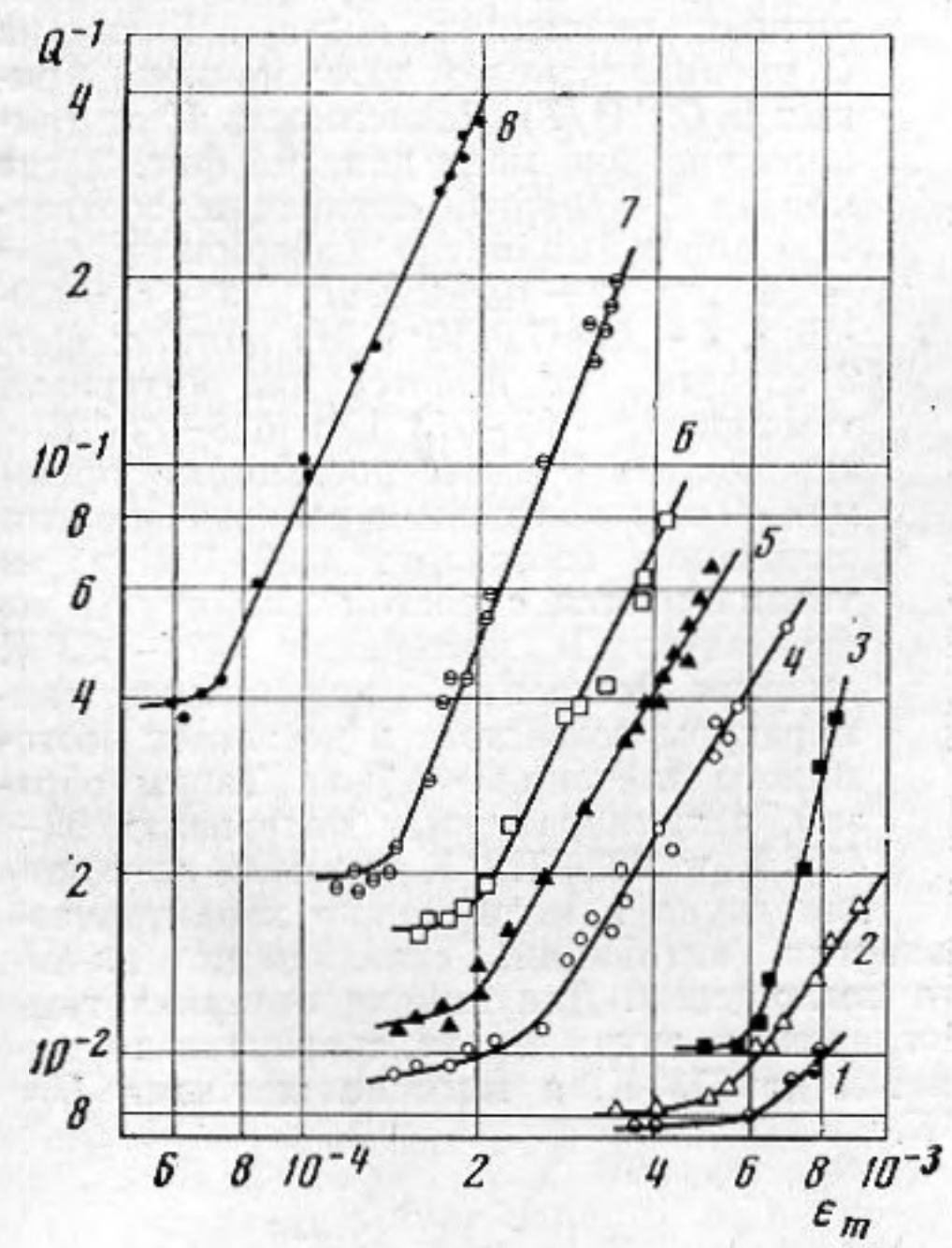
УДК 534.286

ПОГЛОЩЕНИЕ ЗВУКА БОЛЬШОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ В ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ МЕТАЛЛАХ

