МИНОБРАНАУКИ РОССИИ
Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого
Институт прикладной математики и механики
Кафедра теоретической механики

Работа допущена к защите
Зав. кафедрой
_____А. М. Кривцов
“ ” июня 2015 г.

ДИССЕРТАЦИЯ
на соискание академической степени
МАГИСТРА

Тема: Экспериментальное исследование затухания упругого предвестника в ударно нагружаемом алюминиевом сплаве Д16.

Направление: 010800 «Механика и математическое моделирование»

Выполнил:
студент гр.63604/1 Ким Виталий Михайлович

Руководитель,
профессор, д.ф.-м.н. Мещеряков Юрий Иванович

Консультант по
вопросам охраны труда Монашков Виктор Владимирович

Санкт-Петербург
2015

Р Е Ф Е Р А Т

Работа содержит 52 страницы, 8 рисунков, 1 таблицу, 43 библиографических названия.

Ключевые слова: высокоскоростное нагружение, упругий предвестник, алюминиевый сплав Д16, легкогазовая метательная установка, двухканальный дифференциальный интерферометр.

В настоящей работе с целью определения параметров дислокационной структуры проведена серия ударных испытаний алюминиевого сплава Д16. Ударное нагружение образцов осуществлялось при помощи 37 мм легкогазовой метательной установки. Для регистрации параметров ударных волн использовался двухканальный дифференциальный интерферометр. После обработки экспериментальных данных, было получено 5 значений для амплитуды упругого предвестника, построен график её зависимости от толщины мишени. Установлен затухающий характер амплитуды упругого предвестника. Получена математическая модель: экспаненциальная зависимость нормального напряжения на упругом предвестнике от координаты, описывающая затухание упругого предвестника.

КРАТКАЯ АННОТАЦИЯ

В данной дипломной работе экспериментально исследуется затухание упругого предвестника методом одноосного ударного нагружения. Далее выводится математическое соотношение, описывающее затухающий характер амплитуды упругого предвестника. В работе использовано 8 рисунков, 1 таблица, 43 источника литературы. Общее количество страниц дипломной работы – 52.

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ 4

Цели и задачи. 7

1. Ударные испытания материалов. 8

2. Методика динамических испытаний конструкционных материалов в диапазоне скоростей деформации $10^3 \div 10^7$ сек $^{-1}$. 15

2.1 Техника одноосного ударного нагружения материалов в лабораторных условиях. 15

2.2 Двухканальный дифференциальный интерферометр. 18

3. Экспериментальные данные. 22

3.1 Оборудование, использовавшееся для проведения экспериментов и получения экспериментальных данных. 22

3.2 Результаты эксперимента. 23

4. Построение математической модели функции, описывающей затухание упругого предвестника. 26

4.1 Определяющее уравнение Дьюволла-Тейлора 26

4.2 Нестационарные волновые фронты в материалах с дислокационной кинетикой пластического деформирования. 31

4.3 Нестационарная задача импульсного деформирования среды с дислокациями в нулевом приближении по параметру разложения $M\gamma$ 34

ЗАКЛЮЧЕНИЕ 42

Приложение. Охрана труда. 43

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ 49

ВВЕДЕНИЕ

Исследование физических и механических свойств материалов, подвергаемых воздействию интенсивных динамических нагрузок, представляет собой важную научную проблему, имеющую большое практическое значение для современной техники. Приложение к материалам нагрузок, являющихся результатом детонации ВВ (взрывчатых веществ), высокоскоростного соударения, быстрого объемного разогрева, приводит к возникновению в них сложных течений разрывного (ударные волны) и непрерывного (волны расширения) типов.

В результате ударно-волнового нагружения и последующего расширения в материалах возникают как обратимые, так и необратимые физические, физико-химические и механические процессы. Среди них сильное сжатие твердых тел, экстремально высокие температуры разогрева, фазовые превращения, изменение электронной структуры, упрочнение твердых тел в ударных волнах, откольное разрушение и т.д.

Диагностика параметров явлений, обусловленных воздействием на материалы интенсивных динамических нагрузок, понимание физической сущности и последующее построение корректных математических моделей процессов необходимы для решения разнообразных прикладных задач.

Наряду с техническими приложениями ударные волны широко используются в фундаментальных научных исследованиях, оставаясь на сегодняшний день основным экспериментальным методом при изучении термодинамических свойств вещества в области высоких и сверхвысоких давлений и реологических свойств (главным образом, металлов) в условиях высокоскоростного деформирования. Указанные проблемы стимулируют исследование ударных и сопутствующих им в твердых телах процессов и делают насущной задачу их метрологического обеспечения.

Целенаправленные исследования свойств веществ в экстремальных состояниях, начатые в СССР и за рубежом в конце 40-х годов, интенсивно развивались в последующие годы. Их результаты продемонстрировали многообразие этих свойств и индивидуальность поведения материалов.

Помимо малой длительности воздействия и чрезвычайно высокой скорости нагружения, эксперименты с ударными волнами характеризуются условиями строго одномерной деформации при напряженном состоянии, близком к всестороннему сжатию или растяжению.

Волновой характер нагрузки делает интерпретацию результатов измерений достаточно наглядной и однозначной. Измерения основываются на том факте, что структура волн и динамика волновых взаимодействий определяются процессами упругопластического деформирования, физико-химических превращений и разрушения в материале. Эти процессы сопровождаются изменениями сжимаемости материала, что в свою очередь приводит к формированию специфических особенностей в форме профилей интенсивных волн сжатия и разрежения. Свойства испытуемых материалов определяются по результатам измерений, как прямой обработкой полученных волновых профилей, так и их сопоставлением с результатами математического моделирования ударно-волновых явлений. Следует, однако, заметить, что детальное согласие теоретических представлений и моделей этих явлений с имеющимися экспериментальными данными пока не достигнуто.

Основной целью исследований ударно-волновых явлений в конденсированных средах является обеспечение прогнозируемости действия взрыва, высокоскоростного удара, лазерных и других интенсивных импульсных воздействий на материалы и конструкции.

С другой стороны, эксперименты с ударными волнами позволяют получить сведения о наиболее фундаментальных прочностных свойствах

материалов. Высокая скорость приложения нагрузки позволяет создавать повышенные напряжения в материале и тем самым активировать новые механизмы деформации и разрушения.

Таким образом, значимость исследований процессов неупругого деформирования и разрушения твердых тел при ударно-волновом нагружении определяется как уникальными возможностями исследований в области физики прочности и пластичности при наиболее высоких и надежно измеряемых скоростях деформирования, так и разнообразными практическими потребностями, не ограниченными только ударными взаимодействиями. В условиях металлообработки, износа, и других технологических процессов достигаются высокие скорости деформирования, вполне соизмеримые с теми, что изучаются в ударных волнах. Прогресс в исследованиях упругопластических и прочностных свойствах материалов при ударно-волновом нагружении связан в значительной мере с разработкой лазерных доплеровских измерителей волновых профилей скорости с высоким пространственным и временным разрешением.

Цели и задачи.

Цель работы: определение параметров дислокационной структуры из ударного эксперимента.

Задачи:

1. Провести экспериментальное исследование затухания упругого предвестника.
2. Получить определяющее уравнение для релаксирующей среды.
3. Получить математическое выражение, описывающее кривую упругого предвестника, полученную экспериментально.

1. Ударные испытания материалов.

Классификация механических испытаний по диапазонам скоростей деформации была предложена Линдхольмом [1]. При скоростях деформации от 10^{-6} до 10^{-5} $с^{-1}$ определяющим фактором является ползучесть. При более высоких скоростях деформации (от о10^{-4} до 10^{-3} $с^{-1}$) для описания поведения материалов используют условия одноосного растяжения или сжатия, а также квазистатическую зависимость напряжения от деформации, полученную при постоянной скорости деформации. С изменением скорости деформации может измениться сам характер связи между напряжением и деформацией, что заставляет прибегать к другим видам испытаний. Специальное экспериментальное оборудование позволяет проводить эксперименты с постоянной скоростью деформации до ее значений порядка 10^4 $с^{-1}$. Скорости деформации в диапазоне от 10^{-1} до 10^2 $с^{-1}$ обычно определяются как промежуточные, или средние. Именно в этом диапазоне становятся заметными эффекты скорости деформации в большинстве металлов, хотя в некоторых случаях их влиянием еще можно пренебречь.

Скорости деформаций от 10^3 $с^{-1}$ и выше обычно характеризуют высокоскоростное деформирование.

При интерпретации экспериментальных данных высокоскоростного деформирования особенно важным становится учет инерции и эффектов распространения волн. Следует также отличать средние значения напряжений и деформаций от локальных величин, которые являются следствием гетерогенности материала и нелинейности процесса высокоскоростного деформирования. При скоростях деформации 10^5 $с^{-1}$ по материалу, находящемуся в состоянии одноосного деформирования, распространяются ударные волны. При таких высоких скоростях деформаций и соответственно очень малых масштабах времени существенным становится рассмотрение термодинамического процесса – мы переходим от изотермического к адиабатическому приближению.

Историческими первыми развивались экспериментальные исследования по ударному нагружению стержней [2-11]. Благодаря этой методике, была детально исследована зависимость механических свойств от скорости деформации. Существуют два главных направления в методике экспериментов по ударному нагружению стержней. Первое направление связано с испытаниями, в которых цилиндрические образцы выстреливаются в толстую стальную броневую плиту при максимальной скорости деформации порядка 10^4 $с^{-1}$ [12-14]. Это метод, получивший название метода Тейлора, имеет очень широкое распространение благодаря своей простоте. В работе [15] на примере мартенситно-стареющих сталей было проведено детальное исследование применимости этого метода при скоростях деформации 10^5 $с^{-1}$. При этом экспериментальные значения предела текучести, полученные в методе Тейлора, сравнивались с данными, полученными при испытаниях в условиях одноосной деформации. Оказалось, что результаты, полученные в двух методах очень близки.

Второе методическое направление получило название метода мерных стержней. Метод мерного стержня впервые был применен Б. Гопкинсоном для исследования распространения импульса упругих напряжений [16]. В 1949 г. Кольским был введен так называемый составной мерный стержень [17]. Однако, применение этих методов к динамическим испытаниям материалов при высоких скоростях деформации, как оказалось, может привести к определенным трудностям, связанным с поперечными инерционными силами и с трением на поверхностях раздела.

При скоростях деформации выше 10^6 $с^{-1}$ и выше использование методики, основанной на ударном нагружении стержневых образцов, оказывается вообще неприемлемым. Одной из причин этого является то обстоятельство, что с увеличением скорости деформации условия одноосного напряженного состояния, перестают выполняться. Степанов Г.А. в результате детальных исследований по ударному нагружению стержней

определил предельные скорости деформации и размерные характеристики стержней, при которых возможно применение стержней в случае использования схемы одноосного напряженного состояния [16]. Показано, что максимальная длина образца определяется соотношением:

$$L_{max} = \frac{\sigma_T}{\rho C_0}\frac{d\varepsilon}{dt} \qquad (1.1)$$

где $\sigma_т$ - предел текучести при квазистатических испытаниях, ρ – плотность материала, C_0 – скорость распространения упругих волн в стержнях и $d\varepsilon/dt$ – скорость деформации.

