

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ УКРАИНЫ  
НАЦИОНАЛЬНЫЙ ГОРНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

**В. П. КУРИННОЙ**

**ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ  
ВЗРЫВНОГО РАЗРУШЕНИЯ  
ГОРНЫХ ПОРОД**

2018

УДК 539.1 622.236.4.001.1

*Утверждено к печати Ученым советом Национального горного университета  
(протокол № 3 от 26. 02. 2018 г. )*

**Р е ц е н з е н т ы:**

доктор технических наук, профессор *В. В. Соболев*;  
доктор технических наук, профессор *В. Д. Петренко*.

**Куриной В. П.**

**Теоретические основы взрывного разрушения горных пород:**

монография / В. П. Куриной. – Днепр:

Изд-во , 2018. - 280 с.: Ил.. 37. Табл.. 14. Библ. 189

**ISBN 978-617-579-087-8**

Монография посвящена установлению закономерностей и механизма разрушения взрывом горных пород с неоднородной структурой на основе возможного управления термо- и газодинамическими процессами в зарядной полости и в породном массиве, окружающем заряд.

Изучение процессов, происходящих в зарядной полости ВВ и вокруг нее, позволило установить закономерности их протекания и их взаимосвязь, а также на основе оценки параметров ударных волн разработать рекомендации для целенаправленного управления давлением в полости взрыва вдоль образующей буровой скважины.

На основе установленных закономерностей разработана методика расчета параметров скважинных зарядов и оценки рациональных параметров буровзрывных работ для неоднородных массивов горных пород разной прочности.

Для обеспечения устойчивости выработки при ее проходке предложена конструкция шпуровых зарядов и выполнен расчет их параметров. Предложенные шпуровые заряды позволяют осуществлять контурный взрыв, формирующий нужную поверхность выработки.

Монография предназначена для широкого круга научных и инженерно-технических работников горного профиля, аспирантов и студентов вузов.

УДК 539.1 622.236.4.001.1

© В. П. Куриной. – Днепр:

©Изд-во « », 2018

**ISBN 978-617-579-087-8**

## ОГЛАВЛЕНИЕ

	ВВЕДЕНИЕ.....	6
1	АНАЛИЗ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ ВЛИЯНИЯ ВЗРЫВНОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ НА ПРОЧНОСТНЫЕ СВОЙСТВА И РАЗРУШЕНИЕ ГОРНЫХ ПОРОД	11
1.1	Теоретические исследования взрывного разрушения горных пород...	11
1.2	Влияние действия взрыва на прочностные свойства горных пород...	21
1.3	Способы повышения эффективности дробления пород при взрыве...	34
	ВЫВОДЫ.....	39
2	ИЗУЧЕНИЕ ПРОЦЕССОВ В ГОРНЫХ ПОРОДАХ, ПРОТЕКАЮЩИХ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ УДАРНЫХ ВОЛН....	41
2.1	Исследование распространения ударных волн в грунте.....	41
2.2	Особенности физических процессов, протекающих в горных породах, при распространении ударных волн.....	50
2.3	Исследование условий возникновения ударных волн в горных породах при взрыве взрывчатых веществ и оценка потерь энергии в ударных волнах.....	52
2.4	Оценка начальных параметров ударных волн в забойке удлиненных зарядов в скальных породах.....	60
2.5	Некоторые аспекты физических процессов, происходящих в пористом массиве при распространении в нем ударных волн.....	70
2.6	Изучение особенностей процессов, протекающих при взрывах скважинных зарядов взрывчатых веществ, в натуральных условиях и на моделях.....	75
2.7	Оценка параметров ударных волн в пористых средах.....	79
2.8	Процессы начальной стадии расширения полости взрыва скважинного заряда.....	82
2.9	Оценка давления для возбуждения ударной волны в различных средах	93
	ВЫВОДЫ.....	97
3	ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ И ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ, ПРОИСХОДЯЩИХ ПРИ ДЕТОНАЦИИ ЗАРЯДОВ ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВ.....	99
3.1	Исследование процессов, протекающих в зарядной полости при взрыве скважинного заряда взрывчатых веществ с воздушным промежутком.....	99
3.2	Изучение газодинамических процессов в скважинном заряде с промежутком из пористого низкоплотного материала между зарядом и забойкой.....	105
3.3	Изучение особенностей детонации комбинированных скважинных зарядов взрывчатых веществ.....	110
3.4	Изучение газодинамических процессов, протекающих при взрыве накладного кумулятивного заряда из гелекса 650.....	120

3.5	Исследование механизма детонации эмульсионных взрывчатых веществ с добавками микросфер.....	124
3.6	Об управлении давлением в полости взрыва с помощью добавок во взрывчатое вещество.....	129
3.7	Уравнение адиабаты для продуктов детонации взрывчатого вещества и продуктов взрыва с добавками.....	135
3.8	Исследование процессов, протекающих при взрыве накладного кумулятивного заряда из насыпного взрывчатого вещества.....	143
3.9	Исследование давления в полости взрыва скважинного заряда бризантного взрывчатого вещества.....	148
3.10	Определение коэффициентов в уравнении Тэта для многокомпонентных конденсированных сред.....	155
	<b>ВЫВОДЫ.....</b>	<b>162</b>
4	<b>ОСОБЕННОСТИ МЕХАНИЗМА ВЗРЫВНОГО РАЗРУШЕНИЯ ГОРНЫХ ПОРОД.....</b>	<b>164</b>
4.1	Влияние волновых процессов, происходящих в зарядной полости, на разрушение породного массива.....	164
4.2	Исследование процессов разрушения горной породы при взрыве взрывчатых веществ.....	168
4.3	Исследование разрушения обводненных горных пород взрывом.....	173
4.4	Изучение особенностей механизма разрушения горных пород в ударной волне.....	180
	<b>ВЫВОДЫ.....</b>	<b>187</b>
5	<b>МЕХАНИЗМ РАЗУПРОЧНЕНИЯ И РАЗРУШЕНИЯ ГОРНЫХ ПОРОД ЗАРЯДАМИ ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВ РАЗЛИЧНЫХ КОНСТРУКЦИЙ.....</b>	<b>189</b>
5.1	Механизм разрушения горных пород скважинными зарядами взрывчатых веществ.....	189
5.2	Разрушение негабаритов накладными зарядами взрывчатых веществ..	196
5.3	Исследование процессов, происходящих в горной породе при взрыве зарядов с инертными промежутками.....	199
5.4	Исследование процессов, происходящих в горной породе при взрыве комбинированных зарядов взрывчатых веществ.....	203
	<b>ВЫВОДЫ.....</b>	
6	<b>ОБОСНОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ БУРОВЗРЫВНЫХ РАБОТ ДЛЯ МАССИВОВ ГОРНЫХ ПОРОД РАЗЛИЧНОЙ ПРОЧНОСТИ И СТРУКТУРЫ.....</b>	<b>209</b>
6.1	Обоснование выбора параметров зарядов взрывчатых веществ для разрушения горных пород с различной структурой.....	209
6.2	Создание оптимального импульса разрушения для пород различной прочности и структуры.....	218
6.3	Исследование изменения удельного расхода взрывчатых веществ и параметров сетки скважины в зависимости от крепости, степени	

	трещиноватости и анизотропии горных пород.....	220
6.4	Расчет оптимальных размеров частиц добавки во взрывчатое вещество гелекса 650 для его применения в накладных зарядах.....	223
6.5	Обоснование параметров шпурового заряда взрывчатого вещества для контурного взрывания.....	228
	<b>ВЫВОДЫ</b> .....	233
7	<b>ВОЗМОЖНОСТИ ПОВЫШЕНИЯ РАЗУПРОЧНЯЮЩЕГО ДЕЙСТВИЯ ВЗРЫВА И КАЧЕСТВА ДРОБЛЕНИЯ ГОРНЫХ ПОРОД</b> .....	235
7.1	Применение детонационного шпура при инициировании комбинированных зарядов для повышения эффективности действия взрыва.....	235
7.2	Обоснование конструкций шпурового заряда для отбойки вязких горных пород.....	240
7.3	Исследования эффективности зарядов с низкоплотной прослойкой и с инертными промежутками.....	245
7.4	Исследование эффективности применения различных конструкций зарядов при взрывном разрушении и дроблении горных пород и результаты их промышленного внедрения.....	249
7.5	Повышение качества дробления горных пород взрывом.....	256
7.6	Повышение эффективности взрывчатых веществ при разрушении горных пород.....	257
	<b>ВЫВОДЫ</b> .....	263
	<b>ЗАКЛЮЧЕНИЕ</b> .....	265
	<b>СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ</b> .....	269

## **ВВЕДЕНИЕ**

---

До настоящего времени основная часть полезных ископаемых добывается при широком использовании взрывных работ. Возрастающие объемы применения химических взрывчатых веществ (ВВ) в горнодобывающей промышленности и строительстве особо остро ставят проблему повышения эффективности их использования на разрушение горных пород.

В Украине на разрушение горных пород расходуется около 20% выработанной энергии. Только численность карьеров, добывающих стройматериалы, составляет 258. Ежегодно разрушается и измельчается более 100 млн. т руды. При этом коэффициент использования энергии взрыва не превышает 5-6%. Происходит экологическое загрязнение окружающей среды. При массовых взрывах присутствует достаточно большой процент негабаритных фракций, а высокая прочность кусков горной массы приводит при повторном дроблении к большой затрате электроэнергии и износу дробилок. При дроблении гранита сортность щебня недостаточно высокая, а при добыче драгоценного минерального сырья наблюдается большой процент брака. Все это свидетельствует о том, что **проблема** целенаправленного управления энергией взрыва, повышение к.п.д. взрыва, эффективности разрушения и дробления горных пород на основе разработки научных основ управления разрушением и разупрочнением горных пород взрывом путем установления закономерностей протекания физических и газодинамических процессов в зарядной полости скважинного заряда при взрыве взрывчатых веществ и в массиве горных пород в окрестности этой скважины, а также раскрытия механизма взрывного разрушения горных пород, которая имеет важное народнохозяйственное значение. На этом основывается разработка новых методов и способов взрывного дробления для подготовки горной массы, соответствующей определенным технологическим требованиям для различных предприятий. К методам выполнения взрывных работ при подготовке горной массы предъявляются жесткие требования, удовлетворение которых возможно лишь на основе теории действия взрыва и научных экспериментов, которые позволят повысить эффективность взрывных работ путем разработки инженерных методов управления энергией взрыва и повышения его полезной работы.

Повышение интенсивности дробления горных пород энергией взрыва связано с увеличением удельного расхода ВВ, что, как правило, ведет к возрастанию затрат энергии взрывчатого вещества на получение единицы готовой продукции. В свою очередь, повышение энергонасыщенности массива на карьерах нерудных строительных материалов приводит к нежелательному увеличению выхода переизмельченной горной массы, разупрочнению и разлету кусков породы и усилению сейсмического эффекта. Поэтому необходимо создание разнообразных методов и способов взрывного воздействия на массив, позволяющих без увеличения энергозатрат достигать требуемой степени дробления пород взрывом, что неразрывно связано с созданием и разработкой теоретических основ взрывного разрушения горных пород.

В монографии автором доказано, что:

- минимальное давление, необходимое для возникновения ударной волны в породе, прямо пропорционально плотности породы и квадрату скорости волны напряжений в ней, что позволяет целенаправленно управлять процессом разрушения горных пород;

- эффективное разупрочнение горных пород происходит в динамическом поле напряжений, а в квазистатическом поле – разупрочнение возможно только при неравнокомпонентном трехосном сжатии; минимальный размер разупрочненных элементов прямо пропорционален модулю градиента напряжений и величине их максимальных значений, что позволяет задавать параметры поля напряжений путем применения наиболее эффективные конструкции зарядов;

- максимальное давление в полости взрыва должно быть, в зависимости от типа ВВ и свойств горных пород, в 3÷5 раз меньше, а время разложения взрывчатого вещества – на три порядка больше, чем у современных ВВ, что позволит значительно уменьшить зону смятия пород;

- скорость детонации ВВ при взрывном дроблении монолитных и слаботрещиноватых пород должна быть меньше скорости волн напряжений в породе, при этом в зависимости от их крепости следует применять комбинированные заряды с различными промежутками; при разрушении же сильнотрещиноватых пород и взрывах на выброс заряды не должны содержать промежутки, а скорость детонации должна быть больше скорости волны напряжений, что позволяет более эффективно разрушать и измельчать породу.

Полученные результаты являются оригинальными и обладают новизной:

- на основании изучения физических процессов, происходящих в горных породах при распространении цилиндрических ударных волн, впервые установлено, что половина энергии продуктов взрыва идет на образование ударной волны. Определена энергия продуктов взрыва, затрачиваемая на генерирование цилиндрической ударной волны, произведена оценка давления, необходимого для ее распространения;

- впервые выполнена оценка параметров ударных волн в породе при взрыве скважинных зарядов ВВ, которая позволила установить, что, выбирая соответствующие размеры частиц и термодинамические параметры вещества, добавляемого в ВВ, можно не только изменять максимальное давление в полости взрыва, но и управлять им вдоль образующей скважины. Добавки инертного вещества в ВВ могут препятствовать возникновению ударных волн в породах, уменьшая энергетические потери при взрыве взрывчатых веществ;

- впервые получено уравнение для расчета температуры продуктов взрыва при их сжатии в отраженных от частиц ударных волнах, применяя которые совместно с полученными уравнениями адиабаты и состояния можно, при известных термодинамических параметрах вещества добавки и зависимости, характеризующей изменение давления в полости взрыва от времени, определить массовую долю и фракционный состав добавки;

- впервые установлено, что замена порошка алюминия на пудру в гелексе 650 позволяет увеличить давление в полости взрыва на 15-20 % за счет того, что в этом случае при окислении алюминия выделяется больше энергии. Показано, что хотя длительность волновых процессов, протекающих при взрыве гелекса 650, приблизительно такая же, как и при взрыве аммонита, но так как плотность гелекса 650 на 35-45 % больше, то и давление продуктов взрыва в кумулятивной струе на 35-45 % выше, чем давление продуктов взрыва при применении аммонита, поэтому применение гелекса 650 приводит к более эффективному дроблению негабарита;

- при исследовании механизма детонации эмульсионных взрывчатых веществ с добавками микросфер установлено, что полые шары служат достаточно хорошими сенсibiliзаторами эмульсионных взрывчатых веществ. При количестве введенных добавок, не превы-



шающем 5 % ( $k \leq 0,05$ ), потери энергии продуктов детонации на добавках незначительны;

- увеличить ширину зоны химических реакций, уменьшить максимальное давление в полости взрыва и частично стабилизировать давление ПВ на уровне максимального можно, используя два типа взрывчатых веществ или вводя добавки в ВВ, которые должны отбирать энергию у ПВ до поверхности Чепмена-Жуге и отдавать или выделять энергию за ней. Кроме этого, часть тепловой энергии ПВ они преобразуют в упругую. В качестве добавок используют вещества, которые за поверхностью Чепмена-Жуге вступают в экзотермические реакции. Весьма перспективными являются горючие вещества, не детонирующие в полости взрыва;

- впервые получена зависимость процесса разрушения горного массива взрывом от параметров скважинного заряда. Вводя в ВВ добавки, критические параметры и масса которых выбираются, исходя из прочности и трещиноватости породы, можно уменьшить зону измельчения и увеличить тем самым «поршневое» действие взрыва. В этом случае коэффициент полезного действия взрыва существенно возрастет;

- предложен неизвестный ранее механизм разрушения горных пород в ударной волне и получены соотношения, позволяющие задавать параметры ударной волны таким образом, чтобы получить необходимые размеры частиц, на которые необходимо разрушить породу. Произведена оценка затрат на чистое разрушение породы в поле напряжений скважинного заряда в зависимости от расстояния до скважины;

- впервые установлено, что при взрыве на выброс давление в полости взрыва должно первые 5-10 мс не убывать, а возрасти пропорционально  $(r/r_c)^{2n}$ , где  $r_c$ ,  $r$  – начальный и текущий радиусы скважины, соответственно;  $n$  – показатель адиабаты продуктов взрыва.

Полученные результаты теоретических исследований положены в основу разработки методики расчета параметров скважинных зарядов и оценки рациональных параметров буровзрывных работ для массивов горных пород различной прочности.

Автором предложен критерий выбора ВВ и конструкции заряда для создания оптимального импульса нагружения породного массива различной блочности и крепости, а также способ управления величиной и формой импульса взрыва, позволяющий перераспределять энергию взрыва по высоте колонки заряда путем рассредоточения

сплошных и комбинированных зарядов. Весьма перспективным представляется разработка технологии массовых взрывов с применением зарядов с воздушными, водными и другими инертными промежутками. Применение заряда с радиальным зазором позволяет уменьшить зону переизмельчения, а, следовательно, повысить к.п.д. взрыва.

Также в монографии рассмотрена предложенная конструкция шпуровых зарядов, позволяющих осуществлять контурное взрывание, формирующее нужную поверхность выработки, и повышать ее устойчивость. При этом заряды для контурного взрывания должны детонировать с большой скоростью, а между бризантным ВВ и породой должен присутствовать слой воздуха или другого инертного материала, в качестве которого для крепких пород следует использовать ВВ, детонирующее в неидеальном режиме – режиме недосжатой среды.

Автор выражает благодарность кандидату физ.-мат. наук, профессору И.П. Гаркуше, кандидату технических наук В.А. Никифоровой, а также рецензентам данной работы докторам технических наук, профессорам В.В. Соболеву, И.А. Садовенко за участие в обсуждении работы и ценные рекомендации, а также Л.В. Прохорец за подготовку рукописи к печати.

## **АНАЛИЗ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ ВЛИЯНИЯ ВЗРЫВНОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ НА ПРОЧНОСТНЫЕ СВОЙСТВА И РАЗРУШЕНИЕ ГОРНЫХ ПОРОД**

### **1.1 Теоретические исследования взрывного разрушения горных пород**

---

Взрывное разрушение – быстропротекающий процесс разделения твердой среды на отдельные под действием взрыва. В результате взрывного разрушения за счет высокой скорости приложения нагрузки и деформирования среды образуется множество трещин, в отличие от статического разрушения, для которого характерно образование единичных трещин [1].

Действие взрыва в твердых телах представляет собой весьма сложное явление, включающее в себя разнообразные физические процессы, такие, как детонация взрывчатых веществ, распространение ударных волн, разрушение и неустановившееся движение среды. Для изучения этих процессов привлекаются достижения математики, физики и механики сплошных сред. Однако для взрывного дела, как раздела техники, требуются инженерные расчеты максимальной простоты, допускающие в то же время возможность достаточно широких эмпирических вариаций [2].

При построении моделей взрывного разрушения необходимо на основании качественного анализа рассматриваемого явления сложный процесс расчленить на отдельные предельно простые «блоки», учитывающие только самые основные черты явления. Неосновные черты явления можно учитывать как поправки к полученным решениям на основе опытных данных.

Общеизвестно, что неоднородность структуры присуща практически всем горным породам. Это вызвано, прежде всего, многокомпонентностью горных пород, а также наличием дефектов в структуре, максимальный размер которых сравним с размерами исследуемого образца горной породы. М.А. Садовский со своими сотрудниками в

работах [3-5] убедительно доказывают, что неоднородность, присущая горным породам, упорядоченная, что во всех структурных отдельностях, существующих в горных породах, а также в гранулометрическом составе разрушенных горных пород наблюдается группирование отдельностей определенных размеров вокруг отдельностей с преимущественными размерами. В результате выполненных исследований авторами сделан вывод, что всем твердым материалам присуще общее свойство, состоящее в том, что при разделении их на части, а также при объединении отдельных частиц, распределение отдельных кусков по размерам представляет собой иерархическую последовательность преимущественных размеров, в первом приближении не зависящую от физико-химических свойств исследуемого материала. Деформируемый твердый материал рассматривается М.А. Садовским как открытая система элементов, каждый из которых находится в своем энергетическом состоянии, которое, в свою очередь, может изменяться от стабильного до неустойчивого [4,6]. Если к рассматриваемой системе извне подводится энергия, то наблюдается взаимодействие отдельностей, при этом изменяются как их свойства, так и свойства всей системе в целом. Кроме того, если предположить, что характер изменения свойств, приводящий систему в неустойчивое состояние, сохраняется подобным для всех масштабных уровней, можно считать, что возникновение дискретной иерархии размеров можно объяснить существованием вышеописанного подобия. В процессе деформирования твердых тел образуется иерархическая дискретность преимущественных размеров отдельностей, образование которых сопровождается возникновением дискретных промежутков времени, в течение которых при деформировании материала происходит переход системы из неустойчивого состояния в устойчивое. М.В. Касьян при изучении спектров электромагнитной и акустической эмиссий при нагружении образцов горных пород показал, что особенности, обнаруженные в спектрах излучений, являются безусловным подтверждением иерархичности свойств горных пород на микроуровне [7]. Им показано, что изменение частотных и амплитудных спектров сигналов электромагнитной и акустической эмиссий, регистрируемых при разрушении горных пород, происходит скачкообразно.

По моментам изменения параметров частотных спектров излучений и законам распределения сигналов по уровням излучений можно определять границы, разделяющий различные стадии разрушения. В скачкообразном и прерывистом характере разрушения и закономерностях появления их предвестников проявляется блочная ие-

рархическая структура горных пород. М.И. Беркман [8] показал также, что при анализе и изучении спектров сигналов, используемых в исследованиях состояния горных пород, необходимо учитывать их начальную трещиноватость, так как из-за ее влияния происходит смещение спектра в область более низких частот.

Многие математические модели взрывного дела достаточно хорошо апробированы и дают хорошее совпадение с экспериментами. Например, модель несжимаемой невязкой жидкости хорошо описывает явление кумуляции.

Применение той или иной модели для описания конкретного взрывного процесса должно быть основано на тщательном анализе экспериментальных данных. Важнейшее значение имеют сведения о величине напряжений, возникающих в сплошной среде при взрыве, и о прочностных свойствах самой среды. Если взрывные нагрузки в исследуемом процессе существенно превышают все прочностные характеристики среды, то допустимо применение модели идеальной жидкости. Если же и сжимаемость среды несущественна для рассматриваемого процесса, то применима модель идеальной несжимаемой жидкости.

Разрушение прочных горных пород целесообразно исследовать в рамках теории упругости. Для описания взрыва в грунтах предпочтительной является модель упруго-пластичного или пластичного тела.

Главное свойство, отличающее твердое тело от жидкости, заключается в его сопротивлении формоизменению. При воздействии внешних сил в твердом теле возникают внутренние напряжения, которые препятствуют изменению формы.

По тому, как физические модели твердого тела учитывают необратимость деформации или как разграничивают механические и тепловые процессы в работе [9], они классифицированы следующим образом:

Деформации в **упругой модели** полностью обратимы, так что механическая энергия сохраняется. Эта модель не учитывает способность тела поглощать поток механической энергии, превращая её в тепло. Даже для изолированного твердого тела механическая энергия может считаться неизменной только в течение некоторого интервала времени. С увеличением времени воздействия потока энергии поглощение энергии становится существенным свойством твердого тела и возникает необходимость усовершенствования модели.

В **упруго-пластичной модели** твердого тела обратимые деформации ограничены по величине. За этим пределом все деформации сдвига – необратимы. Закон сохранения механической энергии выполняется, пока внешние силы производят обратимое формоизменение тела. Как только появляется необратимость, вся энергия деформирования диссипирует, превращаясь в тепло. При этом скорость деформации пропорциональна силе или даже произвольна. Упруго-пластический подход не дает удовлетворительного ответа на вопрос о переходе механической энергии в тепловую.

**Модель Дебая** предполагает объемную деформацию неискаженной решетки твердого тела и сохранение полной энергии (энергии теплового движения плюс энергия сжатия холодной решетки). Однако эта модель не обладает определяющим свойством твердого тела – сопротивлением формоизменению.

В **модели Максвелла** искажения решетки со временем самопроизвольно исчезают. Уравнение, определяющее поведение твердого тела, имеет вид

$$\frac{d\sigma}{dt} = \rho C_p^2 \varepsilon - \frac{\sigma}{\tau},$$

где  $C_p$  – скорость продольных волн;  $\sigma$  – напряжение (пропорционально деформации искажения решетки);  $\varepsilon$  – скорость деформации;  $\tau$  – время релаксации.

Модель Максвелла хорошо описывает реальное твердое тело только в узком диапазоне изменения деформационного процесса  $T$ . Для  $T \gg \tau$  тело не обладает упругостью, для  $T \ll \tau$  отсутствует релаксация. Таким образом, существует необоснованное различие при переходе механической энергии в тепло для колебаний разной частоты.

В **модели К.Е. Губкина** [10] решается проблема учета диссипации энергии в твердом теле. Согласно этой модели, наряду с упругими напряжениями в твердом теле имеются неупругие, которые определяются историей деформирования твердого тела, они пропорциональны скорости деформации и непрерывно релаксируют. К.Е. Губкину удастся при конструировании своей модели избежать логических противоречий, показав каким образом удовлетворяются условия причинности в линейных процессах. Эта модель построена в рамках

однородной сплошной среды. Диссипируемая энергия превращается в тепло.

Характерной видимой особенностью горных пород является их неоднородность. Она определяется, с одной стороны, их многокомпонентностью, а с другой – наличием различных дефектов строения.

В связи с тем, что математический аппарат механики сплошных однородных сред оказался неприемлемым для описания процессов деформирования и разрушения структурно-неоднородных твердых сред при динамическом воздействии, в последние годы разработаны новые нетрадиционные приемы и модели, описывающие эти процессы.

Трещиной называют плоский разрыв сплошности среды, величина которого на порядок и более превосходит межатомное расстояние в кристаллической решетке (т.е. более  $10^{-9}$  м) [11]. Трещины могут быть классифицированы по многим признакам, одним из которых является их длина.

Наличие трещин в горных породах способствует резкому перераспределению действующих в них напряжений и вызываемых ими деформаций. Так, развитие трещин при действии напряжений сжатия с нарушением сплошности среды сразу же переводит ее из напряженного состояния сжатия в напряженное состояние растяжения, определяя в дальнейшем лишь отрывной характер разрушения по плоскости данной трещины.

При классификации трещин по размерам, связанной с разбиением всех существующих в природе трещин на интервалы, исследователи сходятся в вопросе о количестве таких интервалов. Их должно быть пять [12,13].

В работе [13] эти интервалы названы классами. Трещинами первого класса считаются дефекты кристаллической решетки, вызванные условиями возникновения и развития в породе отдельных кристаллов. Их размеры  $10^{-9}$ - $10^{-5}$  м. Межкристаллические трещины с размерами  $10^{-5}$ - $10^{-3}$  м отнесены ко второму классу. Они возникают как следствие дефектов межкристаллического цемента и оказывают влияние на сопротивление пород при бурении, разрушении и измельчении в дробилках. Трещины третьего класса – макротрещины – являются следствием метаморфизма пород. Трещины третьего класса имеют протяженность от  $10^{-2}$  до  $10^2$  м. Они могут быть открытыми или заполнены другими породами, продуктами метаморфизма или выветривания. Они оказывают наибольшее влияние на процессы разрушения массивов горных пород при их выемке и рыхлении. Трещины

четвертого класса – разрывы – являются следствием глубинных подвижек массивов горных пород в процессе формирования земной коры. Эти трещины имеют протяженность  $10^{-2}$ - $10^3$  м. Трещины пятого класса – крупные тектонические разрывы, являющиеся следствием региональных тектонических процессов, могут иметь протяженность от  $10^3$  до  $10^5$  м.

В работе [14] в зависимости от размеров дефектов минералов, пород и участков земной коры выделено также пять уровней дефектности. В этой классификации принято, что чем меньше размер трещины, тем выше уровень дефектности породы [12]:

IV. Дефекты кристаллической решетки минералов, составляющих породу: вакансии, межузельные атомы, дислокации т.п. Вообще говоря, эти дефекты не вполне отвечают определению трещины.

III. Микротрещины, разбивающие отдельные кристаллы и небольшие участки горной породы. Размер их условно ограничен величинами  $10^{-2}$ - $10$  м.

II. Макротрещины, видимые в обнажении и изучаемые в ряде отраслей геологии, их линейные размеры условно ограничены интервалом  $10$ - $10^2$  м.

I. Разломы, разбивающие массивы горных пород. Их линейные размеры условно ограничиваются интервалом  $10^{-2}$ - $10^4$  м.

0. Крупные тектонические разрывы, связанные с региональными полями тектонических напряжений и разбивающие участки земной коры.

Существует также условная классификация микродефектов по размерам [15]. В ней самому высокому уровню дефектности соответствуют дефекты размером менее 1 мкм ( $10^{-6}$  м). Следующий более низкий уровень дефектности охватывает интервал линейных размеров 1-10 мкм. Эти дефекты представляют собой дислокационные образования, появившиеся при пересечении полос скольжения в межзеренном пространстве. Затем следуют дефекты, сопоставимые с размерами зерен и межзеренных границ. Интервал их линейных размеров 10-100 мкм. Дефекты с размерами более 100 мкм связаны с крупными зернами и мономинеральными агрегатами.

Все вышеприведенные классификации свидетельствуют об абсолютной условности деления на интервалы размеров трещин, не учитывающего иерархичность строения горных пород.

В работе [16] предлагается описывать процесс деформирования неоднородной среды при крупномасштабном взрыве на основе представления её в виде некоторой совокупности элементов разного мас-



штаба, промежутки между которыми представляют собой протяженные области, заполненные слабосвязанным по сравнению с горной породой материалом. На каждом этапе деформирования преимущественный вклад в макродвижение вносят структурные элементы одного масштаба. Этот масштаб определяется иерархией структурных уровней и характером взрывного воздействия. Процесс деформирования такой среды описывается следующим образом. Взрыв заряда мощностью  $Q$  производится в среде, характеризующейся микроструктурой и наличием сети поверхностей ослабления в виде нескольких систем, ориентированных в пространстве трещин, каждая из которых определяет соответствующий размер структурного элемента. При достижении на одной или нескольких поверхностях ослабления предельного напряженного состояния материала заполнителя происходит лавинообразное разделение первоначально-сплошной среды на структурные элементы. Структурно неоднородный массив рассматривается в качестве существенно неравновесной системы, допускающей образование диссипативных структур, линейный размер которых соответствует размеру естественного породного блока в массиве и определяется пространственным масштабом и интенсивностью накладываемого на среду взрывного воздействия.

При рассмотрении механической модели твердого тела В.Н. Родионовым и И.А. Сизовым вводится параметр, характеризующий диссипацию механической энергии. Для этого к обычным пространственным координатам добавляется четвертая – линейный размер неоднородности, на которой при деформировании тела возникают избыточные напряжения сдвига, релаксирующие со временем [17]. Если для упругого тела, не содержащего неоднородностей, напряжение определяется только деформацией, то введение в рассмотрение неоднородностей приводит к тому, что возникающее в твердом теле напряжение становится зависящим от скорости деформирования.

Распределение неоднородностей в твердом теле таково, что все они равноправны. Объемы неоднородностей каждого размера пропорциональны размеру самой неоднородности и составляют малую долю объема твердого тела. Однако в сумме они могут его превышать, так как неоднородности разного размера могут быть «вложенными» друг в друга, вмещаясь в одно и то же физическое пространство.

Иерархичность структуры горных пород и её поведение при разрушении обуславливает применение в качестве аналитических моделей образования трещин марковских процессов [10,16]. Так, в работах [8,18] предлагается описывать образование трещин одного

размера (дефектов одной энергии) однородным марковским процессом. При этом предполагается, что процесс начинается с появления начального дефекта, а дальнейшее развитие разрушения определяется тем, что каждый дефект обладает теми же свойствами генерировать подобные, как и первоначальный. Модель построена таким образом, чтобы она включала в себя наряду с кинетикой конечного числа дефектов и качественный скачок, который интерпретируется в модели как образование «бесконечного» числа трещин за конечный промежуток времени. Предполагается, что развитие процесса на каждой из стадий разрушения имеет подобный характер и представляется как последовательный переход «взрыва» со ступени на ступень. Появление нового дефекта на второй стадии становится возможным при достижении состояния «взрыва» на первой.

Е.И. Шемякин считает, что выбор модели взрывного разрушения должен быть связан с целями прикладных задач [19]. Однако при этом должны учитываться особенности механизма действия взрыва на окружающую среду: Во-первых, то, что преломление детонационной волны в прочные горные породы для ВВ с энергией порядка 4000 кДж/кг вызывает образование волн напряжений с амплитудой

$$\sigma_{p \max} = \rho V_{\max} C_p,$$

где  $\rho$  – плотность породы, кг/м<sup>3</sup>;  $C_p$  – скорость продольных волн, м/с;  $V_{\max} = \frac{1000}{r^n}$  – скорость смещения частиц, м/с;  $n \approx 1,8-2,0$ .

Во-вторых, развитие полости с продуктами взрыва приводит к формированию напряженного состояния в окрестности заряда, которое отвечает за разрушение горной породы. Расширение полости не приводит к существенным изменениям плотности, а основные затраты энергии расширяющихся продуктов взрыва связаны с преодолением сопротивления сдвигам. Развитие полости совершается с начальными скоростями, оставленными волной напряжений. Очень важно иметь в виду, что в те времена, когда волна напряжений далеко распространилась от места взрыва, распределение радиальных и тангенциальных напряжений в окрестности заряда отличается от таковых в волне напряжений.

Кроме того, важно учитывать неупругое поведение породы в ближней зоне взрыва. Однако близость скорости распространения волн напряжений к скорости продольных волн, формирование растя-

гивающих напряжений, тесная аналогия формирования волновой картины при отражении от свободной и других гранитных поверхностей свидетельствуют о большом подобии рассматриваемых процессов упругим на расстояниях, удаленных от заряда.

При изучении сравнительных особенностей поведения упругой среды и сред с различными неупругими компонентами необходимо опираться на экспериментально установленные и общепринятые данные о параметрах волн напряжений в ближней зоне взрыва. Они заключаются в том, что, во-первых, при взрыве промышленных ВВ волны напряжений в прочной горной породе являются слабыми, в том смысле, что деформации, производимые волной, малы (не превосходят  $10^{-3}$  м). Отношение максимальных напряжений в волне  $\sigma_{\max}$  к модулю объемного сжатия  $K$  есть величина малая

$$\frac{\sigma_{\max}}{K} \approx 10^{-2} \div 10^{-3}.$$

Волна напряжений определяет возможность передачи энергии взрыва окружающей среде.

Во-вторых, волна напряжений в ближней зоне взрыва является короткой, почти ударной. Нарастание максимальной амплитуды скорости частиц происходит значительно быстрее, чем её спад. Вблизи заряда волна напряжений подобна ударной волне, на больших расстояниях от заряда время нарастания увеличивается. С механической точки зрения, это эквивалентно тому, что зона нарастания сжатия в волне напряжений  $\Delta r_{сж}$  много меньше размера зоны сжатия в окрестности заряда

$$\frac{\Delta r_{сж}}{r_{сж}} \ll 1.$$

В-третьих, для прочных горных пород характерно, что «вся» волна напряжений (включая время прихода, наступление максимума на данном расстоянии) распространяется со скоростью, близкой к скорости распространения продольной волны  $C_p$ , хотя и наблюдается увеличение запаздывания с расстоянием от заряда и некоторое увеличение длительности положительной фазы.

На основе вышеизложенных представлений в работе [19] проведены оценки поведения горных пород в волне напряжений при взры-

ве для моделей упругой среды и среды с внутренним трением. Принятый закон внутреннего трения устанавливает связь двух главных напряжений в волне с деформациями, превосходящими некоторые предельные упругие деформации. В среде с внутренним трением происходит дополнительное, по сравнению с упругим, затухание волн напряжений, так как их энергия затрачивается на дополнительное разрушение породы. Если при распространении цилиндрической волны напряжений в упругой среде расчетная амплитуда убывает с расстоянием  $r$  по закону  $r^{-0,5}$ , то для среды с трением –  $r^{-(0,8 \div 0,9)}$ . Физический подход к разрушению горных пород взрывом предложен в цикле работ Н.А. Родина (ВНИПИИстройсырье) [20-22]. Согласно этому подходу, твердое тело позволяет возникнуть и распространяться волне напряжений, которая переносит энергию по мощности не выше предельно допустимого уровня. При разрушении неоднородного твердого тела, каковыми являются горные породы, при прохождении волны напряжений будет происходить разрушение в местах повышенного размера дефектов и трещин с приростом их размеров. После воздействия ударной волны на стенки скважины весь избыток энергии, который не восприняла упругая деформация горной породы, перешедшая в волну напряжений, будет аккумулирован в камере взрыва. Избыток энергии взрыва будет вызывать возрастание давления в камере, превышая предельно допустимое напряжение на сжатие для данной горной породы. Чем больше будет подведено избыточной энергии к разрушаемому объекту, тем больше объем переизмельченного продукта.

Предложенная В.Н. Бовенко автоколебательная модель предразрушающего состояния твердых тел [23] позволяет описывать разрушение их на микроуровне с учетом наблюдаемого при взрывном разрушении горных пород электромагнитного излучения [24]. Идеей этой модели является дискретная и волновая природа физических процессов, протекающих в твердых телах. Автор [25] исходит из того, что любая динамическая перестройка материала твердого тела, сопровождаемая генерацией дефектов кристаллической решетки, акустическим и электромагнитным излучением, является результатом взаимодействия волн и частиц. Такой постановке вопроса более всего соответствует модель твердого тела Дебая. По своей сути модель Дебая является автоколебательной, работающей в мягком режиме возбуждения, потому что колебания атомов около положения равновесия, поддерживаемые за счет того или иного источника, возникают само-

произвольно. Введение в такую модель дефектов кристаллической решетки (точечных, линейных, поверхностных и объемных) превращает её в автоколебательную модель с жестким режимом возбуждения – релаксационный генератор с двумя характерными масштабами времени: продолжительностью медленных и быстрых процессов релаксации. Каждый из элементарных объемов вблизи дефектов решетки представляет собой открытую термодинамическую систему, диссипирующую часть энергии, которая поступает от внешнего источника. Согласно этой модели, когда скорость частиц твердого тела достигает граничной скорости атомов в волне, возникает неустойчивость по отношению к релаксационным колебаниям и происходит нарастание акустических флуктуаций, которые получили название автоакустических возбуждений.

Волны акустической эмиссии характеризуют напряженное состояние среды вблизи дефектов структуры и кинетику её разрушения при внешних воздействиях. При обмене энергией и веществом с окружающей средой кристалл с дефектами подвержен действию периодических импульсов, возникающих в результате автоколебательного движения дефектов. Разрушение наступает в результате авторезонанса, то есть резонанса под действием силы, порождаемой движением самих дефектов, и завершается потерей колебательной устойчивости. Такой подход позволяет объяснить разрушение минералов, находящихся за пределами зоны прямого разрушающего действия взрыва, а также интенсивное измельчение минералов с высокой плотностью дефектов [26,27].

## **1.2 Влияние действия взрыва на прочностные свойства горных пород**

---

Действие взрыва на среду проявляется не только в дроблении и разрушении горных пород вблизи заряда, но и в возникновении области разупрочнения, обусловленной развитием микронарушений на удаленных расстояниях от заряда. Изменение свойств горных пород за пределами зоны взрывного дробления описывается в целом ряде работ [28-30]. Отмечается уменьшение скорости распространения продольных волн и изменение петрографических и фильтрационных свойств среды по мере приближения к центру взрыва.

В безграничной среде, где влияние свободной поверхности мало, взрывное разрушение протекает двустадийно. Первичное разрушение происходит на динамическом фронте дробления – поверхности, где достигается предельное упругое состояние среды и образуются макротрещины по двум механизмам: сколом – при достижении предельных сдвиговых напряжений (в ближней к центру взрыва зоне, где напряжения сжимающие), отрывом – при достижении прочности на отрыв (в дальней зоне, где действуют растягивающие напряжения). Преобладающая масса среды на фронте дробления разрушается отрывом, так как прочность на сдвиг в хрупких средах и тому подобных значительно (на порядок и более) превосходит прочность на отрыв. В результате образуется зона радиальных трещин.

Вторичное разрушение протекает при последующем сдвиговом деформировании нарушенной среды. Оно преобладает около взрывной полости, где деформации имеют наибольшее значение, и является основной причиной переизмельчения среды и бесполезных тепловых потерь энергии, обусловленных внутренним трением в разрушенной среде. Трещины при вторичном взрывном разрушении ориентированы беспорядочно – это так называемая зона дробления. Влияние вторичного дробления растет с деформацией, поэтому его наибольший вклад будет в случае сильного (например, ядерного) взрыва, когда степень деформирования существенно возрастает по сравнению с химическим ВВ. Размеры зон дробления  $R_*$  и радиальных трещин  $R_0$  связаны соотношением

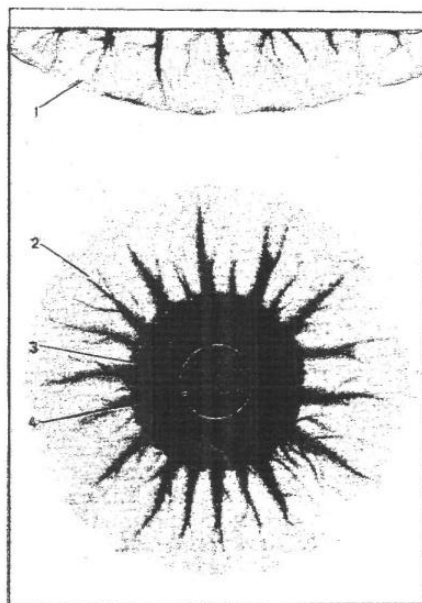
$$\frac{R_0}{R_*} = \sqrt{\frac{\sigma_*}{2\sigma_0}},$$

где  $\sigma_*$  – прочность на сжатие;  $\sigma_0$  – прочность на отрыв.

Размер зоны дробления существенно зависит от интенсивности взрывного источника. Если начальное давление продуктов взрыва близко к прочности на сжатие, зона дробления может вообще отсутствовать. В этом случае преобладает разрушение отрывом, а зона радиальных трещин начинается от взрывной полости.

При взрыве вблизи свободной поверхности массива описанный механизм разрушения дополняется отколом – разрушением путем отрыва под действием растягивающих радиальных напряжений, возникающих при отражении взрывной волны от свободной поверхности (рис. 1.1). При отколе трещины ориентированы в основном парал-

тельно свободной поверхности. Максимальная глубина откольного разрушения не превышает половины длины фазы сжимающих напряжений взрывной волны [1].



1 – откольного; 2 – радиальных трещин; 3 – дробления; 4 – полость взрыва

Рис. 1.1. Схема зон взрывного разрушения

Область, в которой после взрыва происходят необратимые изменения, изучалась Е.И. Шемякиным как зонд упруго-пластических деформаций [31]. В работах В.Н. Родионова эта область названа зоной остаточных напряжений [9]. В этой области возникают микротрещины, ослабляющие массив, благодаря чему он переходит в состояние, называемое предразрушением [23]. Поэтому в работах исследователей ИГД им. Скочинского [30,32-35] эта область названа зоной предразрушающего действия взрыва. В этой зоне не наблюдается образование протяженных радиальных трещин и макронарушений, но порода переходит в состояние предразрушения за счет резкого повышения концентрации дефектов и возникновения системы микротрещин.

Механизм протекания процессов в зоне предразрушения представляется следующим образом. Прохождение сейсмозврывной волны в дискретной среде приводит к возникновению напряжений на контактах зерен, образованию областей нелинейных деформаций, проявляющихся в виде возникающих дефектов структуры.

В горных породах процесс взрывного разрушения определяется развитием естественных микро- и макротрещин под действием импульсной нагрузки. Повышение концентрации дефектов и ослабление межзеренных связей в результате действия взрыва приводит к изменению прочностных свойств пород.

В настоящее время в объяснении механизма разрушения неоднородных горных пород при различных видах напряженного состояния наиболее приемлемой можно считать модель, предложенную Ставрогиным А.Н. и учениками [36]. Многочисленными экспериментами, проведенными ими, показано, что прочностные свойства горных пород являются функцией напряженного состояния. Так, мрамор в условиях бокового давления  $\sigma_2 = 100$  МПа увеличивает свою прочность в 3,5 раза по сравнению с одноосным сжатием. Причем предел прочности достигается при значительных деформациях (до 20%), последние связаны с большим разрыхлением образца. Также отмечено, что угол  $\alpha$  наклона плоскости среза к вертикали зависит от соотношения осевого и бокового напряжений  $\sigma_1$  и  $\sigma_2$ .

Явления разрыхления и увеличения объема при необратимом деформировании образца, по мнению авторов, вызываются одновременным образованием межзеренных микроразрывов (микротрещин) и микросдвигов по границам зерен. При этом микротрещины отрываются преимущественно вдоль направления действия максимального главного напряжения (в данном случае  $\sigma_1$ ).

В работе [37] получены формулы, которые позволяют определить расположение рядов скважин на уступе и их коммуникацию при положительном и отрицательном направлениях отбойки, обеспечивающих перпендикулярность плоскостей слоев железистых кварцитов и волны сжатия и соответственно разупрочнение массива за счет образования в плоскостях слоев микротрещин отрыва.

Проведенные на образцах песчаника, мрамора и гранита экспериментальные исследования разупрочняющего действия взрыва [32-35] показали, что размеры зоны предразрушения достигают 200 радиусов заряда. Радиус этой зоны определялся как координата точки, в которой уменьшение скорости распространения продольных волн составляет 5 %. В ходе экспериментальных исследований обнаружена зависимость эффекта взрывного предразрушения от исходного состояния среды, характеристикой которого служит скорость распространения продольных волн в среде до взрывного воздействия. Выделены три качественные особенности поведения породы после взрыв-



ного воздействия: 1) возрастание скорости продольных волн в породе с удалением от центра взрыва; 2) корреляция изменений скорости продольных волн в образцах песчаника с изменением концентрации зерен кварца с грануляционной мозаичностью; 3) возрастание скорости продольных волн в породе с течением времени, свидетельствующее о том, что в зоне взрывного предразрушения происходят изменения структуры, имеющие обратимый характер. Скорость «самозалечивания» образцов зависит от степени нарушенности породы взрывом.

При определении скорости продольных волн применяли метод сквозного ультразвукового прозвучивания образцов. Изменение состояния породы после взрыва оценивалось по относительному изменению скорости распространения продольных волн.

Исследования микроструктуры песчаников после взрыва проводились на шлифах с помощью поляризационного микроскопа. В результате петрографических исследований установлено, что после взрывного воздействия микропористость исследуемых песчаников изменялась в пределах от 3 до 18 %. Установлена также линейная зависимость скорости продольных волн от микропористости.

При взрывной отбойке горных пород взрыв воздействует на среду, содержащую трещины различных размеров и ориентации, которые развиваются под действием основных разрушающих факторов и определяют конечный результат взрыва – грансостав. Общеизвестно, что основным разрушающим фактором взрыва в однородной твердой среде является ударная волна, переходящая в волну напряжений [38-41]. В результате взрывчатого превращения ВВ (взрывчатого вещества) с выделением тепла и образованием газов в зарядной полости скачкообразно повышается давление газов взрыва. Вследствие чего в окружающей горной породе во все стороны распространяется однократная волна (область сжатия с резким скачком плотности и температуры на переднем фронте), переносящая часть энергии взрыва. На контакте заряда с породой скачок давления, преодолевая сопротивление породы всестороннему сжатию, производит раздавливание и измельчение, увеличивая размеры зарядной полости. На расстоянии двух-трех радиусов заряда напряжения в волне становятся меньше предела прочности породы на раздавливание, и ударная волна переходит в волну напряжений, распространяющуюся по породе со скоростью, равной скорости распространения звука в ней. Она обуславливает радиальное сжатие слоев породы и возникновение тангенциальных напряжений. Поскольку прочность горных пород на растяжение на порядок меньше их прочности на сжатие, в породе

возникают радиальные трещины. Когда тангенциальные напряжения становятся меньше предела прочности породы на разрыв, рост радиальных трещин, образованных волной, прекращается.

После возникновения волны и начального увеличения объема зарядной полости давление газов взрыва несколько снижено, но остается еще достаточно высоким и действует на стенке зарядной полости и образованных волной трещин. Вторым разрушающим фактором взрыва являются газообразные продукты детонации. Поскольку время их действия на окружающую среду на порядок больше времени прохождения волны, действие газообразных продуктов можно считать вторичным во времени и рассматривать как квазистатическое [42,43].

В ряде работ [44,45] приведены результаты исследований, из которых следует, что при взрыве в скальных породах промышленных взрывчатых веществ в энергию ударной волны переходит от 40 до 60 % потенциальной энергии взрывчатых веществ. Однако в других работах, например Н.К. Kutter [43], приводятся данные, по которым в энергию ударной волны при взрыве взрывчатых веществ переходит лишь 10-18 % от общей затраченной энергии. При этом значительная часть энергии необратимо теряется уже в зоне, непосредственно прилегающей к заряду, и только около 10 % энергии, перешедшей в ударную волну, используется на дробление горных пород. Как считают Э.И. Ефремов и В.М. Комир [46,47], вторая половина потенциальной энергии ВВ идет на процессы, сопровождающиеся расширением продуктов взрыва, высокой температурой и давлением. При этом следует учитывать, как отмечается в работах В.В. Ржевского [12] и А.А. Воробьева [48], что доля участия как волн напряжений, так и продуктов детонации в процессах разрушения и дробления горных пород определяется, в значительной степени, их акустическими свойствами. Известно, что при большой акустической жесткости пород затухание упругих волн невелико, поэтому в этом случае существенную роль в разрушении при взрыве играют волны напряжений. Если же горные породы обладают малой акустической жесткостью, наблюдается сильное затухание упругих волн, и роль волн напряжений в разрушении горных пород невелика. В этом случае разрушение горных пород происходит из-за высокого давления продуктов взрыва. Акустические свойства среды в значительной степени зависят от неоднородности среды и наличия в ней дефектов.

Разрушение и разупрочнение горных пород при взрыве, в основном, определяется энергией, которой обладает используемое

взрывчатое вещество. Величина этой энергии равна мощности, выделенной при взрыве в горную породу, за время воздействия взрыва на этот объем породы. В свою очередь, известно, что мощность взрыва прямо пропорциональна квадрату амплитуды волны напряжений.

