В заключение заметим, что выражение (10) и графики на фиг. 2 и 3 могут быть использованы для определения приближенного значения импеданца рупорной антенны, состоящей из уголкового отражателя и преобразователя, размещенного у его вершины. А выражение (2) — для приближенной оценки поля в апертуре указанного типа антенны.

ЛИТЕРАТУРА

1. F. Oberhettinger. On the diffraction and reflection of waves and pulses by wedges and corners. J. Res. NBS, 1958, 61, 5, 343—365.
2. Е. Янке, Ф. Эмде, Ф. Леш. Специальные функции. М., «Наука», 1968.
3. Ф. Морс, Г. Фешбах. Методы теоретической физики. М., ИЛ, 1960.
4. С. Н. Ржевкин. Курс лекций по теории звука. М., Изд-во МГУ, 1960.

Киев

Поступило в редакцию
11 августа 1969 г.

УДК 534.8.081.7

ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ЗВУКА В МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПЛАСТИНЕ. ИЗМЕРЕНИЕ КВАНТОВЫХ ОСЦИЛЛЯЦИЙ СКОРОСТИ ЗВУКА В ОЛОВЕ

Ю. П. Гайдуков, А. П. Перов

Если металлическую пластину вложить в катушку высокочастотного контура и поместить их в магнитное поле, то импеданц контура с образцом будет иметь особенности на собственных частотах пластины, связанные с установлением в толще пластины стоячих звуковых волн [1—4]. Ларсен и Саермарк [2] обнаружили, что если пластина представляет собой монокристалл, то импеданц контура на частотах вблизи резонансной частоты пластины осциллирует при монотонном изменении магнитного поля аналогично осцилляциям магнитной восприимчивости (эффект де-Гааза — ван Альфена), причем пики осцилляций расщеплены. Эти осцилляции импеданца интерпретировались авторами как осцилляции поглощения звука, а расщепление объяснялось спиновым расщеплением энергетических уровней электронов проводимости в магнитном поле. Проведенное нами исследование по возбуждению звука в пластинах олова позволяет предложить другое объяснение осциллирующей зависимости импеданца от магнитного поля и расщепления пиков. Как показывает приводимый ниже анализ оба эти явления могут быть связаны с осциллирующей зависимостью резонансной частоты пластины от магнитного поля, т. е. с осцилляциями скорости звука.

Существует несколько причин возникновения периодического механического напряжения в металле под действием текущего по нему переменного тока. При экспериментах в магнитном поле H, результаты которых здесь приводятся, механическое напряжение возникает под действием пондеромоторной силы тока I, текущего в скин-слое $F = \frac{1}{C}\,[IH]$. Выражение для изменения поверхностного импеданца пластины ΔZ, вызванного установлением в ее толще стоячей волны, представляется в виде [5]

$$\Delta Z \simeq -\frac{4\pi\omega\,(\gamma kd - i\xi)}{C^2 k\,[\xi^2 + (\gamma kd)^2]}, \tag{1}$$

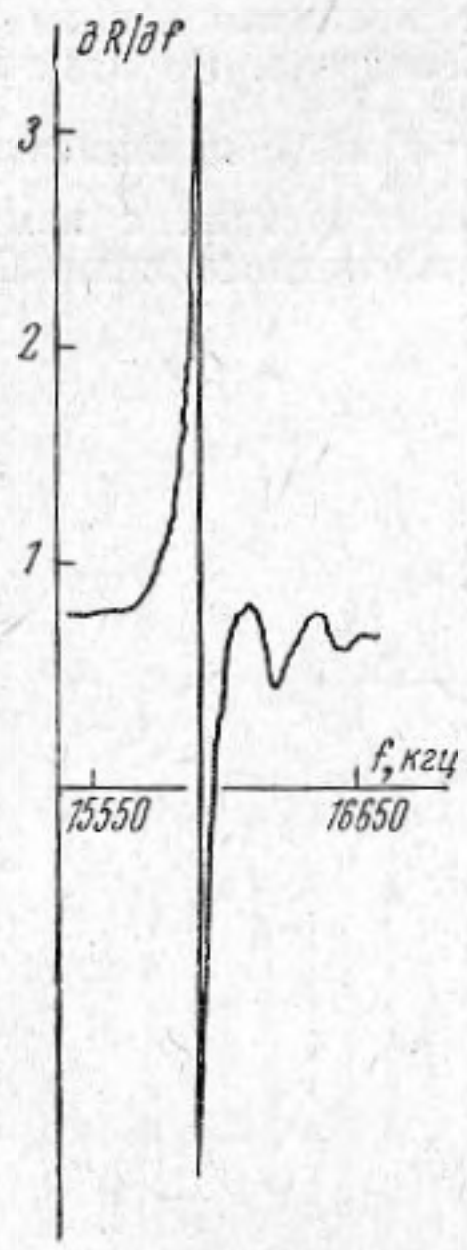
где C — скорость света в вакууме, ω — частота падающей электромагнитной волны, k — действительная часть волнового вектора волны, возбуждаемой в пластине, γ — коэффициент затухания этой волны, $\xi = kd - \pi n$, где n — 1, 3, 5, ..., d — толщина пластины.

