

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ
ГОСУДАРСТВЕННОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ
«САМАРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»

Кафедра физики твердого тела и неравновесных систем

А.В. Покоев, Ю.В. Осинская

ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛОВ

*Утверждено Редакционно-издательским советом университета
в качестве лабораторного практикума
для студентов дневного и вечернего отделений физического факультета
специализации «Физика металлов»*

Самара
Издательство «Самарский университет»
2007

Рецензент д-р физ.-мат. наук, проф. А.М. Штеренберг

Покоев А.В.

П485 **Физические свойства кристаллов: лабораторный практикум /**
А.В. Покоев, Ю.В. Осинская; Федер. агентство по образованию. –
Самара: Изд-во «Самарский университет», 2007. – 156 с.

Настоящий практикум содержит описания лабораторных работ, составленных в соответствии с программой лекционного курса по физике твердого тела, физического материаловедения, теории дефектов и физике прочности и пластичности, читаемых для студентов кафедры физики твердого тела и неравновесных систем Самарского госуниверситета. Каждая лабораторная работа снабжена сведениями из теории в объеме, необходимом для выполнения заданий по лабораторным работам.

Представленные лабораторные работы имеют своей целью помочь студентам закрепить знания, полученные на лекциях, практически ознакомиться с существующими методиками исследования физических свойств твердых тел. При составлении практикума авторы стремились к тому, чтобы процесс выполнения заданий содержал в себе элементы научно-исследовательского поиска.

Практикум предназначен для студентов 3-5 курсов физического факультета специализации «Физика металлов».

УДК 548.0:53
ББК 22.37

© Покоев А.В., Осинская Ю.В., 2007

© Самарский государственный
университет, 2007

© Оформление. Изд-во «Самарский
университет», 2007

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Лабораторная работа 1. Определение механических свойств металлов.....</i>	<i>4</i>
<i>Лабораторная работа 2. Изучение дислокаций в кристаллах методом избирательного травления.....</i>	<i>20</i>
<i>Лабораторная работа 3. Определение упругих модулей кристаллов акустическими методами.....</i>	<i>43</i>
<i>Лабораторная работа 4. Изучение электросопротивления металлов и сплавов.....</i>	<i>74</i>
<i>Лабораторная работа 5. Исследование магнитных свойств ферромагнитных материалов.....</i>	<i>104</i>
<i>Лабораторная работа 6. Определение внутреннего трения и динамического модуля сдвига в металлах и сплавах.....</i>	<i>125</i>
<i>Приложение.....</i>	<i>148</i>

Лабораторная работа 1

ОПРЕДЕЛЕНИЕ МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ МЕТАЛЛОВ

Цель работы – ознакомление с методикой определения механических свойств металлов по диаграмме «напряжение – деформация».

Приборы и принадлежности: разрывная машина марки РМУ-0,05-1, проволочные образцы, микрометр, штангенциркуль, секундомер.

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ВВЕДЕНИЕ

Механические свойства твердого тела отражают его реакцию на воздействие некоторых внешних факторов. В простейшем случае такими внешними факторами являются механические воздействия: сжатие, растяжение, изгиб, удар, кручение. Кроме механических существуют тепловые, магнитные, электрические и другие воздействия.

Механические свойства определяются, в первую очередь, силами связи, действующими между атомами или молекулами, составляющими твердое тело.

Современная наука и техника непрерывно предъявляют повышенные требования к механическим свойствам твердых тел. Уровень достижений в области получения твердых материалов с улучшенными свойствами сейчас высок. Однако эти достижения были бы невозможны без научно обоснованного подхода к проблеме улучшения механических свойств. Возможности для такого подхода появились с развитием физических методов исследования твердых тел и, прежде всего структурных: рентгеновского, электронографического, нейтронографического и электронно-микроскопического. Несмотря на успехи в области теории и практики исследования и изменения механических свойств в нужном направлении, в этой области еще много предстоит сделать.

1. ДИАГРАММА «НАПРЯЖЕНИЕ – ДЕФОРМАЦИЯ»

Из всех способов механических и технологических испытаний наибольшее распространение имеют испытания на растяжение. Их применяют при разработке новых материалов, при расчете их характеристик для определения размеров статически нагружаемых деталей и контроля качества материалов. В целом эти испытания служат для исследования поведения материала при одноосном нагружении, при котором растягивающая нагрузка равномерно распределена на все поперечное сечение образца. При этом гладкий ненадрезанный образец растягивают в испытательной машине в направлении оси образца до

разрыва, а зависимость между растягивающей силой и изменением длины регистрируют в виде диаграммы «нагрузка - абсолютное удлинение».

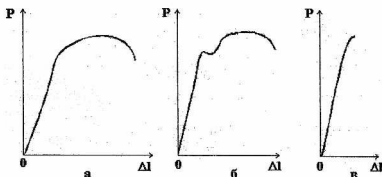


Рис. 1.1. Диаграмма растяжения:

а – диаграмма материала значительной пластичности (легированные стали, медь, бронза); *б* – диаграмма со скачкообразным переходом из упругой области в пластическую (низкоуглеродистые стали, чугун); *в* – диаграмма металла в хрупком состоянии (закаленные и низкоотпущенные стали, чугун)

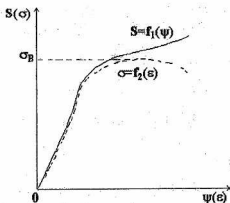


Рис. 1.2. Диаграмма условных напряжений $\sigma=f_2(\epsilon)$ (штриховая линия) и диаграмма истинных напряжений $\sigma=f_1(\psi)$ (сплошная линия); ψ – относительное сужение

Так как и нагрузка, и абсолютное удлинение зависят от формы и размеров соответствующих образцов, количественное сравнение материалов по диаграмме «нагрузка - абсолютное удлинение» невозможно. Если нагрузку P отнести к исходному поперечному сечению образца F_0 ,

а удлинение Δl – к начальной расчетной длине l_0 , то получим диаграмму «напряжение-относительное удлинение»; при этом нормальное напряжение $\sigma = P/F_0$ и относительное удлинение $\epsilon = \Delta l/l_0 = (l - l_0)/l_0$.

На кривых «напряжение - относительное удлинение» (рис. 1.1) видно, что разные технические материалы значительно различаются по своим характеристикам прочности и пластичности. Следует заметить, что все приведенные выше свойства (кроме S_K – истинное сопротивление разрыву) являются условными, так как усилие в соответствующей точке относится к **исходному** поперечному сечению образца F_0 . В некоторых случаях строят также диаграммы **истинных** напряжений S_K , при расчете которых нагрузку делят на сечение образца, измеренное при этой нагрузке (см. рис. 1.2), ψ - относительное сужение (истинная поперечная деформация), которая определяется по методике раздела 1.2.2.

1.1. Характеристики прочности при растяжении и их определение

1.1.1. Модуль упругости

Для упругой области нагружения характерна прямая пропорциональная зависимость между P и Δl (участок $OP_{пл}$ на рис. 1.3).

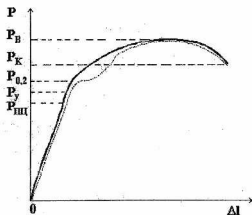


Рис. 1.3. Характерные точки диаграммы растяжения:
сплошная кривая – плавный переход из упругой
в пластическую область; штрихпунктир – переход скачком

Основной характеристикой прочности в этой области является **модуль продольной упругости E** (или просто модуль Юнга), определяемый тангенсом угла наклона прямой (начальный участок

диаграммы $P - \Delta l$ или $\sigma - \epsilon$). Таким образом, в этой области выполняется закон Гука $\sigma = E\epsilon$. E измеряется в Па. Приблизительно величину E можно рассчитать делением задаваемого прироста напряжения на каждой последовательной ступени нагружения на среднюю величину приращения относительной упругой деформации в той области, где сохраняется постоянство этой характеристики. Приращение деформации измеряют динамическим методом – тензометрами большой точности и чувствительности (например, измерительными скобами, зеркальными приборами и др.).

Однако ГОСТ 1497-84 не предусматривает определение E при растяжении. В настоящее время E определяют в основном динамическими способами.

1.1.2. Предел пропорциональности $\sigma_{пц} = P_{пц}/F_0$

$\sigma_{пц}$ – условное напряжение, соответствующее началу отклонения от примерно линейного хода кривой деформации, задаваемому определенным допуском.

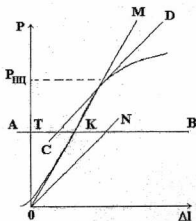


Рис. 1.4. Схема графического определения предела пропорциональности $\sigma_{пц}$ по диаграмме растяжения

Таким образом, выше $\sigma_{пц}$ начинаются отклонения от закона Гука. Величину $\sigma_{пц}$ определяют графическим методом по машинной диаграмме растяжения. Для этого проводят прямую OM (рис. 1.4), совпадающую с условно прямолинейным участком диаграммы. Затем проводят прямую AB , параллельную оси абсцисс и пересекающую ось ординат в области пропорциональности $P - \Delta l$ и линейный участок кривой деформации

в точках T и K . На этой прямой откладывают отрезок KN , равный половине отрезка TK . Точки N и O соединяют прямой и параллельно этой прямой проводят касательную CD к кривой растяжения. Точка касания прямой CD с диаграммой растяжения и есть $P_{\text{пл}}$. Очевидно, эта прямая имеет в два раза меньший наклон, чем диаграмма растяжения в начальном участке, и это устанавливает стандарт допуска в определении $P_{\text{пл}}$.

1.1.3. Предел упругости $\sigma_{0,05}=P_{0,05}/F_0$

$\sigma_{0,05}$ – условное напряжение, соответствующее появлению остаточной деформации $\sigma=0,05\%$ или абсолютной деформации $\Delta l=5 \cdot 10^{-4} \cdot l_0$ (рис. 1.5, участок OE диаграммы, который определяется по начальной длине образца l_0). В лабораторной работе допускается графическое определение $\sigma_{0,05}$.

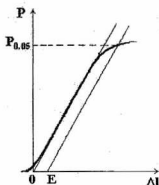


Рис. 1.5. Схема определения предела упругости $\sigma_{0,05}$ по диаграмме растяжения

1.1.4. Предел текучести (физический) $\sigma_T=P_T/F_0$

σ_T – условное напряжение, соответствующее наименьшей нагрузке P_T , при которой деформация образца происходит без роста нагрузки (см. рис. 1.3, штрихпунктирная линия). При этом напряжении развивается необратимая пластическая деформация, обусловленная интенсивным размножением и перемещением дислокаций. Этот участок диаграммы называется площадкой текучести. Предел текучести σ_T определяют по началу горизонтального участка диаграммы растяжения.

1.1.5. Предел текучести (условный) $\sigma_{0,2}=P_{0,2}/F_0$

$\sigma_{0,2}$ – условное напряжение, при котором остаточная деформация достигает $\varepsilon=0,2\%$ или $\Delta l=2 \cdot 10^{-3} \cdot l_0$. Определяют его графически по методике, аналогичной, например, методике определения $\sigma_{0,05}$ (рис. 1.6). Величины $\sigma_{пц}$, $\sigma_{0,05}$, σ_T , $\sigma_{0,2}$ характеризуют сопротивление начальным (малым) пластическим деформациям.

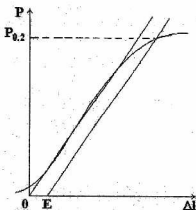


Рис. 1.6. Схема определения условного предела текучести $\sigma_{0,2}$ по диаграмме растяжения

1.1.6. Предел прочности (временное сопротивление) $\sigma_B=P_B/F_0$

Сопротивление значительным пластическим деформациям характеризуется временным сопротивлением σ_B – это предельное напряжение, соответствующее наибольшей нагрузке, т.е. максимальной несущей способности образца при кратковременных механических испытаниях материалов. Обычно максимальная нагрузка P_B совпадает с началом образования шейки на образце, при котором наступает разрушение. При продолжении испытаний показания силоизмерителя могут уменьшаться. Многие испытательные машины снабжены устройством, фиксирующим значение P_B .

1.1.7. Истинное сопротивление разрыву S_K

Для определения S_K образец подвергают непрерывному плавному растяжению до разрушения при нагрузке P_K (см. рис. 1.3) с обязательной записью диаграммы деформации. $S_K=P_K/F_K$, где F_K – минимальное сечение образца в месте разрушения.

Обычно величину S_k не включают в перечень необходимых характеристик материала (технические условия, паспорт на материал).

1.2. Характеристики пластичности и их определение

1.2.1. Относительное удлинение образца после разрыва δ

Величина δ (%) есть отношение приращения расчетной длины образца после разрушения к начальной расчетной длине при условии, что разрушение происходит посередине расчетной длины образца:

$$\delta = [(l_k - l_0) / l_0] 100\%,$$

где l_k – конечная расчетная длина образца после разрыва.

Этот показатель состоит из равномерного и сосредоточенного удлинения. В то время как равномерное удлинение приводит к равномерному уменьшению поперечного сечения по всей расчетной длине, сосредоточенное удлинение, происходящее после превышения максимальной нагрузки, соответствует образованию шейки с существенно уменьшенным поперечным сечением в узкоограниченной области. На основе законов подобия Кика значения относительного удлинения после разрыва образцов с различным поперечным сечением сравнимы, если соотношение между расчетной длиной l_0 и поперечным сечением образца F_0 постоянно.

Исходя из этого, установлены размеры пропорциональных образцов, применяемых для испытания металлических материалов. Относительное удлинение после разрыва длинного пропорционального образца ($l_0 = 10 d_0$, где d_0 – исходный диаметр образца) обозначается δ_{10} , короткого пропорционального образца ($l_0 = 5 d_0$) – δ_5 . Между обоими показателями имеет место следующее соотношение: $\delta_5 \approx (1,2 \dots 1,5) \delta_{10}$. При практическом определении относительного удлинения после разрыва не различают равномерной и сосредоточенной деформации, а устанавливают общее остаточное увеличение длины образца.

Чтобы определить абсолютное удлинение, необходимо на конце расчетной длины нанести метки, а после окончания испытания разорванные части образца аккуратно сложить друг с другом и измерить расстояние между метками.

Правильные значения удлинения после разрыва получают только в том случае, если расстояние от места разрыва до ближайшей метки на коротких пропорциональных образцах составляет не менее $1/3$, а длинных – не менее $1/5$ расчетной длины l_0 .

Наиболее высокие значения удлинения получают при разрыве образцов посередине расчетной длины, так как в этом случае деформация обеих половин образца симметрична (рис. 1.7).

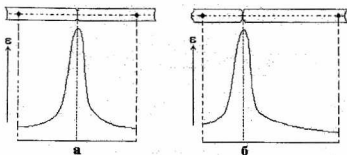


Рис. 1.7. Деформация образца, разорвавшегося в середине расчетной длины (а) и вне ее (б)

Для того чтобы определить относительное удлинение после разрыва образцов, разрушившихся вне указанных границ, применяют следующий способ.

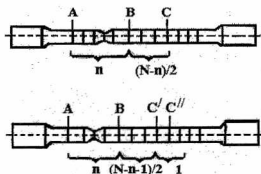


Рис. 1.8. Определение относительного удлинения после разрыва, происшедшего не посередине образца

На расчетную длину образца перед испытанием на равном расстоянии наносят N (чаще всего 10 или 20) делений (рис. 1.8). После испытания последнее деление на короткой части образца обозначают буквой A , а примерно равноудаленное от места разрыва деление на длинной части образца — буквой B . Если n — число делений между точками A и B , то относительное удлинение после разрыва можно определить следующим образом:

- а) если $(N-n)$ – четное число: $\delta = (AB + 2BC - l_0) \cdot 100 / l_0$;
 б) если $(N-n)$ – нечетное число: $\delta = (AB + BC' + BC'' - l_0) \cdot 100 / l_0$.

1.2.2. Относительное сужение поперечного сечения образца после разрыва ψ

Для определения относительного сужения ψ цилиндрического образца измеряют минимальный диаметр в месте разрыва d_k в двух взаимно перпендикулярных направлениях, предварительно плотно сложив две разрушенные половины образца по излому. По среднему арифметическому из этих двух измерений вычисляют площадь поперечного сечения F_k , а затем ψ по формуле

$$\psi = [(F_k - F_0) / F_0] 100\%.$$

Для круглых образцов

$$\psi = [1 - (d_k / d_0)^2] 100\%,$$

а для образцов прямоугольного сечения (рис. 1.9)

$$\psi = (1 - a' b' / ab) 100\%,$$

где a и b – ширина и толщина рабочей части образца до испытаний, а a' и b' – ширина и толщина образца в месте образования шейки после разрыва.

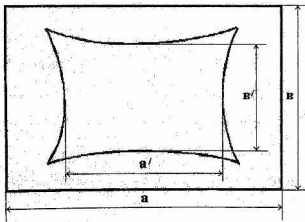


Рис. 1.9. Определение поперечного сечения в месте разрыва образца прямоугольного сечения после испытания на растяжение

2. ОПИСАНИЕ МАШИНЫ ДЛЯ ИСПЫТАНИЯ МАТЕРИАЛОВ

2.1. Устройство разрывной машины

Машина РМУ-0,05-1 разрывная, предназначенная для испытания тонкой проволоки и металлической ленты на растяжение, состоит из следующих основных частей (рис. 1.10): корпуса 2, электропривода 27, самопишущего прибора 5, шкалы нагрузок 10, шкалы деформации 15, захватов 13 и 19, электрооборудования.

Корпус машины представляет собой комбинированную конструкцию из нижнего сварного цоколя и верхнего литого корпуса. Корпус предназначен для крепления всех узлов и деталей машины.

Самопишущий прибор 5 предназначен для нанесения на диаграммную бумагу графика испытания в координатах «нагрузка - удлинение». Автоматическая запись двух функционально-зависимых величин осуществляется с помощью кинематически связанного движения диаграммной ленты и перемещения пера с перемещением активного (нижнего) захвата 19.

Шкала нагрузок 10 предназначена для визуального отсчета нагрузки и имеет три пояса для трех диапазонов измерения. Диапазоны измерения нагрузок и система делений нанесены на таблице переключения диапазонов измерения 10.

Шкала деформации 15 предназначена для определения абсолютного удлинения образца 14. Шкала деформации не имеет корректирующего устройства, вычитающего ход пассивного захвата, ввиду того, что этот ход невелик и составляет всего 0,5 мм при максимальной нагрузке.

Захваты 13 и 19 предназначены для зажима и закрепления образца в процессе испытания. Сами захваты (рис. 1.11) состоят из корпуса 1, поджимной губки 2, улитки 3, съемной губки 4, зажимной губки 5, винтов 6 с поворотными ручками 7.

При повороте поворотной ручки 7 происходит зажатие образца между улиткой и съемной губкой, свободный конец образца огибает улитку и при повороте поворотной ручки прижимает образец подвижной губкой к улитке; после этого точно также зажимается образец и во втором захвате.

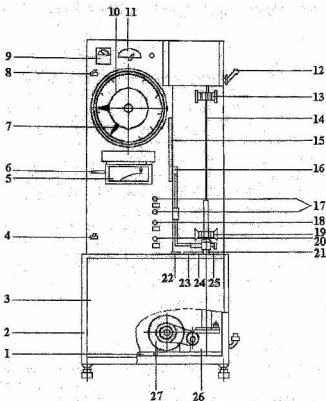


Рис. 1.10. Общий вид машины разрывной РМУ-0,05-1:

- 1 – уровень, 2 – корпус, 3 – передний лист, 4 – выключатель сети,
 5 – самопишущий прибор, 6 – рукоятка переключения масштабов,
 7 – рабочая стрелка, 8 – переключатель указателя скорости,
 9 – указатель скорости, 10 – шкала нагрузок, 11 – переключатель
 диапазонов нагрузок, 12 – арретир, 13 – пассивный захват,
 14 – образец, 15 – шкала отсчета деформации, 16 – указатель,
 17 – ручка установки стрелки силоизмерителя в нулевое положение,
 18 – регулятор скорости передвижения активного захвата «точно»,
 19 – активный захват, 20 – регулятор скорости передвижения
 активного захвата «грубо», 21 – выдвижная труба, 22 – кнопка
 «быстро вверх», 23 – кнопка «вверх», 24 – кнопка «вниз», 25 – кнопка
 «стоп», 26 – редуктор червячный, 27 – электропривод

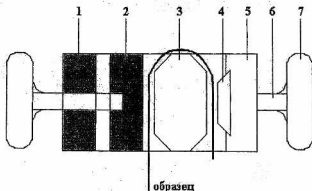


Рис. 1.11. Захват:

1 – корпус, 2 – губка поджимная, 3 – улитка, 4 – губка съемная, 5 – губка зажимная, 6 – винт, 7 – ручка поворотная

2.2. Принцип работы

Машина относится к типу разрывных машин с постоянной скоростью перемещения активного захвата 19 и электрическим силоизмерителем, находящимся внутри машины.

Измерение испытательной нагрузки осуществляется с помощью малоинерционного упругого элемента, связанного с трансформаторным датчиком. Нагружение производится электромеханическим приводом с плавным регулированием скорости.

Образец зажимается в захваты. Пассивный захват 13 соединен через подвеску с упругим элементом (торсионом) силоизмерителя. Активный захват установлен на выдвижной трубе 21. При перемещении стойки вниз усилие, прикладываемое к образцу через захваты, воспринимается упругим элементом силоизмерителя. Упругий элемент, деформируясь, вызывает изменение величины напряжения трансформаторного датчика пропорционально приложенному усилию. Изменение напряжения передается на измерительную часть шкалы нагрузок.

Измерение абсолютного удлинения образца производится с помощью линейки – шкалы деформации 15. Изменение расстояния между активным и пассивным захватами передается через кронштейн с указателем 16 на линейку 15. Интервал деления линейки отвечает одному миллиметру удлинения образца. При разрыве образца активный захват мгновенно останавливается, и указатель фиксирует удлинение образца.

Непрерывная запись диаграммы «нагрузка-деформация» в процессе удаления образца производится самопишущим прибором 5. Удлинение образца передается от редуктора привода через две зубчатые пары,

наклонный валик и редуктор масштабов на ведущий барабан самопишущего прибора. Редуктор масштабов дает возможность записать удлинение образца в масштабах 10:1 и 50:1.

На диаграмме в горизонтальном направлении наносится усилие, прикладываемое к образцу, в вертикальном – удлинение образца. График на диаграммную ленту записывается пером самописца.

2.3. Подготовка машины к работе

1. Включите машину. Прогрейте 15+20 мин. Поставьте переключатель «Диапазон нагрузок» в положение, соответствующее выбранному диапазону измерения. Установите рабочую стрелку на нулевое деление шкалы, вращая рукоятку «Установка нуля» 17.

2. На холостом ходу машины нажатием кнопок «Вверх» 23 и «Вниз» 24 проверьте включение прямого и обратного ходов активного захвата, работу регуляторов 18 и 20 и указателя скорости 8; автоматическую остановку привода при быстром снятии нагрузки (имитируя разрыв образца) и при достижении нагрузки на силоизмерителе выше допустимой для заданного диапазона измерений; отключение самопишущего прибора 5 при обратном ходе активного захвата; переключение масштаба записи; работу конечных выключателей при достижении крайних (верхнего и нижнего) положений перемещения активного захвата и работу арретира 12 при зажатии пассивного захвата. Установите верхний конечный выключатель так, чтобы при ходе вверх активный захват останавливался в положении, соответствующем начальной длине образца.

3. Установка в самопишущий прибор рулона диаграммной бумаги производится обслуживающим лаборантом или преподавателем. Возьмите из футляра ЗИП груз и прикрепите его нас свободном конце бумаги. Включите рукояткой 6 выбранный масштаб записи диаграммы «нагрузка-деформация». Заправьте перо самописца чернилами. Зажмите захват арретиром 12, образец заправьте между улиткой и съемной губкой и зажмите с помощью поворотной ручки, свободным концом образца обогните улитку и прижмите его к улитке прижимной губкой. После этого аналогично зажмите образец и во втором захвате. Освободите пассивный захват, включив арретир. Включите машину кнопкой «Вниз» 24 и регулятором 18 установите нужную скорость рабочего хода активного зажима.

2.4. Порядок работы с разрывной машиной и техника безопасности

В процессе нагружения образца постоянно следите за работой машины, показывающих приборов и самопишущего прибора. При растяжении образца следите за тем, чтобы защитный пластмассовый кожух

образца находился в закрытом состоянии. После разрушения образца запишите показания со шкалы нагрузок и шкалы деформации, удалите из захватов остатки образцов. Активный захват верните в исходное положение включением кнопки «Быстро вверх» 22. Машину подготовьте для следующего испытания.

Если в процессе испытания образец не разрушился, то после автоматической остановки машины нажмите кнопку «Вверх» 23, разгрузите образец и удалите его из захватов.

Периодически, через 15 минут в течение первого часа работы, произведите корректировку нуля шкалы нагрузок. При дальнейшей работе корректировку нуля производите в случае необходимости.

3. ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ И ПРАКТИЧЕСКИЕ ЗАДАНИЯ

Задание 1. Получить у преподавателя проволочные образцы из меди, никеля или стали известных марок. Замерить с помощью микрометра диаметр проволок. Используя данные раздела 2, закрепить поочередно образцы в разрывной машине и снять кривые диаграмм «напряжение-деформация» растяжения всех образцов.

По полученным диаграммам определить характеристики упругости $\sigma_{\text{упр}}$, $\sigma_{0,05}$, σ_T , $\sigma_{0,2}$, σ_B , S_K и пластичности δ , ψ . Для измерения размеров сечения зоны разрушения использовать штангенциркуль.

Сравнить полученные данные со справочными и сделать выводы.

Задание 2. Исследовать влияние режима старения проволочных или плоских фольг образцов из сплавов БрБ-2 и Д16.

Рекомендуемые режимы термообработок. Для бериллиевой бронзы БрБ-2: закалка с температуры 800 °С (после выдержки 20 минут) в воду; далее искусственное старение при температуре 300 °С в вакууме в течение 0,5 - 2 часов.

Для сплава Д16 пометить 8 образцов цифрами от «1» до «8». Закалить образцы с 500 °С в воде. Выдержка в печи производится в течение 30 мин. Произвести естественное (при комнатной температуре) и искусственное (при температуре 100 °С в воде) старение этих образцов. Время старения указано в таблице. Для каждого времени старения и температуры взять по одному образцу. Один образец испытать немедленно после закалки.

Измерение исходных геометрических размеров

На рабочей части всех образцов нанести острым шилом через равные расстояния 10 меток. Измерить рабочую длину образцов l_0 (т.е. измерить расстояние между крайними метками). Результаты занести в протокол.

Вид старения	Температура, °C	Время старения			
		60 мин	120 мин	1 неделя	—
Естественное	20				
Искусственное	100	15 мин	30 мин	45 мин	60 мин

Проведение испытаний и выбор режимов испытаний

Для заданной преподавателем скорости деформации ε рассчитать скорость движения активного захвата Δl . Время считать по секундомеру или по часам с секундной стрелкой.

Установить на самописец лист диаграммной бумаги и снять диаграмму «нагрузка-смещение».

Анализ полученных диаграмм и определение характеристик прочности и пластичности

Определение характеристик прочности и пластичности провести для всех образцов по методикам, изложенным в пп. 1.1 и 1.2. Необходимо сделать следующие замечания. Во-первых, все диаграммы имеют начальный криволинейный участок, соответствующий полному обжатию образца и уменьшению в процессе нагружения зазоров в захватах и силоизмерителе. Это было отражено на рис. 1.4, но не указано на рис. 1.3, так как этот участок на диаграмме «напряжение-деформация» отражает не свойства материала, а особенности нагружающего устройства. Во-вторых, в процессе нагружения растягивается не только образец, но в той или иной мере упруго растягиваются также элементы силоизмерителя и захватов. Таким образом, на диаграмме отражена сумма этих деформаций. Для каждого силоизмерителя и пары захватов зависимость их деформации от нагрузки известна, и при определении механических характеристик величины этих деформаций необходимо учитывать.

Сравнение характеристик материалов и объяснение их различий

Результаты всех расчетов по диаграммам нагружения сводят в таблицу. Для объяснения различий в характеристиках прочности и пластичности материалов, подвергнутых старению при разных режимах термообработки, необходимо пользоваться сведениями, полученными при изучении курсов "Физика твердого тела" и "Физика прочности и пластичности металлов".

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Как рассчитать скорость перемещения активного захвата машины при заданной скорости растяжения ϵ ?
2. Испытательная машина рассчитана на максимальную нагрузку 5 кН. Каковы могут быть максимальные размеры образцов из сплава Д16?
3. В каких координатах можно строить диаграммы деформирования? Дайте качественную характеристику каждой диаграммы и укажите характерные участки и точки.
4. Дайте определение каждой из механических характеристик: σ_y , $\sigma_{пл}$, σ_t , σ_b , и методику их определения по диаграмме растяжения.
5. Получите формулы, связывающие характеристики деформации Δl , ϵ , ψ , δ .
6. Что такое "упрочнение формы" и как оно влияет на вид диаграммы растяжения в истинных координатах?
7. Как влияет термообработка и старение на характеристики прочности и пластичности сплава БрБ-2 и Д16?

РЕКОМЕНДУЕМЫЙ БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Павлов, П.В. Физика твердого тела: учебник / П.В. Павлов, А.Ф. Хохлов, – М.: Высшая школа, 2000.
2. Испытание материалов. Справочник / под ред. Х. Бломнауэра. – М.: Металлургия, 1979.
3. Металловедение и термическая обработка стали: справ. изд.: в 3 т. / под ред. М.Л. Бернштейна, А.Г. Рахштадта. 4-е изд., перераб. и доп. Т. 1. Методы испытаний и исследования: в 2 кн. Кн. 2. – М.: Металлургия, 1991.
4. Костин, П. П. Физико-механические испытания металлов, сплавов и неметаллических материалов: учеб. пособие для профессионально-технических училищ / П. П. Костин. – М.: Машиностроение, 1990.
5. Машина разрывная РМУ – 0,05-1. Паспорт.

Лабораторная работа 2

ИЗУЧЕНИЕ ДИСЛОКАЦИЙ В КРИСТАЛЛАХ МЕТОДОМ ИЗБИРАТЕЛЬНОГО ТРАВЛЕНИЯ

Цель работы – исследование дислокаций в кристаллах (определение их плотности, наблюдение движения дислокаций) методом избирательного травления в сочетании с оптической микроскопией.

Приборы и принадлежности – оптический микроскоп МИМ-8М, приставка с цифровым фотоаппаратом и компьютерная программа «Видео-Тест», кристаллы, пинцет, скальпель, фильтровальная бумага, химические травители.

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ВВЕДЕНИЕ

Дислокация является линейным дефектом, т.е. дефектом, поперечные размеры которого соизмеримы с межатомным расстоянием, а длина – с размером кристалла или кристаллита. Дислокации являются наиболее важными среди различных дефектов кристаллического строения. Их поведение, прежде всего, определяет механические свойства кристаллических тел. Кроме того, дислокации играют важную роль при росте кристаллов, фазовых превращениях в твердом состоянии и ряде других явлений. Они влияют на многие другие физические свойства, в частности, на электрические и оптические свойства полупроводниковых кристаллов.

1. ДИСЛОКАЦИЯ В КРИСТАЛЛАХ, ИХ ГЕОМЕТРИЯ

Первоначально дислокации были введены Вольтеррой и другими авторами, когда они рассматривали упругие свойства цилиндра с разрезом, деформированного различными способами. Некоторые из этих способов деформации непосредственно соответствуют **скольжению**, а образующиеся в результате конфигурации – дислокациям. На рис. 2.1 представлены эти конфигурации.

Конфигурации *a* и *б* соответствуют **краевой дислокации**, а конфигурация *в* – **винтовой**. Однако связь между результатами этих работ по теории упругости и процессам скольжения в кристаллах оставалась незамеченной до конца тридцатых годов двадцатого века, когда дислокации были постулированы как дефекты кристаллической решетки.

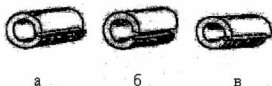


Рис. 2.1. Деформации упругого цилиндра, рассмотренные Вольтеррой:
 а, б – конфигурации, приводящие к образованию краевой дислокации;
 в – конфигурация, приводящая к образованию винтовой дислокации

В кристалле дислокацию можно представить как результат сдвига в некоторой кристаллографической плоскости одной части кристалла относительно другой. На рис. 2.2 представлен сдвиг, создающий краевую дислокацию. $ABCD$ – плоскость сдвига, τ – **вектор сдвига**, AB – линия краевой дислокации. На верхнюю часть кристалла действует **сдвигающее напряжение**, в результате которого верхняя часть кристалла сдвинется в плоскости сдвига $ABCD$ на одно межатомное расстояние. Тогда в верхней части кристалла (рис. 2.3) образуется лишняя атомная полуплоскость – «экстраплоскость». Край экстраплоскости – **краевая дислокация**. Около линии дислокации атомы смещены из своих идеальных положений, решетка искажена. Поперечные размеры области искажений составляют несколько межатомных расстояний, а протяженность – порядка размеров кристалла.

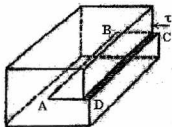


Рис. 2.2. Сдвиг, создающий краевую дислокацию

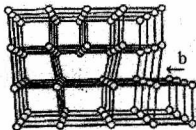


Рис. 2.3. Расположение атомов в области краевой дислокации AB

Краевую дислокацию можно представить также, если между плоскостями идеального кристалла вдвинуть сверху полуплоскость или изъять полуплоскость сверху. Условно принято первую дислокацию называть **положительной** (полуплоскость вверх, значок $\perp$), вторую – **отрицательной** (полуплоскость вниз, значок $\top$). Из приведенных рисунков видно, что для краевой дислокации вектор сдвига

перпендикулярен линии дислокации. Сдвиг одной части кристалла относительно другой части можно провести в направлении, как это показано на рис. 2.4. В этом случае линия BC , отделяющая сдвинутую часть кристалла от несдвинутой, называется **винтовой дислокацией**. Вектор сдвига параллелен линии дислокации. Лишняя полуплоскость отсутствует, кристалл состоит как бы из одной атомной плоскости, закрученной по винтовой линии. Выход винтовой дислокации на поверхность кристалла заканчивается **моноатомной ступенькой**. Так же, как и в случае краевой дислокации, искажения в решетке сосредоточены вблизи линии дислокации, в узкой области диаметром несколько межатомных расстояний. В зависимости от направления вращения различают **правые и левые дислокации**.

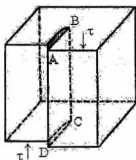


Рис. 2.4. Сдвиг, создающий винтовую дислокацию. $ABCD$ – плоскость сдвига, τ – вектор сдвига. CB – линия винтовой дислокации

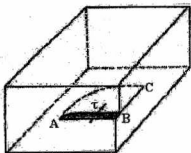


Рис. 2.5. Сдвиг, создающий смешанную (криволинейную) дислокацию

Краевая и винтовая дислокации являются прямолинейными дислокациями и представляют собой частные случаи. Более общим случаем будет **смешанная (криволинейная) дислокация**. Она образуется, если вектор сдвига имеет как винтовую, так и краевую составляющие (рис. 2.5).

AC – смешанная или криволинейная дислокация. В точке A дислокация чисто винтовая, в точке C – краевая. ACB – плоскость сдвига, τ – вектор сдвига, AC – линия криволинейной дислокации. На рис. 2.6 представлено расположение атомов для такой дислокации.

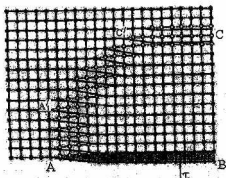


Рис. 2.6. Расположение атомов в области криволинейной дислокации AC . Плоскость скольжения совпадает с плоскостью чертежа. Черные кружки – атомы под этой плоскостью, белые – атомы над ней. Заштрихованный участок – ступенька, образовавшаяся в результате сдвига

2. КОНТУР И ВЕКТОР БЮРЖЕРСА. ИНВАРИАНТНОСТЬ ВЕКТОРА БЮРЖЕРСА

В разобранных выше модельных представлениях дислокаций вектор сдвига называют **вектором Бюргерса**, который является важной характеристикой дислокации. Он определяет энергию дислокации, в связи с этим его называют еще **вектором мощности**. Более строгое определение вектора Бюргерса было введено Франком, при этом он использовал понятие **контура Бюргерса**. Введем две кристаллические решетки: одну - реальную, содержащую краевую дислокацию, и другую – идеальную (рис. 2.7).