При этом с увеличением времени воздействия взрыва на среду, в которой он производился, при постоянной величине энергии, запасенной во взрывчатом веществе, амплитуда волн напряжений должна уменьшаться. Уменьшение же времени воздействия взрыва на среду приводит к увеличению мощности взрывного воздействия на породу, и, как следствие, амплитуды волн напряжений, на чем и основываются все основные приемы управления параметрами импульса взрыва.

То, что амплитуда упругих волн, и в том числе волн напряжений, затухает с увеличением расстояния от заряда, убывает, известно давно. В своих работах Н.К. Kutter [43] показал, что закон уменьшения с расстоянием тангенциальных напряжений, возникающих при взрыве цилиндрических зарядов и вызывающих возникновение радиальных трещин, имеет вид:  $\sigma \sim r^{-3/2}$ .

Работы, посвященные разупрочняющему действию взрыва, условно могут быть разделены на две группы. К одной из них следует отнести работы, в которых уделяется преимущественное внимание области микроразрушений, которая возникает в результате разупрочняющего действия взрыва за пределом им разрушенной зоны [9,30,33-35,49-51]. В этом случае, хотя при взрыве в среде происходит интенсивное развитие микротрещин, среда со всеми образующимися микротрещинами и дефектами, остается единым целым.

В этом случае наблюдается рост концентрации микротрещин и изменение прочностных и акустических свойств пород. Для оценки взрывного разупрочнения пород на разном расстоянии от заряда Д.Е. Grady [52] ввел показатель структурного ослабления  $\lambda(R)$ . По степени и характеру нарушений при взрыве в горных породах выделяются зона разрушений  $\lambda(R) = t$  и упругая зона  $\lambda(R) \approx 0$ . Радиус зоны предразрушения линейно увеличивается с ростом энергии заряда и может составлять 150-200 радиусов заряда.

В работе [49] предложена классификация пород по их склонности к взрывному разупрочнению. Породы, обладающие наибольшей способностью к взрывному разупрочнению, занимают в классификации промежуточное положение между грунтами, непрочными породами (до 30÷50 МПа) и классом весьма прочных скальных пород (более 100-150 МПа).

В зоне предразрушения условие разрушения по предельному растягивающему напряжению заменяется условием предельного равновесия микротрещин. Развитие микротрещин происходит, если напряжения на фронте взрывной волны  $\sigma(R)$  в данной точке превышают некоторый пороговый уровень  $\sigma_n$ .

Вопросам влияния буровзрывных работ на снижение прочности пород, а также установлению закономерностей посвящены работы [51-53].

Для выяснения закономерностей образования мелких фракций при переработке горной массы проведен цикл лабораторных и полупромышленных экспериментов. Исследования показали, что под действием волн напряжений при взрывной отбойке в породе формируется «техногенная» нарушенность, снижающая её прочность на сжатие до 60 % от первоначальной. Получена зависимость относительного снижения прочности гранита на одноосное сжатие от количества и амплитуды импульсов нагружения. Установлено, что количество мелких фракций, образующихся при механическом дроблении, постоянно и существенно зависит от степени нарушенности дробимых отдельностей.

При взрыве скважинных зарядов за зоной непосредственного дробления в зоне неразрушающего действия взрыва в зависимости от расстояния от заряда авторы [51] наблюдали три разных типа нарушений в массиве. В наиболее удаленной зоне наблюдалось формирование невидимых микронарушенностей, приводящих к снижению прочностных, упругих и пластических свойств горных пород. Во второй зоне, расположенной ближе к заряду, кроме генерации микронарушенностей, происходит формирование видимых тонких (волосяных) трещин. В третьей зоне, расположенной за зоной дробления, наблюдаются «вывалы» отдельных кусков.

Для теоретического описания наблюдаемого экспериментально снижения прочности горных пород в зависимости от числа и амплитуды неразрушающих нагрузок были привлечены кинетическая теория прочности С.Н. Журкова [54] и теория трещин Гриффитса [55].

В работе [35] Б.В. Левиным с сотрудниками предложен механизм разупрочнения горных пород в зоне предразрушения, основные положения которого состоят в том, что при прохождении сейсмической волны, возникающей в результате взрыва, возникают напряжения на контактах зерен и зоны нелинейных деформаций, которые проявляются в виде дефектов структуры и сопровождаются релакса-

цией напряжений в течение определенных временных промежутков, характерных для каждого типа породы.

Г.М. Крюковым в работах [50,51] изучен характер нарушений в массиве, возникающих при нагружении его неразрушающими волнами, образующимися при взрыве ВВ. Автором показано, что в зависимости от амплитуды волны на различных расстояниях от скважинного заряда существуют три зоны с различными типами нарушений. Первая зона, наиболее удаленная от скважинного заряда, характеризуется тем, что в ней массовая скорость частиц  $V$ , м/с во взрывной волне меньше первой критической скорости  $V_1^{kp}$  и формируются микронарушения, вследствие чего снижаются как прочностные, так и упругие и пластические свойства горных пород, что тесно связано со степенью их неоднородности [75-77], так как в неоднородной среде при взрыве возникает неоднородное поле напряжений.

Величина структурных напряжений зависит как от анизотропии упругих свойств горных пород, так и от самих упругих свойств породообразующих минералов, каждый из которых при нагружении определенным образом способен изменить свое структурное состояние. При этом он обладает набором таких характеристических напряжений, что при достижении каждого из них реализуется определенное поведение при нагружении. А это позволяет авторам прийти к выводу о том, что при взрыве структурные изменения в породе происходят не монотонно и вокруг скважинного заряда после взрыва образуются несколько зон, в которых технологические свойства отбитой горной массы существенно отличаются.

В своих исследованиях С.А. Гончаров с соавторами значительное внимание уделили изучению разупрочняющего действия взрыва, в том числе изменению микроструктуры и прочностных свойств породы, разрушаемой в зоне дробления [59 - 61].

Вторая зона, в которой массовая скорость частиц больше первой критической скорости  $V_1^{kp}$ , но меньше второй критической скорости  $V_2^{kp}$ , характеризуется тем, что в ней, кроме образования микронарушений, происходит генерация видимых, хотя и очень тонких трещин. И, наконец, в третьей зоне, самой близкой к скважинному заряду, массовая скорость частиц среды превышает вторую критическую скорость  $V_2^{kp}$ , что приводит к вывалам отдельных кусков породы.

В ряде работ [59, 62 - 77] разупрочняющее действие взрыва исследуется на базе изучения прочностных и акустических свойств кусков отбитой породы в зоне разрушения в результате взрыва ВВ. В за-

висимости от прочностных и упругих свойств отбитой взрывом горной породы выбираются показатели механической переработки горной массы, а также извлечения содержащихся в ней полезных компонентов. Увеличение интенсивности воздействия взрыва на породный массив помимо уменьшения его прочностных свойств снижает также затраты электроэнергии на измельчение и дробление.

М.М. Фузган, М.Г. Зильбершмидт, С.Д. Викторов и некоторые другие ученые считают, что снижение прочности отбитой породы при воздействии на нее взрывом [56 – 58, 61] связано с ее неоднородностью.

При проведении исследований ученые исходили из того, что в результате разрушения взрывом снижение прочностных свойств горных пород происходит вследствие развития и накопления дефектов в зонах срастания минералов. При этом установлено, что существенное влияние на развитие микродефектов в структуре горных пород оказывает длительность взрывного нагружения, которая определяется длительностью взрывного импульса. Время записывания продуктов взрыва и продолжительность их воздействия на образец горных пород регулировались путем изменения высоты конусообразной полости заряда взрывчатого вещества, заполненной материалом забойки. Изменяя высоту конуса от 1 до 4,5 диаметра заряда, добивались изменения длительности взрывного импульса от 5 до 15 мс. При исследовании изменения структуры образцов применялся метод измерения микротвердости минералов. Исследования изменения микротвердости кварца – основного нерудного минерала, входящего в состав железистых кварцитов, проводили на приборе с алмазной пирамидкой Виккерса, угол между гранями при вершине которой составлял  $136^\circ$ . Результаты выполненных исследований позволили установить, что с увеличением времени воздействия напряженного состояния на образец микротвердость кварца возрастает, и позволили выявить различный характер изменения микротвердости кварца у границ раздела с магнетитом. Данные, полученные при исследовании изменений микротвердости минералов, позволили оценить работу разрушения путем внедрения индентора с постоянной нагрузкой в зависимости от длительности взрывного разрушения. При более длительном нагружении образцов горных пород динамическим импульсом наблюдается рост дефектов и повышение их концентрации. На основании выполненных экспериментов сделан вывод о том, что существует такой интервал времени, в течение которого происходит нагружения образца и наиболее интенсивное деформирование его микроструктуры.

Снижение прочности образцов, установленное по временному сопротивлению одноосному сжатию, составило 25-40 % от прочности в естественном состоянии, определенной на образцах, не подвергавшихся взрывным нагрузкам. Максимальное снижение прочности соответствовало наибольшему по продолжительности взрывному нагружению.

Разупрочняющему действию взрыва посвящен ряд работ Д.А. Кочеткова [64 - 68], выполненных в ГИГХС (г. Люберцы). На основе экспериментальных исследований закономерностей изменения свойств пород под действием взрывного нагружения, проведенных на блоках апатитовой руды, им предложена модель многоуровневого разрушения массива скальных пород взрывом скважинных зарядов. Он считает, что разрушение горных пород взрывом происходит на трех основных уровнях: 1) на уровне минеральных зерен и определяется процессами накопления микродефектов и образования макротрещин; 2) на уровне структурных блоков и характеризуется процессом дробления путем развития магистральных трещин и разуплотнения по естественным трещинам; 3) на уровне уступа и определяется разрушением в объеме массива горных пород путем сдвига по трещинам и разрывам.

При уступной отбойке горных пород взрывом выделены зоны дробления, разуплотнения и нарушенности. В зоне дробления происходит зарождение, рост и слияние микродефектов, что приводит к дезинтеграции породы. Зона дробления составляет 15-20 радиусов заряда. В зоне разуплотнения происходит разрушение породы по естественным трещинам. Ее размеры оцениваются в 30-40 радиусов заряда. В зоне нарушенности концентрация наведенных взрывом микродефектов соответствует величине естественной микротрещиноватости. Размеры зоны нарушенности до 100-140 радиусов заряда.

Теоретический расчет зон разрушения, образующихся в массиве скальных горных пород под действием взрывных волн напряжений, осуществлен в рамках кинетической теории прочности. Для построения критерия разрушения использован закон суммирования повреждений Бейли. При построении критерия разрушения предполагается, что энергия активации имеет одинаковую физическую природу.

Связь средней концентрации микротрещин в скальной породе с напряжениями при взрыве удлиненного заряда обсуждается в работах В.Я. Черткова (ВНИИПИИстромсырье) и также основывается на кинетических представлениях об образовании накоплений и слиянии микротрещин [28, 71, 72]. Начальная стадия этого процесса связана с рос-

том концентрации микротрещин. Переход к их слиянию с образованием более крупных трещин имеет локальный и вероятностный характер. Поэтому при заданном напряженном состоянии и режиме нагружения, при котором начинается переход к макротрещинам, средняя концентрация микротрещин бывает различной. Средняя концентрация микротрещин является статистическим параметром вероятностного процесса перехода от микро- к макротрещиноватости, зависящим от времени.

В работе [71] разработан способ расчета средней концентрации микротрещин в трещиноватой породе при взрывной нагрузке, позволяющий учесть высокие значения напряжений и временной ход реального сложно-напряженного состояния.

При оценке зависимости числа микротрещин от времени  $n(t)$  использовался ряд допущений:

- в исходном состоянии порода монолитна;
- напряжение при взрыве, как функция времени, имеет вид промежуточного импульса;
- коэффициент  $\gamma$  в формуле С.Н. Журкова [75] для долговечности не зависит от напряжений (то есть напряжения достаточно малы).

На основе зависимости  $n(t)$  В.Я. Чертковым показано, что кинетические представления можно использовать для описания разрушения породы при взрыве [28]. Он считает, что для решения различных практических задач, связанных с разрушением породы при взрыве, необходимо вычислить зависимость  $n(t)$  в условиях больших напряжений, сложного напряженного состояния, волнового режима нагружения, высокой концентрации микротрещин и с учетом затухания и расплывания волновых напряжений на естественных трещинах.

В работе [71] получены оценки размеров зоны дробления при взрыве удлиненного заряда ВВ в трещиноватой породе. Необходимые значения радиальной и тангенциальной составляющих волны напряжений вдали от концов удлиненного заряда взяты из работ В.А. Боровикова и Н.Ф. Ванягина для монолитной породы [78,79]. Трещиноватость приводит к дополнительному затуханию и расплыванию волнового импульса. Для упрощения принята изотропная трещиноватость. При этом её влияние на волну определяется средней частотой трещин, коэффициентом затухания амплитуды радиального сжатия и приростом фазы радиального сжатия в волне при прохождении через отдельную трещину. Расчет проведен для четырех вариантов трещиноватости. Для каждого варианта трещиноватости при четырех значениях радиуса заряда  $r_0$  (0,0625; 0,08; 0,11; 0,125 м) получены отно-



сительные радиусы зон дробления  $\bar{r}$ . В монолитной породе установлено постоянство относительного радиуса зоны дробления с ростом масштаба взрыва (геометрическое подобие). В трещиноватой породе отмечено убывание радиуса зоны дробления с ростом радиуса заряда, что согласуется с опытными данными [80].

В последнее время при рассмотрении процессов разупрочнения при взрыве развивается новый подход, основанный на установлении взаимосвязи процессов, протекающих в зарядной полости, с процессами разрушения породы [19,81,82]. Поле напряжений, возникающее при взрыве скважинного заряда в значительной степени зависит от соотношения скоростей детонационных волн в зарядной полости и волн напряжений в массиве горных пород. При изменении этого соотношения изменяется механизм разрушения горных пород при взрыве.

Наибольшее разупрочнение достигается в поле напряжений с высокой степенью неоднородности и нестационарности. Такое поле может быть создано зарядами, состоящими из двух различных чередующихся типов ВВ, а также зарядами с инертными промежутками. При взрыве такой промежуток перемещается в скважине и вместе с ним перемещается зона неоднородности поля.

Неоднородность горных пород вызывает появление в них при взрывном воздействии структурных напряжений, зависящих главным образом от различных упругих свойств породообразующих минералов и их анизотропии. Причем каждый породообразующий минерал при нагружении горной породы способен изменить своё структурное состояние определенным образом. Любой минерал обладает набором значений характеристических напряжений, при достижении которых реализуется та или иная стадия поведения под нагрузкой [57].

В мономинеральной среде неоднородность напряжений вызывается анизотропией упругих свойств компонента, а в полиминеральной – различием компонентов, причем в компонентах, обладающих наибольшей упругостью, концентрируются наибольшие напряжения [83]. Взрывное воздействие создает в полиминеральной среде характерную картину неоднородности поля напряжений, вследствие чего осуществляется разрушение одних минералов, а другие сохраняют свои кристаллические структуры. Напряжения, возникающие в различных минералах, входящих в полиминеральную среду, зависят от условий внешнего воздействия. Так в граните, содержащем зерна плагиоклазов, микроклина и кварца при гидростатическом сжатии средние значения напряжений в зернах плагиоклазов на 15-20 %, а в зернах кварца на 10-

15 % меньше усредненных напряжений в представительном объеме [15]. Тепловое воздействие вызывает другую неоднородность напряженного состояния.

В исходном состоянии горные породы обладают определенной иерархией структурной нарушенности, соответствующей как каждому породообразующему минералу, так и всему полиминеральному агрегату в целом. К параметрам, характеризующим дефектность минерального агрегата, относятся распределение, ориентация, средний размер, плотность и раскрытие различных видов нарушений сплошности, размер блоков мозаики, плотность дислокаций в блоках и межблочном пространстве, концентрация дефектов упаковки и т.д.

По сравнению с механическим дроблением и измельчением разрушение при взрыве характеризуется на порядок большей долей энергии, расходуемой на разупрочнение породы. Взрывное разрушение происходит за счет развития длинных трещин под действием растягивающих напряжений и расклинивающего действия газов взрыва. Места возникновения трещин не случайны. Они, как правило, берут начало от макродефектов в структуре породы. Кроме того, при взрывном воздействии происходит зарождение трещин, которые в дальнейшем не развиваются, но сказывают влияние на прочности получаемого сырья.

### **1.3 Способы повышения эффективности дробления пород при взрыве**

---

Известно, что качество взрывного разрушения горных пород характеризуется распределением кусков горной массы по размеру, т.е. гранулометрическим составом. При взрыве в однородной среде без начальной трещиноватости установлена четкая корреляция между механизмом разрушения и гранулометрическим составом разрушенной среды. Первичное разрушение горных пород взрывом приводит к образованию в горном массиве примерно одинакового количества кусков различного размера; при вторичном разрушении большая часть кусков имеет приблизительно равный размер.

В реальных горных породах всегда существуют дефекты (неоднородности) различного масштаба – от естественной трещиноватости массива до дислокаций в зернах минералов, которые приводят к за-

рождению трещин и определяют гранулометрический состав разрушенной взрывом горной породы [84 - 91]. Преимущественное влияние тех или иных неоднородностей зависит от величины действующих напряжений и проявляется дифференцированно в зависимости от расстояния до центра взрыва и интенсивности источника взрыва. Около взрывной полости, где действуют максимальные напряжения, разрушению могут подвергаться даже самые прочные минералы, входящие в состав горной породы. Наибольшее влияние на формирование гранулометрического состава оказывают макро- и микротрещиноватость, а также слоистость. Например, при слабом взрыве в породе с четко выраженной блочной структурой гранулометрический состав определяется в основном начальной системой трещин. На взрывное разрушение, т.е. на создание новых поверхностей в массиве, расходуется около 1 % от всей энергии взрыва [92].

Рассматривая процессы отбойки, дробления и измельчения железных руд с точки зрения энергоемкости разрушения, Е.Г. Баранов делает вывод о том, что самым энергоемким процессом является процесс среднего мелкого дробления и измельчения [85]. Удельный вес энергозатрат на эти процессы составляет 94,2 %. затраты на бурение – 0,4 %, взрывное разрушение массива – 4,9 %, механическое крупное дробление – 0,5 %. Так что создание способов, повышающих разупрочнение горных пород на стадии взрывной отбойки, является одним из путей создания энергосберегающих технологий добычи полезных ископаемых.

Оптимальный выбор параметров взрывной отбойки, обеспечивающий необходимый гранулометрический состав и прочностные свойства отбитой руды, является одной из важнейших задач при решении проблемы повышения полноты и комплексности использования сырья [93 - 97].

В своих работах П.А. Кочетков приводит результаты своих исследований, которые позволили ему сделать вывод о том, что учет геометрического фактора – одно из важнейших условий при решении задачи повышения эффективности дробления горных пород при взрывной отбойке. Причем, по мере приближения к свободной поверхности скважинного заряда увеличиваются как расстояние разлета кусков взорванной массы, так и степень взрывного дробления, интенсивность которого при массовом взрывании ВВ возрастает при уменьшении расстояния между одновременно детонирующими зарядами и при увеличении градиента напряжений в породе между ними. Использование этих результатов весьма эффективно при диагональ-

ных схемах короткозамедленного взрывания. Путем изменения расположения зарядов в массиве горных пород, величины концентрации энергии взрывчатых веществ в полости взрыва, а также порядка инициирования зарядов ВВ можно целенаправленно изменять физико-механические параметры горной массы, отбиваемой в результате проведения взрывных работ.

Ю.С. Мецом в работе [76] предложен метод использования встречного взрывания и малых интервалов замедления.

Разработка методов управления дезинтеграцией горных пород на стадии взрывной отбойки является одной из важнейших задач технологии взрывных работ [68]. Весьма перспективным методом управления дезинтеграцией горных пород является следующая система последовательно применяемых операций: предварительное разупрочнение пород обрабатываемого блока с помощью взрыва вспомогательных зарядов; бурение в разрушенной горной породе скважин для основных зарядов – зарядов дробления; отбойка горных пород взрывом с помощью этих зарядов. В результате применения описанного метода значительно улучшается качество дробления пород взрываемого блока, чему способствует существенное повышение показателей механического бурения скважин после применения вспомогательных зарядов ВВ для предварительного разупрочнения породного массива.

Методы предварительного разупрочнения горных пород базируются, прежде всего, на основе разработки конструкции зарядов, способных создавать в массиве при их инициировании мощные, но короткие импульсы напряжений, а также создания новых схем взрывания зарядов в зажатой среде с последовательной коммутацией зарядов от центра взрываемого блока к его краям с интервалом 1-2 мс [65, 68].

П.А. Кочетковым предлагается конструкция зарядов двух типов: особенность первой конструкции состоит в том, что в нижней части заряда, примерно на  $2/3$  длины, располагается мощное ВВ, а в верхней части заряда располагается маломощное ВВ, например ВВ с инертными добавками или предохранительное ВВ. Особенностью конструкции зарядов второго типа является применение усиленных комбинированных забоек и выбор в качестве места инициирования заряда его середину.

Г.П. Демидюк, Ю.С. Мец, а также некоторые другие ученые считают, что для увеличения эффективности разупрочнения экономически весьма выгодно повышение энергозатрат на стадии взрывного разрушения, т.е. возрастание удельного расхода ВВ [76, 93, 96, 98, 99]. А это, в свою очередь, приводит и к увеличению вредных выбросов в ат-

мосферу, как пыли, так и газов, что влечет за собой ухудшение экологической обстановки в районе проведения массовых взрывов. Однако обеспечить повышение разупрочнения горных пород можно не только повышая расход энергии на отбойку горных пород, но и за счет увеличения энергии взрыва, затрачиваемой на образование в структуре массива горных пород новых дефектов и трещин.

С.А. Гончаров показал, что увеличить долю энергии, передаваемой в породный массив, можно, управляя параметрами поля напряжений, а именно, длительностью положительной фазы взрывного импульса и его формой при одной и той же величине энергии заряда взрывчатого вещества [61]. Весьма эффективными методами для улучшения степени разупрочнения и дробления являются увеличение плотности и объемной концентрации ВВ в зарядах путем котловых расширений заряжаемой части скважины или создавая новые смешанные водонаполненные ВВ.

Действие взрыва в среде характеризуется переходом запаса энергии заряда ВВ в различные формы работы. Основными формами работы взрыва являются дробление, перемещение, образование сейсмической и воздушной ударной волн. В работе [100] предлагается выделить разупрочнение породы взрывом в отдельную форму работы взрыва. При этом учитывается, что разупрочнение обусловливается действием волн напряжений, вызывающих зарождение трещин. Расчет энергозатрат на разупрочнение и экспериментальные их оценки показывает, что на эту форму работы взрыва затрачивается постоянная доля общего запаса энергии заряда ВВ, составляющая при взрывании в условиях зажима 2,3-25 %, а для заряда выброса – 1 %, а это составляет значительную часть полезно используемой энергии, так как КПД взрыва не превышает 10 %.

Важно отметить, что первоочередной задачей является не увеличение используемой энергии ВВ, а возрастание доли энергии на разупрочнение и дробление горных пород за счет к.п.д. взрыва. Для достижения этой цели необходимо либо создавать неоднородное поле напряжений, либо увеличить длительность импульса взрыва, либо преобразовывать кинетическую энергию движения кусков породы в энергию дополнительного дробления путем управления движением горной массы при взрыве, а также обеспечивать многократность и знакопеременность взрывных нагрузжений правильной расстановкой коротких замедлений. При этом необходимое неоднородное поле напряжений массиве горных пород можно получить, правильно выбирая ВВ, конструкцию зарядов, место расположения их в породном

массиве, а также выбирая последовательность инициирования зарядов ВВ. Длительность импульса взрыва можно регулировать путем изменения состава и структуры ВВ, рассредоточения ВВ воздушными промежутками и хорошей замкнутостью зарядной полости с помощью добавок.

Таким образом, управление разупрочняющим и разрушающим действием взрыва состоит в возможном регулировании среднего размера куска породы, полученной в результате взрывного разрушения, и гранулометрического состава фракций. Для этого существуют различные приемы, как-то: буферное, короткозамедленное взрывание и т.д.

В результате выполненного анализа работ, посвященных теоретическим и экспериментальным исследованиям влияния взрывного воздействия на прочностные свойства и разрушение горных пород, сформулированы цель, идея работы, задачи и методы исследований.

Целью исследования является повышение разупрочняющего действия взрыва и качества дробления горных пород, а также раскрытие механизма и установление закономерностей разрушения управляемым взрывом горных пород с неоднородной структурой с учетом физических процессов, происходящих в зарядной полости и массиве.

Идея исследования состоит в комплексном учете газодинамических и термодинамических процессов, протекающих в зарядной полости, физических процессов, происходящих в горной породе при распространении в ней ударных волн, а также нестационарности и неоднородности возникающего поля напряжений и механизма разрушения горных пород взрывом.

Для достижения поставленной цели сформулированы основные задачи:

- изучить процессы в горных породах при распространении ударных волн;
- исследовать газодинамические и термодинамические процессы, происходящие при детонации зарядов взрывчатых веществ;
- изучить особенности механизма разупрочнения и разрушения горных пород зарядами ВВ различных конструкций;
- обосновать детонационные характеристики взрывчатых веществ, более эффективно разрушающих горную породу;
- обосновать рациональные параметры буровзрывных работ для массивов горных пород различной прочности и блочности;

- исследовать возможности повышения разупрочняющего действия взрыва и качества дробления горных пород в промышленных условиях.

Для решения поставленных задач использовались методы газовой динамики, механики сплошных сред, теории упругости, механики разрушения, а также натурные экспериментальные исследования.

## Выводы

---

Исходя из вышеизложенного, были сделаны следующие выводы:

1. До настоящего времени недостаточно уделялось внимания изучению физических, газодинамических и термодинамических процессов, протекающих в горных породах при распространении цилиндрических ударных волн;

2. Следует более подробно изучить газодинамические процессы, протекающие при взрывах зарядов с воздушной полостью, с промежутком из пористого низкоплотного материала, зарядов с инертными добавками, а также процессов, протекающих в зарядной полости при детонации комбинированных зарядов ВВ;

3. Теоретические исследования газодинамических процессов, протекающих при детонации скважинных зарядов с различными добавками, рассмотрены недостаточно;

4. Недостаточно исследовано влияние волновых процессов, происходящих в зарядной полости, на разрушение породного массива, а также особенности разрушения горной породы в динамическом поле напряжений;

5. Следует обратить особое внимание на изучение механизмов разупрочнения и разрушения горных пород зарядами взрывчатых веществ различных конструкций и обоснование рациональных параметров буровзрывных работ для массивов горных пород различной прочности и структуры;

6. По-прежнему остаются актуальными вопросы, связанные с повышением разупрочняющего действия взрыва и качества дробления горных пород.

7. Выполненный анализ теоретических и экспериментальных исследований влияния взрывного воздействия на прочностные свой-

ства и разрушение горных пород позволил сформулировать цель, идею работы, а также задачи исследований и выбрать методы их проведения.



## ИЗУЧЕНИЕ ПРОЦЕССОВ В ГОРНЫХ ПОРОДАХ, ПРОТЕКАЮЩИХ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ УДАРНЫХ ВОЛН

### 2.1 Исследование распространения ударных волн в грунте

---

При ведении горных пород на карьерах довольно часто применяют взрывы на сброс и выброс горных пород. Однако удовлетворительного обоснования и объяснения физики явлений, сопровождающих эти процессы, до настоящего времени не существует, что объясняется использованием при анализе полученных данных и расчетах известных выражений для ударных адиабат, которые многокомпонентны и весьма громоздки. Кроме того, точность используемых выражений тоже весьма сомнительна.

В настоящем разделе для теоретического рассмотрения вышеуказанных процессов рассматривается модель ударной сжимаемости грунтов, позволяющая получить в первом приближении простые формулы, определяющие параметры процессов, протекающих в грунте при взрыве.

Рассмотрим взрыв бесконечно длинного цилиндрического заряда фугасного взрывчатого вещества в грунте [101]. Детонация мгновенная. Грунт состоит из минеральных зерен, связующего цемента, воды и воздуха. Ударную адиабату грунта можно рассматривать как сумму адиабат для каждой компоненты. Расчеты показывают, что при давлениях, развиваемых при взрыве фугасных взрывчатых веществ (ВВ), можно пренебречь сжимаемостью минеральных зерен и воды. При давлениях, больших 10 МПа, можно пренебречь объемом воздуха в грунте. Таким образом, если плотность грунта  $\rho_0$ , а относитель-

ный объем воздуха в порах –  $\alpha$ , то плотность грунта за фронтом ударной волны (УВ)  $\rho = \rho_0(1-\alpha)$ .

С целью получения некоторых соотношений для цилиндрических УВ рассмотрим цилиндрическую полость с начальным радиусом  $r_0$ , расширяющуюся с начальной скоростью  $u_0$  (рис. 2.1).

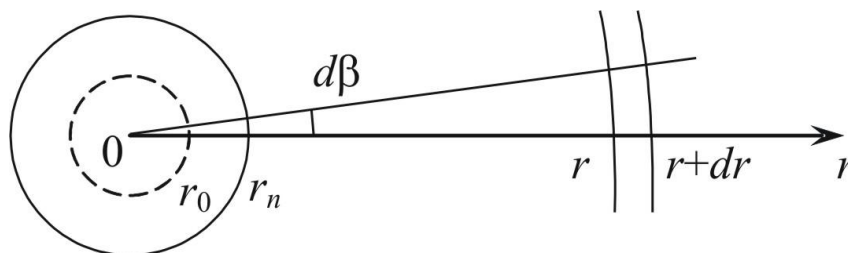


Рис. 2.1. Расчетная схема определения параметров ударной волны

В момент времени  $t$  радиус полости будет  $r_n$ . В породе распространяется цилиндрическая УВ со скоростью  $D$ . Скорость породы за фронтом УВ  $u$ . Закон сохранения массы можно записать в виде:

$$\rho_0 r d\beta dr D dt H = \rho r d\beta (D - u) dt \cdot H, \quad (2.1)$$

где  $d\beta$  – угол клина;  $dt$  – дифференциал времени;  $H$  – высота части заряда;  $dr$  – дифференциал расстояния.

После сокращения выражение (2.1) записывается следующим образом:

$$\rho_0 D = \rho (D - u). \quad (2.2)$$

Скорость породы за фронтом УВ имеет вид

$$u = \left(1 - \frac{\rho_0}{\rho}\right) D. \quad (2.3)$$

Применяя закон Ньютона

$$P \cdot r d\beta H dt = \rho_0 D r d\beta H dt \cdot u, \quad (2.4)$$

где  $P$  – давление на фронте УВ, получаем

$$P = \rho_0 u D. \quad (2.5)$$

Из (2.2) и (2.5) получим выражение для скорости породы за фронтом УВ:

$$u = \sqrt{\left(\frac{1}{\rho_0} - \frac{1}{\rho}\right)P}. \quad (2.6)$$

Выражение для скорости цилиндрической волны получим, решая совместно уравнения (2.2) и (2.6):

$$D = \frac{1}{\rho_0} \sqrt{\frac{P}{\frac{1}{\rho_0} - \frac{1}{\rho}}} = \sqrt{\frac{P}{\rho_0 \left(1 - \frac{\rho_0}{\rho}\right)}}. \quad (2.7)$$

Закон сохранения энергии в нашем случае записывается в виде:

$$\rho_0 D r d\beta H dt \left(\varepsilon + \frac{u^2}{2}\right) = P \cdot r d\beta H dt, \quad (2.8)$$

где  $\varepsilon$  – внутренняя энергия единицы массы породы за фронтом УВ.

Отсюда получаем выражение для кинетической энергии единицы массы породы за фронтом УВ

$$\varepsilon = \frac{Pu}{\rho_0 D} - \frac{u^2}{2} = \frac{P}{2} \left(\frac{1}{\rho_0} - \frac{1}{\rho}\right). \quad (2.9)$$

Для единицы объема породы кинетическая энергия  $w$  равна

$$w = \frac{Pu}{D} - \frac{\rho u^2}{2}. \quad (2.10)$$

Подстановка значения для плотности грунта за фронтом ударной волны в (2.2) дает следующее значение для скорости породы за фронтом УВ:

$$u = \alpha D. \quad (2.11)$$

Тогда давление за фронтом УВ будет равно

$$P = \alpha \rho_0 D^2. \quad (2.12)$$

Выражение для массовой скорости породы за фронтом УВ (2.6) записывается в этом случае в виде:

$$u = \sqrt{\frac{\alpha P}{\rho_0}}, \quad (2.13)$$

а скорость УВ будет равна

$$D = \sqrt{\frac{P}{\alpha \rho_0}}. \quad (2.14)$$

Кинетическая энергия единицы массы породы за фронтом УВ равна

$$\varepsilon = \frac{P\alpha}{2\rho_0}. \quad (2.15)$$

Объемная плотность кинетической энергии породы имеет вид:

$$w = \frac{P\alpha}{2}. \quad (2.16)$$

При смещении стенок полости на  $dr_n$  перемещается масса породы  $dm$ , равная

$$dm = r_n d\beta H dr_n \rho. \quad (2.17)$$

На расстоянии  $r$  от оси скважины перемещение массы  $dm$  равно

$$dm = r d\beta H dr \rho. \quad (2.18)$$

Из (2.17) и (2.18) вытекает, что

$$r_n u_n = r u. \quad (2.19)$$

В случае, когда радиус полости взрыва равен  $r_n$ , объем вытесненной породы при ее расширении равен

$$V = \pi(r_n^2 - r_0^2)H. \quad (2.20)$$

Объем сомкнувшихся пор будет равен

$$V_1 = \pi(r_y^2 - r_n^2)H \cdot \alpha, \quad (2.21)$$

где  $r_y$  – радиус фронта УВ.

Так как  $V = V_1$ , то, приравняв правы части, получим

$$r_y = \sqrt{((1 + \alpha)r_n^2 - r_0^2)/\alpha}. \quad (2.22)$$

Зависимость радиуса фронта ударной волны от времени представлена на рис. 2.2.

Давление в породе на расстоянии  $r$  от оси скважины равно

$$P(r) = \rho_0 \alpha D^2 = \rho_0 \alpha \left(\frac{r_n}{r}\right)^2 u_n^2 = P_n \left(\frac{r_n}{r}\right)^2, \quad (2.23)$$

где  $P_n$  – давление в полости взрыва.

Давление в полости взрыва изменяется с радиусом самой полости по уравнению Пуассона

$$P_n = P_n \left(\frac{r_0}{r_n}\right)^{2k}, \quad (2.24)$$

где  $k$  – показатель адиабаты;  $P_n$  – начальное давление.

Давление в породе с расстоянием от оси заряда будет изменяться по закону

$$P(r) = P_n \frac{r_0^{2k}}{r_n^{2k-2}} \frac{1}{r^2}. \quad (2.25)$$

Определим радиус полости взрыва в момент времени  $t$ . Рассмотрим элемент цилиндрического слоя породы, прилегающего к стенкам полости. Объем элемента (см. рис. 2.1)  $dV = r_n d\beta H dr_n$ , масса элемента  $dm = \rho r_n H d\beta \cdot dr_n$ . Давление продуктов взрыва на стенки полости имеет вид:  $P(r_n) = P_n (r_0 / r_n)^{2k}$ . С внешней стороны элемента породы давление равно

$$P(r_n + dr_n) = P_H \frac{r_0^{2k}}{r_n^{2k-2}} \frac{1}{(r_n + dr_n)^2}. \quad (2.26)$$

Разность давлений  $dP$  определяется следующим образом:

$$dP = P(r_n + dr_n) - P(r_n) = P_H \frac{r_0^{2k}}{r_n^{2k}} \frac{2dr_n}{r_n}. \quad (2.27)$$

Продукты взрыва действуют на элемент (с учетом противодействия породы) с силой  $dF$

$$dF = dP \cdot dS = P_H \frac{r_0^{2k}}{r_n^{2k}} \cdot \frac{2dr_n}{r_n} \cdot r_n d\beta H dr_n. \quad (2.28)$$

По второму закону Ньютона  $dF = dm \cdot du_n / dt$ ,

$$dF = P_H \left( \frac{r_0}{r_n} \right)^{2k} \cdot \frac{2dr_n}{r_n} \cdot r_n d\beta H dr_n = \rho r_n d\beta H dr_n du_n / dt. \quad (2.29)$$

Ускорение породы  $du_n / dt$  запишем в виде:  $(du_n / dr_n)(dr_n / dt) = u_n du_n / dr_n$  и проинтегрируем уравнение (2.29)

$$u_n^2 = C + \frac{2P_H}{k\rho} \left( \frac{r_0}{r_n} \right)^{2k}. \quad (2.30)$$

Постоянную  $C$  определяем из начальных условий

$$C = u_n^2 - \frac{2P_H}{\rho}.$$

Подстановка  $C$  и  $u_n$  в (2.30) дает

$$u_n = \frac{dr_n}{dt} = u_n \left( \frac{r_0}{r_n} \right)^k.$$

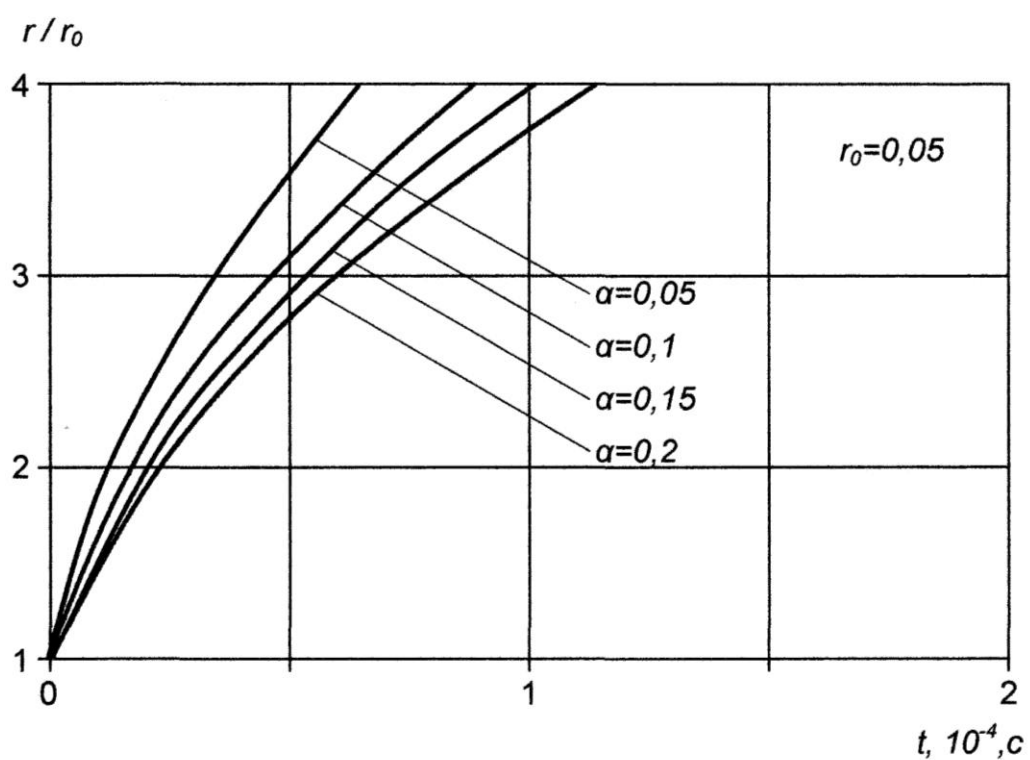
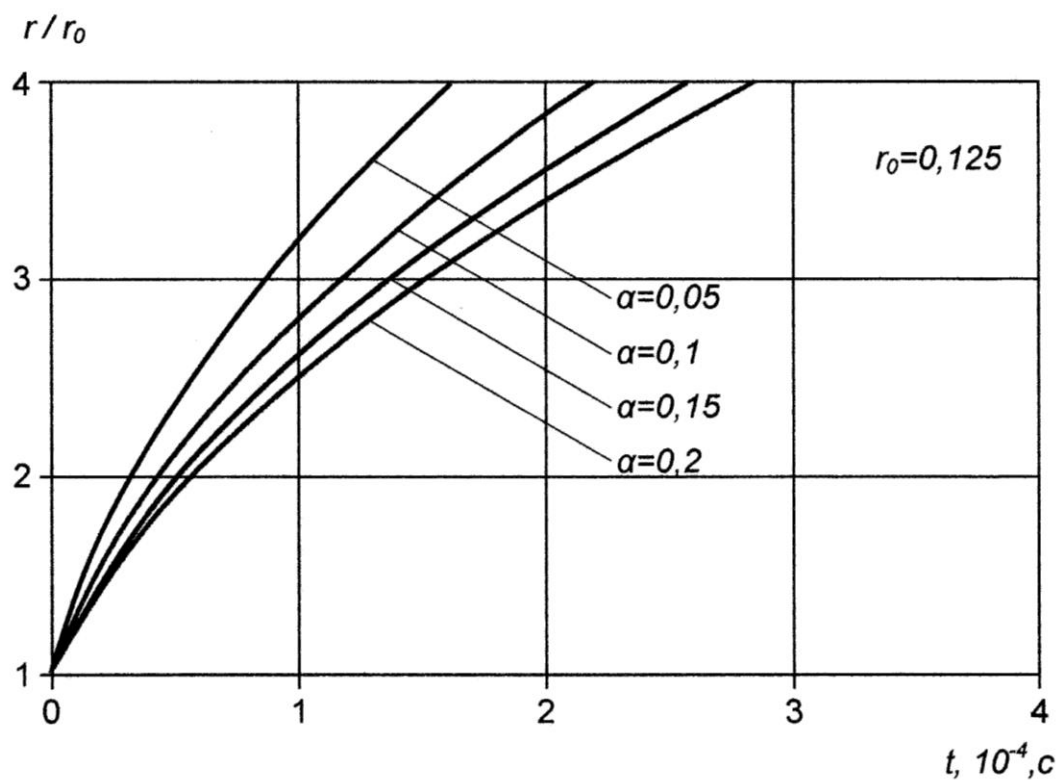


Рис. 2.2. Зависимость радиуса фронта ударной волны от времени для различных  $r_0$

Проинтегрировав последнее уравнение и определив постоянную интегрирования ( $C_1 = r_0/(k+1)$ ), получим зависимость скорости стенок полости от времени

$$u_n(t) = \frac{1}{n+1} \cdot \sqrt{\frac{2\pi \cdot P_H}{\alpha \cdot \rho_0}} \cdot \left( 1 + \sqrt{\frac{2\pi \cdot P_H}{\alpha \cdot \rho_0}} \cdot \frac{t}{r_0} \right)^{-\frac{n}{n+1}}.$$

Зависимость скорости стенок полости от времени представлена на рис. 2.3.

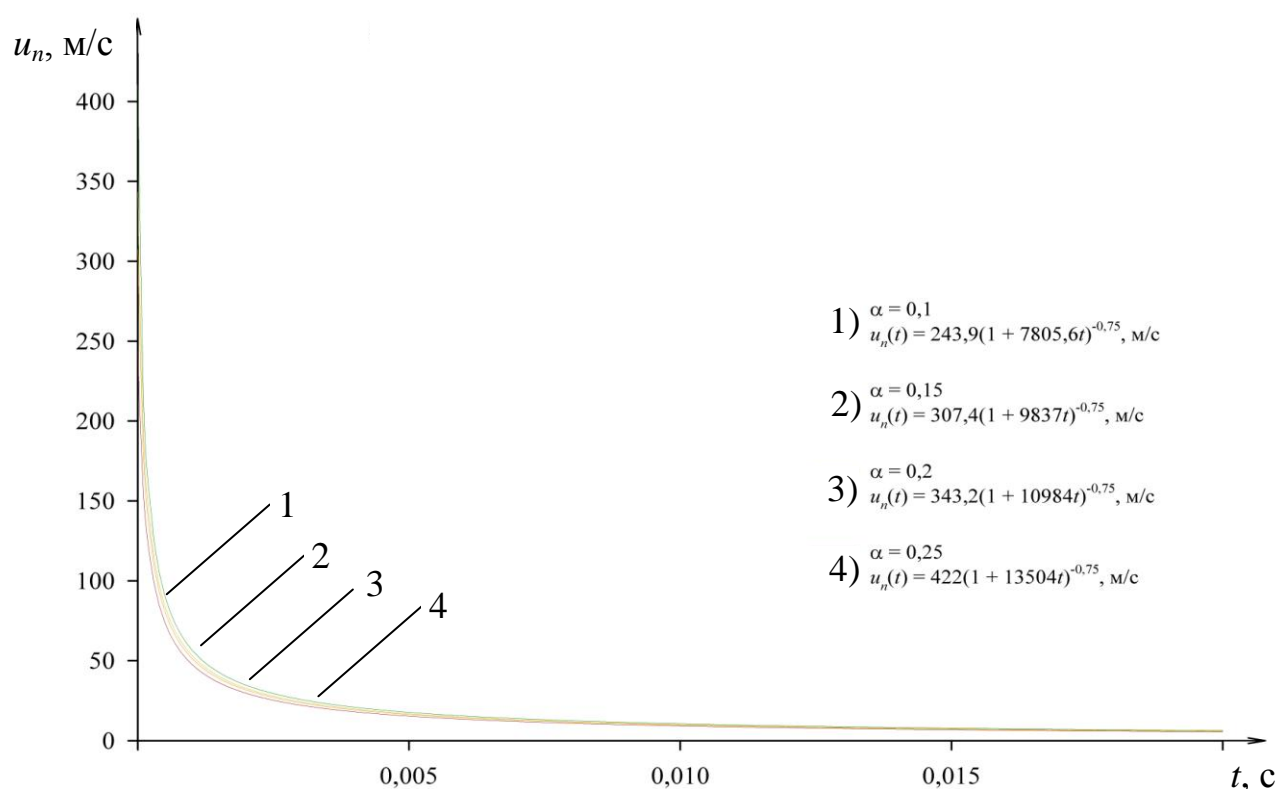


Рис. 2.3. Скорость стенок полости взрыва  $u_n$  в зависимости от времени

Для зависимости радиуса полости взрыва от времени получаем следующее выражение

$$r_n = r_0 \left( \frac{u_n(k+1)}{r_0} t + 1 \right)^{\frac{1}{k+1}} = r_0 \left( \sqrt{\frac{P_H \alpha}{\rho_0}} \cdot \frac{t}{r_0} + 1 \right)^{\frac{1}{k+1}}. \quad (2.31)$$

Графическая зависимость радиуса полости взрыва от времени представлена на рис. 2.4.



Таким образом, полученные соотношения позволяют в первом приближении оценить практически все величины, характеризующие процесс распространения цилиндрической ударной волны в грунте.

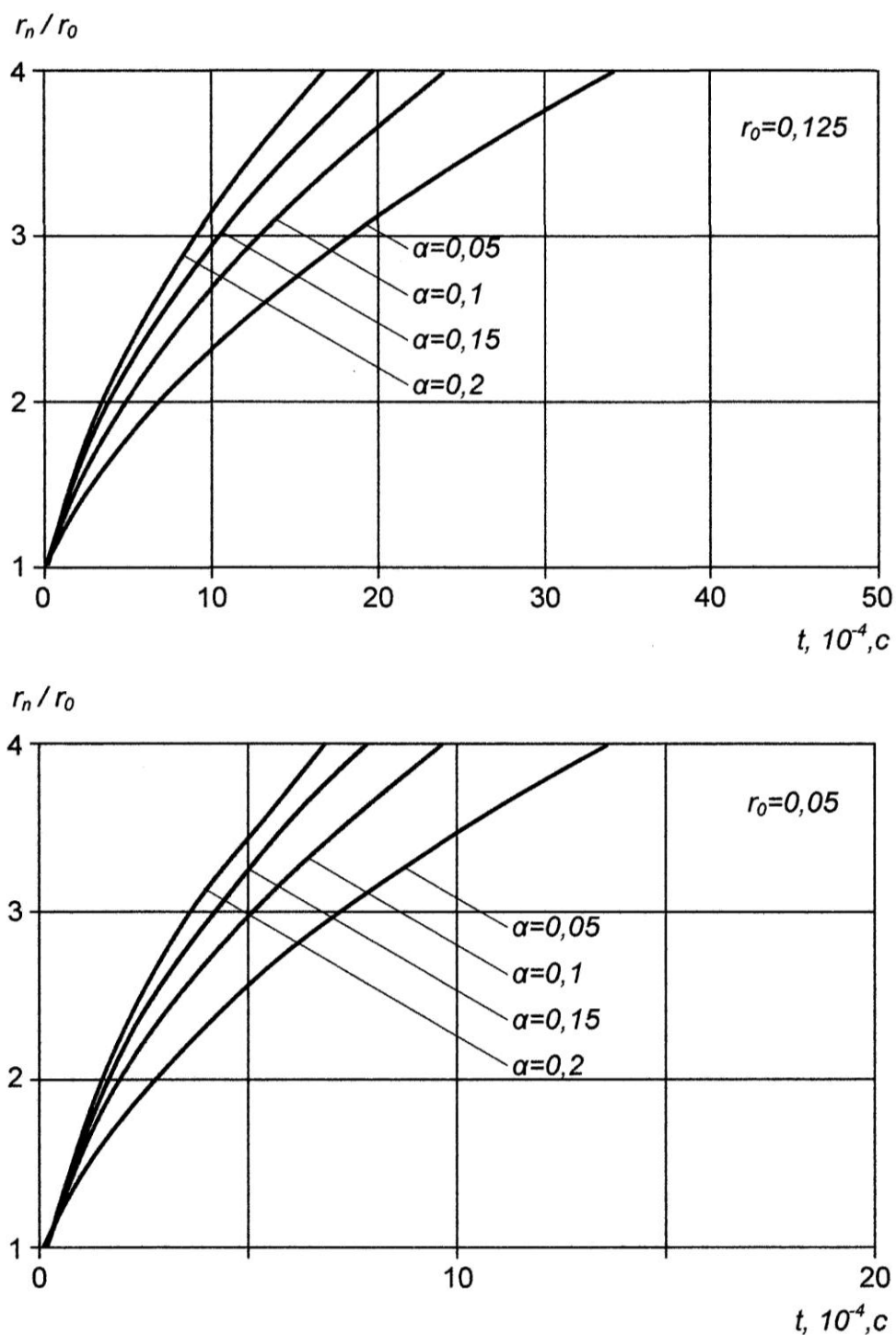


Рис. 2.4. Зависимость радиуса полости взрыва от времени для различных  $r_0$

## 2.2 Особенности физических процессов, протекающих в горных породах, при распространении ударных волн

---

Как уже отмечалось в предыдущем параграфе, несмотря на то, что в последнее время довольно широко используют взрывы на выброс и сброс горной породы, протекающие при этом процессы изучены недостаточно. Прямой расчет диссипативных потерь энергии продуктов взрыва при выбросе очень труден. При расчете формы и объема воронки выброса необходимо решать трехмерные задачи.

