

Непосредственно в точке синхронизма ($k_0 = \omega_n \sqrt{\epsilon}/c$, $\omega_0 = \omega_n$) акустические и электромагнитные волны становятся акустоэлектромагнитными. Они теряют индивидуальность и не могут рассматриваться независимо. Соответствующая поправка к частоте, найденная из уравнения (3), равна $\omega - \omega_n = \pm (2\mathcal{K}^2)^{1/2} s/4h$. Таким образом, при $k \sim \omega_n \sqrt{\epsilon}/c$ дисперсионные ветви волн расталкиваются и происходит взаимная перестройка их спектра.

При $\bar{\epsilon} \sim 1$ уравнение (2) имеет вид

$$(\omega^2 - \omega_n^2 - k^2 s^2) [k^2 - (\omega^2/c^2) \epsilon]^{1/2} = -2\mathcal{K}^2 k^2 s^2 / \{ [k^2 - (\omega^2/c^2) \epsilon]^{1/2} h^2 + h \}. \quad (4)$$

В этом случае в точке синхронизма поправка к частоте акустической волны находится из кубического уравнения и равна $\omega - \omega_n = -\omega_n [\epsilon_0 \mathcal{K}^2 \sqrt{2\pi} s/c (2n+1)]^{2/3}$ (два других корня не отвечают распространяющимся волнам). При дальнейшем уменьшении $k < \omega \sqrt{\epsilon_0}/c$, как видно из уравнения (2), дисперсионная ветвь акустической волны попадает в область излучательных электромагнитных мод пластинки. Мнимая часть соответствующей добавки к частоте ω равна $\mathcal{K}^2 k^2 s^2 c \sqrt{\epsilon_0} / \omega_n^2 \epsilon h$, что отвечает слабо затухающей ($\sim s/c$) акустической волне. Физически понятно, что данное затухание является недиссипативным и обусловлено излучением связанной электромагнитной моды из пластинки. Результат оказывается таким же и при $\bar{\epsilon} < 1$, поскольку при этом в системе существуют только излучательные электромагнитные моды. Разумеется, в случае металлизированной пластинки такое затухание не возникает.

Уравнение $\Delta_2 = 0$ описывает слабовозмущенные симметричные акустические волны, поскольку D_2 не обращается в нуль при $\omega < \pi c/2 \cdot h (\bar{\epsilon} - 1)^{1/2}$. Численные оценки для пьезокерамики ТБК-3 ($s = 4 \cdot 10^5$ см/с, $\epsilon = 1600$, $\mathcal{K}^2 = 0,04$) при $h = 5 \cdot 10^{-3}$ см и длине образца ~ 8 см, показывают, что рассмотренные эффекты могут наблюдаться экспериментально, начиная с частот ~ 100 МГц.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гринченко В. Т., Мелешко В. В. Гармонические колебания и волны в упругих телах. Киев: Наук. думка, 1981. 283 с.
2. Бурлий П. В., Кучеров И. Я., Ильин П. П. О возможности существования поперечных обратных волн в пластинках. — Письма в ЖТФ, 1982, т. 8, № 9, с. 568–570.
3. Балакирев М. К., Богданов С. В. Взаимная трансформация акустических и электромагнитных волн на границе пьезоэлектрика. Новосибирск, 1981. 18 с. (Препринт НГУ, ИФП, СО АН СССР, 61).
4. Балакирев М. К., Гилинский И. А. Волны в пьезокристаллах. Новосибирск: Наука, 1982. 236 с.
5. Барноски М. Введение в интегральную оптику. М.: Мир, 1977. 367 с.

Киевский государственный университет
им. Т. Г. Шевченко

Поступила в редакцию
27.IV.1983

УДК 534.29

ИЗМЕРЕНИЕ НАГРЕВА ОБРАЗЦА ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ МОЩНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ

Курсанов В. А., Тарасов В. Ф.