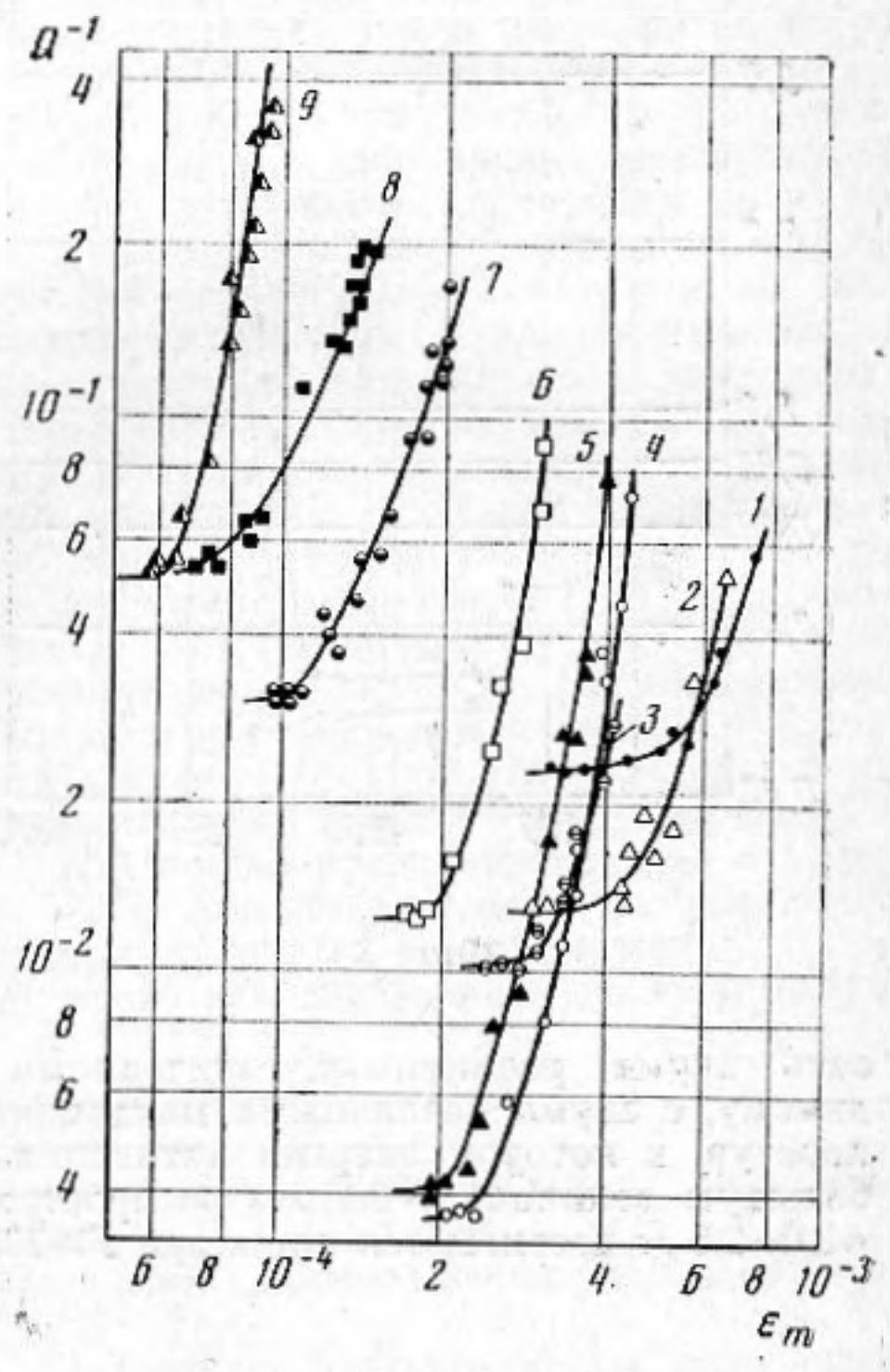
А. В. Кулемин, В. П. Манаенков

Известно, что рассеяние звуковой энергии в металлах при больших амплитудах колебательной деформации ε_m обусловлено в основном движением дислокаций. Поэтому определение коэффициента поглощения звука представляет значительный интерес для изучения дислокационной структуры металлов. Однако работ, посвященных исследованию затухания звука большой интенсивности ($\varepsilon_m \geqslant 10^{-4}$) на низких ультразвуковых частотах ($f \sim 20$ *кгц*) сравнительно мало [1, 2].