Численные вычисления затрудняют выяснение закономерности процессов. В работе [102] предложена модель ударной сжимаемости грунта. Использование этой модели позволяет получить простые формулы, оценивающие параметры цилиндрических ударных волн в грунте.

В настоящей работе оценены диссипативные потери энергии в ударной волне (УВ) [103].

Установлено, что на приращение кинетической энергии породы идет 50 % энергии ПВ. Остальная энергия идет на приращение упругой части энергии и диссипативные потери. Определена часть энергии ПВ, идущая на генерирование цилиндрической ударной волны.

В результате выполненных вычислений получено приращение кинетической энергии породы в двугранном угле  $d\beta$

$$dE_k = \frac{\rho_0 \cdot d\beta \cdot h \cdot D \cdot r \cdot u^2 \cdot dt}{2}, \quad (2.32)$$

где  $\rho_0$  – плотность породы;  $h$  – высота элемента полости взрыва;  $D$  – скорость ударных волн;  $r$  – расстояние от оси цилиндрической скважины;  $u$  – массовая скорость породы за фронтом;  $dt$  – промежуток времени.

Таким образом, и в цилиндрической ударной волне половина энергии продуктов взрыва расходуется на ударную волну. Когда порода содержит воздух, то при адиабатном сжатии ее большая часть энергии ПВ идет на нагревание воздуха.

Эта энергия практически полностью переходит во внутреннюю энергию. То есть, если порода не водонасыщена и в ней распространяется УВ, то практически половина энергии продуктов взрыва идет на нагревание горной породы. Когда грунт водонасыщен, потери

энергии ПВ на нагревание значительно меньше. Упругая энергия сжатой воды, цемента и минеральных зерен превращается в кинетическую энергию породы. При этом интенсивность волны разгрузки, идущей к центру полости взрыва, существенно больше.

В результате применения 2-го закона Ньютона определена скорость стенки полости взрыва

$$u_n = \left( \frac{r_0}{r_n} \right)^n \cdot \sqrt{\frac{2\pi \cdot p_n}{\alpha \cdot \rho_0}}, \quad (2.33)$$

где  $\alpha$  – относительный объем пор;  $n$  – показатель адиабаты;  $r_0$  – радиус скважины;  $r_n$  – радиус полости взрыва;  $p_n$  – начальное давление в полости взрыва.

Из (2.33) легко получить зависимость скорости стенок полости от времени

$$u_n(t) = \frac{1}{n+1} \cdot \sqrt{\frac{2\pi \cdot p_n}{\alpha \cdot \rho_0}} \cdot \left( 1 + \sqrt{\frac{2\pi \cdot p_n}{\alpha \cdot \rho_0}} \cdot \frac{t}{r_0} \right)^{-\frac{n}{n+1}}. \quad (2.34)$$

На расстоянии  $r$  от оси полости взрывное давление  $p$  равно

$$p = p_n \cdot \left( \frac{r_n}{r} \right)^{2n}. \quad (2.35)$$

Скорость породы  $u$  на расстоянии  $r$  от оси полости равна

$$u = u_n \cdot \frac{r_n}{r} = \sqrt{\frac{p_n \alpha}{\rho_0}} \cdot \frac{r_0}{r} \cdot \left( 1 + \sqrt{\frac{2\pi \cdot p_n}{\alpha \cdot \rho_0}} \cdot \frac{t}{r_0} \right)^{-\frac{1}{n+1}}, \quad (2.36)$$

где  $u_n$  – начальная скорость стенки полости.

Установлено, что скорость детонационной волны на расстоянии  $r$  от оси скважины в момент времени  $t$  равна

$$D = \frac{u_n \cdot r_n}{\alpha \cdot r} = \frac{u}{\alpha} = \sqrt{\frac{p}{\alpha \cdot \rho_0}} \cdot \frac{r_0}{r} \cdot \left( 1 + \sqrt{\frac{2\pi \cdot p_n}{\alpha \cdot \rho_0}} \cdot \frac{t}{r_0} \right)^{-\frac{1}{n+1}}. \quad (2.37)$$

Ударная волна в грунте быстро затухает, особенно если учесть, что она цилиндрическая. Необходимо хотя бы оценить давление, при котором возникает УВ. Если пренебречь сжимаемостью конденсированной части грунта, то  $u = \alpha \cdot D$ . Давление в УВ  $p = \rho_0 \cdot u \cdot D = \rho_0 \cdot D^2 \cdot \alpha$ . При учете того, что скорость УВ больше волны напряжений, давление, необходимое для возникновения ударной волны

$$p_{np} \geq \rho_0 \cdot C_\ell^2 \cdot \alpha, \quad (2.38)$$

где  $C_\ell$  – скорость продольной волны в грунте.

Таким образом, на основании изучения физических процессов, происходящих в горных породах при распространении цилиндрических ударных волн, установлено, что половина энергии продуктов взрыва идет на образование ударной волны. Произведена оценка давления, необходимого для распространения ударной волны.

### **2.3 Исследование условий возникновения ударных волн в горных породах при взрыве взрывчатых веществ и оценка потерь энергии**

---

Возникновение ударных волн при взрыве взрывчатых веществ сопровождается безусловными потерями энергии и, как следствие, ведет к существенному снижению коэффициента его полезного действия.

Оценка параметров ударных волн в горных породах при взрыве скважинных взрывчатых веществ, а также потерь энергии в ударной волне остается по-прежнему актуальной задачей.

Ударные волны (УВ), возникающие при взрыве удлиненного заряда, приводят к потерям энергии ВВ. Величину этих потерь можно определить по формуле

$$\varepsilon = \int_{V_0}^{V_y} P(V) dV, \quad (2.39)$$

где  $P(V) = P_0 V^{k_0} / V^{k(V)}$ ;  $P_0, V_0$  – начальное давление и объем продуктов взрыва (ПВ);  $k_0, k(V)$  – начальный показатель адиабаты и показатель адиабаты при объеме  $V_0, V$ ;  $V_y$  – объем, при котором давление ПВ становится меньше необходимого для распространения УВ.

Зависимость показателя адиабаты от объема можно найти, если записать уравнение Пуассона для ПВ в виде

$$P_i(V_i - \alpha)^\gamma = P_{i+1}(V_{i+1} - \alpha)^\gamma, \quad (2.40)$$

где  $\gamma, \alpha$  – показатель адиабаты (в обычном смысле) и коволюм.

С другой стороны, это уравнение записывается так:

$$P_i V_i^k = P_{i+1} V_{i+1}^k. \quad (2.41)$$

Совместное решение уравнений дает

$$k = \frac{\gamma V}{V - \alpha}. \quad (2.42)$$

Зависимость давления в полости для различных ВВ от относительного объема продуктов взрыва для случаев постоянного показателя адиабаты и показателя, зависящего от относительного объема, представлены на рис. 2.5-2.7.

Для определения  $V_y$  необходимо знать давление, при котором в породе возникают УВ. За фронтом УВ вещество движется со скоростью  $u$ . Импульс движущегося вещества через единицу поверхности для плоской волны равен

$$P = \rho_0 u D_y t, \quad (2.43)$$

где  $D_y, \rho_0$  – скорость УВ и плотность породы перед фронтом УВ;  $t$  – время.

Производная импульса (2.43) по времени дает величину давления ПВ, необходимого лишь для изменения импульса вещества

$$P_p = \rho_0 u D_y. \quad (2.44)$$

Для того, чтобы в породе возникла УВ, нужно дополнительно создать давление, превышающее ее динамический предел прочности на сжатие  $\sigma_{сж}$ :

$$P_y > \sigma_{сж}. \quad (2.45)$$

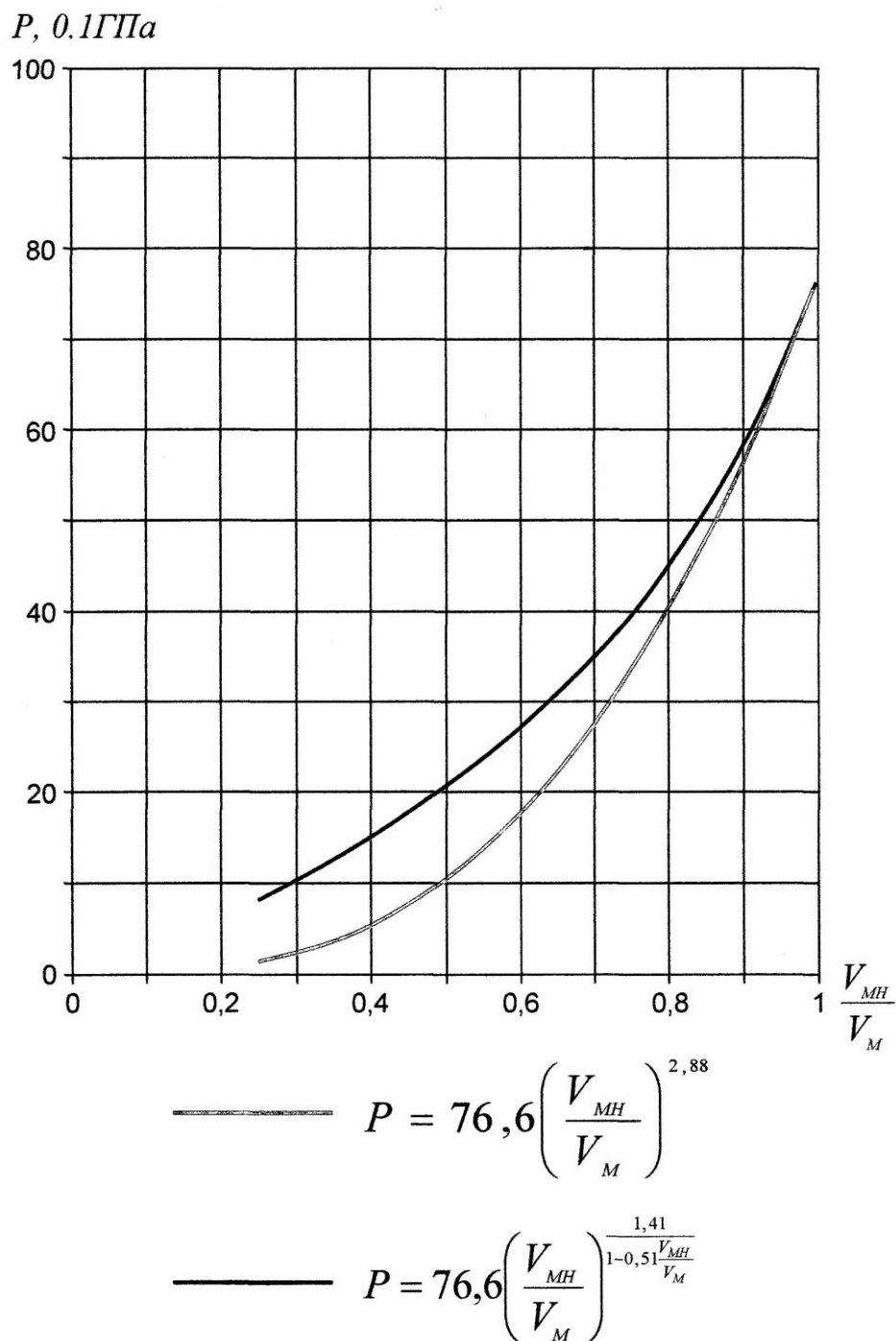


Рис. 2.5. Зависимость давления в полости взрыва от относительного объема продуктов взрыва для аммонита

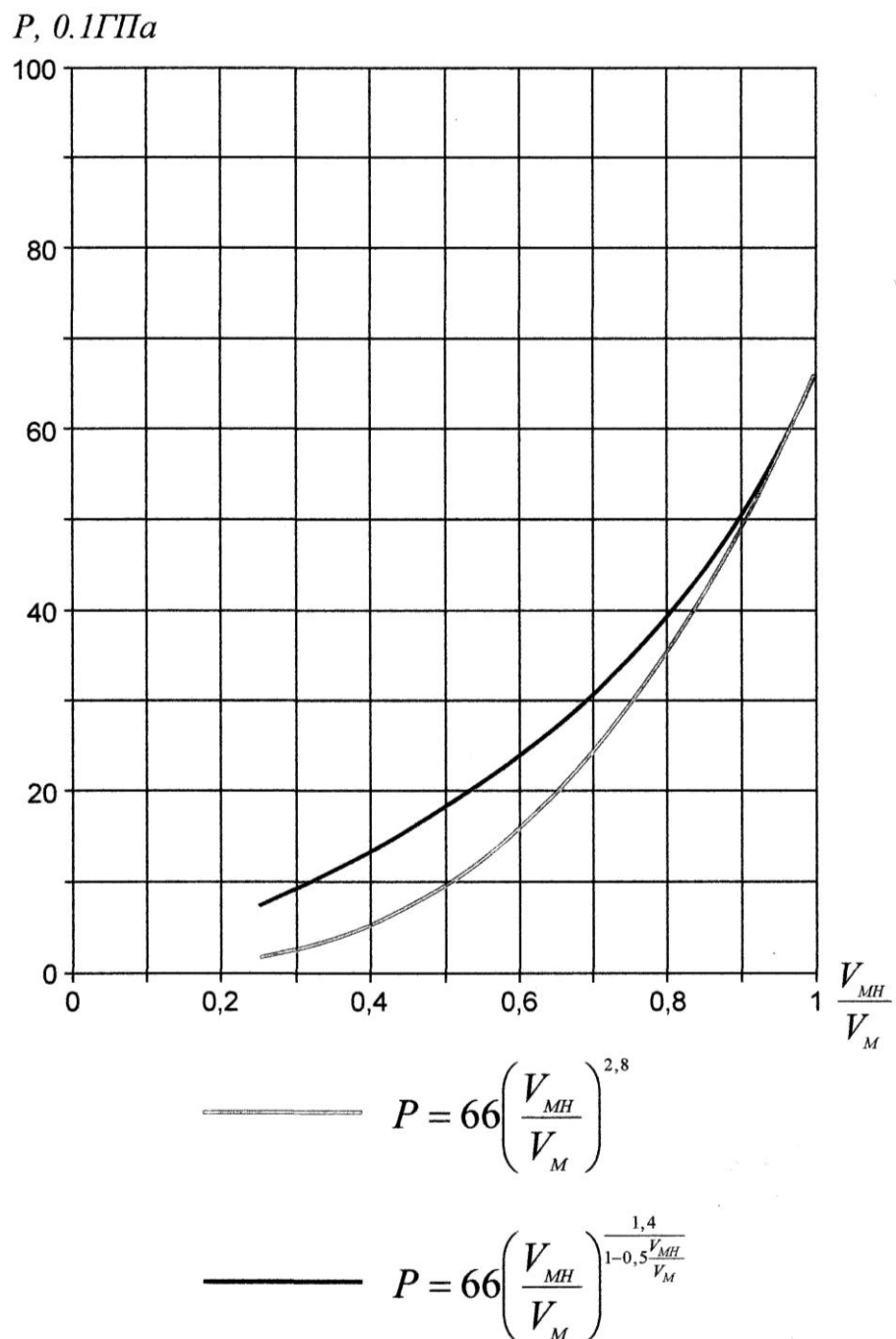


Рис. 2.6. Зависимость давления в полости взрыва от относительного объема продуктов взрыва для зерногранулита

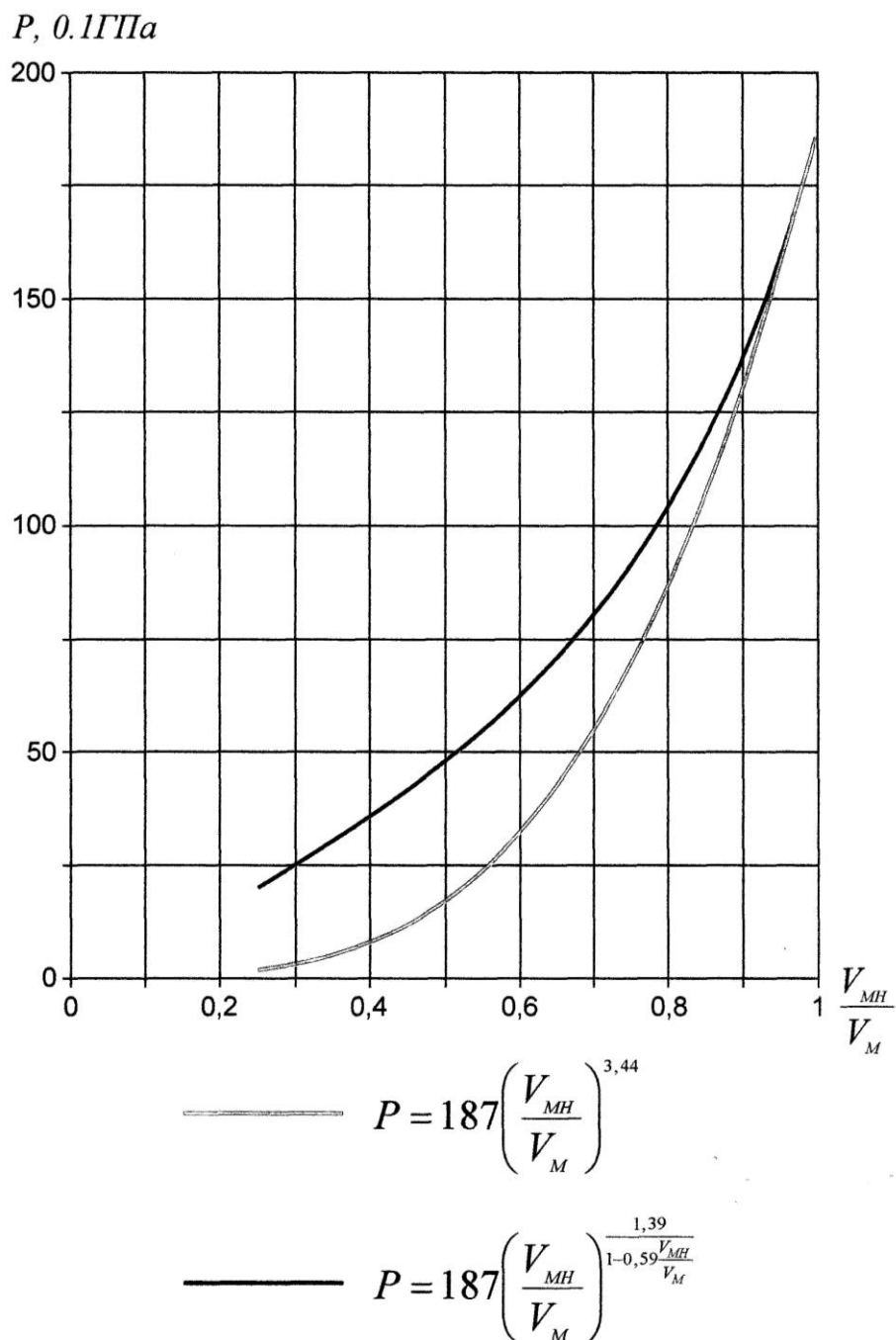


Рис. 2.7. Зависимость давления в полости взрыва от относительного объема продуктов взрыва для алюматол



Это давление больше величины критической сжимающей нагрузки  $P_{kp}$ , вызывающей переход тела в текучее состояние [104]:

$$P_{kp} = ((1 + \nu)/(1 - 2\nu))\sigma_s. \quad (2.46)$$

где  $\nu$ ,  $\sigma_s$  – коэффициент Пуассона и предел прочности породы на сдвиг.

Таким образом, пластическое течение породы может происходить в отсутствие УВ.

Зная  $P_y$ , легко найти объем  $V_y$ , являющийся верхним пределом в формуле (2.39) [105]:

$$V_y = V_0(P_0/P_y)^{1/k}. \quad (2.47)$$

Для определения  $P_p$  по формуле (2.44) необходимо знать скорость породы за фронтом УВ, плотность  $\rho$  и скорость ударной волны  $D_y$ . Эти величины находятся из уравнения (2.40)

$$\rho = \rho_0 \left( \frac{P}{A} + 1 \right)^{1/m}; \quad D_y = \frac{P}{\rho_0 u}; \quad u = \frac{2k_0 D}{k_0^2 - 1} \left( 1 - \frac{P}{P_0} \right)^{\frac{k_0 - 1}{2k_0}} = \sqrt{\frac{P}{P_0} \left( 1 - \left( 1 + \frac{P}{A} \right) \right)^{-1/m}}, \quad (2.48)$$

где  $\rho_0$  – начальная плотность породы;  $A$  – эмпирические коэффициенты (для гранита  $A = 2,35 \cdot 10^{10}$  Па,  $m = 4$ );  $D$  – скорость детонации ВВ.

Скорость движения породы в зависимости от расстояния до оси скважины запишется в виде

$$u = u_n \cdot \frac{r_n}{r} = \sqrt{\frac{p_n \alpha}{\rho_0}} \cdot \frac{r_0}{r} \cdot \left( 1 + \sqrt{\frac{2\pi \cdot p_n}{\alpha \cdot \rho_0}} \cdot \frac{t}{r_0} \right)^{\frac{1}{n+1}}. \quad (2.49)$$

Зависимость скорости движения породы от расстояния до оси скважины в момент времени  $t = 0,05$  с представлена на рис. 2.8.

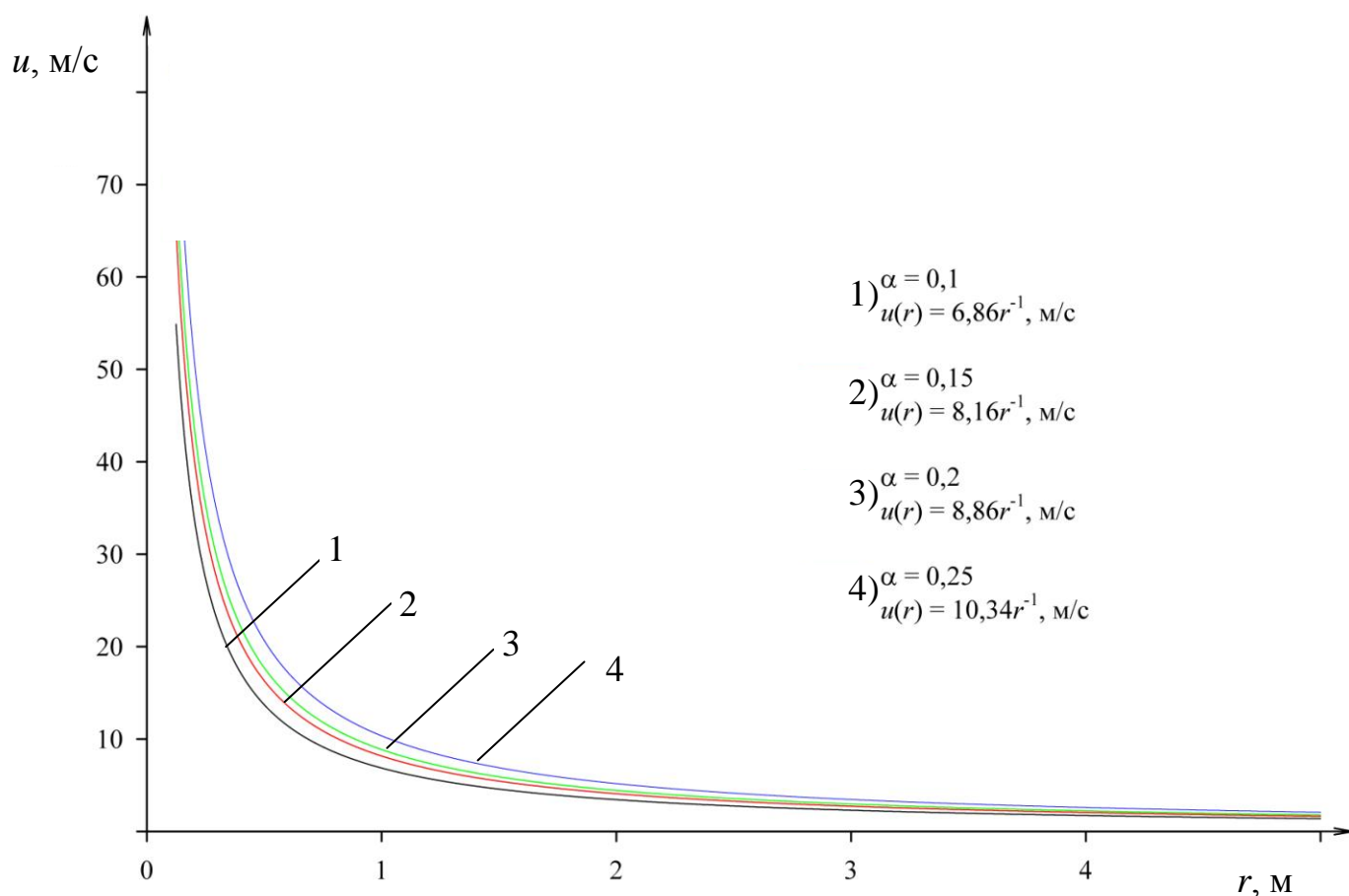


Рис. 2.8. Скорость движения породы в зависимости от расстояния до оси скважины в момент времени  $t = 0,05$  с

Предельное давление  $P_{np}$  можно оценить по росту скорости волны напряжения  $C$  в сжатой в УВ породе. Увеличение скорости  $C$  должно быть достаточным, чтобы получался сходящийся пучок характеристик, пересекающихся в непосредственной близости от стенок скважины. Скорость  $C$  находится из формулы

$$C = \sqrt{\frac{Am}{\rho_0} \left(1 + \frac{P}{A}\right)^{\frac{m-1}{2m}}}. \quad (2.50)$$

Результаты расчетов, выполненных для ВВ с  $P_0 = 4 \cdot 10^9$  Па,  $k_0 = 3$ ,  $D = 4200$  м/с в граните с  $\rho_0 = 2500$  кг/м<sup>3</sup>,  $m = 4$ ,  $A = 2,35 \cdot 10^{10}$  Па, приведены в таблице 2.1.

Таблица 2.1 - Начальные параметры ударной волны в граните

$u$ , м/с	$\rho$ , кг/м <sup>3</sup>	$P$ , ГПа	$D_y$ , м/с	$P_y$ , ГПа	$V_y$ , м <sup>3</sup>	$k(V_y)$	$\varepsilon$ , ГДж/м <sup>3</sup>
248	2925	3,997	5514	1,2	1,5	2,58	1,17

Приведенные данные показывают, что потери энергии ВВ в УВ велики, поэтому при управлении процессом разрушения горных пород взрывом важно иметь информацию о параметрах УВ в среде: скорости ударной волны, давлении на ее фронте, а также скорости породы за фронтом УВ. Для определения начальных параметров УВ в породе необходимо учитывать соотношение скоростей детонационных и ударных волн [106]. При  $D > D_y$  начальные параметры УВ в породе определяются из системы уравнений (2.48). При  $D = D_y$  порода у стенки скважины находится в напряженном состоянии, и начальные параметры определяются из уравнений

$$u = \frac{2k_0 D}{k_0^2 - 1} \left( 1 - \frac{P - P_1}{P_0} \right)^{\frac{k_0 - 1}{2k_0}} = \sqrt{\frac{P - P_1}{\rho_0} \left( 1 - \left( 1 + \frac{P - P_1}{A} \right)^{-\frac{1}{m}} \right)}; \quad D = \frac{P - P_1}{\rho_0 u}, \quad (2.51)$$

где  $P_1$  – давление в породе у стенки скважины в месте формирования УВ [107, 108].

В случае  $D < D_y$  УВ обгоняет детонационную и выходит на свободную поверхность скважины, что приводит к возникновению волны разгрузки. При этом порода у скважины приобретает скорость  $u$ , направленную к оси скважины. Давление  $P$ , скорости УВ и породы за фронтом УВ можно определить из системы уравнений

$$u = u_0 - u_p = \frac{2k_0 D}{k_0^2 - 1} \left( 1 - \left( \frac{P}{P_0} \right)^{\frac{k_0 - 1}{2k_0}} \right) - u_p = \sqrt{\frac{P}{\rho_0} \left( 1 - \left( 1 + \frac{P}{A} \right)^{-\frac{1}{m}} \right)}; \quad D = \frac{P}{\rho_0 u}. \quad (2.52)$$

Для уменьшения потерь на УВ можно вводить в ВВ инертные добавки, которые снижают  $P_0$  и увеличивают ширину зоны химической реакции  $h$ . Кривая Гюгонио для ВВ с добавками может иметь излом. Возникновение УВ в породе возможно на расстоянии  $l$  от стенки скважины, которое можно оценить из следующего соотношения:

$$\frac{l}{c_1} = \frac{h}{D} + \frac{l}{c_2} \Leftrightarrow l = \frac{c_1 c_2 h}{D(c_2 - c_1)} \approx \frac{c_1 h}{D - c_1}, \quad (2.53)$$

где  $c_1, c_2$  – скорости волны напряжения, начинающей и оканчивающей формирование УВ.

Таким образом, выбирая соответствующие размеры частиц и термодинамические параметры вещества, можно не только изменять максимальное давление в полости взрыва, но и управлять им вдоль образующей скважины. Добавки инертного вещества в ВВ могут препятствовать возникновению УВ в породах, уменьшая энергетические потери при взрыве ВВ.

## **2.4 Оценка начальных параметров ударных волн в забойке удлиненных зарядов в скальных породах**

Эффективность действия взрыва существенно зависит от качества забойки. Увеличение времени вылета забойки повышает коэффициент использования энергии взрыва, но при этом повышает вероятность появления негабарита в верхней части уступа (особенно в первом ряду скважин). Теоретически изучить процессы, протекающие в забойке при взрыве, в настоящее время чрезвычайно трудно. Недостаточно изучены даже механизмы процессов вылета забойки. По-видимому, даже оценка параметров процессов, протекающих при вылете забойки, достаточно актуальна.

При определении времени вылета забойки из скважины или шпура важно знать, образуется ли ударная волна, а если образуется, то найти ее параметры. В полости взрыва (скважине) протекают сложные волновые процессы, и начальные параметры волн зависят от них.

Оценим параметры ударной волны (УВ) в случае лишь нижнего инициирования. При этом за фронтом детонационной волны (ДВ) движется волна разрежения. Если положить, что показатель адиабаты  $n = 3$ , то на половине расстояния, пройденного ДВ, находится разрыв. До разрыва давление продуктов детонации (ПД) одинаково и равно примерно  $0,3P_i$ , где  $P_i$  – давление во фронте ДВ, продукты детонации

покоятся. За разрывом, который движется со скоростью  $D/2$ , где  $D$  – скорость детонации, скорость продуктов детонации линейно возрастает до  $u_i$  – скорости ПД во фронте детонационной волны [105].

Если в качестве забойки используется вода, в продуктах детонации образуется волна разрежения и начальные параметры УВ находятся из уравнений [105]:

$$u_s = \frac{D}{n+1} \left( 1 + \frac{2n}{n-1} \left( 1 - \left( \frac{P_s}{P_i} \right)^{\frac{n-1}{2n}} \right) \right) = \sqrt{\frac{P_s}{\rho_a} \left( 1 - \left( 1 + \frac{P_s}{A_a} \right)^{-\frac{1}{m_a}} \right)}; \quad D_s = \frac{P_s}{\rho_a u_s}, \quad (2.54)$$

где  $u_s$  – скорость ПД за фронтом УВ;  $D$  – скорость детонации взрывчатого вещества (ВВ);  $n$  – показатель адиабаты ПД;  $P_s$  – давление во фронте УВ;  $P_i$  – давление во фронте детонационной волны;  $\rho_a$  – плотность воды;  $A_a$ ,  $m_a$  – коэффициенты в уравнении Тэта для воды ( $A_a = 0,3$  ГПа,  $m_a = 7,14$ );  $D_s$  – скорость УВ.

При подстановке в (2.54) числовых значений можно получить: 1)  $D = 4200$  м/с;  $P_i = 4,6$  ГПа;  $P_s = 4,18$  ГПа;  $u_s = 1148$  м/с;  $D_s = 3641$  м/с; 2)  $D = 4400$  м/с;  $P_i = 5,3$  ГПа;  $P_s = 4,68$  ГПа;  $u_s = 1234$  м/с;  $D_s = 3792$  м/с; 3)  $D = 4750$  м/с;  $P_i = 7,5$  ГПа;  $P_s = 6$  ГПа;  $u_s = 1443$  м/с;  $D_s = 4158$  м/с.

Для определения начальных параметров ударных волн при нижнем инициировании в забойке из частиц скальных пород в воде воспользуемся ударной адиабатой для двухкомпонентных конденсированных сред [109]. Тогда начальные параметры УВ определяются из уравнений [105, 109]:

$$u_s = \frac{D}{4} \left( 1 - \sqrt{2n} \frac{(P_s/P_i) - 1}{\sqrt{(n+1)(P_s/P_i + (n-1))}} \right) = \sqrt{\frac{P_s}{\rho} \left( 1 - \alpha \left( 1 + \frac{P_s}{A_a} \right)^{-\frac{1}{m_a}} - (1-\alpha) \left( 1 + \frac{P_s}{A_h} \right)^{-\frac{1}{m_h}} \right)}; \quad D_s = \frac{P_s}{\rho u_s}, \quad (2.55)$$

где  $\rho$  – плотность забойки ( $\rho = \alpha \rho_a + (1 - \alpha) \rho_1$ );  $\alpha$  – часть объема, занимаемого водой;  $A_a$ ,  $A_h$  – коэффициенты в уравнении Тэта для частиц породы. Для скальных пород коэффициент  $m_h = 4$ .

Множитель  $A_h$  для скальных пород имеет одинаковый порядок величины и существенно не отличается по значащим цифрам, поэто-

му можно взять  $A_h = 23$  ГПа для гранита. Определены параметры УВ для трех типов ВВ при  $\alpha = 0,2; 0,25; 0,3; 0,35; 0,4$  (рис. 2.9).

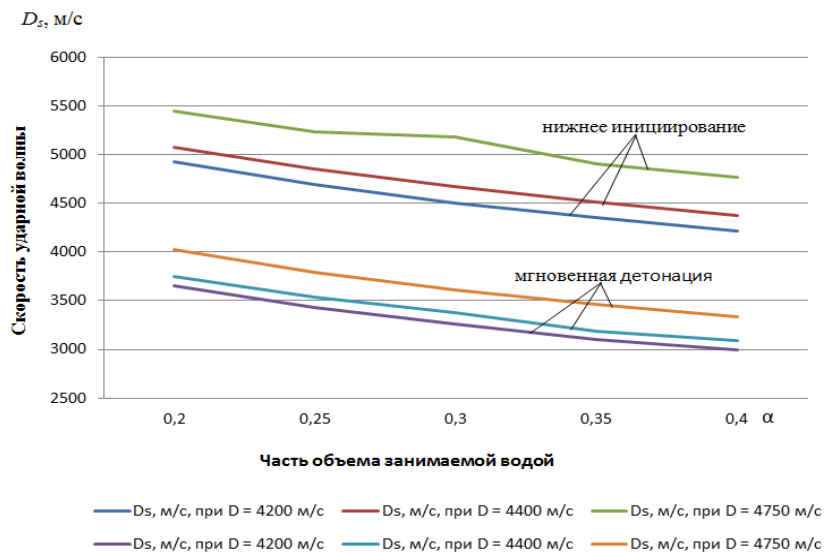


Рис. 2.9 – Зависимость скорости ударной волны в водонасыщенной забойке от части объема занимаемой водой для трех типов ВВ при нижнем инициировании и при мгновенной детонации.

Начальные параметры ударных волн в сухой забойке при нижнем инициировании определяются из формул [105, 109]:

$$u_s = \frac{D}{4} \left( 1 - \sqrt{2n} \frac{(P_s / P_i) - 1}{\sqrt{(n+1)(P_s / P_i + (n-1))}} \right) = \sqrt{\frac{P_s}{\rho} \left( 1 - (1-\alpha) \left( 1 + \frac{P_s}{A} \right)^{\frac{1}{m}} \right)};$$

$$D_s = \frac{P_s}{u_s \rho}, \quad (2.56)$$

где  $\rho$  – плотность забойки;  $A$ ,  $m$  – коэффициенты в уравнении Тэта для вещества частиц забойки.

Подстановка числовых значений в (2.56) дает значения параметров УВ (рис.2.10).

Следует отметить, что, так как за фронтом детонационной волны в ПД движется волна разрежения, то давление во фронте УВ будет быстро убывать.

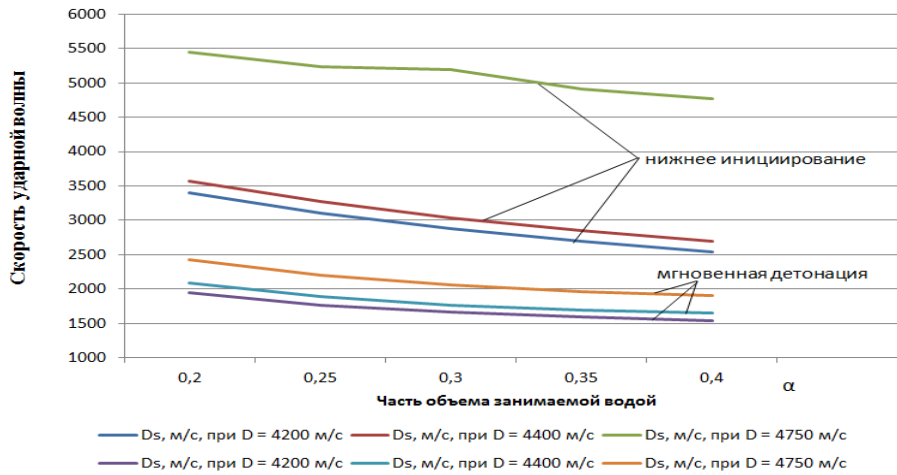


Рис. 2.10 – Зависимость скорости ударной волны в сухой забойке от пористости для трех типов ВВ при нижнем инициировании и при мгновенной детонации

При верхнем инициировании по взрывчатому веществу к забойке распространяется детонационная волна. На пути в несколько диаметров скважины наблюдается режим недосжатой детонационной волны. За ее фронтом распространяется волна разрежения, которая при нормальном режиме детонации занимает область при  $n = 3$ , равную половине расстояния, пройденного ДВ. Расчеты показывают, что за время, существенно меньшее времени вылета забойки, в продуктах детонации установится давление  $[105] P_{i1} = (8/27)P_i$ , где  $P_i$  – давление во фронте детонационной волны, а скорость ПД равна нулю. На границе раздела ПД–забойка скорость ПД и материала забойки равна [105]

$$u_s = \frac{2}{n-1}(C_1 - C_s), \quad (2.57)$$

где  $C_1$  – скорость звука в ПД при давлении  $P_{i1}$  (при  $n = 3$   $C_1 = D/2$ );  $C_s$  – скорость звука ПД при давлении на фронте УВ  $P_s$ .

Из уравнения ударной адиабаты для продуктов взрыва вытекает, что

$$C_s = C_1 \left( \frac{P_s}{P_{i1}} \right)^{\frac{n-1}{2n}}, \quad (2.58)$$

С учетом (2.56), (2.57) начальные параметры УВ в забойке при верхнем инициировании можно определить из уравнений:

$$u_s = \frac{D}{n-1} \left( 1 - \left( \frac{P_s}{P_{i1}} \right)^{\frac{n-1}{2n}} \right) = \sqrt{\frac{P_s}{\rho} \left( 1 - \left( 1 + \frac{P_s}{A} \right)^{-\frac{1}{m}} \right)};$$

$$D_s = \frac{P_s}{u_s \rho}, \quad (2.59)$$

где  $\rho$  – плотность материала забойки;  $A$ ,  $m$  – коэффициенты в уравнении Тэта для материала забойки.

Подстановка числовых значений величин ( $n = 3$ ;  $A = 2,99 \cdot 10^8$  Па;  $m = 7,15$ ) дает следующие параметры ударных волн в воде при верхнем инициировании. При  $D = 4200$  м/с,  $P_i = 4,6$  ГПа:  $P_s = 0,78$  ГПа;  $u_s = 357$  м/с;  $D_s = 2185$  м/с. При  $D = 4400$  м/с,  $P_i = 5,3$  ГПа:  $P_s = 0,873$  ГПа;  $u_s = 390$  м/с;  $D_s = 2238$  м/с. При  $D = 4750$  м/с,  $P_i = 7,5$  ГПа:  $P_s = 1,14$  ГПа;  $u_s = 474$  м/с;  $D_s = 2405$  м/с.

Начальные параметры УВ в забойке из частиц скальных пород при верхнем инициировании определяются из уравнений [109]:

$$u_s = \frac{D}{n-1} \left( 1 - \left( \frac{P_s}{P_{i1}} \right)^{\frac{n-1}{2n}} \right) = \sqrt{\frac{P_s \alpha}{\rho}}; \quad D_s = \frac{u_s}{\alpha}, \quad (2.60)$$

где  $\rho$  – насыпная плотность забойки;  $\alpha$  – пористость.

На рис. 2.11 приведены результаты численных расчетов для трех типов ВВ при различных значениях пористости (сухая забойка) при верхнем инициировании и при мгновенной детонации.

Начальные параметры УВ в забойке из частиц скальных пород и воды при верхнем инициировании находятся из уравнений [109]:

$$u_s = \frac{D}{n-1} \left( 1 - \left( \frac{P_s}{P_{i1}} \right)^{\frac{n-1}{2n}} \right) = \sqrt{\frac{P_s}{\rho} \left( 1 - \alpha \left( 1 + \frac{P_s}{A_a} \right)^{-\frac{1}{m_a}} - (1-\alpha) \left( 1 + \frac{P_s}{A} \right)^{-\frac{1}{m}} \right)};$$

$$D_s = \frac{P_s}{u_s \rho}, \quad (2.61)$$

где  $A$ ,  $m$  – коэффициенты в уравнении Тэта для породы;  $\alpha$  – часть объема, занимаемая водой.



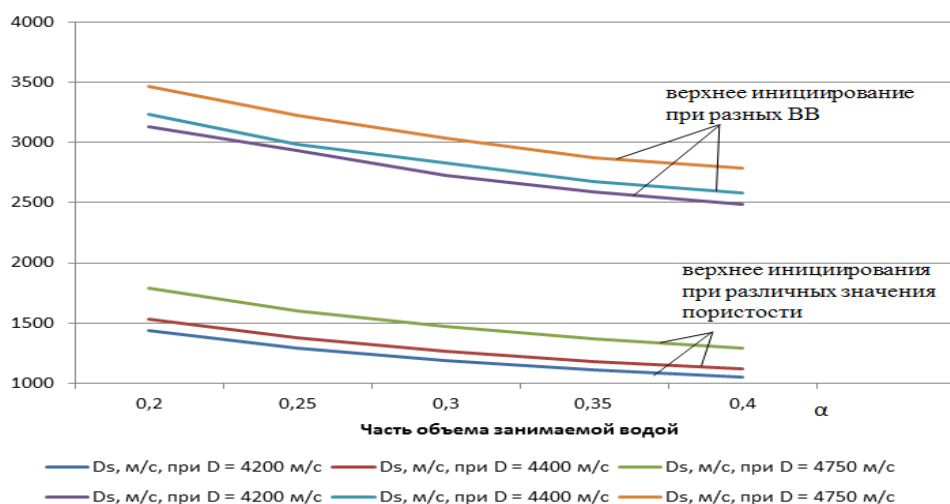


Рис. 2.11 – Зависимость скорости ударной волны в сухой забойке от пористости для трех типов ВВ при верхнем инициировании и при мгновенной детонации

В таблице 2.2 приведены результаты численных расчетов ( $n = 3$ ,  $A = 23$  ГПа,  $m = 4$ ) для трех типов ВВ при различных  $\alpha$  в водонасыщенной забойке.

Таблица 2.2 – Начальные параметры ударных волн для трех типов ВВ при различных  $\alpha$  (верхнее инициирование)

$D = 4200$ м/с; $P_i = 4,6$ ГПа				$D = 4400$ м/с; $P_i = 5,3$ ГПа				$D = 4750$ м/с; $P_i = 7,5$ ГПа			
$\alpha$	$P_s$ , ГПа	$u_s$ , м/с	$D_s$ , м/с	$\alpha$	$P_s$ , ГПа	$u_s$ , м/с	$D_s$ , м/с	$\alpha$	$P_s$ , ГПа	$u_s$ , м/с	$D_s$ , м/с
0,2	1,09	150	3132	0,2	1,24	165	3239	0,2	1,68	209	3465
0,25	1,07	163	2934	0,25	1,21	181	2988	0,25	1,64	227	3229
0,3	1,04	177	2726	0,3	1,19	195	2832	0,3	1,6	244	3042
0,35	1,02	190	2591	0,35	1,16	209	2679	0,35	1,56	262	2874
0,4	1,00	202	2488	0,4	1,14	222	2580	0,4	1,53	276	2786

При определении времени вылета забойки, за невозможностью учета волновых процессов в скважине, давление усредняют, т.е. рассматривают модель мгновенной детонации.

Начальные параметры УВ в водяной забойке при мгновенной детонации находятся из уравнений [105]:

$$u_s = \sqrt{\frac{2n}{n+1} \cdot \frac{D}{n-1} \left( 1 - \left( \frac{P_s}{P_i} \right)^{\frac{2n}{n-1}} \right)} = \sqrt{\frac{P_s}{\rho_a} \left( 1 - \left( 1 + \frac{P_s}{A_a} \right)^{-\frac{1}{m_a}} \right)}; \quad D_s = \frac{P_s}{u_s \rho_a}, \quad (2.62)$$

где  $\bar{P}_i = P_i/2$  – давление ПВ при мгновенной детонации.

При подстановке числовых значений в (2.62) можно получить:

1)  $D = 4200$  м/с,  $P_i = 4,6$  ГПа:  $P_s = 1,25$  ГПа;  $u_s = 473$  м/с;  $D_s = 2480$  м/с; 2)  $D = 4400$  м/с,  $P_i = 5,3$  ГПа:  $P_s = 1,33$  ГПа;  $u_s = 504$  м/с;  $D_s = 2679$  м/с; 3)  $D = 4750$  м/с,  $P_i = 7,5$  ГПа:  $P_s = 1,82$  ГПа;  $u_s = 623$  м/с;  $D_s = 2921$  м/с.

Когда забойка сухая, начальные параметры определяются из уравнений [105, 110]:

$$u_s = \sqrt{\frac{2n}{n+1} \cdot \frac{D}{n-1} \left( 1 - \left( \frac{P_s}{\bar{P}_i} \right)^{\frac{2n}{n-1}} \right)} = \sqrt{\frac{P_s}{\rho} \left( 1 - (1-\alpha) \left( 1 + \frac{P_s}{A} \right)^{-\frac{1}{m}} \right)}; \quad D_s = \frac{P_s}{u_s \rho}, \quad (2.63)$$

где  $\rho$  – насыпная плотность забойки.

Результаты численных расчетов приведены в таблице 2.3.

Таблица 2.3 – Начальные параметры ударных волн в сухой забойке при мгновенной детонации

$D = 4200$ м/с; $P_i = 4,6$ ГПа				$D = 4400$ м/с; $P_i = 5,3$ ГПа				$D = 4750$ м/с; $P_i = 7,5$ ГПа			
$\alpha$	$P_s$ , ГПа	$u_s$ , м/с	$D_s$ , м/с	$\alpha$	$P_s$ , ГПа	$u_s$ , м/с	$D_s$ , м/с	$\alpha$	$P_s$ , ГПа	$u_s$ , м/с	$D_s$ , м/с
0,2	1,47	356	1948	0,2	1,68	380	2085	0,2	2,28	443	2428
0,25	1,39	395	1770	0,25	1,59	421	1900	0,25	2,15	491	2203
0,3	1,33	429	1671	0,3	1,51	459	1773	0,3	2,04	533	2063
0,35	1,27	462	1596	0,35	1,44	494	1692	0,35	1,94	572	1969
0,4	1,21	494	1540	0,4	1,38	526	1650	0,4	1,85	610	1907

Когда забойка водонасыщенна, начальные параметры ударной волны при мгновенной детонации находятся из уравнений [1, 3]:

$$u_s = \sqrt{\frac{2n}{n+1} \cdot \frac{D}{n-1} \left( 1 - \left( \frac{P_s}{\bar{P}_i} \right)^{\frac{2n}{n-1}} \right)} = \sqrt{\frac{P_s}{\rho} \left( 1 - \alpha \left( 1 + \frac{P_s}{A_a} \right)^{-\frac{1}{m_a}} - (1-\alpha) \left( 1 + \frac{P_s}{A} \right)^{-\frac{1}{m}} \right)}; \quad D_s = \frac{P_s}{u_s \rho}. \quad (2.64)$$

Результаты численных расчетов приведены в таблице 2.4.

