

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО
СПЕЦИАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ РСФСР

КУЙБЫШЕВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
АВИАЦИОННЫЙ ИНСТИТУТ имени академика С. П. КОРОЛЕВА

А. А. Д у г и н

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ
ВЫСОКОСКОРОСТНОЙ
ОБРАБОТКИ МЕТАЛЛОВ
В АВИАСТРОЕНИИ

Утверждено
редакционно-издательским
советом института
в качестве комплекта лекций

Аудит А. А. *Физические основы высокоскоростной обработки металлов в виброударных процессах*. Конспект лекций. - Куйбышев: УИИ, 1986. - 10 с.

В конспекте лекций рассмотрены природа деформирования металлов в ударных волнах нагрузки и свойства материалов при ударных нагрузках; приведены характеристики основных акустических источников высоких энергий, необходимые для расчета технологических процессов высокоскоростной обработки металлов.

Конспект лекций предназначен для студентов, изучающих курс «Теоретические основы обработки металлов давлением» и для группы ЦНПС. Он может быть также полезен при выполнении УИРС и соответствующего раздела при курсовом и дипломном проектировании.

Лит. 16. Табл. 5. Библиогр. - 19 назв.

Под редакцией В. А. Барвика

Рецензенты: В. Ф. Лычев, Н. М. Гражданкин

ПРЕДИСЛОВИЕ

Применение в обработке металлов импульсных источников высоких энергий: взрыва, высоковольтных электрических разрядов в жидкости, импульсных магнитных полей и др. характеризует новый этап в развитии технологии. В настоящее время известно широкое использование этих источников энергии для операций штамповки, сборки, сварки и упрочнения.

В нашей стране значительное количество авиастроительных предприятий оснащено участками взрывной, электрогидроимпульсной и магнитно-импульсной штамповки. Успешному применению высокоскоростных методов обработки металлов способствует их универсальность, простота технологической оснастки, небольшие трудоемкость и длительность технологической подготовки производства.

При импульсной обработке в результате создания избыточного давления на заготовку после прилегания ее к матрице возможно получение деталей с более высокой точностью размеров и форм. Передача заготовке деформирующего импульса через жидкую, сыпучую или эластичную среду при взрывной или электрогидроимпульсной обработке или посредством импульсного магнитного поля при магнитно-импульсной обработке способствует более равномерному распределению деформации. Высокие скорости деформации вызывают у многих металлов (стали, алюминия и дюралюмица) повышение пределов текучести и прочности при одновременном увеличении пластичности, что позволяет вести их обработку с повышенными степенями деформации.

Более широкому и эффективному развитию перспективных процессов высокоскоростной обработки металлов должны способствовать знания технологами промышленных предприятий основ высокоскоростной обработки металлов.

Автор настоящего конспекта лекций ставил своей целью дать будущим заводским технологам предприятий представление об основных особенностях и закономерностях высокоскоростного деформирования металлов и о наиболее распространенных импульсных источниках энергии.

1. ДЕФОРМИРОВАНИЕ МЕТАЛЛА В ПЛОСКИХ ВОЛНАХ НАГРУЗКИ

1.1. ВОЛНЫ НАПРЯЖЕНИЯ В МЕТАЛЛАХ

Под воздействием интенсивных кратковременных нагрузок в металлах возникают нестационарные волны напряжений, способные деформировать и даже разрушать. Напряжения, возникающие на поверхности металла под действием импульса давления, перемещающегося с очень большой скоростью, могут в зависимости от этой скорости распространяться вглубь металла. Исследования показывают, что с увеличением напряжения до предела упругости связь между напряжением и деформацией остается линейной [1]. В этом случае в твердом теле будут распространяться упругие волны. В безграничной изотропной среде могут распространяться два вида упругих волн:

продольные со скоростью

$$c_l = \{3K(1-\nu) / [\rho(1+\nu)]\}^{1/2} \quad (1.1)$$

и *сдвиговые или поперечные* со скоростью

$$c_t = (G/\rho)^{1/2}, \quad (1.2)$$

где K — объемный модуль упругости; ρ — плотность; ν — коэффициент Пуассона и G — модуль сдвига материала.

Оба эти возмущения распространяются с различными скоростями. Скорости волн сдвига для различных материалов составляют около 1/2 соответствующих скоростей продольных волн. Например, скорости распространения продольных и поперечных волн составляют соответственно: в алюминии 6100 и 3100 м/с; в латуни 4270 и 2040 м/с; в железе 5950 и 3120 м/с [2].

Скорость упругих волн не зависит от амплитуды волны. В упругой волне нет необратимых потерь энергии, если волна распространяется в идеально упругой среде. В реальных условиях имеют место необратимые потери энергии, связанные с наличием в среде внутреннего трения.

Если зависимость между напряжениями и деформациями нелинейна, то в твердом теле могут распространяться пластические волны. Условием распространения пластических волн

является монотонное уменьшение производной $d\sigma/d\varepsilon_d$ диаграммы «напряжение — линейная деформация» ($\sigma-\varepsilon_d$) с увеличением деформации ε_d . Оно выполняется для большинства материалов. Скорость возмущения в пластической волне определяется выражением

$$c_{пл} = (\rho^{-1} d\sigma/d\varepsilon_d)^{1/2}. \quad (1.3)$$

Интенсивные возмущения распространяются с меньшей скоростью. В результате пластическая волна растягивается. В пластической волне имеют место необратимые потери энергии, затрачиваемые на пластические деформации материала.

При очень больших напряжениях металл ведет себя как жидкость. В этих условиях уравнения теории упругости для описания распространения волн неприменимы и их необходимо заменить гидродинамическими соотношениями. Очевидно, что в этих условиях волны сдвига не возникают. Скорость распространения продольной гидродинамической ударной волны определяется равенством

$$c_{уд} = (K/\rho)^{1/2}. \quad (1.4)$$

Рассмотрим мгновенное положение распространяющейся плоской продольной волны сжатия, перемещающейся по телу со скоростью c , в которой скорость частиц убывает за фронтом волны на расстоянии λ по линейному закону от u_{max} до нуля (рис. 1.1, а). Такое возмущение с резким возрастанием на фронте и последующим убыванием по линейному закону удовлетворительно описывает истинное распределение скорости в ударной

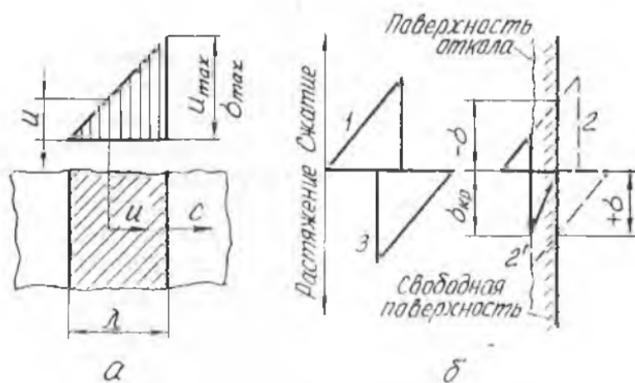


Рис. 1.1. Распространение и отражение ударных волн в металле: а — распределение скоростей частиц и напряжений в зубовидной волне сжатия; б — отражение зубовидной ударной волны от перпендикулярной к ней свободной поверхности тела

томпе, возникающей в металле в результате детонации взрывчатого вещества (ВВ). Напряжения σ в металле, возникающие в направлении распространения продольной волны, зависят от скоростей частиц и определяются соотношением

$$\sigma = \rho c_1 u. \quad (1.5)$$

Поэтому распределение напряжений по длине ударной волны аналогично распределению скоростей частиц u . Из формулы (1.5), в частности, следует, что одна и та же скорость частиц u вызовет различные напряжения в разных металлах. Так, при $u = 1$ м/с образуются напряжения, равные в алюминии 9,5, а в стали 24 МПа. В поперечной волне скорость частиц перпендикулярна направлению ее распространения, а в продольной параллельна направлению распространения. При этом следует различать скорость частиц, т. е. скорость движения материала и скорость распространения волны. В случае волны сжатия скорость частицы направлена в сторону распространения волны, а в случае волны растяжения — в противоположную сторону.

На рис. 1.1,б условно показано отражение плоской волны при нормальном падении на плоскую свободную поверхность. Граничным условием на свободной поверхности является равенство нулю нормальных напряжений. В соответствии с этим отражение волны сжатия можно представить как встречу двух волн сжатия и растяжения, при которой суммарное напряжение на свободной поверхности равно нулю. Прямая волна сжатия 1, переместившись слева направо в положение 2, суммируется с отраженной волной 2' и затем продолжает двигаться справа налево, как волна растяжения 3. Аналогично волна растяжения после отражения от свободной поверхности становится волной сжатия.

Важная особенность взаимодействия волны сжатия со свободной поверхностью состоит в том, что растягивающее напряжение при продвижении внутрь тела возрастает от нуля на поверхности до максимального напряжения σ_{\max} на расстоянии, равном половине длины волны $—0,5\lambda$.

Если напряжение на фронте волны растяжения превысит разрушающее напряжение металла $\sigma_{\text{кр}}$, то произойдет откол металла по фронту отраженной волны. В условиях динамического нагружения критическое напряжение значительно выше предела прочности σ_b при статическом нагружении.

При наклонном падении плоской продольной волны на плоскую свободную поверхность возникают продольная и поперечная отраженные волны (рис. 1.2). Угол, под которым отраженная продольная волна отходит от границы, равен углу между падающей волной и границей, а волна сдвига отходит под углом,

удовлетворяющим равенству

$$\sin \beta_n = (c_t/c_l) \sin \alpha_n, \quad (1.6)$$

где β_n — угол между нормалью к фронту волны сдвига и нормалью к свободной поверхности; α_n — угол между нормалью к фронту падающей продольной волны и нормалью к свободной поверхности.

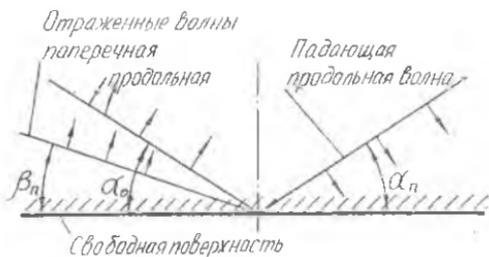


Рис. 1.2. Отражение плоской продольной волны от плоской свободной поверхности при наклонном падении

До сих пор предполагалось, что упругое возмущение имеет плоский фронт. Это практически реализуется на больших расстояниях от концентратора импульсной нагрузки. Вблизи ее источника фронт волны, как правило,

плоским не бывает. В одних случаях он расходится, а в других сходится, часто имея форму, близкую к сферической или цилиндрической. Если источник мал, то фронт волны распространяется в виде сферы с возрастающим радиусом и сильно расходится у источника. Аналогично линейный источник типа длинного канала подводного электрического разряда создает расходящуюся цилиндрическую волну.

