УДК 620.179.16

ДИФФУЗИОННОЕ РАССЕЯНИЕ УЛЬТРАЗВУКА В МЕТАЛЛАХ

В. И. ГОРДЕЛИЙ, В. Е. ЧАБАНОВ

Предложена физическая модель частотной зависимости коэффициента рассеяния звука в металлах. Это позволило получить математические выражения для коэффициента рассеяния, справедливые в широком диапазоне частот. В их основе лежит средний (наиболее вероятный) диаметр зерен и конкретные значения указанных коэффициентов на двух частотах.

A physical model is proposed of description of frequency dependence of sound scattering coefficient in metals. This permitted deriving mathematical expressions for the coefficients of scattering, valid in a broad range of frequencies. They are based on the average (most probable) diameter of grains and specific values of the above coefficients on two frequencies.

О природе и физических особенностях распространения звука в металлах написано достаточно много [1–5] и др. При этом установлено, что ослабление звука в твердых телах обусловлено его поглощением и рассеянием на микронеоднородностях и границах кристаллитов. Причем, на величину поглощения, т. е. на преобразование энергии звука в тепло, влияют потери на дефектах кристаллической решетки, термоупругие эффекты, дислокационное трение, взаимодействие фононов с электронами проводимости в металлах, магнитоупругие эффекты в ферромагнетиках, взаимодействие звука с колебаниями решетки (фонон-фононное взаимодействие) и др. [3]. Для большинства указанных эффектов поглощение монотонно увеличивается с частотой звука. При наличии дислокационного трения и термоупругости наблюдаются резонансные изменения коэффициентов поглощения, однако обычно они имеют место только на сравнительно высоких частотах. В целом можно полагать, что влияние поглощения звука на этих частотах в наибольшей степени зависит от его рассеяния на различного рода неоднородностях структуры.

Рассеяние ультразвуковых (УЗ) сигналов в чистых металлах зависит от степени упругой анизотропии кристаллитов и от их размеров. В металлах, имеющих всякого рода примеси, вакансии, многофазную структуру и др., наибольшую роль в рассеянии колебаний играют именно эти неоднородности.

Первые теоретические оценки влияния рассеяния на коэффициент ослабления звука были выполнены В. Мэзоном и Х. Скиманом [6]. Ими изучалось влияние изолированных сферических отражателей на величину рассеянного звука. Более полное изучение этого механизма выполнялось И. М. Лифшицем и Г. Д. Пархомовским [7]. Они принимали во внимание многократность рассеяния ультразвука на границах кристаллов при его распространении в металлах и его воздействие на полный коэффициент рассеяния. Л. Г. Меркулов существенно усовершенствовал эти результаты [8–10]. Им были получены еще более строгие теоретические решения, уточнены границы его применимости и физика рассеяния ультразвука кристаллитами в различных диапазонах частот. В. Н. Данилов [11] оценил влияние отклонения размеров микрокристаллов от их среднего значения на величину коэффициента рассеяния. Делались попытки использовать частотные характеристики коэффициентов рассеяния для диагностики материалов, в частности чугуна [12]. Проводилась оценка величины зерен по затуханию УЗ волн [13], осуществлялось измерение твердости в закаленных слоях металлов [14] по их акустическим характеристикам и др.

Результаты выполненных исследований привели к убеждению, что на низких частотах ультразвука, т. е. при $\lambda > 2\pi\bar{D}$, где λ — длина звуковой волны, $\bar{D}$ — средний (наиболее вероятный) размер зерна, доминирующую роль играет рэлеевское рассеяние. При нем коэффициент рассеяния пропорционален четвертой степени частоты. В области средних частот, когда $\bar{D} < \lambda < 2\pi\bar{D}$, характерным является фазовое рассеяние звука на границах кристаллов, величина которого пропорциональна квадрату частоты. Если $\lambda < \bar{D}$, то имеет место диффузное рассеяние ультразвука, при котором коэффициент рассеяния уже не зависит от частоты. На еще более высоких частотах заметную роль начинает играть физическое поглощение звука, т. е. его преобразование в тепло. Известно решение [15], в котором коэффициент поглощения имеет произвольную степень частоты, а акустический сигнал описывается ступенчатой функцией.

Вместе с тем указанные границы применимости различных законов ослабления звука в твердых телах являются условными, а сами эти законы — сомнительными. В самом деле, они были получены исходя из предположения, что рассеиватель представляет собой однородный и изотропный шар, который располагается вдали от других таких же шаров в однородном и изотропном теле с отличными от шара параметрами. При падении на него звуковой волны этот шар частично ее рассеивает, оставаясь, тем не менее, в покое. Т. е. не осциллирует под действием падающей волны, а представляет собой некоторую пространственную константу.