Таблица 2.4 – Начальные параметры ударных волн в водонасыщенной забойке при мгновенной детонации

$D = 4200 \text{ м/с}; P_i = 4,6 \text{ ГПа}$				$D = 4400 \text{ м/с}; P_i = 5,3 \text{ ГПа}$				$D = 4750 \text{ м/с}; P_i = 7,5 \text{ ГПа}$			
$\alpha$	$P_s, \text{ ГПа}$	$u_s, \text{ м/с}$	$D_s, \text{ м/с}$	$\alpha$	$P_s, \text{ ГПа}$	$u_s, \text{ м/с}$	$D_s, \text{ м/с}$	$\alpha$	$P_s, \text{ ГПа}$	$u_s, \text{ м/с}$	$D_s, \text{ м/с}$
0,2	1,78	210	3653	0,2	2,02	232	3753	0,2	2,73	292	4030
0,25	1,74	227	3426	0,25	1,98	250	3540	0,25	2,66	313	3793
0,3	1,71	243	3265	0,3	1,94	267	3372	0,3	2,60	334	3612
0,35	1,67	260	3100	0,35	1,89	286	3189	0,35	2,54	354	3463
0,4	1,64	275	2997	0,4	1,85	302	3088	0,4	2,48	374	3332

В случае, когда пористость забойки меньше 20 % или давление в УВ несколько ГПа, необходимо учитывать сжимаемость конденсированного вещества забойки. Пусть ударная сжимаемость конденсированного вещества определяется уравнением Тэта с коэффициентами  $A$ ,  $m$ , тогда массовая скорость вещества равна

$$u_s = \sqrt{P_s \left( \frac{1}{\rho_0} - \frac{1}{\rho} \right)}, \quad (2.65)$$

где  $P_s$  – давление;  $\rho_0$  – плотность забойки;  $\rho$  – плотность забойки за фронтом УВ.

Если забойка состоит из двухкомпонентной среды, то  $\rho_0 = \rho_m(1 - \alpha)$ , где  $\rho_m$  – плотность конденсированной компоненты забойки;  $\alpha$  – пористость.

Подстановка  $\rho_0$  в (2.62) дает

$$u_s = \sqrt{\frac{P_s}{\rho_0} \left( 1 - \frac{\rho_0}{\rho} \right)} = \sqrt{\frac{P_s}{\rho_0} \left( 1 - (1 - \alpha) \left( 1 + \frac{P_s}{A} \right)^{-\frac{1}{m}} \right)}, \quad (2.66)$$

Когда забойка состоит из трехкомпонентной среды, например, воздух, вода и твердые частицы, то выражение для массовой скорости забойки за фронтом УВ имеет вид:

$$u_s = \sqrt{\frac{P_s}{\rho} \left( 1 - (1 - \alpha) \left( \alpha_1 \left( 1 + \frac{P_s}{A_1} \right)^{-\frac{1}{m_1}} + \alpha_2 \left( 1 + \frac{P_s}{A_2} \right)^{-\frac{1}{m_2}} \right) \right)}, \quad (2.67)$$

где  $\alpha_1, \alpha_2$  – удельный объем, занимаемый конденсированными компонентами;  $A_1, m_1, A_2, m_2$  – коэффициенты в уравнении ударной сжимаемости для компонент;  $\rho = \rho_1\alpha_1 + \rho_2\alpha_2$ ;  $\rho_1, \rho_2$  – плотность вещества конденсированных компонентов.

При определении начальных параметров УВ не учитывалась прочность частиц забойки. Ударные волны в процессе распространения испытывают силу сопротивления, равную динамическому пределу текучести вещества забойки. При достаточно сильной УВ частицы забойки разрушаются, и чем сильнее волна, тем больше сила сопротивления. Материал забойки, как правило, состоит из частиц. Чем меньше размеры частиц, тем меньше сопротивление. Учесть силу сопротивления, действующую на ударную волну, очень сложно, поэтому полученные параметры волн несколько завышены.

Уравнения для ударных волн формально справедливы при любых избыточных давлениях. Однако УВ возникают лишь при давлениях, превышающих определенные значения. Для однофазной среды давление, необходимое для возбуждения УВ, имеет вид [110]:

$$P_s = \frac{2Am}{m+1} = \frac{2\rho_0 C_0^2}{m+1}, \quad (2.68)$$

где  $A, m$  – коэффициенты в уравнении ударной сжимаемости Тэта;  $\rho_0$  – плотность вещества;  $C_0$  – скорость продольной волны напряжений.

Давление  $P_s$  для воды ( $m = 7,15$ ;  $A = 2,99 \cdot 10^8$  Па) равно  $P_s = 5,25 \cdot 10^8$  Па. Для конденсированной двухкомпонентной среды коэффициент  $m$  находится из формулы [110]

$$\left(\frac{2m}{m+1} + 1\right)^{\frac{1}{m}} = \alpha \left(\frac{2\rho_1 C_1^2}{A_1(m+1)}\right)^{\frac{1}{m_1}} + (1-\alpha) \left(\frac{2\rho_2 C_2^2}{A_2(m+1)}\right)^{\frac{1}{m_2}}, \quad (2.69)$$

где  $\alpha$  – удельный объем первой компоненты;  $\rho_1, \rho_2$  – плотность компонент;  $C_1, C_2$  – скорости волн напряжений;  $A_1, A_2$  – коэффициенты Тэта компонент.

Подстановка числовых значений для воды и частиц гранита дает значения  $m$ .

При удельном объеме воды  $\alpha = 0,2, m = 4,18$ ;  $\alpha = 0,25, m = 4,25$ ;  $\alpha = 0,3, m = 4,33$ ;  $\alpha = 0,35, m = 4,42$ ;  $\alpha = 0,4, m = 4,52$ .

Скорость волны напряжений в двухкомпонентной конденсированной среде можно теоретически оценить по формуле [110]

$$C_0 = \left( \rho_0 \left( \frac{\alpha}{A_1 m_1} + \frac{(1-\alpha)}{A_2 m_2} \right) \right)^{-\frac{1}{2}}, \quad (2.70)$$

где  $\rho_0$  – плотность среды.

Подстановка числовых величин позволяет получить скорости  $C_0$  для забойки из воды и частиц гранита:  $\alpha = 0,2$ ,  $C_0 = 2053$  м/с;  $\alpha = 0,25$ ,  $C_0 = 1890$  м/с;  $\alpha = 0,3$ ,  $C_0 = 1771$  м/с;  $\alpha = 0,35$ ,  $C_0 = 1648,4$  м/с;  $\alpha = 0,4$ ,  $C_0 = 1548$  м/с.

По формуле (2.68) находим давление, необходимое для возбуждения волны в забойке из частиц гранита в воде:  $\alpha = 0,2$ ,  $P_s = 3,77$  ГПа;  $\alpha = 0,25$ ,  $P_s = 3,04$  ГПа;  $\alpha = 0,3$ ,  $P_s = 2,54$  ГПа;  $\alpha = 0,35$ ,  $P_s = 2,08$  ГПа;  $\alpha = 0,4$ ,  $P_s = 1,73$  ГПа.

Давление, необходимое для возникновения УВ в забойке из частиц, можно оценить по формуле

$$P_s = \alpha \rho_0 C_0^2, \quad (2.71)$$

где  $\alpha$  – пористость забойки;  $\rho_0$  – плотность забойки;  $C_0$  – скорость волны напряжений в забойке. При  $\alpha = 0,346$   $C_0 = 700$  м/с;  $\rho_0 = 1740$  кг/м<sup>3</sup>;  $P_s = 2,95 \cdot 10^8$  Па. При  $\alpha = 0,25$   $C_0 = 1300$  м/с;  $\rho_0 = 2000$  кг/м<sup>3</sup>;  $P_s = 8,45 \cdot 10^8$  Па.

После сжатия сыпучего материала забойки в ударной волне она исчезает, но забойка продолжает двигаться с начальной скоростью  $u_s$ . Уравнения для УВ получены из закона сохранения массы и второго закона Ньютона и закона сохранения энергии, т.е. при рассмотрении процессов вылета забойки можно использовать эти уравнения и в случае, когда ударная волна не возникает или вырождается в волну сжатия.

Таким образом, в данном параграфе определены параметры ударных волн для забойки из сыпучих материалов, воды и двухфазных конденсированных сред. В случае, когда в качестве материала забойки используется сухая глина, параметры ударных волн можно оценить по формулам для частиц скальных пород. Ударная сжимаемость твердых веществ при давлениях, меньших 1 ГПа, незначительна. Начальные параметры УВ в забойке необходимы для определения

времени вылета забойки и изучения процессов разрушения породы в верхней части уступа [111].

## **2.5 Некоторые аспекты физических процессов, происходящих в пористом массиве при распространении в нем ударных волн**

---

В Украине на разрушение горных пород расходуется около 20 % выработанной энергии. Только карьеров, производящих стройматериалы – 25 %. Ежегодно дробится и измельчается более 100 млн. тонн руды. При этом коэффициент использования энергии взрыва не превышает 5–6 %. Происходит экологическое загрязнение окружающей среды. При массовых взрывах присутствует достаточно большой процент негабаритных фракций, а высокая прочность кусков горной массы приводит при дальнейшем механическом дроблении к большому расходу электроэнергии и износу дробилок.

Предыдущими исследованиями физических процессов, происходящих в горных породах при распространении ударных волн, установлено, что половина энергии продуктов взрыва идет на образование ударной волны.

Коэффициент использования энергии взрыва скважинных зарядов очень мал. Так, на чистое дробление (образование новой поверхности) используется лишь малая доля процента всей энергии. Очевидно, что основная энергия продуктов взрыва (ПВ) расходуется в зоне измельчения, поэтому задача уменьшения потерь энергии в зоне измельчения породы весьма актуальна.

При возникновении ударной волны (УВ) в породе стенки полости взрыва (скважины) приобретают скорость около 700 м/с (для бризантных взрывчатых веществ (ВВ)) и за 0,1 мкс давление ПВ становится меньше динамического предела прочности породы. Кроме этого, ширина фронта УВ в однородной по прочности породе равна нескольким межзатомным расстояниям. Если положить, что ширина фронта волны  $h = 1$  мм, то модуль градиента напряжений во фронте волны имеет порядок  $d\sigma_r \cdot 10^{18}$  Па/м. Минимальный размер частиц разрушенной породы будет меньше 0,1 мкм. В породе с достаточно крупными зёрнами УВ возникают в каждом зёрне, а также их параметры существенно отличаются. Это приводит к сильному измельче-

нию. Давление  $P_s$ , необходимое для возбуждения УВ в породе, можно оценить по формуле [112]

$$P_s = \frac{2\rho_0 C_e^2}{m+1}, \quad (2.72)$$

где  $\rho_0$  – плотность породы;  $C_e$  – скорость продольной волны в породе;  $m$  – показатель в уравнении ударной сжимаемости породы Тэта.

Для забойки давления  $P_s$  можно оценить по формуле [113]

$$P_s = \rho_0 C_e^2 \alpha, \quad (2.73)$$

где  $\alpha$  – коэффициент пористости породы.

Когда при взрыве УВ не возникает, то ПВ возбуждают в породе волну сжатия. Время химических реакций для бризантных ВВ  $\tau \approx 1-2$  мкс. Напряжения в волне сжатия возрастают до максимальных на промежутке  $h = C_e \cdot \tau$ , тогда максимальный модуль градиента напряжений в породе  $d\sigma/dr \sim 10^{12}$  Па/м. При такой неоднородности поля напряжений минимальный размер частиц  $d$ , на которые разрушается порода, можно оценить по формуле

$$d = \frac{\sigma_e}{\frac{d\sigma}{dr}}, \quad (2.74)$$

где  $\sigma_e$  – динамический предел прочности при неравномерном трехосном сжатии.

В этом случае разрушение породы происходит одновременно во всех точках волновой поверхности, где напряжения достигают предела прочности породы. В зоне измельчения, в первую очередь, уменьшается градиент напряжений в волне.

Движение породы при взрыве начинается лишь после того, как отраженная от свободной поверхности породы волна разгрузки достигнет скважины. За это время происходит сжатие породы вблизи скважины. Если принять, что ударная сжимаемость породы подчиняется уравнению Тэта [105]

$$P = A \left( \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^m - 1 \right), \quad (2.75)$$

где  $P$  – давление;  $\rho_0$  – плотность породы;  $\rho$  – плотность породы при давлении  $P$ ;  $A$ ,  $m$  – коэффициенты, то радиус скважины  $r_t$  при сжатии породы можно оценить из уравнения

$$r_t^2 = r^2 - \left( r^2 - r_0^2 \right) \left( \frac{P_n}{A} \frac{r_t}{r} + 1 \right)^{-\frac{1}{m}}, \quad (2.76)$$

где  $r_0$  – радиус скважины;  $r$  – радиус сжатого объема породы;  $P_n$  – давление ПВ во фронте детонирующей волны (ДВ).

Численное решение уравнения (2.76) дает, что при  $P_n = 5$  ГПа;  $r = 0,125$  м;  $A = 23,5$  ГПа,  $m = 4$ ,  $r = 4r_0$  радиус скважины  $r_t = 0,138$  м, давление в скважине, рассчитанное по адиабате с показателем  $n = 3$ , будет равно  $P = 2,76$  ГПа. Если положить, что квазистатическое напряжение убывает по квадратичному закону [114], то на расстоянии  $r = 4 r_0$  от оси скважины напряжения  $\sigma_{rr} = 0,172$  ГПа.

При  $r_0 = 0,05$  м,  $r = 4r_0$  радиус скважины  $r_t = 5,5 \cdot 10^{-2}$  м, давление в скважине  $P = 2,82$  ГПа, а  $\sigma_{rr} = 0,213$  ГПа.

При проведении взрывных работ в воздухе также возникают ударные волны. При подземной отбойке горных пород, взрыве метана ударные волны распространяются в ограниченном пространстве на относительно большое расстояние. При этом важно отличать УВ от потока воздуха, возникающего при взрыве.

Например, при падении потока на плоскую преграду давление на нее равно  $2p$  ( $p$  – давление газа в потоке), при отражении УВ от преграды давление может достигать  $8p$ .

Для оценки давления, необходимого для образования УВ, рассмотрим трубу, заполненную газом, сечением  $1 \text{ м}^2$ . В трубе находится поршень. Пусть поршень начинает двигаться с постоянным ускорением  $a$ . Скорость газа у поршня через время  $t$  равна  $u = at$ .

В движущемся газе скорость звука  $c$  равна [105]:

$$c = c_0 + \frac{\gamma + 1}{2} u, \quad (2.77)$$



где  $c_0$  – скорость звука в невозмущенном газе;  $\gamma$  – показатель адиабаты газа.

Таким образом, при движении поршня возбуждаются волны, скорость которых растет с ростом скорости поршня.

Когда фронты всех волн, излучаемых поршнем, одновременно достигают одной точки, возникает ударная волна, т.е.

$$c_0 t_s = \left( c_0 + \frac{\gamma+1}{2} a t_p \right) (t_s - t_p) + \frac{a t_p^2}{2}, \quad (2.78)$$

где  $t_s$  – время образования УВ;  $t_p$  – время движения поршня.

Решая (2.78) относительно  $t_s$ , можно получить

$$t_s = \frac{2c_0}{(\gamma+1)a} + \frac{\gamma}{\gamma+1} t_p. \quad (2.79)$$

Расчеты показывают, что  $t_s \gg t_p$  и можно положить, что время образования ударной волны равно

$$t_s = \frac{2c_0}{(\gamma+1)a}. \quad (2.80)$$

Скорость газа при  $t = t_s$  равна

$$u = \frac{2c_0}{\gamma+1}. \quad (2.81)$$

С другой стороны, скорость  $u$  равна [105]

$$u = \sqrt{\frac{(p_s - p_0)}{\rho_0} \left( 1 - \left( \frac{p_0}{p_s} \right)^{1/\gamma} \right)}, \quad (2.82)$$

где  $p_s$ ,  $p_0$  – соответственно давление при образовании УВ и давление газа перед фронтом УВ;  $\rho_0$  – плотность газа перед фронтом.

Таким образом, давление, при котором возникает УВ, можно найти из уравнения

$$\frac{4\rho_0 c_0^2}{(\gamma + 1)^2} = (p_s - p_0) \left( 1 - \left( \frac{p_0}{p_s} \right)^{1/\gamma} \right). \quad (2.83)$$

Для воздуха при нормальном давлении и температуре  $T = 288$  К численное решение  $p_s$  дает значение  $2,76 \cdot 10^5$  Па.

Значение  $p_s$  можно оценить, используя молекулярно-кинетическую теорию. Тепловое движение обеспечивает давление  $p_0$ .

Анализ показывает, что для определения дополнительного давления газа на движущийся поршень можно положить, что молекулы неподвижны. В этом случае  $p_s$  равно

$$p_s = p_0 + 2k\rho_0 c_0 u, \quad (2.84)$$

где  $k = \frac{\pi}{4}$  – коэффициент, учитывающий, что удар молекул газа и атомов поршня нецентральный.

Математическое выражение (2.84) можно записать в виде

$$p_s = p_0 + \frac{\pi}{2} \rho_0 c_0 \sqrt{\frac{(p_s - p_0)}{\rho_0} \left( 1 - \left( \frac{p_0}{p_s} \right)^{1/\gamma} \right)}. \quad (2.85)$$

Численное решение (2.85) для воздуха при вышеуказанных параметрах дает  $p_s = 2,73 \cdot 10^5$  Па.

При этом давлении скорость УВ равна

$$D = \frac{p_s(\gamma + 1)}{2c_0} = 786,55 \text{ м/с}. \quad (2.86)$$

Если поршень прекратит движение, то УВ будет продолжать распространяться за счет своей энергии до тех пор, пока ее скорость не уменьшится до скорости звука  $c_0$ .

Установлено, что зона измельчения имеет радиус, примерно равный четырем радиусам скважины. В зоне измельчения большие потери энергии идут на нагревание породы. Причем, когда скорость детонации меньше скорости волны напряжений в породе, направление максимальных сжимающих напряжений в волне напряжений, обгоняющей волну детонации, совершает поворот на угол больше  $90^\circ$ ,

что увеличивает диссипативные потери. Радиус зоны измельчения можно уменьшить, существенно увеличив ширину зоны химических реакций или использовать заряды, центральная часть которых детонирует в нормальном режиме, а периферийная часть – в режиме недосжатой ДВ.

Получена формула, позволяющая оценить давление, необходимое для образования ударной волны в газе [115].

## **2.6 Изучение особенностей процессов, протекающих при взрывах скважинных зарядов взрывчатых веществ в натуральных условиях и на моделях**

---

Взрыв взрывчатого вещества в целом и взрыв взрывчатого вещества в частности представляет собой очень сложный физический процесс, который, если даже разложить на ряд простых процессов, из который он состоит, очень трудно промоделировать в лабораторных условиях. Весьма непросто соблюдать даже условие геометрического подобия, выполняя все необходимые условия, не говоря уже о физическом моделировании протекающих при взрыве процессов. Волновые процессы во многом определяют механизм разрушения горных пород взрывом. При приблизительно равных скоростях детонационных волн и волн напряжений размеры модели и размеры взрываемого блока отличаются во много раз. Поэтому и характер волновых процессов, происходящих при взрыве на моделях и в натуральных условиях, существенно различен. Сложно применять даже приближенное моделирование, при котором часть процессов, играющих второстепенную роль при взрыве, не учитывается из-за недостаточной изученности как на модели, так и в натуре.

Для проведения сравнительного анализа процессов взрыва модельного и скважинного зарядов ВВ вводятся обозначения (индекс "с" принадлежит величинам, характеризующим взрыв скважинного заряда, а "м" – моделирующего):  $l_c, l_m$  – длина заряда;  $L_c, L_m$  – длина забойки;  $d_c, d_m$  – диаметр заряда;  $D_c, D_m$  – скорость детонации;  $c_c, c_m$  – скорость звука в продуктах взрыва (ПВ);  $C_c, C_m$  – скорость волны напряжений в породе. Полагается, что ВВ детонируют в режиме стационар-

ной детонационной волны (ДВ). Роль детонаторов (для простоты) не рассматривается [116].

Сначала рассматриваются волновые процессы, протекающие в полости взрыва скважинного и модельного зарядов. В результате инициирования заряда модели по ВВ распространяется ДВ, которая порождает в материале модели коническую ударную волну (УВ). За фронтом УВ материал разрушается, и диаметр полости взрыва возрастает. Судя по кинограммам СФР [117 - 119],  $d/d_m \geq 2$ , где  $d$  – текущий диаметр полости модели. В этом случае из уравнения Пуассона следует, что давление  $P_m$  за фронтом ДВ в полости существенно уменьшается:

$$P_m V_m^3 = P_{mn} V_{mn}^3 \Rightarrow P_m = P_{mn} (d_{mn}/d_m)^6 = P_{mn}/32 \sim 0,1 \text{ ГПа}, \quad (2.87)$$

где  $P_{mn}$ ,  $V_{mn}$  – соответственно начальное давление и объем ПВ заряда модели;  $d_{mn}$  – начальный диаметр заряда модели.

Положено, что показатель адиабаты для тэна в рассматриваемом диапазоне давлений постоянен и равен 3 (в действительности  $P_m$  будет несколько больше, так как показатель адиабаты при расширении ПВ уменьшается, но согласно [105] этими изменениями можно пренебречь). Расширение полости происходит не равномерно, а скачкообразно. Это связано с волновыми процессами в нормальной к оси сечения полости. Время между амплитудами скачков  $t_m \sim d_m/c_m = 0,4 \div 1,5$  мкс.

При взрыве промышленных ВВ в скальных горных породах УВ образуется настолько слабая, что массовой скоростью породы можно пренебречь. Действительно, если, например, определить сжимаемость гранита из уравнения Тэта [120]

$$\rho = \rho_0 \left( \frac{P}{2,35 \cdot 10^{10} \text{ Па}} + 1 \right)^{0,25}, \text{ кг/м}^3, \quad (2.88)$$

где  $\rho_0$  – начальная плотность гранита, то при давлениях во фронте УВ  $P = 2 \div 3$  ГПа (этому давлению соответствует давление ПВ  $P \approx 2,4 \div 3,5$  ГПа) плотность возрастает на 2-3 %, а скорость волны напряжений

$$C_c = 6132 \left( 1 + \frac{P}{2,35 \cdot 10^{10} \text{ Па}} \right)^{3/8} \text{ – на } 3-4,6 \text{ \%}.$$

Следовательно, в отличие от взрыва заряда модели, где почти сразу за фронтом ДВ давление падает более чем в 10 раз, в скважинном заряде диаметр полости взрыва в скальном грунте за фронтом ДВ не возрастает, а давление уменьшается незначительно. УВ в породе очень слабая, но напряжения достаточны, чтобы образовать зону пластических деформаций. Время установления среднего давления в полости взрыва  $t \sim 2l/C_n$  и равно (сразу после детонации)  $t_c \sim 10$  мс,  $t_m \sim 20$  мкс. Сравнение  $t_c$  и  $t_m$  с общей длительностью взрыва скважинного заряда и его модели позволяет заключить, что волновые процессы в модели протекают относительно медленнее. В дальнейшем  $t$  будет возрастать за счет увеличения полости взрыва и уменьшения скорости звука. Протекание волновых процессов зависит от процесса вылета забойки.

Давление на фронте ДВ тэна или гексогена в 2-5 раз больше соответствующего давления при детонации ВВ в скважине, а длина забойки  $L_m$  измеряется в сантиметрах, поэтому УВ в забойке модели не гасится полностью. Это приводит к тому, что вылет забойки начинается сразу после прохождения по ней УВ. Кроме того, ПВ пронизывает забойку, уменьшая поверхность контакта между частицами, т.е. сцепление частиц в забойке. Если оценить силу трения забойки о боковую поверхность полости взрыва  $F = \mu \pi d L P$  ( $\mu$  – коэффициент трения), то  $F_c/F_m = d_c L_c/d_m L_m \sim 10^4$  (это отношение самое большое из нескольких десятков рассмотренных отношений соответствующих величин для исследуемых зарядов). Быстрое сжатие и вылет забойки модели приводит к сильной волне разрежения в ПВ, идущей от забойки. Волна разрежения существует до полного вылета забойки и ПВ. В скважинном заряде УВ в забойке гасится полностью. Энергия УВ идет на перемещение, нагревание, уплотнение частиц забойки и образование запирающего слоя, который некоторое время (до прихода волны сжатия от дна скважины) удерживает материал забойки в скважине. Из этого следует, что взрыв модели отличается относительно большей нестационарностью, чем взрыв скважинного заряда, и что в модельном взрыве трудно выделить квазистатическую стадию.

Процессы в полости взрыва во многом определяют поле напряжений в среде. ДВ в заряде ВВ порождает УВ в среде, ширина фронта которой зависит от размеров частиц ВВ. Ширина фронта УВ (крутизна фронта волны напряжений) задает минимальный размер разрушений в среде. Пульсации давления в нормальном направлении к оси сечения также приводят к дроблению материала. Максимумы напря-

жений от пульсаций отстоят друг от друга на расстояниях  $\lambda \sim Vd/C$  ( $V$  – скорость УВ или волны напряжений);  $\lambda_m = 3 \div 10$  мм,  $\lambda_c \approx 0,8$  м.

Как правило, скорость детонации тэна или гексогена больше скорости волны напряжений в любом (кроме бериллия) материале, поэтому при взрыве заряда модели в материале образуется коническая УВ, в которой деформации не содержат поворотов. Скорость детонации при взрыве скважинного заряда ВВ в скальном грунте почти всегда меньше скорости волны напряжений. От ДВ в породе уходит волна, фронт которой представляет собой части двух сфер разного диаметра, соединенных с прямым круговым конусом [118]. В любой точке поля деформации содержат повороты в плоскостях, проходящих через ось скважины. Отношение  $l_c/d_c$  у скважинного заряда примерно в три раза больше  $l_m/d_m$  модели, поэтому волны в скважине хорошо отделяются одна от другой и неоднородности поля в породе также разделены в пространстве и времени. Это приводит к более равномерному дроблению породы в поле скважинного заряда ВВ. Следует отметить, что обгон ДВ ударной волной в породе практически не моделировался.

При моделировании проникновения ПВ в трещины очень трудно обеспечить равенство соответствующих критериев подобия. Например, для числа Рейнольдса  $Re_m \sim Re_c$ , т.е.  $\rho_m V_m h_m / \eta_m \sim \rho_c V_c h_c / \eta_c$ , где  $\rho$  – плотность ПВ в трещине;  $V$  – скорость;  $h$  – определяет раскрытие трещины;  $\eta$  – динамический коэффициент вязкости ПВ.

При рассмотрении выброса разрушенного вещества, ускорения отдельностей при грубых предположениях (метание куба стороной  $a$  в ПВ)  $a_m / a_c \sim \sim b_c \rho_c P_m / b_m \rho_m P_c \sim 100$ , т.е. отдельности скважинного заряда оказываются относительно более подвижными, чем отдельности модели. Так как давление в полости взрыва в каждом сечении различное, то с учетом отношений  $l/d$  можно сказать, что в разрушении породы скважинным зарядом соударение отдельностей играет бóльшую роль, чем при взрыве заряда модели. Расчеты показывают, что в процессе распространения волны в скважине прилегающие к ней блоки породы успевают не только смещаться, но и (если расстояния между блоками позволяют) поворачиваться в процессе прохождения волны по блоку.

Таким образом, анализ процессов, протекающих при взрыве скважинного и модельного зарядов, позволяет заключить, что из-за отсутствия их физического подобия невозможно производить коли-

чественный перерасчет на натуру экспериментальных результатов, полученных на модели [121].

## 2.7 Оценка параметров ударных волн в пористых средах

---

При взрывной отбойке горных пород в них могут возникать ударные волны (УВ). Горные породы часто содержат воздух в порах. В некоторых случаях взрывному нагружению подвергаются пористые металлы. Чрезвычайно важно знать, возникают ли при этом УВ, а если возникают, то необходимо определить их параметры.

Рассмотрим среду, состоящую из вещества, ударная сжимаемость которого определяется уравнением Тэта (2.75) [105].

В работе [122] предложены формулы, позволяющие оценить параметры слабых УВ в пористой среде:

$$p = \alpha \rho_0 u^2 = \rho_0 D^2 / \alpha = \rho_0 u D; \quad u = \alpha D = \sqrt{\alpha p / \rho_0}; \quad D = \sqrt{p / \alpha \rho_0}, \quad (2.89)$$

где  $p$  – давление за фронтом УВ;  $D$  – скорость УВ;  $u$  – скорость вещества за фронтом УВ;  $\rho_0$  – плотность пористого вещества;  $\alpha$  – пористость.

Формулы (2.89) справедливы, когда плотность среды  $\rho$  за фронтом УВ незначительно больше плотности при атмосферном давлении ( $\rho - \rho_0 \ll 1$ ).

Из формулы Тэта вытекает, что

$$\rho - \rho_0 = \rho_0 \left( \frac{p}{A} + 1 \right)^{\frac{1}{m}} - 1. \quad (2.90)$$

Например, для гранита ( $A = 2,35 \cdot 10^{10}$  Па,  $m = 4$ ) при давлении  $p = 5$  ГПа разность  $\rho - \rho_0 = 0,049$ .

Т.е. формулы (2.89) применимы для взрывчатых веществ, применяемых в горном деле.

Давление  $p_s$ , необходимое для возбуждения ударной волны в пористой среде, можно оценить, если учесть, что скорость УВ ограничена снизу скоростью волны напряжений  $C_l$  в данной среде, т.е.

$$p_s = \alpha \rho_0 C_l^2. \quad (2.91)$$

Запишем параметры ударных волн в общем случае. Скорость вещества за фронтом УВ  $u$  равна [115]

$$u = \sqrt{p \left( \frac{1}{\rho_0} - \frac{1}{\rho} \right)}, \quad (2.92)$$

где  $\rho$  – плотность вещества за фронтом УВ.

Давление перед фронтом волны полагаем равным атмосферному.

Если пренебречь объемом газа за фронтом УВ, то из формулы (2.75) вытекает, что

$$\rho = \frac{\rho_0}{1 - \alpha} \left( \frac{p}{A} + 1 \right)^{\frac{1}{m}}. \quad (2.93)$$

Тогда скорость вещества за фронтом плоской прямой ударной волны равна

$$u = \sqrt{\frac{p}{\rho_0} \left( 1 - (1 - \alpha) \left( \frac{p}{A} + 1 \right)^{-\frac{1}{m}} \right)}. \quad (2.94)$$

Аналогично получаем выражение для скорости УВ  $D$

$$D = \frac{1}{\rho_0} \sqrt{p / \left( \frac{1}{\rho_0} - \frac{1}{\rho} \right)} = \sqrt{p / \rho_0 \left( 1 - (1 - \alpha) \left( \frac{p}{A} + 1 \right)^{-\frac{1}{m}} \right)}. \quad (2.95)$$

Умножив (2.94) на (2.95), получим

$$p = \rho_0 u D. \quad (2.96)$$



Кинетическая энергия единицы объема вещества за фронтом УВ  $w_c$  равна

$$w_c = \frac{\rho u^2}{2} = \frac{p}{2} \left( \frac{1}{1-\alpha} \left( \frac{p}{A} + 1 \right)^{\frac{1}{m}} - 1 \right). \quad (2.97)$$

Потенциальную энергию единицы объема вещества за фронтом УВ можно оценить, найдя работу, выполняемую при его адиабатном сжатии:

$$w_p = \frac{1-\alpha}{V_0} \int_{\frac{V_0}{1-\alpha}}^V p dV. \quad (2.98)$$

Используя уравнение (2.75), получим

$$p = A \left( \left( \frac{V_0}{(1-\alpha)V} \right)^m - 1 \right). \quad (2.99)$$

Подстановка  $p$  в (2.98) дает:

$$w_p = \frac{A}{m+1} \left( 1 - \left( \frac{V_0}{(1-\alpha)V} \right)^{m-1} \right) + A \left( 1 - \frac{V(1-\alpha)}{V_0} \right). \quad (2.100)$$

С учетом (2.99) удельная энергия сжатого вещества в УВ равна

$$w_p = \frac{A}{m+1} \left( 1 - \left( \frac{p}{A} + 1 \right)^{\frac{m-1}{m}} \right) + A \left( 1 - \left( \frac{p}{A} + 1 \right)^{-\frac{1}{m}} \right). \quad (2.101)$$

Следует отметить, что при адиабатном сжатии воздух в порах будет нагреваться до очень высокой температуры. Будет нагреваться и само вещество. Потери энергии на разрушение вещества будут малы.

Таким образом, получены формулы, позволяющие оценить параметры ударных волн в средах, содержащих газ в поровом пространстве [113].

## 2.8 Процессы начальной стадии расширения полости взрыва скважинного заряда

---

На бризантное разрушение горной породы в ближней зоне взрыва на контакте со взрывчатом веществом (ВВ) затрачивается более 90 % заключенной в нем энергии. На контакте ВВ с породой скачок давления, преодолевая сопротивление породы всестороннему сжатию, производит раздавливание и измельчение породы, увеличивая размеры зарядной полости. После начального увеличения объема зарядной полости давление продуктов детонации (ПД) снижается, но остается еще достаточно высоким и действует на стенки увеличенной полости и образованных волной трещин.

Снижая затраты энергии на измельчение в ближней зоне взрыва, можно перераспределить ее на весь объем разрушения и таким образом повысить эффективность взрывного разрушения. Поэтому важно рассмотреть процессы, протекающие в зарядной полости и в породе в первые 300 мкс после прохождения детонационной волной данного сечения скважины. В скважине протекают сложные волновые процессы, которые во многом определяют эффективность разрушения породы и которые довольно трудно описать. В настоящее время уравнение состояния продуктов детонации не учитывает взаимодействие составляющих их молекул, не учитывается зависимость показателя адиабаты от объема ПД. Кроме того, недостаточно изучены процессы образования и распространения ударных волн (УВ) и волн сжатия (ВС) в горных породах и процессы поглощения энергии волн напряжения при их распространении.

Поэтому рассмотрение процессов, протекающих в ближней зоне взрыва на его начальной стадии, и оценка величины их параметров представляются актуальными.

В ряде работ (например [123]) исследуют процессы разрушения горных пород при взрыве, полагая, что в породе возникает ударная волна. На наш взгляд, это не совсем соответствует действительности. При этом, кроме того, авторы не учитывают зависимость показателя

адиабаты продуктов детонации от объема, а также, что формулы для ударных волн получены для изоэнтропийных процессов, т.е. не учитывается диссипация механической энергии в них. В большинстве работ рассматривается стационарное или квазистационарное поле напряжений (например [124]). В них полагается, что начальное давление равно детонационному. Как показали авторы, начальное давление (или  $\sigma_{rr}$ ) примерно на 20 % меньше. Кроме того, в зоне мелкодисперсного разрушения порода ведет себя как квазижидкость и отношение напряжений на поверхности зарядной полости  $|\sigma_{rr}/\sigma_{\theta\theta}|$  равно не 3,5, как в работе [124], а примерно единице. Поэтому целью данного параграфа является устранение отмеченных недостатков и проведение исследований процессов, протекающих на начальной стадии расширения полости взрыва скважинного заряда.

Как показали ранее авторы настоящей статьи, для возникновения ударной волны в породе необходимо давление  $p_s$ , которое может быть рассчитано по формуле

$$p_s = \frac{2\rho_0 c_l^2}{m+1}, \quad (2.102)$$

где  $\rho_0$  и  $c_l$  – соответственно плотность и скорость продольных волн напряжений в породе;  $m$  – коэффициент ударной сжимаемости породе в уравнении Тэта.

Расчеты по формуле (2.102) дают диапазон давлений, необходимых для возникновения ударных волн  $p_s = 25\text{--}90$  ГПа. Это подтверждается экспериментами в граните ( $\rho_0 = 2610$  кг/м<sup>3</sup>;  $c_l = 5870$  м/с;  $m = 4$ ), в котором при давлениях  $p_s \leq 33$  ГПа фиксировалась только упругая волна со скоростью  $c_l$ . Формула (2.103) дает значение  $p_s = 35,97$  ГПа. Различие значений давления  $p_s$  легко объяснить. Ударная волна возникает лишь в случае, когда скорость волны сжатия возрастает при увеличении давления. Скорость волны сжатия определяется по формуле  $c_r = \sqrt{dp/d\rho}$ . Если учесть, что давление и плотность породе связаны формулой Тэта (2.75), то

$$c_r = \sqrt{\frac{Am}{\rho_0} \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^{\frac{m-1}{2}}} = c_{r0} \left( 1 + \frac{p}{A} \right)^{\frac{m-1}{2m}}, \quad (2.103)$$

где  $c_{r0}$ ,  $c_r$  – соответственно скорость волны в породе при атмосферном давлении и давлении  $p$ .

Отсюда вытекает, что  $p_s$  должно быть больше 33 ГПа. Волны сжатия, распространяющиеся со скоростью  $c_r > c_{r0}$ , называются сильными (СВС).

Отличие ударной волны от сильной волны сжатия заключается в наличии ударного скачка, при котором на промежутке примерно 1 нанометр давление возрастает до давления в ударной волне. Кроме этого, вещество за фронтом плоской УВ движется с одинаковой массовой скоростью, а скорость смещения частиц среды в СВС убывает от максимальной до нуля во фронте волны. Можно утверждать, что если за фронтом волны скальная порода разрушается на частицы размером больше 0,1 мм, то эта волна не ударная. Увеличенный размер частиц указан потому, что давление в затухающей УВ меньше давления  $p_s$ . В этом случае порода начинает разрушаться за счет своей кинетической энергии и ширина фронта волны возрастает. Когда давление в волне достигает динамического предела текучести породы, УВ переходит в волну сжатия.

Рассмотрим процессы разрушения породы у стенки скважины. При распространении детонационной волны (ДВ) в скважине давление в зоне химических реакций возрастает за время  $\tau$  до давления  $p_d$ , тогда в породе возникает сильная волна сжатия со средним модулем градиента напряжений во фронте, равным (Па/м)

$$\langle \partial\sigma/\partial r \rangle = \frac{p_d}{c \cdot \tau} \approx (3 \div 5) \cdot 10^{11},$$

где  $c$  – скорость СВС.

Градиент напряжений приводит к деформациям сдвига, параллельным фронту волны, что вызывает срез породы. Так как критические напряжения возникают одновременно на поверхности среза, то разрушение будет происходить мгновенно. Минимальный размер частиц  $d$  можно оценить по формуле (мм)

$$d \sim \sigma_s / (p_d / c \cdot \tau) \leq 0,$$

где  $\sigma_s$  – динамический предел прочности породы на срез.

Размеры последующих частиц, с учетом силы трения, будут возрастать.

При распространении сильной волны сжатия порода смещается в радиальных направлениях, что приводит к росту радиальных трещин, порядок величины минимального расстояния между которыми такой же, как для минимального размера частиц  $d$ .

Поскольку в скважине в плоскости, перпендикулярной ее оси, протекают сложные волновые процессы (волны разрежения и сжатия), то в породе распространяется сильная волна сжатия, которая, как правило, обгоняет детонационную волну в скважине. При этом компоненты тензора волны сжатия в породе сильно зависят от времени. Чем больше амплитуда напряжений в волне сжатия, неоднородность и скорость изменения поля напряжений, тем меньше размеры частиц, на которые разрушается порода. В ближней зоне взрыва порода разрушается не только в волне сжатия, но и в квазистатическом поле напряжений, создаваемом расширяющимися продуктами детонации. Порода разрушается в квазистатическом поле, если за время разрушения ее элемента изменение поля существенно меньше предела прочности породы. В рассматриваемой зоне порода разрушается до частиц размером меньше 1 мм. Время разрушения в этом случае равно нескольким мкс, а давление в породе изменяется за это время на величину меньше 10 МПа. Можно утверждать, что в любом достаточно сильном динамическом поле напряжений порода, начиная с какого-то элемента, разрушается в квазистатическом поле. При давлении 4–7 ГПа плотность скальной породы возрастает на 4–7 %. Если порода поликристаллическая, неоднородная по сжимаемости и прочности, то в ней возникают концентраторы напряжений, которые способствуют разрушению породы.

Для оценки эффективности разрушающего действия взрыва необходимо знать зависимость скорости движения породы у стенки скважины от времени. Так как достаточно точные уравнения состояния для продуктов детонации и породы отсутствуют, возможна лишь оценка скорости движения породы у стенок скважины в предположении, что процесс расширения продуктов детонации адиабатный:

$$p_1 V_1^n = p_2 V_2^n, \quad (2.104)$$

где  $V_1$  и  $V_2$  – начальный и конечный объемы ПД;  $p_1$  и  $p_2$  – соответствующие им давления;  $n$  – показатель адиабаты.

Показатель адиабаты при расширении ПД убывает от  $n = 3$  до  $n = 1,33$ . Так как учесть зависимость показателя адиабаты от объема

ПД не представляется возможным, обычно полагают, что  $n$  не изменяется.

При фактических плотностях заряжания (500–1000 кг/м<sup>3</sup>) большую роль играет собственный объем молекул продуктов детонации (коволлюм). В работе [125] обосновывается, что уравнение (2.104) может быть записано в виде

$$p_1 \left( \frac{V_1}{V_0} - b \right)^\gamma = p_2 \left( \frac{V_2}{V_0} - b \right)^\gamma, \quad (2.105)$$

где  $\gamma$  – не зависящий от объема ПД показатель адиабаты; при  $V_0 = 1 \text{ м}^3$   $\frac{V_1}{V_0}$  и  $\frac{V_2}{V_0}$  – безразмерные величины;  $b$  – часть объема, недоступная для молекул в  $1 \text{ м}^3$  ПД при давлении на химпике.

Показатель адиабаты может быть выражен через среднее число степеней свободы  $\bar{i}$  молекул, составляющих продукты детонации

$$\gamma = \frac{\bar{i} + 2}{\bar{i}}.$$

Среднее число степеней свободы, содержащихся в продуктах детонации газов, равно:

$$\bar{i} = \frac{\sum v_k i_k}{v},$$

где  $v_k$  – число молей  $k$ -го газа в ПД;  $i_k$  – число степеней свободы молекул  $k$ -го газа;  $v$  – число молей ПД.

Значение коволюма может быть рассчитано по формуле

$$b = 1 - \frac{\gamma}{n}.$$

Если продукты детонации содержат твердые частицы, то их объем прибавляется к  $b$ .

При  $V_1 = 1 \text{ м}^3$ , а  $p_1$ , равном давлению на фронте детонационной волны  $p_d$ , уравнение (2.105) можно переписать в виде

$$p_d(1-b)^\gamma = p(V-b)^\gamma. \quad (2.106)$$

Если объем ПД выразить через радиус скважины ( $r_0$ ), то уравнение (2.106) приобретает вид

$$p_d(1-b)^\gamma = p \left( \left( \frac{r}{r_0} \right)^2 - b \right)^\gamma, \quad (2.107)$$

где  $r$  – радиус скважины при давлении  $p$ .

Давление в продуктах детонации было рассчитано по формулам (2.107) и (2.104). Давление, рассчитанное по формуле (2.107), примерно в четыре раза больше давления, рассчитанного по формуле (2.104).

При прохождении детонационной волной заданного сечения скважины в породе возникает сильная волна сжатия. При этом начальная скорость породы на стенке скважины  $u_1$  может быть рассчитана по формуле

$$u_1 = \frac{2c_{r0}}{m-1} \left( \frac{c_r}{c_{r0}} - 1 \right), \quad (2.108)$$

где  $c_{r0}$  и  $c_r$  – соответственно скорости волн сжатия при атмосферном давлении  $p_0$  и давлении  $p$ .

Отношение скоростей  $\frac{c_r}{c_{r0}}$  может быть определено из уравнения (2.103):

$$\frac{c_r}{c_{r0}} = \left( 1 + \frac{p}{A} \right)^{\frac{m-1}{2m}}. \quad (2.109)$$

При возникновении в продуктах детонации волны разрежения скорость ПД  $u_2$  на границе раздела ПД – порода равна

$$u_2 = \frac{2c_d}{\gamma-1} \left( 1 - \frac{c}{c_d} \right), \quad (2.110)$$

где  $c_d$  и  $c$  – соответственно скорости волн разрежения при давлениях  $p_d$  и  $p$ .

Отношение скоростей  $\frac{c}{c_d}$  может быть определено из уравнения

$$\frac{c}{c_d} = \left( \frac{p}{p_d} \right)^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}}. \quad (2.111)$$

Учитывая, что на стенке скважины  $u_1 = u_2$ , получаем уравнение

$$u_1 = u_2 = \frac{2c_d}{\gamma-1} \left( 1 - \left( \frac{p}{p_d} \right)^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}} \right) = \frac{2c_{r0}}{m-1} \left( \left( 1 + \frac{p}{A} \right)^{\frac{m-1}{2m}} - 1 \right). \quad (2.112)$$

Полученное уравнение (2.112) позволяет оценить начальное давление и скорость породы на стенке скважины.

Формула (2.108) получена в предположении, что порода при рассматриваемых давлениях ведет себя как жидкость, т.е. из уравнений гидродинамики. Уравнения для УВ не учитывают, что среда оказывает волне противодействие и что УВ возникают при давлении больше  $p_s$ . Из этих уравнений вытекает, что УВ могут существовать при любом давлении. Если учесть, что уравнения для УВ и СВС получают из законов сохранения массы и импульса, то начальные значения скорости вещества и давления в СВС и УВ с достаточной точностью должны совпадать. Если положить, что на стенке скважины при взрыве возникает ударная волна, то для определения начальной скорости смещения породы и давления на стенке скважины используем формулу для массовой скорости в ударной волне. Тогда уравнение  $u_1 = u_2$  имеет вид

$$u_1 = u_2 = \frac{2c_d}{\gamma-1} \left( 1 - \left( \frac{p}{p_d} \right)^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}} \right) = \sqrt{\frac{p}{\rho_0} \left( 1 - \frac{p}{A} \right)^{-\frac{1}{m}}}, \quad (2.113)$$

где  $\rho_0$  – плотность породы.

По формулам (2.112) и (2.113) проведены расчеты для гранита:  $\rho_0 = 2610 \text{ кг/м}^3$ ;  $c_d = 3750 \text{ м/с}$ ;  $\gamma = 1,4$ ;  $A = 23 \text{ ГПа}$ ;  $m = 4$ . При минимальном значении  $p_d$  для бризантного ВВ, равном 4 ГПа, давление на



стенки скважины и скорость смещения ее стенок, рассчитанные по формуле (2.112), равны  $p = 3,653$  ГПа и  $u = 222,4$  м/с, а по формуле (2.113) –  $p = 3,65$  ГПа и  $u = 224,6$  м/с. Достаточно хорошее совпадение значений давления и скорости подтверждает справедливость формулы (2.108).

При определении зависимости давления ПД и скорости породы от времени необходимо учитывать волновые процессы как вдоль оси скважины, так и в перпендикулярном направлении, а также суперпозицию волн сжатия и растяжения в породе, поступающих в рассматриваемое сечение от соседних участков заряда. Для оценки  $p(t)$  и  $u(t)$  рассмотрим мгновенную детонацию, а при мгновенной детонации обычно полагают, что начальное давление в скважине  $\bar{p} = p_d/2$ . Если учесть, что рассматривается лишь начальная стадия взрыва ( $t = 300$  мкс), то реальные значения  $p$  и  $u$  будут несколько бóльшими. Пусть радиус скважины возрастает скачком так, что за время скачка изменением давления и скорости породы можно пренебречь. Скорость породы на стенке скважины и давление ПД в скважине при  $(j+1)$ -ом скачке расширения можно выразить через значения давления и скорости при  $j$ -ом скачке

$$\begin{aligned} u_{j+1} &= \frac{2c}{\gamma-1} \left( \frac{p_j}{p} \right)^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}} \left( 1 - \left( \frac{p_{j+1}}{p_j} \right)^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}} \right) = \\ &= \frac{2c_{r0}}{m-1} \left( \left( 1 + \frac{p_{j+1}}{A} \right)^{\frac{m-1}{2m}} - 1 \right), \end{aligned} \quad (2.114)$$

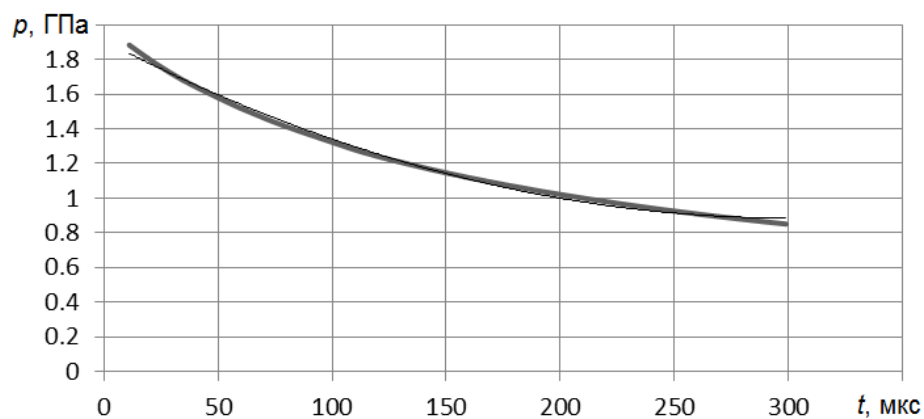
где  $j$  – порядковый номер скачка;  $p_j$ ,  $u_j$  – давление и массовая скорость породы после  $j$ -го расширения;  $c$  – скорость волны разрежения в ПД при давлении  $p$ ;  $p_{j+1}$ ,  $u_{j+1}$  – давление и скорость после  $j+1$  расширения.

Радиус полости взрыва (скважины) после  $j+1$  расширения можно найти из уравнения (2.107)

$$r_{j+1} = r_0 \sqrt[1]{\left( \frac{p_j}{p_{j+1}} \right)^{\frac{1}{\gamma}} \left( \left( \frac{r_j}{r_0} \right)^2 - b \right) + b}. \quad (2.116)$$

Время  $j$ -го расширения равно  $\Delta t_j = (r_{j+1} - r_j)u_j$ .