Поскольку область, в которой распределяется количество движения начального возмущения, становится больше, максимальное напряжение в возмущении с разрывным фронтом убывает по мере удаления от источника. В цилиндрической волне максимальное напряжение (давление) убывает по закону

$$p = (r_0/r)^{1/2} p_0, \quad (1.7)$$

где p_0 — давление на фронте волны на расстоянии r_0 от источника возмущения; p — давление на фронте волны на расстоянии r от источника.

Таким образом, максимальное давление убывает обратно пропорционально квадратному корню из расстояния r . В расходящейся сферической волне оно убывает обратно пропорционально r , т. е. для максимального давления p имеем

$$p = (r_0/r) p_0. \quad (1.8)$$

Большой практический интерес представляют схемы напряжения со сходящимся фронтом волны. В этих схемах реализованы максимально достигнутые на сегодняшний день давления.

Рассматриваемые ударные волны, образовавшиеся в результате инициирования ВВ или каким-либо другим путем, имеют следующие особенности [3].

1. Скорость распространения ударных волн всегда больше скорости звука в невозмущенной среде.

2. На фронте ударной волны параметры состояния и движения среды изменяются скачком.

3. Ударные волны сопровождаются перемещением частиц вещества в направлении распространения фронта со скоростью меньшей, чем скорость распространения ударных волн.

4. Скорость ударной волны не зависит от ее интенсивности.

5. При образовании ударных волн энтропия среды возрастает.

6. Ударная волна распространяется в виде одиночного скачка уплотнения. Набегающие после первого скачка повторные волны имеют существенно меньшую амплитуду, и поэтому их действием можно пренебречь.

1.2. ПАРАМЕТРЫ УДАРНЫХ ВОЛН НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА ДВУХ СРЕД

При падении продольной волны напряжения на границу раздела двух сред различных материалов волна частично проходит во второй материал, частично отражается. Разделение количества движения на три составляющие, вызывающие напряжения $\sigma_{\text{п}}$ — в падающей, $\sigma_{\text{от}}$ — в отраженной и $\sigma_{\text{пр}}$ — в проходящей волнах, определяется физическими свойствами материалов (рис. 1.3). Граничными условиями предопределяется непрерывность напряжений и скоростей частиц. Напряжения в отраженной и проходящей волнах определяются через напряжение в падающей волне следующими соотношениями [2]:

$$\sigma_{\text{от}}/\sigma_{\text{п}} = (\rho_2 c_{12} - \rho_1 c_{11}) / (\rho_1 c_{11} + \rho_2 c_{12}), \quad (1.9)$$

$$\sigma_{\text{пр}}/\sigma_{\text{п}} = 2 \rho_2 c_{12} / (\rho_1 c_{11} + \rho_2 c_{12}), \quad (1.10)$$

где ρc — акустическое сопротивление.

Если акустическое сопротивление среды, в которой волна возникает, больше, чем акустическое сопротивление среды, в которую волна переходит ($\rho_1 c_{11} > \rho_2 c_{12}$), то амплитуда напряжений в проходящей волне меньше, чем в падающей, и $\sigma_{\text{пр}} < \sigma_{\text{п}}$, а отраженная волна приобретает обратный знак. Если же $\rho_1 c_{11} < \rho_2 c_{12}$, то амплитуда напряжений в проходящей волне больше, чем в падающей и $1 < \sigma_{\text{пр}}/\sigma_{\text{п}} < 2$, а отраженная волна сохраняет знак падающей. При $\rho_1 c_{11} = \rho_2 c_{12}$ получаем $\sigma_{\text{от}}/\sigma_{\text{п}} = 0$, $\sigma_{\text{пр}}/\sigma_{\text{п}} = 1$, откуда следует, что отраженная волна не образуется, и волна проходит через границу целиком без от-

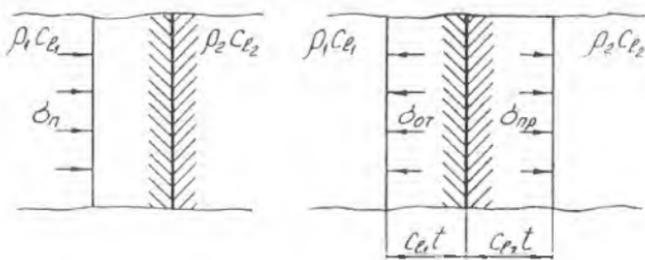


Рис. 1.3. Отражение плоской продольной волны от границы раздела двух материалов

ражения и изменения амплитуды. Случай $\rho_2 c_{12} = 0$ соответствует свободной границе, когда $\sigma_{от} = -\sigma_n$, т. е. волна сжатия при отражении становится волной растяжения. Напряжение в проходящей волне всегда имеет тот же самый знак, что и в падающей. Если второй материал абсолютно тверд, т. е. $\rho_2 c_{12} = \infty$, то напряжение, воспринимаемое границей раздела, равно удвоенному напряжению в падающей волне. Численные значения соотношений напряжений $\sigma_{от}/\sigma_n$ и $\sigma_{пр}/\sigma_n$ с указанием знаков напряжения для некоторых пар материалов приведены в табл. 1.1.

Таблица 1.1

Разделение напряжений при нормальном падении плоской волны сжатия на границу раздела двух металлов [2]

Из среды 1	В среду 2	$\sigma_{от}/\sigma_n$	$\sigma_{пр}/\sigma_n$
Сталь	Алюминий	-0,46	+0,54
	Латунь	-0,12	+0,88
	Свинец	-0,31	+0,69
	Магний	-0,61	+0,39
Алюминий	Латунь	+0,36	+0,36
	Свинец	+0,17	+0,17
	Магний	-0,21	+0,79
	Сталь	+0,46	+1,46
Латунь	Алюминий	-0,36	+0,64
	Свинец	-0,19	+0,81
	Магний	-0,53	+0,47
	Сталь	+0,12	+1,12
Свинец	Алюминий	-0,17	+0,83
	Латунь	+0,19	+1,19
	Магний	-0,37	+0,63
	Сталь	+0,31	+1,31
Магний	Алюминий	+0,21	+1,21
	Латунь	+0,53	+1,53
	Свинец	+0,37	+1,37
	Сталь	+0,61	+1,61

Рассмотренные соотношения акустических сопротивлений важны для анализа технологических процессов высокоскоростной обработки металлов давлением. Например, возникшая при сварке взрывом ударная волна проходит границу раздела между облицовкой (метаемой заготовкой) и основанием (неподвижной заготовкой), а также между основанием и опорой. Чтобы избежать разрушения образующегося соединения вследствие прохождения через границу раздела отраженных волн растяжения или откола металла у поверхности основания, необходимо организовать технологический процесс сварки с учетом механизма движения волн напряжений на свободной поверхности и на границе раздела двух сред.

При встрече волн напряжений одинакового или разного знака происходит их сложение, поэтому особенно опасна суперпозиция двух волн растяжения, часто приводящая к появлению трещин и отколу поверхностных слоев металла.

1.3. СОУДАРЕНИЕ ДВУХ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

Соударение твердых тел имеет место в операциях калибровки, упрочнения и сварки. Необходимо различать нормальные и косые соударения: при нормальном соударении давление однозначно определяется скоростью соударения и сжимаемостью соударяющихся материалов; при косом соударении оно определяется изменением угла соударения γ и скоростью контакта v_k . При одной и той же скорости соударения v давление в точке контакта можно изменять в широких пределах.

В случае нормального соударения задача о начальном состоянии на границе двух соударяющихся тел может быть решена методами теории ударных волн. Применение теории ударных волн для решения задач подобного типа, как показали Ф. А. Баум, К. П. Станюкович и В. И. Шехтер [4], справедливо для соударяющихся тел, находящихся в твердом состоянии. В случае одномерного соударения металлические пластины контактируют по всей площади. От плоскости контакта распространяется плоский фронт ударных волн, параллельный плоскости соударения.

Пластина, летящая со скоростью v , соударяется в момент времени $t=0$ с неподвижной пластиной по всей поверхности. На рис. 1.4 изображена схема течения в момент времени $t > 0$, когда по соударяемым пластинкам идут ударные волны. В областях I и IV среда не возмущена и характеризуется начальными плотностями ρ_1 и ρ_2 соответственно и нулевым давлением. В области II имеется течение с массовой скоростью u_1 и плотностью ρ_1^1 и давлением p_1 . В области III имеется соответствен-

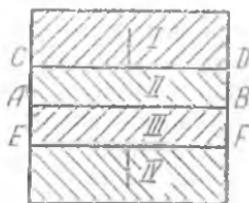


Рис. 14. Схема течения ударных волн в пластинах при их нормальном соударении: AB — граница раздела пластин; CD , EF — ударные волны в верхней и нижней пластинах соответственно

где $A = \rho_0 c_l^2 / n$ и n — постоянные для данного металла. По данным экспериментальных исследований, для ряда металлов $n = 4$.

В случае соударения пластин из одинаковых материалов уравнение (1.13) имеет вид

$$p_k = 0,25 \rho v^2 [1 - (p_k / A + 1)^{-1/n}]. \quad (1.14)$$

По формуле (1.13) были рассчитаны давления p_k в функции скорости v для следующих сочетаний соударяемых материалов: АД1 + АД1; АД1 + АМг3; АД1 + АМг6; АД1 + Д16; АМг3 + АМг3; Д16 + Д16; АМг + АМг6; АМг3 + АД1; АМг6 + АД1; АД1 + М1; М1 + М1; АД1 + 12Х18Н10Т; АМг3 + 12Х18Н10Т. Анализ полученных результатов показал, что зависимости $p_k = f(v)$ алюминиевых сплавов мало различаются и в рассматриваемом диапазоне скоростей v вполне соответствуют графику зависимости для сочетания АД1 + АД1.

Результаты расчета для некоторых сочетаний соударяемых материалов представлены на рис. 1.5.

но u_2 , ρ_2^* и p_2 . В областях II и III металл находится в сжатом состоянии.