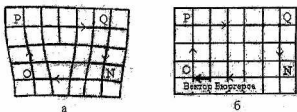


Рис. 2.7. Построение контура Бюргерса для краевой дислокации: a – замкнутый контур в реальном кристалле, содержащем краевую дислокацию; b – разомкнутый контур в идеальном кристалле

Областью хорошего материала назовем область, где выполняется взаимно однозначное соответствие между атомами обеих решеток. Область, где не выполняется такое соответствие, называется **областью**

плохого материала. В реальном кристалле построим некоторый замкнутый контур по следующему правилу: проводим его в хорошем материале из векторов, соединяющих узлы решетки (**векторов трансляции**); число векторов трансляции, взятых в одном направлении, должно быть равно числу векторов трансляции, взятых в противоположном направлении. Направление обхода по контуру выберем по часовой стрелке. Устанавливая взаимно однозначное соответствие между атомами обеих решеток, проводим контур в идеальном кристалле. Контур окажется разомкнутым. Величина надвязки, которую нужно провести, чтобы замкнуть контур, называется **вектором Бюргерса**, а контур — **контуром Бюргерса**.

Аналогичные построения можно выполнить и для винтовой дислокации (рис. 2.8).

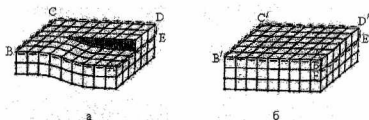


Рис. 2.8. Построение контура Бюргерса для винтовой дислокации:
 а — замкнутый контур в реальном кристалле, содержащем винтовую дислокацию; б — разомкнутый контур в идеальном кристалле

Так как контур Бюргерса целиком лежит в хорошем материале, то вектор Бюргерса обязательно является **вектором решетки** (вектор трансляции). Дислокация в этом случае является **полной** или **единичной**.

Контур Бюргерса может быть смещен вдоль дислокации, а также сжат или растянут в направлении, перпендикулярном оси дислокации, но учитывая, что он обязательно проходит в хорошем материале, вектор Бюргерса будет величиной постоянной — это **свойство инвариантности** вектора Бюргерса. Из этого свойства следует важный вывод: дислокация не может оборваться нигде внутри кристалла, а только может выйти на поверхность кристалла, на межкристаллитную границу, на другую дислокацию или дефект более общего типа. Вообще, дислокации в кристаллах чаще образуют **петли** или **сетки**.

Таким образом, покоящаяся дислокация в твердом теле может быть задана двумя векторами — вектором $\vec{l}$ и вектором Бюргерса $\vec{b}$. Для движущейся дислокации должен быть задан еще **вектор ее смещения** — $\vec{\eta}$.

Вектор $\vec{l}$ совпадает с направлением линии дислокации для прямолинейных дислокаций. Для смешанной (криволинейной) дислокации вводится вектор $d\vec{l}$ как **единичный** вектор, совпадающий по направлению с касательной к линии дислокации в данной точке.

На рис. 2.9 изображена **дислокационная петля**. Так как вектор Бюргерса является величиной инвариантной, то в каждой точке петли его направление и величина будут постоянными, направление же единичного вектора $d\vec{l}$ от точки к точке будет меняться. В точке *A* дислокация будет винтовой, в точке *C* – краевой и точке *B* – смешанной. Для точки *B* вектор $\vec{b}$ можно разложить на две составляющие: одна – $b_{\parallel}$ – параллельна $d\vec{l}$, является **винтовой составляющей** вектора Бюргерса, другая – $b_{\perp}$ – перпендикулярна $d\vec{l}$, является **краевой составляющей** вектора Бюргерса. Если угол между $d\vec{l}$ и $\vec{b}$ обозначить α , то

$$\vec{b}_{\perp} = \vec{b} \cdot \sin \alpha, \quad \vec{b}_{\parallel} = \vec{b} \cdot \cos \alpha, \quad \vec{b} = \vec{b}_{\perp} + \vec{b}_{\parallel}$$

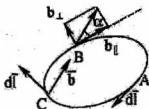


Рис. 2.9. Дислокационная петля

Возвращаясь к модельному описанию дислокации, видим, что для краевой дислокации $\vec{b}$ перпендикулярен $\vec{l}$, для винтовой $\vec{b}$ параллелен $\vec{l}$ и для смешанной дислокации вектор Бюргерса составляет произвольный угол с линией дислокации.

3. ЧАСТИЧНЫЕ ДИСЛОКАЦИИ. ПЛОТНОСТЬ ДИСЛОКАЦИЙ

После прохождения полной дислокации решетка превращается сама в себя. Можно, конечно, представить дислокацию, у которой вектор Бюргерса отличается от вектора решетки. В этом случае контур Бюргерса, окружающий одну такую дислокацию, не может пройти полностью через область хорошего кристалла, так как при прохождении такой дислокации решетка не преобразуется сама в себя. Контур должен пересекать хотя бы один поверхностный дефект, после прохождения которого изменяется кристаллическая структура. Этот поверхностный дефект заканчивается на

линии дислокации. Такую дислокацию называют **частичной**, а связанный с ней поверхностный дефект – **дефектом упаковки**. Отсюда следует, что дефект упаковки необязательно проходит через весь кристалл, он может оборваться на другой частичной дислокации с вектором Бюргерса, который с вектором Бюргерса первой дислокации даст полный вектор решетки.

Такая система двух частичных дислокаций, соединенных участком дефекта упаковки, называется **растянутой** (расщепленной) дислокацией.

Плотность дислокаций определяется как общая длина дислокационных линий в единице объема кристалла $\rho = \frac{\sum_{i=1}^n l_i}{V} = 1/\text{см}^2$.

Более удобной является оценка плотности дислокаций как числа дислокаций, пересекающих единицу площади $\rho = \frac{N}{S}$.

4. ДВИЖЕНИЕ ДИСЛОКАЦИЙ

В настоящее время различают два типа движения дислокаций: **консервативное** и **неконсервативное** движение.

Под **консервативным** движением или **скольжением** подразумевается такое движение, при котором общее число атомов решетки остается неизменным. В этом случае движение дислокации не сопровождается переносом массы, объем кристалла при движении сохраняется.

Движение дислокации, при котором имеет место массоперенос за счет диффузии и возможно изменение объема кристалла, называется **неконсервативным** движением или **переползанием** дислокаций.

4.1. Скольжение дислокаций

Вернемся к модели краевой дислокации (рис. 2.2, 2.3). Ее консервативным движением является скольжение в плоскости, определяемой векторами $\vec{b}$ и $\vec{l}$. Эта плоскость называется **плоскостью скольжения**. Плоскость скольжения краевой и смешанной дислокации есть та плоскость, в которой лежат дислокация и ее вектор Бюргерса. Направление скольжения совпадает с вектором Бюргерса $\vec{b}$. Более строго эта плоскость может быть определена нормалью, то есть векторным произведением $[\vec{b}\vec{l}]$. Для винтовой дислокации $[\vec{b}\vec{l}]=0$, и нельзя определить плоскость скольжения описанным выше способом. Действительно, плоскостью скольжения винтовой дислокации может быть любая плоскость зоны, ось которой параллельна вектору Бюргерса,

и скольжение возможно в любом направлении. В этом заключается одно из отличий винтовой и краевой дислокации. В более общем случае, когда линия дислокации $\vec{l}$ и вектор $\vec{b}$ не лежат в одной плоскости, вводится понятие **поверхности скольжения**. Как указывалось выше, линия дислокации не может оборваться внутри кристалла, и чаще дислокации образуют замкнутые петли. Когда вектор $\vec{b}$ расположен в плоскости петли, плоскость скольжения совпадает с плоскостью петли. Когда же вектор Бюргерса не лежит в плоскости петли, поверхность скольжения, определяемая линией дислокации и ее вектором Бюргерса, представляет собой цилиндр, образующая которого совпадает с направлением вектора $\vec{b}$ (рис. 2.10). Такая дислокация называется **призматической**.

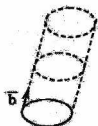


Рис. 2.10. Призматическая дислокация, ее скольжение по цилиндрической поверхности

Для призматической дислокации возможно консервативное движение – скольжение вдоль цилиндрической поверхности. Пунктиром показаны отдельные положения петли в процессе ее скольжения. В кристаллах, не обладающих жесткими и направленными межатомными связями (многие металлы, щелочно-галогидные кристаллы и т.д.), скольжение – наиболее легкий способ перемещения дислокаций. В кристаллах с ковалентным типом связи скольжение затруднено и возможно лишь при повышенных температурах.

Консервативное движение дислокаций определяет макроскопическое скольжение в кристалле и пластическую деформацию.

Для процесса пластической деформации весьма существенна структура кристалла. Скольжение носит анизотропный характер, оно происходит по вполне определенным кристаллографическим плоскостям и направлениям. Плоскость и направление скольжения определяют **систему скольжения**. Систем скольжения может быть несколько.

Чаще всего плоскостью скольжения оказывается плотноупакованная плоскость, т.е. плоскость (111) в гранецентрированных кубических кристаллах, (0001) – в гексагональных. В объемно-центрированных кубических кристаллах обычно нет четко выраженной плоскости

скольжения: наблюдается скольжение по плоскостям (100), (112) и (123). В ионных кристаллах – по плоскости (110). В то же время наблюдается небольшое скольжение и по другим плоскостям.

Направление скольжения практически всегда совпадает с направлением вектора решетки в плотно упакованной плоскости, т.е. с направлением [110] в гранецентрированных кубических кристаллах, [111] в объемно-центрированных кубических кристаллах и $[2\bar{1}\bar{1}0]$ в гексагональных. В ионных кристаллах направление скольжения всегда совпадает с направлением, вдоль которого лежат заряды одного знака.

4.2. Переползание дислокаций

Вернемся к схеме краевой дислокации (рис. 2.3). Если удалить с края лишней полуплоскости ряд атомов, дислокационная линия продвинется вверх на одно межатомное расстояние, выйдя из своей первоначальной плоскости скольжения. Такой процесс называется **положительным переползанием** – движение под прямым углом к плоскости скольжения. Подобно этому, если добавить ряд атомов ниже лишней полуплоскости, линия дислокации передвинется вниз на одно межатомное расстояние – это схема **отрицательного переползания**.

Переползание дислокаций контролируется диффузионными перескоками атомов кристалла, поэтому оно играет заметную роль при повышенных температурах, когда активируются диффузионные процессы в кристаллах.

5. МАГНИТОПЛАСТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ И ЕГО СВЯЗЬ С ПОДВИЖНОСТЬЮ ДИСЛОКАЦИЙ

Влияние постоянного магнитного поля (ПМП) на пластичность кристаллов, которая определяется подвижностью дислокаций, получило название магнитопластического эффекта (МПЭ) [8, 9]. Известно, что более высокая подвижность индивидуальных дислокаций определяет более высокие пластические свойства кристалла.

Первое надежное и осознанное наблюдение МПЭ было осуществлено в ионных кристаллах. Эффект влияния ПМП заключается в смещении свежевведенных краевых дислокаций в кристаллах NaCl, помещенных в постоянное магнитное поле магнита. Предполагается, что причиной движения дислокаций следует считать действие внутренних механических напряжений, всегда имеющих в кристаллах, а роль ПМП сводится к ослаблению взаимодействия дислокаций с препятствиями. Поскольку магнитным моментом в ионных кристаллах с диамагнитной кристаллической решеткой могут обладать только дефекты структуры,

было предложено применить представления о спин-зависимых реакциях между дефектами для объяснения МПЭ.

Реально МПЭ в ионных кристаллах проявляется в наблюдаемой экспериментально зависимости пробегов свежевведенных дислокаций от присутствия или отсутствия магнитного поля [9]. Подобное движение происходит под действием далекодействующих полей механических внутренних напряжений, создаваемых дислокациями, а магнитное поле обуславливает его взаимодействие с магнитными моментами дефектов и открепление дислокаций от их стопоров – локальных дефектов, например, примесных атомов. В результате подвижность дислокаций повышается и, таким образом, происходит повышение пластических характеристик кристалла.

6. ДИСЛОКАЦИИ В КРИСТАЛЛАХ СО СТРУКТУРОЙ КАМЕННОЙ СОЛИ NaCl

Структурный тип NaCl – трехслойная плотнейшая упаковка из ионов Cl^+ , все октаэдрические пустоты заполнены ионами Na^+ . Класс симметрии – $m\bar{3}m$. Пространственная группа – $Fm\bar{3}m$. Координационное число Na^+ и $\text{Cl}^+=6$, координационный полиэдр – правильный октаэдр. Этот структурный тип может быть описан с помощью двух гранецентрированных кубических решеток, сдвинутых одна относительно другой на половину ребра куба. Элементарная ячейка содержит 4 формульных единицы, т.е. 4 Na^+ и 4 Cl^+ в частных четырехкратных положениях.

4 (a) 000, $1/2\ 1/2\ 0$, $1/2\ 0\ 1/2$, $0\ 1/2\ 1/2$

4 (e) $1/2\ 1/2\ 1/2$, $00\ 1/2$, $0\ 1/2\ 0$, $1/2\ 00$

Рассмотрим дислокации, образование которых возможно в этой структуре. В структуре типа NaCl наименьшее расстояние между ионами есть $a/2\ [100]$. Но построить краевую дислокацию удалением одной полуплоскости типа $a/2[100]$ (например, полуплоскость В на рис. 2.11,а) невозможно, т.к. плоскости А и С не сопрягаются трансляцией на $a/2[100]$, в этом случае одноименные ионы плоскостей А и С оказались бы рядом и плоскости будут отталкиваться.

Поэтому для построения краевой дислокации с вектором Бюргерса типа $[100]$ необходимо удалить двойной полуслой ВС и сопрягать плоскости А и D трансляцией на величину $\bar{b}=a[100]$, но этот вектор не является наименьшим в структуре NaCl.

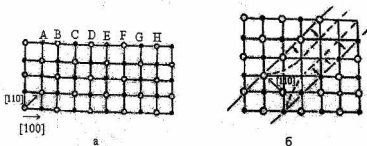


Рис. 2.11. Образование краевой дислокации с вектором Бюргерса

$$\bar{b} = \frac{a}{2} [110] \text{ в структуре NaCl:}$$

a – идеальная структура NaCl, плоскость (100); b – в кристалле удалены две полуплоскости типа (110)

Наименьший вектор трансляции, позволяющий построить краевую дислокацию, есть вектор $\bar{b} = a/2[110]$. Удалив парный полуслой типа (110) и транслируя соседние полуплоскости, получим краевую дислокацию с вектором Бюргерса $\bar{b} = a/2[110]$. Образование такой дислокации иллюстрирует рис. 2.11,б и рис. 2.12,а,б. Плоскостью скольжения дислокаций является плоскость (110). При высоких температурах наблюдались случаи скольжения и по плоскостям (100). Это связано с тем, что с повышением температуры ослабляется ионная связь и, следовательно, ослабляются ограничения, накладываемые ею на скольжение. Особенностью краевых дислокаций в структуре NaCl является наличие **эффективного заряда**, связанного с краем полуплоскости дислокации (см. рис. 2.12,а,б). Эффективный заряд связан также с порогами, которые образуются на линиях дислокации. Край двух лишних полуплоскостей (011) лежат на разной высоте над плоскостью скольжения. Поэтому можно различать ряд «нижних ионов» с зарядом чередующегося знака. Ступенька в такой дислокации соответствует узлам в ряде атомов. В том случае, когда высота излома равна четному числу межатомных расстояний, чередование знаков заряда вдоль линии дислокации не меняется. Такая ступенька называется **нейтральной**. Ступенька высотой, равной четному числу межатомных расстояний, обладает эффективным зарядом и получила название «**зарождающейся вакансии**» из-за ее способности адсорбировать ион противоположного знака.

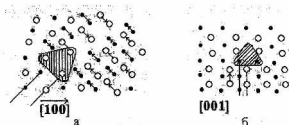


Рис. 2.12. Образование краевой дислокации с вектором Бюргерса

$\vec{b} = a/2[110]$ в структуре NaCl:

а – процесс смещения; б – вид краевой дислокации в структуре NaCl.

Заштрихованная область на рис.2.12,а и 2.12,б демонстрирует образование эффективного заряда, связанное с краем полуплоскости дислокации в плоскости (001)

Винтовые дислокации в структуре NaCl также имеют вектор Бюргерса $\vec{b} = a/2[110]$. Образование винтовых дислокаций с вектором Бюргерса $\vec{b} = a/2[100]$ невозможно, т.к. при этом должны сопрягаться ионы противоположных знаков, а появление дислокаций с вектором $\vec{b} = a[100]$ из-за их большой энергии возможно только при высокой температуре.

Существование в структуре типа NaCl частичных дислокаций невозможно, т.к. неизбежные при этом дефекты упаковки должны приводить к сближению ионов одного знака, и, следовательно, энергия таких дефектов слишком велика.

Простейшей дислокационной реакцией является реакция аннигиляции двух дислокаций противоположного знака, движущихся в одной плоскости скольжения, например, $1/2a[01\bar{1}] + 1/2a[0\bar{1}1] = 0$. Кроме реакции аннигиляции, в структуре NaCl возможны только три различающихся типа реакции:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2}a[01\bar{1}]_{(011)} + \frac{1}{2}a[\bar{1}01]_{(101)} &= \frac{1}{2}a[\bar{1}10]_{(11\bar{1})}, \\ \frac{1}{2}a[01\bar{1}]_{(011)} + \frac{1}{2}a[10\bar{1}]_{(101)} &= \frac{1}{2}a[11\bar{2}]_{(11\bar{1})}, \\ \frac{1}{2}a[01\bar{1}]_{(011)} + \frac{1}{2}a[011]_{(10\bar{1})} &= a[010]_{(100)}. \end{aligned}$$

7. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ИЗУЧЕНИЯ ДИСЛОКАЦИЙ

Существует несколько методов изучения дислокаций. Основные из них: метод избирательного травления, метод декорирования и дифракционные методы - рентгеновский и электронно-микроскопический.

Дифракционные методы основаны на использовании рентгеновских и электронных лучей и имеют общую основу в том, что в области дислокации изменится интенсивность дифракционных лучей. За счет разницы в интенсивности дифракционных лучей в совершенной области кристалла и в несовершенной области вблизи дислокации на рентгеновском или электронно-микроскопическом изображении наблюдаются дислокации (дифракционный контраст). Отличие этих 2-х методов заключается в разрешающей способности, которая определяется, главным образом, шириной изображения дислокации.

В **рентгеновских топографических методах** эта величина порядка 5 мкм, предельная величина плотности дислокаций, которые можно изучать этим методом, $\sim 10^6 \text{ см}^{-2}$. Метод не позволяет проводить непрерывное наблюдение за дислокациями, невозможно изучение динамических эффектов. Преимуществом метода является возможность исследовать сравнительно толстые образцы без их разрушения.

Электронно-микроскопический метод имеет высокую разрешающую способность, ширина изображения дислокации составляет $\sim 100 \text{ \AA}$, благодаря чему можно изучать кристаллы с высокой плотностью дислокаций (сильно дефектные) до 10^{12} см^{-2} , он позволяет наблюдать динамику дислокационных процессов в кристаллах (скольжение, переползание, размножение и т. д.). Однако изучать в просвечивающей электронной микроскопии можно лишь тонкие фольги или тонкие пленки, прозрачные для электронов, толщина которых не превышает 0,2 мкм.

Метод декорирования основан на взаимодействии примеси с дислокацией и тенденции примеси скапливаться на дислокации (декорировать линии дислокаций), образуя частицы, которые можно наблюдать в оптическом микроскопе. Частицы должны быть достаточно малыми, чтобы можно было разрешить дислокации, и в то же время достаточно большими, чтобы они были видимы в оптическом микроскопе. Частицы можно наблюдать либо в проходящем свете, либо в рассеянном (ультрафиолетовый микроскоп). Метод позволяет выявить дислокации по всей их длине и пригоден для изучения всей геометрии распределения дислокаций в кристалле. Метод декорирования требует подбора примеси и режима температурной обработки. Основные недостатки метода:

1) термическая обработка образца может разрушить дислокационную конфигурацию, так что можно наблюдать структуру отожженного материала;

2) дислокации закрепляются выделениями, и поэтому изучение их движения затруднено. Если в электронном микроскопе наблюдаются, так сказать, «живые» дислокации, то при декорировании мы видим как бы «препарированные» дислокации.

Метод избирательного травления граней кристалла в кристаллографии известен давно, но раньше он применялся как один из способов определения симметрии кристалла. При травлении (растворении) кристалла на его поверхности образуются ямки с теми или иными очертаниями. Их называют **фигурами травления**. При известных условиях форма отдельных фигур оказывается одинаковой (сходной) и воспроизводимой. Симметрия их определяется элементами симметрии, перпендикулярными данной грани. Следовательно, по форме фигур травления можно судить о порядке осей и об ориентации поверхности. В настоящее время травление применяется почти исключительно с целью выявления дислокаций. Известны и другие способы обнаружения выходов дислокаций: ионная бомбардировка, электротравление и т.д. Но они применяются пока редко.

8. МЕТОД ИЗБИРАТЕЛЬНОГО ТРАВЛЕНИЯ

Об избирательном травлении говорят, когда ямки травления возникают в точках выхода на поверхность тех или иных дефектов. Это могут быть не только линейные, но и точечные дефекты. Там, где имеется аномальное размещение атомов, их химический потенциал выше, и они более активно вступают в химическое взаимодействие с окружающей средой. Для того чтобы зародились ямки на атомарно-гладком участке грани, надо вырвать атомы из слоя, а для этого требуется затрата энергии. Все же, если травитель слишком активный, то разница в вероятностях зарождения ямок может стираться.

Известной характеристикой активности взаимодействия кристалла с травителем служит **скорость травления**. Так, например, из того факта, что в чистом растворителе кристалл растворяется быстрее, чем в слегка недосыщенном его растворе, можно сделать вывод, что с чистым растворителем взаимодействие более сильное. Изменение **химического потенциала** частицы $\Delta\mu$ при растворении в последнем случае больше. Если $\Delta\mu$ существенно превышает разницу в химических потенциалах атомов в дефектном и нормальном участках кристаллов, то эта разница заметной роли играть не будет, избирательность образования ямок отсутствует. Таким образом, чтобы травление было избирательным, надо проводить его при небольшой скорости травления.

Обычно желательно, чтобы выявились не все дефекты, а только дефекты определенного сорта, в нашем случае дислокации. Может понадобиться различить «старые» и «новые» (или «свежие») дислокации. Все это вносит дальнейшее усложнение в выбор травителя. Больше того, пригоден не всякий травитель, при воздействии которого ямки начинают образовываться в нужных местах. Травитель должен быть таким, чтобы соотношение между глубиной и шириной ямки находилось в некоторых пределах, иначе ее трудно будет обнаружить. В качестве характеристики процесса травления вводят **скорость травления** глубины ямки V_n и скорость ее расширения V_t (рис. 2.13,а). Если травитель таков, что $V_t \gg V_n$, то ямка расплывается и заметна не будет. Травитель приобретает при этом полирующие свойства. Считают, что достаточно хорошо различимые ямки получаются при $V_n > 0,1 V_t$. Существенно также, чтобы ямки были четко огранены.

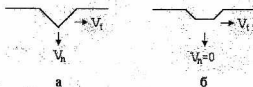


Рис. 2.13. Ямки травления:
а — дислокационная ямка травления; б — ямка в случае точечного дефекта

Иметь хороший полирующий состав часто также необходимо для подготовки поверхности к последующему избирательному травлению. Процесс углубления ямки в случае точечного дефекта быстро прекращается, как только дно ее достигает слоя с правильным размещением атомов. Ямка продолжает расширяться, и у нее образуется плоское дно (рис. 2.13,б). Ямка, образующаяся в месте выхода на поверхность дислокации, будет остроконечна, так как линия дислокации не может оборваться внутри кристалла, а является протяженной в его объеме. Величина скорости V_n в случае дислокационной ямки со временем постепенно уменьшается. Причина состоит в затруднении отвода продуктов реакции со дна ямки по мере ее углубления. На глубине ямки и V_t будет меньше, чем у поверхности. В итоге ямка становится остроконечной. При длительном травлении, поскольку V_t ближе к поверхности больше, ямка имеет тенденцию расплываться. Оптимальное время травления определяется, с одной стороны, необходимостью получать ямку достаточных для наблюдения размеров, а с другой — требованием четкости ее граней.

Существенное воздействие на процесс травления могут оказывать примеси. В зависимости от концентрации примесей в области дислокации меняются локальный химический потенциал и скорость процесса. При специальном подборе травителя эту зависимость удастся сделать достаточно резкой. Тогда становится возможным различать «старые» и «новые» дислокации. К числу первых относятся дислокации, возникшие в процессе роста или при деформации, но уже давно, так что вдоль них уже успела накопиться примесь. Дислокации, возникшие после пластической деформации, в течение некоторого времени остаются «новыми» в том смысле, что накопление посторонних атомов вдоль них еще незначительно. На формирование ямок большое влияние могут оказывать добавки примесей в травителе. Так, известно, что примеси способны изменять не только процесс роста, но и растворение кристаллов. Применительно к образованию ямок это воздействие является полезным, если повышается избирательность травления, фигуры травления становятся более четкими, ограниченными. Чаше всего проблема заключается в уменьшении тангенциальной скорости V_t .

Для подбора травителя нет однозначных рецептов. Считается, что он должен удовлетворять следующим требованиям:

1. Основа травителя должна быть слабым растворителем кристалла (растворимость в пределах 0,2 - 0,7 г/л).
2. К основному растворителю целесообразно добавлять хорошо растворимую примесь, катион которой должен образовывать с веществом кристалла устойчивый комплекс (соль).
3. Радиус катиона примеси должен быть близок к радиусу катиона кристалла.

Эти правила, как показывает практика, не являются универсальными. В частности, на различные грани одного и того же кристалла травитель может действовать по-разному.

Травление краевых и винтовых дислокаций протекает, как правило, с одинаковой скоростью. Краевые дислокации дают более симметричные ямки. Травление выявляет как перпендикулярные поверхности, так и наклонные дислокации. Обычно при наклонном выходе дислокаций на поверхность, подвергающуюся травлению, получаются асимметричные ямки травления (рис. 2.14).

Имеются следующие критерии того, что ямки действительно отвечают выходам дислокаций на поверхность.

1. Ямки получаются остроконечными.
2. Повторное травление не приводит практически к увеличению ямок, общая картина сохраняется.
3. На двух поверхностях одного скола получаются зеркально-симметричные картины распределения ямок травления (рис. 2.15).

Наиболее надежным является последний признак. Но его удастся

использовать только для плоскостей спайности, которые имеются далеко не у всех кристаллов.

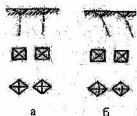


Рис. 2.14. Форма ямок травления:
а – симметричные ямки травления;
б – асимметричные ямки травления

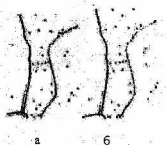


Рис. 2.15. Микрофотографии травления
поверхностей двух половинок
расколотого кристалла LiF

9. ТРАВЛЕНИЕ КРИСТАЛЛОВ NaCl

Кристаллы NaCl образуются в растворе в виде кубов. Для сравнения используют обычно сколы, образующиеся благодаря хорошей спайности кристаллов по плоскости куба. В предварительной полировке свежесколотой поверхности нет необходимости. В природных кристаллах каменной соли плотность дислокаций обычно высокая — до 10^5 см^{-2} . Это затрудняет наблюдение ввиду перекрытия ямок. Более пригодны для исследования синтетические кристаллы. Средняя плотность дислокаций в них значительно меньше, хотя встречаются отдельные области с очень высокой плотностью. Крупные синтетические кристаллы NaCl получают из расплава.

Ямки травления распределяются по полю зрения обычно неравномерно. Можно видеть отдельные ямки, небольшие их группы, цепочки ямок. Линиям с частым, практически сплошным размещением ямок отвечают **границы между блоками**. На кристаллах NaCl они постоянно выявляются, но при высокой плотности дислокаций, когда ямки заполняют поле зрения сплошь, могут и теряться. При выявлении межблочных границ, оценив линейную плотность дислокаций на такой границе, можно определить угол разориентации блоков. На рис. 2.16 представлена модель межблочной дислокационной границы наклона (**модель Бюргерса**). Блоки мозаики разориентированы на угол ϑ , плоскость границы перпендикулярна плоскости чертежа и вектору Бюргерса $\vec{b}$, ось поворота лежит в плоскости границы, которая состоит из параллельных краевых дислокаций, расстояние между дислокациями D , т.е. линейная плотность дислокаций — $1/D \text{ см}^{-1}$, тогда $\text{tg}\vartheta = \vec{b}/D$.

Если осуществить местную деформацию, например, нажатием иглой (индентором), то ямки травления концентрируются вдоль нескольких лучей, которые являются направлениями скольжения в данном кристалле.

Наиболее часто применяемым травителем для NaCl служит ледяная уксусная кислота (уксусную кислоту следует вымораживать, так как даже малое содержание воды в ней приводит к размытию ямок). Растворимость хлористого натрия в уксусной кислоте небольшая, и травление протекает небыстро. Время травления 30 с. При введении ионов кадмия скорость травления становится еще меньше, а в присутствии ионов ртути увеличивается. Фигуры травления для всех этих травителей получаются достаточно четкими. В литературе рекомендуются и другие составы травителей.

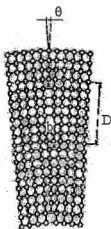


Рис 2.16. Межблочная дислокационная граница (модель Бюргерса)

10. ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

10.1. ПРИГОТОВЛЕНИЕ ОБРАЗЦОВ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ

Для выявления дислокаций в щелочногаллоидных кристаллах используются образцы, расколотые в плоскостях спайности (100). Раскалывание образцов производится с помощью скальпеля путем удара по скальпелю специальным молотком. Скальпель ставится на ребро кристалла под углом $20-45^\circ$ к поверхности. Контроль за качеством сколотой поверхности осуществляется на металлографическом микроскопе МИМ-8М при увеличении 300-500 крат.

10.2. СОСТАВЛЕНИЕ ТРАВИТЕЛЕЙ И МЕТОДИКА ТРАВЛЕНИЯ ДЛЯ ВЫЯВЛЕНИЯ ДИСЛОКАЦИЙ В ЩЕЛОЧНО-ГАЛЛОИДНЫХ КРИСТАЛЛАХ

Для выявления дислокаций на плоскостях (100) используются травящие растворы, приведенные в таблице. Для травления и промывки исследуемый образец последовательно погружается в травящий и промывающий раствор. Продолжительность промывки должна составлять 5 - 10 с.

Для получения более четкой огранки фигур травления на выходах дислокаций в процессе травления раствор необходимо перемешивать (перемешивание можно производить пинцетом вместе с зажатым образцом). После промывки образец просушивается в струе воздуха. Исследование полученных картин травления производится на металлографическом микроскопе МИМ-8М.

Таблица

Режимы травления кристаллов

№	Травящий раствор	Режимы и особенности травления	Промывающий раствор	Полирующий раствор
Кристаллы NaCl				
1	Ледяная уксусная кислота	1 - 3 мин	Бутиловый спирт	1,5 мл CH_3OH + 100 мл дистилл. H_2O + 40 г CdCl_2
2	85% - ная муравьиная кислота	1 - 3 мин	Бутиловый спирт	1,5 мл CH_3OH + 100мл дистилл. H_2O + 40 г CdCl_2
3	Насыщенный раствор CdCO_3 или CdO в уксусной кислоте	Выявляет «состаренные» и «свежие» дислокации	Бутиловый спирт	Скорость полировки 10 мкм/мин в 2,95% $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$ + 100 мл H_2O

4	Насыщенный раствор CdO в бутиловом спирте	Фигуры травления на «состаренных» дислокациях имеют большие размеры, чем на «свежих»	Бутиловый спирт	Быстрая полировка
Кристаллы MgO				
5	Раствор азотной кислоты в воде 1:2 (по объему)	Температура раствора 55°C	Дистиллированная вода	-
Монокристаллы Al				
6	Раствор Лакомба - $\text{HF}:\text{HNO}_3:\text{HCl} = 3:50:47$ объемных частей	10 - 60 с (подбирается экспериментально)	Дистиллированная вода + сушка фильтровальной бумагой	Травить протиранием поверхности образца ватным тампоном, смоченным в травителе

11. ПРАКТИЧЕСКИЕ ЗАДАНИЯ

Задание 1. Исследование особенностей пространственного распределения и средней плотности дислокаций недеформированных кристаллов.

1. Приготовить образец для травления и протравить его.
2. Сфотографировать полученные картины фигур травления в нескольких участках образца.
3. При том же увеличении сфотографировать шкалу объектива микрометра для определения масштаба получаемых изображений.
4. Определить среднюю плотность дислокаций по формуле $\rho = N/S$, где S – выделенная площадь осреднения, N – число выходов дислокаций, попавших в выделенную площадь.

Задание 2. Исследование особенностей пространственного распределения и средней плотности дислокаций недеформированных и деформированных кристаллов

1. Приготовить два образца для травления и протравить их. Деформировать один образец.

2. Протравить деформированный образец. Сфотографировать полученные картины фигур травления в нескольких участках обоих образцов.

3. По форме ямок травления определить выходы краевых и винтовых дислокаций.

4. Определить полосы скольжения, составленные из краевых и винтовых дислокаций.

5. Определить среднюю плотность дислокаций в недеформированном и деформированном образцах и сравнить распределение дислокаций в них.

Задание 3. Определение структуры границ блоков в кристаллах.

1. Приготовить образец для травления и протравить его.

2. На протравленной поверхности (001) кристалла найти 3 - 4 границы блока.

3. Расколоть кристаллы так, чтобы след раскола пересек одну или две границы блока.

4. Сфотографировать поверхность (001) монокристалла с границей.

5. Протравить поверхность (010), перпендикулярную первоначальной. Найти выход той же границы блока на грань (010) и сфотографировать ее. Определить плоскость, в которой расположена граница. Определить линейную плотность дислокаций в границе и найти угол разориентировки блоков.

Задание 4. Исследование зоны пластической деформации около укола индентором методом избирательного травления

1. Приготовить образец для травления и протравить его.

2. На металлографическом микроскопе произвести качественно-количественную оценку плотности дислокаций на различных участках образца. Удовлетворительными являются участки с плотностью дислокаций $10^3 \div 10^4$ $1/\text{см}^2$.

3. На выбранный участок образца нанести укол с помощью микротвердомера PMT-3 или "HAUSER". Микротвердомер состоит из микроскопа и нагружающего устройства с алмазной пирамидкой (индикатором): кристалл кладется на предметный столик, производится фокусировка, затем столик поворачивается, ручкой плавно производится опускание пирамидки. После 5-секундной выдержки пирамидка поднимается, столик возвращается в исходное положение.

4. После вторичного травления образца исследовать дислокационную структуру, возникающую вследствие деформации индикатором.

5. Определить, какие из «лучей розетки» состоят из краевых, какие из винтовых дислокаций. Объяснить, чем это обусловлено.

Задание 5. Наблюдение магнитопластического эффекта в кристаллах NaCl.

1. Приготовить образец для травления и протравить его.
2. Под микроскопом выбрать участок образца с характерным расположением дислокаций и сфотографировать его.
3. Поместить образец в магнитное поле постоянного магнита. Время выдержки, величину напряженности магнитного поля согласовать с преподавателем.
4. Протравить образец и сфотографировать полученные картины фигур травления дислокаций на выделенном характерном участке образца.
5. По форме ямок травления определить выходы первичных и вторичных (сместившихся) дислокаций.
6. Измерить средний общий пробег дислокаций и оценить, зная время выдержки образца в магнитном поле, скорость движения дислокаций.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Дать определение краевой, винтовой и смешанной дислокациям.
2. Какими характеристиками описываются дислокации?
3. Дать определение полной и частичной дислокации.
4. Какая дислокация называется призматической?
5. Какие виды движения дислокаций вы знаете? Поясните каждый из них.
6. Какие методы изучения дислокаций вам известны? На чем они основаны?
7. Какие требования предъявляются к травителю, используемому для выявления дислокационных ямок травления?
8. В чем заключается различие дислокационных ямок травления и ямок, возникающих в случае точечного дефекта? Как объяснить это различие?
9. Сформулируйте критерии дислокационной природы ямок травления. Как их объяснить?
10. Чем определяется форма дислокационных ямок травления?
11. Объясните строение межблочной дислокационной границы. Какой образ на протравленной поверхности кристалла соответствует такой границе?
12. Что такое магнитопластический эффект и как он связан с движением дислокаций?