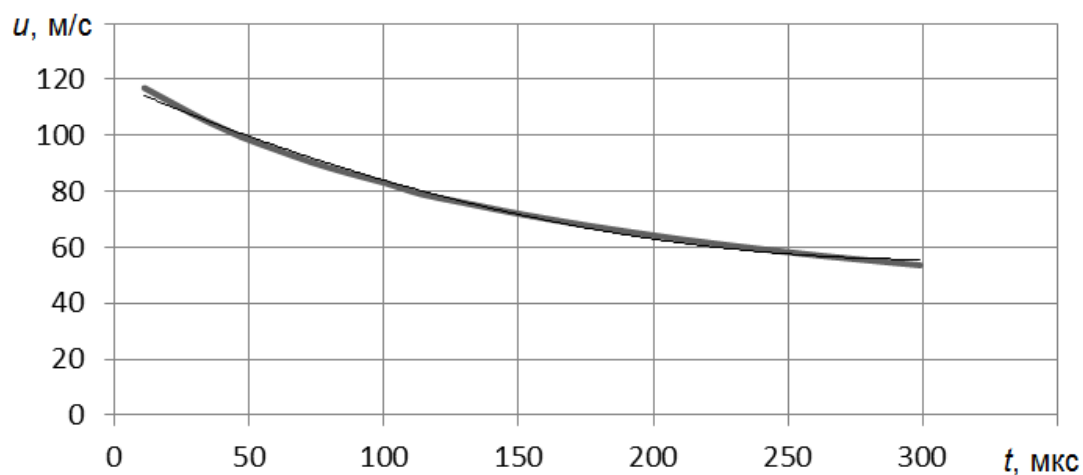
Результаты численных расчетов представлены на рис. 2.12–2.14.



$$p = 10^{-5}t^2 - 0,0068t + 1,9076;$$

$$R^2 = 0,9956 \text{ – корреляционное отношение}$$

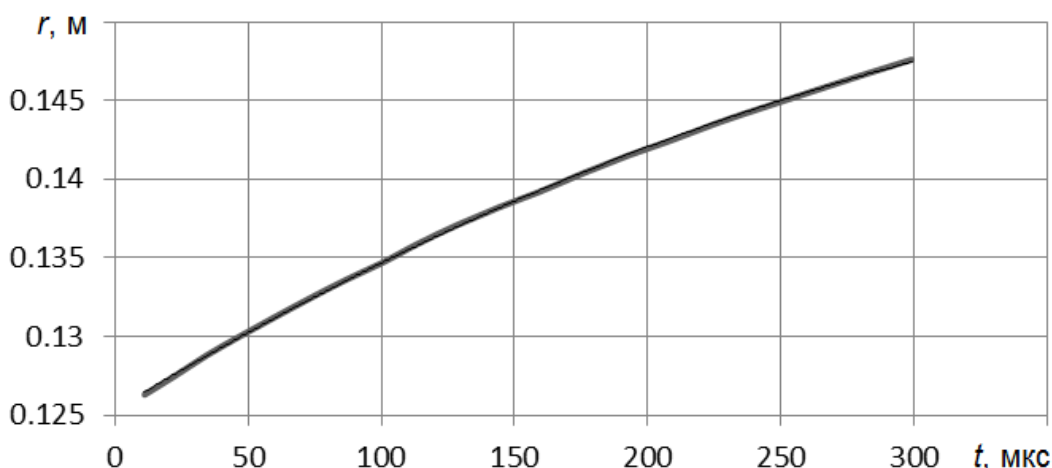
Рис. 2.12 - Зависимость давления ( $p$ ) продуктов детонации в скважине от времени ( $t$ )



$$u = 0,0007t^2 - 0,4162t + 118,71;$$

$$R^2 = 0,9957 \text{ – корреляционное отношение}$$

Рис. 2.13 - Зависимость скорости смещения ( $u$ ) породы на стенке скважины от времени ( $t$ )



$$r = -10^{-7}t^2 + 0,0001t + 0,125;$$

$$R^2 = 0,9998 \text{ – корреляционное отношение}$$

Рис. 2.14 - Зависимость радиуса скважины ( $r$ ) от времени ( $t$ )

При этом взято минимальное значение давления для бризантных ВВ  $p_d = 4$  ГПа; скорость волны разрежения в продуктах детонации при давлении  $p$  равна  $c_d = 3750$  м/с; показатель адиабаты ПД  $\gamma = 1,4$ . В качестве горной породы взят гранит с плотностью  $\rho_0 = 2610$  кг/м<sup>3</sup>; скоростью продольной волны  $c_{r0} = 5789$  м/с; коэффициенты в уравнении Тэта  $A = 23$  ГПа,  $m = 4$ . При других значениях  $p_d$  скорость стенок скважины  $u_x$  в этой же породе можно оценить с ошибкой, меньшей 10 %, по формуле  $u_x = up_{dx}/p_d$ , где  $p_{dx}$  – другое значение детонационного давления.

Покажем, что в зоне мелкодисперсного разрушения волна сжатия затухает по степенной и экспоненциальной зависимости. Действительно, если коэффициент поглощения энергии волны зависит лишь от ее амплитуды, то для плоской волны можно записать

$$dJ = -\mu(r)Jdr, \quad (2.116)$$

где  $dJ$  – изменение интенсивности волны на слое породы  $dr$ ;  $\mu(r)$  – линейный коэффициент поглощения;  $J$  – интенсивность волны на промежутке  $[r, r+dr]$ .

После интегрирования и учета осевой симметрии можно записать выражение для интенсивности волны сжатия на расстоянии  $r$  от оси скважины

$$J(r) = J_0 e^{-\mu r} \cdot \frac{r_0}{r}, \quad (2.117)$$

где  $J_0$  – начальная интенсивность волны;  $\mu$  – среднее значение линейного коэффициента поглощения;  $r_0$  – радиус скважины.

Так как интенсивность волны пропорциональна квадрату давления, то убывание давления в породе с расстоянием определяется по формуле:

$$p(r) = p_0 \sqrt{\frac{r_0}{r}} e^{-\frac{\mu r}{2}}. \quad (2.118)$$

При расстоянии  $r \leq r_0$  размеры частиц, на которые разрушается порода,  $d < 1$  мм, поэтому коэффициент  $\mu$  достаточно большой и через время 300–500 мкс давление ПД будет сравнимо с динамическим пределом прочности при неравнокомпонентном сжатии.

Установлено, что основным механизмом в зоне мелкодисперсного разрушения является мгновенное разрушение породы от сдвиговых напряжений. Размер частиц, на которые разрушается порода, обратно пропорционален ширине зоны химических реакций во взрывчатом веществе. Используя уравнение адиабаты для продуктов детонации с постоянным показателем, при учете возбуждения в породе сильной волны сжатия, оценены зависимости изменения от времени радиуса полости взрыва, скорости породы на контакте с продуктами детонации и давление продуктов детонации. Показано, что в зоне мелкодисперсного разрушения давление убывает по экспоненциальной зависимости от расстояния до оси скважины [126].

Результаты работы позволяют разработать взрывчатые вещества с малой зоной мелкодисперсного разрушения, обосновать параметры зарядов с инертными и водными промежутками, что дает возможность снизить величину зоны мелкодисперсного разрушения.

## 2.9 Оценка давления для возбуждения ударной волны в различных средах

При использовании взрыва важно знать, возникает ли ударная волна (УВ) в веществе. При ее возникновении вещество за фронтом УВ течет как жидкость. Механизм разрушения вещества в ударной волне существенно отличается от механизма разрушения в волне напряжений. Все величины, описывающие состояние вещества, во фронте УВ испытывают скачок. Можно утверждать, что невозможно рассмотреть ни один технологический процесс с использованием взрыва, не определив, возникает ударная волна или нет [127].

Таблица 2.5 - Сравнительный анализ процессов, протекающих при взрыве скважинного и его моделирующего зарядов

Скважинный заряд	Заряд модели
1. Ударная волна возникает не всегда и слабая	1. Всегда возникает ударная волна
2. Скорость детонации ВВ, как правило, меньше скорости волны напряжений. Вектор напряжений в породе совершает у скважины поворот на угол $\pi$ .	2. Скорость детонации всегда больше волны напряжений. На начальной стадии взрыва волновые процессы более интенсивные, чем в скважине, а затем менее интенсивные
3. Поле напряжений обладает осевой симметрией	3. Поле напряжений, в основном, обладает сферической симметрией
4. Отношение массы ВВ к массе забойки $\approx 3:1$	4. Отношение массы ВВ к массе забойки $\approx 1:6$
5. Отношение размеров зоны дробления к скорости волн напряжений $\sim 10^{-3}$ с	5. Отношение размеров модели к скорости волн напряжений $\sim 10^{-5}$ с. Большая роль отраженных от свободных поверхностей волн напряжений
6. Ударная волна в забойке гасится	6. Забойка, в основном, вылетает под действием ударной волны
7. Максимальный модуль градиента напряжений в породе $\sim 10^9$ Па/м	7. Максимальный модуль градиента напряжений в материале модели $\sim 10^{13}$ Па/м
8. Порода трещиноватая. Часто содержит воздух или воду	8. Эффект взрыва зависит от толщины оболочки, материала и воздушного зазора между оболочкой и шпуриком

Известные уравнения для прямой плоской УВ (скорость вещества перед фронтом волны равна нулю) [105] формально применимы при давлении, большем чем  $p_1$

$$u = \sqrt{(p_2 - p_1) \left( \frac{1}{\rho_1} - \frac{1}{\rho_2} \right)}; \quad D = \frac{1}{\rho_1} \sqrt{\frac{p_2 - p_1}{\frac{1}{\rho_1} - \frac{1}{\rho_2}}}; \quad E_2 - E_1 = \frac{1}{2} (p_2 + p_1) \left( \frac{1}{\rho_1} - \frac{1}{\rho_2} \right), \quad (2.119)$$

где  $u$  – скорость вещества за фронтом УВ;  $p_2, p_1$  – соответственно давление за и перед фронтом УВ;  $\rho_2, \rho_1$  – соответственно плотность за и перед фронтом волны;  $D$  – скорость УВ;  $E_2, E_1$  – соответственно внутренняя энергия единицы массы вещества за и перед фронтом волны.

Записаны эти уравнения для жидкости и давление  $p_2$  за фронтом УВ обеспечивает лишь приращение импульса вещества за единицей площади фронта волны. Очевидно, что УВ может возникнуть лишь при давлениях, когда наблюдаются нелинейные эффекты, т.е. скорость волны сжатия зависит от амплитуды волны. Согласно Бриджмену [128], горные породы подчиняются закону Гука до определенных давлений [129]. Т.е. давление, необходимое для возбуждения УВ в породе, заведомо больше этих давлений.

Пусть ударная сжимаемость породы подчиняется закону, записанному в форме Тэта (2.75).

«Заметим, что закон сжимаемости в форме Тэта представляется удобным для большинства расчетов по оценке параметров ударно-волнового сжатия. Точность расчетов при этом достаточно высокая» [105]. Скорость волны напряжений  $C$  можно определить по известной формуле

$$C = \sqrt{\frac{dp}{d\rho}} = \sqrt{\frac{Am}{\rho_0} \left( 1 + \frac{p}{A} \right)^{\frac{m-1}{2m}}} \approx C_0 \left( 1 + \frac{p}{A} \right)^{\frac{m-1}{2m}}, \quad (2.120)$$

где  $C_0 = \sqrt{Am/\rho_0}$  – скорость волны напряжений при атмосферном давлении ( $p \gg 0,1$  МПа).

Пусть на поверхность породы, образующей полупространство, оказывается давление  $p \approx kt$ , где  $t$  – время;  $k$  – коэффициент. Коэффициент  $k$ , определяющий скорость возрастания давления, можно оценить, если положить, что во фронте детонационной волны (ДВ) дав-

ление  $p \sim 10$  ГПа, а время реакции разложения взрывчатого вещества  $\tau \sim 0,1$  мкс,  $k = p/\tau \sim 10^{17}$  Па/с. Процесс возбуждения волны напряжений раскладываем на элементарные процессы. Пусть каждую терасекунду ( $\Delta t$ ) давление возрастает на  $\Delta p$ .

Если ось ОХ направить перпендикулярно поверхности породы внутрь ее и начало оси поместить на поверхности ненагруженной породы, то первая элементарная волна в момент времени  $t$  достигнет точки  $x_1 = C_0 t$ .  $n$ -ая элементарная волна в этот момент достигнет точки  $x_n = C_n(t - n\Delta t)$ , где  $C_n$  – скорость  $n$ -ой элементарно волны

$$C_n = C_0 \left(1 + \frac{p}{A}\right)^{\frac{m-1}{2m}} = C_0 \left(1 + \frac{k(n-1)\Delta t}{A}\right)^{\frac{m-1}{2m}}. \quad (2.121)$$

Ударная волна начнет формироваться, когда передний фронт волны напряжений начнет превращаться в часть плоскости, параллельной поверхности породы (превращается в ступеньку). Т.е., когда последующие элементарные волны будут догонять предыдущие. Это условие можно записать в виде

$$C_0 t = C_0 \left(1 + \frac{k(n-1)\Delta t}{A}\right)^{\frac{m-1}{2m}} (t - n\Delta t) + h, \quad (2.122)$$

где  $h$  – смещение поверхности породы при действии давления.

При записи формулы (2.122) не учитывалось поглощение энергии в элементарной волне напряжений, что допустимо при учете малого расстояния, проходимого волной ( $\sim 0,1$  мм). Смещение  $h$  можно оценить, если учесть, что при формировании УВ напряжения замыкаются в зоне образования волны и давление в ней будет примерно одинаковым. Тогда можно записать  $\rho_0 x = \rho(x - h)$ , где  $\rho$  – средняя плотность породы в зоне образования УВ

$$h = x \left(1 - \frac{\rho_0}{\rho}\right) = C_0 t \left(1 - \left(1 + \frac{(n-1)k\Delta t}{A}\right)^{\frac{1}{m}}\right). \quad (2.123)$$

Подстановка (2.123) в (2.122) дает

$$\left(1 + \frac{k(n-1)\Delta t}{A}\right)^{\frac{m-1}{2m}} (t - n\Delta t) = \left(1 + \frac{k(n-1)\Delta t}{A}\right)^{-\frac{1}{m}} t. \quad (2.124)$$

После преобразования (2.124) можно получить

$$p_s = kt_s = kn\Delta t / \left(1 - \left(1 + \frac{k(n-1)\Delta t}{A}\right)^{-\frac{m+1}{2m}}\right), \quad (2.125)$$

где  $p_s$  – давление, необходимое для образования ударной волны;  $t_s$  – время формирования УВ.

При проведении численных расчетов оказалось, что  $k(n-1)\Delta t/A$  на несколько порядков меньше единицы, т.е. двучлен в знаменателе можно разложить в ряд, взяв два первых члена.  $n \gg 1$ , поэтому давление, необходимое для образования ударной волны в веществе, можно записать в виде

$$p_s = \frac{2mA}{m+1}. \quad (2.126)$$

По формуле (2.125) численно определялись давления  $p_s$  для различных пород при скоростях нагружения  $k = 10^{14} \div 10^{17}$  Па/с и  $\Delta t = 10^9 \div 10^{-17}$  с.

Результаты численных расчетов и расчетов по формуле (2.126) совпали.

Значения давления во фронте УВ, полученные экспериментально, достаточно часто меньше давления  $p_s$ . Известны экспериментальные данные, что ударная волна в граните образуется при давлении  $p > 3,3$  ГПа, теоретическое значение  $p_s = 3,76$  ГПа. Погрешность в этом случае составляет около 12 %.

При давлении  $p > p_s$  генерируется плоская прямая стационарная ударная волна. Когда давление, вызывающее волну, уменьшается, давление во фронте УВ становится меньше  $p_s$ . Действительно, заряды, взрывающиеся в лаборатории, имеют небольшие размеры. Давление продуктов взрыва возрастает в течение времени  $\tau \sim 0,1$  мкс, а затем начинает уменьшаться за счет волн разрежения и разгрузки. Ударная волна быстро затухает. При снижении давления в полости взрыва, ударная волна некоторое время продолжает распространяться за счет



кинетической энергии вещества за ее фронтом. Когда давление во фронте УВ достигает динамического предела прочности вещества, она вырождается в волну напряжений. Так как параметры ударной волны определяются не в точке, а на промежутке, то среднее давление всегда меньше  $p_s$ .

Если вещество гетерогенное или кристаллическая решетка при высоких давлениях перестраивается, функция, описывающая ударную сжимаемость, становится кусочно-гладкой. В этом случае значений  $p_s$  несколько. Для каждой особой точки функции будет свое значение  $p_s$ .

Таким образом, произведена оценка давления, необходимого для возбуждения ударной волны в различных средах. Полученная формула позволяет оценить возможность возникновения УВ в веществе при взрыве.

## Выводы

---

1. Изучение процессов образования и распространения ударных волн при взрыве скважинного заряда в слабосвязанных горных породах (грунтах), содержащих воздух в поровом пространстве, позволило получить формулы для определения: давления, при котором происходит образование ударной волны; скорости ударной волны и массовой скорости породы, в зависимости от расстояния до заряда, а также энергии УВ.

2. Получена формула для радиуса полости взрыва в зависимости от времени. Показано, что при генерировании ударной волны половина работы продуктов взрыва расходуется на ее образование, а вторая половина – на диссипативные потери и разрушение породы. Установлено также, что ударная волна вырождается в волну уплотнения породы. Получена формула для скорости фронта волны уплотнения.

3. На основании изучения уравнений состояния и адиабаты для продуктов взрыва получены уравнения, описывающие зависимости показателя адиабаты от объема продуктов взрыва. Показано, что ударная волна в горной породе возникает на некотором расстоянии от контакта «продукты взрыва – порода». Выполнена оценка величины этого расстояния.

4. Предложены уравнения для ударных волн, учитывающие прочность породы, а также уравнения, позволяющие определить начальные параметры слабых УВ на контакте двух сред.

5. Проведен анализ процессов, протекающих при взрывах скважинных зарядов ВВ на моделях и в натуральных условиях, который позволяет заключить, что, из-за отсутствия их физического подобия, на моделях можно получить только качественные результаты, а количественный пересчет экспериментальных результатов, полученных на моделях, на результаты, которые могут иметь место в промышленных условиях, не является корректным.

6. Произведена оценка давления, необходимого для возбуждения УВ в породах, не содержащих в поровом пространстве воздух.

7. Установлено, что зона измельчения имеет радиус, примерно равный четырем радиусам скважины. В зоне измельчения большие потери энергии идут на нагревание породы. Причем, когда скорость детонации меньше скорости волны напряжений в породе, направление максимальных сжимающих напряжений в волне напряжений, обгоняющей волну детонации, совершает поворот на угол больше  $90^\circ$ , что увеличивает диссипативные потери. Радиус зоны измельчения можно уменьшить, существенно увеличив ширину зоны химических реакций или использовать заряды, центральная часть которых детонирует в нормальном режиме, а периферийная часть – в режиме недосжатой ДВ.

8. Получена формула, позволяющая оценить давление, необходимое для образования ударной волны в газе и в средах, содержащих газ в поровом пространстве.

9. Установлено, что основным механизмом в зоне мелкодисперсного разрушения является мгновенное разрушение породы от сдвиговых напряжений. Размер частиц, на которые разрушается порода, обратно пропорционален ширине зоны химических реакций во взрывчатом веществе. Используя уравнение адиабаты для продуктов детонации с постоянным показателем, при учете возбуждения в породе сильной волны сжатия, оценены зависимости изменения от времени радиуса полости взрыва, скорости породы на контакте с продуктами детонации и давление продуктов детонации. Показано, что в зоне мелкодисперсного разрушения давление убывает по экспоненциальной зависимости от расстояния до оси скважины

## ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ И ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ, ПРОИСХОДЯЩИХ ПРИ ДЕТОНАЦИИ ЗАРЯДОВ ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВ

### 3.1 Исследование процессов, протекающих в зарядной полости при взрыве скважинного заряда взрывчатых веществ с воздушным промежутком

При проведении взрывных работ как на карьерах, так и в подземных условиях в основном применяют скважинные заряды, в том числе и с воздушными промежутками и промежутками из сильнопористого материала. Весьма важно при оценке поля напряжений в горной породе, создаваемого этими зарядами, изучить термодинамические и газодинамические процессы, происходящие в полости взрыва взрывчатого вещества, так как любая волна, возникающая в полости взрыва, генерирует в породном массиве соответствующие волны.

При анализе газодинамических процессов, происходящих в цилиндрической полости, полагалось, что стенки зарядной камеры неподвижны. Изучение процессов ограничено временем  $t_0$ , в течение которого большая часть энергии ВВ переходит в горную породу, а расширяющиеся продукты детонации не искажают волновую картину в полости.

Таким образом, рассматривалась начальная стадия процесса установления среднего давления в скважине с жесткими стенками, частично заполненной воздухом (рис. 3.1).

Рассчитаем импульсы взрыва, действующие на поверхность части скважины, заполненной воздухом [117]. В момент  $t = 0$  ВВ превращается в газ с плотностью  $\bar{\rho}_n$ , давлением  $\bar{P}_n$  и скоростью частиц  $u_n = 0$ . По воздуху будет распространяться стационарная ударная волна (УВ), а в продуктах детонации стационарная и центрированная волны

разрежения (соответственно СВР и ЦВР). Параметры УВ обозначаются в дальнейшем индексом  $y$ , параметры СВР – индексом  $p$ , параметры воздуха, заполняющего полость взрыва при нормальных условиях, – индексом  $a$ , а параметры ЦВР приводятся без индексов.

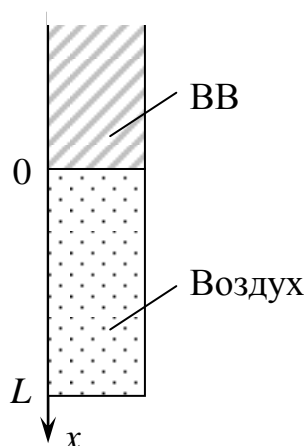


Рис. 3.1. Схема для расчета среднего давления в скважине с жесткими стенками, частично заполненной воздухом

а) для УВ скорость частиц в ударной волне ( $u_y$ ) и давление ( $P_y$ ) можно определить из уравнений:

$$u_y = \frac{2}{k+1} D_y \left( 1 - \frac{C_a^2}{D_y^2} \right); \quad P_y = P_a \left( \frac{C_y}{C_a} \right)^{\frac{2k}{k-1}}; \quad P_y = \frac{2}{k+1} \rho_a D_y^2 \left( 1 - \left( \frac{C_a}{D_y} \right)^2 \right); \quad x = D_y t, \quad (3.1)$$

где  $D_y$ ,  $\rho$  – соответственно скорость ударной волны и плотность;  $C$ ,  $k$  – соответственно скорость и показатель адиабаты ( $k = 3$ );

б) для СВР давление  $P_p$ , скорость продуктов детонации  $u_p$ , плотность  $\rho_p$  равны:  $P_p = P_y$ ,  $u_p = u_y$ ,

$$\rho_p = \bar{\rho}_n (P_k / P_n)^{1/n} (P_y / P_k)^{1/\gamma} = \rho_k (P_y / P_k)^{1/\gamma}, \quad (3.2)$$

где индекс  $k$  соответствует параметрам ПД в точке перегиба адиабаты, а индекс  $n$  – параметрам ПД в момент времени  $t = 0$ ;  $n$ ,  $\gamma$  – показатели адиабаты ( $n = 3$ ,  $\gamma = 1,3$ );

в) для ЦВР скорость продуктов детонации  $u$  и давление  $P$  равны:

$$u = \frac{2}{n-1}(\bar{C}_n - C_k) + \frac{2}{\gamma-1}(\bar{C}_k - C); \quad P = P_n \left( \frac{C_k}{C_n} \right)^{\frac{2n}{n-1}} \left( \frac{C}{C_k} \right)^{\frac{2\gamma}{\gamma-1}}; \quad x = (u - c)t. \quad (3.3)$$

Передний фронт ЦВР движется со скоростью

$$C_n = -x/t. \quad (3.4)$$

Правая граница СВР движется по закону  $x = u_y t$ , а левая –

$$x = \frac{2t}{n-1}(\bar{C}_n - C_k) + \frac{2t}{\gamma-1} \left( C_k - \frac{\gamma+1}{2} C_y \right). \quad (3.5)$$

Формулу (3.5) легко получить из (3.3), если учесть, что на границе ЦВР и СВР  $C = C_y$  и  $u = u_y$ .

УВ отделена от СВР контактным разрывом. ЦВР ограничена слабыми разрывами. За время  $t_1$  УВ достигает стенки:

$$t_1 = L/D_y. \quad (3.6)$$

Отраженная от границы раздела волна встретит контактный разрыв. При этом возникает прошедшая и отраженная УВ. Учитывая, что длина УВ невелика ( $\leq 0,1$  м) и что  $P_y = P_p$ ,  $u_y = u_p$ , можно положить  $\rho_y = \rho_p$ , тогда отраженная УВ встретится непосредственно с ЦВР. Параметры отраженной от границы раздела волны определяются из уравнений [130]

$$P_{omp} = P_y + \frac{\gamma \rho_y u_y^2}{1 - (\rho_a / \rho_y)}; \quad \rho_{omp} = \frac{(\gamma - 1)P_y + P_a}{\gamma P_y} \rho_y; \quad (3.7)$$

$$D_{omp} = \sqrt{\frac{2}{\rho_a ((\gamma + 1)P_y + (\gamma - 1)P_a)}} ((\gamma - 1)P_y + P_a). \quad (3.8)$$

Чтобы не рассматривать очень сложный процесс взаимодействия отраженной волны с ЦВР, волна разрежения заменяется скачком разрежения, т.е. полагается, что  $P$ ,  $C$ ,  $u$  изменяются от  $\bar{P}_n$ ,  $\bar{C}_n$ ,  $u_n = 0$  до  $P_p$ ,  $C_p$ ,  $u_p$  не непрерывно, а скачкообразно. Скорость распространения скачка легко определить из соотношения

$$u_{ck} = \rho_p (u_{ck} + u_y), \quad (3.9)$$

где  $u_{ck}$  – скорость скачка разрежения, откуда

$$u_{ck} = \rho_p u_y / (\bar{\rho}_n + \rho_p). \quad (3.10)$$

Отраженная ударная волна догонит скачок разрежения за время

$$t_2 = \frac{L(1/D_y - 1/D_{omp})}{u_{ck}(1/u_{ck} + 1/D_{omp})} \quad (3.11)$$

в точке  $x_2 = -u_{ck}t_2$ .

ПД с параметрами  $\bar{P}_n, \bar{C}_n, u_n = 0$  и  $C_{omp}, P_{omp}, u_{omp} = 0$  войдут в соприкосновение и возникнет УВ, движущаяся слева направо, а также ЦВР и СВР. Уравнения для этих волн будут аналогичны (3.1)-(3.3) с той лишь разницей, что ПД в СВР и ЦВР расширяются не по двум адиабатам, а по одной с показателем  $n = 3$ .

Положив, как и прежде, что  $\rho_{yy} = \rho_{pp}$ , где  $\rho_{yy}$  – плотность ПД в возникшей УВ, а  $\rho_{pp}$  – плотность в СВР, можно найти отраженную от границы раздела (дна скважины) волну.

Определим время, в течение которого большая часть энергии ВВ переходит в массив. Пусть средняя скорость движения стенки скважины за рассматриваемый промежуток времени равна

$$u_{cp} \approx 0,5u_n, \quad (3.12)$$

где  $u_n$  – начальная скорость стенки взрывной полости, которая определяется из уравнения

$$u_n = \sqrt{\frac{P_x}{\rho_{0c}} \left( 1 - \left( \frac{P_x}{A} + 1 \right)^{-m} \right)} = \frac{2\bar{C}_n}{\gamma - 1} \left( 1 - \frac{P_x}{\bar{P}_n} \right)^{\frac{n-1}{2n}}, \quad (3.13)$$

где  $P_x$  – давление на стенке в начальный момент времени;  $\rho_{0c}$  – начальная плотность среды. Для карбонатных пород средняя плотность  $\rho_{0c} = 2500 \text{ кг/м}^3$ .

Ударная адиабата имеет вид

$$P = 20P_0 \left( (\rho_{0c} / \rho_c)^4 - 1 \right), \text{ ГПа}, \quad (3.14)$$

где  $\rho_c$  – плотность породы при давлении  $P$ .

Графоаналитическим методом находим

$$P_x = 1,87 \text{ ГПа}; \quad u_n = 130 \text{ м/с}.$$

Определим, за какое время давление во взрывной полости снизится до величины  $P_\gamma = 200$  МПа – давления, при котором УВ вырождается в волну напряжений.

Удельный объем при давлении  $P_\gamma$

$$V_\gamma = (P_n / P_k)^{1/n} (P_k / P_\gamma)^{1/\gamma} V_n. \quad (3.15)$$

Из (3.15) получаем  $R_\gamma \approx 1,5R_n$ . При  $R_n = 0,107$  м  $R_\gamma = 0,161$  м. Время расширения до  $R_\gamma$

$$t_0 = (R_\gamma - R_n) / 0,5u_n = 0,83 \cdot 10^{-3} \text{ с}.$$

Если положить  $P_\gamma = 10^8$  Па, то  $R_\gamma = 2,37R_n$  и  $t_0 = 2,25 \cdot 10^{-3}$  с.

При изоэнтропическом процессе расширения ПД выполняется работа

$$A_s = \int_{V_n}^{V_k} P dV + \int_{V_k}^{V_\gamma} P' dV' = \frac{P_n V_n}{n-1} \left( 1 - \left( \frac{V_n}{V_k} \right)^{n-1} \right) + \frac{P_k V_k}{\gamma-1} \left( 1 - \left( \frac{V_k}{V_\gamma} \right)^{\gamma-1} \right), \quad (3.16)$$

где  $PV^n = P_n V_n^n$ ,  $P'V'^\gamma = P_\gamma V_\gamma^\gamma$ ,

Подставив в (3.16) значения величин, будем иметь  $A_s / A_{s0} = 0,25$ , где  $A_{s0}$  – полная работа продуктов детонации.

Рассмотренные процессы позволяют определить импульсы взрыва, действующие на основание и боковую поверхность воздушной полости. Импульс давления в произвольном сечении  $0 \leq x \leq L$  боковой поверхности заряда равен

$$i_1 = \int_0^{t_3} P_a dt + \int_{t_3}^{t_4} P_y dt + \int_{t_4}^{t_5} P_{omp} dt + \int_{t_5}^{t_0} P_{yy} dt. \quad (3.17)$$

Если  $|u_{ck}| < |D_{omp}|$ , то

$$i_1 = \int_0^{t_3} P_a dt + \int_{t_3}^{t_4} P_y dt + \int_{t_4}^{t_0} P_{omp} dt = P_a t_3 + P_y (t_4 - t_3) + P_{omp} (t_0 - t_4),$$

где  $t_3 = x/D_y$  – время прихода волны в точку  $x$ ;  $t_4 = (L-x)(1/D_y - 1/D_{omp})$  – момент поступления отраженной УВ в  $x$ ;  $t_5 = t_2 + x/D_{yy} - x_2/D_{yy}$  – время прихода отраженной от скачка разрезания УВ в  $x$ .

Предполагается, что взятых членов достаточно для того, чтобы время рассмотрения процессов было не меньше  $t_0$ .

Удельный импульс, действующий на основание полости  $i_0$ , можно получить, если положить в (3.17)  $x = L$ :

$$i_2 = P_{omp} \left( t_2 - \frac{x_2}{D_{yy}} \right) + P_a \frac{L}{D_y} + P_{yy} \left( t_0 - t_2 + \frac{x_2}{D_{yy}} \right). \quad (3.18)$$

При  $|u_{ck}| < |D_{omp}|$

$$i_2 = P_a L / D_y + P_{omp} (t_2 - L / D_y). \quad (3.19)$$

Импульс взрыва, действующий на боковую поверхность воздушной полости, равен

$$I_1 = \int_0^L \pi d i_1 dx = \pi d P_{omp} \left( \frac{L^2}{2} \left( \frac{1}{D_{yy}} - \frac{1}{D_y} + \frac{1}{D_{omp}} \right) + L \left( t_2 - \frac{x_2}{D_{yy}} \right) \right) - \frac{\pi d L^2 P_a}{2 D_{omp}} + \pi d P_{yy} t_0 L - \pi d P_{yy} t_2 L - \pi d \frac{L^2 P_{yy}}{2 D_{yy}} + \frac{\pi d P_{yy} x_2 L}{D_{yy}}. \quad (3.20)$$

Импульс взрыва, действующий на основание промежутка, равен

$$I_2 = \frac{\pi d^2}{4} i_2. \quad (3.21)$$

Для сплошного заряда ВВ без промежутка импульсы взрыва соответственно равны



$$I'_1 = \pi d L \bar{P}_n t_0; \quad I'_2 = \frac{\pi d^2}{4} \bar{P}_n t_0. \quad (3.22)$$

Волна разрежения, идущая от забойки, не рассматривалась в силу того, что  $l/C_n > t_0$ , где  $l$  – длина заряда.

Числовые значения:

а) параметры ПД (начальные):  $\bar{P}_n = 2,2$  ГПа;  $\bar{\rho}_n = 1090$  кг/м<sup>3</sup>;  $\bar{C}_n = 2570$  м/с;  $L = 1$  м;  $\rho_{\text{вв}} = 1000$  кг/м<sup>3</sup>;  $D_y = 4200$  м/с;  $Q = 4200$  кДж/кг – теплота взрыва;

б) параметры в точке сопряжения:  $P_\gamma = 492$  МПа;  $C_\gamma = 1560$  МПа;  $\rho_\gamma = 660$  кг/м<sup>3</sup>;

в) параметры СВР и УВ:  $P_y = P_p = 32$  МПа;  $D_y = 5230$  м/с;  $u_y = u_p = 4760$  м/с;  $\rho_y = 157$  кг/м<sup>3</sup>;  $\rho_p = 80,7$  кг/м<sup>3</sup>;  $C_p = 1140$  МПа;

г) параметры отраженной УВ:  $P_{\text{отп}} = 0,3$  ГПа;  $\rho_{\text{отп}} = 350$  кг/м<sup>3</sup>;  $D_{\text{отп}} = 1410$  м/с;

д) параметры отраженной от скачка УВ:  $P_{yy} = 0,87$  ГПа;  $D_{yy} = 2340$  м/с;  $\rho_{pp} = 800$  кг/м<sup>3</sup>;  $u_{yy} = u_{pp} = 690$  м/с;  $\rho_{yy} = 500$  кг/м<sup>3</sup>.

Скорость скачка разрежения:  $u_{\text{ск}} = 1530$  м/с.

Импульс взрыва у основания боковой поверхности промежутка значительно меньше соответствующих импульсов для сплошного заряда.

Анализ газодинамических процессов, протекающих при взрыве заряда с воздушной полостью показывает, что за время, в течение которого происходит разупрочнение породы, воздушный промежуток излучает на несколько порядков меньше энергии, чем таких же размеров часть скважины с ВВ. Давление ПД в воздушном промежутке на один-два порядка меньше, чем у ВВ.

### 3.2 Изучение газодинамических процессов в скважинном заряде с промежутком из пористого низкоплотного материала между зарядом и забойкой

---

Одним из путей повышения эффективности взрыва скважинного заряда является повышение запирающих свойств забойки. Для этих целей весьма перспективным зарекомендовал себя прием, при котором между колонкой ВВ и забойкой помещают низкоплотный порис-

тый материал. Наиболее качественного запираания продуктов в газовой полости можно добиться, выбирая соответствующие конструкции зарядов. Повышению запирающих свойств забойки способствует также размещение ее в верхней части дополнительного заряда небольшой мощности. Однако широкого распространения заряды с так называемой «активной» забойкой не получили из-за ряда технологических и технических трудностей, связанных с дополнительными работами по формированию зарядов в забойке и подготовкой взрыва в целом.

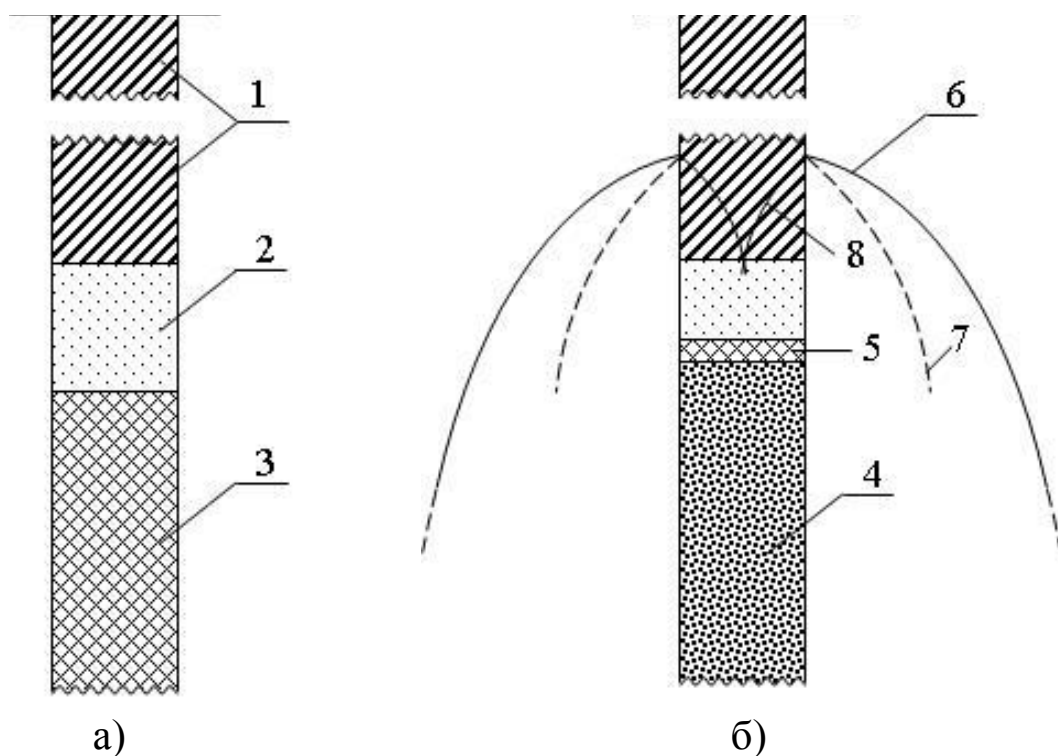
С учетом указанных недостатков разработана новая конструкция скважинного заряда с повышенными запирающими свойствами забойки, в котором между колонкой ВВ и забойкой помещен демпфирующий слой гранул полимера низкой плотности (рис. 3.2). Как показывают экспериментальные исследования, такой заряд обеспечивает более качественное запираание продуктов детонации в газовой полости и увеличение общего импульса взрыва. Необходимо выяснить механизм действия такого промежутка и обосновать его параметры.

При анализе процессов, протекающих при взрыве заряда с вышеуказанной комбинированной забойкой, полагалось, что в ударной волне (УВ), формируемой в материале демпфирующего промежутка, грунтовой части забойки и во взрываемом массиве, происходит не деформация, а лишь переукладка несжимаемых их частиц [131,132]. Это допущение довольно строгое, так как давление в данном случае ( $P = 10^7 \dots 10^8$  Па) достаточно большое, чтобы произвести переукладку частиц, но недостаточное для их сжатия.

Определим параметры УВ в демпфирующем слое. Скорость материала слоя  $u_1$  и ударной волны  $D_{y1}$  находим из уравнений [120]:

$$u_1 = (P_1/\rho_{0n})(1 - \rho_{0n}/\rho_n)^{1/2} = (3/8)^{1/2} \cdot D(1 - (P_1/P_n)^{0,33}); \quad P_1 = \rho_{0n}u_1D_{y1}, \quad (3.23)$$

где  $P_1$  – давление в УВ;  $D$  – скорость детонации;  $\rho_{0n}$ ,  $\rho_n$  – соответственно плотность материала слоя перед и за фронтом УВ.



- а – скважинный заряд с промежутком;  
 б – картина волновых фронтов при взрыве заряда с промежутком у забойки;  
 1 – забойка; 2 – промежуток; 3 – ВВ; 4 – продукты взрыва;  
 5 – ударная волна в промежутке; 6 – фронт волны напряжений;  
 7 фронт волны разгрузки; 8 – фронт волны сжатия в забойке

Рис. 3.2. Скважинный заряд с низкоплотным промежутком у забойки

Зависимость плотности пористого вещества (пенополистирола) от  $P_1$  легко получить, если учесть, что при рассматриваемых давлениях полимер практически несжимаем. Начальная плотность пенополистирола и плотность его при давлении  $P$  соответственно  $\rho_{0n} = m(V_n + V_g)^{-1}$ ,  $\rho_n = m(V_n + V'_g)^{-1}$ , где  $m$  – масса пенополистирола;  $V_g, V'_g$  – соответственно объем воздуха пор до и после сжатия;  $V_n$  – объем полимера. Разделив одно уравнение на другое, получаем

$$\rho_n = \rho_{0n} (1 + V_n / V_g) / (V'_g / V_g + V_n / V_g) = \rho_{0n} (1 + a) ((P_0 / P)^{1/\gamma} + a)^{-1},$$

где  $a = V_n / V_g$ ;  $V'_g / V_g = (P_0 / P)^{1/\gamma}$ ;  $P_0$  – начальное давление;  $\gamma = 1,4$  – показатель адиабаты для воздуха.

Параметры преломленной УВ в грунтовой части забойки из демпфирующего слоя находим из уравнений:

$$u_2 = \left( (P_2 - P_1) P_0^{1/2} \left( 1/\sqrt{P_1} - 1/\sqrt{P_2} \right) (\rho_{0n} (1+a))^{-1} \right)^{1/2} = \\ = (P_2 (1/\rho_{03} - 1/\rho_3))^{1/2}; \quad P_2 = \rho_{03} u_2 D_{y2}, \quad (3.24)$$

где  $P_2, u_2$  – соответственно давление в УВ и массовая скорость;  $D_{y2}$  – скорость УВ в забойке;  $\rho_{03}, \rho_3$  – соответственно плотность материала забойки перед и за фронтом УВ.

В (3.24) учтено, что при  $P_2 \sim 10^8$  Па показатель адиабаты  $k \approx 2$ .

Если демпфирующий слой отсутствует, в забойке порождается УВ с параметрами:

$$u_3 = \left( (P_3/\rho_{03}) (1 - \rho_{03}/\rho_3) \right)^{1/2} = (3/8)^{1/2} D \left( 1 - (P_3/P_n)^{0,33} \right); \quad P_3 = \rho_{03} u_3 D_y. \quad (3.25)$$

Начальные параметры УВ во взрываемом массиве можно определить из (3.25), подставив значения плотности  $\rho_0$  и  $\rho$ . В этом случае УВ обладает осевой симметрией. Используя закон сохранения массы и импульса, получим для этой волны следующие соотношения:

$$u_0 r_{0t} = ru; \quad P = b(b-1)^{-1} \rho_0 u^2 r_{0t} r^{-1} = b(b-1)^{-1} \rho_0 u^2; \\ D_y = b(b-1)^{-1} u_0 r_{0t} r^{-1} = b(b-1)^{-1} u, \quad (3.26)$$

где  $b = \rho/\rho_0$ ;  $r_{0t}, r$  – текущий радиус полости взрыва и расстояние от оси скважины до произвольной точки в породе;  $u_0, u$  – соответственно скорость стенок полости и точек с координатой  $r$ ;  $D_y$  – скорость УВ на расстоянии  $r$  от оси заряда.

Уравнение движения стенок полости взрыва  $F = dP/dt$ . Сила  $F = PS$ , где  $P = P_n (V_n/V)^3$ ;  $S = 2\pi(r_0 + x)H$ ;  $H, x$  – высота заряда и смещение точек стенок полости;  $r_0$  – радиус скважины; объемы  $V_n = \pi r_0^2 H$ ,  $V = \pi(r_0 + x)^2 H$ .

Таким образом,  $F = dP/dt = 2\pi r_0 H P_n (1 + x/r_0)^{-5}$ .

Воспользовавшись (3.26), получаем

$$\frac{dP}{dt} = 2\pi H \rho_0 b^2 (b-1)^{-1} u^2 r_0 (1 + x/r_0).$$

Тогда

$$u = \frac{dx}{dt} = \left( (b-1) P_n \right)^{1/2} \left( \rho_0^{1/2} b (1 + x/r_0)^3 \right)^{-1}.$$

Интегрирование дает

$$t = (\rho_0 b^2 (b-1)^{-1} P_n^{-1})^{1/2} \cdot 0,25 r_0 \left( (1 + x/r_0)^4 - 1 \right). \quad (3.27)$$

При подстановке числовых значений в (3.27) можно показать, что смещение стенок полости (в суглинках), например, на 2 см (3 см), происходит за время 0,55 мс (1 мс). При этом давление в полости

$$P = P_n (1 + x/r_0)^{-6} \quad (3.28)$$

падает в 2,44 раза (3,6 раза)

УВ в массиве выходит на стенки скважины у забойки и порождает УВ в материале забойки. Начальные параметры этой волны  $P_4$ ,  $u_4$ ,  $D_{y4}$  можно оценить из уравнений

$$u_4 = \left( (P_4 - P'_2)(1/\rho_{03} - 1/\rho_3) \right)^{1/2} = \left( (P'_3 - P_4)(1/\rho_0 - 1/\rho) \right)^{1/2};$$

$$P_4 = \rho_{03} u_4 D_{y4},$$

где  $P'_2, P'_3$  – соответственно давления в забойке и в массиве у забойки, прилегающей к промежутку.

Давления  $P'_2, P'_3$  можно лишь оценить, поэтому  $u_4$  и  $P_4$  определяются приближенно. Такой подход вполне допустим, так как в любом случае  $D_{y4}$  достаточно велика. Действительно, даже при перепаде давления на контакте массив-забойка  $\Delta P = 10^7$  Па  $D_{y4} = 850$  м/с. Для уплотнения забойки до плотности взрываеваемого массива необходимо уменьшить радиус скважины на величину  $\Delta r$ , значение которой определяем из соотношения

$$2\pi r_0^2 \rho_{03} = 2\pi (r_0 - \Delta r)^2 \rho_0 \Leftrightarrow \Delta r = r_0 \left( 1 - (\rho_{03} / \rho_0)^{1/2} \right) \approx 0,18 r_0.$$

В этом случае время «обжатия» скважины  $t_1 = \Delta r / D_4 = 27$  мкс. Время  $t_1$  существенно меньше времени уравнивания давления в промежутке  $t_2 = h/D_{y1} + h/D_{y2} = h(1/D_{y1} + 1/D_{y2})$ . Так, при  $\rho_{0n} = 50$  кг/м<sup>3</sup>,  $\rho_{03} = 1200$  кг/м<sup>3</sup>,  $\rho_0 = 1800$  кг/м<sup>3</sup>,  $\rho = 2340$  кг/м<sup>3</sup>,  $\rho_{\text{взр}} = 850$  кг/м<sup>3</sup>,  $D = 2500$  м/с численное интегрирование (3.23)-(3.25) дает:  $P_1 = 3,3 \cdot 10^7$  Па,  $u_1 = 783$  м/с,  $D_{y1} = 1561$  м/с;  $P_2 = 3,7 \cdot 10^8$  Па,  $u_2 = 276$  м/с,  $D_{y2} = 1117$  м/с;  $P_3 = 7,3 \cdot 10^8$  Па,  $u_3 = 278$  м/с,  $D_{y3} = 1459$  м/с. Подставив значения  $D_{y1}$  и  $D_{y2}$  в  $t_2$ , получаем  $t_2 = h \cdot 1,54 \cdot 10^{-3}$  с. Высоту промежутка

$h$  найдем из соотношения  $t_1 + t_3 = t_2$ , где  $t_3 = 2h/D_{y3}$ . Окончательно имеем

$$h = \frac{r_0(1 - (\rho_{03}/\rho_0)^{1/2})}{D_{y4}(1/D_{y1} + 1/D_{y2} - 2D_{y3})} = \frac{d(1 - (\rho_{03}/\rho_0)^{1/2})}{2D_{y4}(1/D_{y1} + 1/D_{y2} - 2D_{y3})}, \quad (3.29)$$

где  $d$  – диаметр скважины.

В нашем случае при  $d = 250$  мм расчеты показали, что  $h = 0,16$  м, т.е. 16 см промежутка достаточно, чтобы наступило «обжатие» забойки в нижней ее части с последующим запирающим скважины в этом участке.

Таким образом, благодаря опережению распространяющегося фронта УВ по массиву вдоль образующей скважины относительно фронта УВ по забойке (это обеспечивается наличием демпфирующего слоя полимера, в котором имеет место снижение параметров УВ), создаются условия сжатия и уплотнения нижней части забоечного материала, в результате чего идущая от средней части скважины УВ будет распространяться не по каналу (скважине), а по неоднородной сплошной среде. Этим и обеспечивается более качественное запирающее продуктов взрыва в газовой полости, поскольку забоечный материал в данном случае будет перемещаться при взрыве заряда одновременно с верхней частью разрушенного массива. При этом опережающий вылет забойки исключается, как это наблюдается при взрыве скважинных зарядов с обычной забойкой. Кроме того, задержка в процессе вылета забойки приводит, в силу (3.27) и (3.28), к снижению давления в полости взрыва за счет расширения ее боковых стенок, что уменьшает импульс взрыва, приобретенного забойкой при перемещении [106].

### **3.3 Изучение особенностей детонации комбинированных скважинных зарядов взрывчатых веществ**

Исследование газодинамических и термодинамических процессов, происходящих в зарядной полости при детонации комбинированных зарядов ВВ, является весьма важной задачей при принятии решающих мер для повышения эффективности разрушения монолит-

ных, вязких и труднодробимых горных пород. В этом случае весьма перспективно применение скважинных зарядов, в которых чередуются два типа ВВ, отличающиеся по плотности и скорости детонации. При взрыве этих зарядов во взрывной полости протекают интенсивные волновые процессы, которые порождают в породе сильно неоднородное, нестационарное поле напряжений. В таком поле порода в большей степени, чем в поле напряжений обычного заряда, разрушается от сдвиговых и растягивающих напряжений [133].

Исследуем процессы, протекающие с момента детонации во взрывной полости комбинированного заряда, состоящего из чередующихся пар двух типов ВВ, различных по мощности. Для этого выделим одну из пар зарядов, длина первой части в которой равна  $l_1$ , второй  $l_2$ . Плотность и скорость детонации соответственно равны  $\rho_{01}$ ,  $D_1$  и  $\rho_{02}$ ,  $D_2$  [134].

Начальные параметры ударных волн (УВ) от каждого типа взрывчатого вещества (ВВ) на границе раздела продукты детонации (ПД) – среда определяются, исходя из условия

$$u_x = u_1, \quad (3.30)$$

где  $u_x$  – скорость движения границы раздела;  $u_1$  – приращение скорости ПД в волне разрежения.