Таким образом, для получения однородного напряженного состояния по длине образца при высоких скоростях необходимо уменьшать длину образца. Например, для стали с пределом текучести $\sigma_т$=1000 МПа максимальная длина образца: 25, 2.5, 0,25 см соответствует скоростям деформации $d\varepsilon/dt=10^2$, 10^3, 10^4 c^{-1}, соответственно.

По мере увеличения интереса к высоким скоростям деформации, испытания по ударному растяжению стержней были заменены на испытания путем генерирования плоских волн. Эксперименты с ударным нагружением вещества в плоской геометрии проводятся четырьмя способами.

1. Генерацией ударной волны с помощью заряда ВВ, находящегося в непосредственном контакте с экспериментальной сборкой. В качестве генераторов плоских волн обычно используются конические взрывные линзы [13,14]. Это позволило увеличить скорости деформации до 10^7 c^{-1}.
2. Инициированием ударной волны в плоской мишени за счет высокоскоростного соударения пластин при разгоне последних взрывом [22]. Основным недостатком взрывных методов создания высоких давлений является разрушающее действие взрыва, что приводит к необходимости удаления на большое расстояние

(несколько десятков методов и больше) аппаратуры, регистрирующей процессы в образце исследуемого вещества. Во многих случаях это приводит к ухудшению точности и разрешающей способности регистрации [23].

3. Ударным нагружением плоских мишеней с помощью гладкоствольных баллистических установок (пушек). В этих установках ударник может разгоняться до скоростей 10-8000 м/с.
4. Импульсным нагружением лазерными и электронными пучками, которое позволяет увеличить скорость деформации до 10^9 $с^{-1}$ [24].

Вместе с тем, с увеличением скорости деформации столкнулись с одной из очень сложных проблем – возникновением неустойчивостей в ударно сжатой конденсированной среде. Эти неустойчивости возникают пороговым образом при достижении вполне определенной для каждого конкретного материала скорости деформации. Главная особенность этих неустойчивостей – отбор энергии от волны сжатия и уменьшение результирующего давления в ударной волне. Явление возникновения неустойчивости ударно-сжатой среды при высоких давлениях важно в проблеме высокоскоростного проникания ударников в преграды [25].

Теоретическое и экспериментальное рассмотрение причин появления неустойчивости динамического деформирования в упруго-пластической области проведено в работах [27-31]. Показано, что неустойчивость ударной волны возникает в том случае, когда скорость изменения дисперсии массовой скорости на фронте ударной волны становится выше скорости изменения средней массовой скорости (ускорения частиц среды).

$$\left(\frac{D}{U}\frac{\dot{D}}{\dot{U}}\right) > 1 \qquad (1.2)$$

Здесь D – это вариация массовой скорости, (корень квадратный их дисперсии), U – средняя массовая скорость в волне нагрузки. Отношение (D/U)- так называемый коэффициент вариации в теории вероятностей -

играет роль весового коэффициента. Этот результат свидетельствует о том, что важную роль в возникновении неустойчивостей динамического деформирования играет не только средняя массовая средняя скорость частиц среды и среднее давление в волне нагрузки, но и пульсации скорости, возникающие как из-за гетерогенности деформируемой среды, так и из-за нелинейности процесса динамического деформирования.

Для понижения отношения ($\mathrm{d}D/\mathrm{d}t/\mathrm{d}U/\mathrm{d}t$) требуется либо уменьшить скорость изменения дисперсии массовой скорости, либо увеличить среднее ускорение частиц среды без увеличения дисперсии.

Перечисленные выше методы основаны на нагружении вещества вдоль его ударной адиабаты. Характерной особенностью этого режима нагружения является то, что с ростом давления все большая часть внутренней энергии идет на разогрев вещества, что приводит к росту тепловой составляющей давления, в результате процесс сжатия вещества замедляется. Между тем для решения ряда задач физики высоких давлений представляет интерес именно высокая степень сжатия, а не разогрев до высоких температур. Для решения задачи получения высоких давлений при малом разогреве веществе все большее развитие в последнее время получили исследования изэнтропических волн сжатия (в Западной литературе их иногда называют “ramp”-волнами) [32,33]. При изэнтропическом нагружении оказывается возможным значительно увеличить давление в волне нагрузки без потери устойчивости ударно-волнового движения среды.

Вторая важная проблема, с которой сталкивается исследователь при изучении ударно-волнового поведения материалов - это выбор метода измерения. Выбор того или иного диагностического метода определяется набором выходных характеристик, которые необходимо одновременно измерить при ударном нагружении образца, а также требованиями точности результатов. При динамических испытаниях материалов чаще всего используются методы, основанные либо на измерении смещения, скорости

смещения свободной поверхности, либо на измерении непосредственно давления с помощью различного типа датчиков.

Для определения состояния ударно-сжатого вещества необходимо измерять ряд характеристик как самого исследуемого вещества, так и параметров процесса ударного нагружения. В экспериментах разного значения это может быть скорость полета ударника, скорость свободной поверхности образца при выходе на нее ударной волны, скорость ударной волны, массовая скорость вещества или профиль давления в нем. Описание практически всех известных методов, история их становления и классификация используемых датчиков приведены в [20,34].

Ударные нагружения в условиях одноосной деформации, реализуемые при плоском соударении пластин, существенно более информативны по сравнению с ударным нагружением стержней в условиях одноосного напряженного состояния. Благодаря регистрации временного профиля скорости свободной поверхности ударно-нагружаемых мишеней удается проследить за эволюцией массовой скорости вдоль фронта волны, на плато импульса сжатия и на заднем фронте. Регистрацию временных профилей скорости осуществляют с помощью кварцевых, пьезо-керамических, емкостных, манганиновых датчиков, электромагнитных датчиков, пьезо-электрических пленочных датчиков на основе полимера поливинил-иден-флорида ПВДФ, а также с помощью доплеровских измерителей скорости – интерферометров смещения и скорости. В пьезо-резистивных датчиках используют чувствительные элементы из манганина, константана, иттербия, и углерода [21].

Регистрация отклика материала на ударное сжатие в условиях одноосной деформации позволили измерить в реальном масштабе времени еще одну важную характеристику ударно-волнового поведения материалов – вариацию массовой скорости. Впервые измерение вариации массовой скорости на свободной поверхности осуществлено при ударном нагружении

пористого алюминия в работе [35]. В этой работе получено выражение, устанавливающее связь величины дисперсии скорости D^2 на свободной поверхности мишени с контрастом интерференционного сигнала K:

$$K = e^{-\frac{1\pi^2 D^2}{2\,U_{int}^2}} \qquad (1.3)$$

где $U_{int} = \lambda/2\tau$ – постоянная интерферометра, λ – длина волны лазерного излучения и τ – временная задержка скоростного интерферометра. Позднее этот метод был использован для регистрации отклика материала на ударное сжатие на мезоскопическом масштабном уровне в работах [36, 37].

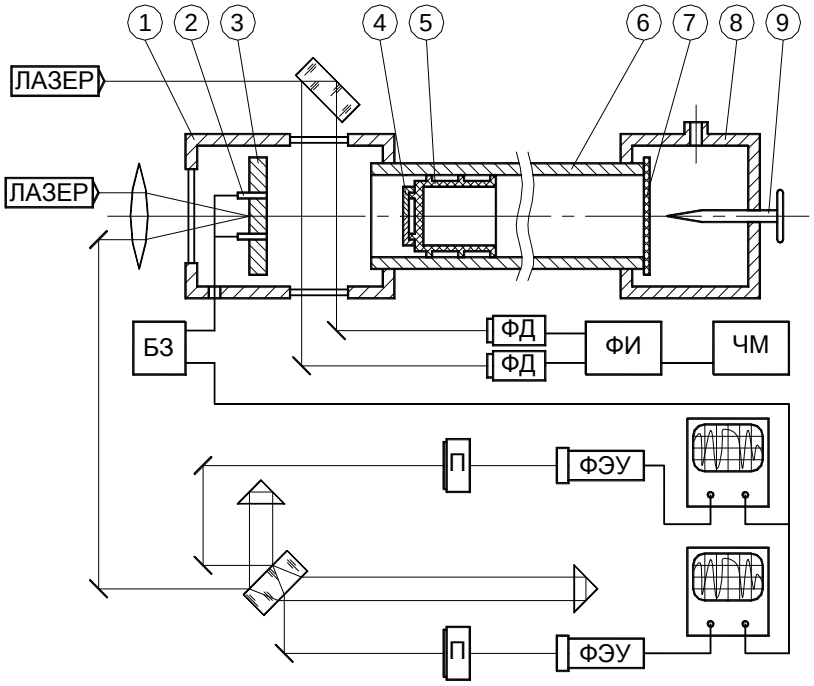
Как оказалось, временной профиль массовой скорости и дисперсия массовой скорости на мезоуровне являются достаточно чувствительными индикаторами структурных и фазовых превращений в материале, происходящих при ударно-волновом воздействии. В частности, они позволяют определить порог структурного превращения на переднем фронте импульса сжатия.

Использование временной профиля скорости свободной поверхности мишеней является по существу наиболее точным методом определения откольной прочности материалов [20].

2. Методика динамических испытаний конструкционных материалов в диапазоне скоростей деформации $10^3 \div 10^7$ сек $^{-1}$.

2.1 Техника одноосного ударного нагружения материалов в лабораторных условиях.

Ударное нагружение образцов осуществляется с помощью 37 мм легкогазовой метательной установки (пневмокопра). Функциональная схема установки вместе с измерительным трактом представлена на рис. 2.1.



1 – вакуумная камера;

2 – концевые контакты запуска аппаратуры;

3 – мишень;

4 – ударник;

5 – направляющий поддон ударника;

6 – ствол пневмокопра;

7 – диафрагма;

8 – камера высокого давления;

9 – устройство прорыва мембраны.

ФД – фотодетекторы;

ФИ – устройство формирования импульса;
ЧМ – измеритель временных интервалов;

П – поляроид;

БЗ – блок задержки сигнала.

Рисунок. 2.1 – Функциональная схема установки и измерительного тракта.

Образец (3) в виде шайбы диаметром 52 мм и толщиной 2÷10 мм устанавливается на выходе ствола (6) внутри вакуумной камеры (1). Снаряд состоит из металлического ударника и направляющего стаканчика, изготовленного из полиэтилена низкого давления или поликарбоната (рис.2.2).