РЕКОМЕНДУЕМЫЙ БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Павлов, П.В. Физика твердого тела: учебник / П.В. Павлов, А.Ф. Хохлов, – М.: Высшая школа, 2000.
2. Чупрунов, Е.В. Кристаллография / Е.В. Чупрунов, А.Ф. Хохлов, М.А. Фаддеев. – М.: Изд-во физ.-мат. литературы, 2000.
3. Новиков, И.И. Дефекты кристаллического строения металлов / И.И. Новиков. – М.: Металлургия, 1983.
4. Электронно-микроскопические изображения дислокаций и дефектов упаковки: справочное руководство под ред. В.М. Косевича и Л.С. Палатника. – М.: Наука, 1976.
5. Хирт, Дж. Теория дислокаций / Дж. Хирт, И.Лоте; пер. с англ.; под ред. Э.М. Нагорного и Ю.А. Осипьяна. – М.: Атомиздат, 1972.
6. Халл, Д. Введение в дислокации / Д. Халл. – М.: Атомиздат, 1968.
7. Амелинкс, С. Методы прямого наблюдения дислокаций / С. Амелинкс. – М.: Мир, 1966.
8. Головин, Ю.И. Магнитопластичность твердых тел / Ю.И. Головин // ФТТ. – 2004. – Т. 46. – В. 5.-С.769-803.
9. Моргунов, Р.Б. Спиновая микромеханика в физике пластичности / Р.Б. Моргунов // УФН. – 2004. – Т.174. – № 2. – С. 131-153.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ УПРУГИХ МОДУЛЕЙ КРИСТАЛЛОВ АКУСТИЧЕСКИМИ МЕТОДАМИ

Цель работы – ознакомление с методами описания упругих свойств кристаллов, их упругонапряженного состояния, распространения упругих волн в кристаллах и измерение упругих модулей металлических сплавов с помощью ультразвуковой установки УЗИС-76.

Приборы и принадлежности: набор образцов из алюминия, меди и железа, штангенциркуль, прибор УЗИС-76, график температурной зависимости скорости ультразвука в эталонной жидкости.

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ВВЕДЕНИЕ

Современная наука и техника непрерывно предъявляют повышенные требования к механическим свойствам твердых тел. Например, широкое использование металлов во всех отраслях народного хозяйства связано с тем, что они обладают целым комплексом механических свойств: высокая прочность, твердость и упругость сочетаются с хорошей пластичностью и вязкостью. В настоящее время получены металлические сплавы, которые могут работать в условиях глубокого холода и при очень высоких температурах, обладая при этом хорошими прочностными характеристиками, слабо изменяющимися в течение длительного времени.

Многие свойства твердых тел, в том числе и механические, зависят от особенностей их атомной структуры. Механические свойства твердого тела определяются, в первую очередь, силами связи, действующими между атомами или молекулами, составляющими твердое тело. Крупным шагом в развитии физической теории прочности твердых тел явились **теория дефектов** и, в первую очередь, **теория дислокаций**. Оказалось, что механическая прочность твердых тел зависит, главным образом, от дислокаций и что небольшие нарушения в расположении атомов кристаллической решетки приводят к резкому изменению такого структурно-чувствительного свойства, как сопротивление пластической деформации.

С макроскопической точки зрения механические свойства твердого тела отражают его реакцию на воздействие некоторых внешних факторов. В простейшем случае такими внешними факторами являются механические воздействия: сжатие, растяжение, изгиб, удар, кручение. Кроме механических существуют тепловые, магнитные, электрические и другие воздействия. В данной работе изучаются существующие способы описания задания упругого внешнего механического воздействия, деформированного состояния твердого тела и распространения упругих колебаний в анизотропных кристаллических и изотропных твердых телах.

1. НАПРЯЖЕННОЕ И ДЕФОРМИРОВАННОЕ СОСТОЯНИЕ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

Механическое напряжение. Если тело находится под действием внешних сил, то в каждой его точке возникают механические напряжения. В этом случае говорят, что тело находится в напряженном состоянии. Если в таком теле выделить какой-либо элемент объема, то на него действуют два типа сил: 1) объемные силы (например, сила тяжести), действующие на все элементы тела; их значение пропорционально объему элемента; 2) силы, действующие на поверхность элемента со стороны окружающих его частей тела. Эти силы пропорциональны площади поверхности элемента. Такую силу, отнесенную к единичной площади, называют механическим **напряжением**. Далее будем следовать обозначениям [1].

Например, при осевом растяжении изотропного цилиндрического стержня (рис. 3.1) в условиях статического равновесия внешняя сила F уравнивается внутренней силой сопротивления $\int \sigma dS$, где σ - напряжение, нормальное к плоскости сечения, а S - площадь поперечного сечения стержня, т.е.

$$F = \int \sigma dS.$$

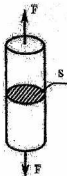


Рис. 3.1. К определению понятия механических напряжений



Рис. 3.2. Образование "шейки" при растяжении цилиндрического образца

Если напряжения распределены по сечению стержня равномерно, то

$$F = \sigma \int dS = \sigma S,$$

Отсюда

$$\sigma = F/S. \quad (3.1)$$

Подставив в эту формулу $F=1$ Н, $S=1$ м², получим:

1 единица напряжения= $1 \text{ Н/м}^2=1 \text{ Па}$, т.е. напряжение выражается в тех же единицах, что и давление.

Следует отличать **истинные напряжения** от **условных**. Истинные напряжения определяют, относя силу, приложенную к образцу, к **фактическому значению площади сечения**, изменяющейся при напряжениях, способных вызвать достаточную деформацию. Например, при растяжении образца в результате больших деформаций постепенно образуется «шейка», как это показано на рис. 3.2.

Условные напряжения определяют, относя силу к площади **первоначального сечения** образца, во всем интервале деформаций, вплоть до разрушения образца.

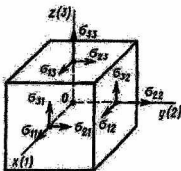


Рис. 3.3. Напряжения, действующие на грани элементарного куба

При описании напряженного состояния будем считать, что напряжение во всем теле однородно (одинаково во всех точках тела), все части тела находятся в статическом равновесии, объемные силы (действующие на все элементы тела, например, силы тяжести) и объемные моменты отсутствуют. Выберем любую точку O в объеме этого тела и вокруг нее построим, как это делается в **классической теории упругости**, бесконечно малый куб (рис. 3.3). Три взаимно перпендикулярных оси x , y , z , исходящие из этой точки, выберем в качестве прямоугольной системы координат. Поскольку в дальнейшем при написании формул удобнее оперировать цифрами, обозначим ось x цифрой 1, ось y – цифрой 2 и ось z – цифрой 3. Ребра элементарного куба параллельны осям Ox , Oy , Oz .

При равновесии силы, действующие на противоположные грани, равны, поэтому достаточно рассмотреть силы, действующие на три взаимно перпендикулярные грани. Каждое из напряжений, действующих на три непараллельные грани куба, раскладываем на одну нормальную составляющую и две касательные, т.е. лежащие в рассматриваемой грани.

Обозначим σ_{ij} как компоненту напряжения, действующую в направлении i на грань куба, перпендикулярную оси j . Напряжения σ_{11} , σ_{22} , σ_{33} – **нормальные** (растягивающие или сжимающие) **напряжения**; σ_{12} , σ_{13} , σ_{23} и т.д. – **касательные** (скалывающие или сдвиговые) **напряжения**.

Итак, напряженное состояние в точке характеризуется девятью величинами σ_{ij} , которые являются компонентами тензора второго ранга, – **тензора механических напряжений**:

$$T_{напр} = \begin{vmatrix} \sigma_{11} & \sigma_{12} & \sigma_{13} \\ \sigma_{21} & \sigma_{22} & \sigma_{23} \\ \sigma_{31} & \sigma_{32} & \sigma_{33} \end{vmatrix}. \quad (3.2)$$

Так как элементарный куб находится в состоянии равновесия и напряжение однородно, то можно показать из рассмотрения вращающих моментов относительно любой оси куба, что $\sigma_{23} = \sigma_{32}$, $\sigma_{31} = \sigma_{13}$, $\sigma_{12} = \sigma_{21}$. Отсюда следует, что из девяти компонентов только шесть являются независимыми и тензор оказывается симметричным, т.е. компоненты, симметричные относительно главной диагонали тензора, равны между собой ($\sigma_{ij} = \sigma_{ji}$).

Напряженное состояние, возникающее в твердом теле, существенно влияет на процессы его деформации и разрушения. Касательные напряжения способствуют развитию пластической деформации, а нормальные – разрыву межатомных связей, хрупкому разрушению твердого тела.

Деформация. Деформация – это изменение объема или формы твердого тела без изменения его массы под действием внешней силы. Деформация – это процесс, при котором изменяется расстояние между какими-либо точками тела. Простейшие виды деформации: **растяжение**, **сжатие**, **сдвиг**, **кручение**, **изгиб**.

Элементарной деформацией при одноосном растяжении цилиндрического образца является удлинение. При приложении растягивающей силы образец увеличивается в длине и уменьшается в диаметре. Обычно деформацию выражают в относительных единицах. Так, если образец имел начальную длину l_0 и l_k после приложения растягивающей силы (рис. 3.4), то относительная деформация образца

$$\varepsilon = (l_k - l_0) / l_0. \quad (3.3)$$

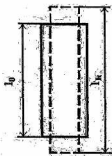


Рис. 3.4. Удлинение цилиндрического образца при растяжении

Как и в случае напряжений, следует отличать **условные** (ϵ) деформации (удлинение и сдвиги) от **истинных** (e), особенно это важно при больших деформациях. При подсчете истинных деформаций учитывают не постоянную начальную длину, а переменную, увеличивающуюся (при растяжении) в процессе деформации.

Например, если при нагружении образца его длина изменилась от l_0 до l_k , то весь процесс деформации можно разбить на отрезки. Сначала образец удлинился до l_1 затем до l_2 , l_3 и т. д., тогда суммарное удлинение

$$e = \frac{l_1 - l_0}{l_0} + \frac{l_2 - l_1}{l_1} + \frac{l_3 - l_2}{l_2} + \dots + \frac{l_k - l_{k-1}}{l_{k-1}}. \quad (3.4)$$

Если уменьшать отрезки, на которых подсчитывается удлинение, то в пределе **истинное удлинение** будет равно

$$e = \int_{l_0}^{l_k} \frac{dl}{l} = \ln \frac{l_k}{l_0}. \quad (3.5)$$

Условные и истинные деформации связаны между собой. В самом деле, **условное удлинение** $\epsilon = l_k - l_0 / l_0 = l_k / l_0 - 1$, отсюда $l_k / l_0 = 1 + \epsilon$ и тогда

$$e = \ln(l_k / l_0) = \ln(1 + \epsilon). \quad (3.6)$$

При малых деформациях условные и истинные деформации практически совпадают. При малых ϵ имеем $\ln(1 + \epsilon) = \epsilon - \epsilon^2/2 + \epsilon^3/2 - \dots$. Ограничиваясь первым членом разложения, получаем, что, действительно, $e \approx \epsilon$. При больших деформациях между значениями условных и истинных деформаций наблюдается существенная разница. Покажем это на примере.

Пусть длина стержня при растяжении удвоилась, а при сжатии – вдвое уменьшилась. Используя приведенные выше формулы, рассчитаем условные и истинные деформации. Для растяжения

$$e = \frac{l_k - l_0}{l_0} = \frac{2l_0 - l_0}{l_0} = 1; e = \ln \frac{2l_0}{l_0} = +0,69.$$

Для сжатия

$$e = \frac{l_0/2 - l_0}{l_0} = -0,5; e = \ln \frac{l_0/2}{l_0} = -0,69.$$

Видим, что истинные деформации при сжатии и растяжении равны и отличаются лишь знаком, в то время как условные деформации отличаются и по значению, и по знаку.

Важным свойством истинных деформаций является их аддитивность. В самом деле, если провести растяжение образца в две стадии: первая – от l_0 до l_n , вторая – от l_n до l_k , и подсчитать по (3.6) истинные деформации, то

$$e_1 = \ln(1 + \frac{l_n - l_0}{l_0}) = \ln \frac{l_n}{l_0}; e_2 = \ln \frac{l_k}{l_n}; e_{\text{сум}} = e_1 + e_2 = \ln \frac{l_n}{l_0} + \ln \frac{l_k}{l_n} = \ln \frac{l_k}{l_0}. \quad (3.7)$$

С другой стороны, по формуле (3.6) имеем $e_{\text{сум}} = \ln(1 + \ln \frac{l_k - l_0}{l_0}) = \ln \frac{l_k}{l_0}$, т.е. результаты одинаковы.

Легко показать на этом же примере, что для условных деформаций свойство аддитивности не выполняется, т.е.

$$\varepsilon_{\text{сум}} \neq \varepsilon_1 + \varepsilon_2. \quad (3.8)$$

Свойство аддитивности истинных деформаций важно для практики. Так, расчеты суммарной деформации при обработке металла давлением, осуществляемой за несколько проходов, значительно упрощаются.

Для полного описания деформированного состояния кроме удлинений (укорочений) необходимо знать **сдвиги**, возникающие под действием касательных напряжений. При механических испытаниях принято характеризовать деформации относительным изменением линейных размеров образцов, а также **углом сдвига** α , т.е. углом, на который изменился первоначальный прямой угол элемента поверхности деформируемого тела или образца. **Относительным сдвигом** γ называют тангенс угла сдвига (рис. 3.5).

Из рис. 3.5 следует, что $\gamma = \Delta l/h = \text{tg} \alpha$. При малых деформациях $\text{tg} \alpha \approx \alpha = \gamma$.

Любая деформация может быть представлена в виде определенной комбинации сдвигов и удлинений. В общем случае для математического описания деформированного состояния в выбранной точке необходимо для любого направления, исходящего из этой точки, определить происшедшие в результате деформации изменения – расстояние между двумя близкими точками и угол между любыми двумя направлениями.

При изложении математических основ деформированного состояния будем рассматривать лишь однородные бесконечно малые деформации. Сначала рассмотрим случай одномерной деформации растяжимой струны, левый конец которой закреплен в точке O (рис. 3.6).

Возьмем точку Q вблизи P , так что $PQ = \Delta x$. После деформации P переходит в P' , а Q в Q' ; при этом u – смещение. Отрезок $P'Q'$ равен $\Delta x + \Delta u$.

Определим деформацию отрезка PQ :

$$\frac{|P'Q'|}{|PQ|} = \frac{\Delta u}{\Delta x}.$$

Деформация в точке P по определению

$$e = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{\Delta u}{\Delta x} = \frac{du}{dx}. \quad (3.9)$$

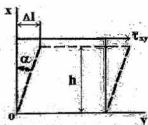


Рис. 3.5. Изменение формы и размеров тела под действием касательных напряжений τ_{xy} . Простой сдвиг

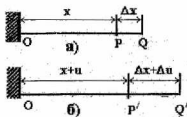


Рис. 3.6. Деформация струны:
а – до, б – после растяжения

Таким образом, деформация в любой точке есть производная смещения по координате, это безразмерная величина. Из выражения (3.9) после интегрирования следует, что при однородной деформации (в этом случае e – постоянная) смещение линейно зависит от координаты: $u = ex$.

Переходя к случаю объемной деформации твердого тела, выберем в качестве осей координат три ортогональные оси x, y, z с началом в точке

O (рис. 3.7). Пусть точка O после деформации осталась на месте, а все остальные точки тела изменили свои положения.

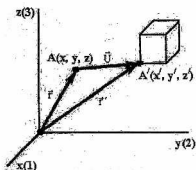


Рис. 3.7. Координатные оси для описания упруго деформированного состояния. Цифры в скобках указывают направление: $x \rightarrow 1, y \rightarrow 2, z \rightarrow 3$

Определим положение точки $A(x, y, z)$ до деформации радиус – вектором $\vec{r}$. После деформации точка $A(x, y, z)$ переместится в положение $A'(x', y', z')$, определяемое радиусом–вектором $\vec{r}'$. Вектор $\overline{AA'} = \vec{r}' - \vec{r} = \vec{U}(u, v, w)$ назовем вектором смещения, u, v, w – компоненты вектора смещения по осям x, y, z . Очевидно, что

$$x' = x + u, y' = y + v, z' = z + w.$$

Снова, как и в одномерном случае растяжимой струны, определим деформацию отрезков $\Delta x, \Delta y, \Delta z$.

В направлении оси x она составит $\Delta u / \Delta x$ или $\partial u / \partial x$ в пределе при $\Delta x > 0$, в направлении оси y имеем $\Delta v / \Delta y$ и $\partial v / \partial y$ в пределе при $\Delta y > 0$, в направлении z получим $\Delta w / \Delta z$ и $\partial w / \partial z$ в пределе при $\Delta z > 0$. Так как компоненты u, v, w являются линейными функциями координат, то

$$\begin{aligned} \Delta u &= \frac{\partial u}{\partial x} \Delta x + \frac{\partial u}{\partial y} \Delta y + \frac{\partial u}{\partial z} \Delta z = e_{11} \Delta x + e_{12} \Delta y + e_{13} \Delta z; \\ \Delta v &= \frac{\partial v}{\partial x} \Delta x + \frac{\partial v}{\partial y} \Delta y + \frac{\partial v}{\partial z} \Delta z = e_{21} \Delta x + e_{22} \Delta y + e_{23} \Delta z; \\ \Delta w &= \frac{\partial w}{\partial x} \Delta x + \frac{\partial w}{\partial y} \Delta y + \frac{\partial w}{\partial z} \Delta z = e_{31} \Delta x + e_{32} \Delta y + e_{33} \Delta z. \end{aligned} \quad (3.10)$$

Девять величин e_{ij} образуют тензор второго ранга – тензор деформации.

Для выяснения физического смысла компонента e_{ij} рассмотрим частный случай. Пусть $\Delta y = \Delta z = 0$, тогда

$$\Delta u = \frac{\partial u}{\partial x} \Delta x = e_{11} \Delta x; \Delta v = \frac{\partial v}{\partial x} \Delta x = e_{21} \Delta x; \Delta w = \frac{\partial w}{\partial x} \Delta x = e_{31} \Delta x. \quad (3.11)$$

Нетрудно видеть, что $e_{11} = \Delta u / \Delta x = \partial u / \partial x$ представляет собой удлинение при растяжении отрезка Δx , спроецированного на ось $x(1)$. Аналогичный смысл имеют и компоненты

$$e_{22} = \frac{\Delta v}{\Delta y} = \frac{\partial v}{\partial y}; e_{33} = \frac{\Delta w}{\Delta z} = \frac{\partial w}{\partial z}. \quad (3.12)$$

Компоненты $e_{21} = \partial v / \partial x$ и $e_{31} = \partial w / \partial x$ определяют поворот линейного элемента, параллельного оси x : в первом случае – вокруг оси z в сторону y (по часовой стрелке), во втором – вокруг оси y в сторону оси z (против часовой стрелки).

В самом деле, из (3.11) следует, что $\Delta v = (\partial v / \partial x) \Delta x = e_{21} \Delta x$; с учетом того, что при деформации отрезок Δx удлиняется на Δu , получим $e_{21} = \Delta v / (\Delta x + \Delta u) = \tan \theta$, где θ – угол поворота линейного элемента.

Так как мы имеем дело с малыми смещениями, то u и v малы по сравнению с x , поэтому Δu и Δv малы по сравнению с Δx , а $\theta \approx \Delta v / \Delta x = e_{21}$. Компонент e_{12} определяет поворот линейного элемента $\Delta y / (\Delta y + \Delta v) \approx 1$, параллельного оси y , вокруг оси z в направлении x (по часовой стрелке); e_{13} – поворот линейного элемента вокруг оси y в направлении оси z (против часовой стрелки). Компоненты e_{23} и e_{32} определяют повороты вокруг оси x в первом случае в направлении оси y (по часовой стрелке), во втором – в направлении z (против часовой стрелки).

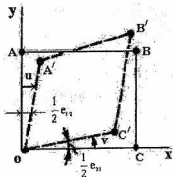


Рис. 3.8. Суммарная сдвиговая деформация под действием касательных напряжений τ_{xy}

Определим суммарный, или полный сдвиг, происходящий, например, в плоскости xu (рис. 3.8). Пусть в недеформированном теле мы имеем квадрат $OABC$. Под действием касательных напряжений квадрат $OABC$ превращается в ромб $OA'B'C'$, при этом сторона OA поворачивается по часовой стрелке на угол, равный $1/2e_{12}$ а сторона OC – против часовой стрелки на угол $1/2e_{21}$. Такой сдвиг называют чистым в отличие от простого сдвига. Сравнение рис. 2.5 и 2.8 ясно показывает разницу между чистым и простым сдвигом. Обозначим u смещение точки, расположенной на стороне OA (смещение происходит в направлении оси x), а через v – смещение точки, расположенной на стороне OC (смещение происходит в направлении оси y). Так как смещение v зависит от координаты x и пропорционально ей, то $1/2e_{21} = \partial v / \partial x$; также $1/2e_{12} = \partial v / \partial y$. Отсюда следует, что в плоскости xu суммарный сдвиг равен:

$$\frac{1}{2}(e_{12} + e_{21}) = \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x}. \quad (3.13)$$

Аналогичным способом можно показать, что

$$\frac{1}{2}(e_{23} + e_{32}) = \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x}; \quad \frac{1}{2}(e_{13} + e_{31}) = \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x}. \quad (3.14)$$

Выяснив смысл компонентов деформации, мы можем теперь составить тензор деформации, который определяет деформированное состояние в данной точке тела. При этом для того чтобы отделить собственную деформацию тела от его вращения как целого, обычно тензор делят на симметричную и антисимметричную части. Антисимметричная часть $S(e_{12}-e_{21})$ описывает вращение тела как целого. Симметричная часть $S(e_{12}+e_{21})$ описывает собственно деформацию тела. Таким образом, **тензор деформации** является симметричным тензором второго ранга, содержит девять компонентов, шесть из которых являются независимыми, поскольку компоненты, симметричные относительно главной диагонали, равны между собой ($e_{ij}=e_{ji}$):

$$T_{\text{деф}} = \begin{vmatrix} e_{11} & 1/2(e_{11} + e_{21}) & 1/2(e_{13} + e_{31}) \\ 1/2(e_{21} + e_{12}) & e_{22} & 1/2(e_{23} + e_{32}) \\ 1/2(e_{31} + e_{13}) & 1/2(e_{32} + e_{23}) & e_{33} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} e_{11} & e_{12} & e_{13} \\ e_{21} & e_{22} & e_{23} \\ e_{31} & e_{32} & e_{33} \end{vmatrix} \quad (3.15)$$

Диагональные компоненты e_{ij} описывают удлинения или сжатия, остальные компоненты e_{ij} являются компонентами деформации сдвига.

Угол сдвига, или полный сдвиг в какой-то плоскости, равен соответствующему недиагональному компоненту тензора деформации e_{ij} .

Тензор деформаций может быть записан в более общем виде [3]:

$$u_{ik} = \frac{1}{2} \frac{\partial u_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i}, \quad (3.15 \text{ a})$$

где $\vec{u}$ – трехмерный вектор смещения с проекциями u_{ik} ($i, k=1, 2, 3$).

2. УПРУГОСТЬ. ЗАКОН ГУКА ДЛЯ ИЗОТРОПНЫХ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

Механические свойства твердых тел наиболее полно описываются диаграммами деформации. Диаграммы деформации представляют собой зависимости между механическими напряжениями σ , которые возникают в твердом теле при приложении к нему внешней силы, и деформациями ϵ . Из диаграмм деформации получают систему характеристик прочности (пределы прочности, текучести, упругости, относительные удлинения, сужения и др.). Заметим, что диаграммы деформации не зависят от геометрических размеров образца, поскольку σ и ϵ являются удельными величинами.

На рис. 3.9 приведена типичная диаграмма деформации для одноосного растяжения цилиндрического образца. Естественно, что изучение механических, в том числе и упругих, свойств твердых тел легче всего начать с анализа диаграммы деформации. Как видно из рис. 3.9, кривая $\sigma=f(\epsilon)$ обнаруживает несколько характерных особенностей. Так, при малых напряжениях наблюдается линейная зависимость деформации от напряжения (участок OA). Другой особенностью участка OA является то, что после снятия нагрузки форма и размеры образца восстанавливаются, т.е. деформация оказывается обратимой. Обратимость деформации на участке OA наблюдается только в том случае, если нагрузка прилагается и снимается сравнительно быстро. Если нагрузка приложена в течение большого промежутка времени, то мы сталкиваемся с явлением "крипа" (ползучести), а следовательно, и с необратимостью деформации. Прямолинейный участок OA называют **областью упругой деформации** (для твердых тел $\epsilon < 1\%$).

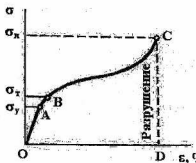


Рис. 3.9. Диаграмма деформации

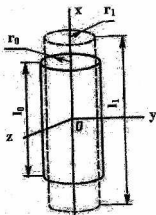


Рис. 3.10. Изменение размеров при одноосном растяжении цилиндрического образца

За пределами упругой области при переходе через точку *A* (напряжение, соответствующее этой точке, называют **пределом упругости** σ_y) кривая переходит в так называемую пластическую область. Величина σ_τ соответствует **пределу текучести** – минимальному напряжению, при котором деформация продолжает возрастать без увеличения нагрузки.

Точка *C* кривой $\sigma=f(\epsilon)$ соответствует **пределу прочности** σ_n . При достижении предела прочности образец разрушается. Под **прочностью** понимают отношение минимальной нагрузки, при которой образец разрушается, к площади сечения образца.

Основные закономерности поведения твердых тел в упругой области экспериментально впервые были изучены Р. Гуком (1678). Им установлено, что при нагружении изотропного тела (для изотропного тела любые произвольно выбранные направления эквивалентны), когда деформации и напряжения достаточно малы, деформация пропорциональна приложенному напряжению (закон Гука):

$$\epsilon = S\sigma. \quad (3.16)$$

Здесь $\epsilon = \Delta l / l$ – **продольная деформация** при растяжении; l – первоначальная длина испытуемого образца; Δl – приращение длины в результате деформации; S – константа упругой податливости, или просто податливость.

Закон Гука можно записать и в такой форме:

$$\sigma = C\epsilon, \quad (3.17)$$

где $C=1/S$ – константа упругой жесткости, или просто жесткость. Видно, что, чем меньше податливость, тем более жестким является кристалл. В литературе, особенно технической, C часто называют **модулем Юнга** и обозначают E . Тогда в наиболее часто употребляемой форме **закон Гука** имеет вид:

$$\sigma = E\varepsilon. \quad (3.18)$$

Напряжения, возникающие в упруго деформированном твердом теле (численно равные приложенным к телу внешним напряжениям), прямо пропорциональны относительной деформации.

Закон Гука для сдвиговой деформации при действии касательных (скальвающих) напряжений τ имеет такой же простой вид, как и для случая растяжения:

$$\tau = F/S = G\Delta l/h = G\tg\alpha = G\gamma, \quad (3.19)$$

где G – модуль сдвига (или модуль упругости при сдвиге); $\tg\alpha = \gamma$ – тангенс угла сдвига или относительный сдвиг (см. рис. 3.5); S – площадь сечения образца в плоскости сдвига; F – сила сдвига.

В случае **всестороннего сжатия** (или растяжения), например при гидростатическом сжатии, закон Гука имеет вид

$$P = K \frac{\Delta V}{V} = K\Omega, \quad (3.20)$$

где P – гидростатическое давление; K – **модуль объемной деформации**; Ω – относительная объемная деформация.

Закон Гука, записанный в виде формул (3.16)-(3.19), определяет зависимость между напряжением и деформацией в одном и том же направлении, т.е. в направлении приложения внешней силы. Такая запись носит название **элементарного закона Гука**.

Однако деформация может возникать и в направлениях, отличных от направления приложения силы. В этих случаях закон Гука в элементарной форме уже недостаточен и необходимо воспользоваться обобщенным законом Гука. В самом деле, при одноосном растяжении цилиндрического образца происходит не только его удлинение в направлении приложенной силы, но и сжатие образца в поперечных направлениях, т.е. имеет место **трехосная деформация**. Поперечная деформация при упругом растяжении или сжатии характеризуется **коэффициентом Пуассона ν** , равным отношению изменения размеров в поперечном направлении к их изменению в продольном направлении. Для большинства твердых тел значения ν лежат между 0,25 и 0,35. Из рис. 3.10 следует, что

$$\nu = \frac{(r_1 - r_0)/r_0}{(l_1 - l_0)/l_0} = -\frac{d(r/r_0)}{d(l/l_0)}; \quad \varepsilon_y = \varepsilon_z - \nu \varepsilon_x.$$

Обобщенный закон Гука устанавливает линейную зависимость не только между одним напряжением и соответствующей деформацией, но между компонентами тензора напряжений ($\sigma_{11}, \sigma_{22}, \sigma_{33}, \sigma_{12}, \sigma_{23}, \sigma_{31}$) и каждым компонентом тензора деформации ($\varepsilon_{11}, \varepsilon_{22}, \varepsilon_{33}, \varepsilon_{12}, \varepsilon_{23}, \varepsilon_{31}$).

Обобщенный закон Гука для изотропного тела записывают в следующем виде:

для удлинений:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{11} = \varepsilon_x &= \frac{1}{E}[\sigma_{11} - \nu(\sigma_{22} + \sigma_{33})] = \frac{1}{E}[\sigma_x - \nu(\sigma_y + \sigma_z)]; \\ \varepsilon_{22} = \varepsilon_y &= \frac{1}{E}[\sigma_{22} - \nu(\sigma_{11} + \sigma_{33})] = \frac{1}{E}[\sigma_y - \nu(\sigma_x + \sigma_z)]; \\ \varepsilon_{33} = \varepsilon_z &= \frac{1}{E}[\sigma_{33} - \nu(\sigma_{11} + \sigma_{22})] = \frac{1}{E}[\sigma_z - \nu(\sigma_x + \sigma_y)]; \end{aligned} \quad (3.21)$$

для сдвигов

$$\varepsilon_{12} = \varepsilon_{xy} = \frac{\sigma_{12}}{G} = \frac{\tau_{xy}}{G}; \quad \varepsilon_{23} = \varepsilon_{yz} = \frac{\sigma_{23}}{G} = \frac{\tau_{yz}}{G}; \quad \varepsilon_{31} = \varepsilon_{zx} = \frac{\sigma_{31}}{G} = \frac{\tau_{zx}}{G}. \quad (3.22)$$

Можно показать, что константы упругости K , G и E , ν связаны между собой выражениями [2]

$$E = \frac{9KG}{3K + G}, \quad \nu = \frac{3K - 2G}{2(3K + G)}, \quad K = \frac{E}{3(1 - 2\nu)}, \quad G = \frac{E}{2(1 + \nu)}. \quad (3.23)$$

Таким образом, зная две константы, можно всегда определить третью.

Обобщенный закон Гука можно записать также через упругие модули Ламе λ и μ :

$$\sigma_{11} = \lambda\theta + 2\mu\varepsilon_{11}, \quad \sigma_{22} = \lambda\theta + 2\mu\varepsilon_{22}, \quad \dots \quad \sigma_{31} = 2\mu\varepsilon_{31},$$

где $\theta = \varepsilon_{11} + \varepsilon_{22} + \varepsilon_{33}$ — относительное изменение объема.

Следовательно, упругие свойства изотропного материала определяются двумя константами λ и μ , через которые выражаются другие модули упругости:

$$E = \frac{\mu(3\lambda + \mu)}{\lambda + \mu}, \nu = \frac{\lambda}{2(\lambda + \mu)}, G = \mu, K = \lambda + \frac{2}{3}\mu, \lambda = \frac{Ev}{(1+\nu)(1-2\nu)}, \quad (3.23a)$$

$$\mu = G = \frac{E}{2(1+\nu)}, K = \frac{E}{3(1-2\nu)}.$$

Физический смысл упругих модулей Ламе заключается в том, что они являются коэффициентами разложения свободной энергии упруго-деформированного твердого тела в ряд по степеням деформации.

3. ЗАКОН ГУКА ДЛЯ АНИЗОТРОПНЫХ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

Монокристаллические твердые тела являются телами анизотропными. В общем случае для монокристаллов любые произвольно выбранные направления по свойствам неэквивалентны, что приводит к существенному усложнению в описании упругонапряженного состояния. В достаточно полном объеме это описание изложено в [1, 2]. Здесь же кратко отметим основные его особенности.

Выше мы видели, что однородное напряжение и однородная бесконечно малая деформация описываются тензорами второго ранга, каждый из которых определяется девятью компонентами деформации ϵ_{ij} и девятью компонентами напряжения σ_{ij} . Если деформация бесконечно мала и однородна, то каждая компонента тензора деформации линейно связана со всеми компонентами тензора напряжений и, наоборот, каждая компонента тензора напряжения линейно связана со всеми компонентами тензора деформаций. В этом заключается сущность закона Гука для анизотропных твердых тел. Математический закон Гука для монокристаллов запишется

$$\epsilon_{ij} = S_{ijkl} \cdot \sigma_{kl} \quad (3.24)$$

либо как

$$\sigma_{ij} = C_{ijkl} \cdot \epsilon_{kl}, \quad (3.25)$$

где S_{ijkl} и C_{ijkl} — константы податливости и жесткости кристалла соответственно. Легко сообразить, что всего будет 81 компонент S_{ijkl} и 81 компонент C_{ijkl} .

Тензор, составленный из коэффициентов C_{ijkl} , называют тензором упругой жесткости или просто **тензором упругости**. Тензор, составленный из коэффициентов S_{ijkl} , называют **тензором упругой податливости**.

Условия симметрии приводят к тому, что полное число упругих констант сокращается в зависимости от симметрии кристалла. Так, если кристалл обладает триклинной симметрией, то полное число упругих констант равно 21, а для кристаллов кубической симметрии оно равно 3. При матричной записи двойное сочетание (3.25) и (3.26) $ij=m$ ($ij=1, 2, 3$) и $kl=n$ ($kl=1, 2, 3$) заменено одним индексом от 1 до 6 по следующей схеме: 11 - 1; 22 - 2; 33 - 3; 23, 32 - 4; 31, 13 - 5; 12, 21 - 6.

Основное свойство кубического кристалла состоит в том, что направления $\pm x$, $\pm y$, $\pm z$ взаимно перпендикулярны и полностью эквивалентны. Это приводит к тому, что имеют место такие соотношения:

$$C_{11}=C_{22}=C_{33}; C_{12}=C_{23}=C_{31}; C_{44}=C_{55}=C_{66}.$$

Остальные компоненты C_{ij} равны нулю. Так что для кубического кристалла имеется всего лишь три независимых компонента C_{11} , C_{12} и C_{44} , и набор постоянных упругой жесткости сводится к матрице

$$C_{ij} = \begin{vmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{12} & 0 & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{11} & C_{12} & 0 & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{12} & C_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & C_{44} \end{vmatrix}. \quad (3.34)$$

Между константами податливости и жесткости в зависимости от симметрии кристалла имеется своя определенная форма соотношения.

Если для кристаллов выполняются следующие условия:

1) все силы взаимодействия между частицами, составляющими кристалл, центральные (для ковалентных кристаллов это условие не выполняется);

2) частицы сферически симметричны и расположены в центрах симметрии структуры;

3) в исходном состоянии какие-либо напряжения в кристалле отсутствуют, то это дает шесть дополнительных соотношений между коэффициентами упругости (которые были впервые установлены Коши):

$$C_{23}=C_{44}, C_{56}=C_{14}, C_{64}=C_{25},$$

$$C_{31}=C_{55}, C_{12}=C_{66}, C_{45}=C_{36}. \quad (3.36)$$

В случае кристаллов кубической симметрии соотношения Коши сводятся к равенству $C_{12}=C_{44}$.

Для металлов соотношения Коши выполняются плохо. По-видимому, в металлах силы взаимодействия не являются центральными, а атомы не обладают сферической симметрией. Для многих ионных кристаллов соотношения Коши выполняются хорошо, причем тем лучше, чем меньше доля ковалентной или металлической связи.