Учитывая, что для каждого заряда

$$u_{1i} = \frac{2}{k-1}(c_{ni} - c_j); \quad u_{xi} = \sqrt{P_{yi} \left( \frac{1}{\rho_1} - \frac{1}{\rho_i} \right)}; \quad c_i = c_{ni} \left( \frac{P_{yi}}{P_{ni}} \right)^{\frac{k-1}{2k}}; \quad P_{yi} = A \left( \left( \frac{\rho_i}{\rho_a} \right)^n - 1 \right), \quad (3.31)$$

запишем (3.30) в виде

$$u_{1i} = u_{xi} = \frac{2c_{ni}}{k-1} \left( 1 - \left( \frac{P_{yi}}{P_{ni}} \right)^{\frac{k-1}{2k}} \right) = \sqrt{\frac{P_{yi}}{\rho_a} \left( 1 - \left( 1 + \frac{P_{yi}}{A} \right)^{-1/n} \right)}, \quad (3.32)$$

где  $k$  – показатель изэнтропы,  $k = 3$ ;  $c_{ni}$  – начальная скорость звука в ПД;  $c_i$  – скорость звука в ПД при давлении, равном  $P_{yi}$ ;  $P_{yi}$  – давление на фронте УВ;  $P_{ni}$  – давление на фронте детонационной волны (ДВ);  $\rho_a$  – плотность среды;  $\rho_i$  – плотность среды при давлении  $P_{yi}$ ;  $A$ ,  $n$  – коэффициенты, характеризующие ударную сжимаемость среды;  $i =$

1,2 – индексы, характеризующие параметры соответственно первого и второго типов ВВ в паре заряда.

Скорость детонации  $D_i$  и начальное приращение внутренней энергии единицы массы  $\Delta E_i$

$$D_i = \frac{P_{yi} - P_a}{\rho_a u_i}; \quad (3.33)$$

$$\Delta E_i = \frac{P_{yi} + P_a}{2} \left( \frac{1}{\rho_a} - \frac{1}{\rho_{yi}} \right), \quad (3.34)$$

где  $P_a$  – давление в среде перед фронтом УВ.

Применительно к первой и второй частям заряда остальные параметры определяются соотношениями:

$$P_{n1} = \frac{\rho_{01} D_1^2}{k+1}; \quad P_{n2} = \frac{\rho_{02} D_2^2}{k+1}; \quad c_{n1} = \frac{k}{k+1} D_1; \quad c_{n2} = \frac{k}{k+1} D_2. \quad (3.35)$$

Согласно [130], изменение параметров УВ во времени можно определить, исходя из установления среднего давления в скважине, заполненной ПД двух типов ВВ (радиальным движением пренебрегаем). Тогда длительность расширения полости  $\tau_i$

$$\tau_i = \frac{R_n - R_{ki}}{\bar{v}_i}, \quad (3.36)$$

где  $R_n, R_{ki}$  – соответственно начальный и конечный радиусы полости;  $\bar{v}_i$  – средняя скорость движения стенок полости.

При  $\bar{v}_i = 0,5u_i$  конечный радиус определится из уравнения изэнтропы

$$R_{ki} = \left( \frac{R_{ni}}{R_{ki}} \right)^{\frac{1}{2k}} R_{ni}. \quad (3.37)$$

Процессы, протекающие в полости, рассматриваются для случая мгновенной детонации и  $\tau = 0,4$  мс.



Учитывая стационарность волновой картины, рассмотрим два полуслоя ВВ, через границу раздела которых проходит начало координат (рис. 3.3).

В момент  $t = 0$  в ПД возникает волна разрежения. Параметры стационарной УВ определяются аналогично (2.2)-(2.5), тогда

$$u_y = \frac{2\bar{c}_2}{k-1} \left( 1 - \left( \frac{P_y}{P_2} \right)^{\frac{k-1}{2k}} \right) = \sqrt{\frac{P_y - P_1}{\bar{P}_1} \left( 1 - \left( \frac{\bar{P}_1}{P_y} \right)^{\frac{1}{k}} \right)}; \quad (3.38)$$

$$D_y = \frac{P_y - \bar{P}_1}{\rho_1 u_y}; \quad c_y = \bar{c}_1 \left( \frac{P_1}{P_y} \right)^{\frac{k-1}{2k}}. \quad (3.39)$$

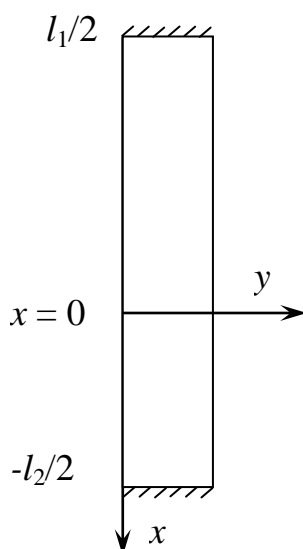


Рис. 3.3. Схема к расчету волновых процессов

В выражениях (3.38), (3.39) индексом “у” обозначены параметры УВ, а чертой сверху – продукты мгновенной детонации. Причем УВ граничит со стационарной волной разрежения с параметрами:

$$P_p = P_y; \quad u_p = u_y; \quad c_p = \bar{c}_2 \left( \frac{P_p}{P_2} \right)^{\frac{k-1}{2k}}. \quad (3.40)$$

Центрированная волна разрежения, идущая впереди стационарной волны, описывается уравнениями газодинамики следующего вида:

$$u = \frac{2}{k-1}(\bar{c}_2 - c); \quad x = (u - c)t. \quad (3.41)$$

Давление в волне разрежения

$$P_p = \bar{P}_2 \left( \frac{c}{c_2} \right)^{\frac{2k}{k-1}}. \quad (3.42)$$

Определим  $c$  из (3.41), тогда выражение (3.42) окончательно примет вид

$$P_p = \frac{8\bar{P}_2}{(k+1)^2} \left( 1 - \frac{x(k-1)}{2\bar{c}_2 t} \right)^3. \quad (3.43)$$

Фронт простой волны разрежения движется со скоростью  $\bar{c}_2$ .

Граница раздела между этой волной и стационарной волной разрежения (особый разрыв) движется со скоростью (при  $u = u_y$ ;  $c = c_y$ ), равной

$$u_y - c_y = \frac{1}{k-1} (2\bar{c}_2 - (k+1)c_y). \quad (3.44)$$

На середине заряда ВВ-1 происходит столкновение УВ, а ВВ-2 – волн разрежения. В данном случае столкновение волн эквивалентно отражению их от жесткой стенки. В момент времени  $t'_1 = l_1 / 2D_y$  в точке  $x'_1 = l_1 / 2$  образуется отраженная УВ, которая описывается следующими уравнениями [135]:

$$P_{omp} = P_y + \frac{k\rho_y u_y^2}{1 - \frac{P_1}{P_y}}; \quad D_{omp} = \sqrt{\frac{2}{\rho_1((k+1)P_y + (k-1)P_1)}} ((k-1)P_y + P_1);$$

$$\rho_{omp} = \rho_1 \left( \frac{P_{omp}}{P_1} \right)^{1/k}; \quad x = \frac{l_1}{2} - D_{omp}t. \quad (3.45)$$

При  $t'_2 = \frac{l_2}{2\bar{c}_2}$ ;  $x'_2 = \frac{l_2}{2}$  возникает волна разрежения, тогда

$$J = \frac{\partial \Psi}{\partial u}; \quad \Psi = \frac{l_2}{2}(c - \bar{c}_2 + u); \quad x = ut - \frac{\partial \Psi}{\partial u}, \quad (3.46)$$

где  $J$  – энтальпия;  $u$  – скорость ПД в волне разрежения.  
Фронт волны разрежения распространяется по закону

$$x = \frac{2\bar{c}_2 t}{k-1} - \frac{k+1}{k-1} \cdot \frac{l_2}{2} \left( \frac{2\bar{c}_2 t}{l_2} \right)^{\frac{3k}{k+1}}. \quad (3.47)$$

Давление ПД в отраженной волне разрежения

$$P_{omp} = \bar{P}_2 \left( \frac{l_2}{2\bar{c}_2 t} \right)^{\frac{4k}{k+1}}. \quad (3.48)$$

В момент времени

$$t_1 = \frac{l_2}{2\bar{c}_2} \left( \frac{\bar{c}_2}{c_y} \right)^{\frac{k+1}{2(k-1)}}$$

в точке

$$x = \frac{l_2}{k-1} \left( 1 - \frac{k+1}{2} \frac{c_y}{\bar{c}_2} \right) \left( \frac{\bar{c}_2}{c_y} \right)^{\frac{k+1}{2(k-1)}}$$

отраженная волна разрежения встретится со стационарной волной. При этом образуется простая волна сжатия, которая определяется уравнениями:

$$u + c = \bar{c}_2 - 2c_y; \quad x = (u + c)t - l_2. \quad (3.49)$$

Давление в волне сжатия

$$P_3 = \bar{P}_2 \left( \frac{c}{\bar{c}_2} \right)^{\frac{4k}{k+1}} = \frac{\bar{P}_2 (k+1)^{k-1}}{2^{\frac{2k}{k-1}} \bar{c}_2^{\frac{2k}{k-1}}} \left( \frac{x+l_2}{t} + c_y - u_y \right)^{\frac{4k}{k+1}}. \quad (3.50)$$

Из (3.49) можно получить закон движения левой границы волны сжатия

$$x = (u_y - c_y)t. \quad (3.51)$$

Правый фронт волны движется со скоростью звука в ПД плюс скорость ПД:

$$\frac{dx}{dt} = u_y + c_y. \quad (3.52)$$

Отраженная УВ столкнется с волной сжатия в момент времени

$$t_2 = \frac{\frac{l_1}{2} \left( \frac{1}{D_y} - \frac{1}{D_{omp}} \right) - \frac{x_1}{D_{omp}} + \frac{(u_y + D_y)}{D_{omp}} t_1}{1 + \frac{u_y + c_y}{D_{omp}}} \quad (3.53)$$

в точке

$$x_2 = l_2 \left( \frac{\bar{c}_2}{2c_y} - 1 \right) + (u_y + c_y)(t_2 - t_1) \quad (3.54)$$

или

$$x_2 = \frac{l_1}{2} \left( 1 + \frac{D_{omp}}{D_y} \right) - t_2 D_{omp}.$$

Система волн, возникающих при детонации скважинного заряда, изображена на рис. 3.4.

Рассмотрев процесс детонации во взрывной полости, нетрудно определить импульсы взрыва в каждой части ВВ за различные промежутки времени, начиная с момента детонации.

Если столкновение волны сжатия и УВ произойдет на промежутке  $0 \leq x \leq 0,5l_1$ , то удельный импульс давления в произвольном сечении  $x_2 \leq x \leq 0,5l_1$  равен

$$i_1 = \int_0^{x/D_y} P_1 dt + \int_{x/D_y}^{t_3} P_y dt + \int_{t_3}^{t_4} P_{omp} dt + \int_{t_4}^{\tau} P_4 dt, \quad (3.55)$$

где  $t_3$  – время поступления отраженной УВ в точку  $x$

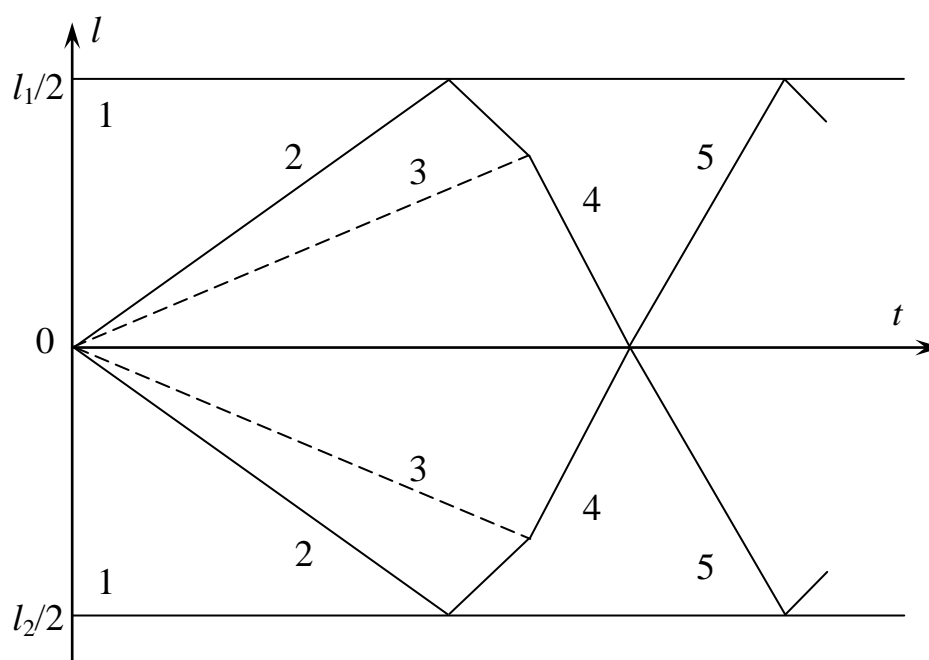
$$t_3 = \frac{l_1}{2} \left( \frac{1}{D_y} + \frac{1}{D_{omp}} \right) - \frac{x}{D_{omp}};$$

$t_4$  – время прихода волны сжатия в точку  $x$

$$t_4 = t_2 + \frac{x - x_2}{c_{omp}};$$

$P_4$  – давление в волне сжатия после столкновения с УВ

$$P_4 = P_{omp} + P_2 \left( \frac{c}{c_2} \right)^{\frac{2k}{k-1}}.$$



1 – взрывчатое вещество; 2 – детонационная волна; 3 – волна разрежения;  
4 – отраженная от середины промежутков ударная волна;  
5 – отраженная от границы раздела ударная волна

Рис. 3.4. Совокупность волн, возникающих при детонации скважинного заряда (сплошные линии), и разрывы (пунктирные линии)

В сечении  $0 \leq x \leq x_1$  удельный импульс давления

$$i'_1 = \int_0^{x/D_y} P_2 dt + \int_{x/D_y}^{t_5} P_y dt + \int_{t_5}^{t_6} P_3 dt + \int_{t_6}^{\tau} P_4 dt, \quad (3.56)$$

где  $t_5$  – время прихода фронта волны сжатия в точку  $x$

$$t_5 = t_1 + \frac{x - x_1}{u_y - c_y};$$

$t_6$  – время столкновения отраженной УВ с волной сжатия

$$t_6 = t_5 + (x_2 - x) \left( \frac{1}{u_y + c_y} + \frac{1}{D_{omp}} \right).$$

В произвольном сечении  $-0,5l_2 \leq x \leq x_1$  импульс давления

$$i_2 = \int_0^{-x/\bar{c}_2} P_2 dt + \int_{-x/\bar{c}_2}^{(l_2+x)/\bar{c}_2} P_p dt + \int_{(l_2+x)/\bar{c}_2}^{t_1 + \frac{x-x_1}{u_y - c_y}} P_{omp} dt + \int_{t_1 + \frac{x-x_1}{u_y - c_y}}^{t_7} P_3 dt + \int_{t_7}^{\tau} P_4 dt, \quad (3.57)$$

где  $t_7$  – время поступления фронта УВ в точку  $x$

$$t_7 = t_2 + \frac{x_2 - x}{D_{omp}}.$$

В промежутке  $x_1 \leq x \leq 0$  удельный импульс имеет вид

$$i'_2 = \int_0^{-x/\bar{c}_2} P_2 dt + \int_{-x/\bar{c}_2}^{\frac{x}{u_y - c_y}} P_{oc} dt + \int_{\frac{x}{u_y - c_y}}^{t_1 + \frac{x-x_1}{u_y - c_y}} P_y dt + \int_{t_1 + \frac{x-x_1}{u_y - c_y}}^{t_7} P_3 dt + \int_{t_7}^{\tau} P_4 dt. \quad (3.58)$$

Если столкновение волн происходит на промежутке  $[-l_2/2; 0]$ , то выражение для импульсов записывается аналогично.

Импульсы взрыва для каждой части ВВ в паре:

$$J_1 = \pi d \int_{x_2}^{0,5l_1} i_1 dx + \pi d \int_0^{x_2} i_1' dx; \quad (3.59)$$

$$J_2 = \pi d \int_{-0,5l_2}^{x_1} i_2 dx + \pi d \int_{x_2}^0 i_2' dx, \quad (3.60)$$

где  $d$  – диаметр заряда.

Анализ выражений (3.59) и (3.60) показывает, что  $J_1 = 10,6 \cdot 10^5 \pi d$ , а  $J_2 = 7,8 \cdot 10^4 \pi d$ , Н·с. Это позволяет утверждать о наличии неоднородного поля напряжений по длине взрываемого заряда.

Таким образом, при взрыве с помощью ДШ (детонационного шнура) комбинированных зарядов, чередующихся попарно двух типов ВВ, возникают сдвиговые напряжения. В каждой паре заряда наблюдается столкновение ДВ, в местах столкновения образуются максимальные сжимающие напряжения. Так, по мере прохождения ДВ по ДШ в первую очередь взрываются части ВВ, в парах инициирующие от ДШ, а затем от этих частей в каждой паре взрываются заряды из другого типа ВВ, которое не инициирует от ДШ. В целом заряд по всей длине взрывается каскадом, обеспечивая определенную последовательность импульсов в течение некоторого промежутка времени и значительно большего, чем при взрыве заряда из однородного ВВ [136].

Следует отметить, что максимальный эффект при взрыве комбинированных зарядов будет в том случае, когда параметры ВВ в парах больше разнятся между собой, инициаторы (боевики) располагаются в серединах частей более мощного ВВ. В этом случае наблюдается пульсация ПД, обеспечивающая максимальное неоднородное поле напряжений. Импульс взрыва каждой части заряда может иметь несколько максимум. Подбирая типы ВВ и длины  $l_1$  и  $l_2$ , можно создать в породе поле напряжений большой неоднородности и нестационарности. В таком поле порода разрушается еще и от сдвиговых напряжений. Так как трещины в породе растут параллельно и перпендикулярно волновым поверхностям, то в поле комбинированного заряда будут расти не только радиальные и коаксиальные трещины, но и трещины других направлений. Комбинированные заряды позволяют не только управлять кусковатостью горной породы, но и разупрочнять ее.

### 3.4 Изучение газодинамических процессов, протекающих при взрыве накладного кумулятивного заряда из гелекса 650

Для разрушения негабаритных кусков горной массы, полученной при массовом взрыве, применяются кумулятивные заряды из тротила или насыпного взрывчатого вещества. Эффективность кумулятивных зарядов относительно невелика. Это связано с тем, что давление продуктов взрыва больше необходимого, а время воздействия кумулятивной струи на негабарит относительно мало. Стоимость тротила достаточно велика. Кумулятивные заряды из насыпного взрывчатого вещества обладают меньшей мощностью, чем тротиловые заряды, и большим временем воздействия струи на негабарит. Плотность насыпного взрывчатого вещества составляет 0,6 плотности тротила, поэтому масса насыпного взрывчатого вещества должна быть больше, чем у кумулятивного заряда. Плотность гелекса 650 равна 1300-1400 кг/м<sup>3</sup>, а тротиловый эквивалент равен 1,15, поэтому гелексы более перспективны для применения их в кумулятивных зарядах [137].

В [138] было оценено начальное давление ПВ на негабарит и время воздействия их, необходимое для раскалывания. Для уточнения параметров ударной волны (УВ) в негабарите рассмотрим УВ в среде с достаточной прочностью [139].

В физике взрыва УВ в твердых телах полагаются сильными, то есть давление за фронтом УВ в них намного больше динамического предела текучести тела [140]. В этом случае применяются уравнения гидродинамики для УВ в газах и жидкостях. В горном деле используются ВВ, которые генерируют в скальных породах лишь слабые ударные волны, в которых давление сравнимо с динамическим пределом прочности, т.е. гидродинамические уравнения не применимы и необходимо учитывать прочность породы.

Для записи уравнений, описывающих слабые УВ, положим, что УВ возникают в твердом теле (породе) при давлениях, превышающих

$$p_{np} = \frac{1 - \mu}{1 - 2\mu} \sigma_{sd}, \quad (3.61)$$



где  $\mu$  – коэффициент Пуассона;  $\sigma_{sd}$  – динамический предел текучести породы, при давлениях в УВ  $p \gg p_{np}$  УВ сильная, а при  $p \sim p_{np}$  – слабая.

Запишем уравнения для слабой плоской УВ в породе. Пусть к границе полупространства (породы) приложено давление  $p > p_{np}$ . Плотность породы  $\rho_0$ . Граница полупространства начнет двигаться со скоростью  $u_2$ . УВ, возникающая при этом, пусть движется со скоростью  $D_y$ . Скорость вещества за фронтом УВ и его плотность соответственно равны  $u_2$  и  $\rho$ . Закон сохранения массы записывается в виде

$$\rho_0 D_y = \rho(D_y - u_2). \quad (3.62)$$

Второй закон Ньютона можно записать таким образом

$$p_2 = \frac{d^3 P}{dS dt} + p_{np}, \quad (3.63)$$

где  $P$  – импульс вещества за фронтом УВ.

Импульс  $P$  равен

$$P = \rho_0 D_y S u_2 t, \quad (3.64)$$

где  $S$  – площадь фронта УВ;  $t$  – время.

С учетом (3.64), (3.63) записывается в виде

$$p_2 = \rho u_2 D_y + p_{np}. \quad (3.65)$$

Скорость УВ находим из (3.65) и (3.62)

$$D_y = \sqrt{\frac{p_2 - p_{np}}{\rho_0(\rho - \rho_0)}}. \quad (3.66)$$

Закон сохранения энергии можно записать

$$E_2 - E_1 = p_2(\rho - \rho_0) 2\rho_0 \rho, \quad (3.67)$$

где  $E_2$ ,  $E_1$  – внутренняя энергия единицы массы породы за и перед фронтом УВ, соответственно.

Оценим начальные параметры УВ в граните с учетом прочности породы. Уравнения для УВ запишем в виде

$$u_y = u_n - \sqrt{\frac{(P_y - P_n)(1 + \sqrt[3]{P_n/P_y})}{\rho_n}} = \sqrt{\frac{(P_y - p_{np}) \left( 1 - \frac{1}{\sqrt[4]{1 + (P_y - p_{np})/23,5 \text{ ГПа}}} \right)}{\rho_0}}; \quad (3.68)$$

$$D_y = \frac{P_y - p_{np}}{\rho_0 u_y}; \quad D'_y = \frac{P_y}{\rho_y u'_y},$$

где  $u_n = 5000$  м/с – скорость струи;  $P_n$  – давление продуктов взрыва в струе ( $P_n = 3,5$  ГПа);  $u_y$  – скорость гранита за фронтом УВ;  $D'_y$  – скорость отраженной от породы УВ;  $\rho_y$  – плотность ПВ за фронтом отраженной УВ;  $p_{np} = 1,0$  ГПа – давление, при котором генерируется УВ;  $\rho_n = 1800$  кг/м<sup>3</sup> – средняя плотность струи;  $\rho_0 = 2500$  кг/м<sup>3</sup> – плотность гранита;  $D_y$  – скорость УВ в граните.

Численное решение уравнений дает следующие значения параметров:  $P_y = 3,175 \cdot 10^{10}$  Па,  $u_y = 1516$  м/с;  $D_y = 8061$  м/с. Время действия струи приблизительно равно времени прохождения детонационной волны вдоль кумулятивной выемки  $t_{cm} \leq R/D = 5,5$  мкс.

Глубину пробиваемого канала можно оценить, положив, что скорость УВ в граните равна скорости волны напряжений в нем. Таким образом, мы косвенно учитываем затухание УВ. Глубина канала

$$h \sim C_l t_{cm} \leq C_l R/D \sim 0,025 \text{ м},$$

где  $C_l$  – скорость волны напряжений.

На следующем этапе взрыва происходит развитие разделяющих трещин (раскол негабарита). Время роста разделяющей трещины приблизительно равно

$$t_p = \frac{l_n}{V_{mp}} \approx \frac{l_n}{0,4C_l} \approx 0,7 \text{ мс},$$

где  $V_{mp}$  – скорость роста трещины.

Давление в полости взрыва после прохождения кумулятивной струи можно оценить из объема активной части заряда и уравнения Пуассона. Когда заряд открыт, объем его активной части оценивается

по средней линии заряда, т.е. по поверхности схождения волн разрежения, идущих от свободных поверхностей. Оценка активной части заряда дает  $m_{акт} = 300$  г ( $V_{акт} = 220$  см<sup>3</sup>), объем кумулятивной выемки  $V_B = 40$  см<sup>3</sup>. При расширении продуктов взрыва в выемку установится давление  $\bar{P}$ . Найдем  $\bar{P}$  с учетом зависимости показателя адиабаты от объема

$$P_0 V_{акт}^3 = \bar{P} (V_{акт} + V_B)^{\gamma/(1+\alpha V_{акт}/(V_{акт}+V_B))} \Leftrightarrow \bar{P} = P_0 \frac{V_{акт}^3}{(V_{акт} + V_B)^{\gamma/(1+\alpha V_{акт}/(V_{акт}+V_B))}}, \quad (3.69)$$

где  $P_0 = \frac{\rho_{св} D^2}{8} = 4,37$  ГПа – начальное давление ПВ при мгновенной детонации;  $\gamma = 1,4$  – показатель адиабаты ПВ при атмосферном давлении;  $\alpha = 0,53$  – коэфф. ПВ.

Подстановка числовых значений в (3.69) дает значение  $\bar{P} = 2,86$  ГПа.

При реальной детонации ПВ движутся за фронтом детонационной волны. От поверхности заряда отходит волна разрежения, в которой ПВ тормозится. Скорость волны разрежения определяется из выражения

$$C_p = \frac{nD}{n+1} \left( \frac{P_1}{P} \right)^{\frac{n-1}{2n}} = \frac{3D}{4} \left( \frac{P_1}{2P_0} \right)^{\frac{1}{3}}, \quad (3.70)$$

где  $n$  – показатель адиабаты (изоэнтропы);  $P_1$  – давление за фронтом детонационной волны

$$P_1 = \frac{8}{27} \frac{\rho_{св} D^2}{n+1}. \quad (3.71)$$

Подставляя числовые значения в выражение (3.80), получим, что  $C_p = 2500$  м/с. Волна разрежения, движущаяся по ПВ от поверхности заряда, поступает в центр выемки за время

$$t_1 \approx \frac{0,1M}{C_p} = 40 \text{ мкс.}$$

Воздушная ударная волна за это время пройдет приблизительно  $\Delta r = 0,1$  м.

Среднее давление в полости взрыва  $P_2$  можно оценить по формуле

$$P_2 = \frac{\left(\frac{4}{3}\pi r^3\right)^{2,55} \cdot P_0}{\left(\frac{4}{3}\pi(r + \Delta r)^3\right)^{\gamma/(1-\alpha(r/(r+\Delta r))^3)}} \approx 1,26 \cdot 10^8 \text{ Па.}$$

Среднюю скорость волны разрежения можно оценить по формуле (3.70)

$$\bar{c}_p = 1330 \text{ м/с.}$$

Отраженная от центра кумулятивной выемки волна разрежения достигнет бывшей границы заряда за время  $t_2 \approx 75$  мкс.

Таким образом, длительность волновых процессов, протекающих при взрыве гелекса 650, приблизительно такая же, как и при взрыве аммонита, но так как плотность гелекса 650 на 35-45 % больше, то давление ПВ в кумулятивной струе приблизительно на 35-45 % больше, что приводит к более эффективному дроблению негабарита.

### **3.5 Исследование механизма детонации эмульсионных взрывчатых веществ с добавками микросфер**

Рассмотрим термодинамику взрывного процесса с учетом добавок микросфер, испытывающих фазовые переходы. Пусть в ВВ введены микросферы, масса которых испаряется при взрыве в зоне, прилегающей к зоне химической реакции. Время и место испарения можно задавать выбором размеров частиц и полости в них. С уменьшением размеров частиц и увеличением полости увеличивается скорость теплообмена [141].

При испарении добавок у продуктов взрыва (ПВ) отбирается энергия  $\Delta U$ :

$$\Delta U = m \left( C(T_{нл} - T_0) + \Delta H + \int_{T_{нл}}^{T_{кр}} C_1 dT + C_{V1}(T_1 - T_{кр}) \right), \quad (3.72)$$

где  $C$ ,  $C_1$ ,  $C_{V1}$  – соответственно удельные теплоемкости добавок в твердом, жидком и газообразном состоянии;  $\Delta H$  – удельная теплота фазового превращения добавок в жидкое состояние;  $T_{нл}$ ,  $T_0$ ,  $T_{кр}$  – температура плавления вещества добавок, их начальная и критическая температуры соответственно;  $T_1$  – установившаяся температура ПВ и пара добавок.

Изменение внутренней энергии ПВ имеет вид

$$\Delta U = \frac{M}{\mu} \left( C_V(T_n - T_1) - \frac{a_1}{V_m} \right), \quad (3.73)$$

где  $V_m$  – молярный объем ПВ;  $M$ ,  $\mu$ ,  $M$  – масса и молярная масса ПВ;  $C_V$  – молярная теплоемкость ПВ при постоянном давлении;  $a_1$  – постоянная Ван-дер-Ваальса для ПВ;  $T_n$  – начальная температура ПВ.

Если уравнение состояния выбрать с учетом малости собственного объема молекул и пренебречь упругим давлением, то легко получаем из (3.72) и (3.73)

$$T_1 = \frac{\frac{M}{\mu} C_V T_n + m \left( C_{V1} T_{кр} - C(T_{нл} - T_0) - \Delta H - \int_{T_{нл}}^{T_{кр}} C_1 dT \right)}{C_V \frac{M}{\mu} + C_{V1} m}. \quad (3.74)$$

При испарении вещества добавок давление в ПВ изменяется. Уравнение состояния имеет вид уравнения Ван-дер-Ваальса

$$\left( P_n + \left( \frac{M}{\mu} \right)^2 a_1 \right) \left( V - b_1 \frac{M}{\mu} \right) = \frac{M}{\mu} RT, \quad (3.75)$$

где  $a_1$ ,  $b_1$  – постоянные Ван-дер-Ваальса для продуктов детонации;  $R$  – универсальная газовая постоянная.

Для испарившегося вещества можно записать

$$\left( P_2 + \left( \frac{m}{\mu_2 V} \right)^2 a_2 \right) \left( V - \frac{m}{\mu_2} b_2 \right) = \frac{m}{\mu_2} RT, \quad (3.76)$$

где индексом 2 обозначены соответствующие параметры паров вещества микросфер.

Воспользовавшись законом Дальтона, записываем выражение для давления в ПД с учетом давления пара вещества

$$P_1 = \left( \frac{M}{V\mu_1 - Mb_1} + \frac{m}{V\mu_2 - mb_1} \right) RT - \frac{M^2 \mu_2^2 a_2 - m^2 \mu_1^2 a_2}{(\mu_1 \mu_2 V)^2}. \quad (3.77)$$

Если пренебречь упругим давлением и собственным объемом ПВ, то

$$m = \frac{M\mu_2}{\mu_1} \left( \frac{P_1}{P_n} - 1 \right). \quad (3.78)$$

Когда частицы добавки не испаряются, давление, как легко определить, равно

$$P'_1 = P_n \left( \frac{m + M}{M} \right) m. \quad (3.79)$$

Давление  $P$  в ПД после испарения вещества и расширения в волне разрежения до состояния с температурой  $T_1$  находится из уравнения Пуассона и (3.74), (3.78)

$$P = P_n \left( 1 + \frac{m\mu_1}{M\mu_2} \right) \left( \frac{T}{T_1} \right)^{\frac{k}{k-1}}. \quad (3.80)$$

Уравнение (3.80) легко решить относительно  $m$  графоаналитическим методом.

Если масса микросфер сравнима по порядку величины с массой ВВ, показатель адиабаты  $K$  может возрасти до 7. В этом случае увеличение объема на 0,1 уменьшает давление ПВ в 2, а температуру в 1,8 раза. Однако интенсивное испарение добавок приводит к понижению  $K$  ( $K \leq 3$ ). При  $T = T_{kp}$  начнется процесс фазового превращения

пара вещества в жидкость. В ПД выделится энергия  $W = m\Delta H$ . Этот процесс протекает за время изобарического расширения, при котором работа расширения

$$A = \int P dV = m \cdot \Delta H.$$

Таким образом, вводя в ВВ микросферы, критические параметры и масса которых выбираются с учетом прочности и трещиноватости породы, можно управлять распределением давления за фронтом детонационной волны, уменьшить зону смятия, увеличить поршневое действие взрыва. Поле напряжений заряда ВВ с такими добавками более однородно. Прочностные характеристики кусков горной породы, полученных в результате взрыва, не должны уменьшаться.

Известно, что эмульсионные взрывчатые вещества (ЭВВ) трудно инициировать. Для сенсibilизации ЭВВ в него помещают пузырьки газа или твердые частицы. Добавки существенно увеличивают диссипацию энергии во фронте ударной волны УВ, связанной с детонационной волной (ДВ), т.е. служат «горячими точками» пузырьки газа и «горячими пятнами» твердые частицы. Когда в ЭВВ помещаются полые твердые шары различных размеров (20÷100 мкм), они выполняют роль пузырьков газа и твердых частиц.

Пусть в ЭВВ полые шары, заполненные газом, занимают  $k$ -ю часть объема ВВ. Если плотность шаров  $\rho = \rho_{ВВ}$  ( $\rho_{ВВ}$  – плотность ВВ), то  $k$ -я часть массы ВВ – есть добавка. Пусть диаметр шара добавки равен  $d$ , тогда концентрация шаров равна

$$n = 6k / \pi d^3 = (2 \cdot 10^6 \div 2 \cdot 10^9)k, \text{ см}^{-3}.$$

В зоне химических реакций будет находиться  $10^3 \div 10^6$  полых шаров. Такого количества шаров вполне достаточно для равномерного нагрева ВВ.

Рассмотрим влияние шаров на процессы, протекающие при детонации ЭВВ.

Пусть «ширина» фронта УВ, связанной с ДВ, равна  $h$ , и пусть давление в УВ возрастает по линейному закону, тогда  $d \gg h$  и в шаре возникает УВ. Прохождение УВ по шару сопровождается течением материала шара. Когда УВ выходит на свободную поверхность полости шара, начинает формироваться кумулятивная струя из материала шара, которая разрушает противоположную стенку полого шара.

Скорость УВ в материале обычно больше скорости детонации, поэтому в шаре возникает волна разгрузки, а в ВВ – УВ. В процессе прохождения УВ по шару в материале шара будут протекать сложные течения, которые приведут к значительному нагреву шаров. После прохождения волны по шару он приобретает скорость  $\Delta v_1 \approx 10^2$  м/с – для шаров малого диаметра и  $\Delta v_2 \approx 10^3$  м/с – для шаров наибольшего диаметра, которые меньше скорости продуктов детонации (ПД) в том же месте. Температура ПД со стороны набегающего на шар потока больше на  $\Delta T_1 \sim 400$  К (для малого) и  $\Delta T_2 \sim 10^4$  К (для большого) шара. Газ, находящийся в полости шара, при адиабатическом сжатии нагревается до температуры  $T \sim 10^4$  К.

То есть полые шары при  $d \gg h$  одновременно могут выполнять роль «горячих точек» и «горячих пятен». Когда  $d \sim h$ , в шаре не образуется УВ. Происходит всестороннее сжатие шара. Как правило, в шаре возникает волна пластических деформаций, что приводит к разогреву материала шара. Находящийся в полости газ нагревается при адиабатическом сжатии. Температура газа внутри полости  $T \sim 10^4$  К. Расчеты показывают, что при  $d \sim h$  шары успевают приобрести скорость, равную скорости ПД на пути  $s \sim h$ . При разгоне они также будут нагреваться.

Оценим потери энергии ПД на разогрев добавок. При адиабатическом расширении ПД в полости шаров выполняется работа на 1 кг ВВ

$$\frac{A}{m} = \frac{(1-k)RT_n}{M(\varphi-1)} \left( 1 - \frac{1}{\left( 1 + k \left( \frac{d_1}{d} \right)^3 \right)^{\varphi-1}} \right),$$

где  $R$  – газовая постоянная;  $T_n$  – начальная температура ПД (в точке Жуге);  $M$  – молярная масса ПД;  $\varphi$  – показатель адиабаты ПД.

При  $R = 0,01-0,05$  А/м = 0,5÷2 кДж/кг. На нагревание шаров, содержащихся в 1 кг ВВ, при расширении ПД расходуется энергия

$$\frac{Q}{m} \approx k \langle c \rangle T_k,$$

где  $\langle c \rangle$  – средняя удельная теплоемкость материала шаров;  $T_k$  – температура шаров после нагревания.



Подстановка числовых значений дает  $Q/m \approx 20 \div 100$  кДж/кг.  $A/m$  и  $Q/m$  очень малы по сравнению с теплотой взрыва. Кроме того, большая часть энергии ВВ, идущей на нагревание материала шаров и газа в полостях, возвращается при снижении температуры ПД.

Таким образом, полые шары служат достаточно хорошими сенсибилизаторами ЭВВ. В случае, если в ВВ помещены добавки в количестве, не превышающем 5 % ( $k \leq 0,05$ ), потери энергии ПД на добавках незначительны.

### **3.6 Об управлении давлением в полости взрыва с помощью добавок во взрывчатое вещество**

---

---

В настоящее время вопросы ресурсо- и энергосбережения являются актуальными во всех отраслях хозяйства Украины, в том числе и горном деле [142].

Взрывная отбойка является важным технологическим звеном при добыче твердых полезных ископаемых. По сравнению с последующими процессами переработки горной массы, такими, как механическое дробление и измельчение, она является малоэнергоёмким процессом с очень низким коэффициентом полезного действия. Попытка увеличить энергозатраты на стадии взрывного дробления путем увеличения удельного расхода ВВ обычно влечет за собой ухудшение экологической обстановки в зоне массовых взрывов: усиление сейсмического действия взрыва и увеличение вредных пыле- и газовых выбросов в атмосферу. При взрывной отбойке важно при оптимальных энергозатратах добиваться увеличения доли энергии взрыва, расходуемой на полезные формы его работы, какими являются дробление и разупрочнение. Параметры поля напряжений в породе при взрыве таковы, что только в нем, в отличие от дробильных и измельчительных машин, может происходить разупрочнение породы. Взрывная отбойка во многом определяет затраты энергии на механическое дробление и измельчение. Однако требования к разупрочняющему действию взрыва различны на различных горнодобывающих предприятиях. Если при взрывной отбойке руд важна интенсификация дробления, чтобы на этой стадии происходило и максимальное разупрочнение руды, то при добыче драгоценных минералов, до-

ломитизированных известняков и гранитов излишнее разупрочнение ведет к потерям минерального сырья, так как переизмельченные фракции относятся к отходам производства. Поэтому обоснование и разработка способов управляемого взрывного разупрочнения скважинных зарядов ВВ, в частности, управление давлением в полости взрыва, является актуальной задачей исследования.

Современные промышленные взрывчатые вещества (ВВ) не позволяют получить высокий коэффициент полезного действия взрыва. Основной причиной этому является несоответствие давления продуктов взрыва (ПВ) необходимому, оптимальному. На вопрос, как должно меняться давление в полости при взрыве, в настоящее время точно ответить невозможно. Использование критериев разрушения и разупрочнения породы, рассмотрение механизма разрушения горной породы в ударной волне (УВ) и динамическом поле напряжений [50] позволяет произвести оценку давления в полости взрыва скважинного заряда на каждой стадии разрушения. Анализ показывает, что начальное давление в полости взрыва штатного ВВ примерно на порядок больше необходимого. Начальная скорость изменения напряжений во фронте волны ( $\partial\sigma/\partial x$ ) примерно на три порядка больше (она определяет размеры зоны переизмельчения). По истечении времени 2-3 мс давление в полости взрыва уменьшается примерно в 3 раза только за счет волны разрежения, распространяющейся за детонационной волной (расширение полости взрыва в скальных породах за это время мало). Для хорошего дробления породы необходимо, чтобы давление, превышающее динамический предел прочности породы, существовало в заданном сечении полости взрыва примерно 10 мс (с учетом времен детонации, прохождения волны напряжений по уступу и разрушения).

Таким образом, для повышения эффективности взрыва необходимо уменьшить скорость возрастания давления во фронте ДВ, снизить максимальное давление в полости взрыва и максимально увеличить длительность существования давления на уровне динамического предела прочности породы при сжатии. Уменьшить скорость возрастания давления можно, разработав ВВ с большой шириной зоны химических реакций или вводя в ВВ горючие добавки. Можно использовать скважинные заряды, в которых ВВ окружено цилиндрической оболочкой из инертного или горючего вещества (твердого ракетного топлива или конверсионного пороха). Для уменьшения максимального давления в полости взрыва можно в промышленное ВВ помещать

добавки. Вещество добавки будет отбирать энергию у ПВ в зоне высокого давления и отдавать ее, когда оно станет меньше необходимого. Добавки могут быть инертными и горючими. Инертные добавки отбирают энергию при их нагревании и фазовых переходах, а при обратных переходах и остывании отдают.

Количество теплоты и скорость ее отбора у ПВ определяется термодинамическими свойствами вещества добавок и их размерами.

Для расчета давления при детонации ВВ с добавками необходимо определить скорость нагревания частицы и теплоту нагревания. Скорость нагревания частицы при возникновении в ней УВ рассмотрена в [29]. В данной работе рассмотрено нагревание частицы в ПВ, когда УВ в ней не возникает.

Скорость распространения тепла в материале добавки  $v_T$  находится из формулы

$$v_T = \sqrt{\frac{\lambda}{c_p \rho_r \tau_r}}, \quad (3.81)$$

где  $\lambda$  – теплопроводность материала;  $c_p$  – удельная теплоемкость;  $\rho_r$  – плотность материала;  $\tau_r$  – время релаксации.

Для частиц, например, алюминия ( $\lambda = 291$  Вт/м·К;  $c_p = 1124$  Дж/кг·К;  $\rho_r = 2700$  кг/м<sup>3</sup>;  $\tau_r \approx 10^{-11}$  с) скорость  $v_T = 1054$  м/с. Время выравнивания температуры по объему частицы  $t_\theta$  можно оценить по формуле

$$t_\theta = \frac{d}{v_T}, \quad (3.82)$$

где  $d$  – диаметр частицы.

Для частиц алюминия диаметром  $d = 1 \div 100$  мкм время выравнивания температуры равно  $t_\theta \approx 1 \div 100$  нс. Время нагрева  $t_n$  частицы до температуры плавления можно оценить по формуле

$$t_n = \frac{dc_p \rho_r}{6\sigma \mu T_n^4} \ln \left( \frac{c_1 + \sigma \mu T_n^4 T_n}{c_1 + \sigma \mu T_n^4 T_0} \right), \quad (3.83)$$

где  $c_1 = \varepsilon_T \sigma T_n^4 + \frac{3}{2} \sqrt{\frac{RT_n}{2\pi M}}$ ;  $\varepsilon_T$  – интегральная степень черноты при комнатной температуре;  $\mu$  – коэффициент, определяющий рост  $\varepsilon_T$  с тем-

пературой;  $\sigma$  – постоянная Стефана-Больцмана;  $R$  – газовая постоянная;  $\bar{M}$  – средняя молярная масса молекул продуктов детонации;  $T_n$  – температура плавления вещества частиц;  $T_0$  – комнатная температура,  $T_n$  – температура ПВ на плоскости Чепмена-Жуге.

Для частиц алюминия  $\varepsilon_T=0,2$ ;  $\mu=1,6 \cdot 10^{-4} \text{ К}^{-1}$ ;  $T_0=300 \text{ К}$ ;  $T_n = 3 \text{ кК}$ ;  $\bar{M} = 0,021 \text{ кг/моль}$  – для аммонита 79/21. Время нагрева  $t_n = 5,94 \cdot 10^{-2} \cdot d$ , с. При  $d = 1 \div 100 \text{ мкм}$   $t_n \approx 60 \text{ нс} \div 6 \text{ мкс}$ .

Так как начальные параметры детонационной волны достигаются на плоскости Чепмена-Жуге, то можно сделать вывод, что в зоне химических реакций успевают нагреться лишь мелкие частицы добавки.

Уравнение состояния продуктов взрыва взрывчатого вещества с добавками можно записать в виде (взаимодействием молекул пренебрегаем)

$$P(V - V_0) = \bar{R}T, \quad (3.84)$$

где  $\bar{R} = \frac{\rho R}{\rho + \rho_\partial} \left( 1 + \frac{2c_{p\partial} \rho_\partial \bar{M}}{i \rho R} \right)$ ;  $R$  – газовая постоянная;  $\rho$ ,  $\bar{M}$  – соответ-

ственно плотность и средняя молярная масса продуктов взрыва;  $\rho_\partial$ ,  $c_{p\partial}$  – соответственно масса в единице объема ВВ и удельная теплоемкость вещества добавки;  $i$  – среднее число степеней свободы молекул ПВ;  $V$  – объем моля ПВ;  $V_0$  – суммарный объем добавок и эффективный собственный объем молекул в единице объема ПВ.

Давление ПВ  $P$  после нагревания, фазовых переходов вещества добавок можно оценить по формуле

$$P = R \left( \frac{\rho_\partial}{M_\partial (V - V_0)} + \frac{\rho}{M(V - \alpha)} \right) \times \\ \times \frac{c_v \rho (T_n - T_0) - \int_{T_{пл}}^{T_{кр}} c_{жс} \rho_\partial dt - c_2 \rho_\partial (T_{кр} - T_0)}{c_2 \rho_\partial + c_v \rho}, \quad (3.85)$$

где  $c_v$  – удельная теплоемкость ПВ;  $c_{жс}$ ,  $c_2$  – удельная теплоемкость жидкости и газа вещества добавок при  $V = \text{const}$ ;  $T_0$  – начальная температура ВВ;  $T_{кр}$  – критическая температура вещества добавок;  $\alpha$  – коволюм ПВ.

Формулу (3.85) приближенно можно записать в виде:

$$P = R \left( \frac{\rho_{\partial}}{M_{\partial}(V - V_0)} + \frac{\rho}{M(V - \alpha)} \right) \times \frac{c_v \rho (T_H - T_0) - \rho_{\partial} c_{ж} (T_{кр} - T_{пл}) - \rho_{\partial} c_z (T_{кр} - T_0)}{\rho_{\partial} c_z + \rho c_v}. \quad (3.86)$$

Закон Гесса о независимости теплового эффекта от пути реакций позволяет определить температуру ПВ после нагревания добавок. Уравнение теплового баланса можно записать в виде:

$$\rho c_v T_H - \rho c_v T = \rho_{\partial} (c_{\partial} (T_{пл} - T_0) + r) + \rho_{\partial} c_{ж} T - \rho_{\partial} c_{ж} T_{пл}. \quad (3.87)$$

Откуда можно найти  $T$

$$T = \frac{\rho c_v T_H + c_{ж} \rho_{\partial} T_{пл} - \rho_{\partial} (c_{\partial} (T_{пл} - T_0) + r)}{\rho_{\partial} c_{ж} + \rho c_v}, \quad (3.88)$$

где  $r$  – теплота плавления вещества добавок.

Уравнение адиабаты для ПВ в переменных  $p$ ,  $T$  имеет вид

$$p T^{\frac{n}{1-n}} = p_H T_H^{\frac{n}{1-n}}, \quad (3.89)$$

где  $n$  – показатель адиабаты для ПВ.

Из последнего уравнения можно получить значение давления ПВ  $P$  при температуре  $T$

$$P = P_H \left( \frac{\rho c_v T_H + \rho_{\partial} (c_{ж} T_{пл} - c_{\partial} (T_{пл} - T_0) - r)}{T_H \rho c_v + \rho_{\partial} T_H c_{ж}} \right)^{\frac{n}{n-1}}. \quad (3.90)$$

Приведенные формулы позволяют определить размеры и процентное содержание добавок, которые дают возможность управлять давлением в полости взрыва. Кроме того, добавки, испытывающие фазовые переходы, позволяют гасить волновые процессы в полости взрыва и поддерживать необходимое давление ПВ.

Если положить, что плотность ВВ без добавки  $\rho = 900$  кг/м<sup>3</sup>, температура ПВ  $T_H = 3$  кК, удельная теплоемкость ПВ  $c_v = 990$  Дж/кг·К, а в качестве добавки взять алюминий с удельной теплоемкостью  $c_{\partial} = 1140$  Дж/кг·К, теплоемкостью в жидком состоянии  $c_{ж} =$

1055 Дж/кг·К, теплотой плавления  $r = 0,39$  МДж/кг и температурой плавления  $T_{пл} = 933$  К, то расчеты показывают, что при нагревании добавки массовой доли до 25 % давление ПВ уменьшается в три-четыре раза. При этом не учитывалось увеличение давления при окислении алюминия. Кроме того, изменяется объем воздуха в ВВ. При уменьшении объема воздуха на 20 % давление ПВ повышается на 10 % при показателе адиабаты  $n = 3$ .

Для ПВ с добавками можно получить уравнение адиабаты. Для этого возьмем дифференциал уравнения состояния продуктов взрыва с добавками (3.84):

$$PdV + dP(V - V_0) = \frac{\rho_\delta}{M} R dT. \quad (3.91)$$

Изменение внутренней энергии для продуктов взрыва и добавки имеет вид

$$dU = \frac{i}{2} \frac{\rho + \rho_\delta}{M} R dT. \quad (3.92)$$

Процесс нагревания добавок полагаем адиабатным, поэтому  $dU = -PdV$ . Следовательно, получаем

$$\frac{i}{2} \frac{\rho + \rho_\delta}{M} R dT = -PdV. \quad (3.93)$$

Последнее уравнение можно записать в виде

$$-\frac{R\rho dT}{M} = \frac{2}{i} \frac{\rho}{\rho + \rho_\delta} PdV. \quad (3.94)$$

Складывая уравнения (3.91) и (3.94), получим

$$\frac{i + 2\rho/(\rho + \rho_\delta)}{i} PdV + dP(V - V_0) = 0. \quad (3.95)$$

Разделим переменные

$$\frac{dP}{P} + \frac{i + 2\rho/(\rho + \rho_0)}{i} \frac{dV}{V} = 0. \quad (3.96)$$

Из этого уравнения вытекает уравнение адиабаты для продуктов взрыва с добавками

$$P(V - V_0)^{1 + \frac{2\rho}{(\rho + \rho_0)i}} = \text{const}. \quad (3.97)$$

Если известно время нагревания частиц добавки, то, применяя уравнения состояния и адиабаты, а также формулу для расчета температуры, можно при известных термодинамических параметрах вещества добавки и зависимости, характеризующей изменение давления в полости взрыва от времени, определить массовую долю и фракционный состав добавки.

