АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том VII 1961 Вып. 2

НОВЫЙ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ УПРУГИХ СВОЙСТВ ТВЕРДЫХ ТЕЛ ПРИ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Б. А. Калугин, И. Г. Михайлов

Предлагается ультразвуковой импульсный метод измерения упругих констант материалов (модуля Юнга, модуля сдвига и коэффициент Пуассона) при высоких температурах. Результаты исследования иллюстрированы экспериментальными данными, полученными на двух металлических сплавах (ст. 50 и Д-16).

Во многих практических случаях необходимо знать величины модулей упругости материалов при высоких температурах. В особенности это относится к материалам, служащим для изготовления деталей, работающих в условиях вибраций.

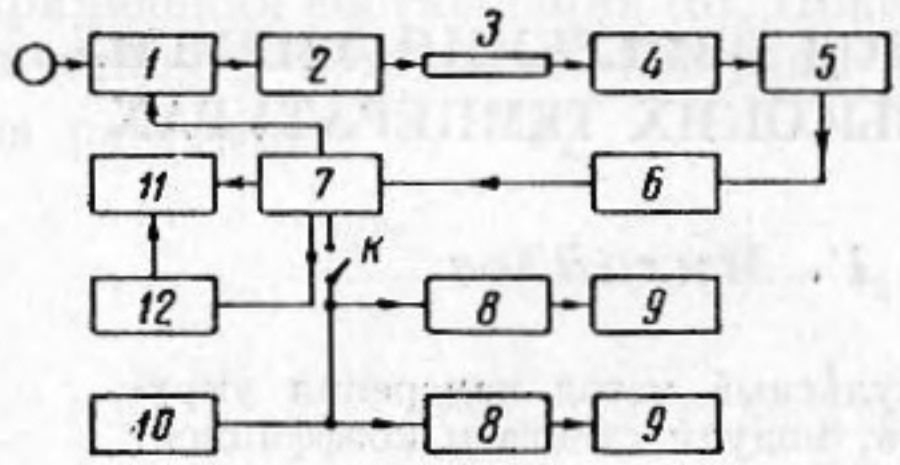
Хорошо известные и широко применяемые статические методы испытания материалов наряду с невысокой точностью измерений обладают также и другими недостатками. Величина статического модуля упругости всегда является в той или иной мере подверженной влиянию релаксационных явлений, так как на чисто упругую деформацию образца накладываются деформации, связанные с ползучестью и упругим последствием. Поэтому значения упругих констант, определенных статическим методом, зависят от длительности испытания и характера нагружений, что имеет особенно большое значение при высоких температурах. Кроме того, процесс измерения модулей упругости статическим методом является трудоемким.

За последнее время получили распространение динамические методы испытания материалов, свободные от указанных выше недостатков. К ним относятся, прежде всего, резонансные или радиотехнические методы, основанные на измерении собственных частот продольных и крутильных колебаний образца (см., например, [1—3]) и ультразвуковые импульсные методы [4]. В этих случаях упругие константы рассчитываются по измеренным значениям собственных частот колебаний, либо по скоростям распространения продольных и поперечных волн. В данной статье дается описание нового ультразвукового импульсного метода, пригодного для измерений при высоких температурах.

Как известно, основными элементами ультразвуковых преобразователей продольных и поперечных колебаний являются пластины кварца X и Y-среза, имеющие точку Кюри $\sim 500°$. Поэтому использовать обычные методы возбуждения ультразвуковых колебаний при температурах выше 500° не представляется возможным. Чтобы обойти эту трудность, обычно применяют линии задержки с охлаждением преобразователей. Однако при этом возникают значительные трудности при создании акустического контакта между нагретым образцом и линией задержки [5].

Предлагаемый нами метод основан на измерении скоростей распространения продольных и поперечных ультразвуковых волн в неравномерно нагретом образце, торцы которого охлаждены до приемлемых температур. В разработанной для этой цели импульсной установке скорость распространения ультразвуковых колебаний измеряется по двухщуповой схеме циклическим методом [6].