Действительная часть импеданца с точностью до численного множителя равна коэффициенту поглощения электромагнитной волны, падающей на металлическую поверхность. Поэтому изменение добротности высокочастотной катушки, с помещенной в нее металлической пластиной, будет описываться действительной частью выражения (1).

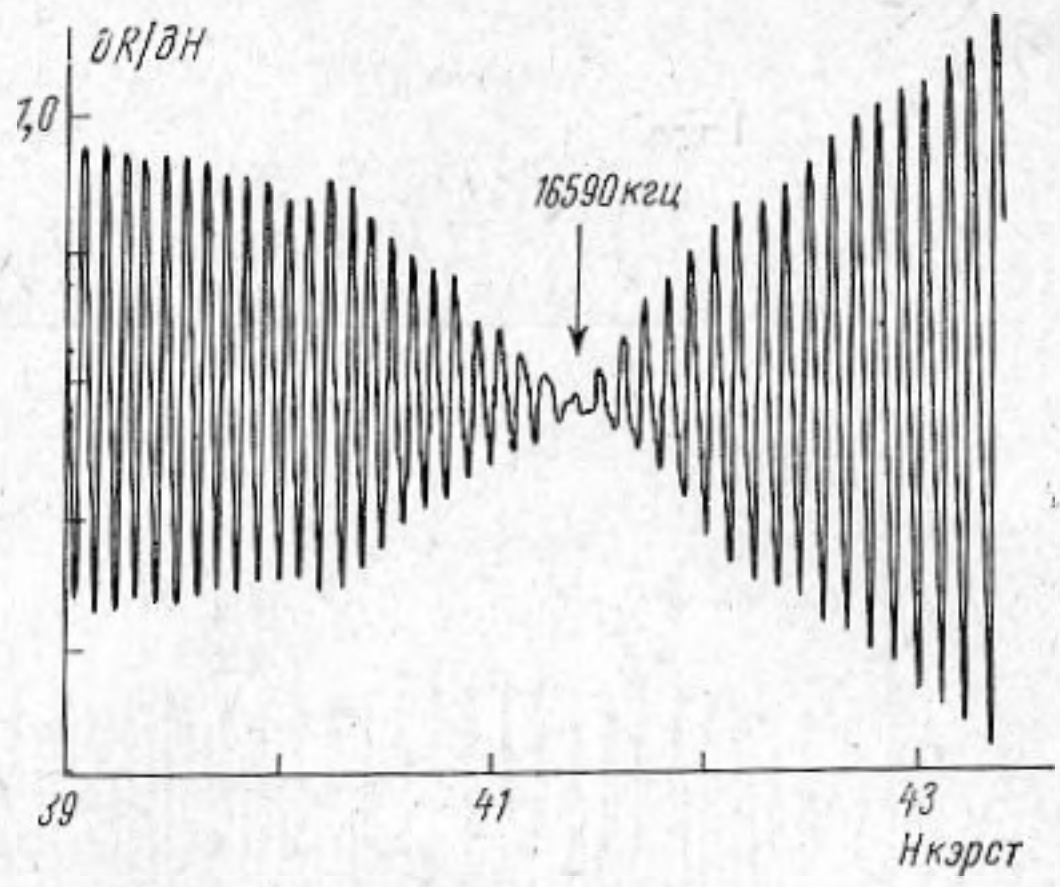
Метод наблюдения резонансных особенностей состоит в регистрации изменения амплитуды колебаний автогенератора, в катушке которого находится исследуемый образец.