Если до начала соударения верхняя пластина перемещается со скоростью v , а нижняя остается неподвижной, то скорость границы раздела v_p можно определить следующим соотношением:

$$v_p = u_2 = v - u_1, \quad (1.11)$$

и, соответственно, давление

$$p_k = p_1 = p_2. \quad (1.12)$$

В работе [3] предлагается формула для расчета давления в области соударения

$$p_k = \rho_2 v^2 \{ [1 - (p_k / A_2 + 1)^{-1/n}]^{1/2} + (\rho_2 / \rho_1)^{1/2} [1 - (p_k / A_1 + 1)^{-1/n}]^{1/2} \}^2, \quad (1.13)$$

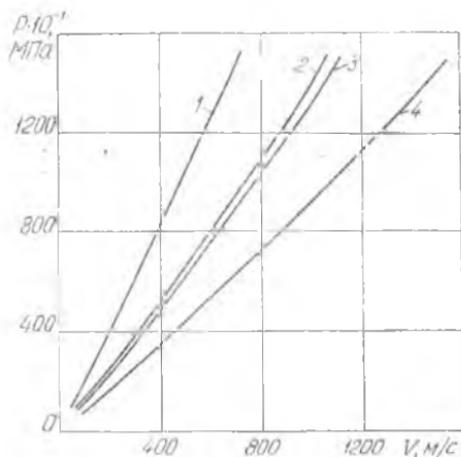


Рис. 1.5. Зависимости между скоростью соударения и давлением при нормальных соударениях: 1 — М1 + М1; 2 — АД1 + 12Х18Н10Т; 3 — АД1 + М1; 4 — АД1 + АД1

1.4. МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МАТЕРИАЛОВ ПРИ ДИНАМИЧЕСКИХ НАГРУЗКАХ

Динамичность нагружения образца при одноосном деформировании обычно характеризуют либо скоростью удара v в м/с (скорость деформирования), либо скоростью деформации

$$\dot{\epsilon} = \frac{d\epsilon}{dt} \text{ 1/с.} \quad (1.15)$$

Рассмотрим особенности скоростного деформирования на примере испытания на растяжение образца длиной l . Скорость деформирования в этом случае равна скорости перемещения зажима испытательной машины, а скорость деформации $\dot{\epsilon}$ можно выразить через скорость деформирования v , если иметь в виду, что приращение деформации в условиях равномерного удлинения $d\epsilon = dl/l$, а скорость деформирования $v = dl/dt$. С учетом сказанного уравнение (1.15) можно переписать в виде

$$\dot{\epsilon} = dl/dt = v/l. \quad (1.16)$$

Из уравнения (1.16) видно, что скорость деформации при постоянной скорости движения зажима машины зависит от длины растягиваемого образца. Чем меньше длина образца, тем больше скорость деформации.

При статическом нагружении образец одновременно деформируется по всей длине, поэтому можно принять условие $d\epsilon = dl/l$, т. е. приращение относительной деформации равно приращению абсолютной деформации dl , отнесенной к длине образца.

При динамическом нагружении образца это условие не соблюдается. Из-за инерционности массы образца деформация по его длине происходит неравномерно. В начальный момент деформация возникает только у того зажима, к которому приложен импульс силы (удар), а затем распространяется на соседние участки, следуя за пластической волной, скорость распространения которой зависит от свойств металла. Распространение деформации вдоль образца при высоких скоростях деформирования носит волновой характер.

При статических испытаниях $\dot{\epsilon} \approx 10^{-1} \dots 10^{-6}$ 1/с. На ударных копрах обычно $\dot{\epsilon} \approx 10 \dots 10^3$ 1/с. Наибольшие скорости деформации достигаются при взрывных и ударных явлениях. Так, при достижении предела текучести в упругой волне, распространяющейся в стальной плите при взрыве, достигаются скорости деформации порядка $5 \cdot 10^4$ 1/с. Наибольшую скорость деформации материал приобретает на фронте ударной волны. Среднюю скорость деформации в этом случае можно получить, разделив

скорость частиц u_0 за фронтом волны (например 10^3 м/с) на толщину ударного фронта l_0 (порядка 10^{-8} м) в материале: $\dot{\epsilon} = u_0/l_0$. Отсюда скорость деформации на фронте ударной волны имеет порядок 10^{11} 1/с [1].

Рассмотрим результаты экспериментальных исследований зависимости характеристик прочности и пластичности стали 45 и алюминиевого сплава Д16 при растяжении от скорости деформации в диапазоне ее изменения ($10^{-4} \dots 3 \cdot 10^4$ с $^{-1}$), приведенные в работе [5]. Выбор этих материалов обусловлен их различной чувствительностью к скорости деформации и существенным различием характеристик прочности и пластичности.

На образцах из стали 45 наблюдается высокий уровень разности напряжений на верхнем и нижнем пределах текучести (рис. 1.6,а). Величина верхнего предела текучести сильно зависит от термообработки: в образцах термообработанных (нагрев до 900°C , выдержка 2 ч, охлаждение с печью) верхний предел текучести (при $\dot{\epsilon}$ выше 10^2 с $^{-1}$) значительно превышает предел прочности, тогда как при испытании образцов, не прошедших термообработку после изготовления, предел прочности и верхний предел текучести близки по величине [5]. Характеристики пластичности стали 45 с ростом скорости деформации в диапазоне $\dot{\epsilon} > 10^2$ с $^{-1}$ монотонно возрастают (рис. 1.6,б).

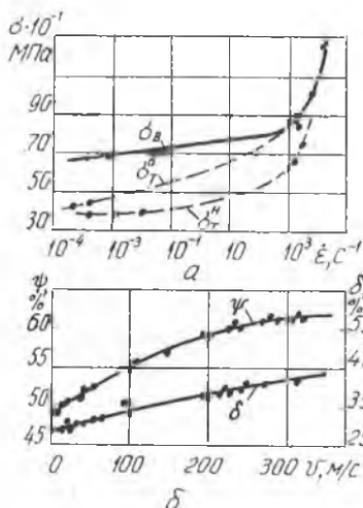


Рис. 1.6. Зависимость характеристик прочности (а) и пластичности (б) стали 45 от скорости деформации (деформирования)

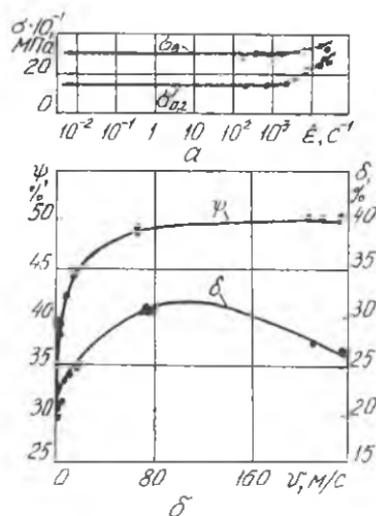


Рис. 1.7. Изменение характеристик прочности (а) и пластичности (б) сплава Д16 от скорости деформации и деформирования

Влияние скорости деформации на характеристики прочности алюминиевых сплавов значительно меньше, чем у малоуглеродистых сталей. Характер изменения прочностных характеристик в общем такой же, как и у сталей: более интенсивное возрастание со скоростью деформации сопротивления в области малых деформаций и более слабая зависимость от скоростей деформации предела прочности; достаточно резкое изменение прочностных характеристик от скорости в области скоростей $\dot{\epsilon} \approx 10^3 \text{ с}^{-1}$ (рис. 1.7,а). Характеристики пластичности (относительное удлинение δ и поперечное сужение Ψ в области шейки образца) с повышением скорости деформации возрастают. При высоких скоростях, выше 20 м/с, (рис. 7.7,б) у сплава Д16 в эксперименте наблюдается некоторое снижение относительного удлинения и отсутствие снижения уровня поперечной деформации в области шейки образца.

Таким образом, при повышении скорости ударного деформирования возрастают характеристики прочности для исследованных материалов. Наиболее интенсивно растет сопротивление на начальном участке деформирования (верхний и нижний пределы текучести или условный предел текучести $\sigma_{0,2}$). Влияние скорости деформирования резко возрастает при $\dot{\epsilon} > 10^3 \text{ с}^{-1}$. Характеристики пластичности с ростом скорости деформирования не снижаются.



2. ИМПУЛЬСНЫЕ ИСТОЧНИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИИ

2.1. БРИЗАНТНЫЕ ВЗРЫВЧАТЫЕ ВЕЩЕСТВА

Бризантные взрывчатые вещества (БВВ) относятся к числу важнейших энергоносителей, применяемых в процессах высокоскоростной металлообработки. Быстрое химическое превращение бризантных взрывчатых веществ, сопровождающееся выделением большого количества тепла и образованием газов, называется *взрывом*. Основными условиями протекания химического превращения в форме взрыва являются экзотермичность процесса, высокая скорость его распространения и образование большого количества паров и газов. Детонация представляет собой стационарную форму взрыва, распространяющегося с постоянной и максимально возможной для ВВ скоростью, превышающей скорость звука в данном веществе. Детонацию БВВ вызывают с помощью специальных детонирующих устройств — детонаторов. Современные БВВ выпускаются в виде порошка, прессованных брикетов (шашек), литых зарядов различной формы, пластичных листов и шнуров.

В идеализированной схеме взрыва, идущего со скоростью детонации D (рис. 2.1), по фронту детонации предполагается

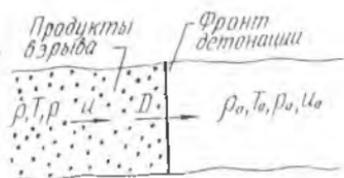


Рис. 2.1. Идеализированная схема детонации

разрыв непрерывности, при котором впереди фронта неразложившееся взрывчатое вещество имеет исходную температуру T_0 , давление p_0 , плотность ρ_0 и скорость перемещения u_0 . При этом T_0 и p_0 определяются окружающими атмосферными условиями, а $u_0 = 0$.

Скорость детонации D зависит от природы ВВ. Обычно она находится в пределах 2000...8000 м/с.

Для одного и того же ВВ скорость D пропорциональна его плотности $|\rho|$, или

$$D = A \rho_0, \quad (2.1)$$

где A — коэффициент пропорциональности.

При достаточных размерах заряда постоянной плотности детонация, инициированная в какой-то его точке, распространяется от нее с постоянной скоростью с образованием в неограниченной среде сферического фронта детонации. При плоском заряде на некотором расстоянии от точки инициирования устанавливается цилиндрический фронт.