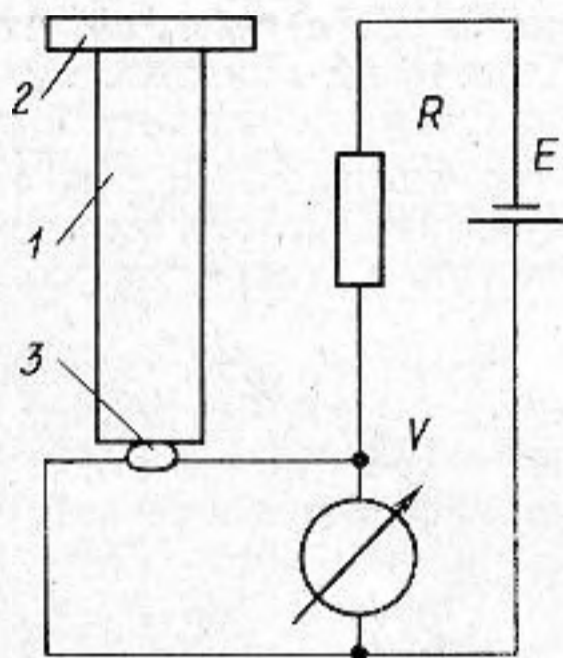
В физических экспериментах часто возникает необходимость генерации в исследуемых образцах акустических колебаний большой интенсивности. В частности, для акустического возбуждения переходных процессов в ядерных спин-системах необходимы акустические колебания с амплитудой относительных деформаций $\epsilon \sim 10^{-5} \div 10^{-4}$ [1]. При этом требуемая мощность акустических колебаний составляет десятки ватт. Рассеивание такой мощности в образце должно приводить к его сильному нагреву, что наблюдалось в ряде экспериментов по ядерному акустическому резонансу [2, 3]. Данное обстоятельство было использовано для измерения интенсивности акустических колебаний по скорости теплового расширения жидкости, в которую погружался исследуемый образец [4]. Однако вопрос об изменении температуры образца в ходе реального физического эксперимента до настоящего времени оставался открытым.

Для оперативного контроля температуры во время действия интенсивного акустического импульса был изготовлен малоинерционный датчик температуры на основе кремниевого диода КД 102Б. Исследуемый образец был изготовлен из монокристалла NaCl в форме цилиндра диаметром 6 и длиной 18 мм с осью, параллельной направлению [100] кристаллической решетки.

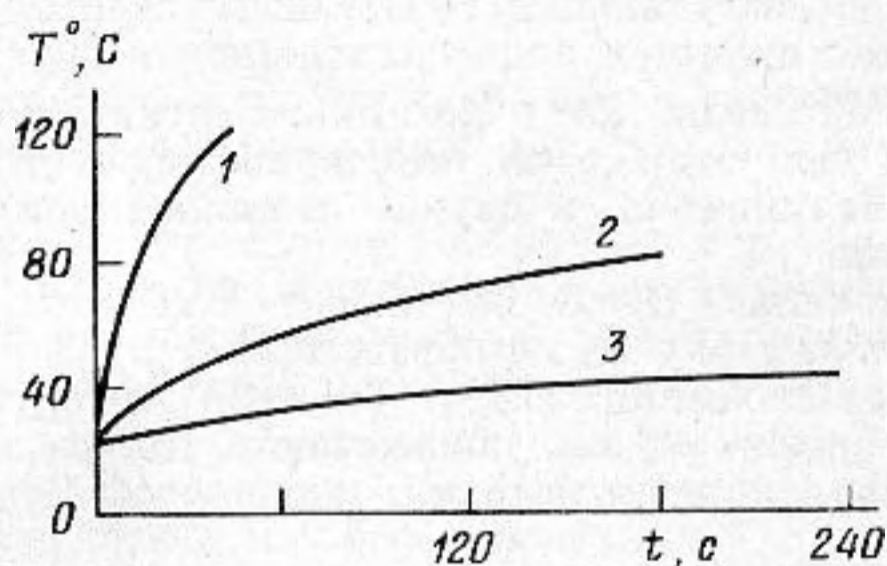
Схема датчика представлена на фиг. 1. Акустические колебания частотой 20 МГц возбуждались в образце 1 с помощью кварцевого пьезопреобразователя 2. Для созда-

ния акустического контакта использовалось масло ГКЖ-94. Второй торец образца имел шероховатую структуру для предотвращения образования стоячих волн. Диод Z с держателем поджимался к этому торцу пружиной. Источник питания $E=9$ В и сопротивление $R=100$ кОм создают прямой ток смещения I через диод. Падение напряжения на диоде измеряется вольтметром V .

