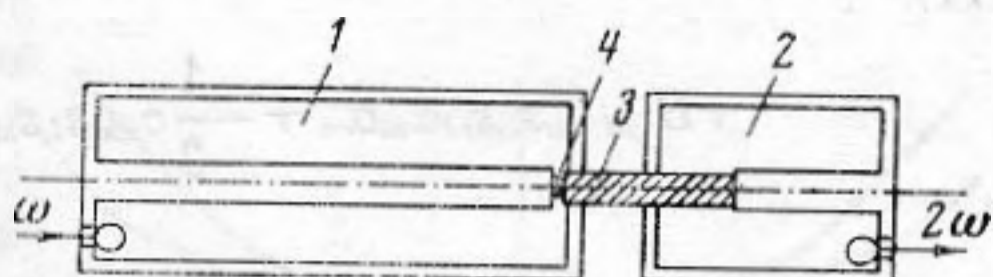
т. е. упругая волна приводит к образованию переменного электрического поля как той же, так и удвоенной частоты. В случае пьезоактивной (в линейном смысле) упругой волны, т. е. при равенстве нулю коэффициентов e , возникает электрическое поле только удвоенной частоты:

$$E_x = -\frac{1}{2} \frac{f_{xxlxm}}{\epsilon_{xx}^s} s_{xl} s_{xm}.$$

В работах [19, 20] были проведены эксперименты по обнаружению такого поля в кристаллах кварца (точечная группа D_3), ниобата лития (C_{3v}) и сульфида кадмия (C_{6v}) при распространении поперечных упругих волн с частотой $\sim 1000 \text{ мгц}$ вдоль осей симметрии C_2, C_3, C_6 соответственно. В отличие от экспериментов по регистрации упругих гармоник (фиг. 1) пьезопреобразователь в высокочастотном резонаторе отсутствовал (фиг. 4), так как электрическое поле удвоенной частоты можно зарегистрировать непосредственно. Во всех исследованных кристаллах действительно было обна-

ружено появление продольного электрического поля удвоенной частоты при распространении упругих волн.

Согласно (9), нелинейное взаимодействие упругих волн с образованием электрического поля удвоенной частоты может происходить и в случае противоположно направленных упругих волн одинаковой частоты $\omega_1 = \omega_2$ [21]. В соответствии с законами сохранения энергии и импульса при таком взаимодействии результирующие колебания электрического поля будут иметь нулевой волновой вектор $\mathbf{q}_3 = \mathbf{q}_1 + \mathbf{q}_2 = 0$ и удвоенную частоту $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2 = 2\omega_1$. Эти колебания должны возникать в тех участках кристалла, где встречаются противоположно направленные упругие волны. Сигналы электрического поля удвоенной частоты, возникающие в момент встречи противоположно направленных волн, были зарегистрированы во всех исследованных кристаллах при проведении экспериментов по схеме фиг. 4.



Фиг. 4. Схема эксперимента по регистрации электрического поля удвоенной частоты, обусловленного нелинейным пьезоэффектом. 1, 2 — низко- и высокочастотный СВЧ резонаторы, 3 — образец с одним пьезообразователем 4

Взаимодействие противоположно направленных волн должно наблюдаться и для пьезоактивных волн, если отличны от нуля нелинейные коэффициенты, представленные в (9). Это имеет место, например, для продольных упругих волн при распространении вдоль оси C_3 в кристаллах ниобата лития и вдоль оси C_2 в кристаллах кварца и молибдата гадолиния, где такое взаимодействие действительно наблюдалось [20, 22].

С помощью схемы, показанной на фиг. 4, можно наблюдать и другого типа нелинейное взаимодействие, а именно параметрическое взаимодействие упругой волны, характеризуемой волновым вектором \mathbf{q}_1 и частотой ω_1 с пространственно-однородным электрическим полем накачки с частотой $\omega_3 = 2\omega_1$ [23]. Такое взаимодействие вызывает появление обратной упругой волны с $\mathbf{q}_2 = -\mathbf{q}_1$ и $\omega_2 = \omega_1$, а при определенной мощности накачки становится возможным и усиление прямой волны. Впервые взаимодействие указанного типа наблюдалось при поперечной накачке (при электрическом поле, перпендикулярном волновому вектору упругой волны) в работе [21]. Нами такое взаимодействие наблюдалось в условиях продольной накачки для кристаллов ниобата лития на частоте около 1000 мГц.