4. УПРУГИЕ КОЛЕБАНИЯ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

4.1. Колебания атомов кристаллической решетки

В твердом теле атомы при любой температуре, включая 0К, непрерывно совершают колебания около их среднего положения равновесия. При небольших амплитудах такие колебания можно считать гармоническими. С повышением температуры амплитуды и энергии этих колебаний увеличиваются. Так как атомы в твердом теле сильно связаны друг с другом, то возбуждение колебаний одного из атомов передается ближайшим атомам, которые, в свою очередь, передают это возбуждение своим соседям и т.д. Этот процесс подобен процессу распространения звуковых волн в твердом теле. Все возможные колебания сильно связанных между собой атомов можно представить как совокупность взаимодействующих упругих волн различной длины, распространяющихся по всему объему кристалла. Так как твердое тело ограничено по размерам, то при данной температуре устанавливается стационарное состояние колебаний, представляющее собой суперпозицию стоячих волн (поверхность твердого тела для звуковых волн является узловой).

С колебаниями атомов кристаллической решетки связаны многие физические явления в твердых телах – теплоемкость, теплопроводность, термическое расширение, электропроводность и др. Теория колебаний атомов трехмерного кристалла крайне сложна. Поэтому мы сначала рассмотрим распространение упругих волн в однородной упругой струне и в кристаллах без учета их дискретной структуры. Атомные колебания взаимодействующих атомов в трехмерных кристаллических решетках рассматриваются в динамике кристаллических решеток.

Для рассмотрения колебаний в сплошных упругих твердых телах рассмотрим сначала одномерные колебания струны, с которыми, как оказалось, колебания упругих твердых тел имеют большое сходство.

4.2. Одномерные колебания струны

Рассмотрим распространение продольных волн в однородной неограниченной струне с линейной плотностью ρ . В этом случае движение

каждого из элементов струны происходит лишь в направлении ее длины. При распространении продольной волны на элемент толщиной Δx (рис. 3.11) действуют силы: слева $S\sigma(x)$ и справа $S\sigma(x+\Delta x)$, где S – площадь поперечного сечения струны, $\sigma(x)$ и $\sigma(x+\Delta x)$ – нормальные упругие напряжения.

На элемент Δx действует результирующая сила

$$F = S\sigma(x+\Delta x) - S\sigma(x). \quad (3.37)$$

Под действием этой силы элемент Δx испытывает смещение. Обозначив $u(x, t)$ смещение центра масс элемента Δx , запишем в соответствии со вторым законом Ньютона уравнение его движения

$$\rho S \Delta x \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = S\sigma(x+\Delta x) - S\sigma(x). \quad (3.38)$$

Здесь $\rho S \Delta x = m$ – масса элемента толщиной Δx , а $\frac{\partial^2 u}{\partial t^2}$ – его ускорение.

Уравнение (3.38) перепишем в виде

$$\rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \frac{\sigma(x+\Delta x) - \sigma(x)}{\Delta x}.$$

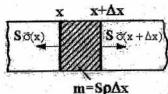


Рис. 3.11. К выводу уравнения движения упругих волн в струне

При $\Delta x \rightarrow 0$ оно перейдет в уравнение

$$\rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \frac{\partial \sigma}{\partial x}. \quad (3.39)$$

Согласно закону Гука для изотропных твердых тел,

$$\sigma = E\epsilon,$$

где E – модуль упругости (модуль Юнга); $\epsilon = \partial u / \partial x$ – одноосная деформация в точке. Отсюда

$$\frac{\partial \sigma}{\partial x} = E \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} = E \frac{\partial^2 u}{\partial t^2}.$$

Тогда уравнение движения для смещения $u(x, t)$ окончательно примет вид

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \frac{E}{\rho} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}. \quad (3.40)$$

Это обычное волновое уравнение для упругих волн, распространяющихся вдоль струны. Решение этого уравнения будем искать в виде бегущей продольной монохроматической волны:

$$u = u_0 \exp[i(kx - \omega t)] = u_0 \sin 2\pi\left(\frac{x}{\lambda} - \nu t\right) = u_0 \sin(kx - \omega t), \quad (3.41)$$

где u_0 – амплитуда колебания; ν – частота колебаний; $\omega = 2\pi\nu$ – циклическая частота; t – время; λ – длина волны; $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число. После подстановки решения (3.41) в уравнение (3.40) получим дисперсионное соотношение

$$\omega = \sqrt{E/\rho} k = v_1 k. \quad (3.42)$$

Из (3.42) следует, что для упругой волны, распространяющейся в неограниченно протяженной струне, частота колебаний линейно зависит от волнового числа (рис. 3.12).

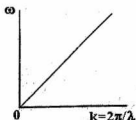


Рис. 3.12. Дисперсионная зависимость для непрерывной струны

При этом скорость распространения волны $v_1 = \sqrt{E/\rho}$ для данного материала – величина постоянная, поскольку E и ρ являются характеристиками только материала. Так, для железной струны ($E = 2,1 \cdot 10^{11}$ Па, $\rho = 7,8 \cdot 10^2$ кг/м³) имеем $v_1 = 5 \cdot 10^3$ м/с. Как видно из рис. 3.12,

модуль волнового числа может меняться от 0 до ∞ , а следовательно, частота колебаний меняется непрерывно от 0 до ∞ .

4.3. Упругие волны в монокристаллах

Монокристаллические твердые тела анизотропны, т.е. их свойства неодинаковы вдоль различных кристаллографических направлений. Кроме того, процессы распространения упругих волн в кристаллах много сложнее процессов распространения электромагнитных волн. **Электромагнитные волны всегда поперечны**, в жидкостях и газах упругие волны **всегда продольны**, упругие (звуковые) волны могут быть поперечными и продольными. Продольные волны – волны сжатий и растяжений в направлении распространения волны, поперечные – волны деформаций сдвига в направлениях, перпендикулярных направлению распространения волн. В общем случае в каждом заданном направлении в кристалле распространяются **три поляризованные упругие волны с разными скоростями**. Особенности распространения волн в твердом теле связаны с различиями в природе волн и в характере межатомного взаимодействия в различных средах.

Рассмотрим распространение упругих волн в кристалле, плотность которого ρ . Внутри кристалла выберем элементарный параллелепипед с ребрами Δx , Δy , Δz , параллельными кристаллографическим осям координат x , y , z . Как и в случае упругой струны, при движении упругой волны по кристаллу каждая грань элементарного параллелепипеда под действием напряжения σ_{ij} совершает небольшие перемещения (в области упругости, когда справедлив закон Гука). Найдем уравнение движения для поступательного перемещения элементарного параллелепипеда при распространении упругой волны вдоль направления x (рис. 3.13).

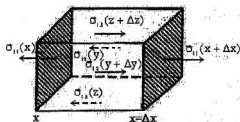


Рис. 3.13. Силы, действующие на элементарный параллелепипед при движении упругой волны в направлении Ox

На грань x действует напряжение $\sigma_{11}(x)$, а на параллельную ей грань $x+\Delta x$ – напряжение $\sigma_{11}(x+\Delta x) \approx \sigma_{11} + \frac{\partial \sigma_{11}}{\partial x} \Delta x$. Результирующая сила, действующая в направлении x , равна $(\frac{\partial \sigma_{11}}{\partial x} \Delta x) \Delta y \Delta z$. Другие силы,

действующие в направлении x , вызваны изменением внутри параллелепипеда напряжений σ_{12} и σ_{13} , так что в направлении x результирующая сила

$$F(x) = \left(\frac{\partial \sigma_{11}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{12}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{13}}{\partial z} \right) \Delta x \Delta y \Delta z. \quad (3.43)$$

Обозначим u , v , w компоненты вектора смещения центра масс параллелепипеда. Сила, согласно второму закону Ньютона, равна массе параллелепипеда $(\rho \Delta x \Delta y \Delta z)$, умноженной на x -компоненту ускорения $\partial^2 u / \partial t^2$. Уравнение движения параллелепипеда в направлении x под действием напряжений принимает вид

$$\rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \frac{\partial \sigma_{11}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{12}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{13}}{\partial z}. \quad (3.44)$$

Если смещение u , v , w обозначить через x_i , где $i=1, 2, 3$ и x_1 соответствует u , $x_2 - v$, $x_3 - w$, то возможные уравнения движения можно записать в виде

$$\rho \frac{\partial^2 x_i}{\partial t^2} = \sum_j \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} \quad (j=1, 2, 3), \quad (3.45)$$

где σ_{ij} — компоненты тензора напряжений.

Для кубического кристалла с учетом ограничений, налагаемых кубической симметрией на упругие постоянные C_{ij} [см. матрицу (3.34)], и выражений для компонентов деформации [формулы (3.19), (3.20)] имеем

$$\sigma_{11} = C_{11} \frac{\partial u}{\partial x} + C_{12} \left(\frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right); \quad \sigma_{12} = C_{44} \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right); \quad \sigma_{13} = C_{44} \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right).$$

Подставив эти выражения в (3.44), получим уравнение движения для смещения u кубического кристалла:

$$\rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = C_{11} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + C_{44} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) + (C_{12} + C_{44}) \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial z} \right). \quad (3.46)$$

Уравнения движения для смещений v и w легко получаются из (3.46) путем циклической перестановки:

$$\rho \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} = C_{11} \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + C_{44} \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) + (C_{12} + C_{44}) \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial z} \right), \quad (3.47)$$

$$\rho \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} = C_{11} \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} + C_{44} \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) + (C_{12} + C_{44}) \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x \partial z} + \frac{\partial^2 v}{\partial y \partial z} \right). \quad (3.48)$$

Найдем решение уравнений движения для плоских волн, распространяющихся в направлении [100]. Решение уравнения (3.46) будем искать в виде продольной волны

$$u = u_0 \exp[i(kx - \omega t)]. \quad (3.49)$$

Здесь u_0 – амплитуда колебаний; $|\vec{k}| = 2\pi/\lambda$ – волновой вектор.

Волновой вектор $\vec{k}$ и смещение u направлены вдоль ребра куба и совпадают по направлению с осью x , т.е. вектор направлен по нормали к фронту волны.

После подстановки решения (3.49) в уравнение (3.46) получим

$$v_1 = \omega/k = \sqrt{C_{11}/\rho}, \quad (3.50)$$

где v_1 – скорость распространения продольной упругой (звуковой) волны в направлении [100].

Другим решением будет поперечная волна или волна сдвига с волновым вектором, направленным вдоль ребра куба, совпадающим по направлению с осью x , смещение же v происходит по направлению оси y :

$$v = v_0 \exp[i(kx - \omega t)]. \quad (3.51)$$

После подстановки этого решения в уравнение (3.47) для смещения v получим

$$v_1 = \omega/k = \sqrt{C_{44}/\rho}, \quad (3.52)$$

где v_1 – скорость распространения поперечной упругой волны в направлении [100].

Наконец, третье решение – это также волна сдвига с волновым вектором, направленным вдоль ребра куба, совпадающим по направлению с осью x , но смещение w происходит по направлению z :

$$w = w_0 \exp[i(kx - \omega t)]. \quad (3.53)$$

После подстановки этого решения в уравнение (3.48) для смещения u получим

$$v_t = \sqrt{C_{44} / \rho}. \quad (3.54)$$

Таким образом, для одного и того же волнового вектора $|\vec{k}|$, параллельного направлению [100], возникают три упругие волны – одна продольная и две поперечные. При этом две независимые волны сдвига имеют одинаковые скорости. В случае произвольного направления вектора $\vec{k}$ имеют место три поляризованные волны, распространяющиеся с разными скоростями, которые не зависят от частоты колебаний. Как видно из выражений для скоростей (3.50), (3.52), (3.54), чем меньше плотность и чем больше жесткость кристалла, тем выше скорости распространения упругих (звуковых) волн. Из этих же выражений следует, что круговая частота колебаний ω пропорциональна волновому числу k , т.е. дисперсионное соотношение получилось таким же, как и для случая упругой струны.

Различие в величинах продольной v_l и поперечной v_t скоростей для $\vec{k}$, параллельному кристаллографическому направлению [100], определяется различием упругих констант C_{11} и C_{44} . Для других направлений $\vec{k}$ это различие определяется также величиной константы C_{12} . Мерой анизотропии является отношение

$$A = 2C_{44} / (C_{11} - C_{12}). \quad (3.55)$$

Для анизотропных металлов A характеризуется следующими величинами [3]: $A_{Al}=1,2$; $A_{Cu}=3,3$; $A_{Fe}=3,9$; $A_{Fe}=2,4$; $A_K=6,3$.

Сведения о константах C_{ij} для ряда металлов приведены в [3].

4.4. Упругие волны в изотропных средах

Изотропными телами можно считать такие, в которых характерная длина изменения смещений частиц твердого тела значительно превосходит характерные размеры их неоднородностей. При достаточно малых градиентах смещений к таким телам можно отнести аморфные тела, сплавы, поликристаллы, полимеры и т.д.

Рассмотрение распространения упругих волн в кристаллах с волновыми векторами $\vec{k}$, параллельными кристаллографическим направлениям [110] и [111], показывает [3], что для изотропных тел должно выполняться

$$(C_{11} - C_{12})/2 = C_{44}, \quad (3.56)$$

таким образом, для изотропных тел $A=1$.

Распространение упругих волн в неограниченной изотропной среде рассмотрено в [1]. Для плоской упругой волны в неограниченной изотропной среде, в которой деформация является только функцией x и t ($u=u_0 \exp[i(kx-\omega t)]$), уравнения движения имеют вид:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \frac{1}{v_l^2} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}, \quad \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} = \frac{1}{v_t^2} \frac{\partial^2 v}{\partial x^2}, \quad \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} = \frac{1}{v_t^2} \frac{\partial^2 w}{\partial x^2}, \quad (3.57)$$

где

$$v_l = \left[\frac{E(1-\nu)}{\rho(1+\nu)(1-2\nu)} \right]^{1/2} = \sqrt{\frac{\lambda+2\mu}{\rho}}, \quad v_t = \left[\frac{E}{2\rho(1+\nu)} \right]^{1/2} = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} \quad (3.58)$$

– скорость продольной и поперечной составляющих смещения u упругой волны, ρ – плотность среды, ν – коэффициент Пуассона, E – модуль Юнга, λ и μ – упругие модули Ламе. Учитывая, что коэффициент Пуассона для твердых тел составляет $\nu \sim 0,3$, то из (3.58) видно, что скорость v_l всегда больше v_t ($v_l/v_t > \sqrt{2}$) и при $\nu=0,3$ отношение скоростей равно $v_l/v_t=1,8$. Скорости v_l и v_t называются продольной и поперечной скоростями звука.

Поперечные волны не связаны с изменением объема отдельных участков тела (среды). Напротив, продольные волны сопровождаются сжатиями и расширениями в теле.

5. ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

5.1. Описание установки для измерения скорости ультразвука УЗИС-76

В данной работе производится измерение продольной скорости звука в поликристаллических металлических образцах с помощью прибора УЗИС-76.

Блок-схема установки приведена на рис. 3.13.

Прибор УЗИС-76 (рис. 3.14) состоит из электронного блока 1, жидкостной линии (эталонной линии (ЭЛ)) 2 и измерительного устройства с испытуемым образцом 3 (измерительная линия (ИЛ)).

Жидкостная линия включает в себя цилиндрический сосуд, залитый эталонной жидкостью. В жидкость помещены две кварцевые пластины:

неподвижная (а) и подвижная (б), перемещаемая микрометрическим винтом (в). Перемещая пластину (б), можно менять величину столба жидкости между кварцевыми пластинами, тем самым изменяя время прохождения ультразвукового сигнала в жидкостной линии. Измерительная линия включает в себя звукопроводы (д), один из которых служит включателем ультразвуковых волн, а второй приемником измерительной пластины (ж), и станину с направляющими для крепления и перемещения звукопроводов (г).

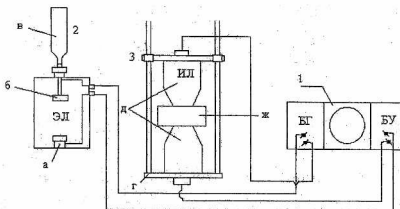


Рис. 3.14. Блок-схема установки УЗИС-76

Изменение скоростей распространения ультразвуковых волн в образцах твердых тел приборов УЗИС-76 основано на сравнении времени распространения ультразвука в образце и в эталонной жидкости, для которой известна скорость распространения ультразвука. Электронная схема УЗИС-76 собрана так, что образ (волновой пакет) прошедшего ультразвукового импульса по любой из линий (эталонной или измерительной) появляется на экране электронно-лучевой трубки, причем координата по горизонтали появления этого импульса на экране прибора определяется временем прохождения импульса по соответствующей линии. Если координаты импульсов от обеих линий совпадают на экране электронно-лучевой трубки, то это значит, что ультразвуковой импульс проходит эталонную линию за время, равное времени прохождения ультразвукового импульса по измерительной линии.

Пусть теперь измерительная линия не содержит образца (ж) (рис. 3.14). Это значит, что звукопроводы (д) приведены в непосредственный контакт друг с другом. Допустим, что ультразвуковой сигнал в этом случае проходит измерительную линию за время $t_{\text{ил}}^0$. Вращая ручку микрометра эталонной линии и наблюдая за поведением импульсов

на экране электронно-лучевой трубки, мы можем подобрать такую величину столба жидкости (l^0) между кварцевыми пластинами жидкостной линии, которую ультразвуковой сигнал пройдет за время $t_{ил}^0 = t_{эл}^0$ (сигналы совмещены). Пусть этой величине столба эталонной линии соответствует показание микрометрического винта n_1 .

Вставим испытуемый образец (ж) в измерительное устройство (см. рис. 3.14). Полное время прохождения ультразвукового сигнала через измерительную линию

$$t_{ил} = t_{ил}^0 + \frac{L}{V},$$

где L – длина образца; V – скорость распространения ультразвука в испытуемом образце.

Вращением микрометрического винта мы можем добиться того, чтобы время прохождения ультразвуковых импульсов по обеим линиям было одинаково. Если l – длина столба жидкости между кварцевыми пластинами в данном случае, а n_2 – соответствующее показание микрометрического винта, то полное время прохождения ультразвукового сигнала через жидкостную линию будет

$$t_{эл} = \frac{l}{V_{жс}} = \frac{l^0}{V_{жс}} + \frac{l-l^0}{V_{жс}} = t_{эл}^0 + \frac{l-l^0}{V_{жс}},$$

но $l-l^0 = n_2 - n_1$, а $t_{эл} = t_{ил}$, поэтому

$$t_{эл}^0 + \frac{l-l^0}{V_{жс}} = t_{ил}^0 + \frac{L}{V} \text{ и } \frac{n_2 - n_1}{V_{жс}} = \frac{L}{V},$$

отсюда

$$V_l = V_{жс} \frac{L}{n_2 - n_1}. \quad (3.59)$$

5.2. Порядок работы с прибором

Во время работы прибор должен быть заземлен.

Подготовка к включению:

1. Ручки управления на передней панели прибора установить в следующие положения: «Сеть» – включено – вниз. «Яркость» – среднее. «Фокус» – среднее. «Развертка»: «Длинная – короткая» – «длинная» – вниз.

«Усиление ИЛ» – крайнее левое. «Эталонная линия» – выключено – вниз.
«Усиление ЭЛ» – среднее.

2. Шнур питания прибора включить в сеть переменного тока 50 Гц с напряжением 220 В.

Включение прибора:

1. Выключатель «Сеть» ставится в положение «Вкл», при этом должна загореться сигнальная лампочка, и через некоторое время на экране прибора появится развертка (горизонтальная линия).

2. Через 2 минуты, вращая ручку «Яркость», установить желаемую яркость изображения на экране.

3. Вращая ручку «Фокус», добиться наиболее четкого изображения на экране.

4. Осторожно ввести в соприкосновение датчики – звукопроводы измерительного устройства, нанеся предварительно контактную смазку на их торцевые поверхности (при измерении скорости продольных волн для смазки использовать глицерин). При этом должен появиться образ импульса (волновой пакет) измерительной линии (без образца). Сдавливая и вращая относительно друг друга торцевые поверхности датчиков, добиться максимальной величины амплитуды сигнала и вращая ручку «Усиление ИЛ», установить амплитуду импульса ИЛ величиной 25÷40 мм.

5. Включить эталонную линию, поставив ее выключатель в положение «Вкл». При этом на экране должен появиться образ «эталонного импульса», прошедшего через жидкостную линию. Вращая ручку «Усиление ЭЛ», установить амплитуду импульса также величиной 25÷40 мм.

5.3. Порядок выполнения измерений

1. Перемещая, сдавливая и вращая верхний датчик измерительной линии относительно нижнего, добиться по максимуму амплитуды наилучшего акустического контакта (п. 4). Для этого необходимо, чтобы контактный слой смазки был минимальным. Верхний стержень при этом желательно прижать к нижнему с силой 3÷5 кг.

2. Вращая ручку «Задержка грубо», сместить импульс измерительного устройства к левому краю экрана.

3. Включить быструю (или короткую) развертку и отрегулировать положение импульса так, чтобы заранее выбранное колебание совпадало с одной из вертикальных линий на экране прибора (рис. 3.15,а).

4. Вращая микрометрический винт, установить волновой пакет импульса ЭЛ в положение, соответствующее рис. 3.15,б.

5. Одновременно оперируя ручкой микрометра и в ряде случаев ручкой «Усиление ИЛ», добиться компенсации импульсов измерительной и жидкостной линий (рис. 3.15,в).

Поскольку пьезопластины датчиков жидкостной и измерительной линий контактируют с различными средами и форма импульсов ИЛ и ЭЛ неодинакова, то компенсация оказывается неполной. Рекомендуется предварительно оценить ширину и амплитуду волновых пакетов ЭЛ и ИЛ по клеткам экрана и далее добиваться их компенсации по положениям максимумов сигналов.

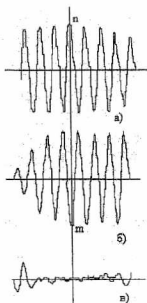


Рис. 3.15. Развертка амплитуды ультразвуковых импульсов:
а, б, в – развертка ультразвуковых импульсов в разных положениях
микрометрического винта

7. Взять отсчет по шкале микрометра n_1 (в мм).
8. Вставить между стержнями измерительного устройства образец, предварительно нанеся на него контактную смазку (глицерин).
9. Повторить операцию по пунктам 1 - 6.
10. Взять отсчет по шкале микрометра n_2 (в мм).
11. По формуле (3.59) рассчитать скорость продольных волн смещений.

6. ПРАКТИЧЕСКИЕ ЗАДАНИЯ

Задание 1. Выполнить измерение скорости V_l продольных колебаний в исследуемых образцах.

1. Занести данные эксперимента в таблицу.

Измерения проделать не менее трех раз.

Таблица

Материал:		Длина образца $L=$ мм,		Плотность $\rho=$ кг/м ³	
№	n_1 , мм	n_2 , мм	V_l , м/с	Окончательный результат	V_t , м/с
1				$V_l = V_l^{\text{ср}} \pm \Delta V_l$	
2					
3					
E , Па		ν		λ , Па	μ , Па

2. Определить по графику скорость звука в эталонной жидкости $V_{\text{ж}}$ для данной температуры (рис. 3.16).

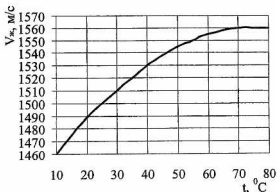


Рис. 3.16. Зависимость скорости продольной ультразвуковой волны от температуры глицерина

3. Рассчитать скорость продольных ультразвуковых волн по формуле

$$V_l = V_{\text{ж}} \frac{L}{n_2 - n_1}.$$

4. Рассчитать ошибки измерений.

5. Согласно соотношению между скоростями продольной и поперечной ультразвуковых волн $V_l/V_t \approx 2$, рассчитать скорость поперечной волны, зная экспериментально измеренную скорость продольной волны.

5. Определить по справочнику [7] или взвешиванием плотность ρ исследуемого образца.

6. Используя полученные данные, из системы уравнений (3.58) определить модули Ламе μ и λ , модуль Юнга E и коэффициент Пуассона ν образцов.

7. Полученные результаты оформить в виде таблиц (для каждого образца). Проанализировать полученный результат и сделать выводы о соответствии их справочным данным [7].

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Дать определение тензоров напряжений и деформаций.

2. Что такое деформация? Привести примеры простейших видов деформации.

3. Что такое продольные и поперечные волны?

4. Вывести уравнение для плоских продольных и поперечных волн. Указать основные его решения.

5. Как соотносятся скорости продольных и поперечных волн?

6. Почему в жидкостях и газах отсутствуют поперечные волны смещений?

7. Объяснить ход зависимости $\sigma(\varepsilon)$ на диаграмме деформации. Дать определение основных прочностных характеристик твердого тела, определяемых из этой диаграммы.

8. Обобщенный закон Гука и его физический смысл.

9. Перечислить модули упругости и объяснить их физический смысл.

10. Объяснить принцип измерения скорости прохождения звукового импульса через образец в данной работе.

11. Как зависит скорость распространения звука от плотности и типа межатомной связи твердого тела?

РЕКОМЕНДУЕМЫЙ БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Павлов, П.В. Физика твердого тела: учебник / П.В. Павлов, А.Ф. Хохлов. – М.: Высшая школа, 2000.

2. Китель, Ч. Введение в физику твердого тела: учебное руководство / Ч. Китель; пер. с четвертого американского издания А.А. Гусева и А.В. Пахнева; под общ. ред. А.А. Гусева. – М.: Наука, 1978.

3. Ландау, Л.Д. Теоретическая физика: в 10-и т. Т. VI. Теория упругости: учебное пособие / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. – М.: Наука, 1987.

4. Кацнельсон, А.А. Введение в физику твердого тела / А.А. Кацнельсон, – М.: Изд-во Московского университета, 1984.

5. Исаакович, М.А. Общая акустика / М.А. Исаакович. – М.: Наука, 1973.

6. Золоторевский, В.С. Механические свойства металлов / В.С. Золоторевский. – М.: Металлургия, 1983.

7. Таблицы физических величин: справочник / под ред. акад. И.К. Кикоина. – М.: Атомиздат, 1976.

Лабораторная работа 4

ИЗУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОСОПРОТИВЛЕНИЯ МЕТАЛЛОВ И СПЛАВОВ

Цель работы – изучение зависимости удельного электро-сопротивления металла от температуры.

Приборы и принадлежности – универсальный измерительный прибор (потенциометрический мост) типа УПИП-60М, печь для нагрева образцов до температуры ~800 °С с индикатором температуры, соединительные провода, штангенциркуль, компьютер.

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ВВЕДЕНИЕ

Электросопротивление металлов является структурно-чувствительным параметром. Экспериментальные исследования показывают, что весьма небольшие изменения в структуре металлов, обусловленные, например, наличием точечных дефектов или дислокации, приводят к заметным изменениям величины электросопротивления. Электросопротивление весьма чувствительно также к наличию в металлах атомов примесей. Заметно меняется оно и при изменении фазового состава материалов, в частности, в условиях термического и деформационного старения. В связи с этим прецизионное измерение электросопротивления является весьма эффективным макроскопическим методом изучения структурного состояния металлов.

1. ЯВЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ

1.1. Закон Ома

В соответствии с законом Ома **электросопротивление** проводника определяется соотношением

$$R=V/I, \quad (4.1)$$

где I — сила тока в проводнике, V — разность потенциалов. Электросопротивление измеряется в Ом (СИ) и зависит от геометрических размеров, внешних условий (температура, давление и т.д.) и природы материала проводника:

$$R=\rho L_0/S, \quad (4.1a)$$

где L_0 – длина, S – площадь поперечного сечения и ρ – удельное электросопротивление проводника. Для теоретических исследований удобнее пользоваться величинами, обратными электросопротивлению R и удельному электросопротивлению ρ , которые называются проводимостью проводника (Ом^{-1})

$$\Sigma = 1/R = I/V$$

и удельной проводимостью ($\text{Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$ или $\text{Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$) проводника

$$\sigma = 1/\rho = L_0/RS = \Sigma L_0/S \quad (4.2)$$

соответственно.

Очевидно, что удельное сопротивление ρ

$$\rho = RS/L_0 \quad (4.3)$$

и измеряется в $\text{Ом} \cdot \text{м}$.

Иногда для сопоставления значений электрического сопротивления или электропроводности различных металлов кубической системы и псевдоизотропных некубических кристаллов используют атомное электрическое сопротивление

$$R_A = \rho / V_M^{1/3} = \rho / (M_A/D)^{1/3},$$

где V_M – молярный объем, M_A – атомная масса, D – плотность или обратная ей атомная электропроводность Σ_A (см. прил., табл. III).

1.2 Зависимость электрического сопротивления от кристаллографического направления

Вследствие анизотропии свойств металлов с гекса-, тетра- и тригональной решетками их электрическое сопротивление зависит от направления в кристалле. Его величина в направлении под углом φ_0 к главной оси кристалла ρ_{φ_0} определяется выражением

$$\rho_{\varphi_0} = \rho_{\perp} + (\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}) \cos^2 \varphi_0, \quad (4.4)$$

где $\rho_{\perp}$ и $\rho_{\parallel}$ – удельное электрическое сопротивление, измеренное соответственно перпендикулярно и параллельно главной кристаллографической оси.

Среднее значение удельного электрического сопротивления для подобных кристаллов $\bar{\rho}$ находится из соотношения

$$\frac{1}{\bar{\rho}} = \frac{1}{3} \left(\frac{1}{\rho_{\parallel}} + \frac{2}{\rho_{\perp}} \right). \quad (4.5)$$

1.3. Зависимость электрического сопротивления металлов от температуры

Электрическое сопротивление металлов при обычных температурах (средние температуры от комнатной и выше) изменяется пропорционально температуре

$$\rho(t) = \rho_0(1 + \alpha t), \quad (4.6)$$

где α – температурный коэффициент сопротивления, t – температура, °С, ρ_0 – удельное электросопротивление при $t_0 = 0$ °С = 273 К или

$$\rho(T) = \rho_0 \alpha T, \quad (4.6a)$$

где T – абсолютная температура, К, а при низких температурах – пропорционально температуре в пятой степени. Во многих металлах при криогенных (гелиевых) температурах электрическое сопротивление практически становится равным нулю (**явление сверхпроводимости**).

В диапазоне средних и высоких температур основной характеристикой температурной зависимости электрического сопротивления является **температурный коэффициент электрического сопротивления (ТКС)**

$$\alpha = \frac{1}{\rho_0} \frac{\rho_2 - \rho_1}{T_2 - T_1} = \frac{1}{\rho_0} \frac{d\rho}{dT} = \frac{1}{\rho_0} \frac{d\rho}{dt}, \quad (4.7)$$

где ρ_1 и ρ_2 – удельное электрическое сопротивление материала при температурах T_1 и T_2 соответственно. Для большинства металлов вблизи комнатной температуры 290К величина ТКС $\alpha \approx 1/273 \text{ К} \approx 4 \cdot 10^{-3} \text{ К}^{-1}$. Формула (4.6) справедлива при постоянном ТКС. Для многих металлов ТКС слабо зависит от температуры; в этом случае α рассчитывается по более общей формуле

$$\alpha = \frac{1}{\rho(T)} \left(\frac{d\rho}{dT} \right)_T = \frac{1}{\rho(t)} \left(\frac{d\rho}{dt} \right)_t, \quad (4.8)$$

Для изотропных металлов температурная зависимость электрического сопротивления в диапазоне $0,2 < T/\theta_D < 1,2$, где θ_D – температура Дебая (температура, соответствующая минимальной длине волны колебаний решетки, и ниже которой необходимо применять квантовое описание явлений), вполне удовлетворительно описывается соотношением

$$R_T/R_0 = 1,17T/\theta_D - 0,17. \quad (4.9)$$

Температуры Дебая некоторых металлов приведены в табл. П1 Прил.

Остаточное электрическое сопротивление ρ_0 определяется наличием в кристаллической решетке атомов примеси и дефектов, поэтому на практике отношением $\rho_{290}/\rho_{4,2}$ (удельного электрического сопротивления при 290К и 4,2К соответственно) часто пользуются как мерой чистоты металла.

Согласно Грюнайзену, удельное сопротивление многих металлов

$$\rho = AT^5 \int_0^{T/\theta_D} \frac{x^5 e^x dx}{(e^x - 1)^2},$$

где $x = \theta_D/T$, θ_D – температура Дебая, A – коэффициент, характерный для каждого металла. Из этого соотношения вытекает, что при низких температурах удельное сопротивление растет пропорционально $\sim T^6$, а при средних и высоких температурах – линейно $\sim T$ (4.6а).

На рис. 4.1. показано, что значение электрического сопротивления различных чистых металлов укладываются на одну кривую, если это сопротивление рассматривать при соответствующих температурах.

Аномально изменяется при повышении температуры электросопротивление ферромагнетиков, что обусловлено их спонтанной намагниченностью. При ее исчезновении, выше точки Кюри, электросопротивление изменяется нормальным образом, как у парамагнитных металлов.

На рис. 4.2 приведено относительное изменение электрического сопротивления никеля и палладия с температурой, причем для сравнения масштаб подобран соответствующим образом. В точке Кюри ρ/ρ_0 принято равным единице. Здесь ρ – сопротивление при любой температуре, ρ_{θ_D} – при температуре Дебая (точка Кюри). Величина аномалии электросопротивления $\Delta\rho$ при температуре, близкой к θ_D , пропорциональна квадрату спонтанной намагниченности I :

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_{\theta_D}} = \alpha I^2.$$

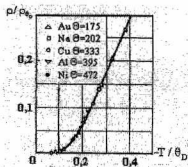


Рис. 4.1. Зависимость ρ/ρ_0 от T/θ_D

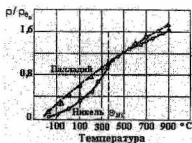


Рис. 4.2. Температурная зависимость ρ/ρ_0 никеля и палладия ρ_{00} ; удельное сопротивление обоих металлов в точки Кюри принято равным единице

Из рис. 4.2 следует, что при понижении температуры ниже θ_{Ni} сопротивление ферромагнетика падает резко, чем парамагнитного металла. Видно также, что температурный коэффициент электросопротивления при нагревании никеля возрастает до точки Кюри и затем резко падает. То же самое относится и к другим ферромагнетикам, в частности к железу, что видно из рис. 4.3, иллюстрирующего относительное изменение электросопротивления железной и платиновой проволок, нагреваемых в одних и тех же условиях. В точке A_3 отмечается резкое изменение температурного коэффициента вследствие аллотропического превращения железа.

Температурный коэффициент сопротивления ферромагнетиков выше точки Кюри, когда они становятся парамагнитными, все же больше, чем у простых металлов.

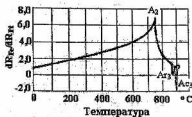


Рис. 4.3. Относительное изменение электросопротивлений железа и платины при нагреве

1.3.1. Правило Маттиссена

Правило Маттиссена учитывает рост электрического сопротивления при повышении температуры за счет увеличения амплитуды тепловых колебаний атомов: $\rho(T) = \rho_{00} + \rho_{\Phi}(T)$, где ρ_{Φ} — фононная (температурная) составляющая электрического сопротивления (ее часто называют идеальным электрическим сопротивлением), ρ_{00} — температурнезависимая часть электросопротивления, величина которого определяется примесями и дефектами решетки сплава. При $T \rightarrow 0$ удельное электросопротивление стремится к $\rho(T) \rightarrow \rho_{00}$, которое часто называют остаточным. Правило Маттиссена справедливо не только для чистых металлов, но и для слабелегированных сплавов. Увеличение содержания примеси ведет к росту остаточного электрического сопротивления сплава: $\rho_{00}(\text{сплава}) = \rho_{00}(\text{металла}) + \rho_{00}(\text{примеси})$. Температурная зависимость электрического сопротивления, характерная для основного металла, при этом сохраняется: $d\rho_{\text{спл}}/dT = d\rho_{\text{м}}/dT$, где $\rho_{\text{спл}}$ и $\rho_{\text{м}}$ — удельное электрическое сопротивление сплава и металла основы соответственно. Отсюда следует, что температурный коэффициент электрического сопротивления сплава $\alpha_{\text{спл}}$ меньше температурного коэффициента чистого металла:

$$\alpha_{\text{спл}} = \frac{1}{\rho_{\text{спл}}} \left(\frac{d\rho_{\text{м}}}{dT} \right) = \frac{\rho_{\text{м}}}{\rho_{\text{спл}}} \alpha_{\text{м}}. \quad (4.10)$$

Вывод из правила Маттиссена о зависимости электрического сопротивления металла от степени его чистоты и значения фононной составляющей подтверждается идентичностью температурных зависимостей ряда простых металлов в координатах $\rho_T/\rho_{\theta} - T/\theta_D$, где ρ_T и ρ_{θ} — значения удельного электрического сопротивления при температурах T и Дебая соответственно. Для ферромагнетиков и антиферромагнетиков $\rho(T) = \rho_{\Phi} + \rho_{\text{магн}}$, где ρ_{Φ} — температурная (фононная) составляющая; $\rho_{\text{магн}}$ — магнитное сопротивление, связанное с рассеянием

электронов на магнитных неоднородностях (магнонах). В общем электрическое сопротивление магнетика или антиферромагнетика, определяющееся выражением $\rho = \rho_{00} + \rho_{\text{ф}} + \rho_{\text{магн}}$, магнитное сопротивление $\rho_{\text{магн}}$ вносит заметный вклад.