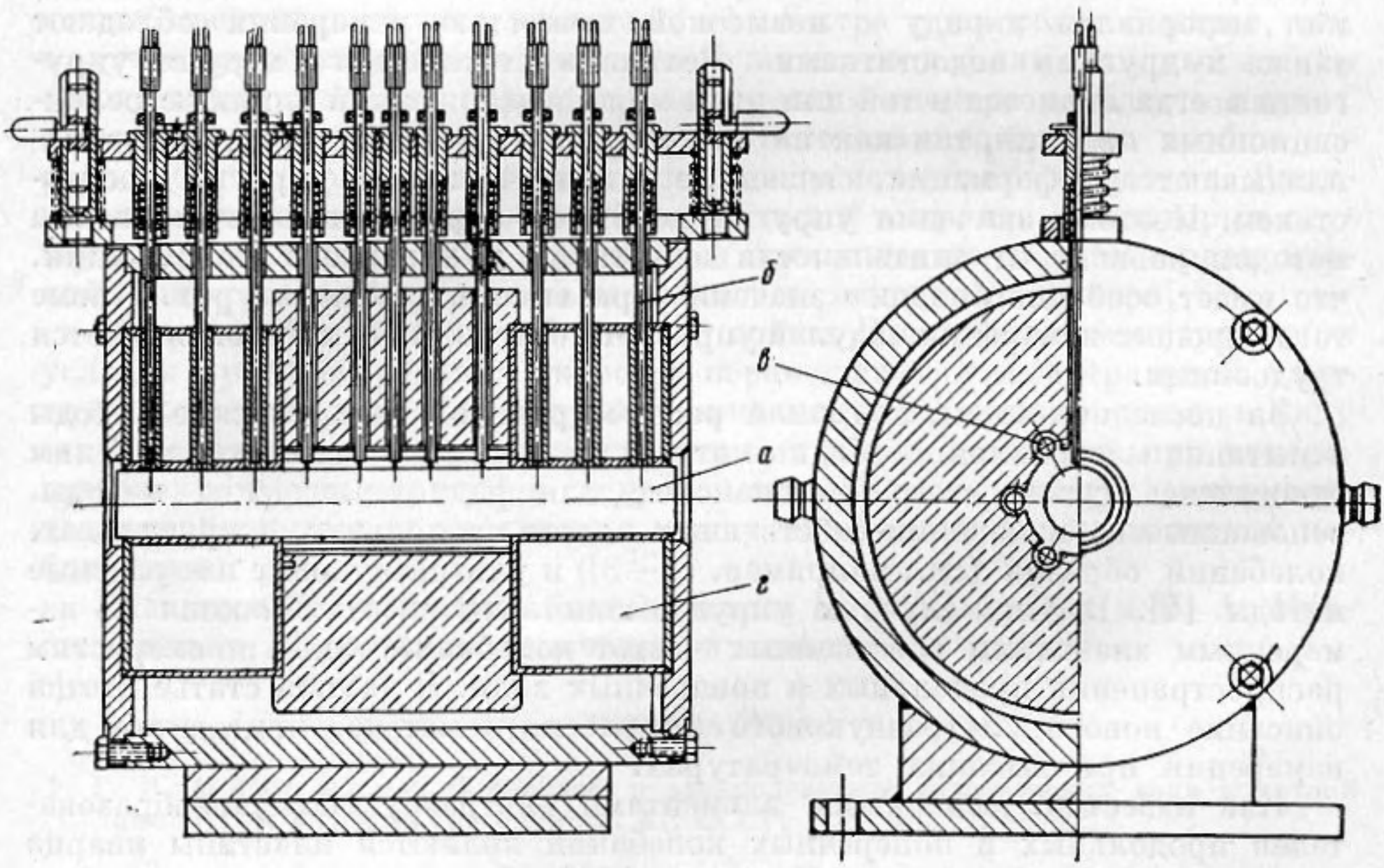
Блок-схема установки представлена на фиг. 1. Генератор ультразвуковых импульсных колебаний *1* возбуждает с помощью датчика *2* в исследуемом образце *3* импульс с несущей частотой 2,5 *мггц*. Сигнал, принятый датчиком *4*, расположенным на противоположном торце образца, и усиленный усилителем *5*, подается через детектор *6* и усилитель *7* на генератор и синхронизирует частоту следования импульсов.