На фиг. 1 приведена запись производной изменений амплитуды генератора, связанных со стоячей поперечной звуковой волной в пластине олова при температуре 4,2° К в магнитном поле $H = 40$ *кэ*, толщина пластины $d = 1$ *мм*, $H \parallel [100]$, $\frac{\omega_{рез}}{2\pi} = 16\,590$ *кгц*, $n = 17$.

В чистых металлах при температуре жидкого гелия в достаточно сильных магнитных полях выполняется условие $\omega_c\tau \gg 1$, где ω_c — циклотронная частота электронов в магнитном поле H, τ — время релаксации электронов проводимости. При выполнении этого условия величина изменения свободной энергии электронов проводимости, связанного с квантованием Ландау, становится больше величины kT (k — постоянная Больцмана, T — температура); поэтому при изменении величины магнитного поля возможно наблюдение изменения различных тер-



Фиг. 1



Фиг. 2

модинамических величин, в том числе и упругих констант металла. Немонотонное изменение термодинамических величин D, при изменении магнитного поля, как известно, имеет характер осцилляций и пропорциональное величине:

$$D = B\cos\frac{C}{he}\cdot\frac{A}{H},$$

где h — постоянная Планка, C — скорость света, e — заряд электрона, H — величина магнитного поля, A — «площадь» орбиты в импульсном пространстве, B — функция, определяющая зависимость амплитуды осцилляций от H, T и т. п.

Осцилляции упругих констант металла должны проявляться как периодические в координатах H^{-1} изменения резонансной частоты пластины при монотонном изменении магнитного поля, т. е. в возникновении осциллирующей добавки $\Delta k = B\cos\frac{C}{ne}\frac{\Delta}{H}$ к волновому вектору k в выражении (1).

Осцилляционные изменения резонансной частоты пластины приводят к подобному же изменению величины ξ в выражении (1) и, следовательно, к такой же зависимости амплитуды генератора от напряженности магнитного поля. Если частота генератора находится в пределах ширины акустического резонанса пластины, то изменение амплитуды колебаний высокочастотного генератора ΔU будет пропорционально «крутизне» резонансной кривой; таким образом

$$\Delta U \sim \frac{\partial R}{\partial\omega}\delta\omega = \frac{\partial R}{\partial k}\delta k = \frac{4\pi\omega}{C^2}\cdot\frac{2\gamma d^2\xi}{[\xi^2 + (\gamma kd)^2]^2}.$$

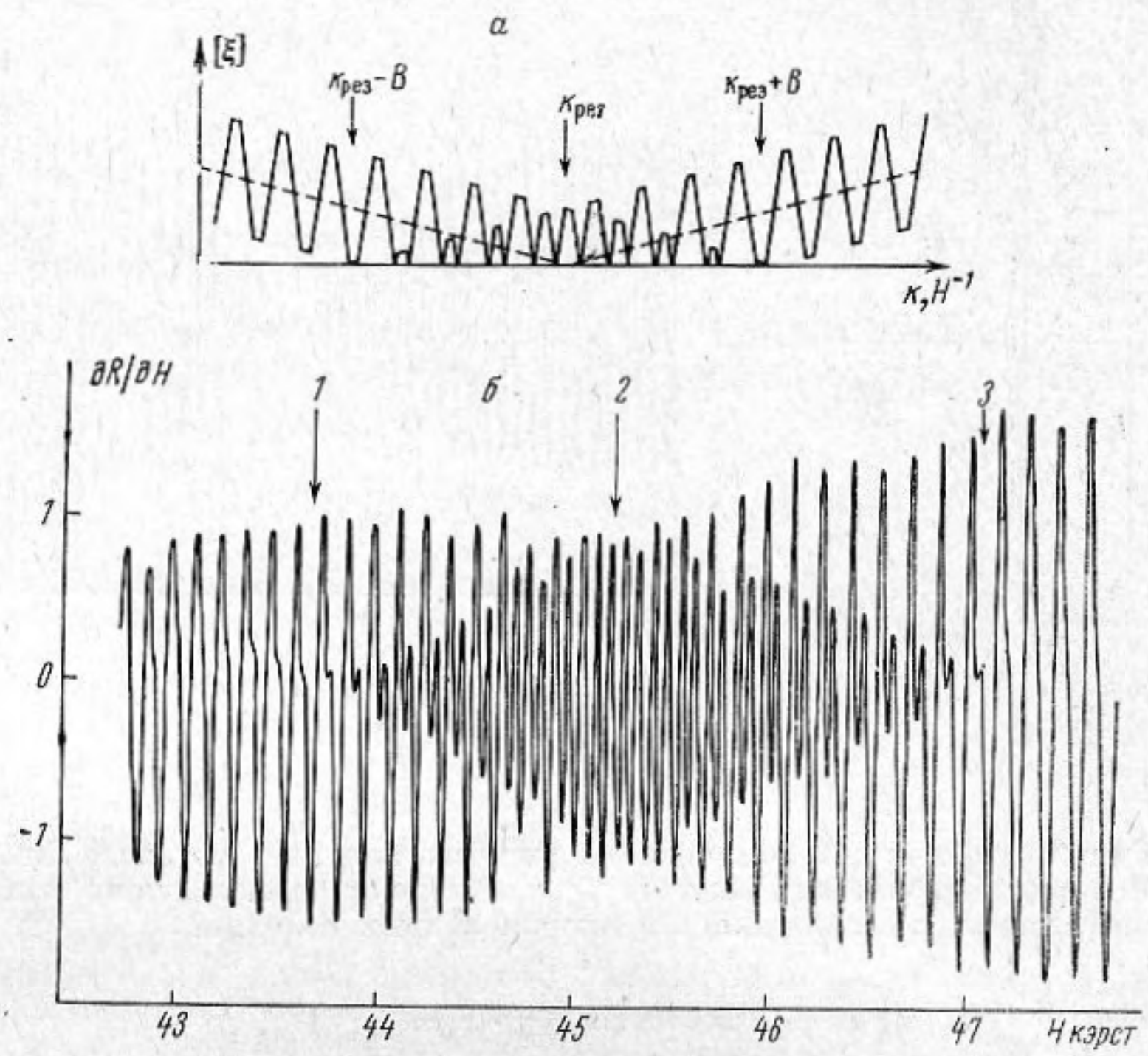
Величинами порядка γ^2 можно пренебречь.