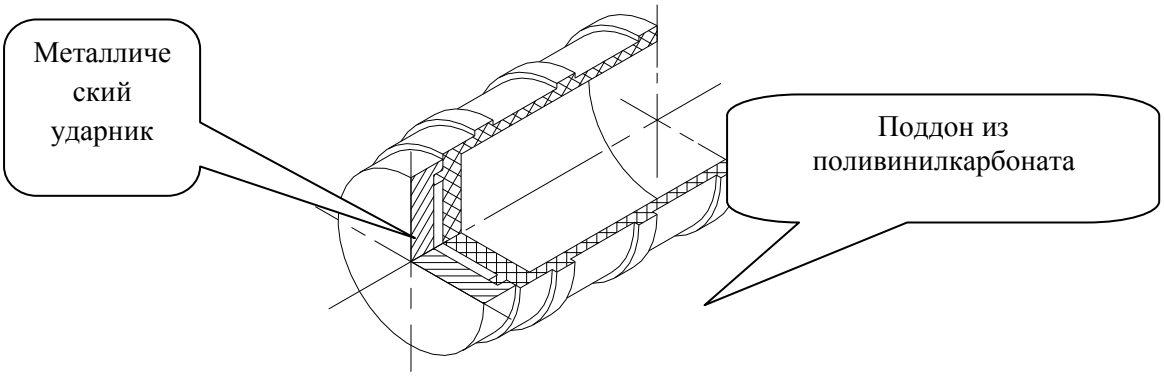


Рисунок 2.2 – Ударник с поддоном.

Направляющий стаканчик имеет три пояска, обеспечивающих плотное прилегание к стенкам ствола с целью исключения проникания толкающих его газов в область перед снарядом. В камере высокого давления (8) создается давление, необходимое для прорыва диафрагмы (7). Диафрагма смонтирована непосредственно перед снарядом и ее толщина подбирается, исходя из требуемой скорости снаряда. Имеется калибровочная кривая зависимости скорости ударника от давления газа в камере высокого давления. Скорость ударника определяется в каждом акте ударного нагружения путем измерения времени пролета фиксированного расстояния между двумя лазерными лучами, ориентированными перпендикулярно направлению полета снаряда. Данный метод обеспечивает точность измерения скорости снаряда не ниже 0,5 %. Вакуумная камера имеет окно для пропускания лазерного луча интерферометра на свободную поверхность мишени. С наружной стороны камеры смонтирован длиннофокусный объектив для фокусировки лазерного луча интерферометра на тыльной поверхности образца.

Подготовка установки к работе осуществляется в следующей последовательности. Исследуемый образец (мишень) *3* устанавливается в защитной вакуумной камере *1*. К образцу крепятся контакты *2* устройства запуска регистрирующей аппаратуры. Снаряд, состоящий из ударника *4*, закрепленного на полиэтиленовом поддоне *5*, помещается в ствол *6*. После этого осуществляется откачка ствола до вакуума 10^{-2} Торр для того, чтобы исключить возникновение воздушной подушки перед летящим снарядом. Разгон снаряда начинается после прорыва диафрагмы *7*, отделяющей ствол от камеры высокого давления *8*, с помощью устройства прорыва *9*.

Снаряд, пролетев ствол установки, соударяется с образцом, перед этим последовательно пересекая два лазерных луча, проходящих внутрь защитной вакуумной камеры через боковые окна. В момент прерывания лучей в фотодиодах *ФД* возникают разнесенные во времени сигналы, которые после прохождения формирователя импульсов *ФИ* поступают в частотомер *ЧМ,* измеряющий временной интервал между этими импульсами, что позволяет вычислить скорость полета снаряда. При соударении ударника с образцом происходит замыкание контактов устройства запуска регистрирующей аппаратуры. Сигнал с контактов подается на блок задержки запускающего импульса *БЗ*, который, в свою очередь, после определенной задержки посылает сигнал запуска на осциллографы. Задержка сигнала производится с учетом времени прохождения ударной волны через образец. Для регистрации параметров ударных волн с целью определения динамического предела текучести и построения динамической диаграммы «напряжение-деформация» материала используется доплеровский измеритель скорости – двухканальный лазерный дифференциальный интерферометр. На двух выходах интерферометра с помощью высокоскоростного запоминающего осциллографа регистрируется временной профиль скорости свободной поверхности мишени.

2.2 Двухканальный дифференциальный интерферометр.

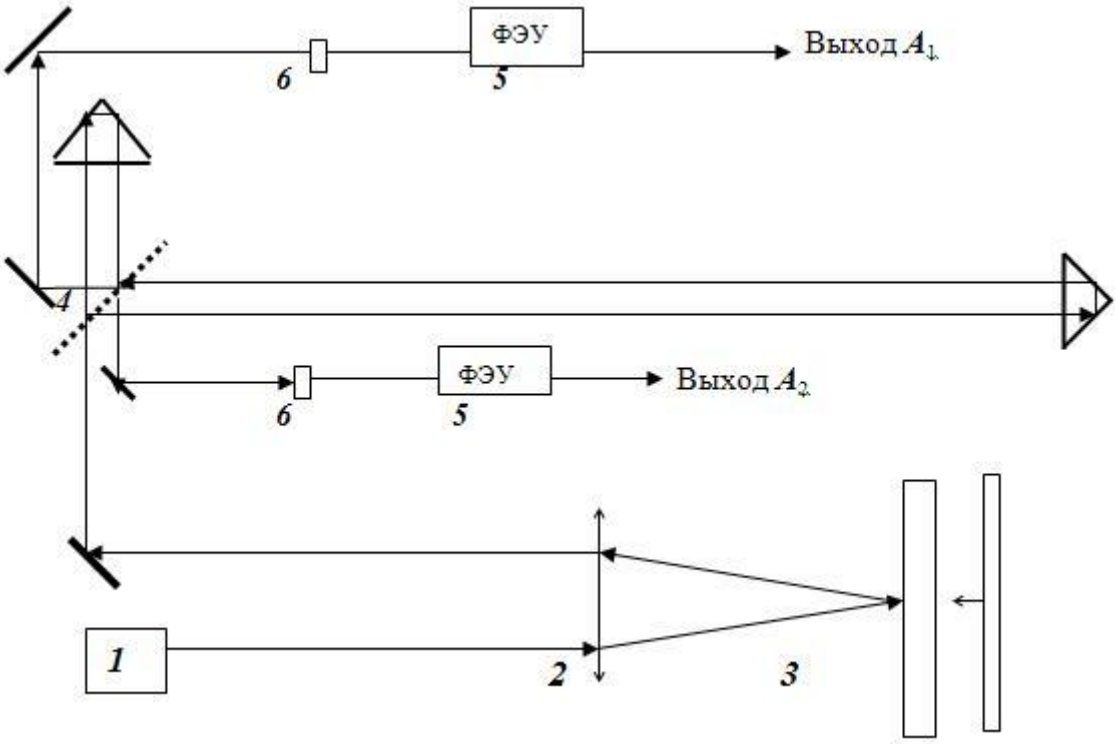


Рисунок 2.3 – Схема двухканального дифференциального интерферометра

Двухканальный вариант интерферометра был использован в процессе выполнения настоящей работы. Его принципиальная схема показана на рис. 2.7. Двухчастотный лазер (1) генерирует два соосных луча, поляризация которых сдвинута на 90^0 относительно друг друга. После фокусировки линзой (2) лучи попадают на свободную поверхность мишени (3), скорость которой мы хотим измерить. Отраженные от мишени лучи попадают на полупрозрачное зеркало (4) и далее проходят через два плеча задержки разной длины. Разность хода лучей через оба плеча задержки составляет общую длину плеча задержки интерферометра, которая и определяет постоянную интерферометра, т.е. скорость свободной поверхности, приходящуюся на биение интерференционного сигнала. Сдвинутые по фазе на 90^0 выходные сигналы снимаются с разных плечей интерферометра $\boldsymbol{A}_1$ и

A_2, и далее направляются на фотоэлектронные умножители (5). Каждый из этих сигналов содержит обе поляризации лазерного излучения, поэтому для разделения выходных сигналов по поляризации перед фотоумножителями (5) стоят поляроиды (6), пропускающие только одну поляризацию лазерного излучения, вертикальную или горизонтальную. В результате, на выходе фотоумножителей имеем два сигнала биений, сдвинутых на 90^0 по фазе.

Для того, чтобы показать возможности двухканального интерферометра, кратко опишем метод расшифровки интерференционных сигналов. Аналитически эти сигналы с выхода интерферометра могут быть записаны в следующем виде:

$$A_1(t) = A_{01}\,[1 + K(t)\cos(2\pi\,\frac{u(t)}{U_{\text{int}}} + \varphi)] \qquad (2.2.1)$$

$$A_2(t) = A_{02}\,[1 + K(t)\sin(2\pi\,\frac{u(t)}{U_{\text{int}}} + \varphi + \Delta\varphi)] \qquad (2.2.2)$$

Здесь $A_1(t)$ и $A_2(t)$ - текущие значения интерференционных сигналов на первом и втором каналах интерферометра, A_{01} и A_{02} - амплитуды этих сигналов, K(t) - контрастность интерференционных сигналов, φ - начальная фаза, Δφ - фазовый сдвиг между сигналами в различных каналах, u(t) - текущее значение средней скорости на свободной поверхности мишени и U_{int} - постоянная интерферометра. Введем следующие обозначения:

$$a_1(t) = [A_1(t) / A_{01}] - 1;$$

$$a_2(t) = [A_2(t) / A_{02}] - 1; \qquad (2.2.3)$$

$$a(t) = [(2\pi\, u(t) / U_{\text{int}}) + \varphi]$$

Учитывая, что для двухканального интерферометра $\Delta\varphi = \pi/2$, выражения (2.2.2) могут быть переписаны в следующем виде:

$a_1(t) = K(t) \cos \alpha(t)$,

$a_2(t) = - K(t) \sin \alpha(t)$ (2.2.4)

Это система двух уравнений с двумя неизвестными K(t) и α(t). Решение этой системы имеет вид:

$\alpha(t) = \mathrm{arctg}\, [- a_2(t) / a_1(t)]$

$K(t) = a_1(t) / \cos [arctg(- a_2(t) / a_1(t)]$ (2.2.5)

Средняя скорость частиц u(t) и контрастность K(t) могут быть записаны в следующем виде:

$u(t) = \frac{U_{\text{int}}}{2\pi} [\mathrm{arctg}\, (\frac{a_1(t)}{a_2(t)} - \varphi)]$

$K(t) = a_1(t) / \cos [\mathrm{arctg} \left(\frac{a_2(t)}{a_1(t)}\right)]$ (2.2.6)

Так как отношение $a_2(t)/a_1(t) \to \infty$ при $a_1(t) \to 0$, имеет место неопределенность в определении u(t) и K(t). Однако, как следует из выражения (2.2.4), в этом случае:

$a(t) = \frac{\pi}{2} + n\pi$; где: n=0, 1, 2, 3...

Тогда получим:

$K(t) = a_2(t)$, (2.2.7)

$u (t) = (U_{\text{инт}} / 2\pi)\, \alpha(t)$

Тогда, следуя методике расшифровки, используемой в одноканальной интерферометрии, ширина распределения частиц по скоростям может быть найдена из выражения:

$$D = \frac{U_{инт}}{\pi}\sqrt{-2K} \qquad (2.2.8)$$

Поскольку K(t) в этом выражении представляет собой текущее значение контрастности, дисперсия скорости частиц также имеет смысл текущего значения и точность ее определения не зависит от числа биений интерференционного сигнала, как это было в случае одноканального интерферометра. В этом заключается важное преимущество двухканального интерферометра по сравнению с одноканальным.