В действительности такая модель является слишком упрощенной. В самом деле, в реальности кристаллиты не являются ни шарообразными, ни изотропными. Более того, они имеют острые углы, наличие которых совершенно искажает характер рассеяния ими звука, особенно на высоких частотах. Не обладают осевой симметрией, что ведет к появлению крутильных колебаний в поле падающей звуковой волны. Поскольку размеры кристаллитов экспериментально определяются с помощью плоских шлифов, в действительности они оказываются всегда больше измеренных. На рассеяние влияет не только структура металлов, но и их субструктура, наличие дислокационных блоков, в результате чего каждый отдельный кристаллит уже нельзя считать однородным. Кроме того, они совсем не окружены изотропным твердым телом, поскольку такового в металлах просто нет. Рассеивающие звук кристаллиты находятся в механическом контакте с точно такими же анизотропными кристаллитами. Причем, физико-механические характеристики последних примерно такие же, как и самого рассеивающего звук кристаллита, а разность граничных импедансов определяется всего лишь угловой разориентацией их осей. Поэтому, если на одной части кристаллита разность граничных импедансов будет положительной, то на другой она оказывается отрицательной. И переход ее от одного значения к другому является не равномерным, как считалось в теоретических моделях, не плавным, а кусочно-прерывистым.

Кроме того, поскольку прохождение акустической волны в металлах представляет собой осцилляцию кристаллитов (особенно на низких частотах), не может не осциллировать и сам рассеивающий звук кристаллит. Отсюда на рассеяние им звука не меньшее влияние оказывает разница инерционных качеств соседних кристаллитов, степень упругости их связей и др., чем его собственные параметры.

Вместе с тем размеры кристаллитов, распределение энергии по их поверхности также оказывается неодинаковым. Упругие характеристики материала вблизи границы кристаллитов часто не являются однородными. Границы служат стоками дислокаций, концентратами вакансий, примесей и других фаз. В результате здесь возникает нелинейность связи между напряжением и деформацией, особенно при возникновении радиационных и усталостных повреждений и на сравнительно высоких частотах ультразвука.

Кроме того, рэлеевское рассеяние на низких частотах ультразвука может наблюдаться только при малой концентрации рассеивателей [3], т. е. когда корреляционная связь между ними отсутствует, что для металлов невозможно.

В то же время, относительное изменение характеристических импедансов на границах зерен чистых металлов незначительно и обычно не превышает нескольких процентов. Вследствие этого имеет смысл принимать во внимание только однократное рассеяние звука. В результате этого соизмеримыми по воздействию на рассеяние звука оказываются не только отдельные кристаллиты, но также целые их группы, образованные соседними кристаллами. Отсюда на частотные характеристики рассеяния начинают влиять размеры не только самих зерен, но также целых кристаллических конгломератов, что существенно изменяет границы между сформулированными законами рассеяния ультразвука в металлах. Причем, это влияние оказывается тем более заметным, чем слабее анизотропия твердых тел.

На эти процессы оказывают специфическое влияние также примеси, наличие микродефектов и т. д. Все это делает получение в какой-то степени адекватного реальности аналитического решения крайне затруднительным, а выполненные ранее теоретические результаты и следуемые из них выводы сомнительными.

Но даже при наличии таких грубых допущений отсутствует достаточно корректное решение, которым было бы удобно пользоваться при оценке ослабления звука в твердых телах в широком диапазоне частот. А значит невозможно анализировать его влияние на прохождение импульсных сигналов, воздействие среды на их спектральные и временные характеристики и проч. Отсюда практическое значение имеющихся решений оказывается незначительным.

В этой связи представляется, что классический подход к решению данной задачи путем анализа дифракционных свойств каждого рассеивателя является малоперспективным. Здесь требуется качественно другой метод, а именно статистический способ решения проблемы. В чем он может заключаться?

Известно, что ослабление акустических сигналов при распространении в поглощающей среде математически описывается введением мнимой компоненты в формулу их фазовой скорости. Тогда получаем комплексное волновое число, применение которого приводит к экспоненциальному затуханию сигнала при его распространении. Однако при этом остается открытым вопрос о физическом смысле указанной мнимой составляющей скорости.