В данной работе исследовалось поглощение звука в образцах из хорошо отожженных поликристаллических металлов – меди (99,9% Cu) и никеля (99,9% Ni) – в интервале температур 93–1073° К на частоте продольных колебаний, равной 19,9 *кгц*, при амплитудах деформации $\varepsilon_m \geqslant 10^{-4}$ вплоть до разрушения. Для выясне-



Фиг. 1



Фиг. 2

ния механизма процесса поглощения звука определялись такие характеристики, как упрочнение и изменение плотности дислокаций в меди под действием ультразвуковых деформаций.

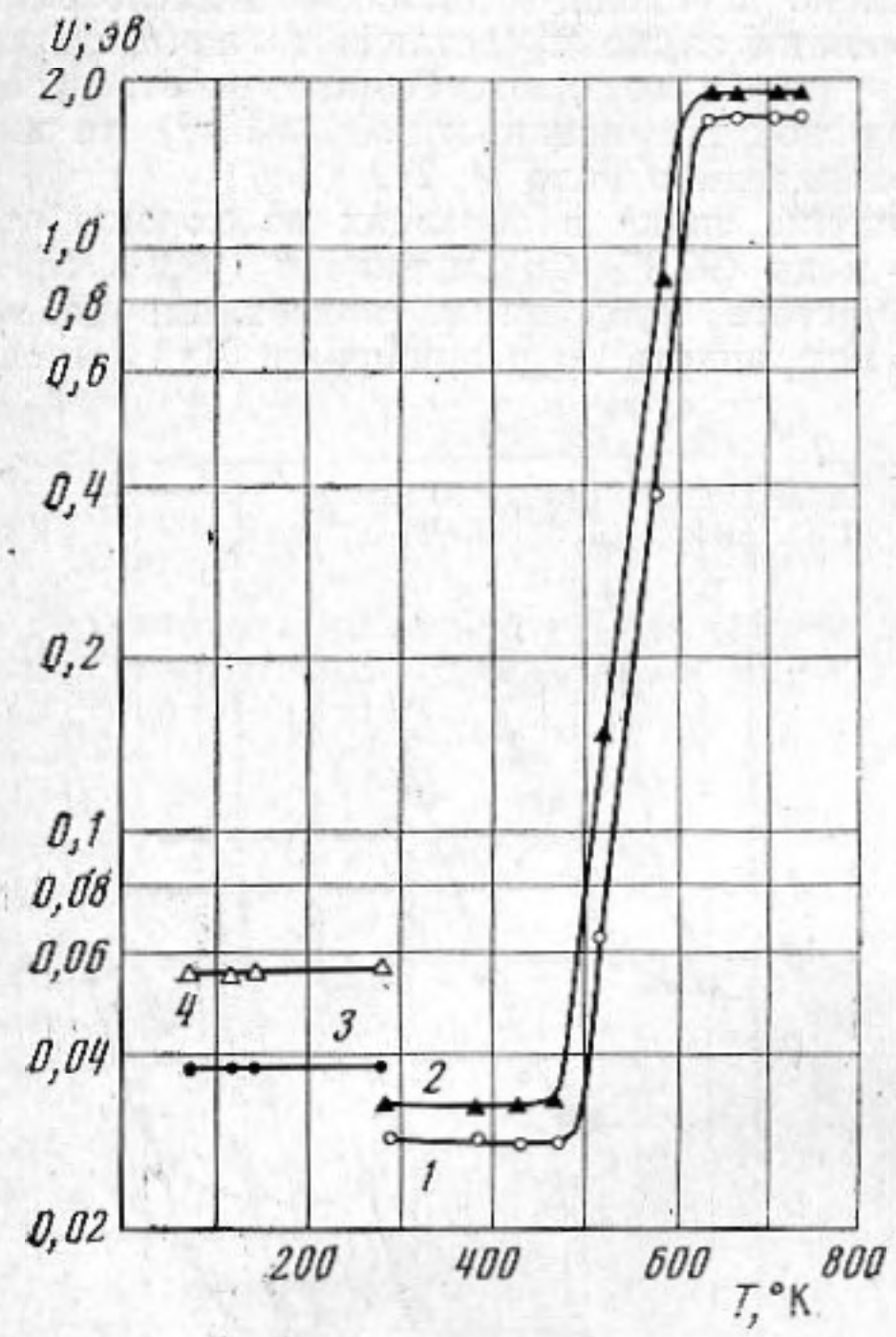
Образцы из меди и никеля имели форму круглых полуволновых стержней диаметром 12 *мм* и длиной соответственно $l_1 = \frac{\lambda_1}{2} = 96$ и $l_2 = \frac{\lambda_2}{2} = 124$ *мм* (λ_1 и λ_2 – длина звуковых волн в меди и никеле при комнатной температуре; при температурах, отличных от комнатной, длина образцов менялась в соответствии с зависимостью скорости звука от температуры).