Таким образом, электрическое сопротивление зависит как от магнитной структуры, так и от дефектного состояния кристаллической решетки металлов и сплавов (см. прил., табл. П2). Отсюда следует, что магнитное превращение (фазовый переход 2-го рода) в материале проводника должно оказывать влияние на температурный ход электросопротивления в окрестности фазового магнитного превращения. Подробнее об этом см. п. 1.6.

1.3.2. Влияние структурных изменений на электрическое сопротивление

При фазовых превращениях, протекании процессов упорядочения и разупорядочения ход зависимости электрического сопротивления от температуры существенно отклоняется от обычного, что позволяет надежно устанавливать значения сопровождающего эти процессы изменения электрического сопротивления и температурные диапазоны их протекания. При магнитных превращениях изменение наклона резистограммы в точках Нееля (T_N) и Кюри (θ_C) часто бывает малозаметным. В этих случаях удобно пользоваться зависимостью температурного коэффициента электрического сопротивления от температуры, на которой в точке магнитного перехода наблюдается скачок.

1.3.3. Изменение электрического сопротивления металлов при плавлении

При плавлении металлов их удельное сопротивление меняется скачкообразно (см. прил., табл. П3).

Для большинства металлов при переходе из твердого состояния в жидкое отношение значений удельного электрического сопротивления жидкого $\rho_{\text{ж}}$ и твердого $\rho_{\text{тв}}$ металлов вблизи температуры плавления $T_{\text{п}}$ удовлетворяет неравенству $0,5 \leq \rho_{\text{ж}}/\rho_{\text{тв}} \leq 2$. Соотношение $\rho_{\text{ж}}/\rho_{\text{тв}}$ определяется, главным образом, кристаллической структурой металла. Так, для галлия, висмута и сурьмы $\rho_{\text{ж}}/\rho_{\text{тв}} \approx 0,5$; для лития, натрия, калия, рубидия, цезия, алюминия $\rho_{\text{ж}}/\rho_{\text{тв}} \approx 1,5$; для металлов с плотноупакованной структурой (серебра, меди, золота, свинца и т.д.) $\rho_{\text{ж}}/\rho_{\text{тв}} \approx 2$.

1.4. Влияние давления на электрическое сопротивление

Под гидростатическим давлением атомный объем и амплитуда колебаний атомов в решетке металла уменьшаются. Поскольку колебания атомов затухают и при понижении температуры, то вследствие наложения гидростатического давления, как и при охлаждении, электрическое сопротивление металлов понижается. Однако под воздействием давления может измениться энергия электронов, произойти частичное перекрытие зон Бриллюэна, а также нарушиться кристаллическая структура. В таких случаях поведение электрического сопротивления фактически непредсказуемо.

Коэффициент зависимости электрического сопротивления от давления записывается как

$$\alpha_P = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial P}, \quad (4.11)$$

а с учетом изменения объема образца под давлением – в виде

$$\frac{1}{R} \frac{\partial \rho}{\partial P} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial R} + \frac{1}{L_0} \frac{\partial L_0}{\partial P} - \frac{1}{S} \frac{\partial S}{\partial P}.$$

Для металла с кубической решеткой уравнение преобразуется в следующее:

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial P} = \frac{1}{R} \frac{\partial R}{\partial P} + \frac{1}{L_0} \frac{\partial L_0}{\partial P},$$

поскольку $\frac{\partial \lg S}{\partial P} = 2 \frac{\partial \lg L_0}{\partial P}$. Для металлов с некубической решеткой при протекании тока параллельно главной оси кристалла уравнение имеет вид:

$$\left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial m} \right)_{\parallel} = \left(\frac{1}{R} \frac{\partial R}{\partial P} \right)_{\parallel} - \left(\frac{1}{L_0} \frac{\partial L_0}{\partial P} \right)_{\parallel} + 2 \left(\frac{1}{L_0} \frac{\partial L_0}{\partial P} \right)_{\perp},$$

а при протекании тока перпендикулярно этой оси

$$\left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial m} \right)_{\perp} = \left(\frac{1}{R} \frac{\partial R}{\partial P} \right)_{\perp} + \left(\frac{1}{L_0} \frac{\partial L_0}{\partial P} \right)_{\parallel}. \quad (4.12)$$

В табл. П4 (см. приложение) приведены значения коэффициента зависимости электрического сопротивления от давления для металлов при температурах, близких к комнатной, а в табл. П5 (см. приложение) – при низких температурах.

1.5. Влияние деформации на электрическое сопротивление

1.5.1. Упругая деформация

В упругодеформированном состоянии продольный коэффициент электрического сопротивления $\alpha_{\parallel}$ (параллельно приложенной нагрузке на единицу площади F_1) определяется выражением:

$$\alpha_{\parallel} = \frac{1}{\rho_l} \frac{\partial \rho_l}{\partial F_1} = \frac{1}{R_l} \frac{\partial R_l}{\partial F_1} - \frac{1+2\nu}{E_0}, \quad (4.13)$$

а поперечный коэффициент электрического сопротивления $\alpha_{\perp}$ (перпендикулярно приложенной нагрузке на единицу площади F_2) – выражением:

$$\alpha_{\perp} = \frac{1}{\rho_l} \frac{\partial \rho_l}{\partial F_2} = \frac{1}{R_l} \frac{\partial R_l}{\partial F_2} + \frac{1}{E_0}. \quad (4.14)$$

В этих формулах E_0 – модуль упругости, а ν – коэффициент Пуассона.

В табл. П6 (см. приложение) представлены значения $\alpha_{\parallel}$ и $\alpha_{\perp}$ ряда металлов, полученные Бриджменом. Там же приведены значения прироста удельного электрического сопротивления этих металлов после 10% деформации растяжением при 90 и 273 К. Значения $\Delta\rho/\rho$ при 90 К выше, чем при 273 К, вследствие более высоких скоростей протекания процессов возврата при 273 К и более быстрого отжига дефектов.

1.5.2. Пластическая деформация

Электрическое сопротивление металла в результате пластической деформации увеличивается, поскольку при этом в металл вводятся дефекты кристаллического строения – вакансии, дислокации и т.д. При термообработке в деформированных металлах протекают процессы возврата и рекристаллизации, способствующие понижению электрического сопротивления вследствие отжига дефектов. Для некоторых металлов (медь, серебро, золото, алюминий и др.) частичный отжиг дефектов осуществляется уже при температурах, близких к комнатной. В связи с этим влияние деформации на электрическое

сопротивление этих металлов (деформирование и измерение) исследуется при низких и криогенных температурах. В табл. П7 (см. приложение) показано влияние деформации на электрическое сопротивление некоторых металлов путем сопоставления значений удельного электрического сопротивления деформированных и рекристаллизованных металлов.

Зависимость электрического сопротивления от степени деформации ϵ_d определяется эмпирически и для каждого металла индивидуально. Так, для меди $\Delta\rho = \alpha\epsilon_d^k$, где $\alpha \approx 0,1 \cdot 10^{-8}$ Ом·м; $k \approx 1,3$, а степень деформации ϵ_d выражается в процентах. Однако для монокристаллов меди эти параметры имеют другие значения ($\alpha \approx 0,01 \cdot 10^{-8}$ Ом·м; $k \approx 1,8$).

1.6. Влияние дефектов решетки на электрическое сопротивление металлов

1.6.1. Точечные дефекты

Для меди и никеля получены следующие оценки величины приращения электросопротивления, обусловленного присутствием вакансий: рост концентрации вакансий на 1% приводит к приращению сопротивления на 1,2 мкОм·см для меди и на 40 мкОм·см для никеля. В оценках вклада междоузельных атомов в сопротивление металлов есть существенное расхождение: они лежат между 0,75 и 11,5 мкОм·см на 1% междоузельных атомов. Для оценок дополнительного сопротивления, возникающего за счет изолированных вакансий в металлах, обычно используют величину $(2,4 \pm 0,4)$ мкОм·см на 1% вакансий. Дефекты упаковки дают $(1,8 \pm 0,3) \cdot 10^{13}$ β Ом·см², где β – полная концентрация дефектов упаковки во всех плоскостях решетки, см⁻¹. Для Cu, Ag, Au электросопротивление повышается примерно на $2 \cdot 10^{-8}$ Ом·м на каждый процент дефектов как вакансий, так и междоузельных атомов.

Неравновесная концентрация вакансий, созданная закалкой металла от высоких температур, повышает электросопротивление. На рис. 4.4 приведена зависимость приращения электросопротивления от температуры закалки для золота.

На рис. 4.5 представлена кинетика отжига вакансий, полученных закалкой от высоких температур в меди. Отжиг вакансий в меди происходит уже при температурах порядка 30 К.

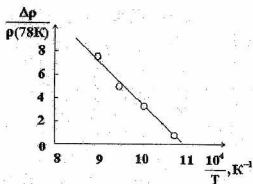


Рис. 4.4. Зависимость приращения электросопротивления от температуры закалки для золота

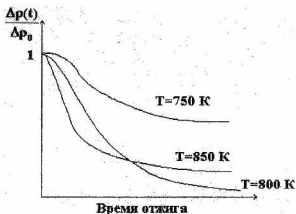


Рис. 4.5. Кинетика уменьшения электросопротивления меди, закаленной при разных температурах

1.6.2. Дислокации

В работе Ридера и Фоксона было экспериментально найдено электросопротивление, связанное с дислокациями. Для этого использовалась алюминиевая фольга толщиной 100 мкм, пригодная для изучения структуры в просвечивающем электронном микроскопе.

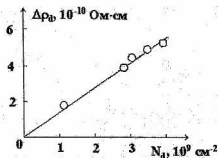


Рис. 4.6. Зависимость остаточного электросопротивления, связанного с дислокациями, в алюминии чистотой 99,96 %, измеренная при $T=4,2$ К, от плотности дислокации

После малых деформаций (до 10%) растяжением измерялось электросопротивление, и с помощью методов электронной микроскопии определялась плотность дислокации. Зависимость электросопротивления, связанного с дислокациями, от их плотности приведена на рис. 4.6.

Проведенный эксперимент показал, что зависимость $\Delta\rho_d(N_d)$ линейная, а величина $\Delta\rho_d/N_d$ не зависит от плотности дислокации и их распределения (при плотности дислокации не выше $4 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$). Измерения $\Delta\rho_d$ при температурах 4,2 и 70 К показали, что эта величина зависит от температуры: $\Delta\rho_d/N_d = 1,8 \cdot 10^{-19} \text{ Ohm}\cdot\text{cm}^3$ при $T=4,2$ К и $\Delta\rho_d/N_d = 2,9 \cdot 10^{-19} \text{ Ohm}\cdot\text{cm}^3$ при $T=70$ К.

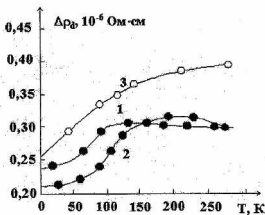


Рис. 4.7. Зависимость сопротивления дислокаций $\Delta\rho_d$ от температуры для деформированной меди (1), золота (2) и серебра (3)

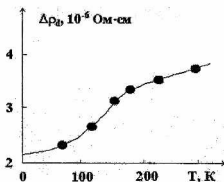


Рис. 4.8. Отклонение от правила Матиссена в меди после пластической деформации. Плотность дислокаций $N_d = 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$

Сопротивление, связанное с плотностью дислокации N_d в меди, было найдено Базински и составляет $\Delta\rho_d/N_d \sim 2,3 \cdot 10^{-19} \text{ Ом} \cdot \text{см}^3$. Таким образом, дислокации влияют не только на величину электросопротивления металла, но и изменяют зависимость электросопротивления от температуры (рис. 4.7, 4.8).

1.6.3. Границы зерен

Электросопротивление, связанное с границами зерен, изучалось первоначально на поликристаллах, в которых присутствуют границы зерен с разными разориентировками. Такие эксперименты дают усредненное значение электросопротивления границ.

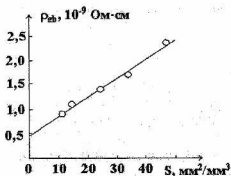


Рис. 4.9. Зависимость остаточного сопротивления меди (чистотой 99,999%), измеренное при $T=4,2 \text{ К}$, от плотности дислокаций

На рис. 4.9 приведена зависимость электросопротивления меди, связанного с границами от их общей площади.

Найденное таким образом сопротивление границ зерен равно $(4,8 \pm 0,3) \cdot 10^{-11}$ Ом·см/мм²/мм³. Накомиши провел более детальное исследование сопротивления границ зерен. В его работе было измерено остаточное электросопротивление, связанное с отдельной границей зерна, на бикристаллах алюминия в зависимости от типа границ зерен. Остаточное электросопротивление, связанное с отдельной границей зерна, находилось в пределах от $2 \cdot 10^{-12}$ Ом·см² (для малоугловой границы) до $4 \cdot 10^{-12}$ Ом·см² для большеугловой границы зерна. Было показано, что электросопротивление зависит от типа границы и угла ее разворота ω . Удельное сопротивление специальной границы ρ_{gb} выражается уравнением:

$$\rho_{gb} = A \sin(\theta/2) + B \sin(\varphi/2), \quad (4.15)$$

где θ – угол наклона, φ – угол поворота, A и B зависят от типа границы. Для когерентных двойниковых границ ($\Sigma=3$, где Σ^{-1} – доля совпадающих узлов в модели решетки совпадающих узлов, используемой для описания специальных границ зерен) было получено значение $\rho_{gb} = 1,5 \cdot 10^{-17}$ Ом·м². Вклад границ зерен с площадью 1 см² в электросопротивление металлов составляет величину порядка 10^{-14} Ом·м² в обычных металлах и порядка 10^{-12} Ом·м² в металлах с содержанием примесей 10^{-3} .

1.7. Электрическое сопротивление сплавов

Для сплавов из компонентов, практически не растворимых друг в друге, концентрационная зависимость электрического сопротивления имеет вид кривых, приведенных на рис. 4.10. Отклонения от аддитивности незначительны.

Для неограниченно растворимых друг в друге компонентов и полностью разупорядоченного состояния кристаллической решетки твердого раствора на кривой зависимости электрического сопротивления сплава от концентрации есть максимум (рис. 4.11).

Электрическое сопротивление металла, таким образом, всегда возрастает при добавлении атомов легирующего элемента. При этом максимум электрического сопротивления зачастую соответствует составу, содержащему примерно 50% атомных долей компонентов.

При образовании в сплаве определенного состава интерметаллической фазы с упорядоченным распределением атомов электрическое сопротивление уменьшается значительно (рис. 4.11).

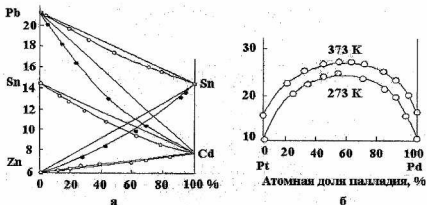


Рис. 4.10. Концентрационная зависимость удельного электрического сопротивления сплавов:

a – компоненты сплава ограниченно растворимы друг в друге (кривые рассчитаны из предположения аддитивности логарифмов значений электрического сопротивления, прямые – из предположения аддитивности самих значений; точки – эксперимент); *б* – компоненты сплава с взаимной неограниченной растворимостью

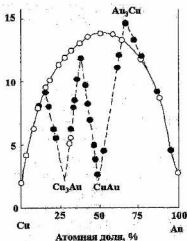


Рис. 4.11. Влияние упорядочения на удельное электрическое сопротивление сплавов с взаимной неограниченной растворимостью компонентов: O – неупорядоченное состояние (закалка от 923 K); • – упорядоченное состояние (медленное охлаждение от 670 до 470 K в течение 380 ч и отжиг при 470 K в течение 150 ч)

2. ЭЛЕМЕНТАРНАЯ КЛАССИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ МЕТАЛЛОВ

Носителями тока в металлах являются **свободные электроны**, т.е. электроны, слабо связанные с ионами кристаллической решетки металла. Это представление о природе носителей тока в металлах основывается на электронной теории проводимости металлов, созданной немецким физиком П. Друде (1863-1906) и разработанной впоследствии нидерландским физиком Х. Лоренцем, а также на ряде классических опытов, подтверждающих положения электронной теории.

Существование свободных электронов в металлах можно объяснить следующим образом: при образовании кристаллической решетки металла (в результате сближения изолированных атомов) валентные электроны, сравнительно слабо связанные с атомными ядрами, отрываются от атомов металла, становятся «свободными» и могут перемещаться по всему объему. Таким образом, в узлах кристаллической решетки располагаются ионы металла, а между ними хаотически движутся свободные электроны, образуя своеобразный электронный газ, обладающий, согласно электронной теории металлов, свойствами идеального газа.

Электроны проводимости при своем движении сталкиваются с ионами решетки, в результате чего устанавливается термодинамическое равновесие между электронным газом и решеткой. По классической теории Друде-Лоренца, электроны подчиняются законам **классической механики** и обладают такой же энергией теплового движения, как и молекулы одноатомного идеального газа. Поэтому, применяя выводы молекулярно-кинетической теории, можно найти **среднюю скорость теплового движения электронов**

$$u_{cp} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_e}},$$

которая для $T=300$ К равна $1,1 \cdot 10^5$ м/с. Тепловое движение электронов, являясь хаотическим, не может привести к возникновению тока.

При наложении внешнего электрического поля на металлический проводник кроме теплового движения электронов происходит их упорядоченное движение, т.е. возникает электрический ток. **Среднюю скорость v_{cp} упорядоченного движения электронов** можно оценить согласно формуле для плотности тока:

$$j = nev_{cp},$$

где n – концентрация свободных электронов, e – заряд электрона. Выбрав допустимую плотность тока, например для медных проводов 10^7 А/м², получим, что при концентрации носителей тока $n=8 \cdot 10^{28}$ м⁻³ средняя скорость (v_{cp}) упорядоченного движения электронов равна $7,8 \cdot 10^{-4}$ м/с. Следовательно, $v_{cp} \ll u_{cp}$, т.е. даже при очень больших плотностях тока средняя скорость упорядоченного движения электронов, обуславливающего электрический ток, значительно меньше их скорости теплового движения. Поэтому при вычислениях результирующую скорость ($v_{cp} + u_{cp}$) можно заменять скоростью теплового движения u_{cp} .

Казалось бы, полученный результат противоречит факту практически мгновенной передачи электрических сигналов на большие расстояния. Дело в том, что замыкание электрической цепи влечет за собой распространение электрического поля со скоростью c ($c=3 \cdot 10^8$ м/с). Через время $t=l/c$ (l – длина цепи) вдоль цепи установится стационарное электрическое поле и в ней начнется упорядоченное движение электронов. Поэтому электрический ток возникает в цепи практически одновременно с ее замыканием.

Пусть в металлическом проводнике существует электрическое поле напряженностью $E = \text{const}$. Со стороны поля каждый заряд e испытывает действие силы $F = eE$ и приобретает ускорение $a = F/m = eE/m$. Таким образом, во время свободного пробега электроны движутся равноускоренно, приобретая к концу свободного пробега скорость

$$v_{\max} = \frac{eEt_{cp}}{m},$$

где t_{cp} – среднее время между двумя последовательными соударениями электрона с ионами решетки.

Согласно теории Друде, в конце свободного пробега электрон, сталкиваясь с ионами решетки, отдает им накопленную в поле энергию, поэтому скорость его упорядоченного движения становится равной нулю. Следовательно, средняя скорость направленного движения электрона

$$v_{cp} = \frac{v_{\max} + 0}{2} = \frac{eEt_{cp}}{2m}. \quad (4.16)$$

Классическая теория металлов не учитывает распределения электронов по скоростям, поэтому среднее время свободного пробега t_{cp} определяется средней длиной свободного пробега l_{cp} и средней скоростью движения электронов относительно кристаллической решетки проводника, равной $u_{cp} + v_{cp}$. Известно, что $v_{cp} \ll u_{cp}$, поэтому

$$t_{\text{ср}} = l_{\text{ср}} / u_{\text{ср}}.$$

Подставив значение $t_{\text{ср}}$ в формулу (4.16), получим

$$v_{\text{ср}} = \frac{eEl_{\text{ср}}}{2mu_{\text{ср}}}.$$

Плотность тока в металлическом проводнике

$$j = nev_{\text{ср}} = \frac{ne^2El_{\text{ср}}}{2mu_{\text{ср}}},$$

откуда видно, что плотность тока пропорциональна напряженности поля, т.е. получили **закон Ома** в дифференциальной форме. Коэффициент пропорциональности между j и E есть не что иное, как **удельная проводимость** материала

$$\sigma = \frac{ne^2l_{\text{ср}}}{2mu_{\text{ср}}},$$

которая тем больше, чем больше концентрация свободных электронов и средняя длина их свободного пробега. Учет распределения электронов по скоростям приводит к более точному выражению для удельной электропроводности:

$$\sigma = \frac{ne^2t_{\text{ср}}}{m}. \quad (4.17)$$

Теория Друде – Лоренца содержала несколько весьма серьезных недостатков, от которых не удалось избавиться до тех пор, пока в середине 20-х годов прошлого века к решению задачи не была применена квантовая механика.

3. КВАНТОВАЯ ТЕОРИЯ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ МЕТАЛЛОВ

Квантовая теория электропроводности металлов — теория электропроводности, основывающаяся на квантовой механике и квантовой статистике Ферми – Дирака, — пересмотрела вопрос об электропроводности металлов, рассмотренный в классической физике. Расчет электропроводности металлов, выполненный на основе этой

теории, приводит к выражению для удельной электрической проводимости металла

$$\sigma = \frac{ne^2 l_{Fcp}}{m u_{Fcp}}, \quad (4.18)$$

которое по внешнему виду напоминает классическую формулу (4.17) для σ , но имеет совершенно другое физическое содержание. Здесь n - концентрация электронов проводимости в металле; l_{Fcp} - средняя длина свободного пробега электрона, имеющего энергию Ферми; u_{Fcp} - средняя скорость теплового движения такого электрона.

Выводы, получаемые на основе формулы (4.18), полностью соответствуют опытным данным. Квантовая теория электропроводности металлов, в частности, объясняет зависимость удельной проводимости от температуры: $\sigma \sim 1/T$ (классическая теория дает, что $\sigma \sim 1/\sqrt{T}$), а также аномально большие величины (порядка сотен периодов решетки) средней длины свободного пробега электронов в металле.

Квантовая теория рассматривает движение электронов с учетом их взаимодействия с кристаллической решеткой. Согласно корпускулярно-волновому дуализму, движению электрона сопоставляют волновой процесс. Идеальная кристаллическая решетка (в ее узлах находятся **неподвижные** частицы и в ней отсутствуют нарушения периодичности) ведет себя подобно оптически однородной среде - она «электронные волны» не рассеивает. Это соответствует тому, что металл не оказывает электрическому току - упорядоченному движению электронов - никакого сопротивления. «Электронные волны», распространяясь в идеальной кристаллической решетке, как бы огибают узлы решетки и проходят значительные расстояния.

В реальной кристаллической решетке всегда имеются неоднородности, которыми могут быть, например, примеси, вакансии; неоднородности обуславливаются также тепловыми колебаниями. В реальной кристаллической решетке происходит рассеяние «электронных волн» на неоднородностях, что и является причиной электрического сопротивления металлов. Рассеяние «электронных волн» на неоднородностях, связанных с тепловыми колебаниями, можно рассматривать как столкновения электронов с фононами.

Согласно классической теории, $u_{cp} \sim \sqrt{T}$, поэтому она не смогла объяснить истинную зависимость σ от температуры. В квантовой теории средняя скорость u_{Fcp} от температуры практически не зависит, так как доказывается, что с изменением температуры уровень Ферми остается практически неизменным. Однако с повышением температуры рассеяние «электронных волн» на тепловых колебаниях решетки (на фононах)

возрастает, что соответствует уменьшению средней длины свободного пробега электронов. В области комнатных температур $l_{\text{ср}} \sim T^{-1}$, поэтому, учитывая независимость $\mu_{\text{ср}}$ от температуры, получим, что сопротивление металлов ($R \sim 1/\sigma$) в соответствии с данными опытов растет пропорционально T . Таким образом, квантовая теория электропроводности металлов устранила и эту трудность классической теории.

4. СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ

Во многих металлах и сплавах и даже в сильно легированных полупроводниках при низких температурах наблюдается необычное явление: ниже некоторой критической температуры электрическое сопротивление материала неожиданно падает до нуля. Это явление было открыто в 1911 году Камерлинг — Оннесом в ртути и было названо **сверхпроводимостью**. Материалы, которые находятся в сверхпроводящем состоянии, обладают аномальными физическими свойствами. Перечислим некоторые из них.

1. Когда вещество находится в сверхпроводящем состоянии, незатухающий электрический ток в нем может существовать сколь угодно долго. По крайней мере, экспериментально такой незатухающий ток наблюдался в течение двух с половиной лет.

2. При критической температуре происходит фазовый переход из нормального в сверхпроводящее состояние. Теплоемкость вещества в точке фазового перехода испытывает скачок. А при понижении температуры теплоемкость электронного газа стремится к нулю не по линейному, как у нормальных металлов, а по экспоненциальному закону. Соответственно, значение энтропии в сверхпроводящем состоянии ниже значения энтропии в нормальном состоянии. Этот факт свидетельствует о том, что сверхпроводящее состояние более упорядоченное, чем нормальное состояние металла (рис. 4.12).

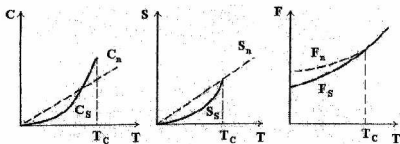


Рис. 4.12. Термодинамические параметры сверхпроводника:
 C — теплоемкость, S — энтропия, F — свободная энергия

3. Необычными оказываются и магнитные свойства вещества в сверхпроводящем состоянии. В 1933 году Мейснер и Оксен обнаружили, что если материал, обладающий сверхпроводящими свойствами и помещенный во внешнее магнитное поле, ниже критической температуры, т.е. перевести его в сверхпроводящее состояние, то в этом состоянии магнитное поле будет выталкиваться из образца (рис. 4.13). Этот эффект называется **эффектом Мейснера**, и существование этого явления в сверхпроводнике указывает на то, что сверхпроводник является диамагнетиком.

Но эффект Мейснера существует только до определенных величин приложенного магнитного поля. Начиная с некоторого значения поля B_c , которое называется **критическим полем**, сверхпроводимость в веществе исчезает, и вещество становится нормальным металлом, т.е. достаточно сильное магнитное поле разрушает сверхпроводимость.

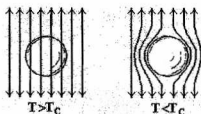


Рис. 4.13. Эффект Мейснера

Необходимо подчеркнуть, что свойства, перечисленные в пунктах 2 и 3, принципиально отличают сверхпроводник от идеального проводника. Если даже представить, что электроны в металле имеют бесконечную длину свободного пробега (в реальных веществах такого не бывает) и, следовательно, бесконечную проводимость, то это не приведет к аномальному поведению теплоемкости электронного газа и магнитных свойств металла.

Для понимания явления сверхпроводимости развиты два хода. Многие важные физические свойства сверхпроводников удастся описать на основе феноменологических уравнений, также возникновения сверхпроводящего состояния выяснены в микроскопической теории электронов проводимости, взаимодействующих с колебаниями кристаллической решетки (фононами). Здесь следует отметить, что открытое в 1986 г. явление **высокотемпературной сверхпроводимости** еще не получило удовлетворительного объяснения на микроскопическом уровне.

5. МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ МЕТАЛЛОВ И СПЛАВОВ

5.1. Классическая четырехпроводная схема

Для точных измерений электрического сопротивления металлов и сплавов используется классическая четырехпроводная (пара токовых и пара потенциометрических проводов) схема (рис. 4.14).

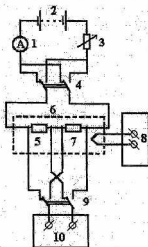


Рис. 4.14. Схема измерения электросопротивления:
1 – амперметр, 2 – источник питания, 3 – реостат,
4, 9 – переключатели, 5 – эталон, 6 – термостат, 7 – образец,
8 – измеритель температуры, 10 – потенциометр

В качестве измеряющего прибора применяется высокочувствительный (10^{-9} - 10^{-8} В) потенциометр постоянного тока 10. Последовательно с исследуемым образцом 7 в схему включается эталонное сопротивление 5. Эталон 5 и образец 7 помещены в термостат 6. С помощью реостата 3 задают рабочий ток образца и эталона, контролируют этот ток по амперметру 1. Переключателем 4 можно изменять направление тока в образце и эталоне. С помощью переключателя 9 и потенциометра 10 попеременно измеряется падение напряжения на образце V_0 и на эталоне V_3 .

Значение электрического сопротивления образца вычисляется по формуле

$$R_0 = \frac{V_0}{V_3} R_3, \quad (4.19)$$

где R_s – электрическое сопротивление эталона. Эффект паразитных ЭДС в измерительной цепи устраняется усреднением значений электрического сопротивления образца, полученных из двух измерений при противоположных направлениях тока. Условием прецизионного измерения электрического сопротивления являются надежное термостатирование образца и контроль температуры. Токовые и потенциометрические провода либо приваривают к образцу точечной микросваркой, либо крепят специальными прижимными контактами. Для высокоточных измерений желательно использовать потенциометрические провода из того же материала, что и исследуемый образец, поскольку его состав вследствие припайки инородного материала может измениться. Для мягких металлов используют зажимы, прижимные контакты.

Для определения электростатического сопротивления хрупких металлов, из которых сложно изготовить образец определенного сечения, используют методику «фактора формы». По имеющемуся образцу изготавливается литейная форма, в которую заливается расплавленный легкоплавкий металл (олово, свинец). Из соотношения электрического сопротивления отлитого эталона и эталона с известным сечением устанавливается «фактор формы», который учитывается при измерении электрического сопротивления хрупкого материала. Для хрупких материалов измерения следует проводить на нескольких образцах с целью получения воспроизводимых результатов. Их воспроизводимости могут препятствовать дефекты типа пор, трещин и т.п. Дефектность образца можно установить путем сопоставления данных по плотности материала, полученных рентгеновским методом и методом гидростатического взвешивания.

Наряду с описанными методиками в ряде случаев измерения электростатического сопротивления применяется **бесконтактный способ**. Он основан на эффекте вращения металлов и сплавов в переменном вращающемся магнитном поле, генерируемом катушками, включенными в трехфазную сеть. Измеряют угол поворота образца φ_p , подвешенного в магнитном поле на тончайшей вольфрамовой нити. Упругость нити компенсирует крутящий момент поля, ограничивая значение угла поворота, которое оказывается пропорционально электрическому сопротивлению образца:

$$R = K I^2 / \varphi_p, \quad (4.20)$$

где K – постоянная, I – усредненный по фазам ток $I = (I_1 + I_2 + I_3) / 3$.

Данный способ позволяет определять электрическую чистоту металлов. Так, при постоянном значении угла поворота справедливо соотношение $R_T / R_{A2} = I_T^2 / I_{A2}^2$ (здесь I_T и I_{A2} – усредненные по фазам

значения тока, который возбуждает магнитное поле, разворачивающее образец на угол при температурах 4, 2 К соответственно).

Этот метод в данной работе реализован на базе потенциометрического моста УПИП – 60М.

5.2. Метод простого моста

Один из наиболее распространенных методов измерения электрического сопротивления средней величины – метод простого моста (рис. 4.15).

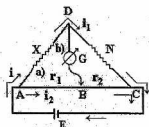


Рис. 4.15. Схема простого моста

Основная часть прибора – калиброванная магнитная струна AC , подвижный контакт B , гальванометр G и источник постоянного тока E . Между точками A и D включается измеряемое сопротивление X , а между точками B и C – эталон сопротивления N того же порядка величины, что и X . Измерение производят следующим образом. Включается ток от источника E и, перемещая подвижный контакт B , добиваются такого положения его, при котором гальванометр G дает нулевое показание. Это соответствует такому контакту B , при котором потенциалы в точках B и D равны между собой и ток по линии BD не идет. На участке AC всегда найдется такая точка, потенциал которой будет таким же, как в точке D . Предположим, что линия BD отсутствует, тогда ток от источника E в точке A разойдется по двум параллельным веткам AC и ADC . По ADC пойдет ток i_1 , а по AC – i_2 . Ввиду того, что на обеих параллельных ветвях потенциал меняется непрерывно от V_A (в точке A) до V_D (в точке D), очевидно, потенциалу в любой точке ветви ADC можно подыскать соответствующий потенциал на струне AC ; перемещая контакт B , можно найти положение, в котором $V_B = V_D$ и при котором ток на участке BD не пойдет (прибор показывает ноль).

Посмотрим, каким образом можно определить из этой схемы сопротивление X , если известны сопротивления N , r_1 (на длине AB) и r_2 (на длине BC). Из закона Ома следует, что

$$V_A - V_D = Xi_1, \quad V_D - V_C = Ni_1, \quad V_A - V_B = r_1 i_2, \quad V_D - V_C = r_2 i_2.$$

Деля попарно эти уравнения (1 на 2 и 3 на 4), получаем

$$\frac{V_A - V_D}{V_D - V_C} = \frac{X}{N} \quad \text{и} \quad \frac{V_A - V_B}{V_B - V_C} = \frac{r_1}{r_2}.$$

Сравнивая левые части этих двух выражений, видим, что они равны между собой, так как $V_B = V_D$, а отсюда

$$\frac{X}{N} = \frac{r_1}{r_2} \quad \text{или} \quad X = N \frac{r_1}{r_2}. \quad (4.21)$$

В уравнении (4.21) отношение $r_1:r_2$ можно заменить отношением длин AB и BC ($l_1:l_2$), и тогда оно примет

$$X = N \frac{l_1}{l_2}. \quad (4.22)$$

Таким образом, измерение X сводится к нахождению длин l_1 и l_2 (отрезков AB и BC), соответственно, на которые разбивается струна AC при положении контакта B , соответствующем $V_B = V_D$. Из формулы (4.22) видно, что точность измерения тем выше, чем ближе контакт B к середине струны, т.е. чем ближе отношение $l_1:l_2$ к 1.

Действительно, при относительно малом l_1 и l_2 (контакт B близок к точке A и C) точность измерения длины (в %) понижается, а следовательно, понижается и точность измерения X , так как l_1 и l_2 являются множителем или делителем. Отсюда понятно, почему нужно стремиться к выбору эталонного сопротивления N по величине того же порядка, что и X . Зная материал и размеры образца, можно по формуле

$R = \rho \frac{l}{S}$ приблизительно вычислить X и затем, подобрав соответствующий эталон N , точно измерить X .

6. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

В данной работе изучается температурная зависимость электросопротивления проволочного образца, для чего используется компенсационный метод измерения электросопротивления, реализованный с помощью универсального измерительного прибора УПИП-60М

(потенциометрический мост). Точность измерения сопротивления прибора в интервале 10^{-2} - 10^6 Ом составляет 0,1%. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 4.16. Установка состоит из трех основных блоков: *А* – печь для нагрева образца с термопарой; *Б* – блок электропитания печи, регулировки и измерения температуры печи и образца; *В* – блок измерения электросопротивления образца.

Образец 1, изготовленный из металлической проволоки, намотанной на керамическую трубку, помещен в печь электросопротивления 2 блока *А*. Рядом с образцом расположена измерительная термопара 3.