В работе [24] описанный выше механизм параметрического взаимодействия применен для объяснения явления фоновых эха, которое возникает, как показали наши эксперименты, и в кристаллах ниобата лития.

Магнитоупругая нелинейность. Нелинейные эффекты при распространении упругих волн в магнитоупорядоченных кристаллах обусловлены как обычной упругой нелинейностью, так и нелинейностью, определяемой связью между упругими и спиновыми волнами. Проявления нелинейных эффектов в последнем случае необычайно многообразны. Рассмотрение таких эффектов проводится на основе уравнений для упругих смещений u_i и намагниченности \mathbf{M} :

$$\rho \ddot{u}_i = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial W}{\partial \frac{\partial u_i}{\partial x_k}} \right) \quad (10)$$

$$\dot{\mathbf{M}} = \gamma [\mathbf{M} \times \mathbf{H}],$$

где \mathbf{H} — эффективное магнитное поле, представляющее собой функциональную производную от энергии по магнитному моменту [25], γ — гиромагнитное отношение.

Энергия кристалла записывается в следующем виде:

$$\begin{aligned}
 W = & \alpha_{ij} \frac{\partial \alpha_k}{\partial x_i} \frac{\partial \alpha_k}{\partial x_j} + \chi_{ij} \alpha_i \alpha_j + \chi_{ijkl} \alpha_i \alpha_j \alpha_k \alpha_l + b_{ijkl} s_{ij} \alpha_k \alpha_l + \\
 (11) & + B_{ijklm} s_{ij} s_{kl} \alpha_m \alpha_n + \frac{1}{2} c_{ijkl} s_{ij} s_{kl} + \frac{1}{6} C_{ijklm} s_{ij} s_{kl} s_{mn} +,
 \end{aligned}$$

где α_{ij} — тензор обменного взаимодействия, χ_{ij} и χ_{ijkl} — константы магнито-кристаллографической анизотропии второго и четвертого порядков, b и B — магнитоупругие постоянные второго и четвертого порядков соответственно, α — направляющие косинусы намагниченности.

Первые пять слагаемых (11) представляют собой соответственно обменную энергию, энергию магнитной анизотропии второго и четвертого порядков и магнитоупругую энергию первого и второго порядков.

Используя выражения (10) и (11), можно выяснить характер различных нелинейных эффектов, которые возникают при распространении упругих волн в магнитоупорядоченных кристаллах. В качестве примера одного из таких эффектов рассмотрим обнаруженное экспериментально в работе [26] взаимодействие противоположно направленных упругих волн в феррите-гранате иттрия. В эксперименте применялись поперечные упругие волны с частотой 540 мгу, распространяющиеся вдоль направления $\langle 111 \rangle$. Образец имел форму цилиндра длиной 14,5 мм и диаметром 2 мм и находился в постоянном магнитном поле, направленном перпендикулярно оси цилиндра. Эксперимент проводился по схеме фиг. 4 с настройкой высокочастотного резонатора на частоту 1080 мгу. Для создания в кристалле двух встречных волн на пьезопреобразователь подавались два электромагнитных радиоимпульса длительностью 0,5 мксек с одинаковой частотой заполнения. Эти импульсы возбуждали в кристалле соответствующие упругие импульсы, сдвинутые во времени так, что после отражения от выходного торца кристалла первый импульс, двигаясь навстречу второму, встречался с ним внутри кристалла. Очевидно, упругие волны могли взаимодействовать друг с другом только в момент встречи импульсов.