Фиг. 1

Таким образом, скорость распространения колебаний в образце можно измерить, определив частоту следования генерируемых импульсов и длину образца. Частота следования с достаточно высокой точностью может быть измерена методом счета импульсов. В установке использованы бинарные счетчики *8* в совокупности с механическим счетчиком *9* с применением кварцевого генератора *10* для отсчета интервала времени. В схему входит также электронный осциллоскоп *11* с генератором развертки *12*.

Принципиальная схема нагревательного устройства дана на фиг. 2. Здесь *а* — исследуемый образец с диаметром 20 *мм* и длиной 160 *мм*;



Фиг. 2

б— 11 платино-платинородиевых термопар. Все термопары находятся в одинаковых условиях и калибруются с одним и тем же отсчетным прибором; *в* — нагревательный элемент длиной 60 *мм* и *г* — два водяных охладителя.

Если геометрические размеры образца значительно превышают длину ультразвуковой волны, то для изотропной среды зависимость между скоростями распространения продольных и поперечных волн, с одной стороны, и упругими константами — с другой, выражается известными соотноше-

ниями:

$$\mu = \frac{2 - \left(\frac{c_{\text{пр}}}{c_{\text{поп}}}\right)^2}{2 - 2\left(\frac{c_{\text{пр}}}{c_{\text{поп}}}\right)^2}, \tag{1}$$

$$G = \rho \cdot c_{\text{поп}}^2, \tag{2}$$

$$E = 2G(1 + \mu), \tag{3}$$

где μ — коэффициент Пуассона; G — модуль сдвига, E — модуль Юнга, $c_{\text{поп}}$ —скорость поперечных волн, $c_{\text{пр}}$ — скорость продольных волн, ρ — плотность материала образца.

Для изучения температурной зависимости скорости, иными словами— для нахождения значений скорости на каждом температурном участке образца, необходимо снять семейство графиков распределения температуры и для каждого случая измерить среднее значение времени распространения колебаний вдоль образца.

Для неравномерно нагретого образца скорость распространения ультразвуковых волн на любом участке длины будет определяться температурой этого участка и дифференциальным приращением времени распространения колебаний.

$$dt = \frac{dx}{c(T_x)}, \tag{4}$$

где $c(T_x)$ — скорость ультразвуковых колебаний (продольных или поперечных) на определенном участке при соответственной температуре, x — текущая координата. Интеграл от выражения (4) по всей длине образца от 0 до l представляет не что иное, как среднее время распространения колебаний. Таким образом,

$$\int_0^l \frac{dx}{c(T_x)} = t. \tag{5}$$

Решение подобного интеграла может быть выполнено путем графического интегрирования; достаточная точность может быть получена при выборе большого числа участков.

$$\int_0^l \frac{dx}{c(T_x)} = \frac{1}{2}\frac{(x_1 - x_0)}{c(T_x)_{x=x_0}} + \frac{(x_2 - x_1)}{c(T_x)_{x=x_1}} + \dots + \frac{1}{2}\frac{(x_n - x_{n-1})}{c(T_x)_{x=x_n}} =$$

$$= \frac{l}{m}\left[\frac{1}{2c(T_x)_{x=x_0}} + \frac{1}{c(T_x)_{x=x_1}} + \dots + \frac{1}{2}\frac{1}{c(T_x)_{x=x_1}}\right] = t. \tag{6}$$

В выражении (6) участки приняты равными, т. е. $(x_1 - x_0) = (x_2 - x_1) = \dots = (x_n - x_{n-1}) = \Delta x = l/m$, и использованы следующие обозначения: m — число участков интегрирования; $c(T_x)_{x=x_0}$ — скорость ультразвуковых колебаний на участке $x_1 - x_0$ при температуре в точке $x = x_0$, $c(T_x)_{x=x_n}$ — скорость ультразвуковых колебаний на участке $x_n - x_{n-1}$ при температуре в точке $x = x_{n-1}$ и так далее. После несложных преобразований мы получаем