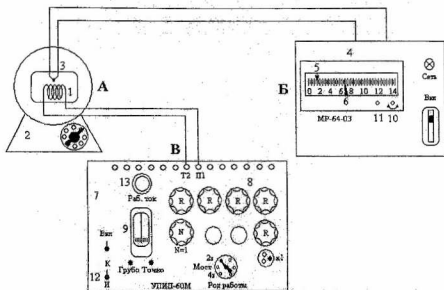


Рис. 4.16. Схема экспериментальной установки:

- 1 – образец; 2 – печь; 3 – термопара; 4 – терморегулятор; 5 – индикатор температуры; 6 – задатчик температуры изотермического отжига печи;
- 7 – потенциометрический мост УПИП-60М; 8 – ручки переключателей сопротивления моста; 9 – гальванометр; 10 – винт регулировки нуля; 11 – винт установки задатчика температуры; 12 – тумблер установки рабочего тока;
- 13 – ручка регулировки рабочего тока

Температура в печи измеряется и контролируется терморегулятором 4 (блок *Б*) типа МР-63-04. Терморегулятор имеет стрелочный индикатор 5 и шкалу, по которой с помощью термопары 3 можно определять температуру образца в рабочем пространстве печи и, если это требуется, с помощью установочного датчика 6 задавать температуру изотермического отжига. Два проволочных конца образца присоединяются к клеммам Т2-П1 потенциометрического моста 7 (блок *В*) типа УПИП-

60М. Вращением ручек R переключателей сопротивлений δ по шкале гальванометра θ и последовательным нажатием кнопок «Грубо» и «Точно» сбалансировать мост (вывести стрелку гальванометра на 0) и по показаниям переключателей сопротивлений определить сопротивление образца R .

7. ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ И ПРАКТИЧЕСКИЕ ЗАДАНИЯ

Задание 1. Рассчитать температурный коэффициент электросопротивления α никелевой, железной или титановой проволоки (по указанию преподавателя) по измеренной температурной зависимости общего электросопротивления проволоки от температуры.

Порядок выполнения измерений. Поместить катушку из проволоки в печь. Присоединить концы обмотки проволоки к клеммам Т2-П1 потенциометрического моста УПИП-60М.

1. Подготовить печь к включению: установить тумблер величины тока питания печи блока A в положение, соответствующее максимальным значениям тока δ или θ . Узкой отверткой, вращая регулировочный винт 10 , выставить подвижную стрелку указателя температуры 5 терморегулятора блока B на значение комнатной температуры; регулировочным винтом 11 установить на шкале прибора задатчик температуры 6 на значение температуры $\approx 600^\circ\text{C}$.

2. Включить печь тумблером «Вкл» на корпусе блока B питание печи (тумблер «Вкл»); одновременно при этом включается терморегулятор 4 .

3. Подготовить мост к измерению электросопротивления: включить тумблер «Вкл» на потенциометрическом мосте УПИП-60М. Тумблер «Род работы» переключить в положение «2з» (двухточечный метод измерения). Выставить рабочий ток потенциометрического моста блока B . Для этого поставить тумблер 12 в положение «К» (контроль). Нажать кнопку «Грубо» и верхней ручкой регулировки рабочего тока 13 выставить нуль гальванометра θ . Отпустить кнопку «Грубо», нажать кнопку «Точно» и нижней ручкой точной регулировки рабочего тока 13 вновь выставить нуль гальванометра. Переключить тумблер 12 в положение «И» (измерение).

Поставить переключатель множителя шкалы сопротивлений N в положение $N=1$. Остальные ручки переключателей сопротивлений поставить в положение минимального значения сопротивления.

4. Измерить сопротивление образца при комнатной температуре. Далее через фиксированные интервалы температуры (25 или 50°C) измерить зависимость общего электросопротивления образца от температуры в заданном интервале температур. Результаты измерений занести в таблицу и компьютер (программа Excel).

**Результаты измерений температурной зависимости
электросопротивления никелевой проволоки**

$t, ^\circ\text{C}$	$R, \text{Ом}$	$\rho, \text{Ом}\cdot\text{см}^{-1}$

5. С помощью штангенциркуля определить диаметр проволоки и рассчитать площадь ее поперечного сечения S . Приняв длину проволоки $L_0=10$ м (уточнить у преподавателя), по формуле

$$\rho = RS/L_0$$

рассчитать удельное электросопротивление проволоки. Построить график $\rho=\rho(t)$, где t – температура в градусах Цельсия.

По формуле

$$\alpha = \frac{1}{\rho(T)} \left(\frac{d\rho}{dT} \right)_T = \frac{1}{\rho(t)} \left(\frac{d\rho}{dt} \right)_t$$

рассчитать температурный коэффициент электросопротивления α в трех точках измеренного интервала температур. Сравнить полученные значения со справочными данными табл. ПЗ приложения или [12] и сделать выводы о соответствии вычисленных значений α справочным. Производную $d\rho/dT$ рассчитывать по наклону касательной, проведенной к графику температурной зависимости $\rho=\rho(t)$ в требуемых температурных точках.

Задание 2. Определить температуру Кюри или точку магнитного превращения железа по излому температурной зависимости удельного электросопротивления железной проволоки.

Порядок выполнения измерений. Установить датчик температуры терморегулятора на температуру $\sim 850^\circ\text{C}$. Измерить температурный ход зависимости $\rho=\rho(t)$ железной проволоки в окрестности температуры $\sim 770^\circ\text{C}$ ($\pm 100^\circ\text{C}$) по методике, изложенной в задании 1. Установить температуру излома температурной зависимости $\rho=\rho(t)$ в указанном интервале (в этой области находится критическая температура Кюри T_K железа, при которой осуществляется магнитное превращение ферро- $\leftrightarrow$ парамагнетик) и сравнить полученное значение со справочными данными. Температура Кюри несет фундаментальную информацию

о величине магнитных моментов и обменном взаимодействии в ферромагнетике:

$$T_c = 2zJS(S+1)/3k,$$

где z – координационное число, J – обменный интеграл или энергия обменного взаимодействия, S – спиновое число атома, k – постоянная Больцмана.

По наклону касательных, проведенных слева и справа относительно точки излома, определить коэффициент $\alpha_{\text{ферро}}$ и $\alpha_{\text{пара}}$ и сравнить полученные значения со справочными данными.

Все выводы записать в тетрадь.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Получить закон Ома из классической модели Друде – Лоренца.
2. Перечислить основные выводы теории Друде – Лоренца.
3. В чем заключаются достоинства и недостатки теории Друде – Лоренца?
4. Объяснить существенную зависимость электросопротивления от кристаллографического направления. Указать кристаллографические направления в ГЦК-решетке с минимальным и максимальным сопротивлением.
5. Объясните о зависимости электросопротивления от температуры, концентрации примесей, вакансий, плотности дислокаций и других факторов.
6. Рассказать о явлении сверхпроводимости металлов и сплавов.
7. Как влияет магнитный фазовый переход на электрическое сопротивление в ферромагнетиках?
8. Что представляет собой четырехпроводная схема измерения электросопротивления?
9. Как рассчитывается температурный коэффициент электрического сопротивления?
10. Расскажите о порядке выполнения работы.

РЕКОМЕНДУЕМЫЙ БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Лившиц, Б.Г. Физические свойства металлов и сплавов / Б.Г. Лившиц, В.С. Крапошин, Я.Л. Линецкий. – М.: Металлургия, 1980.
2. Киттель, Ч. Введение в физику твердого тела / Ч. Киттель. – М.: Наука, 1978.
3. Металловедение и термообработка сталей: справочник в 3-х т. – 3-е изд. Т. 1 Методы испытаний и исследований / под ред. С.М. Берштейна и А.Г. Рахштадта. – М.: Металлургия, 1983.
4. Кузнецов, Г.М. Металловедение цветных и редких металлов / Г.М. Кузнецов, А.Д. Барсуков. – М.: МИСИС, 1983.
5. Блейкмор, Дж. Физика твердого состояния / Дж. Блейкмор, пер. с англ. – М.: Металлургия, 1972.
6. Тамм, И.Е. Основы теории электричества / И.Е. Тамм. – М.: Наука, 1989.
7. Павлов, П.В. Физика твердого тела: учебник / П.В. Павлов, А.Ф. Хохлов, – М.: Высшая школа, 2000.
8. Лухвич, А.А. Влияние дефектов на электрические свойства металлов / А.А. Лухвич. – Минск: Наука и техника, 1976.
9. Шматко, О.А. Электрические и магнитные свойства металлов и сплавов / О.А. Шматко, Ю.В. Усов. – Киев: Наукова думка, 1987.
10. Сальдау, П.Я. Метод электропроводности при высоких температурах / П.Я. Сальдау. – М.: Металлургия, 1952.
11. Вострокнутов, Н.Г. Электрические измерения / Н.Г. Вострокнутов. – М.: Высшая школа, 1966.
12. Таблицы физических величин: справочник / под ред. акад. И.К. Кикоина. – М.: Атомиздат, 1976.

Лабораторная работа 5

ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ ФЕРРОМАГНИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ

Цель работы – освоить методику измерения магнитных характеристик ферромагнетика (намагниченности насыщения, коэрцитивной силы, магнитной проницаемости и др.) по параметрам динамической петли гистерезиса.

Приборы и принадлежности: стенд для определения магнитных характеристик образцов торроидальной формы, ферротестер, измеряемые образцы соответствующей формы.

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ВВЕДЕНИЕ

Магнетиками называются все среды, способные намагничиваться в магнитном поле, т.е. создавать собственное магнитное поле. Для объяснения намагничивания сред Ампер предложил электроны в атомах или молекулах вещества можно рассматривать как элементарные круговые токи, обладающие собственными магнитными моментами. По магнитным свойствам магнетики разделяются на три основные группы: диамагнетики, парамагнетики и ферромагнетики. Для характеристики намагничивания вещества вводят вектор намагниченности I :

$$I = (\sum p_m) / \Delta V,$$

где ΔV – физически бесконечно малый объем, взятый в окрестности рассматриваемой точки, p_m – магнитный момент отдельной молекулы.

Намагниченность – это количество магнитных зарядов, перемещенных через единичную площадку поперечного сечения перпендикулярно смещению этих зарядов. Единица измерения намагниченности – гаусс (Гс) в гауссовой системе и тесла – (Тл) (Вб/м^2) в системе СИ ($1 \text{ Тл} = 10^4 \text{ Гс}$).

Для магнетиков, находящихся в не слишком сильных магнитных полях

$$I = \chi_v H, \quad (5.1)$$

где χ_v – магнитная восприимчивость единицы объема, H – напряженность магнитного поля. В общем случае χ_v – тензор; для изотропных веществ, которые будут рассматриваться ниже, χ_v – скалярная величина. У диамагнетиков $\chi_v < 0$, у парамагнетиков $\chi_v > 0$. Для

характеристики магнитных свойств используют также **удельную магнитную восприимчивость** (т.е. магнитная восприимчивость, приходящаяся на единицу массы) χ и **молярную магнитную восприимчивость** (т.е. отнесенную к 1 молю вещества) χ_M , которые связаны между собой соотношениями $\chi = \chi_M / \rho$ и $\chi_M = \chi M$, где M – относительная молярная масса, ρ – плотность вещества.

Диамагнетики

Явлением **диамагнетизма** называется индуцирование дополнительного магнитного момента в атомных оболочках под действием внешнего магнитного поля. Диамагнетизм присущ всем веществам, но наблюдается в тех случаях, когда атомы или молекулы не имеют результирующего момента P_m в отсутствие внешнего поля. **Диамагнетики** подразделяются на «классические», «аномальные» и сверхпроводники. К первой подгруппе относятся инертные газы, некоторые металлы (цинк, золото, ртуть и др.), элементы типа кремния и фосфора, а также многие органические соединения. Для этих веществ $\chi < 0$ и имеет малое абсолютное значение порядка $(0,1 \div 10) 10^{-6}$ и не зависит от температуры. Ко второй подгруппе относятся висмут, галлий, сурьма, графит и др. для этих веществ $\chi < 0$, зависит от температуры и имеет абсолютное значение порядка $(1 \div 100) 10^{-6}$. Сверхпроводники являются идеальными диамагнетиками с $\chi = -1$. К ним относятся, например, свинец, цинк, алюминий при определенной низкой температуре, когда их удельное сопротивление практически исчезает.

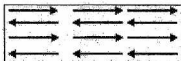
Парамагнетики

Парамагнетизмом называется совокупность магнитных свойств некоторых веществ, атомы которых обладают постоянным магнитным моментом P_m . В отсутствие внешнего магнитного поля дезориентирующее действие теплового движения не допускает упорядоченной ориентации вектора P_m и появления намагниченности вещества. **Парамагнетики** подразделяются на нормальные парамагнетики (платина, палладий, соли железа, кобальта и никеля, молекулярный кислород и др.), парамагнитные материалы с магнитной восприимчивостью, не зависящие от температуры (литий, калий, натрий, цезий, рубидий и т.д.), и антиферромагнетики (кристаллы элементов переходных групп). У нормальных парамагнетиков $\chi > 0$ и зависит от температуры по закону Кюри – Вейса:

$$\chi = C / (T + \Delta), \quad (5.2)$$

где C – постоянная Кюри, а константа Δ может быть положительна, отрицательна или равна нулю. Парамагнетики, у которых χ не зависит от температуры, весьма слабо магнитны: $\chi \sim 10^{-7} + 10^{-6}$.

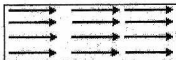
Для **антиферромагнетиков** полная энергия кристалла при низких температурах в отсутствие внешнего магнитного поля минимальна в том случае, когда имеет место чередование противоположно направленных магнитных моментов.



При повышении температуры эффективность взаимодействий между магнитными диполями уменьшается до тех пор, пока при **температуре Ниееля** T_N спины не станут свободными и будут независимо реагировать на магнитное поле. При еще более высоких температурах твердое тело ведет себя как парамагнетик.

Ферромагнетики

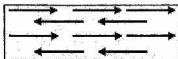
Ферромагнетиками называют вещества, в которых собственное (внутреннее) магнитное поле может в сотни тысяч раз превосходить вызвавшее его внешнее магнитное поле. Большая величина намагниченности ферромагнетиков объясняется существованием в них «молекулярного» магнитного поля, обусловленного квантовомеханическим обменным взаимодействием нескомпенсированных спиновых магнитных моментов электронов атомов в кристаллических решетках ферромагнетиков. В результате этого взаимодействия устойчивым и энергетически выгодным состоянием системы электронов в кристалле является упорядоченное состояние с параллельной (ферромагнетизм) ориентацией спиновых магнитных моментов соседних атомов в решетке. Эти области с упорядоченным расположением спиновых магнитных моментов соседних атомов в решетке получили название **доменов**.



При **температуре Кюри** T_c объемная намагниченность падает до нуля вследствие полной разориентации магнитных диполей.

Ферримагнетики

Упорядочение ферримагнитных материалов при низких температурах аналогично упорядочению антиферромагнетиков. Однако направленные навстречу друг другу магнитные моменты двух спиновых систем не равны, и состояние с наименьшей энергией обладает спонтанной намагниченностью.



При нагревании ферримагнетика до температуры Кюри T_c его намагниченность уменьшается до нуля, и при более высоких температурах тело ведет себя как парамагнетик. Примером ферримагнитных веществ могут служить следующие ферромагнитные полупроводники: CuOFe_3O_3 или ZnOFe_2O_3 . Они отличаются заметными ферромагнитными свойствами и являются плохими проводниками электричества.

1. МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ЭЛЕКТРОНОВ И АТОМОВ

Электрон обладает собственным механическим моментом количества движения P_s , называемым **спином**. Этот момент может иметь только две ориентации относительно внешнего магнитного поля. Спину электрона P_s соответствует **спиновый магнитный момент** P_{ms} :

$$P_{ms} = g_s P_s. \quad (5.3)$$

Величина g_s называется **гиромагнитным отношением для спинового момента**:

$$g_s = -|e|/m, \quad (5.4)$$

где e – абсолютная величина заряда электрона, m – масса электрона. Спиновый магнитный момент электрона равен **магнетону Бора**:

$$P_{ms} = -\frac{eh}{2mc} = \mu_B = 0,927 \cdot 10^{-24} \frac{\text{Дж}}{\text{Тл}}. \quad (5.5)$$

Магнитный момент P_m , вызванный движением электрона по орбите, называется **орбитальным магнитным моментом**. Орбитальные магнитный и механический моменты электрона пропорциональны друг другу и направлены в противоположные стороны:

$$P_m = g P. \quad (5.6)$$

Гиромангнитное отношение орбитальных моментов g в два раза меньше, чем g_s (т.е. $g_s = 2g$). Вектором **орбитального магнитного момента атома** называется векторная сумма орбитальных моментов всех Z его электронов.

2. МАГНИТНОЕ ПОЛЕ В МАГНЕТИКАХ

Магнитное поле, которое создается молекулами (атомами, ионами) вещества, называется **собственным или внутренним магнитным полем**. Это поле обусловлено существованием у атомов магнитных моментов и характеризуется магнитной индукцией $B_{\text{внутр}}$. Вектор B индукции результирующего магнитного поля в магнетике равен векторной сумме магнитных индукций внешнего и внутреннего магнитных полей:

$$B = B_0 + B_{\text{внутр}}, \quad (5.7)$$

где B_0 – магнитная индукция поля в вакууме ($B_0 = \mu_0 H$, $\mu_0 = 1,256 \cdot 10^{-6}$ Гн/м – магнитная постоянная), создаваемая внешними макроскопическими токами.

Напряженностью магнитного поля называют векторную величину H , характеризующую макроскопическое магнитное поле, создаваемое внешними макроскопическими токами.

Связь между магнитной индукцией B , напряженностью внешнего магнитного поля H и намагниченностью I имеет вид:

$$B/\mu_0 = I + H. \quad (5.8)$$

Относительная магнитная проницаемость μ , показывающая во сколько раз магнитная индукция поля в данном веществе больше, чем в вакууме, связана с магнитной восприимчивостью χ , следующим соотношением:

$$\mu = B/B_0 = 1 + \chi; \quad B = \mu_0 \mu H. \quad (5.9)$$

3. ФЕРРОМАГНЕТИЗМ

Ферромагнетизм существует лишь при определенных параметрах кристаллической решетки. Расстояния между соседними атомами должны обеспечить необходимую величину перекрытия волновых функций электронных оболочек. Условие ферромагнетизма выполняется лишь для тех кристаллов переходных металлов, для которых $d/a > 1,5$, где d – диаметр

атома, a – диаметр незаполненной оболочки $3d$ (или $4f$). При $d/a < 1,5$ обменный интеграл отрицателен, и спины упорядочиваются антипараллельно. Особые свойства ферромагнетиков обнаруживаются только ниже температуры Кюри T_c . При указанных температурах ферромагнитное тело разбито на **домены** – малые области **самопроизвольной** (спонтанной и намагниченной до насыщения) **намагниченности**. В отсутствие внешнего магнитного поля:

$$\sum_{i=1}^n I_s V_i \cos \varphi_i = 0, \text{ где } V_i - \text{объем } i\text{-го домена, } I_s V_i - \text{магнитный момент } i\text{-го}$$

домена, φ_i – угол между вектором намагниченности i -го домена и направлением внешнего поля. Экспериментальным доказательством существования областей самопроизвольной намагниченности является **эффект Баркгаузена**. Он состоит в том, что при намагничивании ферромагнетика процесс происходит скачками, что говорит о резком изменении направления векторов самопроизвольной намагниченности отдельных доменов. Еще наглядней это демонстрируют фигуры, полученные в опытах Биттера, Акулова и Дехтяря [3]. Они получаются следующим образом: полированный кристалл ферромагнетика покрывают коллоидной взвесью ферромагнитного порошка и помещают под микроскоп. Рассмотрение показывает, что частицы порошка оседают вдоль определенных линий, образуя правильный узор (рис. 5.1). Это объясняется тем, что на поверхности ферромагнитного тела всегда имеются магнитные поля рассеяния, возникающие на границах областей самопроизвольной намагниченности, куда и затягиваются частицы порошка.

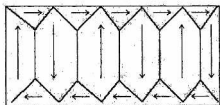


Рис. 5.1. Выявленная доменная структура ферромагнитного кристалла

Монокристаллы ферромагнетиков обладают ярко выраженной анизотропией магнитных свойств, которая проявляется в существовании осей легчайшего и трудного намагничения. В отсутствие внешнего магнитного поля направление спонтанной намагниченности в каждом домене совпадает с одним из направлений легчайшего намагничения монокристалла или отдельного зерна поликристалла. Линейные размеры доменов составляют $10^{-3} \div 10^{-2}$ см [3].

В переходном слое между двумя доменами, намагниченными в различных направлениях, который имеет конечную толщину (для железа он приблизительно равен 300 периодам решетки), имеется неоднородность намагниченности. Такой переходный слой называется **границей домена (или доменной стенкой)**.

4. СПОНТАННАЯ ИЛИ САМОПРОИЗВОЛЬНАЯ НАМАГНИЧЕННОСТЬ

Объяснение спонтанной намагниченности первым дал Вейс. Согласно классической теории Вейса, поле сил, действующих на магнитный момент атома ферромагнетика, может быть сведено к сумме поля магнитного и некоторого «молекулярного поля», учитывающего воздействия на данный атом смежных атомов ферромагнетика и пропорционального его намагничиванию I . Иными словами, можно сказать, что «эффективное» магнитное поле в ферромагнетике H_{eff} равно сумме истинного поля H и молекулярного поля $H_M = bI$, т.е. $H_{\text{eff}} = H + bI$, где b есть некая положительная постоянная, характеризующая свойства данного ферромагнетика. Это поле называется эффективным полем Вейсса, а константа b – **постоянной Вейса**.

Расчеты показывают, что величина молекулярного поля Вейса в железе при нормальных температурах достигает значений порядка $\sim 7 \cdot 10^3 - 3 \cdot 10^4$ Гс, т.е. весьма значительно превышает напряженность практически доступных магнитных полей. Для постоянной b получаются при этом значения порядка $\sim 4 \cdot 10^3 - 3 \cdot 10^4$ (в гауссовой системе единиц измерений). Эта исключительно большая величина молекулярного Вейсова поля представляла собой основное затруднение для классической теории ферромагнетизма и обрекала на неудачу все попытки свести это поле к магнитному взаимодействию атомов ферромагнетика.

Объяснение ферромагнитных свойств вещества дал Гейзенберг. Он разработал квантовую теорию ферромагнетизма, введя понятие обменного взаимодействия.

Одним из условий возникновения ферромагнетизма является то, что расстояние между ближайшими атомами в пространственной решетке должно быть приблизительно равно диаметру атома. При этом условии возникает взаимодействие между нескомпенсированными спинами соседних атомов, и эти спины устанавливаются параллельно. В теории Френкеля, Гейзенберга предполагается, что соседние атомы как бы обмениваются электронами, вследствие чего появляется **обменная энергия**, приводящая к ферромагнетизму.

Эта энергия A должна иметь порядок $\sim kT_c$, где k – постоянная Больцмана ($k = 1,38054 \cdot 10^{-23}$ Дж/град), а T_c – температура Кюри (для железа $T_c \approx 1043$ К), $A = 2kT_c/z$, где z – координационное число.

5. ПРОЦЕСС ТЕХНИЧЕСКОГО НАМАГНИЧИВАНИЯ

Процессом технического намагничения ферромагнетиков называется возникновение в них результирующей намагниченности под действием внешнего намагничивающего поля. Ферромагнетик в ненамагниченном состоянии является конгломератом большого числа областей спонтанной намагниченности – доменов. При помещении тела в магнитное поле в нем происходит процесс перераспределения магнитных моментов доменов, в результате которого намагниченность всего тела возрастает. Кривая намагниченности имеет вид, изображенный на рис. 5.2.



Рис. 5.2. Кривая технического намагничения ферромагнетика

Можно выделить три участка с характерным процессом намагничивания:

1) в **слабых магнитных полях** и полях, где кривая намагниченности идет круто, происходит «перекидывание» магнитных моментов отдельных областей (доменов) в направлениях легкого намагничивания, ближайших к направлению поля. Происходит как бы рост областей с энергетически выгодным направлением момента по отношению к полю за счет соседних областей с менее выгодным направлением момента. Установлено, что механизм этого процесса состоит в смещении границ между областями спонтанного намагничивания;

2) в **более сильных полях** после смещения границ следует процесс поворота моментов областей спонтанной намагниченности к направлению внешнего магнитного поля. По мере приближения к направлению поля поворот все более затруднен. При полном совпадении магнитных моментов областей с направлением поля возникает так называемое «техническое насыщение». Его величина равна величине намагниченности насыщения I_s ;

3) **парапроцесс** или «истинное» намагничивание наблюдается при больших полях. Спонтанная намагниченность I_s растет за счет ориентации спиновых моментов отдельных электронов, находящихся внутри областей самопроизвольной намагниченности, по полю. Техническое насыщение I_s стремится к абсолютному I_0 (при абсолютном нуле температуры).

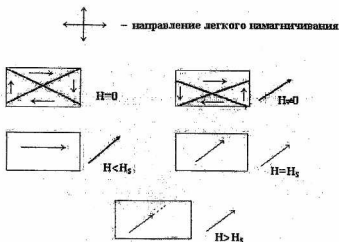


Рис. 5.3. Процесс намагничивания ферромагнетика

Весь ход кривой намагниченности практически определяется двумя первыми процессами и называется **техническим намагничиванием**. Изображенный на схеме случай идеален. В действительности же процессы смещения границ, вращения и парапроцесс накладываются, и характер их проявления сильно зависит от структурных особенностей ферромагнетика (наличие неоднородностей, внутренние напряжения, инородные включения, различные дефекты кристаллической решетки).

Процесс намагничивания наглядно можно представить по схеме, представленной на рис. 5.3.

6. СВОЙСТВА ФЕРРОМАГНИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ

Рассмотрим кривую намагничивания ферромагнетика (рис. 5.2) и пропорциональную ей кривую индукции (рис. 5.4).

При изменении поля от $+H$ до $-H$ и снова до $+H$ индукция, а следовательно и намагниченность (см. (5.8)), изменяется по замкнутой кривой, которая называется **петлей гистерезиса** (рис. 5.4). С ростом H индукция возрастает до насыщения $B_s(I_s)$ (на начальном этапе обратимо). **Индукция насыщения** достигается в определенном для каждого материала поле H_s – **поле насыщения**. При этом площадь петли магнитного гистерезиса перестает увеличиваться с ростом напряженности магнитного поля. При уменьшении H до нуля индукция не вернется к нулю, а сохранит определенное значение B_r , называемое **остаточной индукцией** B_r , которая соответствует **остаточной намагниченности** I_r . Увеличение поля в обратном направлении уменьшает намагниченность,

пока при некотором поле H_c она не обратится в нуль. Это значение поля называется **коэрцитивной силой**.

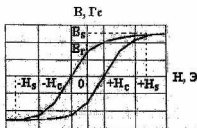


Рис. 5.4. Кривая намагничивания ферромагнетика

Площадь, ограниченная петлей гистерезиса, пропорциональна работе W , затрачиваемой на перемагничивание 1 см^3 металла за один цикл Q , называемой величиной **потерь на гистерезис**, т.е.

$$W = \oint B dH. \quad (5.10)$$

Эта работа частично накапливается в магнетике как потенциальная, а частично рассеивается в виде тепла. Согласно Штейнмецу, $Q = \eta \cdot B_s^{1.6}$, η – **коэффициент Штейнмеца**, зависящий от свойств ферромагнетика. Произведение $(BH/2)_{\max}$ характеризует максимальную магнитную энергию единичного объема материала и является важнейшей его характеристикой.

Отношение B_r/B_s (или I_r/I_s) называется **коэффициентом прямоугольности петли гистерезиса (ППГ)**; чем ближе это отношение к 1, тем ближе форма петли гистерезиса к прямоугольной.

Степень намагничения ферромагнетиков зависит не только от магнитной проницаемости μ , но и от их геометрической формы. Так, при намагничивании ферромагнетика на обеих торцевых поверхностях возникают магнитные заряды, вызывающие возникновение поля противоположного направления. Его напряженность пропорциональна плотности магнитных зарядов $H_{\text{рем}} \sim N/\mu_0$, где N – размагничивающий фактор. При намагничивании очень длинного тонкого стержня вдоль оси $N \approx 0$, при намагничивании коротких и толстых образцов N велико. Определяют N , используя теорему Гаусса. Обычно точно можно рассчитать размагничивающий фактор лишь для магнетиков в форме эллипсоидов, в телах иной формы распределение намагниченности неоднородно. В табл. 5.1 приведены коэффициенты размагничивания $N/4\pi$ для цилиндров с разным отношением длины к диаметру.

Коэффициент размагничивания цилиндров

Отношение длины цилиндра к диаметру	0	1	2	5	10	50	100	1000
Коэффициент размагничивания	1,0	0,27	0,14	0,04	0,0172	$1,29 \cdot 10^{-3}$	$3,6 \cdot 10^{-4}$	$3,6 \cdot 10^{-6}$

Явлением **магнитострикции** называется изменение формы и объема ферромагнетика при его намагничивании. Простейшей мерой магнитострикционного эффекта является линейная магнитострикция (или линейная относительная деформация) $\lambda = \Delta l / l$, где Δl – абсолютное удлинение образца, а l – его первоначальная длина. Величина магнитострикции обычно мала $\lambda \sim 10^{-8} - 10^{-7}$. Наиболее важными видами магнитострикции являются: **продольная** (изменение размера образца вдоль поля), **поперечная** (изменение размеров в направлении нормальном к направлению поля) и **объемная**. Для металлов и сплавов продольная и поперечная магнитострикция в области полей технического намагничивания имеют разные знаки; величина, знак, ход кривой зависимости магнитострикции от напряженности магнитного поля зависят от структуры образца (текстура, дефекты, состав и др.), а также температуры, упругих напряжений, характера размагничивания. Различают также **самопроизвольную** и **истинную магнитострикцию**. Самопроизвольная магнитострикция в каждом домене связана с тем, что при появлении самопроизвольной намагниченности изменяются условия равновесия между узлами кристаллической решетки и происходит ее анизотропная деформация. Если ферромагнитный кристалл в целом не намагничен, то самопроизвольная магнитострикция не проявляется. **Истинной магнитострикцией** называется изменение длины ферромагнитных образцов в результате действия на них достаточно больших внешних магнитных полей.

Изучение магнитострикции способствует пониманию природы процессов технического намагничивания и изысканию новых магнитных материалов.

7. СВЯЗЬ МАГНИТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК И СТРУКТУРЫ ВЕЩЕСТВА

Свойства магнитных материалов зависят от химического состава, способа изготовления и термической обработки. С точки зрения влияния различных факторов, можно выделить группу структурно-

нечувствительных свойств (намагниченность насыщения I_s , магнитострикция насыщения λ_s , константа магнитной анизотропии K , точка Кюри T_c) и группу структурно-чувствительных магнитных свойств (магнитная восприимчивость χ , магнитная проницаемость μ , коэрцитивная сила H_c , остаточная индукция B_R , потери на гистерезис W).

8. ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

Лабораторная работа может выполняться в одном из следующих вариантов: с помощью нестандартного стенда для определения магнитных характеристик торроидальных образцов (вариант 1), либо с помощью ферротестера – целевого прибора того же назначения, но с использованием линейных образцов (полосы, стержни и т.д.) (вариант 2).

8.1. Измерение параметров динамической петли гистерезиса на образцах торроидальной формы (вариант 1)

Рабочая схема стенда, на котором выполняется работа, изображена на рис. 5.5.

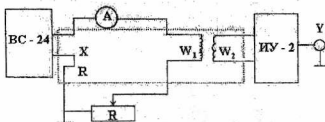


Рис. 5.5. Схема установки для измерения магнитных характеристик образцов

Измерения проводятся на технической частоте $\omega=50$ Гц. Обычно считается, что такая частота достаточно мала, чтобы обеспечить квазистатический режим, и измеренные параметры мало отличаются от статических.

Регулируемым источником переменного тока служит BC-24М, обеспечивающий токи до ~ 10 А и гальваническую развязку от сети. Через балластное сопротивление R ток подается в первичную (намагничивающую) обмотку, содержащую W_1 витков торроидального образца. Величина R должна обеспечивать условие

$$R \gg \omega L, \quad (5.11)$$

где L – индуктивность первичной обмотки. Верхний предел обычно ограничивается величиной рассеиваемой мощности. Мгновенное значение поля рассчитывается по известной формуле для торроидального образца [4]:

$$H = \frac{0,4\pi W_1 I}{l_m}, \quad (5.12)$$

где l_m – средняя длина магнитной цепи образца, см, I – ток в цепи, А, H – напряженность поля, Э.

$$l_m = \frac{D + d}{2} \pi, \quad (5.13)$$

здесь D и d – внешний и внутренний диаметр образца, соответственно. Падение напряжения на балластном сопротивлении R , пропорциональное величине мгновенного значения поля, используется для развертки по оси X электронного осциллографа. Во вторичной обмотке с числом витков W_2 наводимая ЭДС пропорциональна dB/dt , где B – величина магнитной индукции в образце. Поэтому для получения сигнала, пропорционального B , сигнал подается на интегрирующий усилитель ИУ-2, позволяющий избежать трудоемкой работы по намотке многовитковой измерительной обмотки и повысить точность измерения. Величина индукции измеряется по формуле

$$B = \frac{URC}{W_2 S} 10^8, \quad (5.14)$$

где U – напряжение на выходе ИУ-2, В, а S – сечение магнитопровода образца, см², B – индукция поля, Гс. Произведение $RC=3,3 \cdot 10^{-5}$ с является постоянной прибора.

Напряжение U подается на Y – вход осциллографа. Таким образом, на входе осциллографа действуют два напряжения: на входе Y – пропорциональное B , а на входе X – пропорциональное H , так что на экране осциллографа изображается петля гистерезиса в $B-H$ – координатах, изображенная на рис. 5.4.

Для градуировки масштабов осей B и H используются шкалы экрана осциллографа и соотношения (5.12) и (5.14). Так как ось Y в современных осциллографах имеет градуировку в вольтах, то измерение U в соотношении (5.14) проводится непосредственно по шкале экрана. Для градуировки оси H используются амперметр A в первичной цепи и координата точки C на петле гистерезиса. X – координата этой точки,

соответствует максимальной величине поля, которое найдется из условия

$$H_m = \frac{0,4\pi W_1 I_{ef} \sqrt{2}}{l_m}, \quad (5.15)$$

где I_{ef} – ток в А по амперметру.

Обычно на таких стендах решают две задачи:

1. получение основной кривой намагничивания (см. рис. 5.4), для этого поле H последовательно разворачивают от нуля до некоторого H_{max} . При этом значение магнитной индукции B рассчитывают по формуле (5.14).

2. определение параметров петли гистерезиса. При входе образца в состояние насыщения при максимальных значениях поля площадь петли перестает увеличиваться, а за точкой (B_m, H_m) четко обозначаются безгистерезисные участки (насыщения), точку (B_m, H_m) принимают за точку технического насыщения. По проведенной калибровке масштабов, используя масштабные оси осциллографа, можно определить остаточную индукцию B_r , коэрцитивную силу H_c и прямоугольность петли гистерезиса (ППГ).

Учитывая, что $B = \mu H$ (в гауссовой системе), можно определить $\mu = dB/dH$ в любой точке кривой намагничивания или ее усредненное значение на участках кривой. Обычно рассчитывают начальную магнитную восприимчивость $\mu_{нач}$ на начальном участке кривой намагничивания (где зависимость B от H близка к линейной), $\mu_{ср}$ – среднее для всего интервала изменения магнитного поля $0 - H_s$, а также дифференциальное значение μ для любой другой точки кривой.

8.2. Порядок работы с осциллографом BM 463

1. Включить прибор в сеть питания тумблером «MAINS» и прогреть его 10-15 минут.

2. Выставить необходимую яркость, фокусировку луча, уровень подсветки раstra (тумблер «GRAT»).

3. Проверить калибровку чувствительности усилителя. Для этого:

1) входной делитель калибруемого канала «V/div» поставить в положение на деление 0,2 В;

2) потенциометр плавного изменения чувствительности над ручкой входного делителя установить в положение «Калибровано» («CALIBRATED»);

3) ручку переключателя напряжения калибратора перевести в положение 0,1 В;

4) подать этот сигнал калибратора на вход А осциллографа с помощью кабеля.