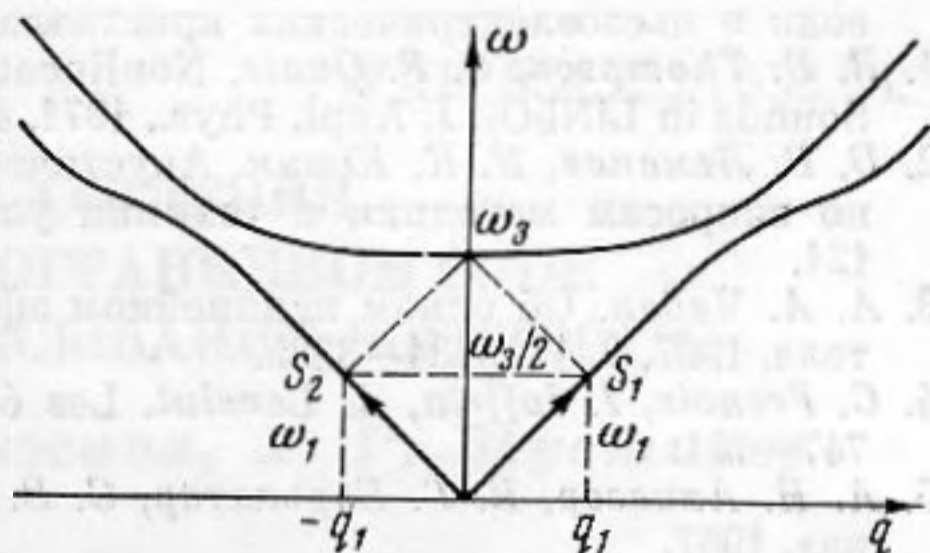
Эксперимент показал, что при этих условиях на удвоенной частоте наблюдается электромагнитный сигнал, соответствующий моменту встречи упругих импульсов. Мощность сигнала удвоенной частоты пропорциональна произведению акустических мощностей волн основной частоты. Для каждого значения внешнего магнитного поля сигнал возникал лишь при определенной задержке между задающими радиоимпульсами. Поскольку время этой задержки определяет место встречи упругих импульсов в образце, то из эксперимента следует, что при данном магнитном поле взаимодействие происходит лишь в некоторой локализованной области внутри кристалла. Положение этой области («точки») в зависимости от магнитного поля можно рассчитать, используя экспериментальные значения времени задержки. Оказывается, что положение точки взаимодействия совпадает с положением точки возврата удвоенной частоты, т. е. точки, где частота спиновой волны равна $2\omega_1$, а волновой вектор равен нулю. Обнаруженные сигналы удвоенной частоты могут быть в принципе связаны с взаимодействием как упругих, так и спиновых волн, поскольку распространение упругой волны в магнитном кристалле может сопровождаться возбуждением спиновой волны. Однако контрольные эксперименты показали, что взаимодействие происходит именно между упругими волнами и не связано со спиновыми. На основании проведенных экспериментов в работе [26] был сделан вывод, что обнаруженный сигнал удвоенной частоты обусловлен колебаниями намагниченности с удвоенной частотой и

нулевым волновым вектором (с точностью до неопределенности, связанной с конечной длительностью импульсов), т. е. обусловлен однородной прецессией на удвоенной частоте (фиг. 5).

Используя выражения (10) и (11), можно показать, что процесс взаимодействия противоположно направленных упругих волн с образованием однородной прецессии на удвоенной частоте описывается константами анизотропии четвертого порядка и магнитоупругими константами первого и второго порядков; в феррите-гранате иттрия основной вклад вносят магнитоупругие постоянные второго порядка.

Описанный выше механизм должен проявляться и при взаимодействии прямой упругой волны, характеризуемой параметрами ω_1 и q_1 , с пространственно-однородным полем накачки частоты $2\omega_1$. При этом, как и в случае пьезоэлектрической нелинейности, должна возникать обратная упругая волна с волновым вектором $q_2 = -q_1$ и частотой $\omega_2 = \omega_1$. Такая обратная упругая волна действительно была обнаружена авторами настоящей работы совместно с Н. К. Юшиным и А. Н. Гришмановским. Описанный выше процесс можно рассматривать как процесс образования фонованого эха при магнитной накачке.

В заключение отметим, что на основе всех рассмотренных выше нелинейных эффектов могут быть созданы устройства, представляющие большой интерес для техники СВЧ: преобразователи частоты, устройства, выполняющие интегральное преобразование «свертки», корреляции и др. [21, 22].