Ранее было показано, что дисперсия скорости частиц может быть определена на основе данных о контрастности интерференционного сигнала только при выполнении условия:

$$D < \frac{\sqrt{2}}{\pi}\, U_{инт}$$

Когда дисперсия достигает критического значения, сигнал биений исчезает, и интерференционный контраст не может быть измерен. Единственное, что можно утверждать, - это то, что дисперсия больше, чем $2U_{инт}/\pi$. С подобной ситуацией, в частности, сталкиваются, когда распределение частиц по скоростям внезапно уширяется, например, вследствие смены внутреннего кинематического механизма динамического деформирования.

3. Экспериментальные данные.

3.1 Оборудование, использовавшееся для проведения экспериментов и получения экспериментальных данных.

1. Осциллограф Tektronix 3052 (двухканальный) с шириной полосы 500 МГц, частотой выборки, равной 200 пик (10000 точек) и переходной характеристикой, равной 1 нс.

2. Двухчастотный He-Ne лазер, мощностью 5 милливатт.

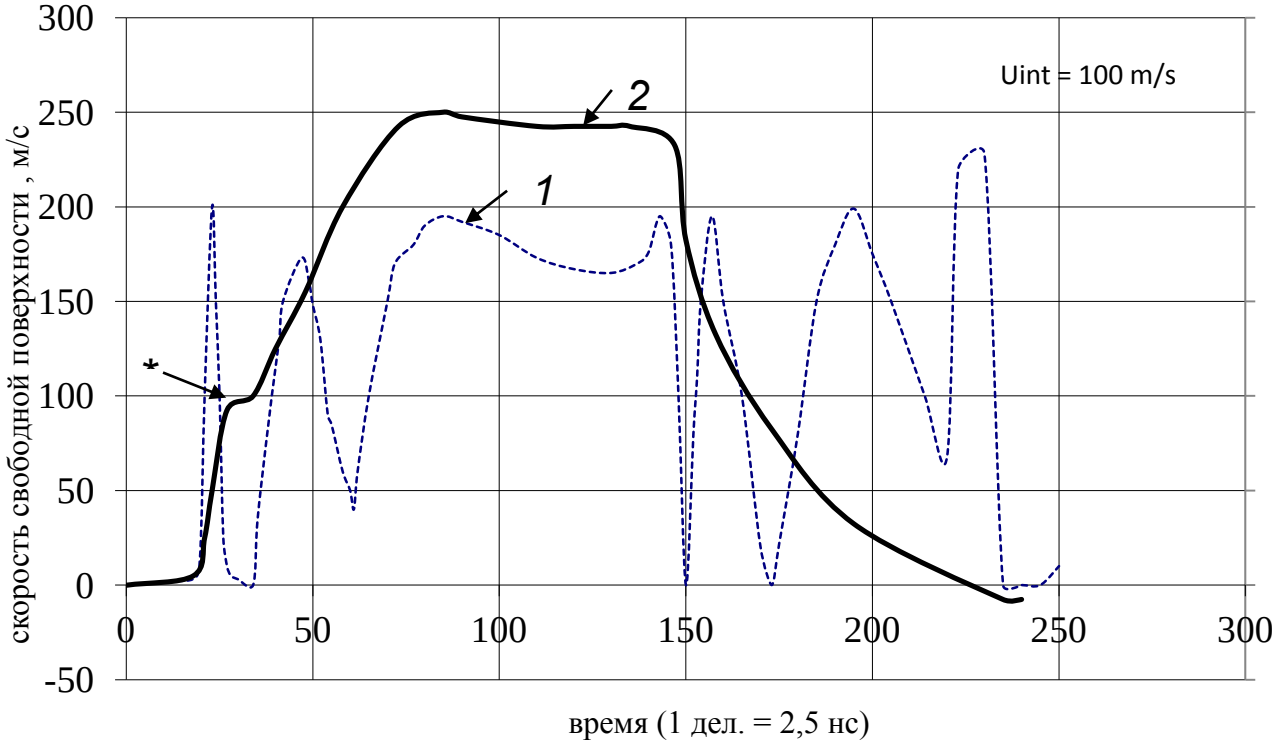
3. Фотоэлектронные умножители ФЭУ 146.

4. Исследования проводились в вакууме с давлением 10^{-2} Торр.

5. Постоянная интерферометра во всех экспериментах равна: $U_{инт}$ =100 м/с.

3.2 Результаты эксперимента.

Всего было проведено 5 испытаний при скорости ударника V=250 м/с. На рисунке 3.1 приведён пример полученной в результате эксперимента интерферограммы и её расшифровки для мишени толщиной 2 мм.



Символ * указывает положение упругого предвестника.

Рисунок 3.1 – Интерферограмма (1), профиль скорости свободной поверхности (2) для 2 мм мишени из сплава Д-16 при скорости ударника 250 м/с.

Таким образом, получив 5 значений для амплитуды упругого предвестника, составим следующую таблицу.

Амплитуда предвестника, ГПА	Толщина мишени, мм
0,9	2
0,65	3
0,39	5
0,18	7
0,12	10

Таблица 1 – Сопоставление амплитуды предвестника с толщиной мишени

Далее, используя значения таблицы и аппроксимацию, построим зависимость амплитуды упругого предвестника от толщины мишени (рисунок 3.2).

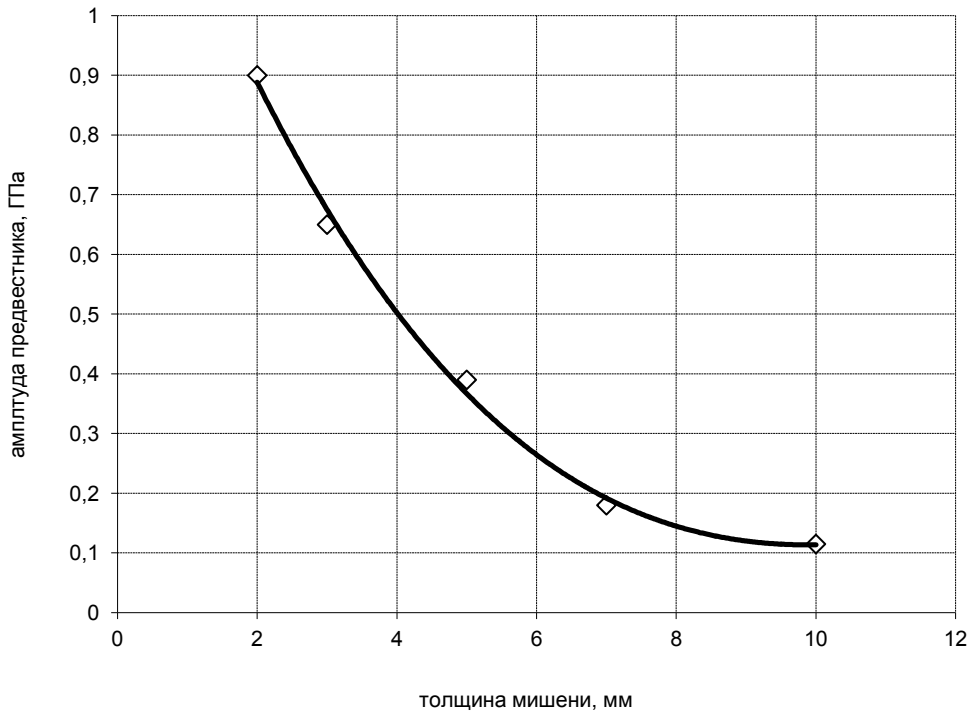


Рисунок 3.2 – Кривая затухания упругого предвестника в зависимости от толщины мишени.

Таким образом, установлен затухающий характер амплитуды по мере увеличения толщины образцов.

Далее построим математическую модель, описывающую такое поведение амплитуды предвестника.

4. Построение математической модели функции, описывающей затухание упругого предвестника.

4.1 Определяющее уравнение Дьюволла-Тейлора.

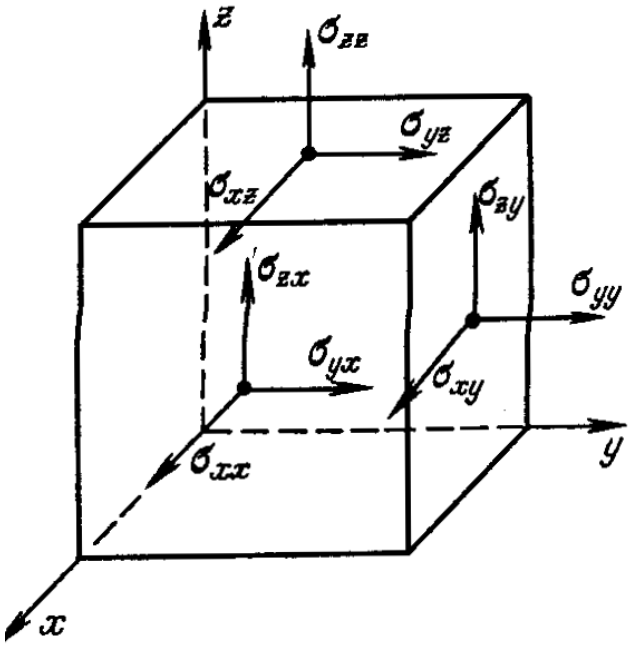


Рисунок 4.1 – Элементарный объем, нормальные и сдвиговые напряжения

Предполагается, что материал упруго изотропен и пластически однороден. Кроме того, используются следующие основные допущения.

1. Напряжения в среде определяются законом Гука:

$$\sigma_{ii} = \lambda(\varepsilon_{11}^{e} + \varepsilon_{22}^{e} + \varepsilon_{33}^{e}) + 2\mu\varepsilon;$$
$$\sigma_{ij} = 2\mu\varepsilon_{ij}^{e} \qquad (4.1.1)$$

2. Суммарная деформация аддитивно складывается из упругой и пластической компонент:

$$\varepsilon_{11}^{e} + \varepsilon_{11}^{p} = \varepsilon_{11} \qquad (4.1.2)$$

3. Материал пластически несжимаем, т.е. пластическая дилатация равна нулю

$$\varepsilon_{11}^{p} + \varepsilon_{22}^{p} + \varepsilon_{33}^{p} = 0 \qquad (4.1.3)$$

Для рассматриваемого одномерного изотропного материала предполагается полная симметрия относительно направления распространения волны, поэтому можно ввести следующие обозначения: $\sigma_n = \sigma_{11}$ - нормальное напряжение, $\varepsilon_n = \varepsilon_{11}$ - полная (упругая плюс пластическая) деформация в направлении распространения волны, σ_t - напряжение в направлении, перпендикулярном распространению волны, ε_t - деформация в направлении, перпендикулярном направлению распространения волны. Тогда, в соответствии с законом Гука, имеем:

$$\begin{aligned}
&\sigma_n = \sigma_{11};\\
&\varepsilon_n = \varepsilon_{11};\\
&\varepsilon_{22} = \varepsilon_{33} = \varepsilon_t;\\
&\sigma_n = \lambda\varepsilon_n^e + 2\mu\varepsilon_n^e + 2\lambda\varepsilon_t^e\\
&\sigma_n - (\lambda + 2\mu)\varepsilon_n^e = 2\lambda\varepsilon_t^e;
\end{aligned} \qquad (4.1.4)$$

Соотношение (4.1.3) можно переписать в виде:

$$\varepsilon_n^p + 2\varepsilon_t^p = 0, \qquad (4.1.5)$$

где индекс «е» относится к упругим компонентам деформации, а индекс «р» - к пластическим. Так как одноосное деформирование предполагает, что единственной ненулевой компонентой тензора деформации является ε_n, то для поперечных компонент деформации имеем:

$$\varepsilon_t^e + \varepsilon_t^p = 0 \qquad (4.1.6)$$

Т.е., суммарная деформация в поперечном направлении равна нулю.