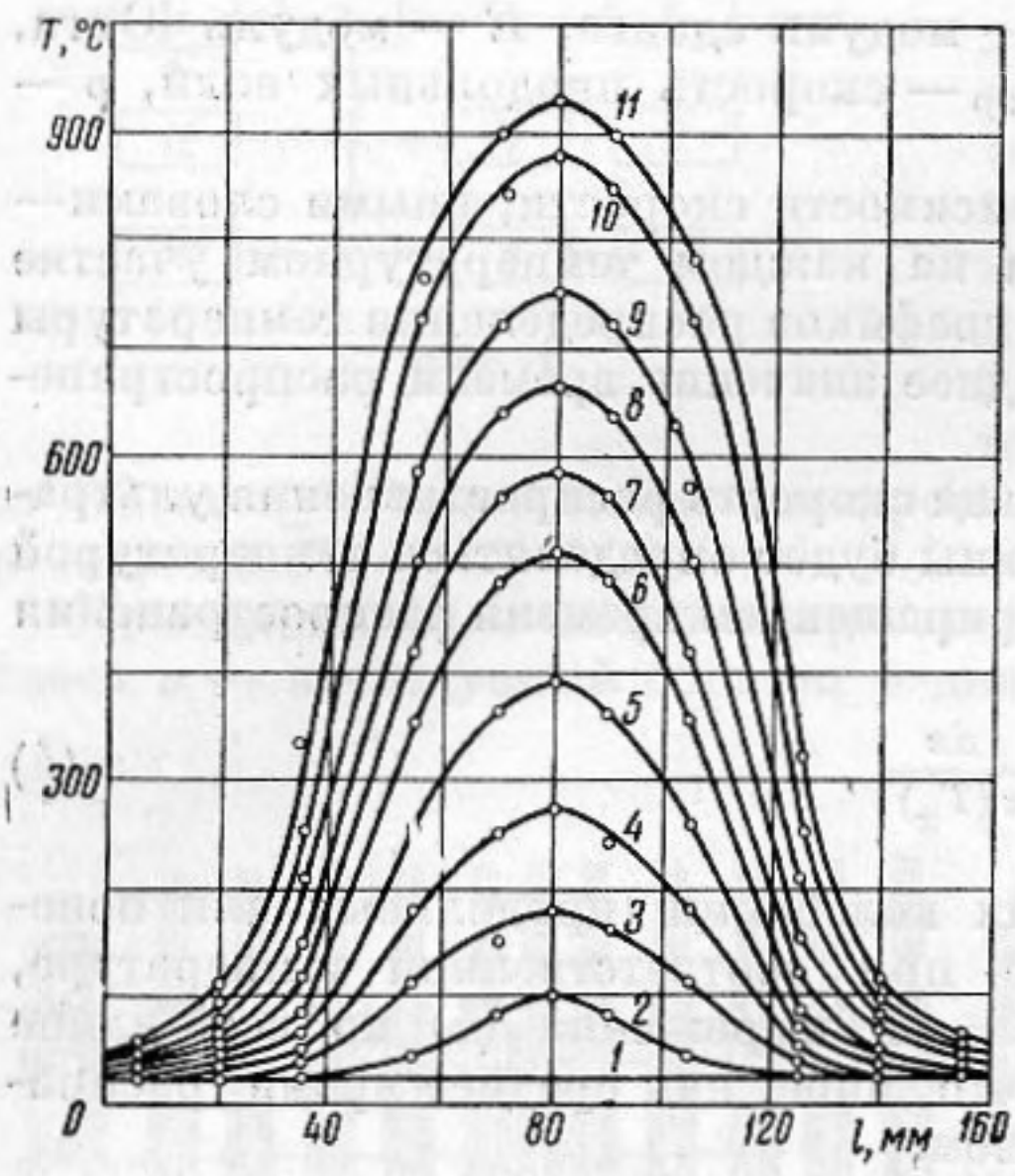
$$\frac{1}{2c(T_x)_{x=x_0}} + \frac{1}{c(T_x)_{x=x_1}} + \dots + \frac{1}{2c(T_x)_{x=x_n}} = \frac{t \cdot m}{l}. \tag{7}$$

Для каждого графика распределения температуры вдоль образца может быть составлено уравнение (7), правая часть которого содержит известные величины.

В пределах малых температурных интервалов зависимость скорости ультразвуковых волн от температуры можно считать линейной. При этом предположении число неизвестных в уравнении (7) может быть сокращено и оно примет вид:

$$\alpha_1 \frac{1}{c(T_1)} + \alpha_2 \frac{1}{c(T_2)} + \cdots + \alpha_n \frac{1}{c(T_n)} = \frac{t \cdot m}{l}, \tag{8}$$

где $c(T_1)$, $c(T_2)$,... — искомые значения скоростей ультразвуковых волн при заданных температурах T_1, T_2,...Для n искомых значений скоростей число уравнений должно быть также n, а следовательно, необходимо получить экспериментально семейство n температурных графиков.