Кроме того, современные взрывчатые вещества для горной промышленности содержат воду, которую можно рассматривать как инертную добавку. Вода отличается большой теплоемкостью и малыми критическими давлением и температурой. При взрыве вода испаряется, что приводит к снижению давления и температуры ПВ. Когда давление в полости взрыва уменьшится до критического  $P_k = 22,13$  МПа, начнется процесс конденсации, т.е. возврата энергии парообразования. При таком давлении процессы разрушения практически не протекают.

Расчет давления и температуры ПВ с водой легко выполнить по приведенным формулам.

Таким образом, чем больше воды в ВВ, тем больше энергии отбирается у ПВ.

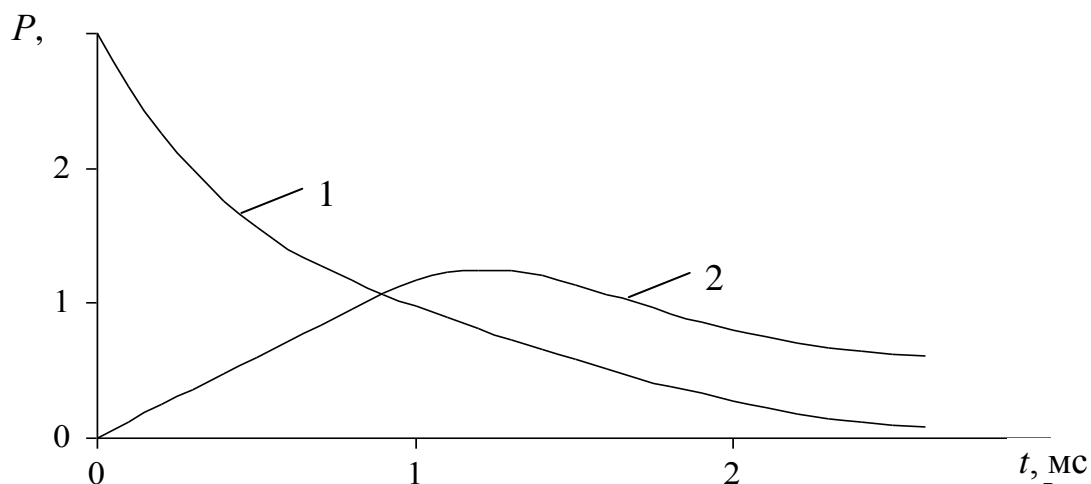
### **3.7 Уравнение адиабаты для продуктов детонации взрывчатого вещества и продуктов взрыва с добавками**

Одним из путей повышения эффективности взрыва скважинного заряда является повышение запирающих свойств забойки. Для этих целей весьма перспективным зарекомендовал себя прием, при котором между колонкой ВВ и забойкой помещают низкоплотный пористый материал. Наиболее качественного запираения продуктов в газовой полости можно добиться, выбирая соответствующие конструкции

зарядов. Повышению запирающих свойств забойки способствует также размещение ее в верхней части дополнительного заряда небольшой мощности. Однако широкого распространения заряды с так называемой «активной» забойкой не получили из-за ряда технологических и технических трудностей, связанных с дополнительными работами по формированию зарядов в забойке и подготовкой взрыва в целом.

Исследование газодинамических процессов в скважинном заряде с промежутком из пористого низкоплотного материала между зарядом и забойкой позволило установить, что, благодаря наличию промежутка, создаются условия, при которых УВ в породе перегоняет УВ в забойке. При этом нижняя часть забойки обжимается волной разгрузки от УВ в породе, а это приводит к частичному запираению полости взрыва.

При взрыве бризантных ВВ давление во фронте детонационной волны за приблизительно 2 мкс вырастает до давления приблизительно на порядок больше границы прочности породы. Сдвиг породы при отсутствии УВ начинается лишь через 1÷2 мс с момента прохождения детонационной волны (он равняется удвоенному времени прохождения волны напряжения от заряда к свободной поверхности). Все это время порода раздавливается и переизмельчается. Для существенного уменьшения зоны раздавливания давление в полости взрыва должно расти не за 2 мкс, а приблизительно за одну миллисекунду (рис. 3.5).



1 – штатное ВВ; 2 – предлагаемое ВВ

Рис. 3.5 – Зависимость давления продуктов взрыва от времени в сечении скважины



Этого можно добиться, вводя во ВВ добавки. На основе изучения термодинамических процессов, протекающих при детонации взрывчатого вещества с инертными добавками, показано, как с помощью добавок можно снизить максимальное давление в полости взрыва до необходимого и на 2÷3 порядка увеличить время химических реакций, тем самым управлять энергией ВВ в процессе взрыва.

При исследовании газодинамических процессов, протекающих в зарядной полости при детонации комбинированных зарядов ВВ, которые состоят из попеременно расположенных ВВ и различаются по мощности, установлено, что первые миллисекунды, начиная с момента инициирования скважинного заряда, волновые процессы в зарядах характеризуются значительной сложностью и интенсивностью и являются источником сильно неоднородного нестационарного поля напряжений в породе. В этом случае заряд по всей длине взрывается каскадно, обеспечивая определенную последовательность импульсов в течение промежутка времени, значительно большего, чем при взрыве однородных ВВ.

Изучены термодинамические и газодинамические процессы, протекающие при взрыве накладного заряда из гелекса 650. Установлено, что если во ВВ заменить частицы алюминия размером 100 мкм на частицы размером 10÷20 мкм, давление в полости взрыва повышается на 35–45 %, а поскольку плотность гелекса на 35–45 % больше плотности, например, аммонита, то гелекс 650 будет приблизительно в два раза более эффективен при разрушении негабарита, чем аммонит.

При исследовании механизма детонации эмульсионных взрывчатых веществ с примесями микросфер установлено, что полые шары являются достаточно хорошими сенсбилизаторами эмульсионных взрывчатых веществ. При количестве введенных примесей, не превышающих 5 %, потери энергии продуктов детонации на примесях незначительны.

При исследовании процессов, происходящих в полости взрыва взрывчатого вещества, получено уравнение адиабаты и состояния для продуктов взрыва с примесями (3.97).

При сжатии продуктов взрыва у отраженной от частиц ударной волны температура продуктов взрыва растет и равняется

$$T = T_n (p / p_n)^{(\gamma-1)/\gamma}, \quad (3.98)$$

где  $T_n$  – температура ПВ на химпике;  $\gamma$  – показатель адиабаты.

Изменение давления в полости взрыва в этом случае изменяется таким образом:

$$p_p = R \left( \frac{m_\delta}{M_\delta(V - V_\delta)} + \frac{m}{M(V - \alpha)} \right) \frac{CmT_0 - \int_{T_{пл}}^{T_{кр}} C_{ж\delta} m_\delta dT + C_{г\delta} m_\delta T_{кр}}{C_{г\delta} m_\delta + Cm}, \quad (3.99)$$

где  $T_0$ ,  $T_{кр}$ ,  $T_{пл}$  – соответственно начальная температура, критическая и температура плавления добавки;  $C_{ж\delta}$ ,  $C_{г\delta}$  – удельная теплоемкость добавки в жидком и газообразном состоянии;  $V_\delta$  – объем вещества добавки.

При известных термодинамических параметрах добавок, применяя полученные уравнения адиабаты и состояния совместно с зависимостями (3.98) и (3.99), можно определить массовую частицу и фракционный состав добавки.

Известно, что бризантное и фугасное действие взрыва определяется полем напряжений в породе. Определить параметры поля напряжений невозможно без рассмотрения волновых процессов в полости взрыва. Волновые процессы можно исследовать, лишь зная адиабату продуктов взрыва (ПВ). Чаще всего адиабату задают в виде

$$pV^\gamma = p_n V_n^\gamma, \quad (3.100)$$

где  $p$ ,  $p_n$  – соответственно текущее и начальное давление ПВ;  $V$ ,  $V_n$  – текущий и начальный объем ПВ;  $\gamma$  – показатель адиабаты.

Обычно показатель адиабаты ПВ бризантных взрывчатых веществ (ВВ), применяемых в горном деле, полагают равным  $\gamma = 3$  [105]. В этом случае давление в полости взрыва скважинного заряда убывает с увеличением радиуса скважины  $r$  пропорционально  $r^{-6}$ . При увеличении радиуса скважины в 1,5÷2 раза давление ПВ становится меньше динамического предела прочности скальных пород при неравнокомпонентном трехосном сжатии. Строго говоря, показатель адиабаты ПВ зависит от объема. Л. Д. Ландау и К. П. Станюкович предложили [143] заменить реальную адиабату двумя адиабатами с разными показателями. Давление ПВ в точке сопряжения, в которой показатель адиабаты  $\gamma = 3$  меняется на показатель  $\gamma_1 = 1,2 \div 1,4$ , меньше 0,1 ГПа, т.е. в интересующем нас диапазоне давлений показатель равен 3.

В физике показатель адиабаты для идеальных газов равен  $\gamma = (i+2)/i$ , где  $i$  – число степеней свободы молекулы. Без учета колебательных степеней свободы показатель адиабаты изменяется в пределах  $\gamma = 1,33 \div 1,67$ . При учете колебательных степеней свободы для трехатомного газа  $\gamma = 1,25$ . Продукты детонации имеют высокое давление и в этом случае необходимо учитывать собственный объем молекул газа. На начальной стадии расширения ПВ ведут себя как газ с показателем, существенно большим, чем  $\gamma$ .

Простейшим уравнением, в котором учитывается собственный объем молекул и их взаимодействие, является уравнение Ван-дер-Ваальса

$$\left(p + \frac{a}{V_m^2}\right)(V_m - b) = RT, \quad (3.101)$$

где  $p$  – давление газа;  $V_m$  – объем моля газа;  $a, b$  – поправки в уравнении Ван-дер-Ваальса;  $R$  – газовая постоянная;  $T$  – температура.

Начальная температура ПВ равна  $T = 3 \div 4$  кК, что в  $3 \div 4$  раза выше температуры Бойля [144]  $T_B = a/Rb$ , при которой необходимо учитывать силы молекулярного притяжения. Расчет дополнительного давления по формуле (3.101), при типичных значениях величины, также позволяет не учитывать их.

Запишем уравнение Пуассона для газа Ван-дер-Ваальса, не учитывая взаимодействие молекул. Из первого закона термодинамики вытекает, что  $p dV_m = -dU_m$ , где  $U_m = \frac{p(V_m - b)}{\gamma - 1} - \frac{a}{V_m} \approx \frac{p(V_m - b)}{\gamma - 1}$ , где  $\gamma$  – показатель адиабаты для газа Ван-дер-Ваальса;  $U_m$  – внутренняя энергия моля газа.

Дифференциал

$$dU_m = dp \frac{V_m - b}{\gamma - 1} + p \frac{dV_m}{\gamma - 1}. \quad (3.102)$$

Подставляя (3.102) в выражение для первого закона термодинамики, получим  $\gamma p dV_m - dp(V_m - b) = 0$  или  $d(\ln(p(V_m - b)^\gamma)) = 0$ , т.е. уравнение адиабаты имеет вид

$$p(V_m - b)^\gamma = p_n (V_{m_n} - b)^\gamma, \quad (3.103)$$

где  $V_{MH}$  – объем моля ПВ при давлении  $p_n$ .

Воспользовавшись уравнением (3.101), можно получить уравнение адиабаты в переменных  $T$ ,  $p$  и  $V$ ,  $T$

$$T = T_n \left( \frac{p}{p_n} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} ; \quad T = T_n \left( \frac{V_n - vb}{V - vb} \right)^{\gamma-1} ; \quad V = (V - vb) \left( \frac{T}{T_n} \right)^{\frac{1}{\gamma-1}} + vb, \quad (3.104)$$

где  $V_n$ ,  $V$  – соответственно начальный и текущий объем ПВ;  $T_n$  – начальная температура ПВ;  $v$  – число молей газа.

В (3.104) не учитывается взаимодействие молекул газа.

Запишем выражение для показателя адиабаты рассматриваемого газа. Первый закон термодинамики для изохорного процесса имеет вид:

$$C_v dT = pdV_m + dU_m \Rightarrow C_v dT = RdT + \frac{i}{2} RdT.$$

Откуда  $C_v = iR/2$ , где  $C_v$  – молярная теплоемкость газа при изохорном процессе. Аналогично находим молярную теплоемкость газа при постоянном давлении  $C_p = (i + 2)R/2$ . Т.е. показатель адиабаты газа Ван-дер-Ваальса без учета взаимодействия молекул совпадает с показателем для идеального газа. Таким образом, уравнение (3.103) более точно описывает адиабатный процесс, чем уравнение (3.100), которое дает малую погрешность лишь на самой начальной стадии расширения ПВ.

Основным препятствием для получения количественных результатов с помощью уравнения Ван-дер-Ваальса является сложность в определении числа степеней свободы молекул ПВ и поправки  $b$  (коволума). При температурах  $T = 3 \div 4$  кК у некоторых молекул (тяжелых) возбуждаются колебательные степени свободы и необходимо рассматривать квантовую теплоемкость, т.е. распределение Бозе-Эйнштейна. Теоретическое значение средней степени свободы  $\bar{i}$  для смеси газов найти сложно. Однако, если не учитывать колебательные степени свободы, то, зная состав продуктов детонации, среднее значение  $\bar{i}$  можно определить, используя уравнение Клапейрона. Поправку  $b$  теоретически определить очень трудно. Для бризантных ВВ, используемых в горном деле, она изменяется в пределах  $1,5V_{мол} < b \leq 3V_{мол}$ , где  $V_{мол}$  – объем молекул в моле газа.

Для более точного определения показателя адиабаты  $\gamma$  и поправки  $b$  определим связь показателей адиабаты  $n$  и  $\gamma$ . Для этого рассмотрим увеличение объема ПВ от  $V_{мн}$  до  $V_m = V_{мн} + \Delta V$ , где  $V_{мн}$  – объем моля при давлении  $p_n$ . При малом изменении объема  $\Delta V \ll V_{мн}$  адиабаты (3.100) и (3.103) должны давать одинаковые результаты:

$$p_n V_{мн}^n = (p - \Delta p)(V_{мн} + \Delta V)^n; \quad p_n (V_{мн} - b)^\gamma = (p - \Delta p)(V_m - b + \Delta V)^\gamma.$$

Деление уравнений дает

$$\left(1 + \frac{\Delta V}{V_{мн}}\right)^n = \left(1 + \frac{\Delta V}{V_{мн} - b}\right)^\gamma.$$

Учитывая малость  $\Delta V$ , разлагаем правую и левую часть в ряд, берем два члена разложения и получаем

$$n = \frac{\gamma}{1 - \frac{b}{V_{мн}}}. \quad (3.105)$$

Зависимость показателя  $n$  от объема ПВ легко получить, подставив в (3.105) вместо  $V_{мн}$  объем газа  $V$

$$n = \frac{\gamma}{1 - \frac{vb}{V}}. \quad (3.106)$$

Формулу (3.106) можно записать в виде

$$n = \frac{\gamma}{1 - b_1}, \quad (3.107)$$

где  $b_1$  – недоступный объем для молекул в  $1 \text{ м}^3$  или коволюм, отнесенный к  $1 \text{ м}^3$  ПВ при начальных значениях  $p_n$  и  $T_n$ . Коволуом  $b_1$  равен

$$b_1 = \frac{\rho_n}{M} b, \quad (3.108)$$

где  $\rho_n$  – плотность ПВ при  $p = p_n$ ;  $\bar{M}$  – средняя молярная масса молекул ПВ.

Таким образом, зная экспериментальное значение показателя адиабаты  $n$  и коволюма  $b_1$ , можно определить значение  $\gamma$  по формуле (3.107). Кроме того, коволюм  $b_1$  можно определить из уравнения Ван-дер-Ваальса, записанного для объема  $V_n = 1 \text{ м}^3$ ,

$$p_n(1 - b_1) = \frac{\rho_n}{M} RT \Leftrightarrow b_1 = 1 - \frac{\rho_n RT}{p_n \bar{M}}. \quad (3.109)$$

Сравним работу продуктов взрыва, определяемую адиабатой с показателем  $n$  и  $\gamma$ . Работа ПВ при адиабатном процессе с показателем  $n$  равна

$$A_1 = \frac{p_n V_n}{n - 1} \left( 1 - \left( \frac{V_n}{V} \right)^{n-1} \right). \quad (3.110)$$

Работа ПВ при адиабатном процессе с показателем  $\gamma$  имеет вид:

$$A_1 = \frac{p_n (V_n - vb)}{\gamma - 1} \left( 1 - \left( \frac{V_n - vb}{V - vb} \right)^{\gamma-1} \right). \quad (3.111)$$

Если взять часть скважины с объемом  $1 \text{ м}^3$  и ввести переменную  $k = r/r_c$ , где  $r_c, r$  – соответственно начальный и текущий радиус скважины, то работы  $A_1$  и  $A_2$  можно записать в виде:

$$A_1 = \frac{p_n}{n - 1} (1 - k^{-2(n-1)}); \quad A_2 = \frac{p_n (1 - b_1)}{\gamma - 1} \left( 1 - \left( \frac{1 - b_1}{k^2 - b_1} \right)^{\gamma-1} \right). \quad (3.112)$$

Для примера, найдены отношения  $A_2/A_1$  при типичных для бризантных ВВ значениях  $n = 3$ ;  $b_1 = 0,57$ ;  $\gamma = 1,29$ . Получено, что при  $k = 1,5$ ;  $2$ ;  $2,5$  значения  $A_2/A_1 = 1,27$ ;  $1,52$ ;  $1,72$ .

Таким образом, полученные формулы более точно определяют зависимость давления от объема продуктов взрыва и их работу при расширении [145].

### 3.8 Исследование процессов, протекающих при взрыве накладного кумулятивного заряда из насыпного взрывчатого вещества

Для разрушения негабаритных кусков горной массы, полученной в результате массового взрыва, применяют кумулятивные заряды из тротила. Эффективность таких зарядов невелика, а стоимость высокая, поэтому разработка накладного заряда из дешевого взрывчатого вещества (ВВ) весьма актуальна [146].

Для разработки конструкции накладного заряда, выбора состава ВВ необходимо знать, как должна меняться нагрузка на негабарит в зависимости от времени. Необходимо оценить максимальное и минимальное давление в полости взрыва.

Для оценки максимального давления в полости взрыва рассмотрим механизм образования ударной волны (УВ) в породе [147]. Необходимость этого диктуется тем, что распространение УВ в породе сопровождается огромной потерей энергии продуктов взрыва (ПВ), идущей на раздавливание породы. Потери энергии можно оценить, зная начальную и конечную крупность куска породы (в предположении об идентичности формы кусков всех крупностей). Отношение линейных размеров исходного куска и частицы, образованной в результате прохождения волны, можно определить, учитывая, что, как будет показано ниже, минимальный размер ее равен приблизительно «ширине» фронта ударной волны. Таким образом, удельные потери энергии (в расчете на единицу объема) на раздавливание породы в УВ можно определить по формуле [107]

$$\varepsilon = \frac{A\sigma_{\tau}^2 d^3}{E} \left( \frac{2}{\beta} - 1 \right), \quad (3.113)$$

где  $A$  – размерный коэффициент, зависящий от угла нагружения и коэффициента Пуассона, изменяющийся от 4 до 16;  $\beta$  – коэффициент неоднородности Вейбулла (для гранита и мрамора  $\beta \approx 6$ );  $d$  – размер частицы;  $\sigma_{\tau}$  – предел прочности породы при растяжении;  $E$  – модуль Юнга.

Численные оценки показывают, что на раздавливание 1 кубического метра гранита в УВ необходима энергия  $\varepsilon \sim 1$  ГДж.

Тот же порядок энергии можно получить, если оценить работу адиабатического расширения ПВ:

$$A = \int_{V_n}^{V_y} \frac{P_n V_n^k}{V^{k(V)}} dV, \quad (3.114)$$

где  $V_n, V_y$  – начальный и конечный объем ПВ;  $P_n$  – начальное давление ПВ;  $k(V)$  – показатель адиабаты при давлении  $P$ .

В результате выполненных исследований получено уравнение состояния продуктов взрыва ВВ с добавками, позволяющее определить термодинамические параметры добавок в ВВ, с помощью которых можно увеличивать ширину зоны химических реакций и стабилизировать давление продуктов взрыва в необходимом диапазоне. При этом установлены неизвестные ранее зависимости показателя адиабаты ВВ с добавками и без них от размера объема ПВ. Эти результаты позволяют определять параметры ВВ с добавками, обеспечивающими зоны переизмельчения и улучшающими качество дробления [108].

Минимальное давление, необходимое для раскалывания негабарита, можно оценить из формулы

$$P_m = \sigma_c = \sqrt{\frac{E\gamma}{\pi l}}, \quad (3.115)$$

где  $E$  – модуль упругости;  $\gamma$  – работа разрушения на единицу новой поверхности тела;  $l$  – размер негабарита;  $\sigma_c$  – критическое напряжение.

Минимальное давление можно также получить, зная, что для трещины в граните длиной  $l_1 = 10^{-5}$  м  $\sigma_{c1} = 3 \cdot 10^9$  Па [9]. Для трещины длиной  $l_2 = 1,6$  м  $\sigma_{c2} = \sigma_{c1} \sqrt{\frac{l_1}{l_2}} \approx 10^7$  Па.

Время раскалывания негабарита можно приближенно определить, учитывая, что скорость роста трещины  $V_{mp} \approx 0,4C_l$ ,

$$t \approx l/V_{mp} = 0,6 \div 1 \text{ мс}. \quad (3.116)$$

За это время давление в полости взрыва должно упасть на два порядка. Критическое напряжение в негабарите падает с расстоянием



от полости взрыва пропорционально  $r^{-0,5}$ , а квазистатическое напряжение  $\sigma_{2r}$  убывает пропорционально  $r^{-1}$ . С учетом потерь энергии в волне напряжений в граните напряжения в ней будут убывать по закону  $r^{-(1,1 \div 1,3)}$ . Таким образом, для раскалывания негабарита необходимо, чтобы начальное давление ПВ было равно  $P_{kp} = 3$  ГПа и чтобы за время  $t \approx 1$  мс оно снизилось на 2-3 порядка. Так как напряжения в негабарите уменьшаются быстрее, чем нужно для роста трещины, то начальное давление должно быть больше  $P_{kp}$  в несколько раз.

С учетом вышеизложенного рассмотрены газодинамические процессы, протекающие при взрыве накладного заряда взрывчатого вещества. После инициирования насыпного заряда возникает детонационная волна, падающая на кумулятивную выемку. С поверхности выемки начинают истекать ПВ. ПВ разлетаются под углом  $\pm(7^\circ \div 14^\circ)$  к нормали, проведенной к поверхности выемки. В вершине конуса формируется кумулятивная струя. Давление ПВ в струе в 3-4 раза больше давления во фронте детонационной волны, а скорость газов в струе равна 45 км/с. Время воздействия струи на породу равно в нашем случае  $t = 30 \div 40$  мкс. В породе и струе возникают УВ, параметры которых можно найти из уравнений

$$u_n = \sqrt{(P_n - P)(1 - \sqrt[3]{P/P_n})/\rho_n} = \sqrt{P_n(1 - 1/\sqrt[4]{1 + P_n/A})/\rho_0};$$

$$D_y = P_y/(\rho_0 u_y); \quad D'_y = P_y/(\rho_y u'_y), \quad (3.117)$$

где  $u_n$  – скорость струи;  $P_n$  – давление ПВ в струе;  $u_y$  – скорость течения породы за фронтом УВ;  $D_y$  – скорость УВ в граните;  $D'_y$  – скорость УВ в ПВ;  $\rho_y$  – плотность ПВ за фронтом УВ в ПВ;  $u'_y$  – скорость ПВ за фронтом УВ.

Когда  $u_n = 4500$  м/с,  $P_n = 1,5 \cdot 10^{10}$  Па,  $\rho_n = 1200$  кг/м<sup>3</sup>,  $\rho_0 = 2500$  кг/м<sup>3</sup>, численные расчеты дают начальные параметры УВ в граните:  $P_y = 4,2 \cdot 10^{10}$  Па,  $u_y = 1945$  м/с,  $D_y = 8637$  м/с, УВ в граните затухает на пути в несколько сантиметров.

На этом заканчивается первая (динамическая) стадия процесса взрыва. После действия струи на негабарит начинается вторая стадия – квазистатический разлет забойки. В этом случае можно пренебречь волновыми процессами в полости взрыва. Рассмотрим движение забойки, которое определяет квазистатическое воздействие ПВ на негабарит. Пусть заряд ВВ имеет форму полусферы, покрытой шаровым слоем забойки. Радиус заряда –  $r_0$ , а наружный радиус забойки –  $R$ .

Плотность материала забойки –  $\rho_3$ . Из центра заряда вырезаем часть заряда ВВ массой  $dm_{BB}$ :

$$dm_{BB} = \frac{\rho_{BB}}{3} r_0^3 d\Omega \quad (3.118)$$

и часть забойки массой  $dm_3$

$$dm_3 = \frac{\rho_3}{3} (R^3 - r_0^3) d\Omega. \quad (3.119)$$

В формулах (3.118), (3.119) учтено, что  $dS = r^2 d\Omega$ .

Уравнение движения части забойки массой  $dm_3$  имеет вид

$$dm_3 \frac{dV}{dr} \frac{dr}{dt} = P(r) r^2 d\Omega, \quad (3.120)$$

где  $r$  – радиус полости взрыва в момент времени  $t$ ;  $P(r)$  – давление ПВ в момент времени  $t$ .

Давление  $P(r)$  находим из уравнения Пуассона

$$P(r) = \bar{P}_n (V_n / V)^3, \quad (3.121)$$

где  $V$  – объем ПВ в момент времени  $t$ ;  $\bar{P}_n$  – начальное давление ПВ в предположении мгновенной детонации и учета их расширения в кумулятивную выемку.

Подставив выражения  $dm_3$ ,  $\bar{P}_n = \rho_{BB} D^2 / 8$ ,  $V = dr / dt$  в уравнение движения (3.120) и проинтегрировав, получим

$$V = \sqrt{\frac{\rho_{BB} \left(1 - \frac{r_0^6}{r^6}\right)}{\rho_3 \left[\left(\frac{R}{r_0}\right)^3 - 1\right] \cdot 2}} \cdot \frac{D}{2}. \quad (3.122)$$

Подстановка числовых значений показывает, что при значениях  $r = 1,2 \div 1,3 r_0$  скорость забойки становится равной  $V \approx 0,5$  м/с.

Уравнение (3.122) можно записать в виде

$$\frac{dr}{\sqrt{1 - \frac{r_0^6}{r^6}}} = \frac{D}{2} \sqrt{\frac{\rho_{BB}}{\rho_3 \left( \left( \frac{R}{r_0} \right)^3 - 1 \right)}} dt. \quad (3.123)$$

Численное решение этого уравнения позволяет заключить, что полость взрыва раскрывается за  $t = 80$  мкс (полость мы считаем раскрытой, если  $r = 1,2r_0$ ).

После раскрытия полости начинается третья стадия взрыва кумулятивного заряда – разлет ПВ в воздух. К моменту раскрытия забойки давление в ПВ можно определить по формуле

$$P = \bar{P}_n (r_0 / r_1)^9 \approx 10^8 \text{ Па}. \quad (3.124)$$

Давление  $P$  превышает давление, при котором трещины прекращают рост. При осторожной оценке время  $t_1$ , за которое давление возле оси заряда вблизи породы упадет до критического, можно положить равным времени прохождения волны разрежения от поверхности заряда до его центра и назад

$$t_1 \approx \frac{2r_0}{C_n} \approx 15 \text{ мкс}, \quad (3.125)$$

где  $\langle C_n \rangle$  – средняя скорость волны разрежения туда и обратно.

Необходимо учесть, что фактически разлет ПВ в воздух начинается несколько раньше, так как разные части забойки двигаются с различными скоростями, и сплошность забойки будет нарушаться. Таким образом, забойка накладного заряда, обладая относительно большой инертностью, существенно повышает время воздействия заряда на негабарит, что приводит к увеличению его активной части. Проведенные оценочные расчеты показывают, что кумулятивные заряды из порошкового аммонита с забойкой не только могут заменить заряды из тротила, но оказываются еще более эффективными.

### 3.9 Исследование давления в полости взрыва скважинного заряда бризантного взрывчатого вещества

Напряжения в породе, возникающие при взрыве, существенно зависят от давления продуктов взрыва (ПВ) [148]. При дроблении крепких и очень крепких горных пород применяются взрывчатые вещества (ВВ), во фронте детонационной волны (ДВ) которых давление ПВ повышается до 2-5 ГПа за время, примерно равное 1 мкс. В этом случае ширина фронта ударной волны (УВ)  $\ell$  в породе оценивается по формуле [149]

$$\ell \approx h \frac{C_p}{2D} \approx \frac{h}{2}, \quad (3.126)$$

где  $h$  – ширина зоны химических реакций;  $C_p$  – скорость волны напряжений в породе;  $D$  – скорость детонации ВВ.

Средний модуль градиента напряжений во фронте УВ (или волны напряжений) в породе можно определить по формуле

$$|\overline{\text{grad}\sigma}| = \frac{\Delta\sigma_r}{\Delta r} = \frac{P_n}{\ell} = \frac{2P_n}{h}, \quad (3.127)$$

где  $P_n$  – давление на химпике ДВ.

Для бризантных ВВ  $|\overline{\text{grad}\sigma}| = 1 \div 10$  ГПа. Если ограничить минимальный размер частиц  $\ell_m$ , на которые разрушается порода, то требуемый модуль градиента напряжений можно оценить по формуле

$$|\overline{\text{grad}\sigma}| \approx \frac{\sigma_d}{\ell_m}, \quad (3.128)$$

где  $\sigma_d$  – динамический предел прочности породы при сжатии.

При взрыве модуль градиента напряжений у стенки скважины на один, два порядка больше, чем необходимо для разрушения, что приводит к переизмельчению породы у стенки скважины. Для его уменьшения необходимо увеличить ширину зоны химических реакций на один, два порядка. Оценим, как должно изменяться давление

ПВ в скважине со временем. Установлено, что за время  $\Delta t$ , которое можно оценить по формуле

$$\Delta t \sim \frac{x}{2D}, \quad (3.129)$$

где  $x$  – длина взорванной части заряда, даже в недеформируемой трубе за фронтом ДВ давление ПВ убывает до  $0,3P_n$ .

Если учесть расширение полости взрыва, то на начальной стадии давление ПВ в ней убывает по закону

$$P = P_n \left( \frac{d_c}{d} \right)^{2n}, \quad (3.130)$$

где  $d_c$  – диаметр скважины;  $d$  – текущий диаметр полости взрыва при расширении ПВ;  $n$  – показатель адиабаты ПВ.

Напряжения в цилиндрической волне убывают с расстоянием пропорционально  $r^{-k}$ , где  $r$  – расстояние от оси скважины,  $k$  – показатель затухания ( $k = 1$  при отсутствии разрушений,  $k = 2$  для хрупко разрушаемых пород). Статические напряжения в упругой среде, создаваемые газом в цилиндрической полости, изменяются с расстоянием по закону

$$\sigma_r(r) = P_n \left( \frac{r_c}{r} \right)^2, \quad (3.131)$$

где  $P_n$  – давление газа в полости;  $r_c$  – радиус полости;  $r$  – расстояние до оси полости.

Если учесть уменьшение напряжений при разрушении породы, то показатель степени в выражении (3.131) нужно увеличить. Закон уменьшения напряжений в разрушаемой породе можно получить, задав функцию распределения трещин по длине, которая имеет вид:

$$f(\ell) = f_0 \exp(-\alpha\ell), \quad (3.132)$$

где  $f_0$  – постоянная, определяемая из условий нормировки функции;  $\ell$  – длина трещины;  $\alpha$  – коэффициент, зависящий от трещиноватости породы.

Из условия нормировки следует, что  $f_0 = \alpha$ . Число трещин  $\Delta N$  длиной от  $\ell$  до  $\ell + \Delta \ell$  в одном кубическом метре породы можно определить из формулы

$$\Delta N = \alpha N \int_{\ell}^{\ell + \Delta \ell} \exp(-\alpha \ell) d\ell, \quad (3.133)$$

где  $N$  – общее число трещин в одном кубическом метре породы.

Значение  $N$  можно определить, зная, что трещины длиной  $\ell_1$  располагаются в породе на расстоянии  $a$  между краями трещин и на расстоянии  $b$  между трещинами [13]. Действительно, число трещин длиной от  $\ell_1$  до  $\ell_1 + d\ell$  в одном кубическом метре породы равно  $dN$

$$dN = \left( (a + \ell_1)^{-2} - (a + \ell_1 + d\ell)^{-2} \right) / b = \frac{2d\ell}{(a + \ell_1)^2 b}. \quad (3.134)$$

Согласно (3.133)

$$dN = \alpha N \exp(-\alpha \ell_1) d\ell. \quad (3.135)$$

Приравняв правые части (3.134) и (3.135), получим

$$N = \frac{2 \exp(\alpha \ell_1)}{\alpha b (a + \ell_1)^3}. \quad (3.136)$$

Затраты энергии  $\Delta W / \Delta V$  на чистое дробление и разупрочнение, то есть на образование новой поверхности в единице объема породы, по Гриффитсу, равны

$$\frac{\Delta W}{\Delta V} = \gamma \Delta S, \quad (3.137)$$

где  $\gamma$  – работа образования единицы свободной поверхности породы;

$\Delta S$  – приращение поверхности трещин в одном кубическом метре породы.

Положим, что трещины системные, имеют форму дисков и подвергаются одноосному растяжению. Приращение площади всех тре-

щин, начиная с некоторых длиной  $l_{\min}$  за счет увеличения их длины на  $\Delta l$ , можно найти по формуле

$$\begin{aligned} \Delta S &= \frac{4\Delta l \exp(\alpha l_1) \alpha}{b(a + l_1)^3} \int_{l_{\min}}^{l_{\max}} l \exp(-\alpha l) dl = \\ &= \frac{4\Delta l \exp(\alpha l_1)}{b(a + l_1)^3} \left( \exp(-\alpha l_{\min}) \left( l_{\min} + \frac{1}{\alpha} \right) - \exp(-\alpha l_{\max}) \left( l_{\max} + \frac{1}{\alpha} \right) \right), \end{aligned} \quad (3.138)$$

где  $b$  – среднее расстояние между трещинами длиной  $l_1$ .

Удельные затраты энергии на разупрочнение для системных трещин при одноосном растяжении равны

$$\frac{\Delta W}{\Delta V} = \frac{4\gamma \Delta l \exp(\alpha l_1)}{b(a + l_1)^3} \left( \exp(-\alpha l_{\min}) \left( l_{\min} + \frac{1}{\alpha} \right) - \exp(-\alpha l_{\max}) \left( l_{\max} + \frac{1}{\alpha} \right) \right). \quad (3.139)$$

Когда трещины ориентированы хаотически, то общее число трещин в единице объема равно  $N = \frac{3 \exp(\alpha l_1)}{d^4}$ , где  $d$  – среднее расстояние между центрами дискообразных трещин.

При росте трещин длиной  $l$  на  $\Delta l$  площадь трещин возрастает на  $dS = 4l \Delta l dN / \pi$ .

Увеличение площади всех трещин в единице объема породы равно

$$\begin{aligned} \Delta S &= \frac{12\Delta l \alpha \exp(\alpha l_1)}{\pi d^4} \int_{l_{\min}}^{l_{\max}} l \exp(-\alpha l) dl = \\ &= \frac{12\Delta l \exp(\alpha l_1)}{\pi d^2} \left( \exp(-\alpha l_{\min}) \left( l_{\min} + \frac{1}{\alpha} \right) - \exp(-\alpha l_{\max}) \left( l_{\max} + \frac{1}{\alpha} \right) \right). \end{aligned} \quad (3.140)$$

Удельные затраты энергии на развитие трещин на  $\Delta l$  от длины  $l_{\min}$  до  $l_{\max}$  имеют вид

$$\frac{\Delta W}{\Delta V} = \frac{12\Delta l \gamma \exp(\alpha l_1)}{\pi d^2} \left( \exp(-\alpha l_{\min}) \left( l_{\min} + \frac{1}{\alpha} \right) - \exp(-\alpha l_{\max}) \left( l_{\max} + \frac{1}{\alpha} \right) \right). \quad (3.141)$$

Согласно Гриффитсу, при напряжении  $\sigma$  начинает расти трещина длиной  $\ell = 4\gamma E / \pi\sigma^2$ , где  $E$  – модуль упругости породы, поэтому (3.141) можно записать в виде

$$\frac{\Delta W}{\Delta V} = \frac{12\gamma\Delta\ell \exp(\alpha\ell_1)}{\pi d^2} \left( \exp\left(-\frac{4\gamma E\alpha}{\pi\sigma_{\min}^2} \left(\frac{4\gamma E}{\pi\sigma_{\min}^2} + \frac{1}{\alpha}\right)\right) - \exp\left(-\frac{4\gamma E\alpha}{\pi\sigma_{\max}^2} \left(\frac{4\gamma E}{\pi\sigma_{\max}^2} + \frac{1}{\alpha}\right)\right) \right). \quad (3.142)$$

Учитывая (3.130), (3.131), (3.142) и (3.141), можно сделать вывод, что давление в полости взрыва должно не убывать за фронтом ДВ, а возрастать по закону, который следует из (3.130)

$$P = P_n (r/r_c)^{2n}. \quad (3.143)$$

Таким образом, для эффективного дробления породы при взрыве необходимо, чтобы максимальное давление в полости взрыва было сравнимо по порядку, но превышало динамический предел прочности породы при сжатии. Кроме этого, по мере увеличения объема полости давление ПВ в ней не должно уменьшаться в течение примерно 10 мс.

Увеличить ширину зоны химических реакций, уменьшить максимальное давление в полости взрыва и частично стабилизировать давление ПВ на уровне максимального можно, используя два типа взрывчатых веществ или вводя добавки в ВВ. Так, при использовании двух типов ВВ можно, например, готовить патроны из эмульсионных взрывчатых веществ, центральная часть которых заполнена хорошо детонирующим ВВ, а периферийный цилиндрический слой – флегматизированным ВВ. Флегматизированное ВВ должно детонировать в режиме недосжатой ДВ, в этом случае волновые процессы в сечении, перпендикулярном оси скважины, будут возбуждать последующие ДВ.

Оценим начальные параметры УВ в цилиндрическом слое ВВ (ВВ1). Радиальная составляющая скорости ПВ на границе раздела взрывчатых веществ  $u_r$  определяется из уравнения [105]

$$u_r = \frac{2n_2 D}{n^2 - 1} \left( 1 - \left( \frac{P_y}{P_n} \right)^{\frac{n_2 - 1}{2n_2}} \right), \quad (3.144)$$



где  $n_2$  – показатель адиабаты ПВ центральной части заряда ВВ (ВВ2);  $P_y$  – давление во фронте УВ;  $P_n$  – давление на поверхности Чепмена-Жуге продуктов взрыва ВВ2.

Радиальная составляющая скорости частиц ВВ1, прилегающих к ВВ2, также равна  $u_r$  и находится из формулы

$$u_r = \sqrt{P_y (1 - (1 + P_y / A))^{\frac{1}{m}} / \rho_{01}}, \quad (3.145)$$

где  $\rho_{01}$  – плотность ВВ1;  $A, m$  – коэффициенты Тэта для ВВ1.

Скорость  $u_r$  и давление  $P_y$  находятся из уравнений (3.144) и (3.145), а скорость ударной волны  $D_y$  в ВВ1 определяется следующим образом:

$$D_y = \frac{P_y}{\rho_{01} u_r}. \quad (3.146)$$

Массовая скорость частиц ВВ1 на границе раздела взрывчатых веществ равна

$$u = \sqrt{u_r^2 + u_z^2}, \quad (3.147)$$

где  $u_z$  – осевая составляющая скорости ПВ центральной части ВВ:

$$u_z = \frac{D}{n_2 + 1}. \quad (3.148)$$

Начальный угол полураствора  $\varepsilon$  конической УВ в ВВ1 равен

$$\varepsilon = \arcsin\left(\frac{D_y}{D}\right). \quad (3.149)$$

Следует, что начальные параметры УВ позволяют определять лишь верхнюю границу параметров волны на контакте взрывчатых веществ. Когда давление ПВ ВВ2 равно  $P_r$ , то, исходя из законов сохранения массы и импульса, давление на стенки скважины можно оценить из выражения

$$P \leq \left( \frac{r_3}{r_c} \right)^2, \quad (3.150)$$

где  $r_3$  – радиус заряда ВВ2;  $r_c$  – радиус скважины.

Давление  $P_2$ , в свою очередь, изменяется в зависимости от величины текущего радиуса полости взрыва ВВ2 по закону:

$$P_2 \approx P_n \left( \frac{r_3}{r_n} \right)^{2n}, \quad (3.151)$$

где  $r_n$  – радиус полости взрыва ВВ2.

В выбранном сечении заряда в первые микросекунды с момента детонации продукты взрыва ВВ2 будут совершать пульсации в радиальном направлении с периодом

$$t_n \approx \frac{2r_n}{\langle C \rangle} \approx \frac{4r_3}{D}, \quad (3.152)$$

где  $\langle C \rangle$  – средняя скорость звука в продуктах взрыва ВВ2.

Подстановка числовых значений в полученные формулы позволяет сделать вывод, что получить начальное давление на стенки скважины, не превышающее 0,1 ГПа ( $P_2 \leq 0,1$  ГПа), не составляет труда. Время детонации ВВ1 в любом сечении скважины можно изменить путем изменения состава и структуры ВВ. Когда ВВ1 неоднородно по плотности и ударной сжимаемости, то течение его за фронтом УВ будет также сильно неоднородно. Действительно, выделим в ВВ1 «частицу» большой плотности и малой ударной сжимаемости и «частицу» малой плотности и большой сжимаемости. Тогда УВ в первой «частице» имеет большую скорость, чем во второй, в то время, как массовая скорость вещества в первой «частице» меньше, чем во второй. Поэтому при одинаковых размерах «частиц» первая начнет двигаться раньше второй, а ее скорость будет меньше второй. Так как в первые микросекунды волны сжатия и разрежения в перпендикулярном сечении скважины достаточно сильны, то «частицы» все время будут двигаться с разными ускорениями и скоростями. Кинетическая энергия «частиц» полностью переходит во внутреннюю. Таким образом, чем неоднородней ВВ1 по плотности и сжимаемости, тем меньше «зона химических реакций» и наоборот.

Увеличить зону химических реакций можно с помощью добавок в ВВ, которые должны отбирать энергию у ПВ до поверхности Чемпена-Жуге и отдавать или выделять энергию за ней. Кроме этого, часть тепловой энергии ПВ они преобразуют в упругую. Следует отметить, что инертные добавки должны иметь большие теплоемкость и теплоту фазовых переходов, а критическое давление вещества добавок для крепких и очень крепких пород должно измеряться сотнями мегапаскалей. В противном случае энергия обратного фазового перехода не будет использоваться при дроблении породы. Следует учитывать, что вода не удовлетворяет ни одному из этих требований, а случай с алюматолом требует отдельного рассмотрения. В качестве добавок используют вещества, которые за поверхностью Чемпена-Жуге вступают в экзотермические реакции. Весьма перспективными являются горючие вещества, не детонирующие в полости взрыва.

### **3.10 Определение коэффициентов в уравнении Тэта для многокомпонентных конденсированных сред**

---

До настоящего времени основная часть полезных ископаемых добывается при широком использовании взрывных работ. Возрастающие объемы применения химических взрывчатых веществ (ВВ) в горнодобывающей промышленности и строительстве особо остро ставят проблему повышения эффективности их использования на разрушение горных пород.

В Украине на разрушение горных пород расходуется около 20% выработанной энергии. Только численность карьеров, добывающих стройматериалы, составляет 258. Ежегодно разрушается и измельчается более 100 млн. т руды. При этом коэффициент использования энергии взрыва не превышает 5–6%. Происходит экологическое загрязнение окружающей среды. При массовых взрывах присутствует достаточно большой процент негабаритных фракций, а высокая прочность кусков горной массы приводит при повторном дроблении к большой затрате электроэнергии и износу дробилок. При дроблении гранита сортность щебня недостаточно высокая, а при добыче драгоценного минерального сырья наблюдается большой процент брака. Повышение интенсивности дробления горных пород энергией взрыва связано с увеличением удельного расхода ВВ, что, как правило, ведет

к возрастанию затрат энергии взрывчатого вещества на получение единицы готовой продукции. В свою очередь, повышение энергонасыщенности массива на карьерах нерудных строительных материалов приводит к нежелательному увеличению выхода переизмельченной горной массы, разупрочнению и разлету кусков породы и усилению сейсмического эффекта. Поэтому необходимо создание разнообразных методов и способов взрывного воздействия на массив, позволяющих без увеличения энергозатрат достигать требуемой степени дробления пород взрывом. На этом основывается разработка новых методов и способов взрывного дробления для подготовки горной массы, соответствующей определенным технологическим требованиям для различных предприятий. К методам выполнения взрывных работ при подготовке горной массы предъявляются жесткие требования, удовлетворение которых возможно лишь на основе теории действия взрыва и научных экспериментов, которые позволят повысить эффективность взрывных работ путем разработки инженерных методов управления энергией взрыва и повышения его полезной работы, в том числе и при проведении подземных выработок горнодобывающих предприятий [122, 150, 151]. В связи с этим весьма важно исследование процессов, протекающих при взрыве, особенно в горных породах, в которых достаточно часто встречаются многокомпонентные среды.

В настоящее время известно большое число уравнений состояния для многокомпонентных сред, но их, как правило, нельзя использовать для описания ударных волн. Известны несколько ударных адиабат для однородных сред. Одной из самых простых и достаточно точных является адиабата в форме Тэта (2.75) [105, 152, 153].

Определим значение коэффициентов  $A$ ,  $m$  для многокомпонентной среды из конденсированных веществ при известных значениях  $A_i$ ,  $m_i$  для каждой компоненты.

Пусть имеем среду, содержащую твердые и жидкие компоненты. Причем, ударная сжимаемость вещества компонент описывается уравнением Тэта (2.75).

Вначале рассмотрим среду, состоящую из двух компонент. Пусть вещества компонент распределены равномерно. Первая компонента занимает часть объема вещества  $\alpha_1$ , а вторая –  $\alpha_2$ . Если начальный объем вещества  $V_0$ , то при давлении  $p$  объем станет  $V = V_1 + V_2$ , где  $V_1$ ,  $V_2$  – объем первой и второй компоненты. Запишем уравнение Тэта для среды и каждой компоненты:

$$p = A \left( \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^m - 1 \right) = A \left( \left( \frac{V}{V_0} \right)^m - 1 \right),$$

$$p = A_1 \left( \left( \frac{\alpha_1 V_0}{V_1} \right)^{m_1} - 1 \right), \quad p = A_2 \left( \left( \frac{\alpha_2 V_0}{V_2} \right)^{m_2} - 1 \right), \quad (3.153)$$

где  $A$ ,  $m$ ;  $A_1$ ,  $m_1$ ;  $A_2$ ,  $m_2$  – соответственно коэффициенты в уравнении Тэта для среды, первой и второй компонент.

Так как давление за фронтом ударной волны (УВ) много больше динамических пределов прочности веществ [122, 128], то давление в компонентах будет одинаково. С учетом формул (3.153), объем  $V$  можно записать в виде

$$V_0 \left( \frac{p}{A} + 1 \right)^{-\frac{1}{m}} = V_0 \left( \frac{p}{A_1} + 1 \right)^{-\frac{1}{m_1}} \alpha_1 + V_0 \left( \frac{p}{A_2} + 1 \right)^{-\frac{1}{m_2}} \alpha_2. \quad (3.154)$$

Уравнение (3.154) содержит три переменных. В работе [154] получена формула, определяющая давление, необходимое для возбуждения стационарной УВ в веществе:

$$p_s = \frac{2mA}{m+1} \quad (3.155)$$

Если учесть, что скорость продольной волны напряжений в веществе при атмосферном давлении равна [105]

$$C_0 = \sqrt{\frac{mA}{\rho_0}}, \quad (3.156)$$

то формулу (3.155) можно записать в виде

$$p_s = \frac{2\rho_0 C_0^2}{m+1}. \quad (3.157)$$

Подставим (3.156), (3.157) в (3.154) и получим уравнение коэффициента  $m$  двухкомпонентной среды

$$\left(\frac{2m}{m+1} + 1\right)^{-\frac{1}{m}} = \alpha_1 \left(\frac{2\rho_0 C_0^2}{A_1(m+1)} + 1\right)^{-\frac{1}{m_1}} + \alpha_2 \left(\frac{2\rho_0 C_0^2}{A_2(m+1)} + 1\right)^{-\frac{1}{m_2}}, \quad (3.158)$$

где  $\rho_0 = \alpha_1 \rho_1 + \alpha_2 \rho_2$ ;  $\rho_1, \rho_2$  – плотность вещества компонентов;  $C_0$  – скорость волны напряжений в двухкомпонентной среде.

Уравнение (3.158) решается численно. Определив  $m$ , находим значение коэффициента  $A$  из формулы (3.156). Кроме этого, определяем давление, необходимое для возбуждения стационарной плоской ударной волны.

В случае, когда среда состоит из  $n$ -компонентов, уравнение (3.158) записывается в виде

$$\left(\frac{2m}{m+1} + 1\right)^{-\frac{1}{m}} = \sum_{i=1}^{i=n} \alpha_i \left(\frac{2\rho_0 C_0^2}{A_i(m+1)} + 1\right)^{-\frac{1}{m_i}}, \quad (3.159)$$

где  $i$  – индекс  $i$ -ой компоненты.

Следует отметить, что скорость волны напряжений в многокомпонентной среде зависит от соотношения размеров частиц вещества и длины волны, скорость которой измеряют. Необходимо, чтобы длина волны была много больше размера частиц вещества. Особенно это надо учитывать при определении скорости упругих волн в трещиноватых горных породах.