Из соотношения (4.1.5):

$$\varepsilon_n^p = -2\varepsilon_t^p \qquad (4.1.7)$$

С учетом соотношений (4.1.2), (4.1.6) и (4.1.7) выражение (4.1.4):

$$\sigma_n - (\lambda + 2\mu)\varepsilon_n^e + (\lambda + 2\mu)\varepsilon_n^p - (\lambda + 2\mu)\varepsilon_n^p = 2\lambda\varepsilon_t^e;$$

$$\sigma_n - (\lambda + 2\mu)\varepsilon_n = -(\lambda + 2\mu)\varepsilon_n^p + 2\lambda\varepsilon_t^e;$$

$$\sigma_n - (\lambda + 2\mu)\varepsilon_n = -2\mu\varepsilon_n^p - \lambda\varepsilon_n^p + 2\lambda\varepsilon_t^e;$$

$$\sigma_n - (\lambda + 2\mu)\varepsilon_n = -2\mu\varepsilon_n^p + 2\lambda\varepsilon_t^p + 2\lambda\varepsilon_t^e;$$

$$\sigma_n - (\lambda + 2\mu)\varepsilon_n = -2\mu\varepsilon_n^p.$$

Для изотропного случая одномерной деформации нормальная компонента пластической деформации связана со сдвиговой компонентой соотношением:

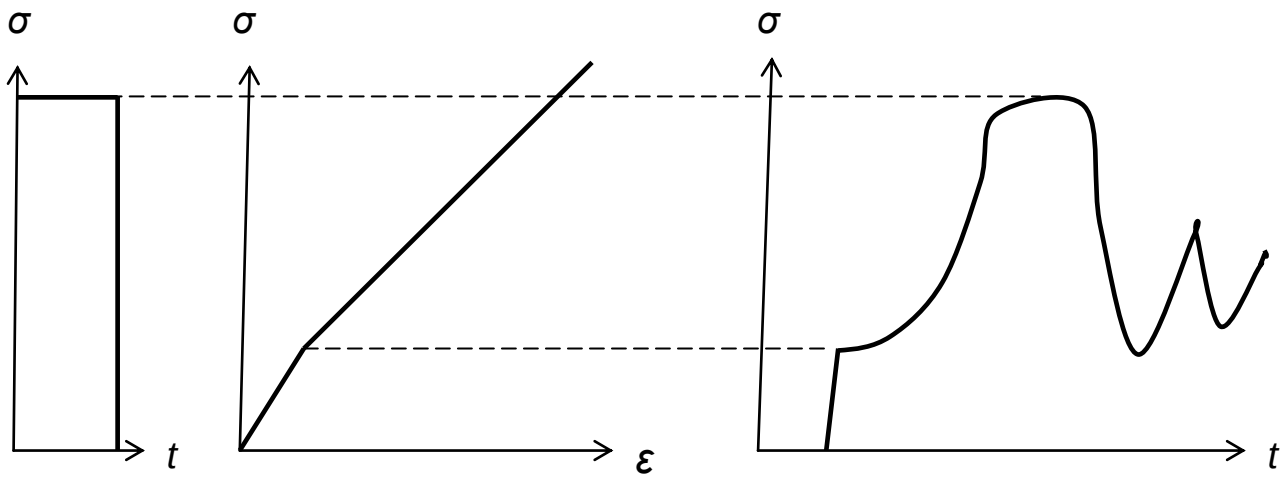
$$\gamma^p = \frac{1}{2}\left(\varepsilon_n^p - \varepsilon_t^p\right) = \frac{3}{4}\varepsilon_n^p;\ \varepsilon_n^p = \frac{4}{3}\gamma^p; \qquad (4.1.8)$$

$$\sigma_n - (\lambda + 2\mu)\varepsilon_n = -\frac{8}{3}\mu\gamma^p \qquad (4.1.9)$$

Уравнение (4.1.9) было независимо получено Дьюволом и Дж. Тейлором.

Таким образом, мы получили определяющее уравнение релаксационного типа для случая одноосного деформирования изотропного материала. Если пластическая деформация отсутствует (упругий случай), правая часть этого уравнения обращается в нуль и мы имеем просто закон Гука для одномерной деформации.

Для умеренных амплитуд ударных нагрузок ударная адиабата состоит из упругого и пластического участков. При этом волновой фронт имеет так называемую двуволновую структуру, включающую упругий предвестник и следующий за ним пластический фронт.



а) б) в)

Рисунок 4.2 – Прохождение импульса нагрузки (а) через тело с динамической диаграммой σ –ε (б). Выходной упруго-пластический импульс (в)

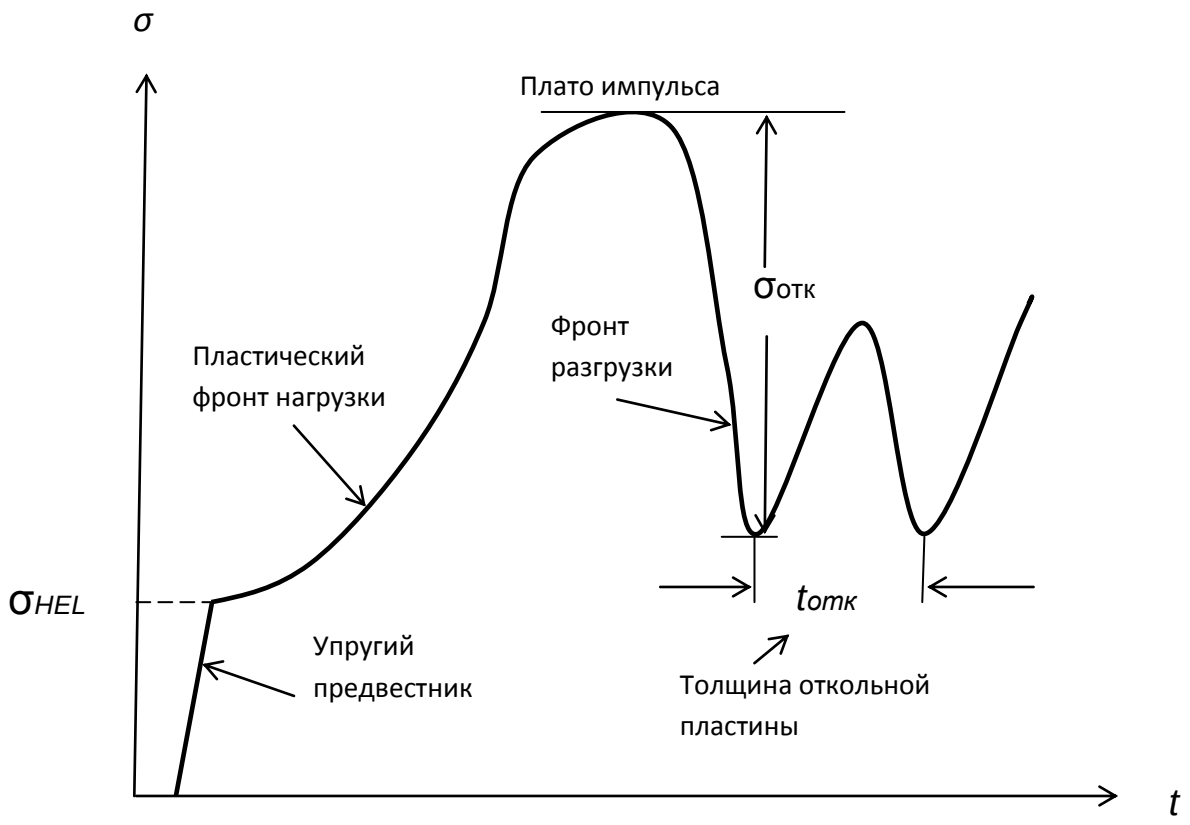


Рисунок 4.3 – Упруго-пластический импульс сжатия с упругим предвестником, пластическим фронтом нагрузки, фронтом разгрузки и отколом

4.2 Нестационарные волновые фронты в материалах с дислокационной кинетикой пластического деформирования.

Описание нестационарных волновых фронтов представляет сложную задачу. Имеется некоторое пороговое значение скорости деформации, начиная с которой резко меняется характер протекания процессов как на микроуровне, так и на макроуровне. Такое поведение упруго-пластических волн связывают с процессами гетерогенного (взрывного) зарождения дислокаций уже на упругом предвестнике волны сжатия. При меньших скоростях деформации, в допороговой области динамического деформирования, работают менее интенсивные источники дислокаций.

При нагружении материала импульсами давления малой длительности, в отличие от ударного нагружения, механизмы, ответственные за затухание импульсов имеют еще более многоплановый характер. Затухание коротких импульсов давления происходит одновременно вследствие независимых механизмов: геометрического затухания, гидродинамического затухания и так называемого «максвелловского» затухания. Геометрическое затухание связано с неодномерностью процессов распространения волн. Для сферических волн оно обратно-пропорционально квадрату расстояния от источника. Для цилиндрических волн геометрическое затухание обратно-пропорционально первой степени расстояния от источника и для плоских волн оно не зависит от расстояния. В случае одноосной деформации, рассматриваемой в настоящей главе, этот тип затухания отсутствует.

Гидродинамический тип затухания сказывается только при малых длительностях импульсного нагружения. Он обусловлен тем, скорость распространения заднего фронта импульса сжатия выше скорости переднего фронта по той причине, что задний фронт распространяется по материалу, предварительно сжатому передним фронтом. В результате задний фронт догоняет передний фронт, срезая таким образом вершину импульса.

Наконец, «максвелловское» затухание обусловлено диссипативными процессами в среде, такими как зарождение и движение дислокаций, двойников, планарных дефектов структуры, приводящими к необратимым потерям энергии.

Задача экспериментального исследования обычно состоит в том, чтобы изучать каждый из вышеназванных механизмов затухания раздельно. В этом смысле импульсное нагружение может существенно упростить задачу, если из трех механизмов исключить каких-либо два, оставив третий. В частности, при кратковременных нагружениях, несмотря на высокие абсолютные значения нагружающих импульсных напряжений, механизмы гетерогенного зарождения дислокаций могут не успеть сработать. В этом случае теоретический анализ процессов затухания возможен на основе модели определяющего уравнения, в котором присутствует только регенеративный механизм размножения дислокаций. Именно с таким положением сталкиваются при воздействии на твердое тело импульсами давления наносекундного диапазона длительностей, инициированных лазерным или электронно-пучковым излучением.