Поглощение звука характеризовалось коэффициентом внутреннего трения $Q^{-1}(\varepsilon_m) = \frac{\Delta W}{2W}$ (ΔW – плотность звуковой энергии, рассеиваемой в материале образца за цикл колебаний, W – плотность звуковой энергии, подводимой к образцу за этот цикл), который измерялся методом, описанным в [3]. Величина Q^{-1} связана с коэффициентом поглощения звука α соотношением $Q^{-1} = \frac{\alpha\lambda}{\pi}$, где λ – длина волны звука в материале.

Упрочнение оценивалось по изменению твердости (по Виккерсу) образца после воздействия ультразвука при определенной температуре и амплитуде деформации. Плотность дислокаций в исследуемых образцах определялась по ямкам травления.

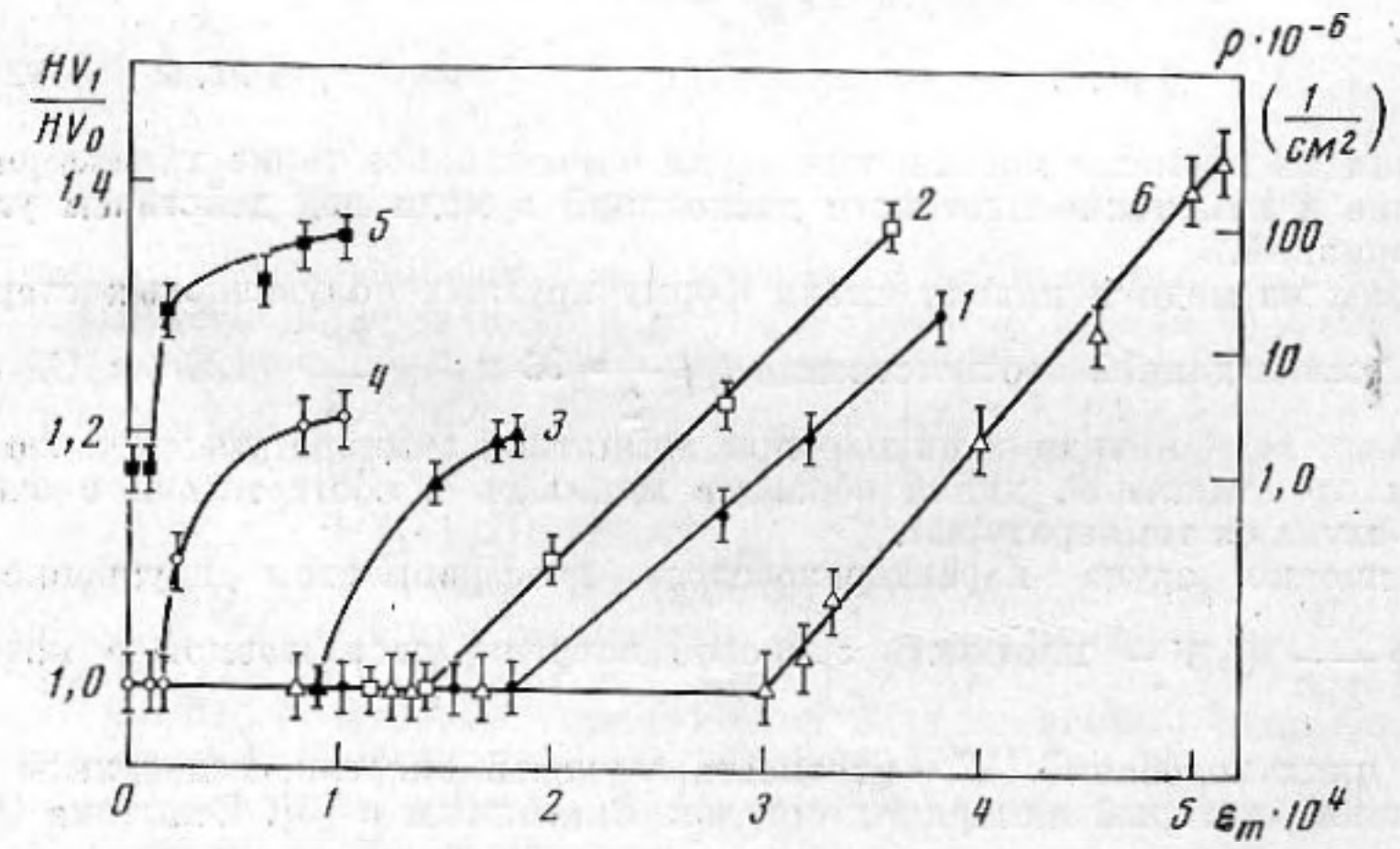
Зависимости коэффициента внутреннего трения от амплитуды деформации при