Взрывчатое вещество переходит из твердого состояния в газообразное не мгновенно; граница между исходным и полностью прореагировавшим веществом имеет определенную ширину — ширину зоны реакции. Чем выше скорость детонации ВВ, тем уже зона реакции. Ее ширина колеблется от 2...3 до 20 мм. Если размер заряда соизмерим с шириной зоны реакции, то продукты взрыва, расширяясь в поперечном направлении, могут уносить с собой часть заряда до того, как он успеет полностью прореагировать. Чем длиннее зона реакции, тем больше эта опасность. В предельном случае, когда размер заряда очень мал, детонация не распространяется из-за рассеяния энергии при механическом уносе значительной части непрореагировавшего ВВ.

Таким образом, при некотором критическом значении диаметра заряда или его толщины $d_{кр}$ детонация становится невозможной. Поэтому толщина слоя ВВ при взрывной обработке должна быть существенно больше критической величины.

Максимальное давление определяется свойствами ВВ и металла и не зависит от толщины заряда H . Однако с увеличением H растет продолжительность действия давления (рис. 2.2). Давление газов p , развивающееся при взрыве, зависит от скорости детонации и от соотношения плотностей инертного ВВ и продуктов его детонации:

$$p = 1,88 \rho_0 D^2. \quad (2.2)$$

Эта формула основана на предположении, что плотность продуктов взрыва на 30% выше начальной плотности ВВ.

В контактных операциях, когда фронт детонации достигает поверхности металлического типа, на ней создаются высокие давления и возникает волна напряжений высокой интенсивности. Величина действующих на тело давлений зависит от сочетаний металл — ВВ и от угла падения взрывчатого импульса на поверхность металла. Величину этого давления при нормально падающем фронте детонации можно определить из уравнения

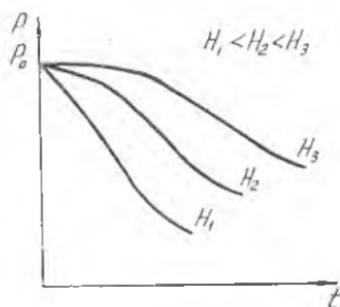


Рис. 2.2. Зависимость давления на металл от времени и от толщины заряда [2]

$$r_m = \frac{2 p \rho_m c_l}{\rho_m c_l + \rho_0 D}; \quad (2.3)$$

где p_m — давление на поверхности металла; p — давление детонации ВВ; ρ_m — начальная плотность металла; ρ_0 — начальная плотность ВВ; c_l — скорость звука в металле; D — скорость детонации ВВ.

В практике контактных взрывных операций возможны два крайних случая ориентации системы металл — ВВ: когда фронт детонации движется нормально к поверхности металла (нормальное падение) и когда фронт детонации движется в направлении, параллельном поверхности металла (наклонное, под углом 90° , падение). В табл. 2.1 приведены значения давлений, создаваемых при контактном взрыве заряда композиции В 64/36 для этих двух крайних случаев ориентации системы.

Таблица 2.1

Сравнение давлений при нормальном и наклонном падении фронта детонации [2]

Материал	Давление в ГПа	
	Нормальное падение	Наклонное, под углом 90° , падение
Алюминий	36,4	19,6
Медь	49,0	21,0
Железо	47,6	20,3

Данные таблицы показывают, что давление при касательном падении составляет около $1/2$ давления при нормальном падении и что его величина зависит от материала.

В дистанционных операциях при нагружении через передающую среду максимальное давление на фронте ударной волны на расстояниях, превышающих $10r_0$, определяется известной эмпирической зависимостью [6]

$$p_{\max} = A (M^{1/3} / R)^\beta, \quad (2.4)$$

где A и β — постоянные величины, зависящие от свойств ВВ и передающей среды; M — масса заряда ВВ, кг; R — расстояние от заряда, м; r_0 — радиус сферического заряда.

Изменение давления за фронтом ударной волны во времени аппроксимируется формулой

$$p(t) = p_{\max} e^{-t/\theta}. \quad (2.5)$$

Значение постоянной времени Θ (характерного времени спада давления в ударной волне) вычисляется по эмпирической формуле [7]

$$\Theta = k' (R/M^{1/3})^2 M^{1/3} 10^{-3} \text{ с.} \quad (2.6)$$

Величины входящих в формулы (2.4) и (2.6) коэффициентов определены в настоящее время для различных ВВ. Так, для тротила

$$\begin{aligned} p_{\max} &= 530 (M^{1/3}/R)^{1,09}; \\ \Theta &= 0,07 M^{1/3} (R/M^{1/3})^{0,17} 10^{-3}. \end{aligned} \quad (2.7)$$

Малые заряды массой в несколько граммов создают давление по фронту ударной волны в несколько сотен мегапаскалей, а мощные заряды массой до 3 кг создают давление до ~ 5000 мПа.

При гидровзрывном формоизменении часто используют линейные (шнуровые) заряды ВВ. Параметры подводного взрыва ТЭНового детонирующего шнура ($m=0,01$ кг/м) для диапазона $m^{1/2}/R = 0,3 \dots 0,4$ кг/м определяют по формулам

$$\begin{aligned} p_{\max} &= 857 (m^{1/2}/R)^{0,71}; \\ \Theta &= 0,115 m^{1/2} (R/m^{1/2})^{0,43} 10^3 \text{ с,} \end{aligned} \quad (2.8)$$

где m — масса 1 пог. м шнурового ВВ, кг/м.

Основные характеристики ряда стандартных ВВ приведены в табл. 2.2.

Т а б л и ц а 2.2

Характеристики некоторых стандартных ВВ [4]

Название ВВ	ρ_0 , кг/м ³	D , м/с	p , ГПа	$d_{кр}$, 10^{-3} м
Гексоген	1800	8850	39,0	1,0—1,5
ТЭН	1770	8600	35,0	1,0—1,5
Тротил	1620	7000	21,2	8,0—10,0
Аммонит	1100	4000	11,5	10,0—12,0

При взаимодействии ударной волны с неподвижной жесткой преградой, например, со стенками камеры или толстостенной заготовкой, давление на преграду на основании выражений (1.10) и (2.5) удваивается:

$$p(t)_1 = 2 p_{\max} e^{-t/\Theta}. \quad (2.9)$$

Если отражение ударной волны происходит от преграды, движущейся в том же направлении, что и ударная волна, то эта преграда будет испытывать давление

$$p(t) = 2 p_{\max} e^{-t/\theta} - p_0 c_1 \frac{dr}{dt}, \quad (2.10)$$

где $\frac{dr}{dt}$ — скорость движения преграды.

Соотношение (2.10) применяется при расчетах давления в опрациях листовой штамповки.

2.2. ПОРОХА

Различают нитроцеллюлозные (бездымные) и смесевые пороха. Нитроцеллюлозные пороха получают из нитратов целлюлозы, воздействуя на них различными растворителями. Типичными представителями этой группы являются пироксилиновые пороха. Смесевые пороха получают механическим смешиванием окислителей, горючих и связующих веществ. Простейший из таких порохов — дымный порох.

Пороха относятся к группе метательных ВВ. Основным видом взрывчатого превращения порохов является горение, не переходящее в детонацию, наблюдающуюся у бризантных ВВ. Пороха легко воспламеняются и горят параллельными слоями, что позволяет в широких пределах управлять процессом. Дымный порох воспламеняется в сотни раз быстрее бездымного. Скорость воспламенения порохов больше скорости горения, которая составляет при атмосферном давлении у дымных порохов около 0,01 м/с, у бездымных — от 0,001 до 0,002 м/с, тогда как скорость воспламенения составляет у дымных порохов от 1 до 3 м/с, у бездымных — от 0,002 до 0,005 м/с.

Основными характеристиками порохов являются: объем газообразных продуктов горения 1 кг пороха V , тепловой эффект горения Q_w , сила пороха f , коволюм α , скорость горения пороха v при $p = 10^5$ Па, размеры и форма пороха, плотность заряжения Δ .

Силой пороха f (единица измерения — Н·дм/кг), называется работа, которую могли бы совершить газообразные продукты горения 1 кг пороха, расширяясь под атмосферным давлением при нагревании их от 0°C до температуры горения. Сила пороха определяется формулой

$$f = \frac{p_a V}{273} - T, \quad (2.11)$$

где p_a — атмосферное давление, Па; V — объем газообразных продуктов горения 1 кг пороха, дм³/кг; T — температура горения при постоянном объеме, К.

Коволом α (единица измерения — $\text{дм}^3/\text{кг}$) — объем, пропорциональный объему молекул газов, образовавшихся при сгорании 1 кг пороха. В расчетах обычно принимают коволом постоянной величиной, равной 0,001 V.

Скорость горения пороха v_1 при $p=1$ Па зависит от физико-химических свойств порохов и имеет размерность $\frac{\text{дм/с}}{\text{Н/дм}^2}$.

Величины j , α и v_1 , зависящие от физико-химических свойств пороха, называют баллистическими характеристиками пороха.

Плотность заряжения Δ — это отношение массы заряда к объему, в котором происходит горение пороха.

Баллистические характеристики пороха и плотность заряжения определяют наибольшее давление пороховых газов и скорость нарастания давления при сгорании пороха в постоянном объеме (табл. 2.3). Для приближенных расчетов давления, создаваемого в камере сгорания пороховыми газами, можно воспользоваться уравнением

$$p = \frac{j \Delta}{1 - \alpha \Delta}. \quad (2.12)$$

Т а б л и ц а 2.3

Баллистические характеристики порохов

Пороха	$j, 10^5 \text{ Н}\cdot\text{дм/кг}$	$\alpha, \text{ дм}^3/\text{кг}$	$v_1, 10^{-7} \times \frac{\text{дм/с}}{\text{Н/дм}^2}$
Пироксилиновые	77—95	0,90—1,1	6—9
Нитроглицериновые	90—120	0,75—0,85	7—15

Технологические расчеты по использованию порохов в обработке материалов можно сделать на основе положений и формул внутренней баллистики [7].

2.3. ГАЗОВЫЕ СМЕСИ

Горючие газовые смеси отличаются высоким энергосодержанием. Так, теплотворная способность газовой смеси пропана с кислородом составляет 2400, метана с кислородом — 2660 и водорода с кислородом — 3230 ккал/кг.

Химическое превращение газовых смесей происходит по двум основным режимам — нормального горения и газовой детонации.