Из этого выражения следует, что при резонансе, т. е., когда $\xi = 0$, амплитуда осцилляций импеданца контура, вызванных осцилляциями резонансной частоты пластины, равна нулю. Очевидно, что смена знака этого выражения при переходе через резонанс означает скачок фазы осцилляций на π, поскольку при разных знаках ξ добавка к импеданцу имеет один и тот же знак, т. е. амплитуда осцилляций действительной части импеданца определяется абсолютным значением производной

$\partial R / \partial k$. Таким образом, амплитуда этих осцилляций ΔU пропорциональна

$$\Delta U \sim \frac{4\pi\omega}{C^2} \cdot \frac{2\gamma d^2 |\xi|}{[\xi^2 + (\gamma k d)^2]^2}. \qquad (2)$$

Справедливость этого выражения подтверждается экспериментами. На фиг. 2 приведена запись осцилляций импеданца, связанных с осцилляциями резонансной частоты пластины при одновременном изменении частоты генератора и напряженности магнитного поля; образец и условия опыта те же, что на фиг. 1. Измерения зависимости средней резонансной частоты пластины от магнитного поля показывают, что эта зависимость очень слаба и ею можно пренебречь. По этой причине в выражении $\xi = (k + \Delta k) d - \pi n$, где $\Delta k = B \cos \frac{C}{he} \frac{A}{H} k$ и Δk изменяются практически независимо друг от друга, k — изменяется в соответствии с изменением частоты генератора, Δk — в соответствии с изменением магнитного поля. Скорости



Фиг. 3

изменения частоты генератора и напряженности магнитного поля должны быть подобраны таким образом, чтобы при изменении частоты генератора, соответствующим изменению k в пределах ширины резонанса, осциллирующая добавка успела измениться на несколько периодов.

Другим интересным явлением, описываемым выражением (2), является удвоение частоты осцилляций вблизи резонанса, когда амплитуда осцилляций резонансной частоты становится сравнимой с шириной резонансного пика. Действительно, амплитуда осцилляций импеданца равна нулю при двух значениях волнового вектора k, $k'd = \pi n - Bd$ и $k''d = \pi n + Bd$. В частотном интервале, соответствующем изменению ξ в пределах $\pm Bd$, осцилляции импеданца будут расщеплены, так как ξ в этом интервале — знакопеременная величина, а амплитуда осцилляций импеданца определяется абсолютным значением этой величины (фиг. 3, *а*). Запись этого явления приведена на фиг. 3, *б*, где *1* — 16,593, *2* — 16,590, *3* — 16,586 *кгц*, образец и геометрия опыта прежние, $T = 2°$ К. Это расщепление дает возможность абсолютного измерения амплитуды осцилляций скорости звука $B = \Delta c$. Действительно, $\Delta c = d\Delta\omega / \pi n$, где d — толщина пластины, n — число полуволн в стоячей волне. Из фиг. 3 следует, что Δc $1{,}0 \cdot 10^2$ *см/сек*.