В настоящей главе, с позиций динамики дислокаций рассматриваются процессы затухания импульсов давления в допороговой области скоростей деформации. Сравнение расчетных кривых, построенных на основе предложенной теоретической модели с результатами экспериментальных исследований подтверждает точку зрения, что в наносекундном диапазоне длительностей нагружения динамический отклик материала на импульсное нагружение соответствует допороговой области скоростей деформации.

Для получения аналитического решения задачи, в настоящей главе использован метод малого параметра. В качестве последнего выбрано произведение нормированного коэффициента размножения дислокаций на величину пластической деформации сдвига. Под нормированным коэффициентом размножения дислокаций M понимается его отношение к

начальной плотности дислокаций, т.е., $M = \alpha / N_{m0}$. В случае регенеративного размножения дислокаций это отношение не превышает величины 10^3. При импульсном нагружении материалов, несмотря на высокие значения скорости деформации (10^6 – 10^8 c^{-1}), абсолютные значения деформации невелики (10^{-5} – 10^{-3}), так что произведение Mγ мало и может быть взято в качестве параметра разложения слагаемых нелинейного уравнения, описывающего динамическое деформирование.

4.3 Нестационарная задача импульсного деформирования среды с дислокациями в нулевом приближении по параметру разложения Mγ.

Как было показано в предыдущей главе, определяющее уравнение Дьювола-Тейлора имеет следующий вид:

$$\sigma_n - (\lambda + 2\mu)\varepsilon_n = -\frac{8}{3}\mu\gamma\,, \qquad (4.3.1)$$

или, после дифференцирования по времени:

$$\sigma_t - (\lambda + 2\mu)\varepsilon_t = -\frac{8}{3}\mu\gamma_t\,, \qquad (4.3.2)$$

где скорость пластической деформации сдвига определяется уравнением Орована:

$$\gamma_t = bN_m v_d, \qquad (4.3.3)$$

Определяющее уравнение базируется на линейной зависимости скорости дислокаций от сдвигового напряжения:

$$v_d = \frac{b(\tau - \tau_0)}{B} \qquad (4.3.4)$$

и на регенеративном законе размножения дислокаций:

$$N_m = (N_{m0} + \alpha\gamma)\exp\left(-\frac{H\gamma}{\tau}\right), \qquad (4.3.5)$$

Подставив (4.3.3) в (4.3.2), с учётом (4.3.4) и (4.3.5) и объединив с уравнениями баланса импульса и массы, получаем систему, которая имеет следующий вид:

a) $\rho u_t + \sigma_x = 0$;

b) $\varepsilon_t + u_x = 0$; (4.3.6)

c) $\sigma_t - \rho c_l^2 \varepsilon_t = -\frac{8}{3}\mu \frac{b^2}{B} N_{m0}\left(1 + \frac{\alpha}{N_{m0}}\gamma\right)(\tau - \tau_0)$.

Здесь u – массовая скорость частиц среды, γ – сдвиговая деформация, τ – сдвиговое напряжение, ε – полная (упругая плюс пластическая) деформация в направлении распространения волны, τ_0 - обратное напряжение, имеющее смысл напряжения старта дислокаций, μ – модуль сдвига, B – коэффициент демпфирования дислокаций, b – вектор Бюргерса, α – коэффициент размножения дислокаций и N_{m0} – начальная плотность подвижных дислокаций. Определяющее уравнение (4.3.6 c) может быть записано только в терминах сдвиговой и полной деформаций:

$$\gamma_t = \gamma_*\left((1 + M\gamma)\left[(\varepsilon - 2\gamma) - \tau_*\right]\right), \qquad (4.3.7)$$

где

$$\gamma_* = \frac{b^2 N_{m0}}{B}\mu \text{ и } \tau_* = \frac{\tau_0}{\mu} \qquad (4.3.8)$$

С помощью уравнения

$$\varepsilon_{xx} - \frac{1}{c_l^2}\varepsilon_{tt} - \frac{8}{3}\frac{\mu}{(\lambda + 2\mu)}\gamma_{xx} = 0, \qquad (*)$$

полученного из двух уравнений (4.3.6 a) и (4.3.6 b), систему уравнений (4.3.6) можно свести к одному дифференциальному уравнению третьего порядка в частных производных относительно сдвиговой деформации. С этой целью выразим в явном виде полную деформацию из определяющего уравнения (4.3.7):

$$\varepsilon = 2\gamma + \frac{\gamma_t}{\gamma_*(1+M\gamma)} + \tau^* \qquad (4.3.9)$$

Подставляя в (*), получим:

$$2\gamma_* \frac{c_0^2}{c_l^2}(1+M\gamma)^3\gamma_{xx} + ((1+M\gamma)\gamma_{txx} - 2M(1+M\gamma)\gamma_x\gamma_{tx} - M(1+M\gamma)\gamma_t\gamma_{xx} +$$
$$+2M^2\gamma_t\gamma_x^2 - 2\gamma_*\frac{(1+M\gamma)^3}{c_l^2}\gamma_{tt} - \frac{1}{c_l^2}(1+M\gamma)^2\gamma_{ttt} + \frac{3}{c_l^2}M(1+M\gamma)\gamma_t\gamma_{tt} - \frac{2}{c_l^2}M^2\gamma_t^3 = 0, \qquad (4.3.10)$$

где $c_0 = \sqrt{1-\frac{4}{3}\frac{\mu}{\rho c_l^2}}$ - объемная скорость звука.

Уравнение (4.3.10) можно рассматривать как разложение по степеням малого параметра Mγ. В настоящем параграфе будет рассмотрено только нулевое приближение задачи, которое получается из (4.3.10), если отбросить все члены, содержащие произведение Mγ. Тогда получим следующее уравнение:

$$2\gamma_*\frac{c_0^2}{c_\partial^2}\gamma_{xx} + \gamma_{txx} - \frac{2}{c_\partial^2}\gamma_*\gamma_{tt} - \frac{1}{c_l^2}\gamma_{ttt} = 0 \qquad (4.3.11)$$

Заметим, что в другой предельной ситуации, когда произведение Mγ велико, в уравнении (4.3.10) могут быть оставлены только члены при высших степенях этого параметра. В этом случае получим волновое уравнение

$$\gamma_{xx} - \frac{1}{c_0^2}\gamma_{tt} = 0, \qquad (4.3.12)$$

которое описывает распространение дилатационной волны деформации.

Рассмотрим задачу импульсного нагружения материала с граничными и начальными условиями следующего вида:

1) u(x,0)=0 и u_t(x,0)=0; (4.3.13)

2) u_t(o,t)=V(t) при t>0;

3) u_t(0,t)=0 при t<0 (4.3.14)

Здесь V(t) – закон изменения скорости на границе x=0. Этот закон определяется формой нагружающего импульса. В частном случае нагружения ступенькой, V(t)=const. Уравнение (4.3.11) можно решить с помощью преобразования Лапласа. С учетом нулевых граничных условий, в операторном виде уравнение (4.3.11) запишется в виде:

$$\Gamma_{xx} - \Gamma p\left[\left(p + 2\gamma_*\right) + c_l^2\left(p^2 + 2\gamma_* \frac{c_0^2}{c_l^2}\right)\right] = 0, \qquad (4.3.15)$$

откуда, с учетом ограниченности решения при $x \to \infty$, получим:

$$\Gamma(x, p) = \Gamma_0 \exp\left[-\frac{x}{c_l}\sqrt{\left(2\gamma_* + p\right)\left[p + 2\gamma_* \frac{c_0^2}{c_l^2}\right]}\right]. \qquad (4.3.16)$$

Определим предэспоненциальный множитель Γ_0 , воспользовавшись граничными условиями. С этой целью эти граничные условия необходимо преобразовать в терминах сдвиговой деформации, для чего можно воспользоваться кинематическим соотношением Зейца-Рида. Дифференцируя его по координате, получим:

$$\gamma_{tx}^{(0)} = bN_{m0}V_x^{(0)}, \qquad (4.3.17)$$

где $\gamma^{(0)}, N_{m0}$ и $V^{(0)}$ - сдвиговая деформация, плотность подвижных дислокаций и скорость дислокаций в начальный момент времени при x=0. Начальная скорость дислокаций может быть выражена через сдвиговое напряжение. Заменим сдвиговое напряжение на нормальное напряжение с помощью соотношения:

$$\tau = \frac{1-2\nu}{2(1-\nu)}\sigma\,, \qquad (4.3.18)$$

справедливого в случае одноосной деформации (ν – коэффициент Пуассона). С учетом (4.3.8).и (4.3.18) уравнение (4.3.17) приобретает вид:

$$\gamma_{tx}^{(0)} = \gamma_* \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{g}{\mu}\sigma - \tau_*\right), \qquad (4.3.19)$$

где

$$g = \frac{1-2\nu}{2(1-\nu)} \qquad (4.3.20)$$

С учетом (4.3.6 *а*) получим:

$$\gamma_{tx}^{(0)} = \rho\frac{g}{\mu}u_{tt} \qquad (4.3.21)$$

Интегрирование по времени дает:

$$\gamma_{x}^{(0)} = \rho\frac{g}{\mu}\gamma_* u_t^{(0)} + c' \qquad (4.3.22)$$

В предположении, что в начальный момент времени отклик материала на импульсное нагружение чисто упругий, из соотношения Гюгонио-Ранкина $\sigma^{(0)} = \rho c_l u^{(0)}$ может быть определена постоянная интегрирования как $c' = \gamma_* \frac{\tau_0}{c_l}$. Представим граничное условие (4.3.6 с) в виде:

$$u_t = V(t)\cdot H(t) \text{ при x=0,} \qquad (4.3.23)$$

где *H(t)* - функция Хевисайда. Тогда в операторном виде (4.3.22) запишется как:

$$\Gamma_x = \gamma_* \frac{g}{\mu}\frac{U(p)}{p} + \gamma_* \frac{\tau_*}{pc_l} \qquad (4.3.24)$$

Дифференцируя (4.3.16) по координате при x=0 и используя (4.3.24), получим:

$$\Gamma^{(0)} = \frac{\gamma_*\left(\frac{g}{\mu}\rho c_l U(p) - \tau_*\right)}{p\sqrt{\left(p + 2\gamma_* \frac{c_0^2}{c_l^2}\right)^2 - (2\gamma_* s)^2}}, \qquad (4.3.25)$$

где $s = \frac{2}{3}\frac{\mu}{\rho c_l^2}$.