В режиме нормального горения скорость распространения пламени сравнительно невелика и колеблется от нескольких

десятков сантиметров в секунду для смесей горючего газа с воздухом до 10—12 м/с для смесей горючего газа с кислородом. Если процесс горения газовой смеси происходит в камере с замкнутым постоянным объемом, то давление в ней по мере протекания реакции повышается и достигает максимальной величины, приближенно определяемой по формуле термодинамики для изохорического процесса

$$p = p_0(T/T_0), \quad (2.13)$$

где p_0 — начальное давление исходной газовой смеси; T_0 — начальная температура газовой смеси, К; T — температура продуктов горения, К.

Поскольку температура продуктов горения смеси обычно не превышает 3000 К, а начальная температура ~ 300 К, то при исходном давлении, равном атмосферному, давление, получаемое при сгорании смеси внутри замкнутого объема, как правило, не более 1 МПа. Для получения более высокого давления применяют предварительное сжатие газовой смеси. Однако из-за трудности герметизации и усложнения систем уплотнения начальное давление газовой смеси, как правило, не превышает 300...500 кПа, поэтому давление, образующееся при сгорании смеси, обычно составляет не более 5 МПа.

На практике наиболее целесообразным является режим взрывного химического превращения газовых смесей, называемый *газовой детонацией*. При газовой детонации пламя распространяется от слоя к слою со скоростью, превышающей скорость звука. Для появления детонации необходимо возникновение ударной волны, способной поджечь газовую смесь ударным сжатием. Совокупность ударной волны сжатого слоя еще не реагирующей смеси и зоны реакции представляет собой детонационную волну. Скорость распространения детонационной волны, как и скорость пламени, превышает скорость звука и достигает для некоторых смесей 3000...3500 м/с. Ударная волна в газовой смеси может инициироваться достаточно сильным электрическим разрядом, взрывом заряда конденсированного ВВ и др. При определенных условиях нормальное горение газовой смеси может перейти в детонацию.

Работы Б. А. Черепенникова показали, что для практического применения наиболее пригоден способ получения детонации, разработанный в Институте химической физики АН СССР и основанный на предварительном получении детонационной волны в трубке с последующим выпуском этой волны в объем любой формы. Этот способ применяют для деформирования металлов с помощью газообразных энергоносителей.

Давление в детонационной волне с достаточной для практики точностью можно подсчитать по формуле

$$p_d = p_0 + \rho v D, \quad (2.14)$$

где p_d — давление в детонационной волне; p_0 — начальное давление газовой смеси; ρ — начальная плотность газовой смеси; v — скорость продуктов детонации за фронтом волны; D — скорость детонации. Можно принять, что давление в ударной волне $p = 2p_d$. Характеристики детонационных волн для некоторых газовых смесей представлены в табл. 2.4.

Таблица 2.4

Параметры детонационных волн
в газовых смесях [4]

Газовая смесь	Т, К	p_d/p_0	D , м/с	
			рассчитанная	измеренная
$2\text{H}_2 + \text{O}_2$	3960	17,5	2630	2819
$\text{C}_2\text{H}_4 + 2\text{O}_2$	4080	27,4	2220	2257
$2\text{C}_2\text{H}_2 + 5\text{O}_2$	5570	54,5	3090	2961
$2(\text{H}_2 + \text{O}_2) + 5\text{O}_2$	2600	14,4	1690	1700

Расчеты показывают [7], что если начальное давление исходной смеси во взрывной камере составляет 300...600 кПа, то давление в ударной волне достигает 100...150 МПа. Таким образом, изменение начального давления газовой смеси в рабочей камере установок позволяет регулировать давление ударной волны, действующей на деформируемую заготовку.

2.4. ИМПУЛЬСНОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ

Основы физики и техники сильных магнитных полей были заложены академиком П. Л. Капицей в 1924—1927 гг. Техника сильных магнитных полей получила наибольшее развитие за последние два десятилетия в связи с непрерывно расширяющимися областями ее применения в экспериментальной физике и технологии.

Идея магнитно-импульсной обработки металлов основывается на использовании сил электромеханического взаимодействия между вихревыми токами, наведенными в стенках обрабатываемой заготовки при пересечении их силовыми магнитными линиями импульсного магнитного поля, и самим магнитным потоком импульса. В отличие от других импульсных методов деформирования при магнитно-импульсной обработке электрическая энергия непосредственно преобразуется в механическую, и им-

пульс давления магнитного поля действует непосредственно на заготовку без участия какой-либо передающей среды. Это позволяет осуществлять силовое воздействие через любую среду, не препятствующую распространению магнитного поля, например, вакуум, керамику и др.

Электродинамические силы между индуктором и деформируемой металлической заготовкой зависят от характеристик магнитно-импульсной установки, электрических и магнитных характеристик индуктора и заготовки, а также от геометрических размеров и взаимного расположения последних [8].

Одним из наиболее важных параметров, характеризующих процесс, является величина энергии, запасенной в батарее конденсаторов,

$$W = c U^2 / 2. \quad (2.15)$$

Параметры разрядного контура при магнитно-импульсной обработке подбираются таким образом, чтобы разряд носил периодический характер. Это выполняется, если

$$r_a < 2\sqrt{L/c}, \quad (2.16)$$

причем активное сопротивление разрядного контура

$$r_a = r_y + r_{н-з}, \quad (2.17)$$

а индуктивность разрядного контура

$$L = L_y + L_{н-з}, \quad (2.18)$$

где r_y — активное сопротивление магнитно-импульсной установки; $r_{н-з}$ — активное сопротивление системы индуктор—заготовка; L_y — собственная индуктивность магнитно-импульсной установки (в режиме короткого замыкания); $L_{н-з}$ — индуктивность системы индуктор—заготовка.

Если условие (2.16) выполняется, то ток в цепи индуктора при разряде конденсаторной батареи может быть определен выражением

$$i = U\sqrt{c/L} \exp(-0,5 r_a t/L) \sin \omega t, \quad (2.19)$$

где t — время.

Из выражения (2.19) следует, что уменьшение тока имеет характер периодического затухающего разряда с круговой частотой ω , определяемой в случае периодического разряда с достаточной точностью соотношением

$$\omega = 1/\sqrt{Lc}. \quad (2.20)$$

Зная ω , можно определить период разряда

$$T = 2\pi/\omega \quad (2.21)$$

и частоту разряда

$$f = 1/T = \omega/2\pi. \quad (2.22)$$

Давление магнитного поля можно характеризовать плотностью энергии:

$$p = 0,5 BH. \quad (2.23)$$

где $B = H\mu$ — индукция магнитного поля; μ — магнитная проницаемость среды.

При магнитно-импульсной обработке, когда значения B на порядок выше индукции насыщения ферромагнитных материалов, μ следует заменить на μ_0 — магнитную постоянную. Тогда формулу (2.23) можно записать в виде

$$p = 0,5 \mu_0 H^2. \quad (2.24)$$

Напряженность магнитного поля H в любой точке окружающего пространства пропорциональна току разряда:

$$H = k_1 i. \quad (2.25)$$

Согласно выражению (2.24) давление магнитного поля при хорошей индуктивной связи системы индуктор—заготовка прямо пропорционально квадрату разрядного тока:

$$p = k_2 i^2 \quad (2.26)$$

или

$$p = k_2 U^2 (c/L) \exp(-r_n t/L) \sin^2 \omega t, \quad (2.27)$$

где k_2 — коэффициент, учитывающий соотношение геометрических параметров системы индуктор—заготовка.

Распределение давлений внутри деформируемой заготовки при магнитно-импульсной обработке существенно отличается от распределения давлений при других методах обработки давлением. При магнитно-импульсной обработке давление на внешней поверхности деформируемой заготовки равно нулю и достигает максимального значения на внутренней поверхности [9]. На рис. 2.3 показано распределение давлений в медной заготовке толщиной 3 мм при разных частотах и одинаковом значении магнитной индукции равном 4 Т.

Пространственное распределение давлений при магнитно-импульсной обработке существенно сказывается на процессах, происходящих в металле деформируемой заготовки. Остаточная деформация может произойти, только если превзойден предел упругости. Но электромагнитные давления в частях металла, прилегающих к наружной поверхности заготовки, очень малы. Возникающие здесь напряжения сжатия лежат ниже предела упругости (рис. 2.4). Эти напряжения превосходят предел упругости только за некоторой границей, когда расстояние x стано-

вится больше x_k . Но деформация всей заготовки все же происходит. Это значит, что части металла, находящиеся в области, где $x < x_k$, увлекаются теми частями металла, которые лежат в области, где $x > x_k$. Таким образом, весь объем металла деформируемой заготовки можно разбить на две области: область III растяжения при $x < x_k$; область IV сжатия при $x > x_k$. Граница указанных на рис. 2.4 областей приближается к внешней поверхности обрабатываемой заготовки с повышением частоты разряда, а стало быть, сокращаются размеры области растяжения и увеличиваются области сжатия.

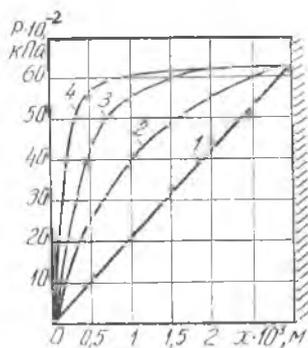


Рис. 2.3. Распределение давлений внутри медной заготовки при различных частотах тока [9]: 1 — низкая частота; 2 — $f_1 = 1000$ Гц; 3 — $f_2 = 5000$ Гц; 4 — $f_3 = 50000$ Гц

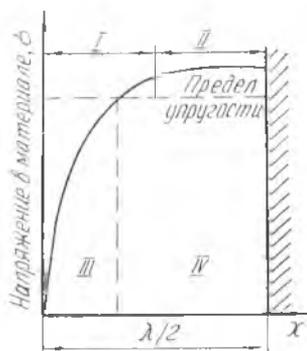


Рис. 2.4. Области механических напряжений и давлений внутри заготовки [9]: I — область нарастающего давления; II — область постоянного давления; III — область растяжения; IV — область сжатия; λ — длина электромагнитной волны в материале

Рассмотренная особенность распределения давлений внутри деформируемой заготовки дает возможность вести магнитно-импульсную обработку заготовок с поверхностями, имеющими различные покрытия, а также полированными, не повреждая их в процессе деформации. Таким образом, в толстых заготовках волна давления затухает, не дойдя до внутренней поверхности, в тонких она не успевает затухнуть, и часть магнитного поля просачивается через заготовку. При магнитно-импульсной обработке тонких заготовок проникновение магнитного поля через заготовку приводит к появлению так называемой *магнитной лодушки*. Сущность этого явления состоит в том, что объем поля, проникшего между свариваемыми поверхностями загото-

бок или между заготовкой и металлической матрицей, снижается с уменьшением зазора между ними.