Для поперечных звуковых волн это довольно большая величина, если сравнивать ее с изменением скорости продольных звуковых волн в магнитном поле [6]. Однако следует отметить, что использование при измерениях кварцевых преобразователей неизбежно приводит к деформации монокристалла и, следовательно, к уменьшению длины свободного пробега электронов, которая существенным образом влияет на величину эффекта. Рассмотренный в настоящей работе бесконтактный метод не

портит образец и, кроме того, позволяет, при использовании других эффектов, например, размерных [7], измерить длину свободного пробега электронов в исследуемом образце. Таким образом, этот метод дает возможность изучить соотношение амплитуды осцилляций скорости звука и длины свободного пробега электронов в металле.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Д. Гантмахер, В. Т. Долгополов. Возбуждение стоячих звуковых волн в Bi электромагнитным методом. Письма в ЖЭТФ, 1967, **5**, 17—18.
2. P. K. Larsen, K. Saermark. Helicon excidation of acuostic waves in aluminium Phys. Lett., 1967, **24A**, 374—375.
3. P. L. Thomas, G. Turner, H. V. Bohm. Circularly polarized ultrasonic shear waves in metalls. Phys. Rev. Lett., 1968, **20**, 207—208.
4. Ю. П. Гайдуков, А. П. Перов, И. Ф. Волошин. Особенности поведения поверхностного импеданца олова при установлении стоячей звуковой волны. Письма в ЖЭТФ, 1969, **9**, 585—590.
5. Э. А. Канер, В. Т. Скобов. Электромагнитные волны в металлах в магнитном поле. Усп. физ. наук, 1966, **89**, 367—408.
6. L. I. Neuringer, Y. Shapira. Quantum oscillations of the velosity of sound in Gallium. Phys. Rev., 1968, **165**, 751—754.
7. В. Ф. Гантмахер, Э. А. Канер. Размерный эффект при наличии дрейфового движения электронов в глубь металла. Ж. эксперим. и теор. физ., 1963, **45**, 1430—1444.

Московский государственный университет

Поступило в редакцию 26 июня 1970 г.

УДК 534.26

РАСЧЕТ КОЭФФИЦИЕНТОВ ТРАНСФОРМАЦИИ ТИПОВ ВОЛН ПРИ НОРМАЛЬНОМ ПАДЕНИИ ЗВУКОВОГО ПУЧКА НА ГРАНИЦУ РАЗДЕЛА ДВУХ СРЕД

В. М. Меркулова

При расчетах прохождения акустических сигналов через границы раздела двух сред обычно пользуются хорошо известными формулами коэффициентов отражения и прозрачности для упругой плоской волны. В реальных условиях, однако, всегда приходится иметь дело с ограниченными звуковыми пучками. Это приводит к ряду особенностей, в частности, возможности трансформации одного типа волн в другой (продольной в сдвиговую или наоборот) даже при нормальном падении пучка. Такую трансформацию следует учитывать в задачах ультразвуковой измерительной техники, в дефектоскопии — при оценке потерь на отражение от границ раздела, расшифровке «ложных» эхо-сигналов и т. д.

В расчетах мы ограничимся простейшим одномерным случаем, считая нормально падающий звуковой пучок бесконечно протяженным вдоль оси y, с шириной $2a$ по x. Интегральное разложение Фурье для пучка имеет вид [1]

$$u_{\text{пад}}(x) = \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(q_x)\, e^{jq_x x} dq_x, \tag{1}$$

амплитудный спектр определяется как

$$\Phi(q_x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} u_{\text{пад}}(x)\, e^{-jq_x x} dx, \tag{2}$$

где $q_x = q \sin \Theta$, Θ — угол, образуемый волновым вектором q с осью z.

Если не учитывать дифракционного расхождения падающего пучка, то распределение амплитуды по его сечению может быть принято постоянным:

$$u_{\text{пад}}(x) = \begin{cases} U_0 & -a < x < a \\ 0 & |x| > a. \end{cases} \tag{3}$$