В реальности ослабление акустического сигнала при распространении определяется характером распределения микронеоднородностей в материалах, т.е. вариацией их размеров, взаимной ориентацией соседствующих кристаллитов, степенью анизотропии упругих свойств в различных кристаллических осях и проч. При этом часть акустической энергии задерживается в микрокристаллах вследствие переотражения на их гранях. И как во всяких частично ограниченных объемах проявляются резонансные свойства кристаллитов и их конгломератов. Часть энергии продольных падающих волн переходит в энергию поперечных, рэлеевских, ползущих и других типов волн, которые распространяются медленнее, чем продольные волны в свободном пространстве. И они также обладают резонансными качествами. Кроме того, в результате дифракционного огибания звуком микрокристаллитов увеличивается проходимый им путь. Влияние каждого из кристаллитов на эти процессы сравнительно мало, однако число их настолько велико, что пренебрегать этими эффектами нельзя. В конечном итоге все это ведет к некоторому замедлению распространения акустической энергии в твердых телах, к размыванию импульсных сигналов. Деформация начинает отставать от напряжения, появляется дисперсия звука, возникает разница между фазовой и групповой скоростями волн в твердых телах, которые, в конечном итоге, и формируют частотную характеристику рассеяния звука в металлах. Т. е. на статистическую скорость распространения акустических волн оказывает влияние структурная неоднородность характеристик материалов.

Определим возможность получения выражений для коэффициентов рассеяния сигналов. Для этого рассмотрим различные статистические законы, описывающие закономерности изменения акустических параметров различных сред.

Первоначально предположим, что вариации волнового числа x звуковых волн в кристаллическом теле относительно наиболее вероятного k описываются законом распределения Коши

$$\varphi(x) = \frac{1}{\pi\alpha}\frac{1}{1+\left(\frac{k-x}{\alpha}\right)^2},$$

где α — коэффициент рассеяния монохроматических сигналов.

Кстати, многочисленные измерения характера распределения кристаллитов различных металлов по их размерам показали, что при условии $x \geq 0$ они вполне могут быть описываны этим законом.

Тогда плоскую гармоническую волну можно рассматривать как математическое ожидание волны после преодоления ею дистанции ξ с распределенными препятствиями, воздействие которых на сигналы описывается плотностью вероятности $\varphi(x)$, или

$$P = P_0\int_{-\infty}^{\infty} \exp\,(ix\xi)\,\varphi(x)\,dx =$$

$$= \frac{P_0}{\pi\alpha}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{\exp\,(ikx)}{1+\left(\frac{k-x}{\alpha}\right)^2}\,dx = P_0\,\exp\,(ik\xi-\alpha\xi).$$

Интеграл вычисляли с помощью вычета в полюсе $x = k + i\alpha$. В результате получено известное экспоненциальное ослабление монохроматической волны при ее распространении.

Если предположить, что вариация волнового числа относительно вероятного определяются другим законом распределения, то затухающая волна будет описываться другим выражением. В частности, при использовании нормального закона распределения волнового числа она примет вид:

$$P = P_0\,\exp\left(ik\xi - \frac{\alpha^2\xi^2}{2}\right).$$

Таким образом, здесь уже ослабление звука оказывается пропорциональным квадрату расстояния, и нет оснований считать, что для некоторых материалов такая закономерность не может наблюдаться.

При использовании закона распределения Лапласа $\varphi(x) = \frac{1}{2\alpha}\exp(-|k-x|/\alpha)$ получаем:

$$P = \frac{P_0\exp(ik\xi)}{1+\alpha^2\xi^2}.$$

Или в случае малых значений $\alpha\xi$ такое решение будет $P \approx P_0\exp(ik\xi - \alpha^2\xi^2)$. Т. е. здесь наблюдается такая же закономерность ослабления звука, как и при нормальном законе распределения. Вместе с тем для нас наиболее важным является закон Коши, поскольку его применение приводит к наиболее распространенному закону ослабления звука. В этой связи попытаемся оценить частотную зависимость коэффициента ослабления звука от частоты, пользуясь именно этой зависимостью.