Тогда в операторном виде решение уравнения нулевого приближения запишется как:

$$\Gamma(x,p) = \frac{\gamma_*\left(\frac{g}{\mu}\rho c_l U(p) - \tau_*\right)e^{\frac{x}{c_l}2\gamma_*\frac{c_0^2}{c_l^2}}}{p\sqrt{\left(p + 2\gamma_* \frac{c_0^2}{c_l^2}\right)^2 - (2\gamma_* s)^2}} \exp\left[-\frac{x}{c_l}\sqrt{\left(p - 2\gamma_* \frac{c_0^2}{c_l^2}\right) - (2\gamma_* s)^2}\right] \qquad (4.3.26)$$

Обратное преобразование даёт:

$$\frac{\partial\gamma}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t}\int_0^t \gamma_*\left(\frac{g}{\mu}\rho c_l V(t-t') - \tau_*\right)e^{\frac{x}{c_l}\gamma_*\frac{c_0^2}{c_l^2}} \exp\left[-2\gamma_*(1-s)t'\right]\times$$
$$\times I_0\left[2\gamma_* s\sqrt{(t')^2 - \left(\frac{x}{c_l}\right)^2}\right]\cdot H(t' - \frac{x}{c_l})dt' \qquad (4.3.27)$$

Если ударное нагружение осуществляется таким образом, что массовая скорость частиц на границе *x=0* остается постоянной, т.е. $U(t)=V_0$,выражение (4.3.27) упрощается:

$$\frac{\partial\gamma}{\partial t}=\gamma_*\left(\frac{g}{\mu}\rho c_l V_0-\tau_*\right)\exp\left(-2\gamma_*\frac{c_0}{c_l}\frac{x}{c_l}\right)I_0\left[2\gamma_* s\sqrt{t^2-\left(\frac{x^2}{c_l^2}\right)}\right]\times$$
$$\times\exp\left(2\gamma_*\frac{c_0^2}{c_l^2}\frac{x}{c_l}\right)H(t-\frac{x}{c_l}) \qquad (4.3.28)$$

Чтобы найти сдвиговую деформацию на упругом предвестнике, надо проинтегрировать (4.3.28) при $t=\frac{x}{c_l}$. Тогда получим:

$$\gamma^{hel}=\frac{g}{\mu s}\left(\rho c_l V_0-\frac{\tau_0}{g}\right)\exp\left(-2\gamma_*\frac{c_0}{c_l}\frac{x}{c_l}\right) \qquad (4.3.29)$$

Нормальное напряжение на упругом предвестнике может быть найдено с помощью соотношения:

$$\tau=\mu(\varepsilon-2\gamma) \qquad (4.3.30)$$

Используя (4.3.9) и (4.3.18), получим:

$$\sigma^{hel}=\frac{\partial\gamma}{\partial t}\frac{1}{\gamma_*\frac{g}{\mu}(1+M\gamma)}+\frac{\tau_0}{g} \qquad (4.3.31)$$

Подставляя в (4.3.31) значения $\frac{\partial\gamma}{\partial t}$ и γ при $t=x/c_l$, получим зависимость нормального напряжения на упругом предвестнике от координаты в нулевом приближении:

$$\sigma_{hel}=(\rho c_l V_0-\frac{\tau_0}{g})\exp(-2\gamma_* s\frac{x}{c_l})+\frac{\tau_0}{g} \qquad (4.3.32)$$

В том случае, если ударное нагружении материала осуществляется по некоторому закону *V(t)*, определяемому формой нагружающего импульса давления, необходимо проводить численное интегрирование выражения (4.3.27), что не представляет большой трудности ввиду простоты алгоритма.

Если взять некоторое фиксированное значение координаты $x=x_0$, например равное толщине плоской мишени при ударных испытаниях материалов, то x/c_l - это время, в течение которого упругий предвестник преодолевает расстояние x_0. Тогда при $t>x/c_l$ выражения (4.3.27)-(4.3.28) описывают процессы за фронтом упругого предвестника, в том числе и на пластическом фронте волны сжатия. В общем же случае, выражения (4.3.27) и (4.3.31) определяют форму пространственно-временного профиля волны в нулевом приближении задачи импульсного нагружения материала с дислокационной динамикой деформирования в допороговой области скоростей деформации.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Проведена серия экспериментов по одноосному ударному нагружению алюминиевого сплава Д16.

2. После обработки экспериментальных данных была построена кривая зависимости амплитуды упругого предвестника от толщины мишени. Установлен её затухающий характер.

3. Получено определяющее уравнение для релаксирующей среды.

4. Выведено математическое соотношение, описывающее затухающий характер амплитуды упругого предвестника, полученной экспериментально.

Приложение. Охрана труда.

Основные нагрузки при выполнении данной работы: интеллектуальные, эмоциональные, зрительные, и, в меньшей степени, слуховые. Вся работа проводилась за персональным компьютером и за письменным столом. Организация работы должна проводиться в этом случае согласно СНиП 2.2.2/2.41340-03.

По природе действий вредные и опасные факторы подразделяются на следующие группы:

1. Физические факторы: температура, влажность и подвижность воздуха, неионизирующие электромагнитные излучения (ультрафиолетовое, видимое, инфракрасное, лазерное, микроволновое, радиочастотное, низкочастотное), статические электрические и магнитные поля, ионизирующие излучения, производственный шум, вибрация (локальная, общая), ультразвук, аэрозоли преимущественно фиброгенного действия (пыли), освещенность (отсутствие естественного освещения, недостаточная освещенность, повешенная ультрафиолетовая радиация);
2. Химические факторы, в том числе некоторые вещества биологической природы (антибиотики, витамины, гормоны, ферменты);
3. Биологические факторы: патогенные микроорганизмы, микроорганизмы продуценты, препараты, содержащие живые клетки и споры микроорганизмов, белковые препараты;
4. Факторы трудового процесса, характеризующие тяжесть физического труда: физическая динамическая нагрузка, масса поднимаемого и перемещаемого груза, стереотипные рабочие движения, статическая нагрузка, рабочая поза, наклоны корпуса, перемещения в пространстве;

5. Факторы трудового процесса, характеризующие напряженность труда: интеллектуальные, сенсорные, эмоциональные нагрузки, монотонность нагрузок, режим работы. 43

В помещении лаборатории или кафедры на сотрудника, работающего с вычислительной техникой, могут негативно действовать следующие факторы:

- Повышенная и пониженная температура воздуха;
- Чрезмерная запыленность и загазованность воздуха;
- Повышенная и пониженная влажность воздуха;
- Недостаточная освещенность рабочего места;
- Превышающий допустимые нормы шум;
- Повышенный уровень ионизирующего излучения;
- Повышенный уровень электромагнитных полей;
- Повышенный уровень статического электричества;
- Опасность поражения электрическим током;
- Блеклость экрана дисплея;
- Длительное пребывание в сидячем положении;
- Гиподинамия;
- Повышенные интеллектуальные и психо-эмоциональные нагрузки;
- Ненормированный рабочий день.

1. Требования к вентиляции, отоплению и кондиционированию воздуха

Микроклимат производственных помещений – это климат внутренней среды этих помещений, который определяется действующими на организм человека сочетаниями температуры, влажности и скорости движения воздуха. Допустимые микроклиматические условия – это такие сочетания параметров микроклимата, которые при длительном и систематическом воздействии на человека могут вызвать напряжение реакции терморегуляции

и которые не выходят за пределы физиологических приспособительных 44 возможностей. При этом не возникает нарушений в состоянии здоровья, не наблюдаются дискомфортные теплоощущения, ухудшающие самочувствие и понижение работоспособности. Оптимальные параметры микроклимата в производственных помещениях обеспечиваются системами кондиционирования воздуха, а допустимые параметры – обычными системами вентиляции и отопления. Помещение кафедры является помещением категории 1а, то есть выполняются работы с интенсивностью энергозатрат 58- 77 Вт/м3. Для создания и автоматического поддержания в лаборатории независимо от наружных условий оптимальных значений температуры, влажности, чистоты и скорости движения воздуха, в холодное время года используется водяное отопление, в теплое время года применяется кондиционирование воздуха. Кондиционер представляет собой вентиляционную установку, которая с помощью приборов автоматического регулирования поддерживает в помещении заданные параметры воздушной среды. Также одежда персонала должна соответствовать температурному режиму в помещении. Отопление, вентиляция и кондиционирование должны осуществляться согласно СНиП 2.04.05-91:

1. В холодные периоды года температура воздуха, скорость его движения и относительная влажность должны соответственно составлять: 22-24°С; 0.1 м/с; 40- 60%; температура воздуха может колебаться в пределах от 21 до 25°С;

2. То же в теплые периоды года: 23-25°С; 0.1-0.2 м/с; 40-60%; температура воздуха может колебаться в пределах от 22 до 26°С.

3. Воздух, поступающий в помещение с ЭВМ, должен быть отчищен от загрязнений, в том числе от пыли и микроорганизмов. Запыленность воздуха не должна превышать требований 12.1.005-91.

2. Требования к уровням шума

Шум – беспорядочное сочетание различных по силе и частоте звуков. Эквивалентный (по энергии) уровень звука (дБА) непостоянного шума – уровень звука постоянного широкополосного шума, который имеет такое же среднеквадратичное звуковое давление, что и данный непостоянный шум в течение определенного интервала времени. Предельно допустимый уровень (ПДУ) шума – это уровень фактора, который при ежедневной (кроме выходных дней) работе, но не более 40 часов в неделю в течение всего рабочего стажа, не должен вызывать заболеваний или отклонений в состоянии здоровья, обнаруживаемых 45 современными методами исследований в процессе работы или в отдаленные сроке жизни настоящего и последующего поколений. Соблюдение ПДУ шума не исключает нарушения здоровья у сверхчувствительных лиц. В нашем случае источником шумовых помех могут стать вентиляционные установки, кондиционеры и др. Длительное воздействие этих шумов отрицательно сказывается на эмоциональном состоянии персонала. Шум ухудшает условия труда оказывая вредное действие на организм человека. Работающие в условиях длительного шумового воздействия испытывают раздражительность, головные боли, головокружение, снижение памяти, повышенную утомляемость, понижение аппетита, боли в ушах и т.д. Такие нарушения в работе ряда органов и систем организма человека могут вызывать негативные изменения в эмоциональном состоянии человека вплоть до стрессовых. Под воздействием шума снижается концентрация внимания, нарушаются физиологическое функции, появляется усталость в связи с повешенными энергетическими затратами и нервно- психологическим напряжением, ухудшается речевая коммутация. Всё это снижает работоспособность человека и его производительность, качество и безопасноть труда. Длительное воздействие интенсивного шума (выше 80 дБА) на слух человека приводит к его частичной или полной потере. Для того, чтобы добиться допустимого уровня шума рекомендуется применять звукопоглощающее покрытие стен. Защиту от шума следует выполнять в соответствии с СНиП 2.2.4/2.1.8.562-96.