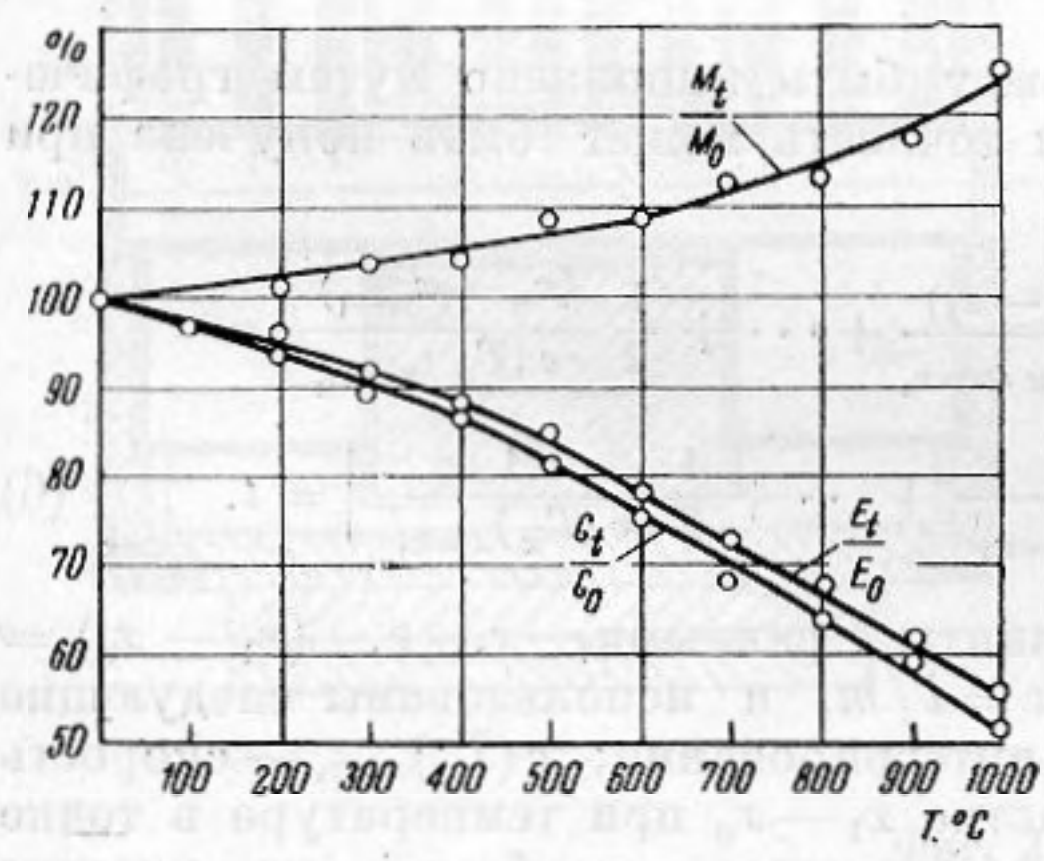
Фиг. 3

Если обозначить $1/c(T_1) = b_1, \ldots, 1/c(T_1) = b_n$, то система n уравнений примет вид:

$$\begin{aligned} \alpha_{11} b_1 + \alpha_{12} b_2 + \cdots + \alpha_{1n} b_n &= \frac{t_1 \cdot m}{l}, \\ \alpha_{21} b_1 + \alpha_{22} b_2 + \cdots + \alpha_{2n} b_n &= \frac{t_2 \cdot m}{l}, \\ \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \\ \alpha_{n1} b_1 + \alpha_{n2} b_2 + \cdots + \alpha_{nn} b_n &= \frac{t_n \cdot m}{l}, \end{aligned} \tag{9}$$

где α_{11}; α_{12}; ...; α_{nn} представляют собой длины участков образца, обладающих соответственно температурами T_1, T_2, T_3, ..., T_n.