Поскольку общий магнитный поток $\Phi_i = HF_n$, где F_n — площадь, пронизываемая полем, H — напряженность поля в зазоре между заготовкой и инструментом должен сохраниться, напряженность поля H в зазоре при деформации заготовки будет увеличиваться и может достичь значений, при которых будет наблюдаться снижение скорости деформирования.

Во избежание появления «магнитной подушки» длительность импульса магнитного поля не должна превышать длительность деформирования заготовки, или

$$t_d < t_m, \quad (2.28)$$

где t_d — время, необходимое для перемещения трубчатой заготовки на требуемую величину; t_m — длительность импульса, при которой магнитное поле не проникает на значительную глубину в стенку трубчатой заготовки.

Максимальное время, в течение которого магнитное поле не успеет проникнуть через стенку трубы толщиной S в зазор между трубой и металлическим инструментом величиной δ , можно оценить по формуле

$$t_m = \mu_0 S \delta \sigma_0. \quad (2.29)$$

«Магнитная подушка» может появиться также при обжиме трубчатой заготовки на металлической оправке или без оправки. В этом случае

$$t_m = 0,5 \mu_0 R S \sigma_0, \quad (2.30)$$

а минимальные размеры детали, деформирующейся в данном магнитном поле, определяются по условию (2.28); R — исходный радиус трубчатой заготовки.

Глубина, на которую магнитное поле проникает в заготовку, зависит от удельной электрической проводимости материала заготовки σ_0 и частоты тока ω и определяется по формуле

$$\Delta = \sqrt{2/(\omega \mu_0 \sigma_0)}. \quad (2.31)$$

Величину Δ обычно называют толщиной скин-слоя. На рис. 2.5 приведены зависимости изменения толщины скин-слоя от удельного электрического сопротивления материала в диапазоне частот тока $f = 0,5 \omega/\pi$ от 1 до 100 КГц, рассчитанные по формуле (2.31).

Экспериментально установленное с помощью скоростной фоторегистрации изменение формы участка заготовки при его деформации является следствием неравномерного распределения давления магнитного поля в зазоре между индуктором и заго-

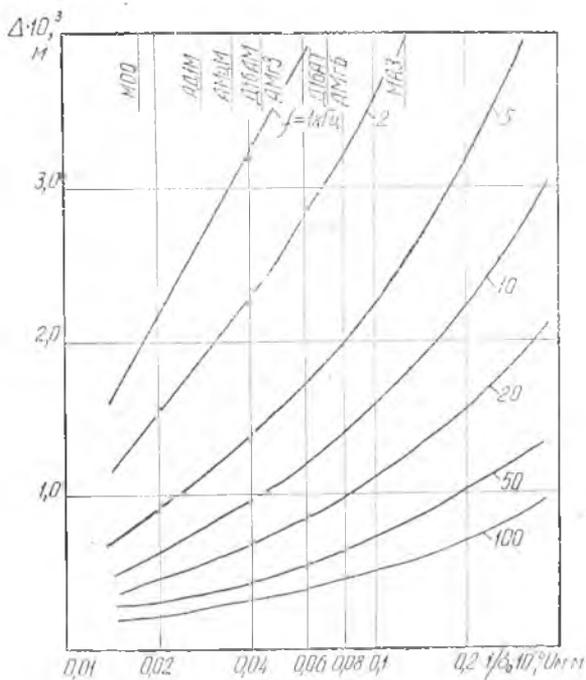


Рис. 2.5. Зависимость глубины проникновения магнитного поля от электрического сопротивления и частоты разряда $\Delta = \varphi (1/\sigma, f)$

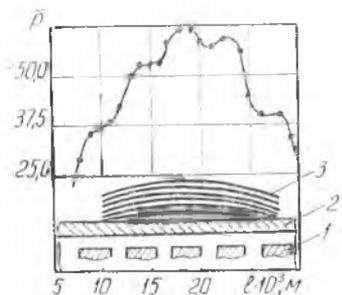


Рис. 2.6. График распределения давления вдоль деформируемого участка: 1 — витки индуктора; 2 — заготовка; 3 — фазы движения образующей деформируемого участка по результатам скоростной съемки

товкой. Основными причинами неравномерного распределения давления следует считать:

наличие межвитковых зазоров в многоритковых индукторах; краевой эффект.

Исследования показали, что распределение давления в зазоре между заготовкой и многоритковым индуктором носит волнистый характер (рис. 2.6). Максимумы давления приходятся на середину витков индуктора, минимумы — на межвитковые зазоры. Из рисунка также видно, что на концах индуктора наблюдается значительное снижение давления вследствие краевого

эффекта. Влиянием неравномерности давления, связанной с волнистым характером его распределения, на изменение формы образующей деформируемого участка заготовки можно пренебречь при толщинах заготовки более 1 мм/10/.

Характер распределения давления магнитного поля вдоль деформируемого участка трубчатой заготовки можно установить по функции распределения $(\psi/\pi)^2/10/$:

$$p_x = (0,5 \mu_0 N^2/l^2) [\Psi F_n / (\pi F)]^2 U^2 c/L, \quad (2.32)$$

где N — число витков индуктора; l — длина индуктора; Ψ — угол в продольном сечении системы, под которым видна длина индуктора из точки на поверхности заготовки на расстоянии X ; F_n — площадь внутренней полости индуктора в поперечном сечении; F — сумма площадей зазоров между индуктором и заготовкой и внутренней полости индуктора в поперечном сечении; U — начальное напряжение батареи конденсаторов; c — емкость батареи конденсаторов; L — индуктивность разрядного контура.

Величины Ψ и F_n/F можно выразить через размеры системы индуктор—деформируемая заготовка (рис. 2.7). Тогда для

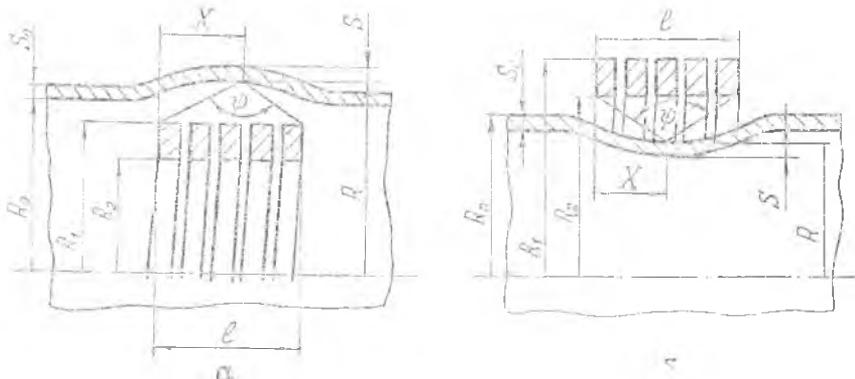


Рис. 2.7. Расчетные схемы магнитно-импульсного деформирования тонкостенной трубчатой заготовки при: а — раздаче; б — обжиме

схемы раздачи, с учетом формулы (2.32), выражение для определения давления импульсного магнитного поля будет иметь вид

$$p(x, t) = \frac{\mu_0 N^2 U^2 c}{2 l^2 L} \left(1 + \frac{1}{\pi} \operatorname{arctg} \frac{(R - R_1) l}{(R - R_1)^2 - X(l - X)} \right)^2 \times \\ \times \left(\frac{R_2^2}{R_2^2 - R_1^2 + R^2} \right)^2 (\sin^2 \omega t) \exp(-r_n t/L). \quad (2.33)$$

Для схемы обжима вследствие того, что весь магнитный поток, создаваемый индуктором, воздействует на деформируемую заготовку, отношение F_n/F в уравнении (2.32) равно 1, и выражение

для давления имеет вид

$$p(x, t) = \frac{\mu_0 N^2 U^2 c}{2 l^2 L} \left(1 + \frac{1}{\pi} \operatorname{arctg} \frac{(R_2 - R) l}{(R_2 - R)^2 - X(l - X)} \right)^2 \times (\sin^2 \omega t) \exp(-r_a t/L). \quad (2.34)$$

Решая уравнения (2.33) и (2.34), можно выявить характер изменения давления магнитного поля на заготовку со стороны индуктора в различных процессах обработки. Для этого необходимо на соответствующем перемещении ΔR остановить заготовку, моделируя встречу ее с неподвижной преградой. Результаты таких расчетов для случая раздачи среднего сечения заготовки при энергии разряда $W = 11,2$ кДж представлены на рис. 2.8 [10]. Время $18 \cdot 10^{-6}$ с соответствует половине периода

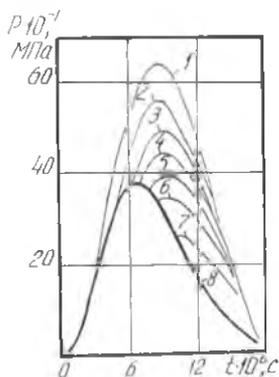


Рис. 2.8. Изменение давления магнитного поля в зазоре между индуктором и заготовкой при раздаче в жесткую матрицу: 1 — $\Delta R = 0$; 2 — $\Delta R = 0,25$ мм; 3 — $\Delta R = 0,5$ мм; 4 — $\Delta R = 0,7$ мм; 5 — $\Delta R = 0,9$ мм; 6 — $\Delta R = 1,2$ мм; 7 — $\Delta R = 1,85$ мм; 8 — свободная раздача

разряда. Видно, что наибольшее давление 640 МПа действует на закрепленную заготовку (кривая 1, $\Delta R = 0$), что соответствует индукции магнитного поля $39,6 \cdot 10^4$ Гс. Наименьшее давление 380 МПа наблюдается при свободной раздаче (кривая 8), что соответствует индукции магнитного поля $30,6 \cdot 10^4$ Гс.

Остановки заготовки на различных перемещениях ΔR (преимущественно в первой четверти периода) приводят к возрастанию давления выше уровня, соответствующего свободной раздаче. Эти режимы нагружения характерны для таких процессов обработки, как штамповка, упрочнение и сварка. Из рассмотренного характера изменения давления следует, что деформируемая заготовка после ее соударения некоторое время будет прижата давлением магнитного поля к матрице или неподвижной заготовке. Величина этого давления превышает прочность метаемого материала, а время действия

значительно больше времени прихода волны разгрузки на свободную поверхность. Несмотря на то, что величина этого давления приблизительно на порядок меньше давления, возникающего в зоне соударения, следует ожидать благоприятного влияния его на процессы обработки. Предельная напряженность магнитного поля, которую можно создать в зазоре между индуктором и заготовкой без разрушения спирали, ограничивается физико-

механическими свойствами ее материала. В поле с индукцией 50 Тл давление на поверхности металла достигает 1 ГПа, что близко к пределу текучести бериллиевой бронзы, а в поле с амплитудой индукции 100 Тл величина магнитного давления 4 ГПа намного превышает статические пределы текучести самых прочных металлов.