При этом высота осциллограммы должна быть равна 5 делениям. Если высота осциллограммы отличается от этого значения, то отверткой установить такое положение потенциометра регулировки усиления «GAIN», при котором высота осциллограммы будет равна 5 делениям.

4. Проверить установку нуля раstra. Установка нуля осуществляется потенциометром «DC BALANCE» следующим образом:

- 1) убрать сигнал с входа A ;
- 2) вращая ручку плавной регулировки потенциометра «V/div», найти такое положение потенциометра «DC BALANCE», при котором полностью отсутствует смещение по вертикали луча потенциометра. Таким образом, установка нуля будет осуществлена.

8.3. Порядок измерений

Измерения рекомендуется выполнять в следующем порядке:

- 1) установить образец; 2) найти и выставить петлю гистерезиса на экране осциллографа; 3) произвести калибровку осциллографа по перечисленным выше правилам п. 8.2; 4) измерить параметры петли гистерезиса $B=B(H)$. Для этого, задавая ток (I) и измеряя напряжение (U), занести данные в табл. 5.2; далее по п.8.1 и по формулам (5.12) и (5.14) рассчитать B и H , построить график $B=B(H)$ и т.д;

Таблица 5.2

Результаты измерений

I, A				
U, B				
$H, Э$				
$B \cdot 10^{-3}, Гс$				

- 5) обработать результаты, рассчитать параметры петли, оценить погрешности измерений и оформить отчет с выводами.

8.5. Практические задания

Задание 1

1. Определить параметры петли гистерезиса на образцах Fe, Co, Ni, изготовленных из литых материалов.

2. Рассчитать $\mu_{\text{нпч}}$, $\mu_{\text{ср}}$, коэрцитивную силу H_c , поле насыщения H_s , индукцию насыщения B_s , остаточную индукцию B_r , прямоугольность петли гистерезиса (ППГ= B_r/B_s), намагниченность насыщения I_s .

3. Сравнить полученные результаты с табличными данными.

Задание 2

1. Аналогично первому заданию измерить магнитные характеристики порошковых образцов ферромагнетика с различным размером частиц (определяет и выдает преподаватель).

2. Проанализировать зависимость магнитных характеристик от структуры (и величины порошковых частиц) образцов.

3. Сравнить полученные данные с табличными характеристиками для литых образцов, сделать выводы.

8.6. Измерение параметров динамической петли гистерезиса с помощью ферротестера (вариант 2)

Ферротестер предназначен для быстрого измерения магнитных свойств ферромагнитных материалов. При помощи данного прибора могут измеряться кривые намагничивания, магнитная насыщенность, остаточная намагниченность, коэрцитивная сила, потеря и магнитная проницаемость ферромагнитных образцов (лент, полос, проволок, брусков, прутиков и т.д.) длиной не менее 140 мм с равномерным сечением в пределах от 0,2 до 10 мм². Прибор снабжен двумя друг от друга независимыми измерительными каналами и благодаря этому пригоден для массовых измерений и сортировки ферромагнитных материалов методом сравнения.

8.7. Принцип измерений

Принцип измерений ферротестером принципиально не отличается от вышеописанного в разд. 8.1. В соленоиде (рис. 5.6), длина которого значительно больше диаметра, размещены три обмотки, из которых две (*A* и *B*) соединены последовательно навстречу друг другу.

При возбуждении соленоида *S* переменным током напряжение обмотки пропорционально производной во времени напряженности магнитного поля внутри соленоида. Напряжение, снимаемое с двух последовательно включенных обмоток, при наличии одинаковых обмоток равно нулю. Вставляя в обмотку *A* или *B* ферромагнитный материал *P* получается напряжение, пропорциональное производной во времени интенсивности магнитного поля, создаваемое в образце. При подаче полученных напряжений в обозначенную на схеме интегрирующую цепь и после усиления, подводя напряжение на перпендикулярную друг другу пару пластин электронно-лучевой трубки, становится видимым полный цикл намагничивания (рис. 5.4). Намагниченность *I* с хорошим приближением пропорциональна создавшейся в образце индукции

$$4\pi I = B - H.$$

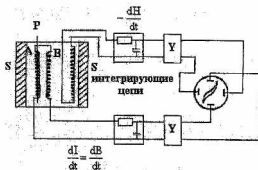


Рис. 5.6. Схема ферротестера

На вышеизложенном принципе работает двухканальный **ферротестер** типа 2738/S – 3. Ручки управления и соединительные гнезда изображены на рис. 5.7.

Ферротестер состоит из трех высокочувствительных измерительных каналов, генератора развертки, генератора координатной сетки, стабилизированного блока питания, цепи возбуждения, калибровочной цепи и измерительной катушки.

Испытуемый образец при помощи встроенного возбудителя без всяких дополнительных принадлежностей возбуждается от сети частотой $\omega=50$ Гц. Для возбуждения частотой, отклоняющейся от сетевой частоты, требуется специальное дополнительное устройство. Внутренним возбуждением при наличии сети напряжения 110 В достигается напряженность магнитного поля в пределах от 16 мЭ до 165 Э, а при наличии питающей сети напряжением 220 В достигается напряженность магнитного поля в пределах от 32 мЭ до 350 Э. Величина возбуждения изменяется при помощи грубого и плавного переключателей «EXCITING CURRENT I, II» (рис. 5.7).

Численная оценка изображений, появляющихся на экране прибора, может производиться лишь в том случае, если усилители калиброваны известным напряжением. Для калибровки при измерениях с сетевым возбуждением служит встроенная в прибор схема, при помощи которой на калибруемые усилительные каналы может подключаться напряжение с технической частотой $\omega=50$ Гц известной величины.

Калибровочное напряжение регулируется при помощи грубого и калиброванного плавного делителей «GAL.DIV» и «CALIBRATION VOLTAGE». Данное калибровочное напряжение при помощи переключателя «INP.SEL» подается на выход отдельных усилительных каналов. Внутреннее калибровочное напряжение в приборе вырабатывается непосредственно из сети.

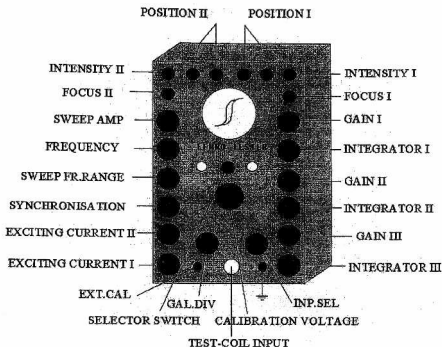


Рис. 5.7. Передняя панель ферротестера

Независимо от полученных кривых намагничивания на экране ферротестера может быть начерчена и кривая (прохождения) во времени напряжения, пропорционального H , B , dB/dt . Для этой цели служит так называемый генератор развертки, ручки которого с надписями «SWEEP FR. RANGE» и «FREQUENCY» позволяют получение кривой во времени в пределах от 0,063 с до 0,1 мс, а также от 16 Гц до 10 кГц. «Остановка» сигнала, т.е. синхронизация изображения, осуществляется при помощи ручки «SYNCHRONISATION» сигналом, снимаемым с усилителя III.

Измерительная катушка состоит из соленоида с полным сопротивлением $\approx 0,5 + 35$ Ом, длиной ≈ 360 мм, среднего диаметра 85 мм и расположенных около соленоида 5 индуктивных (катушечных) датчиков. Из 5 датчиков по два соединены последовательно друг другу навстречу. Эти датчики служат для измерения индукции. Одна встречно соединенная пара датчиков относится к измерительным отверстиям E и F , а вторая пара датчиков — к измерительным отверстиям с обозначениями G и H . 5-й индуктивный датчик служит для измерения напряженности магнитного поля.

8.8. Порядок выполнения работы

Подготовка ферротестера к измерениям. Во избежание ложных измерений прибор устанавливается на таком месте, где от измерительной катушки на расстояние не менее 1 м отсутствуют большие железные массы, переменные магнитные поля (например, трансформаторы с большим расстоянием, двигатели дросселей флуоресцентных и газоразрядных ламп, большие металлические пластины). Перед пуском в эксплуатацию следует убедиться в том, включен ли прибор на напряжение, соответствующее имеющемуся в наличии напряжению сети.

Через зажим, расположенный на задней панели, прибор присоединяется к проводу заземления, соответствующему условиям силовых стандартов. Ручки управления прибора устанавливаются в исходное положение.

Порядок измерений. В данной работе используется упрощенная схема измерений. Вначале в одну из обмоток селеноида загружается эталонный образец с хорошо известными высокими магнитными параметрами (B_s , B_r , H_c , I_s , I_r , ППГ, μ и т.д.). После измерения всех необходимых параметров петли по масштабной сетке экрана осциллографа образец извлекается из селеноида и на его место вставляется испытуемый образец. Не меняя положения ручек настройки петли ферротестера, определить параметры петли гистерезиса испытуемого образца. Считая, что размеры петли пропорциональны их магнитным характеристикам, по параметрам петли гистерезиса испытуемого образца, эталонного образца и его справочных данных рассчитать магнитные характеристики измеряемого образца.

В табл. 5.3 приведены некоторые данные эталонного (армко-железо) и испытуемого (сталь У10) образцов.

В той же таблице предусмотрено место для записи результатов измерений параметров петли и расчета магнитных характеристик.

Таблица 5.3

№ п/п	Свойства	Эталонный образец (армко-Fe)	Испытуемый образец (сталь У10)
1	Химический состав образца, вес. %	C-0.025, Si-0.05, Mn-0.035, S-0.025, P-0.015, Cu-0.08, остальное - Fe	C-1.0, Si-0.25, Mn-0.25, S-0.028, Cr-0.20, Cu-0.25, Ni-0.25, остальное - Fe
2	Масса образца, г и размер образца, мм	9,25 1,0×8,0×147,0	6,75 0,8×10,4×146,5

3	Максимальная магнитная проницаемость	350 000			
4	Удельная намагниченность насыщения при 20 °С, Гс·см ³ /г	218,0			
5	Число магнетонов Бора на атом, μ_B	2,22			
6	Температура Кюри, °С	770			
7	Плотность Fe, г/см ³	7,87		7,80	
8	Коэрцитивная сила H_c , Э	0,05	дел	дел	
9	Поле насыщения H_s , Э	4350	дел	дел	
10	Остаточная индукция B_r , Гс	39,92	дел	дел	
11	Индукция насыщения B_s , Гс	54,63	дел	дел	
12	ППГ (B_r/B_s), отн. ед.	0,73			
13	Намагниченность насыщения при 20 °С, Гс	1714			

8.9. Практические задания

Задание 1

1. С помощью ферротестера выполнить измерения по описанной выше методике, записать в табл. 5.3 результаты измерений и рассчитать магнитные характеристики испытуемого образца из стали У10.

2. Сравнить результаты со справочными данными. Проанализировать полученный результат и сделать выводы.

3. Оформить лабораторную работу и сдать зачет по работе.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Какие вещества называются магнетиками? Рассказать о классификации магнетиков.
2. Каковы основные магнитные характеристики ферромагнитных материалов?
3. Рассказать о самопроизвольной намагниченности, доменах.
4. Рассказать об основных положениях и выводах феноменологической теории ферромагнетизма Вейсса.
5. Каковы основные механизмы процесса технического намагничивания ферромагнетика?
6. Рассказать о петле магнитного гистерезиса. Как определяются по ней основные магнитные характеристики?
7. Зависят ли магнитные характеристики вещества от структуры и как?

РЕКОМЕНДУЕМЫЙ БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Тамм, И.Е. Основы теории электричества: учеб. пособие для вузов / И.Е. Тамм. – М.: Наука, Гл. ред. физ.-мат. лит., 1989.
2. Таблицы физических величин: справочник / под ред. акад. И.К. Кикоина. – М.: Атомиздат, 1976.
3. Вонсовский, С.В. Магнетизм / С.В. Вонсовский. – М.: Наука, Гл. ред. физ.-мат. лит., 1971.
4. Чечерников, В.И. Магнитные измерения / В.И. Чечерников. – М.: Изд-во МГУ, 1969.
5. Тикадзуми, С. Физика ферромагнетизма. Магнитные свойства вещества / С. Тикадзуми. – М.: Мир, 1987.
6. Мишин, Д.Д. Магнитные материалы / Д.Д. Мишин. – М.: Высшая школа, 1981.
7. Шульце, Г. Металлофизика / Г. Шульце. – М.: Мир, 1971.
8. Инструкция по эксплуатации ферротестора типа 2738/S – 3
9. Лившиц, В.П. Физические свойства металлов и сплавов / В.П. Лившиц. – М.: Машгиз, 1956.
10. Павлов, П.В. Физика твердого тела: учебник / П.В. Павлов, А.Ф. Хохлов. – М.: Высшая школа, 2000.
11. Бозорт, Р. Ферромагнетизм / Р. Бозорт. – М.: Изд-во иностр. литературы, 1956.

Лабораторная работа 6

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВНУТРЕННЕГО ТРЕНИЯ И ДИНАМИЧЕСКОГО МОДУЛЯ СДВИГА В МЕТАЛЛАХ И СПЛАВАХ

Цель работы – ознакомление с методикой измерения внутреннего трения в твердых телах на установке типа «обратный крутильный маятник», измерение характеристик внутреннего трения и динамического модуля сдвига образца из конструкционного материала.

Приборы и принадлежности: прибор для измерения внутреннего трения образцов цилиндрической формы, образцы, штатгенциркуль, секундомер.

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ВВЕДЕНИЕ

Внутреннее трение (ВТ) – это свойство твердого тела, характеризующее его способность необратимо рассеивать энергию механических колебаний и объединяющее многие различные механизмы этого рассеивания. Одно из проявлений ВТ – затухание свободных колебаний твердого тела. Примеры: 1) затухание колебаний свободного конца стальной или деревянной линейки, второй конец которой прижат к столу; начальные колебания возбуждаются путем отклонения и последующего отпускания рукой свободного конца линейки; 2) затухание продольных колебаний стержня после снятия действия продольной силы F , приложенной к торцу стержня (см. рис. 6.1).

Повышенный интерес к ВТ связан с двумя причинами. Первая – связана с необходимостью практического учета рассеяния энергии в материале конструкции при расчете колебания механических систем, которые могут работать в резонансном режиме (корпуса машин, станки, краны, мосты и т.д.). Вторая причина – с созданием **тонкого аналитического метода исследования** физических явлений в кристаллах, основанных на измерении ВТ, которое связано с дефектами решетки, их взаимодействием, атомными и диффузионными перемещениями, фазовыми превращениями и т.д. Измерение и изучение амплитудных, частотных, временных и температурных зависимостей ВТ, особенно при наложении внешних воздействий (магнитных, электромагнитных, радиационных и других), дает обширную информацию о свойствах твердых тел, их атомной и макроструктуре, что делает его мощным средством изучения физико-механических свойств твердых тел.

1. МЕРЫ ВНУТРЕННЕГО ТРЕНИЯ

В качестве меры внутреннего трения могут быть выбраны различные величины. Для простоты дальнейших рассуждений рассмотрим случай затухания продольных колебаний стержня постоянного сечения S вдоль оси x , один конец которого закреплен, а ко второму приложена сила $F(t)$ (см. рис. 6.1).

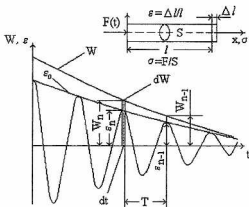


Рис.6.1. Развертка затухающих продольных колебаний стержня и соответствующая ей кривая рассеяния энергии

Введем механическое напряжение $\sigma = F/S$, абсолютную $\Delta l = l - l_0$, относительную $\epsilon = \Delta l/l_0$ деформации и соответствующий им по закону Гука

$$\sigma = M\epsilon, \quad (6.1)$$

где M – модуль упругости (модуль Юнга). Для крутильных колебаний аналогичная связь имеет место для модуля сдвига G :

$$\tau = G\gamma, \quad (6.1a)$$

где τ – касательное напряжение, γ – деформация кручения (или относительный сдвиг, который будет рассмотрен ниже подробнее). Модуль Юнга связан с модулем сдвига соотношением

$$E = 2G(1 + \mu), \quad (6.16)$$

где μ – коэффициент Пуассона, равный отношению поперечной относительной деформации к продольной относительной деформации материала ($\mu \leq 0,5$). За меру внутреннего трения можно выбрать **энергию**, рассеянную в единице объема за одну секунду, т.е. величину:

$$W = \overline{\sigma \dot{\epsilon}}.$$

Удобнее, однако, пользоваться безразмерными относительными величинами. Наиболее часто употребляемой характеристикой внутреннего трения является величина

$$\psi = \Delta W / W, \quad (6.2)$$

где

$$\Delta W = \frac{2\pi}{\omega} \int \overline{\sigma \dot{\epsilon}} dV$$

– энергия, рассеянная за один период по всему объему образца, а

$$W = \frac{I}{2} \int \sigma_0 \epsilon_0 dV$$

– энергия колебаний всего образца, отвечающая амплитудным значениям напряжения и деформации. Величину ψ называют по-разному, чаще всего **коэффициентом поглощения**.

По аналогии с терминами, применяемыми в электро- и радиотехнике, можно ввести так называемую **механическую добротность** Q системы, которую определяют как умноженное на 2π отношение максимальной энергии, запасенной за один период, к энергии, рассеянной за период в том же объеме. Таким образом,

$$Q = 2\pi \cdot W / \Delta W.$$

Добротность и коэффициент поглощения связаны очевидным отношением:

$$Q = 2\pi / \psi.$$

Имея это в виду, стандартным обозначением ВТ и ее значением принято считать величину Q^{-1} , которая обратна добротности, т.е.

$$Q^{-1} = \Delta W / (2\pi W) = \psi / (2\pi). \quad (6.3)$$

Это определение и обозначение будем использовать в дальнейшем.

Коэффициент поглощения ψ можно определить по развертке свободных затухающих колебаний образца изучаемого материала после снятия F . В таком случае ψ по определению (6.2) будет равен

$$\psi = - \int_t^{t+T} \frac{dW}{W}.$$

Полагая W пропорциональной квадрату амплитуды деформации $\varepsilon_0^2(t)$, где $\varepsilon_0(t)$ — огибающая кривой свободных затухающих колебаний (см. рис. 6.1), из последнего выражения получаем:

$$\psi = -2 \int_t^{t+T} \frac{d\varepsilon_0(t)}{\varepsilon_0(t)} = 2 \ln \frac{\varepsilon_0(t)}{\varepsilon_0(t+T)} = 2 \ln \frac{\varepsilon_n}{\varepsilon_{n+1}} = 2\delta,$$

где $\delta = \ln \frac{\varepsilon_n}{\varepsilon_{n+1}}$ — **логарифмический декремент** затухания колебаний. Если логарифмический декремент определять по спаду амплитуды за N колебаний, что более удобно при высокочастотных измерениях, то

$$\delta = \frac{1}{N} \ln \frac{\varepsilon_n}{\varepsilon_{n+N}}. \quad (6.3a)$$

Следовательно, между ψ и δ существует простое соотношение

$$\psi = 2\delta,$$

которое справедливо для любых амплитуд деформации и не зависит от механизмов рассеяния энергии. Таким образом, ВТ будет равно

$$Q^{-1} = \Delta W / (2\pi W) = \psi / (2\pi) = \delta / \pi. \quad (6.4)$$

2. ЭЛЕМЕНТЫ МАКРОСКОПИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ НЕУПРУГИХ ЯВЛЕНИЙ В МЕТАЛЛАХ И СПЛАВАХ И ИХ СВЯЗИ С ВНУТРЕННИМ ТРЕНИЕМ

Реальные твердые тела не обладают совершенной упругостью: даже при малых механических напряжениях часть механической энергии при их

деформировании превращается в тепло. Как уже отмечалось, различные механизмы этого превращения объединены общим названием – **внутреннее трение**.

Классическая теория упругости устанавливает связь между напряжением и деформацией в предположении, что нагружение, т.е. наложение силы F , происходит бесконечно медленно, так что деформируемое тело последовательно проходит ряд равновесных состояний. Каждому новому этапу деформирования тела соответствует новое состояние деформируемого тела, характеризуемое определенной структурной перестройкой в соответствии с принципом Ле-Шателье: «Внешнее воздействие, выводящее систему из состояния термодинамического равновесия, вызывает в ней такие процессы, которые стремятся ослабить результат воздействия» или «Если внешнее воздействие непосредственно изменяет величину одного из параметров системы, то при естественном процессе другой параметр, непосредственно не связанный с воздействием, меняется так, чтобы помешать изменению первого параметра». Когда нагружение производится настолько медленно, что нарушения термодинамического равновесия не происходит, так как изменение состояния системы успевает следовать за процессом деформации, последний является обратимым в термодинамическом смысле. Энергия, запасенная при нагружении, полностью выделяется при разгрузке, и линии нагрузки и разгрузки на диаграмме «напряжение-деформация» в точности совпадают – отсутствуют рассеяние энергии и механический гистерезис (напряжение и деформация «совпадают по фазе»). В этом случае каждому значению напряжения соответствует определенное значение деформации в соответствии с законом Гука (6.1), который с учетом временной зависимости напряжения и деформации должен быть записан в виде

$$\sigma(t) = M \cdot \varepsilon(t), \quad (6.5)$$

где M – **статический модуль упругости**. Такое тело называется **идеально упругим**. При статическом методе определения модулей упругости образец материала подвергают воздействию статической нагрузки, измеряют его деформации, а затем рассчитывают модуль Юнга, исходя из выражения (6.5).

Реальное твердое тело при мгновенном нагружении до постоянного значения σ_0 также мгновенно увеличивает свою длину до определенного значения деформации ε_0 , а затем деформация ε постепенно растет до $\varepsilon_\infty = \sigma_0 / M$ (рис. 6.2, а). Такое явление – постепенное увеличение деформации при постоянной нагрузке – называется **ползучестью**. Оно хорошо наблюдается при длительных высокотемпературных испытаниях материалов и используется для контроля их прочностных свойств. Поэтому деформацию

на участке ε_0 - ε_∞ иногда называют **деформацией ползучести**, хотя на структурном уровне механизм изменения во времени деформации прямого упругого последствия может отличаться от действующего при ползучести. Если напряжение мгновенно снимается, то деформация ε_∞ мгновенно уменьшается на величину ε_0 , а затем падает до нуля. Такое постепенное увеличение деформации при нагружении и постепенное ее исчезновение при разгрузке называется соответственно **прямым и обратным упругим последствием**.

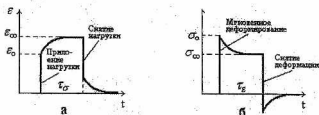


Рис. 6.2. Релаксация при постоянном напряжении (а) и постоянной деформации (б)

Аналогичная картина наблюдается в том случае, если вести нагружение таким образом, чтобы мгновенно была зафиксирована деформация ε_0 (рис. 6.2,б). В этом случае напряжение скачкообразно увеличивается до значения σ_0 , а затем плавно снижается до величины $\sigma_\infty = M\varepsilon_0$. Резкое уменьшение деформации до нуля вызывает симметричное, сначала скачкообразное, а затем плавное изменение напряжения. Постепенное изменение напряжения до значений, соответствующих закону Гука, называется **релаксацией напряжения**.

Таким образом, для описания поведения под нагрузкой реальных твердых тел необходимо учитывать временную зависимость напряжения и деформации. Зинер предложил механическую модель, упрощенно описывающую эти зависимости, и на ее базе развил **формальную теорию неупругости**. Модель Зинера представлена на рис. 6.3. Она состоит из двух абсолютно упругих пружин M_1 , M_2 , неуплотненного поршня с цилиндром, заполненного вязкой жидкостью, которые имитируют неупругие свойства твердого тела.

В развитой Зинером формальной теории неупругости предполагается, что соотношение между напряжением и деформацией для такой модели твердого тела можно приблизительно выразить уравнением, устанавливающим линейную связь между напряжением, деформацией и их первыми производными по времени

$$a_1\sigma + a_2\dot{\sigma} = b_1\varepsilon + b_2\dot{\varepsilon}, \quad (6.6)$$

где a_1 , a_2 , b_1 и b_2 – постоянные коэффициенты. Твердое тело (среда), поведение которого при механическом нагружении точно описывается уравнением (6.6), называется **стандартным линейным телом (СЛТ)** или **линейным вязкоупругим телом**.

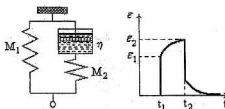


Рис. 6.3. Схема реологической модели Зинера (стандартное линейное тело)

Если в случае идеального упругого твердого тела соотношение между напряжением и деформацией при одноосном нагружении характеризуется одним числом – соответствующим модулем, то для установления такой связи в случае СЛТ необходимо знание трех независимых постоянных, роль которых в уравнении (6.6) могут играть отношения трех коэффициентов к четвертому, т.е. отношения a_2/a_1 , b_1/a_1 и b_2/a_1 . Таким образом, уравнение (6.6) приводится к виду:

$$\sigma + \tau_\varepsilon \dot{\sigma} = M_p (\varepsilon + \tau_\sigma \dot{\varepsilon}). \quad (6.7)$$

Здесь коэффициенты τ_ε , τ_σ и M_p имеют вполне определенный физический смысл, а именно: τ_ε – время релаксации напряжения при постоянной деформации, τ_σ – время релаксации деформации при постоянном напряжении, M_p – релаксированный модуль упругости, т.е. модуль, определенный после завершения процесса релаксации (рис. 6.4). Действительно, если в момент времени $t=0$ мгновенно приложить напряжение σ_0 , то, согласно уравнению (6.7),

$$M_p (\varepsilon + \tau_\sigma \dot{\varepsilon}) = \sigma_0.$$

Решение этого уравнения имеет вид

$$\varepsilon(t) = \frac{\sigma_0}{M_p} + (\varepsilon_0 - \frac{\sigma_0}{M_p}) \exp(-t/\tau_\sigma). \quad (6.8)$$

Оно показывает, что в начальный момент $t=0$ деформация в начальный момент $\varepsilon(t)=\varepsilon_0$, т.е. мгновенно увеличивается до ε_0 (см. рис. 6.2,а), а при $t=\infty$ деформация $\varepsilon(t)=\sigma_0/M_p=\varepsilon_\infty$, т.е. достигается равновесное значение деформации, определяемое законом Гука. В связи с этим τ_σ называют **временем ретардации** (запаздывания) деформации.

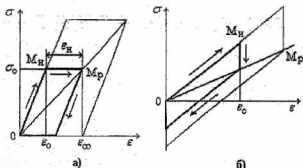


Рис. 6.4. Зависимость σ - ε при постоянном σ (а) и при постоянном ε (б)

К аналогичному выводу приходим в случае релаксации напряжения при постоянной деформации. Из уравнения (6.7) при скачкообразном увеличении деформации до ε_0 в момент времени $t=0$ получаем:

$$\sigma + \tau_\varepsilon \dot{\sigma} = M_p \varepsilon_0. \quad (6.9)$$

Решение для напряжения будет иметь вид:

$$\sigma(t) = M_p \varepsilon_0 + (\sigma_0 - M_p \varepsilon_0) \exp(-t/\tau_\varepsilon), \quad (6.10)$$

т.е. релаксация напряжения в СЛТ также происходит по экспоненциальному закону с первоначальной величины σ_0 (при $t=0$) до $\sigma_\infty=M_p\varepsilon_0$ (соответствующего закону Гука при $t=\infty$). Характерное время τ_ε называют **временем релаксации** напряжения. Времена релаксации τ_σ и τ_ε определяют скорость приближения нагруженного или деформированного тела к термодинамическому равновесию.

Для того чтобы установить связь между напряжением и деформацией до начала процесса релаксации, надо найти $\Delta\sigma/\Delta\varepsilon$ за малый промежуток времени Δt при $\Delta t \rightarrow 0$. Интегрирование уравнения (6.7) по времени дает

$$\tau_e \Delta \sigma = M_p \tau_\sigma \Delta \varepsilon. \quad (6.11)$$

Отсюда

$$\Delta \sigma / \Delta \varepsilon = M_p \tau_\sigma / \tau_e. \quad (6.12)$$

Отношение $\Delta \sigma / \Delta \varepsilon$ называется **нерелаксированным модулем упругости**, так как оно описывает связь между изменениями напряжения и деформации, происходящими со столь большой скоростью, что никакая релаксация не успевает произойти. Таким образом,

$$M_H = M_p \tau_\sigma / \tau_e. \quad (6.13)$$

Из рис. 6.3 и 6.4 следует, что нерелаксированный модуль всегда больше или, по крайней мере, равен релаксированному, следовательно, τ_σ больше или равно τ_e . Величина $\Delta M = M_H - M_p$ называется **дефектом модуля** или **ДМ-эффектом**.

В данной работе **релаксационные явления** в металлах мы будем исследовать при помощи измерения ВТ динамическим методом с периодическим изменением нагрузки. Динамические методы определения модулей упругости значительно более чувствительны, чем статические, и позволяют определять их при очень малых относительных деформациях (порядка 10^{-5} - 10^{-8}) без разрушения образца.

Найдем связь между напряжением и деформацией в этих условиях нагружения. Периодически изменяющееся напряжение вызывает периодическое изменение деформации, но вследствие **релаксации** деформация отстает по фазе от напряжения на угол ϕ . Величину **тангенса угла сдвига фазы** $\tan \phi$ принимают за меру рассеяния энергии колебаний, т.е. за меру ВТ Q^{-1} . Запишем мгновенные значения механического напряжения и деформации при циклическом нагружении в комплексной форме:

$$\hat{\sigma}(t) = \hat{\sigma}_0 \exp(i\omega t), \quad \hat{\varepsilon}(t) = \hat{\varepsilon}_0 \exp(i\omega t), \quad (6.14)$$

где ω — угловая частота колебаний ($\omega = 2\pi f$, где f — число колебаний в секунду); $\hat{\sigma}_0$ и $\hat{\varepsilon}_0$ — комплексные амплитуды напряжения и деформации соответственно; они равны:

$$\hat{\sigma}_0 = \sigma_0 \exp(i\psi_\sigma), \quad \hat{\varepsilon}_0 = \varepsilon_0 \exp(i\psi_\varepsilon).$$

Отношение комплексных амплитуд напряжения и деформации носит название **комплексного модуля упругости**:

$$\hat{M} = \hat{\sigma}_0 / \hat{\epsilon}_0 = M \exp(i\varphi).$$

В этой формуле $\varphi = \psi_\sigma - \psi_\epsilon$ — сдвиг фаз между напряжением и деформацией. Подставляя в уравнение (6.7) решения в виде функций (6.14), получим

$$(1 + i\omega\tau_\epsilon)\hat{\sigma}_0 = M_p(1 + i\omega\tau_\sigma)\hat{\epsilon}_0. \quad (6.15)$$

Таким образом, комплексный модуль упругости:

$$\hat{M} = M_p \frac{1 + i\omega\tau_\sigma}{1 + i\omega\tau_\epsilon}. \quad (6.16)$$

Для упрощения дальнейших выкладок введем среднее геометрическое двух времен релаксации $\bar{\tau} = (\tau_\sigma \tau_\epsilon)^{1/2}$ и двух модулей $\bar{M} = (M_p M_H)^{1/2}$, а разность $\tau_\sigma - \tau_\epsilon$ обозначим через $\Delta\tau$.

Величина $\operatorname{tg}\varphi = Q^{-1}$ определяется, как обычно, отношением мнимой и действительной частей комплексного модуля:

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{\omega\Delta\tau}{1 + \omega^2\bar{\tau}^2}. \quad (6.17)$$

Используя соотношение (6.13), для ВТ получим:

$$Q^{-1} = \operatorname{tg}\varphi = \frac{M_H - M_p}{\bar{M}} \frac{\omega\bar{\tau}}{1 + \omega^2\bar{\tau}^2}. \quad (6.18)$$

Первый сомножитель в правой части уравнения (6.18) называют **степенью релаксации модуля**, т.к. он служит мерой относительного изменения напряжения или деформации в процессе релаксации. Второй сомножитель определяет частотную зависимость ВТ. Его максимальное значение равно 1/2 при $\omega\tau=1$. Следовательно,

$$(Q^{-1})_{\max} = \frac{\Delta M}{2\bar{M}}. \quad (6.19)$$

Динамический модуль определяет ту компоненту деформации, которая находится в фазе с напряжением, т.е. он представляет собой действительную часть комплексного модуля:

$$M_{\omega} = M_p \frac{1 + \omega^2 \bar{\tau}^2}{1 + \omega^2 \tau_g^2}. \quad (6.20)$$

Учитывая соотношение (6.13), можно записать

$$M_{\omega} = M_H - \frac{M_H - M_p}{1 + \omega^2 \bar{\tau}^2}. \quad (6.21)$$



Рис. 6.5. Зависимость внутреннего трения и динамического модуля упругости от частоты колебаний

Из этого выражения следуют простые и понятные **выводы**. В предельных случаях низкой и высокой частоты нагружения динамический модуль достигает предельных значений релаксированного и нерелаксированного модуля соответственно: $M_{\omega} = M_p$ при $\omega \bar{\tau} \ll 1$ и $M_{\omega} = M_H$ при $\omega \bar{\tau} \gg 1$. Соответственно различают **релаксационное и нерелаксационное ВТ**. Таким образом, частотная зависимость релаксационного внутреннего трения (6.18) имеет вид кривой с максимумом (рис. 6.5). При низких частотах колебаний рассеяние энергии отсутствует, так как деформация успевает следовать за изменением напряжения, а при высоких частотах релаксационные процессы не могут протекать из-за недостатка времени, ВТ снова стремится к нулю, а связь между напряжением и деформацией определяется величиной нерелаксированного модуля упругости.

3. МЕХАНИЗМЫ РЕЛАКСАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ

Времена релаксации, необходимые для установления равновесных значений деформации и напряжений, определяются физическими процессами, происходящими внутри твердого тела под действием внешних напряжений. Определение природы этих процессов является одной из

задач, решаемых с помощью метода ВТ. В общем случае природа этих процессов может быть диффузионной, магнитной и тепловой.

Если релаксационный процесс происходит в результате диффузионного перемещения атомов, то время релаксации должно сильно зависеть от температуры в соответствии с уравнением Аррениуса:

$$\bar{\tau} = \tau_0 \exp\left(\frac{U}{RT}\right), \quad (6.22)$$

где U – энергия активации релаксационного процесса, отнесенная к молю атомов, R – универсальная газовая постоянная, T – абсолютная температура. Это соотношение позволяет определять положение максимума внутреннего трения при изменении температуры. Поскольку условием максимума является равенство $\omega\bar{\tau} = 1$, то выявить пик ВТ можно, изменяя один из двух этих сомножителей в таких пределах, чтобы получить определенный интервал значений $\omega\bar{\tau}$, включающий и значение $\omega\bar{\tau} = 1$, при постоянной величине другого.

Тогда способ, предусматривающий изменение частоты колебаний ω при постоянной температуре (т.е. при постоянном значении времени релаксации $\bar{\tau}$), может быть заменен другим, значительно более простым в экспериментальном отношении способом, в котором при постоянной частоте колебаний изменяется температура, следовательно, время релаксации. Если $\bar{\tau}$ подчиняется уравнению (6.22), зависимость $Q^{-1}(\text{tg}\varphi)$ от $1/T$ аналогична представленной на рис. 6.5 частотной зависимости. Последний способ дает возможность более эффективно регулировать произведение $\omega\bar{\tau}$, т.к. $\bar{\tau}$ экспоненциально зависит от температуры, и сравнительно небольшое изменение последней может быть равноценно изменению частоты колебаний на несколько порядков.

Существование двух независимых способов выявления максимума ВТ позволяет устанавливать энергию активации релаксационного процесса, обуславливающего появление пика. Кривые $Q^{-1} = \text{tg}\varphi = f(1/T)$, построенные для двух разных частот ω_1 и ω_2 , будут смещены одна относительно другой по оси абсцисс (обратная температура). Из условия равенства $\omega_1\tau_1 = \omega_2\tau_2$ находим:

$$U = \ln(\omega_2 / \omega_1) RT_1 T_2 / (T_2 - T_1), \quad (6.23)$$

где T_1 и T_2 – температуры первого и второго пика ВТ соответственно. Таким образом, если ВТ носит релаксационный характер и пики наблюдаются при температурах T_1 и T_2 для частот ω_1 и ω_2 соответственно, то по формуле (6.23) можно определить энергию активации процесса и,

сравнивая ее со значениями, присущими конкретным известным механизмам, установить атомный механизм релаксации.