Так как речь идет о постепенном нагревании или охлаждении образца, а каждое уравнение системы соответствует определенной максимальной температуре, то число неизвестных будет последовательно возрастать или уменьшаться, соответственно, по мере нагревания или охлаждения. Таким образом, коэффициенты α_{12}; α_{13}; ...; $\alpha_{(n-1)n} = 0$, и система уравнений приобретает окончательный вид:



Фиг. 4

$$\begin{aligned} \alpha_{11} b_1 &= \frac{t_1 \cdot m}{l} \\ \alpha_{21} b_1 + \alpha_{22} b_2 &= \frac{t_2 \cdot m}{l} \\ \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \\ \alpha_{n1} b_1 + \alpha_{n2} b_2 + \cdots + \alpha_{nn} b_n &= \frac{t_n \cdot m}{l}. \end{aligned} \tag{10}$$

Для проверки разработанного метода нами в виде опыта были проведены измерения упругих констант и скоростей распространения продольных и поперечных волн при различных температурах для двух сплавов — ст. 50 и Д-16.

На фиг. 3 изображено экспериментально снятое семейство температурных графиков для сплава марки ст. 50. Нагревание центральной части образца осуществлялось до температуры 930°. По этому семейству графиков

изложенным выше методом были рассчитаны скорости распространения продольных и поперечных колебаний и упругие константы (см. табл. 1).

На фиг. 4 представлены соответственные температурные зависимости модуля Юнга (E), модуля сдвига (G) и коэффициента Пауссона (μ) для сплава ст. 50 в относительном масштабе.

Таблица 1

t °C	$c_{пр}$, м/сек	$c_{поп}$, м/сек	E, кг/мм²	G, кг/мм²	μ
0	5885	3230	21320	8290	0,285
100	5830	3190	20680	8045	0,285
200	5800	3125	20050	7790	0,289
300	5745	3060	19350	7465	0,292
400	5670	3000	18760	7210	0,300
500	5585	2960	17520	6680	0,308
600	5450	2820	16540	6320	0,309
700	5380	2680	15150	5740	0,320
800	5335	2600	14300	5390	0,325
900	5320	2500	13320	4970	0,340
1000	5200	2370	11950	4425	0,352

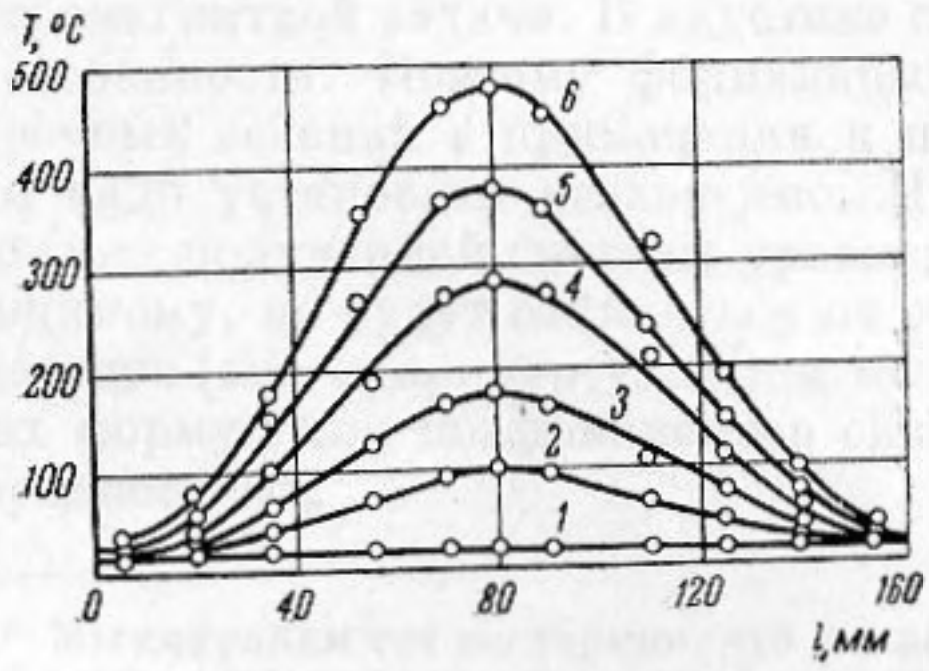
Таблица 2

t °C	$c_{пр}$, м/сек	$c_{поп}$, м/сек	E, кг/мм²	G, кг/мм²	μ
0	6260	3115	7130	2680	0,330
100	6110	3080	6630	2490	0,332
200	5920	2900	6040	2250	0,340
300	5785	2725	5380	1990	0,352
400	5400	2595	4790	1770	0,355
500	5185	2320	3900	1420	0,375