различных температурах для меди и никеля даны соответственно на фиг. 1 и 2. Кривые на фиг. 1 соответствуют температурам, °К: *1* – 93, *2* – 113, *3* – 143, *4* – 293, *5* – 373, *6* – 473, *7* – 623, *8* – 723; на фиг. 2 – *1* – 293, *2* – 373, *3* – 473, *4* – 573, *5* – 673, *6* – 773, *7* – 873, *8* – 973, *9* – 1073° К. Из приведенных данных видно, что для каждой температуры величина Q^{-1} начинает резко возрастать после превышения амплитудой некоторого порогового значения ε_{p1}, причем эта пороговая амплитуда уменьшается с ростом температуры. При одинаковых температурах пороговая амплитуда для никеля больше, чем для меди. Так, при 293° К для меди ε_{p1} составляет $\sim 2\cdot 10^{-4}$, а для никеля при этой же температуре $\varepsilon_{p1} \approx \approx 4\cdot 10^{-4}$.



Фиг. 3

Для определения энергии активации U, связанной с процессом поглощения звука, была получена экспериментальная зависимость $\ln Q^{-1}$ от $1/T$ (T – абсолютная температура) при различных значениях $\varepsilon_m > \varepsilon_{p1}$. Величина U оценивалась по углу наклона кривых $\ln Q^{-1}(1/T)$. Зависимость U от температуры для меди дана на фиг. 3, где кривая *1* – энергия активации, соответствующая амплитуде деформации $\varepsilon_m = 1{,}8\cdot 10^{-4}$, *2* – $\varepsilon_m = 2{,}0\cdot 10^{-4}$, *3* – $\varepsilon_m = 6{,}0\cdot 10^{-4}$, *4* – $\varepsilon_m = 7{,}0\cdot 10^{-4}$. Из данных фиг. 3 следует, что имеется два интервала температур – 93–473° К и 623–723° К, – где энергия U имеет постоянные значения. При низких температурах энергия активации составляет 0,03–0,06 *эв* и увеличивается с ростом амплитуды деформации. В интервале 473–623° К энергия активации с повышением температуры возрастает и достигает постоянного значения ~1,7 *эв*. Таким образом, в температурных интервалах 93–473° К и 623–723° К процесс поглощения звука в меди можно характеризовать двумя различными значениями энергии активации, связанными, по-видимому, с двумя различными механизмами поглощения. Для никеля интервал температур, в котором энергия активации поглощения звука имеет сравнительно небольшую величину ~0,1 *эв*, распространяется до 673° К, а высокие значения $U \approx \approx 2{,}0-2{,}5$ *эв* достигаются лишь при $T > 773°$ К.



Фиг. 4

На фиг. 4 даны зависимости относительной твердости $\frac{HV_1}{HV_0}$ (HV_0 – твердость отожженного материала, HV_1 – твердость после воздействия ультразвука в течение 30 *мин* при фиксированной амплитуде деформации и температуре) для меди (кри-

вые *1–4*) и никеля (кривая *6*), а также зависимость плотности дислокаций в меди ρ (кривая *5*) от амплитуды деформации. Кривые на фиг. 4 соответствуют температурам, °К: *1* – 293, *2* – 323, *3* – 623, *4*, *5* – 723, *6* – 293.

Следует отметить, что время воздействия ультразвука при структурных исследованиях было выбрано достаточно большим – около 30 *мин*. Это обусловлено тем, что при воздействии ультразвука с фиксированной амплитудой твердость и плотность дислокаций монотонно возрастают в течение 1–3 *мин*, а затем величины *HV* и ρ сохраняют практически постоянное значение. Таким образом, *HV* и ρ на фиг. 4 соответствуют их стационарным значениям.