Известно, что коэффициент ослабления звука существенно зависит от структуры твердого тела и частоты акустической волны. При этом можно предположить, что чем ближе оказывается частота колебаний звука к наиболее вероятной резонансной частоте микрорассеивателей (кристаллитов), тем сильнее меняется коэффициент рассеяния при вариации частоты звука. Поскольку случайные изменения волновых чисел при распространении звука мы приняли соответствующими закону Коши, естественно предположить, что и закон изменения коэффициента рассеяния от частоты, т. е. спектральная плотность коэффициента рассеяния звука $G(f)$, также описывается законом Коши:

$$G(f) = \frac{d\alpha}{df} = \frac{Qf_{\text{р}}}{\pi}\frac{\alpha_0}{1+Q^2(f/f_{\text{р}}-1)^2}, \quad (1)$$

где α_0 — параметр, определяющий величину рассеяния звука данным материалом; $f_{\text{р}}$ — резонансная частота наиболее вероятных кристаллитов. Данная частота не зависит от окружающих кристаллитов и определяется только геометрической формой, размерами и скоростью звука в самих их. В случае, когда геометрическая форма кристаллита близка к сферической, тогда $f_{\text{р}} = c/(\pi D)$, где c — скорость распространения продольной волны.

Если кристаллиты вытянуты в результате различного рода механической обработки металлов (ковки, прессования и др.), то, очевидно, могут иметь место две резонансные частоты, одна из которых определяется резонансом длины, а другая — радиальными колебаниями (те же рассуждения применимы и для поперечных волн). Влияние трансформации волн в другие типы колебаний в приведенных рассуждениях не учитывалось, поскольку при наблюдении звука в направлениях, близких к направлению распространения волны, такая трансформация минимальна.

В предложенной выше закономерности величина Q эквивалентна добротности рассеивателей в среде. Она зависит от того, насколько различаются импедансы кристаллитов по различным осям, углам их разориентации, а также разностью поверхностной энергии различных составляющих в сплавах металлов. Она зависит также от величины дисперсии размеров кристаллитов.

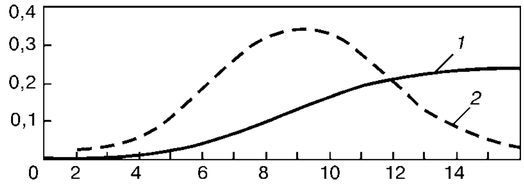

Рис. 1. Экспериментальные значения коэффициента ослабления звука (*1*) и его спектральной плотности (*2*)

Если принять во внимание все изложенное, то коэффициент рассеяния звука описывается выражением:

$$\alpha(f) = \frac{Q\alpha_0}{f_p} \int \frac{df}{1 + Q^2\left(f/f_p\right)^2} = \alpha_0 \operatorname{arctg}[Q(f/f_p - 1)] + C.$$

Константу C находим из условия, что при нулевой частоте коэффициент рассеяния должен быть равен нулю. Откуда следует, что $C = \alpha_0 \operatorname{arctg}Q$. В результате получаем:

$$\alpha(f) = \alpha_0 \operatorname{arctg} \frac{Qf/f_p}{1 - Q^2(f/f_p - 1)} \text{ при } f \le f_p(1 + Q^{-2}), \qquad (2)$$

$$\alpha(f) = \alpha_0 \left[\pi + \operatorname{arctg} \frac{Qf/f_p}{1 - Q^2(f/f_p - 1)}\right] \text{ при } f > f_p(1 + Q^{-2}).$$

Рассмотрим случай, когда спектральная плотность коэффициента рассеяния акустических сигналов зависит от частоты:

$$G(f) = \alpha_0 \exp\{-[f - f_p/\Omega]^2\}. \qquad (3)$$

Интегрирование данного распределения по частоте дает:

$$\alpha(f) = \frac{\sqrt{\pi}}{2}\alpha_0\Omega\left[\operatorname{erf}\left(f_p/\Omega\right) + \operatorname{erf}\left(f - f_p/\Omega\right)\right]. \qquad (4)$$

При этом в выражениях (1)–(4) параметры α_0, Q и Ω характеризуют поведение кристаллитов как объемных резонаторов и определяются экспериментально. Для этого требуется измерить коэффициенты рассеяния ультразвука в изучаемом материале на двух частотах, а также знать средние диаметры кристаллитов, и решить систему из двух уравнений (2) или (4). Или иметь результаты измерений на трех частотах, если неизвестна величина $\overline{D}$, и решить систему из трех уравнений.

Для проверки справедливости выбранных статистических распределений (1) и (3) воспользуемся типовой частотной характеристикой коэффициента рассеяния железа-армко со средним диаметром зерна 0,23 мм из работы [16] (рис. 1). При этом оказывается, что f_p = 8,11 МГц, для случая (1) можно считать α_0 = 1,1 Нп/м и Q = 2,2, а для распределения (3) — α_0 = 0,34 Нп/м, Ω = = 3,94. Данные распределения и их спектральные плотности приведены на рис. 2.