Известно, что прямое сопротивление диода r сильно зависит от температуры T . Проведенные исследования диодов КД 102Б показали, что при токе $I \sim 0,1$ мА зависимость r от T линейна в диапазоне температур от 0 до 100°C , т. е. $r=r_0+k\Delta T$, где r_0 — сопротивление диода при начальной (комнатной) температуре, ΔT — изменение температуры, k — коэффициент пропорциональности. Поскольку $I \approx \text{const}$, если $R \gg r$, то $U \approx U_0 + K\Delta T$. Величины U_0 и K определяются для каждого диода путем калибровки. Типичные значения $U_0 \approx 0,5$ В, $K \approx 0,025$ В/ $^\circ\text{C}$ при $I=0,085$ мА, $T=300$ К. Диод КД 102Б может быть использован как датчик температуры в диапазоне до 150°C . Однако в области от 100 до 150°C зависимость r от T нелинейна, и необходима специальная калибровка датчика.



Фиг. 1



Фиг. 2

Фиг. 1. Схема датчика температуры

Фиг. 2. Зависимость температуры нагрева образца от длительности возбуждающих импульсов при различных напряжениях на пьезопреобразователе: 1 — $U=370$ В, 2 — 100 В, 3 — 50 В

На фиг. 2 показаны зависимости температуры образца от длительности акустических импульсов при различных напряжениях на пьезопреобразователе. Видно, что при напряжении на пьезопреобразователе 370 В ($P \approx 40$ Вт, $\epsilon \sim 10^{-5}$) акустический импульс длительностью 45 с нагревал образец от комнатной температуры до 125°C . Более того, даже при напряжениях на пьезопреобразователе ~ 50 В, обычно используемых в экспериментах по акустическому насыщению сигнала ЯМР, изменение температуры образца составляет 20°C . При этом время спин-решеточной релаксации T_1 должно уменьшиться на 15%, так как $T_1^{-1} \sim [T(^{\circ}\text{K})]^2$ [5], а разность населенностей ядерных спиновых уровней — на $\sim 7\%$. Поэтому очевидно, что возможный нагрев образца нельзя не учитывать в экспериментах по ядерному акустическому резонансу.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кессель А. Р. Ядерный акустический резонанс. М.: Наука, 1969, с. 62.
2. Шугилов В. А., Антокольский Г. Л. Ультразвуковое возбуждение магнитных дипольных переходов ядер F^{19} в монокристалле LiF. — ФТТ, 1967, т. 9, № 4, с. 1231–1234.
3. Антокольский Г. Л., Ферштат Л. Н., Шугилов В. А. Акустический ядерный солид-эффект во фториде лития. — Письма в ЖЭТФ, 1971, т. 13, № 8, с. 404–407.
4. Михайлов И. Г., Шугилов В. А. Прибор для измерения абсолютной интенсивности ультразвука. — Акуст. журн., 1957, т. 3, № 4, с. 379–380.
5. Berg G., Dubiel M., Frohlich F. T_1 -measurements in Ca-doped NaCl crystals. — Phys. Stat. Sol., 1977, v. 39(a), № 1, p. 265–268.

Казанский физико-технический институт Казанского филиала АН СССР

Поступила в редакцию 28.IV.1983

УДК 534.26

ОБ ОТРАЖЕНИИ ЗВУКОВОГО ПУЧКА ОТ НЕОДНОРОДНОЙ ГРАНИЦЫ

Лапин А. Д.

В работе [1] решена задача о генерации поверхностной волны при наклонном падении объемной волны на неоднородную границу, характеризуемую акустической проводимостью упругого типа, и вычислен эффективный коэффициент отражения по энергии звукового пучка, падающего на неоднородный участок границы. Показано,