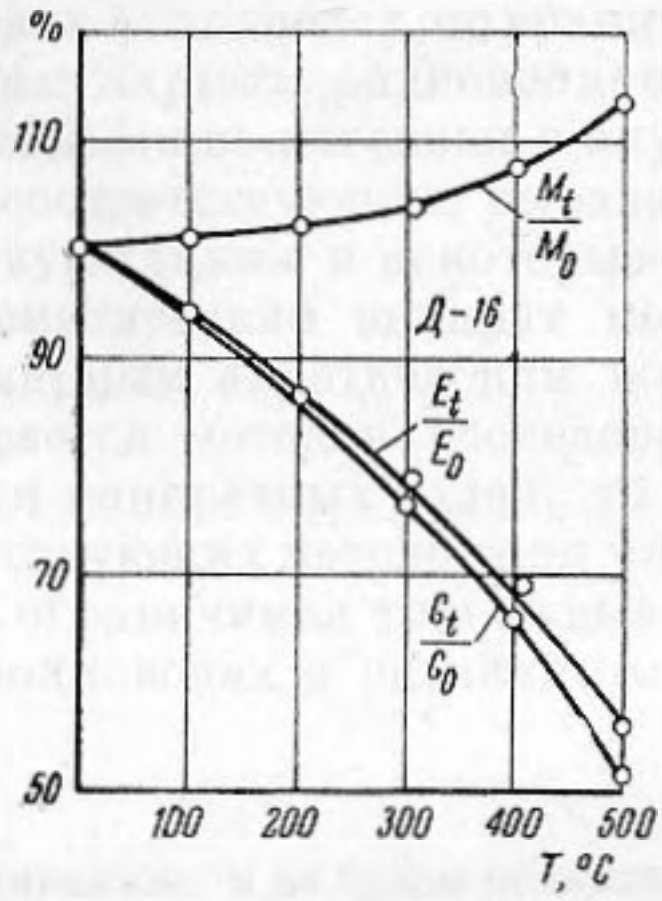
На фиг. 5 представлены температурные графики для сплава Д-16, а в табл. 2 — рассчитанные на их основании значения скоростей распространения продольных и поперечных волн и константы упругости.

На фиг. 6 представлены соответственные графики температурной зависимости констант упругости для сплава Д-16 в относительных величинах.

Относительные погрешности при измерении температур не превышали 0,5÷0,7%. Погрешности при измерении времени распространения ультразвуковых колебаний



Фиг. 5



Фиг. 6

не превосходили 0,2%. Проведенный анализ погрешностей метода с учетом указанных точностей измерения температуры и времени распростра-

нения импульсов показал, что предельные относительные погрешности при измерении упругих констант не превышают 4÷6%.

Полученные экспериментальные результаты удовлетворительно согласуются с данными, встречающимися в литературе (см., например, [1, 3, 7]).

ЛИТЕРАТУРА

1. М. М. Писаревский. Определение модуля Юнга и модуля сдвига некоторых сталей при 20—600° радиотехническим методом. Котлотурбостроение, 1948, 3, 24—26.
2. М. Д. Медвинский, Е. Х. Рипп. Аппаратура для измерения упругих характеристик материалов. Центр. ин-т технико-эконом. информ. М., 1959.
3. М. Г. Лозинский. Высокотемпературная металлография. М., Машгиз, 1956.
4. Л. Бергман. Ультразвук. М., ИЛ, 1957.
5. И. Г. Полоцкий, Т. Е. Стефанович. Ультразвуковая импульсная установка для определения упругих постоянных металлов и сплавов. Тр. Всес. конф. по использованию ультразвуковой техники в пром-сти, 1957.
6. N. P. Cedrone, D. R. Curran. Electronic pulse method for measuring the velocity of sound in liquids and solids. J. Acoust. Soc. America, 1954, 26, 963—966.
7. Hirone Tokutaro, Kamigaki Kazuo. Ultrasonic flaw inspection of metals at high temperatures. Third international conference on Nondestructive Testing. March 15—21, 1960. Japan.

Ленинград

Поступила в редакцию
22 ноября 1960 г.