Таким образом, могут иметь место оба полученных распределения, однако в большей степени отвечает экспериментальной зависимости распределение (4), особенно на низких частотах. Характерно, что полученное выражение оказывается

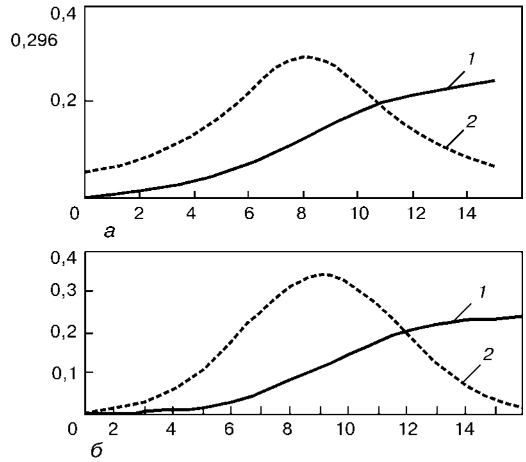

Рис. 2. Экспериментальные распределения коэффициента ослабления звука $\alpha(f)$ (*1*) и его спектральной плотности $\beta(t)$ (*2*) с применением распределений по формуле (2) — (*а*) и (4) — (*б*)

справедливым и для многих других металлов, а также для поперечных волн. Причем, как показал анализ, для получения истинного значения среднего размера зерна следует значения, полученные с помощью шлифов, умножить на 1,27.

1. *Ландау Л. Д., Лившиц Е. М.* Механика сплошных сред. М.: Наука 1953. — 137 с.
2. Физическая акустика / Под ред. У.Мэзона. Пер. с англ. Т.1. 4.А. — М.: Наука — 1966. — 232 с.
3. *Труэлл Р., Эльбаум Ч., Чик Б.* Ультразвуковые методы в физике твердого тела / Пер. с англ. — М.: Наука, 1972. — 340 с.
4. *Ноздрев В. Ф., Федорищенко Н. В.* Молекулярная акустика. — М.: Высшая школа, 1974. — 228 с.
5. *Меркулов Л. Г.* Поглощение и диффузное рассеяние ультразвука в металлах // Журн. техн. физ. — **27**. — Вып.5. — 1957. — С. 1045–1050.
6. *Mason W. P., Mcskiman H. F.* Attenuation and scattering of high frequency sound waves in metals and glasses // J. Acoust. Soc. Amer. — 1947. — №19. — P. 467–472.
7. *Лифшиц И. М., Пархомовский Г. Д.* К теории распространения ультразвуковых волн в поликристаллах // Журн. теор. физ. — **20**. — Вып.1 — 2. — 1950.
8. *Меркулов Л. Г.* Исследование рассеяния ультразвука в металлах //Там же. — **26**. — Вып.1. — 1956. — С. 64–75.
9. *Меркулов Л. Г.* Применение ультразвука для исследования структуры сталей //Там же. — **27**. — Вып.6. — 1957. — С.1386–1391.
10. *Меркулов Л. Г., Меркулова В. М.* Лекции по физике ультразвука. — Таганрог, 1976. — 71 с.
11. *Данилов В. Н.* К расчету коэффициента затухания упругих волн при рассеянии в поликристаллических средах //Дефектоскопия. — № 8. — 1989. — С. 18–23.
12. *Воронкова Л. В., Воронков С. Н.* Спектральный метод определения твердости чугуна. // Там же. — 1990. — № 6. — С. 24–28.
13. *Химченко Н. В., Бобров В. А.* Неразрушающий контроль в химическом и нефтяном машиностроении. — М.: Машиностроение, 1978. — 264 с.
14. *Дорофеев А. Л., Рожков В. И.* Неразрушающие физические методы измерения твердости. — М.: Машиностроение, 1979. — 60 с.
15. *Горшков Н. Ф.* О влиянии поглощения на распространение упругих импульсов /Автореф. дис. — М.: — 1957.
16. *Неразрушающий* контроль. Книга 2. Акустические методы контроля / И. Н. Ермолов, Н. П. Алешин, А. И. Потапов // Под ред. В.В.Сухорукова. — М.: Высш. шк., 1991. — 281 с.
17. *Неразрушающий* контроль и диагностика / Под ред. В. В. Клюева. — М.: Наука, 1995. — 480 с.

Санкт-Петербург. ин-т машиностроения,
НПП «ВИГОР», Москва

Поступила в редакцию
10.07.2003