3. Требование к естественному и искусственному освещению для помещений вычислительных комнат

Освещенность – плотность светового потока по поверхности, но которую он падает. Правильно спроектированное и выполненное производственное освещение улучшает условия зрительной работы, снижает утомляемость, способствует повышению производительности труда, благотворно влияет на производственную среду, оказывая положительное психологическое воздействие наработающего, повышает безопасность труда и снижает травматизм. Недостаточность освещения приводит к напряжению зрения, ослабляет внимание, приводит к наступлению преждевременной утомленности. Чрезмерно яркое освещение вызывает ослепление, раздражение и резь в глазах. Неправильное направление света на рабочем месте может создавать резкие тени, блики, дезориентировать работающего. Существует три вида освещения: естественное, искусственное и совмещенное (естественное и искусственное вместе). Естественное освещение – освещение помещений дневным светом, проникающим через световые проемы в наружных ограждающих 46 конструкциях помещений. Естественное освещение характеризуется тем, что меняется в широких пределах в зависимости от времени дня, времени года, характера области и ряда других факторов. Искусственное освещение применяется при работе в темное время суток и днем, когда не удается обеспечить нормированные значения коэффициента естественного освещения (пасмурная погода, короткий световой день). Освещение, при котором недостаточное по нормам естественное освещение дополняется искусственным, называется совмещенным освещением. Искусственное освещение подразделяется на рабочее, аварийное, эвакуационное, охранное. Рабочее освещение, в свою очередь, может быть общим или комбинированным. Общее освещение, при котором светильники размещаются в верхней зоне помещение равномерно или применительно к расположению оборудования. Комбинированное –

освещение, при котором к общему добавляется местное освещение. Работа, выполняемая с использованием вычислительной техники, имеют следующие недостатки: вероятность появляения прямой блесткости, ухудшенная контрастность между изображениями и фотом, отражение экрана. Недостаточность освещения приводит к напряжению зрения, ослабляет внимание, приводит к наступлению преждевременной утомленности. Чрезмерно яркое освещение вызывает ослепление, раздражение и резь в глазах. Неправильное направление света на рабочем месте может создавать резкие тени, блики, дезориентировать работающего, Согласно СНиП 23-05-95 освещение в помещениях, где располагается вычислительная техника, должно быть смешанным: естественным и искусственным. При выполнении зрительной работы категории средней точности к.е.о. должен быть не ниже 4%. Искусственное освещение в помещениях следует осуществлять в виде комбинированной системы освещения с использованием люминесцентных источников света в светильниках общего назначения. В качестве источников должны использоваться люминесцентные лампы типа ЛБ и ДРЛ с индексом цветопередачи (R>70). В качестве светильников должны использоваться установки с преимущественно отраженным или рассеянным светораспределением (тип УСП-5-2х40, УСП-35-2х40, ЛВ003-2х40-002). Величина освещенности при искусственном освещении люминесцентными лампами должна быть в горизонтальной плоскости не ниже 300лк – для системы общего освещения и не ниже 750лк – для системы комбинированного освещения, причем с учетом работы категорий высокой зрительной точности может быть увеличена до 1000лк. Для исключения бликов отражения на экранах от светильников общего назначения необходимо применять антибликерные сетки, специальные фильтры для экранов, защитные козырьки и т.п.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. U.S. Lindholm. In: “TechniquesinMetalResearch” // Ed. R.F. Bunshar. Vol. 5, pt.1, Interscience, N.Y. 1971.
2. Donnel L.H. Longitudinal wave transition and impact. // 1930. *Trans. Amer. Mech. Engs,* Vol.52, pp. 153-157.
3. KarmanT.,Duwes P. The propagation of plastic deformation in solids. // 1950. *Journ.ofAppliedPhysics*. Vol. 21, pp. 987-994.
4. Дж. Тэйлор. Испытания материалов при высоких скоростях нагружения. // 1950. *Механика.* № 3, сс. 64-79.
5. Рахматулин Х.А. О распространении волны разгрузки. // 1945. *ПММ*. Том. 9, № 1, сс. 91-100.
6. Шапиро Т.С. Продольные колебания стержней. // 1946. *ПММ*. Том. 10, № 5, сс. 597-616.
7. Ленский В.С. Об упруго-пластическом ударе о жесткую преграду. // 1949. *ПММ.* Том. 13, № 2, сс.165-170.
8. Уайт М., Гриффис. А. Распространение пластических волн при одноосном сжатии. // 1950. *Механика,* № 1, с. 93.
9. Рахматулин Х.А., Шапиро Г.С. Распространение возмущений в нелинейно-упругой и нелинейной средах.//1955.*Известия АН СССР. ОТН*, № 2, сс.68-75.
10. Буравцев А.И. Распространение упруго-пластических волн в стержне с нелинейной зависимостью напряжения от деформации. // 1972, *Вестник ЛГУ*. Вып. 13, сс. 94-96.
11. Кристеску Н. О распространении продольных волн в тонких упруго-пластических стержнях.// 1966. *Механика,* № 3, сс. 119-133.
12. TailorG.I. Theuseofflat-endedprojectilesfordeterminingdynamicyieldstress I. // 1948. *Proc. Roy. Soc.* **A194**, pp. 289-299.

13. WhiffinA.C. Theuseofflat-endedprojectilesfordeterminingdynamicyieldstress II. // 1948. *Proc. Roy. Soc.* **A194**, pp.300-322.
14. LeeE.H., TupperS.J. Analysisofplasticdeformationinasteelcylinderstrikingarigidtarget.1954.*J. Appl. Mech.*Vol.**21**, pp. 63-70.
15. MeshcheryakovYu.I., N/I/ Zhigacheva, A.K. Divakov, Yu.A. Petrov. Comparative analysisof uniaxial strain shock tests and Taylor tests for armor and maraging steels. // 2004. *High Pressure Research*. Vol. **24**, p. 263.
16. Hopkinson B. A method of measuring the pressure produced in the detonation of high explosive or by the impact of bullets. // 1914. *PhilTrans. Roy. Soc. Lond.* **A213,**pp. 437-456.
17. Kolsky H. On the investigation of the mechanical properties of materials at very high rates of loading. // 1949. *Proc. Roy. Soc.***B62**, pp. 676-700**.**
18. Nowacki W.K., Klepaczko J.R. New experimental methods in material dynamics and impact.2001. Ed. INB ZTUREK, P.O Box 674. 0050 Warsaw1, Poland.
19. Степанов Г.В. Поведение конструктционных материалов в упруго-пластических волнах нагрузки. 1978. Киев. «Наукова Думка». 106 с.
20. Канель Г.И., Разоренов С.В., Уткин А.В., Фортов В.Е. Ударно-волновые явления в конденсированных средах. М. «Янус-К» 1996.408 с.
21. Электрические явления в ударных волнах. Под. Ред. В. Ф. Борисенка, А.М. Молодца и Е.З. Новицкого. Саров, РФЯЦ-ВНИИЭФ. 2005, 265с.
22. Канель Г.И., Молодец А.М., Воробьев А.А. // Ометаниипластинвзрывом. 1974. *ФГВ.*Том.10, № 6, сс. 884-891.
23. Кормер С.Б. Исследование оптических свойств ударно-сжатых конденсированных диэлектриков. // 1968. *УФН.*Том. 94, № 4, сс. 945-951.
24. PerryF.C. Electron beam induced stress waves in solids.// 1970. *Applied Physics Letters.*Vol. 17, № 11, pp. 37-42.
25. ЛазаревВ.Б., Баланкин А.С., Изотов А.Д., Кожушко А.А. Структурная устойчивость и динамическая прочность неорганических материалов.// 1993.М. «Наука». 176 с.

26. МещеряковЮ.И.Об эволюционном и катастрофическом режимах энергообмена в динамически нагружаемых средах. // *Доклады РАН*. 2005, № 6, сс. 765-768.
27. МещеряковЮ.И. Кинетическая модель динамики среды. // 2005.*Химическая физика.* Том. 24. № 11, сс.36-47.
28. МещеряковЮ.И., Н.И. Жигачева, А.К. Диваков, И.П. Макаревич, Б.К. Барахтин. Турбулентность и диссипативные структуры в ударно-нагружаемой меди. // 2007. *Химическая физика.* Том. 26. № 12, сс.57-63.
29. Meshcheryakov Yu.I. Divakov A.K, Zhigacheva N.I., Makarevich I.P., Barakhtin B.R. Dynamic structures in shock-loaded copper. // 2008. *Physical Review B*, Vol 78, № 1, pp. 64031-640316.
30. МещеряковЮ.И., Н.И. Жигачева, А.К. Диваков, И.П. Макаревич, Б.К. Барахтин. Переход металлов в структурно-неустойчивое состояние при ударно-волновом нагружении. // 2010. *ПМТФ*. Том. 51, № 5, сс. 132-146.
31. Reisman D.B., Forbes J.W., Tarver C.M., Garcia F. Cauble R.C., Yall C.A., Asay J.R., Struve K., Furnish M.D. Isentropic Compression of LX-04 on the Z Accelerator. // 2001. In: "*Shock Compression of Condensed Matter-2007»*. Eds. M.D. Furnish, N.N. Thadhani, Y-Y Horie. Proceedings of APS Conference, 24-29 June 2001 Atlanta, Georgia, USA.
32. Алдер Б. Физические эксперименты с сильными ударными волнами.// Твердые тела под высоким давлением. 1966. Под ред. В. Пола, Д. Варшауэра. М. Мир. С. 430-471.
33. GrahamR. A. Solids under high-pressure shock compression. Mechanics, Physics, and Chemistry. New York. Springer-Verlag.1993.
34. J.R. Asay, L. M. Barker. Interferometric measurements of shock-induced internal particle velocity and spatial variation of particle velocity. // 1974. *J/ Appl. Phys.* Vol.**45**, pp. 2440-2446.

35.MeshcheryakovYu.I. Divakov A.K. Multiscale kinetic of microstructure and strain-rate dependenceof materials/ // 1994. *DYMAT Journal.*Vol.**1**, № 4, pp 271-277.

36. Мещеряков Ю.И., ДиваковА.К. Распределение частиц по скоростям в ударных волнах и динамическая прочность алюминия. //1985. *ЖТФ.* Том. 30, сс. 348-350.

37.JamiesonI.C. // *Science*. 1963. Vol. 140,pp. 3562-3672.

38.ДерибасА.А. Физикаупрочнениясваркавзрывом. - Новосибирск: Наука, 1972.

39.Кутсар А.Р., Герман В.Н., Носова Г.И.//1976. *ДАН СССР*. Том**213 (1).** С. 81-84.

40.Зильберштейн В.А., Носова Г.И., Эстрин Э.И. // 1973.*Физ. металлов и металловедение.* Том **35**, № 3. С.584.

41.Киселев А.Н., Фальков А.А. Фазовое превращение в титане в ударных волнах // 1982. *Физ. горения и взрыва*. -. –Том1**8**. - С.105-110.

42.RasorenovS.V., KanelG.I., UtkinA.V., FortovV.E., YarunichevA.S., BaumundK., KarowH.U.Response of high-purity titanium to high-pressure impulse loading // 1995. *High Pressure Research.* Vol. **1**. P. 367-376.

43.Rasorenov S.V., Kanel G.I., Utkin A.V.,Bogach A.A, Burkins M, and Gooch W.A.//Shock Compression of Condensed Matter – 1999. Eds. M.D. Furnish, L.C. Chhabildas, and R.S. Nixson. 2000. American Institute of Physics 1-56396-923-8/00. - P. 415- 418.