Из фиг. 4 видно, что упрочнение (увеличение твердости) и повышение плотности дислокаций начинается при превышении амплитудой деформации некоторого порогового значения ε_{p2}. Величина ε_{p2} уменьшается с ростом температуры. При одинаковой температуре 20° С величина ε_{p2} у никеля в 1,6 раза больше, чем у меди. Сопоставляя результаты, представленные на фиг. 1, 2 и 4, можно заметить, что при возрастании амплитуды начало интенсивного поглощения звука ($\varepsilon_m=\varepsilon_{p1}$) и начало роста твердости и плотности дислокаций ($\varepsilon_m=\varepsilon_{p2}$) удовлетворительно совпадают между собой при фиксированной температуре.

Таким образом, можно считать, как это предполагается и в ряде других работ [1, 2], что поглощение звука при больших амплитудах деформации $\varepsilon_m>\varepsilon_{p1}\approx\varepsilon_{p2}$ обусловлено движением и размножением дислокаций. Однако характер этого движения при разных температурах различен. При сравнительно низких температурах ($T<473°$ К – для меди и $T<673°$ К – для никеля) подвижные дислокации не выходят из своих плоскостей скольжения. Их движение задерживается в основном дальнодействующими внутренними напряжениями, обусловленными неподвижными дислокациями и пересечением с другими дислокациями. Энергия активации такого процесса движения дислокаций в металлах имеет величину порядка нескольких сотых или десятых электроно-вольт и увеличивается с возрастанием деформации [4]. Легко заметить (см. фиг. 2), что в интервале $T<473°$ К энергия активации процесса поглощения звука в меди при $\varepsilon_m>\varepsilon_{p1}$ отвечает указанному характеру движения дислокаций как по порядку величины, так и по характеру изменения U в зависимости от амплитуды деформации. При достижении интервала температур $T>623°$ К дислокации при деформации начинают «переползать» за счет диффузионного притока и отвода от них вакансий [4]. Энергия активации «переползания» U_d определяется энергией активации самодиффузии в металлах и составляет для меди 1,9–2,0 *эв* и для никеля приблизительно 2,7 *эв* [4]. Эти значения U_d удовлетворительно совпадают с энергией активации процесса поглощения звука в меди ($U=1{,}8$ *эв* при $T>623°$ К) и в никеле ($U=2{,}3$ *эв* при $T>773°$ К). Можно предположить, что в интервале 473° К$<T<$623° К для меди и при $T>673°$ К для никеля, когда энергия активации процесса поглощения звука имеет промежуточные значения между 0,1 *эв* и энергией активации самодиффузии, имеет место как скольжение дислокаций, так и их диффузионное переползание.

ЛИТЕРАТУРА

1. *W. P. Mason.* Internal friction and fatigue in metals as large strain amplitudes. J. Acoust. Soc. America, 1956, *28*, 6, 1207–1218.
2. *А. В. Кулемин, А. М. Мицкевич.* О потерях в металлах на низких ультразвуковых частотах. Акуст. ж., 1970, *16*, 2, 275–280.
3. *А. В. Кулемин.* Исследование тепловых процессов в ультразвуковых волноводах, работающих при больших интенсивностях звука. Сб. Новые разработки в ультразвуковой технике, 1972, Ленингр. дом научн.-техн. пропаганды, 3–12.
4. *Ж. Фридель.* Дислокации. М., «Мир», 1967.

Центральный научно-исследовательский институт черной металлургии им. И. П. Бардина

Поступила 2 апреля 1973 г.

УДК 534.26

РАССЕЯНИЕ ЗВУКА МОДЕЛЯМИ МОРСКИХ ЖИВОТНЫХ

Л. П. Лебедева

При решении задач, связанных с распространением звука в морской среде, возникают вопросы, обусловленные недостаточной изученностью рассеяния звука на различных неоднородностях биологического происхождения. В настоящей работе излагаются результаты расчета поперечных сечений рассеяния моделей одиночных морских животных, малых по сравнению с длиной звуковой волны. Изучалось рассеяние на наиболее распространенных обитателях океана: ракообразных, животных, состоящих из мягких тканей, и рыбах. При этом для получения наиболее полного представления о рассеянии на рыбах были рассмотрены отдельно эффекты рассеяния на скелете рыбы, окруженном мягкими тканями, на чешуйчатом покрове и на газонаполненном плавательном пузыре, окруженном слоем ткани рыбы конечной толщины.