Фиг. 5. Дисперсионные кривые упругих и спиновых волн и схема взаимодействия упругих волн $S_1(\omega_1, q_1)$ и $S_2(\omega_2 = \omega_1, q_2 = -q_1)$ с образованием однородной прецессии на удвоенной частоте $\omega_3 = 2\omega_1$

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. К. Зарембо, В. А. Красильников. Нелинейные явления при распространении упругих волн в твердых телах. Успехи физ. наук, 1970, 102, 4, 549—586.
2. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Теория упругости. М., «Наука», 1965.
3. Р. Терстон. Физическая акустика, 1А, М., «Мир», 1966.
4. Н. Бломберген. Нелинейная оптика. М., «Мир», 1966.
5. Р. Carr. Second-harmonic generation of microwave phonons in quartz and Sapphire. Phys. Rev., 1968, 169, 3, 718—729.
6. В. Л. Богданов, В. В. Леманов, Н. К. Юшин. Коллинеарное взаимодействие продольных упругих волн в ниобате лития. Физика тв. тела, 1971, 13, 5, 1450—1453.
7. В. А. Richardson, R. B. Thompson, C. D. W. Wilkinson. Finite-amplitude acoustic waves in dielectric crystals. J. Acoust. Soc. America, 1968, 44, 6, 1608—1615.
8. О. В. Шакин, В. В. Леманов. Исследование высокочастотных акустических гармоник во фторидах щелочноземельных металлов с помощью брэгговского рассеяния света. Физика тв. тела, 1972, 14, 5, 1384—1387.
9. А. Н. Гришмановский, Н. К. Юшин, В. Л. Богданов, В. В. Леманов. Упругая нелинейность феррита-граната иттрия. Физика тв. тела, 1971, 13, 6, 1833—1836.
10. E. L. Meeks, K. T. Arnold. Temperature dependence of the third order elastic constants of SrTiO₃, Phys. Rev., 1970, B1, 3, 982—988.
11. В. И. Самулионис, В. Ф. Кунигелис, М. Н. Гиршовичус. Генерация второй акустической гармоники в кристаллах SbSI. ЖЭТФ, 1971, 61, 5, 1941—1945.
12. О. Н. Сердобольская, Куак Тхи Там. Нелинейные эффекты при распространении звука в сегнетоэлектрике вблизи фазового перехода. Физика тв. тела, 1972, 14, 8, 2443—2445.
13. С. И. Пекар. Электрон-фононное взаимодействие, пропорциональное внешнему приложенному полю, и усиление звука в полупроводниках. ЖЭТФ, 1965, 49, 2, 621—629.
14. И. В. Иоффе. К теории акустоэлектрического эффекта в диэлектриках. Физика тв. тела, 1967, 9, 3, 946—948.
15. Ю. В. Гуляев. К вопросу об электрон-фононном взаимодействии, пропорциональном внешнему приложенному полю. Физика тв. тела, 1967, 9, 6, 1816—1818.

16. А. А. Чабан. О возможности наблюдения акусто-э.д.с. в непроводящих пьезоэлектриках. Физика тв. тела, 1967, 9, 6, 1824—1825.
17. В. А. Концик. Шубниковские группы, Изд-во МГУ, 1966, стр. 67.
18. D. H. McMahon. Acoustic Second-harmonic generation in piezoelectric crystals. J. Acoust. Soc. America, 1968, 44, 4, 1007—1013.
19. В. В. Леманов, Н. К. Юшин. Генерация гармоник поперечных упругих волн в кристаллах. Физика тв. тела, 1972, 14, 8, 2373—2377.
20. В. В. Леманов, Н. К. Юшин. Нелинейные явления при распространении упругих волн в пьезоэлектрических кристаллах. Физика тв. тела, 1973, 15, 11, 3206—3210.
21. R. B. Thompson, C. F. Quate. Nonlinear interaction of microwave electric fields and Sounds in LiNbO₃. J. Appl. Phys., 1971, 42, 3, 907—919.
22. В. В. Леманов, Н. К. Юшин. Акустический коррелятор. Материалы II Всес. конф. по вопросам методики и техники ультразвуковой спектроскопии. Каунас, 1973, 121.
23. А. А. Чабан. Об одном нелинейном эффекте в пьезополупроводниках. Физика тв. тела, 1967, 9, 11, 3334—3335.
24. C. Frenois, J. Joffrin, A. Levelut. Les échos de phonons. J. Phys., 1973, 34, 8—9, 747—751.
25. А. И. Ахиезер, В. Г. Барьяхтар, С. В. Пелетминский. Спиновые волны. М., «Наука», 1967.
26. Н. К. Юшин, А. Н. Гришмановский, В. В. Леманов. Взаимодействие противоположно направленных упругих волн в феррите-гранате иттрия. Физика тв. тела, 1974, 16.

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе
Академии наук СССР

Поступила
22 января 1974 г.