Перечислим другие возможные механизмы релаксации в металлах: диффузия одиночных вакансий, переориентировка бивакансий, диффузия атомов внедрения в ОЦК-структурах (эффект Сноэка), переориентировка пар атомов замещения в ГЦК-структурах (эффект Зинера), взаимодействие примесных атомов с дислокациями, взаимодействие границ доменов, зерен и другие.

4. МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ ВНУТРЕННЕГО ТРЕНИЯ

Методы измерения ВТ подразделяются на **прямые** и **косвенные**. Наиболее полно развиты **косвенные методы**, основанные на наблюдении свободных затухающих и вынужденных колебаний стержней, а также на изучении характера распространения механических волн напряжения и деформации. С их помощью удастся измерить ВТ в области частот от $\sim 10^{-4}$ до 10^{14} Гц. Осуществить опыты на частотах ниже 10^{-3} Гц и выше 10^{11} Гц очень трудно. Гиперзвук более высоких частот, чем 10^{11} Гц, искусственно возбудить не удастся. Естественные тепловые гиперзвуковые колебания даже в кристаллах ограничены значением порядка $10^{12} - 10^{15}$ Гц, поскольку при этих частотах длина волны гиперзвука оказывается сравнимой с межатомными расстояниями, что исключает возможность распространения упругой волны. Условно все вышеуказанные методы можно разделить на четыре группы: инфразвуковые ($\sim 10^{-4} - 10^1$ Гц), звуковые ($\sim 10^2 - 10^4$ Гц), ультразвуковые ($\sim 10^4 - 10^8$ Гц) и гиперзвуковые ($\sim 10^9 - 10^{11}$ Гц).

К косвенным методам относятся методы затухающих колебаний, резонансной кривой, фазовый, ультразвуковой и другие [1-3].

В методе **затухающих колебаний** образец является упругой частью колебательного контура, а ВТ характеризуется логарифмическим декрементом затухания (согласно формуле 6.3,а). Амплитуда собственных колебаний образца убывает по закону $A = A_0 e^{-\beta t} \sin \omega t$. Измерению подлежат величины материальной константы $\beta = \delta/T$ (T — период затухающих колебаний) и частоты $\omega = 2\pi f$.

В методе **резонансной кривой** ВТ оценивают по ширине резонансного пика на кривой зависимости амплитуды колебаний образца при постоянной амплитуде возбуждающей силы. ВТ рассчитывается по ширине резонансного пика на уровне 0,5 его высоты: $Q^{-1} = \Delta\omega_{0,5}/\omega_0$ (ω_0 — резонансная частота пика).

К прямым методам относят **методы статической и динамической петли гистерезиса**. Методы основаны на непосредственном измерении параметров петли гистерезиса σ - ϵ при замере напряжения σ

и соответствующей деформации ε в процессе ступенчатого нагружения и разгрузки образца.

В энергетическом методе измерению подлежит расход электрической или механической мощности возбудителя колебаний, необходимой для их поддержания. В термическом методе измеряется количество тепловой энергии, выделяющейся в образце при циклическом деформировании с некоторой частотой за фиксированный промежуток времени и т.д.

Независимо от типа метода измерения ВТ и его практической реализации целью измерений обычно является определение абсолютных величин характеристик ВТ и модуля упругости, а также их зависимости от температуры, амплитуды, частоты, времени, облучения, напряженности магнитного или электрического полей и др.

ВТ измеряют при малых, средних и больших амплитудах деформации. Характеристика, получаемая при малых амплитудах, обычно не изменяется с амплитудой, ее называют амплитудонезависимым или релаксационным внутренним трением.

В области больших амплитуд ВТ представляет собой функцию амплитуды и называется амплитудозависимым внутренним трением. Последнюю характеристику при больших амплитудах, имеющую практическое значение для машиностроения, часто называют демпфирующей способностью.

Уровень ВТ конструкционных сталей в интервале амплитуд деформаций $(1+30) \cdot 10^{-4}$ лежит обычно в пределах $Q^{-1} = (1+50) \cdot 10^{-4}$.

5. ПРАКТИЧЕСКОЕ ПРИМЕНЕНИЕ ВНУТРЕННЕГО ТРЕНИЯ

Для изготовления деталей различных машин и аппаратов применяются самые разнообразные материалы, обладающие определенными прочностными, упругими и демпфирующими характеристиками. Знание указанных характеристик дает представление о работоспособности материала и целесообразности его использования в различных машинах и конструкциях.

Затухание колебаний исключительно чувствительный индикатор изменения свойств металлов в зависимости от температуры и времени. При прочих равных условиях деталь из сплава, обладающего высоким демпфированием, окажется более надежной при значительной вибрационной нагрузке и ударе, чем та же деталь, изготовленная из сплава, не обладающего этим свойством. Благодаря высокому уровню ВТ, свободные колебания конструкций быстро затухают, значительно снижаются амплитуды вынужденных колебаний в резонансном режиме, резко снижаются напряжения от импульсов и ударов в конструкциях, и происходит выравнивание динамических напряжений в местах

их концентрации. Чем выше уровень ВТ в конструкции, тем она надежнее в работе при динамических воздействиях. Случаи резонансного разрушения крыльев самолетов, лопастей пропеллеров, большой шум в кабине и салонах самолетов является в определенной степени следствием того, что применяемые сплавы и материалы обладают малым ВТ.

6. ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

6.1. Описание установки и измерение внутреннего трения

В данной работе измерение ВТ производится на установке типа «обратный крутильный маятник». Блок-схема установки приведена на рис. 6.6.



Рис. 6.6. Блок-схема экспериментальной установки:
1 – генератор звуковой частоты; 2 – прибор внутреннего трения (колебательное устройство типа обратный маятник);
3 – осциллограф для наблюдения колебаний образца

В колебательном устройстве установки, которое условимся далее называть прибором внутреннего трения (ПВТ), нижний конец образца закреплен неподвижно, а к верхнему концу крепится сам маятник (см. рис. 6.7).

ПВТ состоит из массивного корпуса 1, в котором установлен образец 2, имеющий форму гантели длиной 250 мм (рис. 6.8), нижним неподвижным концом крепится при помощи цанги 3 в корпусе 1. На верхний закручиваемый (подвижный) конец образца крепится с помощью цанги 4 маятник 5, представляющий собой диск диаметром 180 мм и толщиной 5 мм. На маятнике установлены два башмачка 6 из мягкого железа и два постоянных магнита 7, индуцирующих при колебаниях маятника ЭДС в катушках индуктивности 8, предназначенных для измерения сигнала, пропорционального амплитуде колебаний образца. На корпусе установлены электромагниты возбуждения 9, приводящие систему образец 2 и платформу-маятник 5 в колебательное движение.

При работе оба электромагнита возбуждения колебаний 9 и измерительные катушки индуктивности 8 устанавливаются против соответствующих башмачков и магнитов на расстоянии 6 мм.

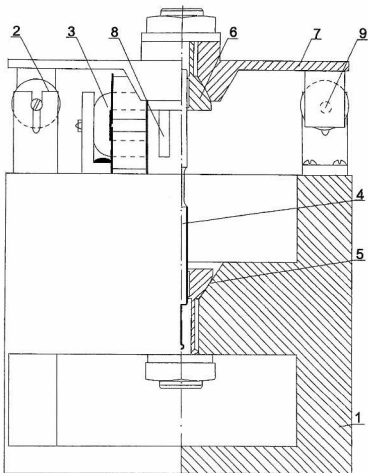


Рис. 6.7. Схема устройства прибора внутреннего трения (ПВТ)

Переменный сигнал генератора 1 подается на обмотку электромагнитов 9 ПВТ 2 (рис. 6.7), возбуждающих механические колебания образца. Меняя частоту сигнала генератора f и его амплитуду, можно привести образец в состояние резонансных колебаний на частоте f_0 , которая определяется по шкале генератора.

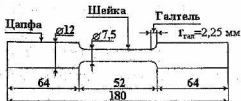


Рис. 6.8. Схема и размеры образца для измерения ВТ

На катушках индуктивности δ при этом возникает ЭДС, которая усиливается и подается на экран осциллографа 3 для наблюдения и обработки. Отметив в делениях шкалы на экране осциллографа величину амплитуды начального установившегося сигнала a_0 и величину амплитуды a_N в 1,25 раз (или в 2 раза) меньшую, с помощью выключателя снять с электромагнитов сигнал возбуждения механических колебаний, одновременно с этим запустив секундомер. В момент, когда амплитуда сигнала на экране осциллографа уменьшится в заданное число раз, т.е. станет равной a_N , выключить секундомер. ВТ может быть рассчитано по формулам, подобным (6.3а) и (6.4), а именно:

$$Q^{-1} = \delta / \pi = \frac{1}{\pi N} \ln(a_0 / a_N), \quad (6.24)$$

в которых необходимо положить $N = f_0 t$, где t – время секундомера. Если выбрать отношение $a_0/a_N = 2$, то формула (6.24) примет вид:

$$Q^{-1} = \frac{1}{\pi N} \ln(2) = 0,2206 / N. \quad (6.25)$$

Если выбрать $a_0/a_N = 3$, то

$$Q^{-1} = \frac{1}{\pi N} \ln(3) = 0,3497 / N. \quad (6.26)$$

Меняя амплитуду начального установившегося резонансного сигнала, можно измерять в некоторых пределах амплитудные зависимости ВТ.

Чтобы измерить частотные зависимости ВТ, необходимо либо менять инерционные свойства маятника (что в данной конструкции ПВТ не предусмотрено), либо температуру образца (в соответствии с уравнением 6.22).

Надежность результатов измерений зависит от точности отсчетов времени, амплитуд колебаний, что обычно автоматизируется, а также от

жесткости крепления образца, корпуса прибора к специальной опоре, относительного расположения магнитов, катушек индуктивности и ряда других факторов. На установках ВТ описанной конструкции величина модуля упругости определяется с точностью не более 1% в широком диапазоне температур [1].

6.2. Определение динамического модуля упругости (сдвига)

В данной работе ВТ образца измеряется по затуханию крутильных колебаний, которые характеризуются касательными напряжениями и деформацией кручения и связаны между собой законом Гука (согласно формуле 6.1а). Поскольку деформация кручения связана с процессами сдвига слоев материала, то ее называют также **относительным сдвигом (углом)**. Связь относительного сдвига γ цилиндрического образца с абсолютным сдвигом по дуге $\cup BC$ и расстоянием l между сечениями 1 и 2 (с учетом малых значений угла γ), как видно из рис. 6.9, выражается формулой:

$$\gamma \approx \tan \gamma = \cup BC / l, \quad (6.27)$$

где l – длина образца. С другой стороны,

$$\cup BC = r\varphi,$$

где r – радиус образца, φ – угол закручивания (в плоскости сечения образца).

Следовательно, имеем:

$$\gamma = r\varphi / l. \quad (6.28)$$

Выразим относительный сдвиг γ через амплитуду колебания маятника (рис. 6.10). Пусть R – расстояние от оси образца до внешней кромки сердечника электромагнита; λ – амплитуда колебаний маятника. Из рис. 6.10 следует, что $\varphi = \lambda / R$ при $R \gg \lambda$. Тогда

$$\gamma = r\lambda / (Rl). \quad (6.29)$$

Подставляя выражение (6.29) в формулу (6.1а), для касательных напряжений получим:

$$\tau = F_{\phi} / \pi r^2 = r\lambda G / (Rl). \quad (6.30)$$

Формула (6.30) справедлива для образцов с постоянным сечением по длине, но для измерения ВТ применяются образцы с переменным сечением (рис. 6.8), поэтому для использования формулы (6.30) необходимо привести длину образца переменного сечения между зажимами цанг к эффективной длине рабочей части образца с постоянным диаметром r_0 , т.е., другими словами, определить «приведенную длину» образца $l_{пр}$.

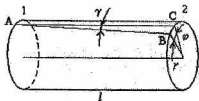


Рис. 6.9. Схема деформации образца при кручении

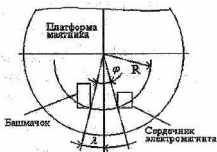


Рис. 6.10. К выводу связи между касательными напряжениями и относительным сдвигом

Для определения приведенной длины образца $l_{пр}$ примем обозначения, соответствующие рис. 6.11. Разобьем образец мысленно на N частей и обозначим через r_i радиус сечения образца в i -м сечении; тогда

$$l_{пр}^N = \sum_{i=0}^{N-1} t r_0^4 / r_i^4, \quad (6.31)$$

где $t=l/N$ – шаг сечений, r_0 – радиус шейки образца. Подставляя в (6.30) необходимые величины, получим

$$\tau = r G \lambda / (R l_{пр}). \quad (6.32)$$

Полученная формула позволяет по известному модулю сдвига материала оценить касательные напряжения.

При динамическом методе измерения модуля упругости циклические нагрузки прикладываются с большой скоростью, так что релаксационные процессы могут произойти только при очень высоких температурах. Поэтому динамическими методами мы измеряем нерелаксированный модуль. Расчет динамического модуля сдвига производится следующим образом.

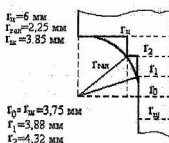


Рис. 6.11. К расчету приведенной длины образца

Частота собственных колебаний крутильного маятника определяется формулой:

$$f_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{M_0}{J}}, \quad (6.33)$$

где M_0 – жесткость системы «образец-маятник», J – момент инерции маятника с образцом относительно оси закручивания. Для цилиндра, как известно [1],

$$M_0 = \frac{\pi d^4}{32 l_{\text{п}}} G,$$

откуда

$$G = A \frac{l_{\text{п}}}{d^4} f_0^2, \quad (6.34)$$

где $A = 128\pi J$ – константа ПВТ, d – диаметр цилиндрического образца. Ввиду сложной конфигурации маятника (диск маятника, цанга, башмачки, магниты) и связанных с этим трудностей в теоретическом расчете J , постоянная прибора A определена экспериментально по эталонному образцу с известным модулем сдвига. Для используемого ПВТ $A = 2,098 \text{ кг} \cdot \text{мм}^2$ ($J = 5,22 \cdot 10^{-3} \text{ кг} \cdot \text{м}^2$).

7. ПРАКТИЧЕСКИЕ ЗАДАНИЯ

Задание 1. Измерить внутреннее трение на образце из заданного материала.

1. Разобраться в устройстве установки и проверить крепление образца, отожженного при 600°C в течение 1 ч и охлажденного с печью в течение 4 ч.

2. Включить генератор ГЗ-56-1, осциллограф в сеть и дать приборам прогреться 10 – 15 минут.

3. Меняя частоту и величину выходного сигнала генератора, создать резонансный режим колебаний образца. Использовать при этом следующие позиции переключателей: величина нагрузки – 600 Ом; шкала вольтметра – крайняя левая (31,6 В); аттенуатор (ослабление) dB – 0 (в крайней правой позиции); регулятор выхода – поставить в крайнее правое положение; множитель частоты – $\times 1$. Для предоставляемых образцов резонансная частота обычно лежит в пределах 20-80 Гц.

4. Настроить на экране осциллографа изображение вертикальной амплитуды сигнала с обмотки катушки индуктивности. Использовать следующие позиции переключателей: усилитель – У1; множитель – $\times 100$; развертка – 1 ms. Выполнить измерения Q^{-1} при трех значениях отношений a_0/a_N в соответствии с п. 6.1; результаты занести в таблицу. Сравнить уровень измеренного ВТ с известными из описания и литературы.

5. Меняя напряжение выхода генератора, установить существование амплитудной зависимости ВТ при трех-пяти значениях амплитуды колебаний. Результаты измерений занести в таблицу и проанализировать.

6. Измерить ВТ образца с интервалом 10-20 мин в режиме непрерывных колебаний и установить наличие временной зависимости ВТ. Результаты измерений занести в таблицу и проанализировать.

7. Определить динамический модуль сдвига (упругости) образца (формула (6.34)). Сравнить его со справочными данными.

8. Рассчитать приведенную длину образца и оценить касательные напряжения. Приведем пример расчета приведенной длины образца для $N=3$, размеры которого даны на рис. 6.8.

Результаты измерений

№	Длина образца l , мм	Диаметр шейки образца d , мм	Резон. частота f_0 , Гц	Время Измерен. затухания t , с	a_0/a_N	ВТ Q^{-1} (6.24)-(6.26)	Приведенная длина l_{np} , мм (6.31)	Модуль сдвига G , Па (6.34)	Примечание
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
1	180	7,5							$M_{обр} = 130,5$ г
2									

Согласно (6.31), имеем $l_{np}^{обp} = 2l_{np}^u + l_{np}^{ш} + 2l_{np}^{зaл}$, где введенные величины понятны из обозначений. Далее, $l_{np}^u = l^u = 64,0$ мм, $l_{np}^{ш} = l^{ш} = 53 - 2 \cdot 2,25 = 48,5$ мм,

$$2l_{np}^{зaл} = 2 \left[\frac{2,25}{3} \cdot 3,75^4 \left\{ \frac{1}{(6 - \sqrt{2,25^2 - 0^2})^4} + \frac{1}{(6 - \sqrt{2,25^2 - 0,75^2})^4} + \frac{1}{(6 - \sqrt{2,25^2 - 1,50^2})^4} \right\} \right] = 2 \cdot 148,31543 \cdot (0,00506 + 0,00442 + 0,00286) = 3,7 \text{ мм.}$$

Таким образом, $l_{np}^{обp} = 2 \cdot 64,0 + 48,5 + 2 \cdot 1,85 = 180,2$ мм.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Что характеризует ВТ и какие характеристики принимаются за меру ВТ?
2. Что такое релаксация и какими физическими причинами она может быть обусловлена?
3. Каково практическое значение ВТ?
4. Как по кривой затухания рассчитать ВТ?
5. Каковы преимущества динамического метода определения модуля упругости?
6. Что такое релаксационное и нерелаксационное ВТ?

7. Опишите конструкцию установки для измерения ВТ.
8. Какую информацию несут амплитудные, частотные и временные зависимости ВТ?
9. Какими опытами можно установить механизмы релаксации?
10. Какова последовательность работы при измерении внутреннего трения?
11. Какими приемами можно расширить частотный диапазон измерения ВТ?
12. Что такое деформация кручения и какими параметрами она характеризуется?

РЕКОМЕНДУЕМЫЙ БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Физика твердого тела: лабораторный практикум // Физические свойства твердых тел Т. 2. / под ред А.Ф. Хохлова.- 2-е изд., испр. – М.: Высшая школа. – 2001.
2. Постников, В.С. Внутреннее трение в металлах // В.С. Постников. – М.: Металлургия, 1974.
3. Криштал, М.А. Внутреннее трение и структура металлов / М.А. Криштал, С.А. Головин. – М.: Металлургия, 1976.
4. Фавстов, Ю.К. Металловедение высокодемпфирующих сплавов // Ю.К. Фавстов, Ю.Н. Шульга, А.Г. Рахштадт. – М.: Металлургия, 1980.
5. Материаловедение / под ред. Б.Н. Арзамасова – М.: Машиностроение, 1986.
6. Таблицы физических величин: справочник / под ред. акад. И.К. Кикоина. – М.: Атомиздат, 1976.
7. Тимошенко, С.П. Колебания в инженерном деле / С.П. Тимошенко, Д.Х. Янг, У. Уивер; пер. с англ. – М.: Машиностроение, 1985.
8. Иванов, Н.И. Сопротивление материалов / Н.И. Иванов. – М.Л.: Государственное научно-техническое издание, 1937.
9. Бернштейн, М.Л. Структура и механические свойства металлов / М.Л. Бернштейн, В.А. Займовский. – М.Л.: Металлургия, 1970.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Таблица III

Удельное и атомное электрическое сопротивление (при 273К и 293К), удельная (σ_0) и атомная электропроводность (E_A) металлов при температуре Дебая

Металл	$V_m \cdot 10^6, \text{ м}^3$	$\rho \cdot 10^8 \text{ Ом} \cdot \text{м}$ при T, K		$R_A \cdot 10^6 \text{ Ом}$ при T, K		$\Theta_D, \text{ К}$	$\sigma_0 \cdot 10^{-6} \text{ См} \cdot \text{м}^{-1}$	$E_A \cdot 10^{-6} \text{ См}$
		273	293	273	293			
Литий	13,00	8,5	9,29	3,61	3,95	363	8,46	0,19
Натрий	23,70	4,27	4,70	1,48	1,64	160	42,7	1,25
Калий	45,95	6,25	6,80	1,74	1,90	100	47,8	1,70
Рубидий	55,86	11,6	21,04	3,03	3,16	65	39,9	1,50
Цезий	70,96	19,23	34	4,64	5,07	54	30,1	1,25
Медь	7,12	1,55	1,69	0,806	0,879	335	37,9	0,74
Серебро	10,28	1,52	1,63	0,70	0,75	210	89,2	1,94
Золото	10,21	2,04	2,35	0,94	1,05	165	93,4	2,02
Бериллий	4,82	2,78	3,30	1,65	1,95	1160	4,70	0,08
Магний	13,97	3,20	4,30	1,33	1,76	330	20,4	0,49
Кальций	25,86	3,57	4,20	1,20	1,42	219	22,8	0,67
Стронций	33,70	20,0	23,0	6,19	7,12	148	6,5	0,22
Барий	39,24	-	34,30	-	10,09	133	8	0,32
Радий	45,20	-	88	-	24,7	-	-	-
Цинк	9,17	5,46	5,96	2,61	2,85	190	28,2	0,59
Кадмий	13,00	6,76	7,25	2,87	3,08	300	13,5	0,32
Скандий	15,50	-	66,6	-	26,71	-	-	-
Иттрий	19,76	-	22,76	-	19,76	-	-	-
Лантан	22,48	54,0	57,0	19,13	20,20	132	-	-
Уран	12,92	25,00	30,00	10,65	12,92	-	-	-
Алюминий	10,00	2,50	2,61	11,16	1,21	419	23,8	0,51
Галлий	11,76	40,80	43,90	17,94	19,31	125	18,7	0,42
Индий	15,77	8,20	8,80	3,27	3,51	109	-	-
Таллий	17,23	14,9	17,50	5,77	6,78	89	20,0	0,52
Титан	10,41	42,0	45,0	19,24	20,61	278	2,30	0,050
Цирконий	14,16	40,5	44,0	16,74	18,19	270	2,5	0,060
Гафний	13,42	26,5	32,1	11,15	13,51	254	4,12	0,102
Олово	16,28	10,10	11,30	4,00	4,46	160	16,8	0,42
Свинец	18,27	19,26	20,60	7,31	7,82	90	17,5	0,46

Ванадий	8,68	18,2	19,6	8,86	9,54	300	0,59	0,012
Ниобий	10,83	-	13,27	-	6,00	250	5,6	0,0124
Тантал	10,90	12,4	13,0	5,59	5,86	247	8,91	0,198
Мышьяк	13,08	26,0	35,0	11,03	14,86	-	-	-
Сурьма	18,39	31,20	40,10	11,82	15,19	201	4,9	0,13
Висмут	21,37	107,52	116,0	38,75	41,80	120	2,17	0,048
Хром	7,28	-	13,2	-	6,81	403	3,10	0,060
Молибден	10,65	4,38	4,72	2,00	2,15	425	12,3	0,258
Вольфрам	9,53	3,2	4,8	1,51	2,26	380	13,70	0,290
Полоний	22,53	42,0	45,0	14,87	15,93	-	-	-
Марганец	7,53	91,9	241,1	46,89	123,03	410	0,93	0,018
Технеций	8,62	-	69,0	-	33,66	-	-	-
Рений	9,07	11,5	16,9	5,51	8,10	310	4,80	0,100
Железо а)	7,11	8,71	10,1	4,53	5,25	462	5,08	0,099
Кобальт (а)	6,17	5,26	6,34	2,78	5,35	445	9,0	0,170
Никель	6,55	6,14	6,84	3,28	3,66	413	7,8	0,145
Рутений	8,35	6,67	7,43	2,29	3,66	426	9,0	0,183
Родий	8,27	4,35	4,90	2,15	2,42	370	16,1	0,323
Палладий	8,72	9,80	9,80	4,76	5,25	275	10,2	0,212
Осмий	8,45	8,75	8,75	4,30	4,66	-	-	-
Иридий	8,57	3,15	3,13	1,54	2,26	316	17,7	0,362
Платина	9,10	9,80	10,65	4,70	5,10	233	12,2	0,255

Таблица П2

Вклад различных дефектов кристаллической решетки в удельное электрическое сопротивление металлов группы меди

Дефект	Металл	$\Delta\rho \cdot 10^8, \text{ Ом}\cdot\text{м}$
Дислокации*	Медь	$2,0 \cdot 10^{-17} \text{ м}^2$
	Серебро	$2,0 \cdot 10^{-17} \text{ м}^2$
	Золото	$2,6 \cdot 10^{-17} \text{ м}^2$
Вакансии ^{2*}	Серебро	1,3
	Золото	1,5
Пары Френкеля	Медь	1,3
	Серебро	1,4
Фононы при 273К	Медь	1,5
	Серебро	1,5
	Золото	2,3

Примеси (атомы олова) ^{2*}	Медь	2,8
	Серебро	4,3
	Золото	3,5
Магнеты		

Примечание: * $\Delta\rho$ отнесено к протяженности дислокации в единице объема (м^{-3}); ^{2*} на 1% дефектов или 1% атомной доли примеси.

Таблица П3

**Удельное электрическое сопротивление
жидких и твердых металлов**

Металл	$\rho \cdot 10^8, \text{Ом} \cdot \text{м}$	$\alpha \cdot 10^3, \text{К}^{-1}$	Темпе- ратура плавл. $T_{\text{пл}}, \text{К}$	$\rho \cdot 10^8 \text{ Ом} \cdot \text{м},$ при $T_{\text{м}}$		$\rho_{\text{ж}}/\rho_{\text{тв}}$
				тв 1	ж 2	
Литий	9,55 (300)	4,0	454	15,6	24,8	1,59
Натрий	4,93 (300)	5,3	371	6,86	9,43	1,37
Калий	4,47 (300)	6,0	336,4	9,22	13,95	1,51
Рубидий	13,32 (300)	6,3	312,6	14,2	22,5	1,58
Цезий	21,04 (300)	5,3	301,6	21,2	36,9	1,74
Франций	34 (300)	7,2	300,2	34	55	1,62
Медь	1,58 (293)	4,3	1356	15	20	1,33
Серебро	1,47 (300)	4,1	1234	10	28,5	-
Золото	2,01 (293)	4,0	-	-	-	-
Бериллий	3,76 (300)	8,0	-	-	-	-
Магний	4,51 (300)	3,7	-	-	-	-
Кальций	3,45 (300)	3,7	1113	14,5	33,0	2,28
Стронций	13,5 (300)	3,2	1042	65,6	84,8	1,29
Барий	34,3 (300)	5,0	1002	276	306	1,11
Радий	88,0 (300)	6,5		-	-	-
Цинк	5,45 (293)	4,2	693	29,9	37,4	1,25
Кадмий	6,6 (293)	4,3	603		33,7	-
Алюминий	2,61 (293)	4,2	933	19,1	24,2	1,27
Галлий	13,65 (293)	-	303	34,1	25,9	0,76
Индий	8,0 (293)	5,2	430	-	33,1	-
Таллий	15,0 (293)	5,2	576	-	73,1	-
Лантан	62 (293)	2,2	1193	-	140	-

Окончание таблицы П3

Уран	24,8 (293)	2,5	-	-	-	-
Олово	10,1 (293)	4,6	-	-	-	-
Свинец	19,3 (293)	4,2	601	62,7	95	1,52
Титан	39 (293)	3,8	1941	-	400	-
Цирконий	38,9 (293)	4,4	-	-	-	-
Ванадий	19,9 (293)	3,9	2120	-	200	-
Ниобий	13,27 (293)	2,6	-	-	-	-
Тантал	13,1 (300)	3,5	-	-	-	-
Хром	12,9 (300)	5,9	2148	-	80	-
Молибден	5,3 (300)	4,35	-	-	-	-
Вольфрам	5,3 (300)	4,8	-	-	-	-
Марганец	143,5 (293)	0,4	1517	-	180	-
Рений	16,9 (293)	4,5	-	-	-	-
Железо	9,8 (300)	6,5	1808	130	140	1,08
Кобальт	5,2 (293)	6,6	1766	-	100	-
Никель	6,2 (293)	6,8	1725	-	85	-
Рутений	6,7 (293)	4,1	-	-	-	-
Родий	4,37 (293)	4,1	-	-	-	-
Палладий	10,5 (293)	4,2	1825	48	83	1,73
Осмий	8,4 (293)	4,1	-	-	-	-
Иридий	5,0 (293)	4,5	-	-	-	-
Платина	10,4 (293)	3,9	2204	-	90	-

Таблица П4

**Коэффициент зависимости электрического сопротивления
металлов от давления**

Металл	$\alpha_p \cdot 10^{11} \text{ (Па}^{-1}\text{) при } P \text{ (ГПа)}$			Т, К
	10^{-4}	1	3	
Литий	-7,00	-7,52	-9,00	303
Натрий	58,8	23,6	4,04	303
Калий	134,4	30,0	0,88	303
Рубидий	154,0	14,4	-28,8*	303
Медь	1,92	1,80	2,42	303
Серебро	3,48	3,28	2,60	303
Золото	3,02	2,84	2,44	303
Бериллий	1,77	1,63	1,46	298
Магний	5,40	4,67	3,81	298
Кальций	-9,48	-12,2	-20,7	303

Стронций	-45,6	-59,0	-118,8	303
Барий	7,2	1,2	-13,6 ^{2*}	303
Цинк ^{3*}	9,68 (5,28)	8,76 (4,40)	6,72 (2,84)	303
Ртуть	-	-	12,0 ^{4*}	303
Церий ^{5*}	-4,1	-	1,6	297
Празеодим	1,36	1,20	1,02	297
Неодим	1,57	1,32	1,03	297
Уран	4,88	4,56	4,10	293
Алюминий	4,29	4,06	3,60	301
Индий	1,25	1,09	0,85	296
Титан	1,19	1,12	1,02	296
Цирконий	0,39	0,33	0,22	299
Олово ^{6*}	10,0 (9,240)	9,0 (8,26)	6,1 (5,61)	303
Свинец	13,7	11,6	6,96	303
Ниобий	1,40	1,37	1,30	297
Тантал	1,62	1,62	1,55	302
Сурьма ^{7*}	-9,84 (-5,60)	-14,8 (-3,36)	-2,80 (12,7)	303
Висмут ^{8*}	-14,8	-18,5	-	303
Хром	22,2	17,3	8,96 ^{9*}	298
Молибден	1,31	1,29	1,24	300
Вольфрам	1,33	1,31	1,25	302
Железо	2,42	2,26	1,90	303
Кобальт	0,96	0,90	0,80	297
Никель	1,77	1,82	1,74 ^{10*}	298
Родий	1,65	1,62	1,56	299
Палладий	2,10	2,04	1,93	299
Иридий	1,39	1,37	1,33	296
Платина	1,92	1,88	1,78	296

Примечание: *Максимум вблизи $P=1,5$ ГПа. ^{2*}Излом при $P=1,7$ ГПа. ^{3*}Монокристалл. Вне скобок значения для направления под углом 17° к главной оси, в скобках — под углом 87° . ^{4*}Ртуть затвердевает при 303 К и $P=1,35$ ГПа. ^{5*}Переход в диапазоне 0,5-1 ГПа: наблюдается падение отношения R_p/R_0 от 1,027 до 0,582. ^{6*}Монокристалл. Вне скобок значения для направления по углом 17° к главной оси, в скобках — под углом 87° . ^{7*}Монокристалл. Вне скобок значения для направления по углом 41° к главной оси (максимум при $P=3,1$ ГПа), в скобках — под углом 87° (максимум при $P=1,45$ ГПа). ^{8*}Монокристалл. Измерения проведены на образце, вырезанном под углом 87° к главной оси. При $P=2,47$ ГПа отношение R_p/R_0 падает от 1,50 до 0,24, а при $P=2,62$ ГПа увеличивается до 0,62. ^{9*}Пик при $P=0,34$ ГПа; $\alpha_p=28,8 \cdot 10^{-11}$ Па⁻¹. ^{10*}Пик при $P=1,0$ ГПа; $\alpha_p=1,8 \cdot 10^{-11}$ Па⁻¹.

Средний коэффициент зависимости электрического сопротивления от давления при $P=0,7$ ГПа и различных температурах

Металл	$\alpha_p \cdot 10^{-11} \text{ (Па}^{-1}\text{) при } T \text{ (K)}$		
	90,25	194,75	213,15
Медь	3,09	2,14	1,88
Серебро	4,09	3,46	3,45
Золото	3,27*	2,97	2,94
Магний	5,89	4,49	4,39
Алюминий	9,16	4,71	4,28
Свинец	12,76	12,88	12,99
Ниобий	0,80	0,98	1,18
Тантал	1,17	1,42	1,45
Молибден	1,91	1,29	1,30
Вольфрам	1,36	1,42	1,37
Железо	2,44	2,27	2,34
Никель	1,88	2,00	1,85
Родий	2,26	1,86	1,64
Палладий	2,82	2,32	2,13
Платина	2,34	1,97	1,93

*Максимальное $P=0,43$ ГПа.

Таблица П6

Коэффициенты электрического сопротивления металлов под растягивающей нагрузкой и относительное изменение удельного электрического сопротивления при 10 % растяжении

Металл	$(1/F_0) \cdot 10^1$	ν	$\alpha_T 10^{10}, \text{ Па}^{-1}$	$\alpha_\perp 10^{10}, \text{ Па}^{-1}$	$\Delta\rho/\rho \cdot 10^2 \text{ при } T, \text{ K}$	
					273	90
Медь	0,81	0,34	1,75	-2,4	0,55	3,9
Серебро	1,26	0,38	2,86	-0,04	0,5	4,2
Золото	1,25	0,42	3,878	-4,9	0,75	3,2
Железо	0,48	0,28	1,42	0,54	0,3	-
Палладий	0,89	0,39	1,37	0,51	-	-
Платина	0,59	0,39	1,78	0,30 (0,78)	-	3,1

Примечание. Без скобок приведены значения $\alpha_\perp$ в направлении, параллельном прокатке, в скобках — перпендикулярном ей.

Удельное электрическое сопротивление деформированных (1) и рекристаллизованных (2) металлов

Металлы	$\varepsilon_d, \%$	Температура рекристаллизационного отжига, К	$\rho \cdot 10^8, \text{Ом} \cdot \text{м}$	
			1	2
Медь	80	423	1,80	1,75
Серебро	90	423	1,80	1,72
Золото	90	423	2,50	2,41
Алюминий	75	473	2,81	2,79
Молибден	> 60	~ 1070	6,50	6,30
Вольфрам	> 60	~ 1270	6,75	6,15
Палладий	> 75	723	11,19	11,17
Платина	> 75	648	11,06	11,01

Таблица П8

Магнитные характеристики литых и порошковых материалов

Ферромагнетики	$T_{\text{Кюри}}, ^\circ\text{C}$	Гиромагнитное отношение, g	μ начальная	$H_c, \text{Э}$	Потери на гистерезис при насыщении, эрг/см^3	$4\pi I_s, \text{Гс}$
Fe (0.05 % прим)	770	1,93	10000	0,05	300	21580
Ni	358	1,91	70	0,7		6084
Co	1120	1,837	110	10		17900
Прессованный порошок карбонильного железа (пористость 40%)	—		20	15	—	15000

Таблица П9

Связь между единицами магнитной индукции

Единица	Тл	Гс	СГСЭ
1 Тл	1	10^4	$3.34 \cdot 10^{-7}$
1 Гс	10^{-4}	1	$3.34 \cdot 10^{-11}$
1 СГСЭ	$3 \cdot 10^6$	$3 \cdot 10^{10}$	1

Таблица П10

Связь между единицами напряженности магнитного поля

Единица	А/м	Э	СГСЭ
1 А/м	1	$1,26 \cdot 10^{-2}$	$3,77 \cdot 10^8$
1 Э	79,6	1	$3 \cdot 10^{10}$
1 СГСЭ	$2,65 \cdot 10^{-9}$	$3.34 \cdot 10^{-11}$	1