Процесс ускорения проводника в магнитном поле обусловлен тепловым ограничением скорости. Во время ускорения внешнее магнитное поле постепенно диффундирует в проводящую заготовку, в результате чего возрастает ее температура, которая может достичь температуры плавления.

Расчет максимальных скоростей движения тонких металлических листов, ограниченных их плавлением, показывает, что наилучшим для ускорения металлом является алюминий [11]. Для алюминия толщиной 1 мм достижима максимальная скорость $13,7 \cdot 10^3$ м/с, для меди такой же толщины — $8,8 \cdot 10^3$ м/с. Плотность кинетической энергии, соответствующая максимальной скорости, будет равна для алюминиевого листа 250 Дж/мм³, для медного 340 Дж/мм³.

2.5. ВЫСОКОВОЛЬТНЫЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ РАЗРЯД В ЖИДКОСТИ

Мощное механическое действие подводного импульсного разряда (ПИР) было обнаружено еще в 18 веке. Однако начало широкому промышленному использованию этого явления, названного *электрогидравлическим эффектом*, положил Л. А. Юткин [12].

Сущность электрогидравлического эффекта состоит в том, что при осуществлении внутри объема жидкости высоковольтного импульсного электрического разряда (напряжением от 1 до 100 кВ) вокруг его зоны возникают импульсные сверхвысокие давления. Эти давления проявляются в виде ударной волны жидкости, вызывающей деформацию пластических и разрушение хрупких объектов, помещенных вблизи зоны разряда.

Условно процесс преобразования электрической энергии в механическую при ПИР можно разделить на три стадии: *предпробойную*, *активную* и *пассивную*. *Предпробойная стадия* начинается с момента подачи напряжения на электроды и завершается электрическим пробоем жидкости и возникновением итевидных светящихся образований — *лидеров*. Следующая, *активная стадия*, характеризуется развитием одного из лидеров в плазменный канал, обладающий высокой проводимостью. В результате быстрого (в течение нескольких единиц или десятков микросекунд) выделения большого количества энергии (порядка $10^3 \dots 10^5$ Дж) происходит как нагрев вещества в канале

до температур порядка $10^4 \dots 4 \cdot 10^4$ К, так и расширение канала со скоростью от десятков до сотен метров в секунду. В результате такого расширения возникают и распространяются интенсивные гидродинамические возмущения, имеющие характер волны сжатия с разрывом на фронте. Активная стадия завершается с прекращением тока и переходит в пассивную. *На пассивной стадии* канал разряда переходит в парогазовую полость. Обычно полость совершает несколько пульсаций, которые служат источником дополнительных гидродинамических возмущений.

Вследствие того, что время формирования канала разряда сопоставимо с длительностью разряда и составляет десятки и даже сотни микросекунд, затягивание предпробойной стадии приводит к значительной потере (по некоторым данным до 40..60%) запасенной электроэнергии. Другим недостатком рассмотренного процесса является ограничение максимальной длины канала разряда, определяемое конструкцией разрядной камеры, так как расстояние от разрядников до металлических стенок разрядной камеры и деформируемой заготовки должно быть больше длины канала разряда. Это условие часто не позволяет приблизить зону разряда к поверхности обрабатываемой металлической заготовки и тем самым достичь больших давлений, а также увеличить длину канала разряда до размеров, соответствующих наибольшему КПД преобразования электрической энергии в механическую в виде ударной волны.

Отмеченные недостатки отсутствуют, если межэлектродный промежуток в жидкости замкнут металлической проволочкой. При пропускании тока через проволочку возникает явление, носящее название *подводного электрического взрыва проводника* (ПЭВП). При ПЭВП каналу разряда можно придать всевозможную форму, приблизить канал разряда непосредственно к обрабатываемой поверхности с целью получения сверхвысоких давлений. Этот процесс осуществим при сравнительно низких (4..5 кВ) напряжениях и увеличенных расстояниях между электродами по сравнению с ПИР. На рис. 2.9 показаны различные виды фронта ударных волн при высоковольтном импульсном разряде.

ПЭВП — процесс, состоящий из трех стадий [13]. Первая стадия — *мгновенное испарение* (без перехода в жидкое состояние) проволочки под действием проходящего через нее тока. Вторая стадия — *пауза тока*. Она длится до тех пор, пока плотность газа в расширяющемся после взрыва канале не упадет настолько, что окажется возможным пробой газа под действием оставшегося на конденсаторе напряжения. Третья стадия — *разряд по газовому каналу*. Могут быть условия, при которых вторая, третья или обе эти стадии отсутствуют или слабо выра-

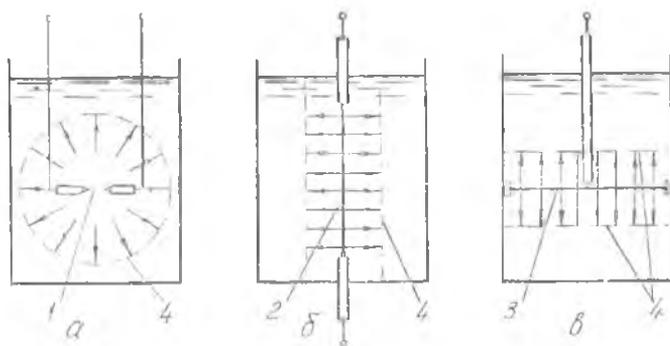


Рис. 2.9. Конфигурация фронта ударных волн при высоковольтном импульсном разряде в жидкости: а — сферическая; б — цилиндрическая; в — плоская; 1 — искровой промежуток; 2 — проволока; 3 — проволочная сетка; 4 — фронт ударных волн

жены. Например, если энергия конденсатора достаточна лишь для испарения проволочки, то ток исчезает после окончания первой стадии и не появляется вновь.

Материал и размеры взрывающихся проволочек влияют на величину и характер выделения энергии. Гидродинамические явления, сопровождающие электрический разряд в жидкости, во многом аналогичны явлениям при взрыве БВВ в воде.

Для описания процесса расширения и развития канала разряда целесообразно иметь замкнутую систему уравнений, которые описывали бы процессы, происходящие в разрядном контуре и в искровом канале, а также устанавливали связь между электрическими и гидродинамическими характеристиками исследуемых явлений [14]. В качестве одного из основных уравнений может быть взято уравнение баланса напряжений в разрядном контуре

$$\frac{1}{c} \int_0^t idt + L \frac{di}{dt} + iR = u. \quad (2.35)$$

В качестве другого — уравнение энергетического баланса в канале разряда, которое в предположении малости потерь на излучение и теплопроводность может быть записано в виде

$$\frac{I^2}{\pi a^2 \sigma} = \frac{1}{(\gamma-1)} \frac{d}{dt} (p_a \pi a^2) + p_a \frac{d}{dt} (\pi a^2), \quad (2.36)$$

где a — радиус канала разряда; p_a — давление в канале разряда; σ — удельная проводимость плазмы; $\gamma=1,26$ — эффективный показатель адиабаты плазмы канала,

Итак, имеем систему двух уравнений, содержащих четыре неизвестных: $i(t)$, $R(t)$, $a(t)$, $p_a(t)$. При известном законе расширения канала разряда $a = a(t)$ для того, чтобы система уравнений была замкнутой, необходимо паличне еще одной связи между указанными характеристиками канала. Эта связь может быть записана как

$$R = \frac{Al^2 (\gamma - 1)}{p_a V_a}, \quad (2.37)$$

где A — искровая постоянная, $\frac{B^2 c}{M^2}$ ($A = 10^5 \frac{B^2 c}{M^2}$ для свободных разрядов; $A = 10^4 \frac{B^2 c}{M^2}$ для разрядов, инициируемых проводником); l — длина разрядного промежутка; V_a — объем канала разряда.

В этом случае процесс расширения канала при подводном искровом разряде характеризуется постоянными U_0 , c , L , l , A , γ . Поскольку размерных постоянных пять, а основных единиц измерения четыре, согласно П-теореме размерности и подобия из этих постоянных можно образовать одну безразмерную комбинацию

$$П_k = \frac{\Lambda l_p^2}{U^2 \sqrt{Lc}}. \quad (2.38)$$

Знание критерия $П_k$ дает возможность классифицировать разряды по одинаковой начальной напряженности на разрядном промежутке $E_0 = U/l_p$, по длительности полупериода тока $\pi \sqrt{Lc}$ в короткозамкнутом контуре. Поэтому критерий подобия $П_k$ еще можно записать в виде

$$П_k = \frac{\Lambda}{E_0^2 \pi \sqrt{Lc}}. \quad (2.39)$$

В зависимости от режима для колебательных разрядов величина $П_k$ изменяется в широких пределах ($10^{-1} \dots 10^{-4}$). Значение, равное нулю, величина $П_k$ принимает в режиме короткого замыкания. Для предельного случая аperiodического разряда, когда практически вся энергия выделяется в течение первого полупериода тока разряда, $П_k = 0,1$.

Исследования по изучению ПИР показали, что давление на фронте ударной волны с достаточной для практических целей точностью может быть определено по четырем задаваемым параметрам: начальному напряжению на конденсаторе U_0 , индуктивности разрядного контура L , емкости конденсатора c и длине разрядного промежутка $l_p/14 - 16l$. Для области цилиндрической симметрии канала ПИР, где $a_{(t-N)} < r \leq 2,5 l$,

$$p_M = \frac{b_1(П_k)}{\sqrt{r}} \frac{(1,2 \rho_0)^{3/8} c^{1/4} U_0^{5/4}}{L^{3/8} l_p^{5/8}}. \quad (2.40)$$

Здесь $a_{(r, N)}$ — радиус канала разряда к моменту максимальной мощности выделяемой энергии; r — расстояние до точки, в которой определяется давление.

Для переходной области $2,5l \leq r \leq 5,5l$, когда ударная волна из цилиндрической превращается в сферическую,

$$p_m = \frac{1,33 b_1(\Pi_k) (1 - 0,1 r/l)}{\sqrt{r}} \frac{(1,2 \rho_0)^{3/8} U^{5/4} c^{1/4}}{l_p^{5/8} L^{3/8}}. \quad (2.41)$$

Для области сферической симметрии, когда $5,5l < r < 200l$,

$$p_m = \frac{1,35 b_1(\Pi_k)}{r^{1,1}} \frac{(1,2 \rho_0)^{3/8} U_0^{5/4} c^{1/4}}{L^{3/8}}. \quad (2.42)$$

В формулах (2.40) — (2.42) $\rho_0 = 1000 \text{ кг/м}^3$ — плотность воды; $b_1(\Pi_k)$ — безразмерная функция критерия Π_k , $b_1(\Pi_k) \approx \approx 0,37 \Pi_k^{1,3} \exp(-12 \Pi_k)$.

Рассмотренные зависимости позволяют определить максимальное (амплитудное) давление на фронте ударной волны в плоскости, перпендикулярной к среднему значению l_p . Наряду с амплитудой важнейшей характеристикой давления является временной параметр давления, характеризующий профиль ударной волны,

$$p(t) = p_m \exp(-t/\Theta), \quad (2.43)$$

где Θ — экспоненциальная постоянная,

$$\Theta = 0,32 \tau_1 \sqrt{\bar{r}}; \quad (2.44)$$

τ_1 — характерное время,

$$\tau_1 = \pi \sqrt{\bar{L}c}; \quad (2.45)$$

\bar{r} — расстояние, нормированное к линейному масштабу,

$$\bar{r} = r \left(\frac{1,2 \rho_0 l_p}{U_0^2 c^2 L} \right)^{1/4}. \quad (2.46)$$

В результате исследования на экстремум выражения (2.37) получена связь оптимального промежутка l_0 (по амплитуде давления ударной волны) с электрическими параметрами источника для ПИР [14]:

$$l_0 = 0,28 \sqrt{\frac{U_0 r}{\Lambda^{1/2}}} \sqrt{\bar{L}c}. \quad (2.47)$$

Оптимальным условиям ПЭВП, обеспечивающим максимальную скорость выделения энергии в разрядном промежутке, соответствуют:

оптимальный диаметр проводника

$$d_{\text{опт}} = 2 \left(\frac{W_0}{\varepsilon \rho_n \sigma_n (\lambda_n + r_n)} \right)^{1/4} \quad (2.48)$$

и оптимальная длина проводника

$$l_{\text{опт}} = 2 \cdot 10^{-3} U_0 \sqrt[4]{L/c}, \quad (2.49)$$

где $W_0 = cU^2/2$ —запасенная в конденсаторе энергия; $z = \sqrt{L/c}$ —волновое сопротивление; ρ_n —плотность материала проводника; σ_n —удельная электропроводность проводника; λ_n —удельная теплота плавления проводника; r_n —удельная теплота парообразования проводника.

В качестве источника гидродинамического возмущения кроме взрыва и электрогидравлического разряда может применяться импульс лазера. Возможны два основных метода генерации возмущения лазерным импульсом: воздействие на чистую жидкость и взрыв препятствия, помещенного в жидкость.

Сравнивая импульс лазера как источник гидродинамического возмущения с подводным импульсным разрядом и взрывом ВВ, можно отметить, что для импульса характерна исключительно высокая объемная плотность энергии, которая может достигать $10^5 \dots 10^6$ Дж/мм³, в то время как при подводном импульсном разряде она равна $0,1 \dots 1,0$ Дж/мм³, а при взрыве ВВ—порядка 10 Дж/мм³ /17/. Однако низкий КПД современных лазеров ($0,2 \dots 6\%$) пока препятствует их использованию в промышленных технологических процессах в качестве источников импульсных гидродинамических возмущений.

2.6. СХЕМЫ ИМПУЛЬСНОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ НА МАТЕРИАЛ

В процессах высокоскоростной обработки материала могут применяться различные источники энергии. Независимо от вида энергии известные в настоящее время схемы импульсного воздействия на обрабатываемый материал можно классифицировать по способу приложения усилий:

I. Через среду, находящуюся в контакте с обрабатываемым материалом.

II. Путем непосредственного контакта источника энергии с материалом.

III. Путем торможения движущейся среды при встрече с материалом.

IV. Созданием усилий непосредственно в самом материале.

В схеме I существенное влияние на процесс обработки оказывает вид среды между источником энергии и материалом. Все передающие среды можно разделить на следующие основные группы: жидкие, сыпучие, эластичные, пластичные и твердые. Возможны также их различные комбинации. Жидкие среды являются наиболее эффективными для передачи энергии и по-

поляют применить большинство импульсных источников энергии преимущественно для операций штамповки листового металла.

Схема II применяется в основном для разделительных штамповочных операций, а также в процессах упрочнения и сварки. В качестве источника энергии используются бризантные ВВ. Силовое воздействие при этом способе характеризуется чрезвычайно большими давлениями.

Схема III может быть реализована с любым источником высокой энергии. Она применяется в операциях штамповки (метание слоя жидкости) и упрочнения металлов (метание твердых материалов). Эта схема силового воздействия при одинаковых энергетических затратах обеспечивает в несколько раз более интенсивное импульсное воздействие по сравнению со схемой I. Например, исследования /18/ показали, что при определенных условиях электрогидроимпульсной штамповки по схеме I при энергии разряда 10 кДж реализуется давление до 500 МПа. Перевод процесса на схему III позволил повысить давление до 3000 МПа. При скоростях соударения в несколько километров в секунду, которые в настоящее время легко достигаются путем метания металлических пластин энергией взрыва или импульсно-магнитного поля, в области соударения генерируются давления порядка сотен гигапаскалей /19/.

Схема IV реализуется только при обработке металлов энергией импульсного магнитного поля. Благодаря особенностям импульсного магнитного поля проникать через магнитно-прозрачные материалы возможна обработка металлов в среде создаваемыми свойствами (вакууме, защитной атмосфере и др.) с помощью инструмента, отделенного от этой среды сплошной немагнитической оболочкой. Способ эффективно применяется в операциях листовой штамповки и сварки.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Орленко Л. П. Поведение металлов при интенсивных динамических нагрузках. — М.: Металлургиядат, 1965. — 168 с.
2. Райнхард Д. С., Пирсон Д. Ж. Взрывная обработка металлов. — М.: Мир, 1966. — 392 с.
3. Эпштейн Г. М. Строение металлов, деформированных взрывом. М.: Металлургия, 1980. — 256 с.
4. Физика взрыва /Ф. А. Баум, Л. П. Орленко, К. Н. Станиковский, В. П. Челышев, Б. Н. Шехтер. — М.: Наука, 1975. — 704 с.
5. Степанов Г. В. Уругопластическое деформирование материалов под действием импульсных нагрузок. — Киев: Наукова думка, 1979. — 268 с.
6. Коул Р. Подводные взрывы. — М.: ИЛ, 1950. — 495 с.
7. Степанов В. Г., Шавров Н. А. Высокоэнергетические импульсные методы обработки металлов. — Л.: Машиностроение, 1975. — 280 с.

8. *Белый И. В., Фертик С. М., Хименко Л. Т.* Справочник по магнитно-импульсной обработке металлов. — Харьков: Вища школа, 1977. — 168 с.
9. *Брон О. Б., Епечурин В. П.* — Кузнечно-штамповочное производство, 1968, № 5, с. 26—29.
10. *Дудин А. А.* Магнитно-импульсная сварка металлов. — М.: Металлургия, 1979. — 128 с.
11. *Кнопфель Г.* Сверхсильные импульсные магнитные поля. — М.: Мир, 1972. — 392 с.
12. *Юткин Л. А.* Электрогидравлический эффект. — М.: Машгиз, 1955. — 51 с.
13. *Наугольных К. А., Рой Н. А.* Электрические разряды в воде. — М.: Наука, 1971. — 156 с.
14. *Кривицкий Е. В., Шамко В. В.* Переходные процессы при высоковольтном разряде в воде. — Киев: Наукова думка, 1979. — 208 с.
15. *Окунь И. З.* Исследование волн сжатия, возникающих при импульсном разряде в воде. — Журн. техн. физики, 1971, № 41, вып. 2, с. 292—301.
16. *Малюшевский П. И.* Основы разрядно-импульсной технологии. — Киев, Наукова думка, 1983. — 272 с.
17. *Поздеев В. А.* Прикладная гидродинамика электрического разряда в жидкости. — Киев: Наукова думка, 1980. — 192 с.
18. *Мазуровский Б. Я., Сизев А. Н.* Электрогидравлический эффект в листовой штамповке. — Киев: Наукова думка, 1983.
19. *Дерibas А. А.* Физика упрочнения и сварки взрывом. — Новосибирск: Наука, Сиб. отделение, 1980. — 222 с.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	3
1. ДЕФОРМИРОВАНИЕ МЕТАЛЛА В ПЛОСКИХ ВОЛНАХ НАГРУЗКИ	5
1.1. Волны напряжения в металлах	5
1.2. Параметры ударных волн на границе раздела двух сред	9
1.3. Соударение двух твердых тел	11
1.1. Механические свойства материалов при динамических нагрузках	13
2. ИМПУЛЬСНЫЕ ИСТОЧНИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ	16
2.1. Бризантные взрывчатые вещества	16
2.2. Пороха	20
2.3. Газовые смеси	21
2.4. Импульсное магнитное поле	23
2.5. Высоковольтный электрический разряд в жидкости	31
2.6. Схемы импульсного воздействия на материал	36
Библиографический список	37

Св. плав 1986, поз. 80.

Анатолий Алексеевич Дудин

**ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ВЫСОКОСКОРОСТНОЙ
ОБРАБОТКИ МЕТАЛЛОВ В АВИАСТРОЕНИИ**

Редактор **Е. Д. Антипова**
Техн. редактор **Н. М. Каленюк**
Корректор **Н. С. Купрянова**

Сдано в набор 30.12.85 г. Подписано в печать 11.03.86 г.
ЕО 00134. Формат 60×84 1/16. Бумага лисчая.
Высокая печать. Литературная гарнитура.
Усл. п. л. 2,32. Уч.-изд. л. 2,2. Т. 500 экз.
Заказ 57. Цена 10 к.

Куйбышевский ордена Трудового Красного Знамени
авиационный институт имени академика С. П. Королёва,
г. Куйбышев, ул. Молодогвардейская, 151.

Типография УЭЗ КуАИ, г. Куйбышев, ул. Ульяновская, 18.