Так как при определении коэффициентов  $A$  и  $m$  для многокомпонентной среды необходимо знать скорость волн напряжений, то получим формулу, позволяющую по известным коэффициентам  $A_i$  и  $m_i$  для каждой компоненты оценить эту скорость.

Скорость волны напряжений  $C$  равна [155]

$$C = \sqrt{-\frac{V}{\rho} \cdot \frac{dp}{dV}}, \quad (3.160)$$

где  $\rho, V$  – соответственно плотность среды и её объём при давлении  $p$ .

Рассмотрим случай, когда наименее сжимаемая компонента среды не образует скелет. Это наблюдается при её объёме, меньшем 0,74 объёма среды (максимально плотно упакованные шары занимают

74% объёма [156]). В этом случае все компоненты испытывают одинаковое давление. Производную  $\frac{dp}{dV}$  можно записать в виде

$$\frac{dp}{dV} = \frac{dp}{dV_1 + dV_2}, \quad (3.161)$$

где  $dV_1$ , и  $dV_2$  – изменение объёма первой и второй компоненты при возрастании давления на  $dp$ .

Из уравнений (3.153) получаем

$$V_1 = \alpha_1 V_0 \left( \frac{p}{A_1} + 1 \right)^{\frac{1}{m_1}}, \quad dV_1 = -\frac{\alpha_1 V_0}{A_1 m_1} \left( \frac{p}{A_1} + 1 \right)^{-\left(1 + \frac{1}{m_1}\right)} dp \quad (3.162)$$

Записав  $dV_2$  и подставив  $dV_1$  и  $dV_2$  в формулу (3.160), получим

$$C = \sqrt{\frac{V}{V_0 \rho \left( \frac{\alpha_1}{A_1 m_1} \left( \frac{p}{A_1} + 1 \right)^{-\left(1 + \frac{1}{m_1}\right)} + \frac{\alpha_2}{A_2 m_2} \left( \frac{p}{A_2} + 1 \right)^{-\left(1 + \frac{1}{m_2}\right)} \right)}. \quad (3.163)$$

Используя первую из формул (3.153), запишем скорость волны напряжений в среде при давлении  $p$ :

$$C = \left( \left( \frac{p}{A} + 1 \right)^{\frac{2}{m}} \rho_0 \left( \frac{\alpha_1}{A_1 m_1} \left( \frac{p}{A_1} + 1 \right)^{-\left(1 + \frac{1}{m_1}\right)} + \frac{\alpha_2}{A_2 m_2} \left( \frac{p}{A_2} + 1 \right)^{-\left(1 + \frac{1}{m_2}\right)} \right) \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (3.164)$$

Скорость волны напряжений в среде при отсутствии нагружения равна  $C_0$ :

$$C_0 = \left( \rho_0 \left( \frac{\alpha_1}{A_1 m_1} + \frac{\alpha_2}{A_2 m_2} \right) \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (3.165)$$

Когда среда состоит из  $n$ -компонентов, то скорость  $C_0$  равна

$$C_0 = \left( \rho_0 \left( \sum_{i=1}^{i=n} \frac{\alpha_i}{A_i m_i} \right) \right)^{-\frac{1}{2}}. \quad (3.166)$$

Если одна из компонентов образует скелет, то модуль всестороннего сжатия  $B_c$  имеет вид

$$B_c = -V \sum \frac{dp_i}{dV}, \quad (3.167)$$

где  $dp_i$  – приращение давления в  $i$ -той компоненте при уменьшении объема среды на  $dV$ .

Из формул (3.153) следует, что  $dp_i$  равно

$$dp_i = \bar{\alpha}_i dp = -A_i m_i \bar{\alpha}_i \left( \frac{V_{0i}}{V_i} \right)^{m_i+1} \frac{dV_i}{V_{0i}}, \quad (3.168)$$

где  $V_{0i} = \alpha_i V_0$  – объем  $i$ -той компоненты ненагруженной среды;  $V_i = \bar{\alpha}_i V$  – объем  $i$ -той компоненты при увеличении давления на  $dp$ .

Для определения  $\bar{\alpha}$  рассмотрим двухкомпонентную среду. Тогда можно записать

$$\begin{aligned} V_{01} &= \alpha V_0; & V_{01} &= (1 - \alpha) V_0; & V_1 &= \bar{\alpha} V; & V_2 &= (1 - \bar{\alpha}) V; \\ V_1 &= \alpha V_0 \left( \frac{\bar{\alpha} p}{A_1} + 1 \right)^{-\frac{1}{m_1}}; & V_2 &= (1 - \alpha) V_0 \left( \frac{(1 - \bar{\alpha}) p}{A_2} + 1 \right)^{-\frac{1}{m_2}}. \end{aligned} \quad (3.169)$$

Взяв дважды отношение  $V_2/V_1$ , получим

$$\frac{(1 - \alpha) \left( \frac{(1 - \bar{\alpha}) p}{A_2} + 1 \right)^{-\frac{1}{m_2}}}{\alpha \left( \frac{\bar{\alpha} p}{A_1} + 1 \right)^{-\frac{1}{m_1}}} = \frac{1 - \bar{\alpha}}{\bar{\alpha}}. \quad (3.170)$$

Уравнение (3.170) запишем в виде

$$\bar{\alpha} = \left( 1 + \frac{(1 - \alpha) \left( \frac{(1 - \bar{\alpha}) p}{A_2} + 1 \right)^{-\frac{1}{m_2}}}{\alpha \left( \frac{\bar{\alpha} p}{A_1} + 1 \right)^{\frac{1}{m_1}}} \right)^{-1}. \quad (3.171)$$



При давлении равном  $p_s$  (см. формулу (3.157)) выражение для  $\bar{\alpha}$  имеет вид:

$$\bar{\alpha} = \left( 1 + \frac{1-\alpha}{\alpha} \left( \frac{(1-\bar{\alpha})2\rho_0 C_{0c}^2}{A_2(m+1)} - 1 \right) \right)^{-\frac{1}{m_2}} \cdot \left( \left( \frac{\bar{\alpha}2\rho_0 C_{0c}^2}{A_1(m+1)} + 1 \right)^{\frac{1}{m_1}} \right)^{-1}, \quad (3.172)$$

где  $C_{0c}$  – скорость волны напряжений для среды, в которой образуется скелет.

Когда среда содержит более двух компонент, то учитываем, что на более сжимаемые компоненты действует давление  $(1-\bar{\alpha})p$ , где  $\bar{\alpha}$  определяет объем менее сжимаемой компоненты.

Таким образом, формулу (3.168) можно записать в виде

$$dp_i = -\bar{\alpha}_i A_i m_i \left( \frac{\alpha_i}{\bar{\alpha}_i} \right)^{m_i} \left( \frac{V_0}{V} \right)^{m_i} \frac{dV}{V}. \quad (3.173)$$

Модуль всестороннего сжатия, в случае образования скелета, равен

$$B_c = \sum \bar{\alpha}_i A_i m_i \left( \frac{\alpha_i}{\bar{\alpha}_i} \right)^{m_i} \left( \frac{p}{A} + 1 \right)^{\frac{m_i}{m}}. \quad (3.174)$$

Скорость волны напряжений в многокомпонентной среде  $C_c$  имеет вид

$$C_c = \sqrt{\frac{1}{\rho} \sum \bar{\alpha}_i A_i m_i \left( \frac{\alpha_i}{\bar{\alpha}_i} \right)^{m_i} \left( \frac{p}{A} + 1 \right)^{\frac{m_i}{m}}}. \quad (3.175)$$

Когда волна напряжений распространяется в ненагруженной среде, с большой степенью точности, можно положить, что  $\rho = \rho_0$ ,  $\bar{\alpha}_i = \alpha_i$ ,  $p \ll A$  и тогда формула (3.175) упрощается

$$C_c = \sqrt{\frac{1}{\rho_0} \sum \bar{\alpha}_i A_i m_i}. \quad (3.176)$$

При известных скоростях волн напряжений в многокомпонентной среде  $C_0$ ,  $C_{0c}$ , по формуле (3.159) можно найти коэффициент  $m$

для многокомпонентной среды, а затем коэффициент  $A$ . Знания  $A$ ,  $m$  позволяет определить модуль всестороннего сжатия среды при давлениях  $p < p_s$ . Когда в среде генерируется ударная волна, то во всех случаях скелет не образуется.

В результате выполненных исследований получены выражения для коэффициентов  $A$  и  $m$  в уравнения Тэта для многокомпонентных конденсированных сред, позволяющие определять ударную сжимаемость этих сред при высоких давлениях и параметры ударных волн [110].

## Выводы

---

1. Исследования газодинамических процессов в полости взрыва зарядов с воздушным промежутком или промежутком из материала малой плотности позволили установить, что в первые миллисекунды с момента поступления детонационной волны в промежутки, среднее давление продуктов взрыва в них на один-два порядка меньше, чем у ВВ. Это позволяет заключить, что в окрестности промежутков в породе действуют значительные сдвиговые и растягивающие напряжения, которые значительно более эффективно разрушают породу. Промежуток у забойки обеспечивает обгон ударной волной в породе ударную волну в промежутке. При этом волна разгрузки обжимает материал забойки и запирает ее в скважине. Определена оптимальная длина промежутка.

2. В результате исследований термодинамических процессов, протекающих при взрыве ВВ с добавками, показано, что добавки позволяют существенно увеличить ширину зоны химических реакций, снизить максимальное давление в полости взрыва до оптимального и за единицы миллисекунд стабилизировать его, а также уменьшить интенсивность волновых процессов в полости взрыва. Изучены механизмы нагревания частиц добавки и время их нагревания, т.е. скорость отбора энергии у продуктов взрыва. Получены уравнения состояния ПВ с добавками и их адиабаты, а также зависимость показателя адиабаты от объема.

3. Исследования газодинамических процессов, протекающих в полости взрыва зарядов, состоящих из чередующихся ВВ различной мощности, показывают, что волновые процессы характеризуются

значительной интенсивностью и сложностью. Поле напряжений таких зарядов отличается сильной неоднородностью и нестационарностью, причем, изменяя длину частей каждого взрывчатого вещества в скважинном заряде, можно управлять неоднородностью поля. Порода в таком поле разрушается и разупрочняется существенно более эффективно. При этом растут трещины не только в радиальном, а и в самых разных направлениях.

4. Исследование газо- и термодинамических процессов, протекающих в продуктах взрыва эмульсионных ВВ с добавками полых микрошаров позволило обосновать, что они сенсibiliзируют эмульсионное ВВ. Их эффективность зависит от размеров частиц. При количестве добавок, не превышающих 5 %, потери энергии продуктов взрыва на добавках незначительны.

5. Установлено, что забойка накладного заряда существенно повышает время воздействия заряда, что приводит к увеличению его активной части, значительно уменьшает энергию воздушных ударных волн.

6. Увеличить ширину зоны химических реакций, уменьшить давление в полости взрыва можно, используя два типа ВВ: первое взрывчатое вещество детонирует в нормальном режиме, а второе отбирает энергию у продуктов взрыва первого ВВ в зоне химических реакций и детонирует с задержкой в несколько мкс по поверхности частиц ВВ, а не по объему. Кроме того, можно готовить патроны из эмульсионных ВВ, центральная часть которых заполнена хорошо детонирующим ВВ, а периферийный цилиндрический слой – флегматизированным ВВ, которое детонирует в режиме недосжатой ДВ.

7. Введением горючих добавок можно увеличить время разложения взрывчатого вещества в десятки раз. Вода в ВВ отбирает большую энергию у ПВ на нагревание и испарение, а отдает ее после процессов дробления и разупрочнения.

8. В результате выполненных исследований получены выражения для коэффициентов  $A$  и  $m$  в уравнения Тэта для многокомпонентных конденсированных сред, позволяющие определять ударную сжимаемость этих сред при высоких давлениях и параметры ударных волн.

## ОСОБЕННОСТИ МЕХАНИЗМА ВЗРЫВНОГО РАЗРУШЕНИЯ ГОРНЫХ ПОРОД

### 4.1 Влияние волновых процессов, происходящих в зарядной полости, на разрушение породного массива

Газодинамические процессы, протекающие в скважине при взрыве, в значительной мере влияют на механизм разрушения породы. При этом волны в продуктах детонации (ПД) генерируют волны напряжения в массиве горных пород, а импульсы взрыва вдоль образующей скважины определяют движение частей уступа. Расклинивающее действие ПД в трещинах зависит от давления продуктов взрыва (ПВ) в соответствующем месте полости взрыва. Сейсмик взрыва также зависит от волн (ударных, сжатия и разрежения) в ПД.

В настоящей главе рассмотрены возможности управления процессом разрушения горных пород с помощью волнового поля в полости взрыва. Изменяя амплитуды волн сжатия (разрежения) в скважине, можно тем самым изменять степень неоднородности поля напряжений в массиве. Рассмотрим заряды, при взрыве которых возникают поля напряжений с максимальной неоднородностью и максимальной однородностью.

К первой группе зарядов, создающих поля напряжений с максимальной неоднородностью, относятся следующие заряды ВВ:

- 1) с большой скоростью детонации и плотностью, детонирующие в нормальном режиме;
- 2) состоящие из чередующихся частей высоко- и низкобризантных ВВ, инициируемые в середине высокобризантного ВВ [136];
- 3) с инертными или воздушными промежутками.

При взрыве зарядов из чередующихся слоев двух типов ВВ ПД будут пульсировать у середин промежутков, пока волна разрежения от вылетающей забойки не сгладит пульсации.

В § 3.1 показано, что импульсы взрыва зарядов с воздушным промежутком за первую мс с момента подхода детонационной волны к промежутку на стенках воздушной полости значительно меньше, чем на стенках скважины с ВВ. Если ударная волна в ПВ порождает ударную волну в породе, то диаметр взрывной полости у промежутка будет меньше, чем у ВВ. Первую миллисекунду заряд, рассредоточенный воздушным промежутком, действует как два заряда. Если после прохождения детонационной волны радиус полости возрастает в 1,1 раза, то работа ПВ в этом случае будет равна

$$A = \frac{RT}{k-1} \cdot \frac{m}{\bar{M}} \left( 1 - \left( \frac{V_n}{V_k} \right)^{k-1} \right), \quad (4.1)$$

где  $R$ ,  $k$  – газовая постоянная и показатель адиабаты;  $m$ ,  $\bar{M}$  – соответственно масса и средняя молярная масса ПД;  $V_n$ ,  $V_k$  – начальный и конечный объем ПД.

При сравнении ее с полной работой

$$A_n = \frac{RT}{k-1} \cdot \frac{m}{\bar{M}} \quad (4.2)$$

получим

$$\frac{A}{A_n} = 1 - \left( \frac{V_n}{V_k} \right)^{k-1} \approx 0,3. \quad (4.3)$$

Таким образом, уменьшение среднего давления ПД в воздушном промежутке в течение первой мс приводит к неоднородному полю напряжений. У промежутка возникают большие растягивающие и сдвиговые напряжения.

Заряд с инертным промежутком тоже действует как два заряда. Давление в водном промежутке, например, первоначально почти равно давлению в других точках полости взрыва, но при малейшем уменьшении массы воды в промежутке за счет вытеснения ее или расширения диаметра полости взрыва давление будет уменьшаться. ПД не будут успевать «подпитывать» энергией водный промежуток. Промежуток из сухого отсева вначале сжимается приблизительно на

треть [105]. При этом у промежутка порождаются две волны разрежения, идущие вниз и вверх. После сжатия вещества промежутка он частично разделит заряды.

Ко второй группе зарядов, создающих максимально однородное поле напряжений, относятся заряды ВВ:

- 1) с оболочкой из инертного материала и воздуха;
- 2) с оболочкой из вещества, поглощающего энергию ПД, а затем выделяющего энергию при экзотермической реакции;
- 3) с добавками, поглощающими энергию в детонационной волне и выделяющими ее при уменьшении температуры (или давления) в скважине до определенной величины.

Добавки поглощают энергию при их нагревании и фазовых превращениях. Детонационная волна в этом случае будет недосжатой. Возвращение энергии происходит при обратных процессах. Вещество добавок должно иметь большие теплоты фазовых превращений. Выбором критической температуры вещества добавок можно регулировать давление и температуру в полости взрыва.

Рассмотрим подробнее термодинамику взрывного процесса с учетом добавок, испытывающих фазовые переходы. Пусть в ВВ, масса которого  $m$ , теплота взрыва  $Q$ , скорость детонации  $D$  и плотность  $\rho_{вв}$ , введено вещество с молярной теплоемкостью  $C_v$  и теплотой фазовых превращений  $\Delta H$ . Пусть вещество добавки массой  $m_g$  испарится при взрыве в зоне, примыкающей к зоне химической реакции. Время и место испарения можно задавать выбором размеров и структуры частиц. С уменьшением размеров частиц и с увеличением их пористости увеличивается скорость теплообмена.

Внутренняя энергия ПВ уменьшается на величину

$$\Delta U \approx m_g (\Delta H_1 + \Delta H_2 + C_{v1}(T_1 - T_k) + C_{v2}T_k), \quad (4.4)$$

где  $\Delta H_1$ ,  $\Delta H_2$  – соответственно удельная теплота превращения в жидкое и газообразное состояние;  $C_{v1}$ ,  $C_{v2}$  – молярные теплоемкости при постоянном объеме газообразного и жидкого вещества добавки;  $T_1$ ,  $T_k$  – температура ПВ после испарения добавки и температура кипения вещества.

С другой стороны, изменение внутренней энергии  $\Delta U$  равно

$$\Delta U = \frac{m_g}{M_1} \left( C_v (T_h - T_1) - \frac{a}{V_m} \right), \quad (4.5)$$

где  $C_v$  – молярная теплоемкость ПВ при постоянном объеме;  $T_1$  – температура ПВ после испарения добавки;  $a$  – постоянная Ван-дер-Ваальса;  $V_m, M_1$  – молярный объем и молярная масса ПВ.

Если уравнение состояния выбрать с учетом малости собственного объема молекул и пренебрежения роли упругого давления [105], то  $T_1 = T_n - \frac{\Delta U M_1}{m C_v}$ .

При испарении вещества добавки давление в ПД изменяется. Уравнение состояния имеет вид (уравнение Ван-дер-Ваальса)

$$\left( P_n + \frac{m}{M_1} a_1^2 / V^2 \right) \left( V - \frac{m}{M_1} b_1 \right) = \frac{m}{M_1} RT, \quad (4.6)$$

где  $a_1, b_1$  – постоянные Ван-дер-Ваальса для продуктов детонации;  $R$  – газовая постоянная.

Для испарившегося вещества можно записать

$$\left( P_2 + \frac{m_g}{M_2} a_2^2 / V^2 \right) \left( V - \frac{m_g}{M_2} b_2 \right) = \frac{m_g}{M_2} RT, \quad (4.7)$$

где индексом 2 обозначены соответствующие параметры для паров вещества добавки. Воспользовавшись законом Дальтона, можно записать выражение для давления в ПД с учетом давления пара вещества

$$P = \left( \frac{m}{VM_1 + mb_1} + \frac{m_g}{VM_2 + m_g b_2} \right) RT - \frac{M_2 m a_1^2 + m_g M_1 a_2^2}{M_1 M_2 V^2}. \quad (4.8)$$

Если пренебречь упругим давлением и собственным объемом ПВ, то

$$P = \left( 1 + \frac{m_g}{m} \right) P_n / \left( 1 + \frac{M_2}{M_1} \right). \quad (4.9)$$

Когда частицы добавки не испаряются, давление, как легко определить, равно

$$P' = P_n \frac{m + m_g}{m^2} m_g. \quad (4.10)$$

Конечное давление  $P_k$  в ПД после испарения и расширения в волне разрежения до состояния с температурой, равной критической  $T_k$  ( $T_k = \frac{8a}{27bR}$ ), находится из формулы

$$P_k = P \left( \frac{T_n}{T_k} \right)^{\frac{k}{k-1}} = \frac{1 + \frac{m_g}{m}}{1 + \frac{M_2}{M_1}} P_n \left( \frac{T_n}{T_k} \right)^{\frac{k}{k-1}}, \quad (4.11)$$

$$P_k = P_n \frac{(m + m_g) M_1 T_n^{\frac{k}{k-1}}}{(M_1 + M_2) m T_k^{\frac{k}{k-1}}}. \quad (4.12)$$

При  $T = T_k$  начнется процесс фазового превращения пара вещества добавки в жидкость. В ПД выделится энергия  $W = \Delta H_1 m_g$ . Этот процесс протечет за время изобарического расширения, при котором работа расширения  $A = \int P dV = \Delta H_1 m_g$ , где  $\Delta H_1$  – удельная теплота превращения в жидкое состояние;  $m_g$  – масса добавки.

Таким образом, вводя в ВВ добавки, критические параметры и масса которых выбираются, исходя из прочности и трещиноватости породы, можно уменьшить зону смятия, увеличить «поршневое» действие взрыва. В этом случае КПД взрыва возрастет.

## 4.2 Исследование процессов разрушения горной породы при взрыве взрывчатых веществ

Известно, что горные породы характеризуются высокой степенью неоднородности, наличием больших и малых блоков, различных систем трещин. Учет этих особенностей, присущих геологической среде, обеспечивает повышение достоверности теоретических и прикладных решений в задачах освоения недр. Рассмотрим особенности



разрушения горных пород в динамическом поле напряжений. Горная порода обладает естественной трещиноватостью. Если в породе создать медленно возрастающее поле напряжений (например, одноосное растяжение), то при достижении некоторого значения напряжения начнется рост самой длинной трещины, ориентированной перпендикулярно приложенному напряжению. Эта трещина и определяет статический предел прочности породы [157].

Так как скорость роста трещин и волн разгрузки ограничена, то, увеличивая скорость нагружения, можно добиться роста все более коротких трещин, ориентированных перпендикулярно нагрузке. При динамическом нагружении предел прочности породы будет возрастать, так как он определяется критическим напряжением для самой короткой растущей трещины в образце (породе). Динамический предел прочности ограничен. Максимальное значение его будет наблюдаться, когда разделение породы по поверхности разрушения происходит одновременно по всем точкам этой поверхности.

Оценим скорость нагружения, необходимую для роста трещин длиной, большей заданной. Если известна функция распределения трещин по длине в данной породе, легко оценить среднее расстояние между трещинами определенной длины в некотором тонком плоскопараллельном слое. Причем трещины должны быть параллельны границам слоя, а сам слой должен быть перпендикулярным нагрузке [91].

Пусть указанные трещины имеют длину  $2l$  и находятся на расстоянии  $r$  друг от друга. Когда напряжения в породе достигнут величины  $\sigma_{кр}$ , трещины длиной  $2l$  начнут расти:

$$\sigma_{кр} = \sqrt{2E\gamma / \pi l}, \quad (4.13)$$

где  $E$  – модуль упругости;  $\gamma$  – работа образования единицы площади новой поверхности породы.

Волны разгрузки в породе, возникающие при росте таких трещин, распространяются со скоростью волны напряжений  $C_l$  и будут разгружать породу. За время  $\Delta t \sim r / C_l$  порода будет разгружена. Для роста трещин длиной  $2l$  скорость нагружения должна быть не меньше

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} \sim \frac{\sigma_{кр}}{\Delta t} = \sqrt{\frac{2E\gamma}{\pi l}} \cdot \frac{C_l}{r}. \quad (4.14)$$

Для того, чтобы трещины длиной  $2l$  не смыкались, время существования напряженного состояния должно быть меньше  $\Delta t_2 \approx r/2V_T$ , где  $V_T$  – средняя скорость роста трещин. При  $V_T \approx C_l/2$   $\Delta t_2 \approx \Delta t_1$ .

Для роста трещины длиной  $2l$  на  $dl$  необходима энергия

$$dW' \approx 2\pi\sigma_{kp}^2 \cdot l \cdot dV \cdot dl / E. \quad (4.15)$$

Чтобы росли все трещины длиной  $2l$  в выбранном слое объемом  $dV$  необходима энергия

$$dW \approx 2\pi\sigma_{kp}^2 \cdot l \cdot n \cdot dV \cdot dl / E, \quad (4.16)$$

где  $n$  – концентрация трещин длиной  $2l$  в слое;  $dl = V_T dt$ .

Поэтому плотность потока в волне напряжений, необходимая для роста всех трещин длиной  $2l$  в слое, равна

$$\frac{d^4W}{dVdt} C_l \approx \frac{2\pi\sigma_{kp}^2 l C_l^2 n}{E}. \quad (4.17)$$

Для роста трещин нужно, чтобы время существования напряженного состояния  $\Delta t_3$  было больше или равно

$$\Delta t_3 \geq 2l_m / C_l, \quad (4.18)$$

где  $l_m$  – максимальная длина растущей трещины.

В противном случае поле напряжений, нагружающее трещину, не успеет установиться.

Разупрочнение породы может происходить и в упругой волне.

Пусть в породе распространяется продольная гармоническая волна

$$\sigma = \sigma_m \sin \frac{2\pi}{\lambda} C_l t, \quad (4.19)$$

где  $\sigma_m$  – амплитуда напряжений;  $\lambda$ ,  $C_l$  – длина волны и скорость волны.

Оценим, насколько вырастет трещина длиной  $2l$  при прохождении половины волны. Полагая, что  $\sigma_m > \sigma_{kp}$ , найдем длительность существования напряжений

$$\Delta t = \frac{\lambda}{C_l} \left( 1 - \frac{1}{\pi} \arcsin \left( \frac{\sigma_{kp}}{\sigma_m} \right) \right). \quad (4.20)$$

Если положить, что  $V_T = 0,5C_l$ , то за время прохождения полволны трещина первоначальной длины  $2l$  успеет вырасти на

$$\Delta l = \lambda \left( 1 - \frac{1}{\pi} \arcsin \left( \frac{\sigma_{kp}}{\sigma_m} \right) \right). \quad (4.21)$$

При прохождении второй половины будут расти трещины, ориентированные в плоскостях, параллельных волновым поверхностям. Последующие волны будут продолжать развивать те же трещины. После прохождения волны в породе будут отсутствовать трещины, перпендикулярные и параллельные фронту волны, длина которых больше  $2l$ , но меньше новой длины рассматриваемых трещин.

Таким образом, установлено, что обязательным условием роста трещин в породе, превышающих некоторую заданную величину, необходимо, чтобы амплитуда поля напряжений, скорость изменения нагрузки и длительность ее воздействия превышали бы некоторые пороговые значения.

Условие квазистатического нагружения:

$$t_n \gg l/C_p,$$

где  $t_n$  – время нагружения;  $l$  – размер элемента породы;  $C_p$  – скорость волны напряжений.

Условие динамического нагружения:

$$t_n \leq l/C_p.$$

Схематическое изображение роста трещин в динамическом поле напряжений представлено на рис. 4.1.

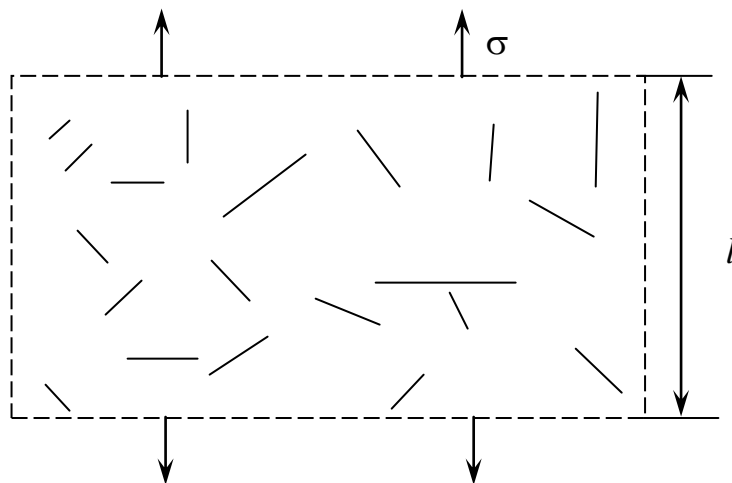
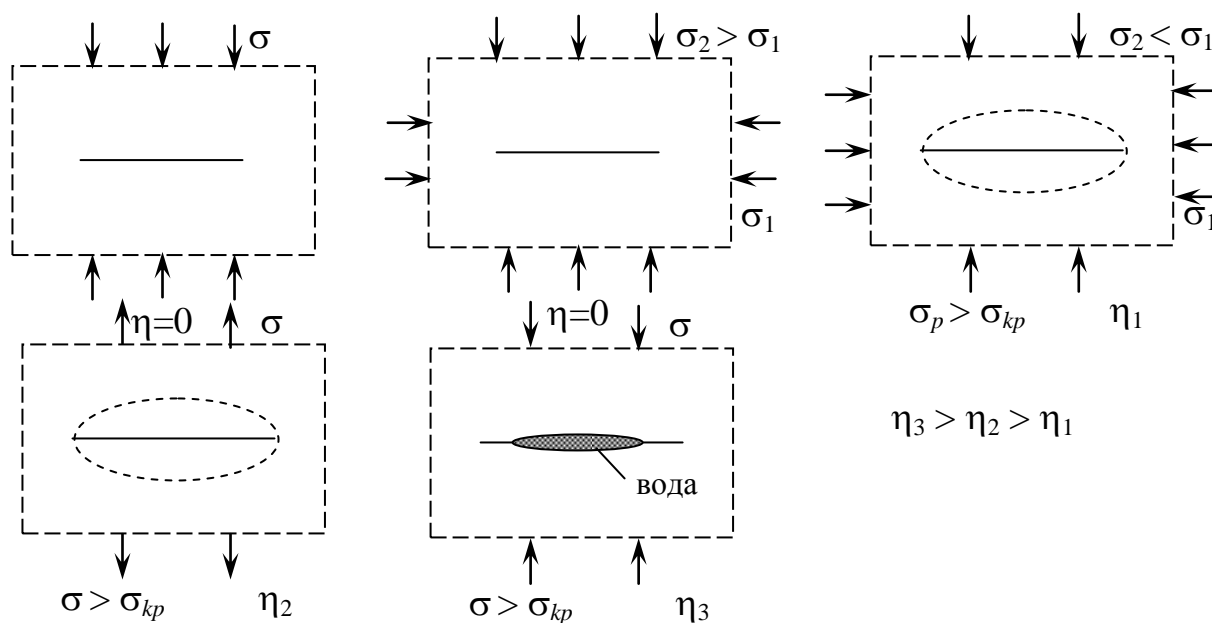


Рис. 4.1 - Схематическое изображение роста трещин в динамическом поле напряжений

Изменение к.п.д. процесса роста трещин представлено на рис. 4.2.



$\sigma$  – напряжения, приложенные к элементу породы;  $\sigma_p$  – результирующие напряжения;  $\sigma_{kp}$  – напряжения, необходимые для роста трещин;  $\eta = \gamma \Delta S / A_3$ , где  $\gamma$  – энергия единицы площади вновь образованной поверхности;  $\Delta S$  – приращение площади поверхности трещины;  $A_3$  – затраченная работа на образование трещин

Рис. 4.2 - Изменение к.п.д. процесса роста трещин

Для разупрочнения породы необходимо, чтобы не только амплитуда волны напряжений превышала некоторую определенную величину, но и плотность потока ее мощности также была ограничена снизу

значениями, различными для разных горных пород. Следует также отметить, что в плоской упругой волне могут расти трещины лишь в направлениях, перпендикулярных или параллельных фронту волны.

### 4.3 Исследование разрушения обводненных горных пород взрывом

Для эффективного управления действием взрыва крайне важно выбрать наиболее рациональную конструкцию скважинного заряда взрывчатых веществ (ВВ) с учетом условий взрывания: крепости пород, их трещиноватости и обводненности, а также технологических требований к конечной продукции – гранулометрическому составу взорванной горной массы.

Рассмотрим особенности механизма взрывного разрушения обводненных горных пород [158].

Для выявления особенностей разрушения массива в зависимости от его обводненности необходимо рассмотреть действие волн напряжений и разгрузки; взаимодействие отдельностей; расклинивающее действие газообразных продуктов и воды [159].

Массив трещиноватый и имеет блочную структуру. Трещины и поры массива частично заполнены воздухом и водой. При взрыве скважинного заряда взрывчатого вещества в скважине распространяются ударные волны, волны напряжений и разгрузки. Эти волны порождают соответствующие волны в массиве. Процесс распространения волн напряжений (разгрузки) сопровождается потерями энергии. Потери могут быть обратимыми и необратимыми. Когда на пути распространения встречаются трещины, участки с большим (меньшим) акустическим импедансом или большей (меньшей) трещиноватости, пористости, то будут происходить обратимые потери энергии. Если волна напряжений (разгрузки) разрушает или нагревает массив, то потери энергии будут необратимыми. Обычно указанные процессы протекают одновременно. В обводненном массиве трещины заполнены водой и затухание волн напряжений (разгрузки) будет существенно меньшим, чем в сухой породе. Это объясняется тем, что акустический импеданс воды ближе по величине к импедансу породы, чем воздуха ( $Z_{возд} \cdot Z_{вод} \cdot Z_{пор} = 1 : (3 \cdot 10^3) : (3 \cdot 10^4)$ ).

Волны напряжений и разгрузки сравнительно легко будут преодолевать трещины в породе. Кроме того, сжимаемость воды во много раз меньше сжимаемости воздуха и волны напряжений в обводненном массиве не будут разгружаться на порах и трещинах. Распространение волн напряжений в сухом массиве приводит к росту трещин, ориентированных коллинеарно волновому вектору, а волны нагрузки – в перпендикулярном направлении. В обводненном массиве растут трещины, параллельные волновому фронту. Действительно, в волне разгрузки растягивающие напряжения вызывают рост трещин, параллельных фронту волны. Сжимающие напряжения приводят к расклиниванию трещин, нормальных волновому вектору.

Когда волна напряжений выходит на трещину, заполненную воздухом и разделяющую отдельности, то она отражается от нее. Полное отражение наблюдается, когда смещение свободной поверхности при отражении волны меньше ширины трещины. Трещины в сухом массиве являются экранами для волн напряжений.

Таким образом, в зависимости от обводненности массива, волны напряжений (разгрузки) могут быстро поглощаться у полости взрыва, разрушая прилегающие отдельности (сухой массив) или сравнительно легко проникать из одной отдельности в другую. В сухом массиве, в отличие от обводненного, от воздействия волн напряжений могут наблюдаться разрушения, вызванные растягивающими напряжениями.

При распространении волны напряжений в блоках породы смещение их центров инерции наступает лишь в том случае, когда отраженная от поверхности отдельности волна напряжений – волна разгрузки отразится от противоположащей грани, т.е. по истечении нескольких десятых долей миллисекунды. Перешедшая в следующую отдельность волна, в свою очередь, произведет подвижку. Продукты взрыва в начальный момент-metaют не всю призму выброса сухого массива, а лишь несколько блоков. Кроме того, в ближней зоне направление действия главных напряжений все время меняется. Это усиливает рассматриваемый процесс. Наблюдается явление, подобное распространению волны напряжений в песке. Роль песчинок играют блоки породы. Необходимо учитывать, что порода разлетается вначале с верхней части уступа, а затем со средней и нижней. Если массив обводненный, то отдельности не имеют возможности производить подвижку. Продуктам детонации значительно сложнее сообщить скорость metaемой части массива. Забойка в этом случае вылетает раньше. Общая энергия, полученная массивом, будет меньше, чем в случае сухого массива.

Рассмотрим часть массива, состоящего из блоков кубической формы с длиной ребра, равной  $a$ . Ширина трещин между гранями куба –  $d$ . Пусть заряд ВВ проходит через центр одного из кубов параллельно боковым граням. При взрыве в прилегающем к заряду блоке возникает волна напряжений. Через время  $t_1 = \frac{a}{C}$  ( $C$  – скорость волны) начнется движение блока, в котором помещена часть заряда. Благодаря взаимодействию волн куб лопнет по диагоналям оснований. На каждую часть будет действовать сила  $F_n$ , которую легко определить (рис. 4.3):

$$F_n = P_n \frac{S}{4};$$

$$S = 2\pi R_3 a; \quad (a = 1 \text{ м}; \quad P_n = \vec{P} \cdot \vec{n}; \quad |\vec{n}| = 1);$$

$$F_n = \int_{(S)} dF = \int \vec{P} d\vec{S};$$

$$|d\vec{S}| = dS \cos \alpha; \quad \angle \alpha = (\vec{P}, \hat{d\vec{S}});$$

$$dF = \vec{P} d\vec{S} = P_n dS \cos \alpha, \quad (4.22)$$

где  $P_n = \rho_{BB} D^2 / (k+1)$ ;  $D$  – скорость детонации;  $k$  – показатель изоэнтропы;  $\rho_{BB}$  – плотность ВВ;  $dS = a R_3 d\alpha$ ;  $R_3$  – радиус заряда.

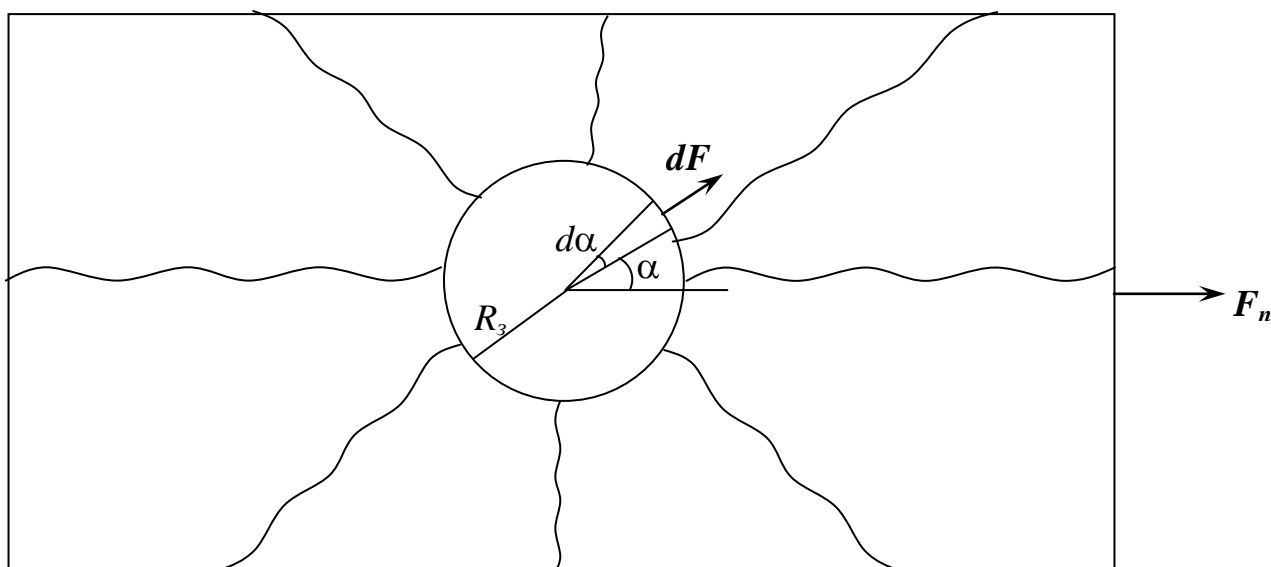


Рис. 4.3 - Схема к расчету нагрузки на грань элементарного блока горных пород

Произведя несложные преобразования для силы, действующей на блок, получим

$$F_n = \int_{-\pi/4}^{\pi/4} P_n R_3 a \cos \alpha d\alpha = P_n R_3 a \sqrt{2}. \quad (4.23)$$

Уравнение движения части блока имеет вид

$$m \frac{dV}{dt} = F; \quad m = \rho \frac{a^3}{4}; \quad F = P R_3 a \sqrt{2}; \quad P = P_n \frac{R_3^6}{R^6}, \quad (4.24)$$

где  $P$  – давление в продуктах взрыва;  $R$  – радиус полости взрыва;  $\rho$  – плотность среды.

Из уравнения (4.24), проведя несложные преобразования, получим выражения для ускорения и скорости блока:

$$\frac{dV}{dt} = 4\sqrt{2} P_n \frac{R_3^6}{R^5 a^2 P}; \quad \text{при } R \approx R_3 \quad V = A \int_0^t dt, \quad (4.25)$$

где  $A = 4\sqrt{2} P_n \frac{R_3^6}{R^5 a^2 P}; \quad V = 4\sqrt{2} \frac{P_n R_3}{a^2 P} t.$

Расстояние, пройденное за первые  $t$  секунд, равно:

$$x = \frac{2\sqrt{2} P_n R_3 t^2}{\rho a^2}, \quad (4.26)$$

где  $t_2 = \sqrt{\frac{da^2 \rho}{2\sqrt{2} P_n R_3}}.$

Если  $a = 1$  м;  $C = 5000$  м/с;  $R = 0,1$  м;  $\rho_{BB} = 1000$  кг/м<sup>3</sup>,  $d = 10^{-3}$  м;  $D = 5000$  м/с;  $\rho = 2500$  кг/м<sup>3</sup>, то  $t_1 = 0,5$  мс;  $\bar{a} = 2 \cdot 10^6$  м/с<sup>2</sup>;  $t_2 \approx 37$  мс;  $V_{t_2} = 52$  м/с.

Имея скорость  $V$ , часть блока ударяет по соседнему блоку. Из законов сохранения импульса и энергии легко получить скорости части блока  $V_1$  и ударяемого блока

$$u = \frac{2}{k+1} V; \quad V_1 = \frac{1-R}{1+R} V, \quad (4.27)$$



где  $k = \frac{M}{m} = 4$ ;  $M$  – масса блока;  $m$  – масса части блока.

В момент соприкосновения блоков на ударяемый блок начинает действовать сила  $F = PS$ . Блоки будут двигаться ускоренно. Скорость первого блока (разрушенного) определяется формулой

$$V_1 = -P_n R_3^6 t \frac{4}{mR^6} + V_{t_2}. \quad (4.28)$$

Блок движется к оси скважины. За время  $t_0 = \frac{mR^6}{4P_n R_3^6} \approx 6$  мкс (для выбранных значений величин) происходит его остановка и начинается процесс ускоренного движения. Если бы на соударяющиеся блоки не действовала сила, то время соударения было равно

$$t_{\text{сз}} \approx \frac{a}{C} = 0,2 \text{ мс}. \quad (4.29)$$

Время взаимодействия блоков много больше времени разгона разрушенного блока, поэтому разрушенный блок не будет отделяться от неразрушенного. Можно предположить, что на неразрушенный блок действует постоянная сила  $F$  и сила, возникающая при ударе по нему разрушенного блока.

На неразрушенный блок действует сила

$$F = Pa^2 + \frac{Mu}{t_{\text{сз}}}. \quad (4.30)$$

Сила, действующая на блок при соударении, почти на два порядка меньше квазистатической силы, действующей со стороны продуктов детонации. Можно сказать, что на этом этапе соударение блоков не играет большой роли. Уравнение движения блока имеет вид

$$M \frac{dV}{dt} = F \rightarrow \frac{dV}{dx} \frac{dx}{dt} = \frac{dV}{dx} V = \frac{\sqrt{2} P_n R_3^6}{R^5 a^2 P}. \quad (4.31)$$

Скорость отдельности можно получить из уравнения

$$a\rho \frac{V^2}{2} = -\frac{\sqrt{2}P_n R_3^6}{4R^4} + C. \quad (4.32)$$

При  $R = R_3$ ,  $V = 0$  находим  $C$

$$C = \frac{\sqrt{2}P_n R_3^2}{4}. \quad (4.33)$$

Скорость отдельности равна

$$V = \frac{2R_3}{R^2 a} \sqrt{\frac{\sqrt{2}P_n}{5\rho} (R^4 - R_3^4)}. \quad (4.34)$$

Для определения скорости отдельностей при ударе о второй ряд блоков необходимо найти  $R$ . Радиус полости находится из соотношения

$$a\pi R_3^2 + 16a^2 d = a\pi R^2 \leftrightarrow R = \sqrt{R_3^2 + \frac{2ad}{\pi}}. \quad (4.35)$$

Для выбранных значений  $R \approx 1,03R_3$ . Зная  $R$ , легко найти  $V$ :  $V = 39$  м/с. Разрушение блоков будет происходить при скоростях

$$V > \frac{2\sigma_p}{\sqrt{E\rho}}, \quad (4.36)$$

где  $\sigma_p$  – предел прочности на растяжение;  
 $E$  – модуль Юнга.

Критической скоростью для гранита будет  $V \approx 37$  м/с.

Приведенные расчеты показывают, что блоки при ширине трещин  $d \approx 10^{-3}$  м успевают приобрести скорости, достаточные для разрушения отдельностей при соударении. С другой стороны, квазистатическое давление для первых двух блоков на два и более порядка больше давления, возникающего при соударении. Для последующих блоков скорости будут значительно меньше, но и квазистатическое давление сильно уменьшится.

Детонационная волна, распространяющаяся по ВВ, порождает ударную волну в воде или воздухе, заполняющем трещины. У этих волн в обычном смысле фронта не будет. На неровностях и изгибах

трещины фронта будут дробиться. Течение среды в трещине будет носить чрезвычайно сложный характер.

Начальные параметры ударной волны в воде можно определить из уравнений

$$u = \sqrt{\frac{3}{8}} D \left( 1 - \left( \frac{P_y}{P_n} \right)^{\frac{1}{3}} \right); D_y = \frac{P_y}{\rho_e u}; u = \sqrt{\frac{P}{\rho_e} \left[ 1 + \left( 1 + \frac{P_y}{4,3 \cdot 10^3} \right)^{-\frac{1}{6,4}} \right]}, \quad (4.37)$$

где  $D$  – скорость детонации ВВ;  $u$  – скорость воды за фронтом ударной волны;  $D_y$  – скорость ударной волны в воде;  $\rho_e$  – плотность воды;  $P_y$  – давление за фронтом ударной волны;  $P_n = \vec{P} \cdot \vec{n}$ ,  $|\vec{n}| = 1$ ,  $\vec{n}$  – нормаль к фронту волны.

Подстановка числовых значений дает

$$D_y \approx 3000 \text{ м/с}; \quad P \approx 2 \cdot 10^9 \text{ Па}; \quad u \approx 700 \text{ м/с}. \quad (4.38)$$

Начальные параметры ударной волны в воздухе находятся из уравнений

$$u_e = \sqrt{\frac{P_{y\epsilon}}{1,42}}; \quad D_{y\epsilon} = 1,1u_e; \quad u_e = \frac{D}{n+1} \left( 1 + \frac{2n}{n-1} \left( 1 - \frac{P_{y\epsilon}}{P_n} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right), \quad (4.39)$$

где  $n$  – показатель адиабаты продуктов взрыва (ПВ).

Для воздушной ударной волны в нашем случае  $P_{y\epsilon} = 26$  МПа;  $D_{y\epsilon} = 4,8$  км/с;  $u = 4,4$  км/с. Расчет показывает, что давление в воде почти на порядок выше, чем в воздухе.

Таким образом, при взрыве в сухом массиве вначале ускоряются ближайшие к месту инициирования участки блоков. Воздух, проникающий в трещины, будет сдвигать отдельность по направлению движения. По мере распространения детонационной волны будут ускоряться другие участки блоков. Все это приведет к тому, что блоки будут непрерывно поворачиваться и смещаться друг относительно друга. Амплитуды смещения будут малыми, но так как давления большие, то блоки могут успеть приобрести скорость, достаточную для разрушения. Когда скорость детонации меньше скорости волны напряжений, по-

следняя обгоняет детонационную волну, и воздух из трещин устремляется в скважину. ВВ при этом подвергается сжатию.

Если взрыв протекает в обводненном массиве, то отдельности двигаться не смогут в силу малой сжимаемости воды. Достаточно большая скорость волны напряжений в воде ( $V = 1400$  м/с) приводит к тому, что блоки перед разрушением подвергаются всестороннему сжатию, что ухудшает процесс разрушения. В сухом массиве, благодаря относительному движению отдельностей, возникают участки повышенной концентрации напряжений (при соударении). В обводненном массиве в начальной стадии взрыва соударения отдельностей практически невозможны.

Таким образом, вода в массиве отрицательно сказывается на дроблении породы. При взрыве зарядов в обводненном массиве разлет горной массы уменьшается, а сейсмика взрыва увеличивается. Волны напряжений, возникающие в обводненном горном массиве при взрыве ВВ, распространяются с малыми потерями, роль волн напряжений в разрушении породы невелика. Трещины, заполненные водой, растут не только от растягивающих, но и от сжимающих напряжений. При взрыве заряда в обводненном массиве происходит подвижка не отдельностей, а части уступа целиком, что увеличивает скорость вылета забойки и понижает КПД взрыва. В обводненном массиве на начальной стадии взрыва отсутствуют соударения блоков породы. Когда скорость волн напряжений в породе больше скорости детонационной волны, то отдельности могут подвергаться всестороннему сжатию, что повышает пределы прочности породы. В сухом массиве волны напряжений играют существенную роль в разрушении. При наличии трещин шириной миллиметр и более соударение отдельностей может привести к их разрушению. При взрыве заряда в сухом массиве забойка вылетает медленнее, чем в обводненной, что повышает КПД взрыва.

#### **4.4 Изучение особенностей механизма разрушения горных пород в ударной волне**

---

При распространении ударной волны (УВ) в горной породе протекают механические, термодинамические, электродинамические и многие другие процессы. Остановимся на рассмотрении механиче-

ских процессов, так как именно они в данном случае играют основную роль в разрушении породы [127].

Механизм разрушения горных пород зависит от параметров ударной волны (УВ), а параметры ее определяются свойствами горной породы, поэтому необходимо рассмотреть сам процесс распространения УВ. Когда волна распространяется в газе или жидкости, то давление в ее фронте обеспечивает лишь приращение импульса вещества. Расстояние, на котором происходит изменение параметров газа и жидкости в УВ, называют шириной фронта УВ. В газах и, в первом приближении, жидкостях молекулы разгоняются во фронте индивидуально. Ширина фронта УВ в этом случае равна нескольким длинам свободного пробега молекулы в газах и нескольким межмолекулярным расстояниям в жидкостях. В идеальных монокристаллах за фронтом слабой УВ сплошность кристалла не нарушается, а лишь уменьшаются параметры кристаллической решетки. Во фронте сильной УВ кристаллы испытывают фазовый переход (происходит переукладка структурных элементов кристалла [132]).

Рассмотрим механизм разрушения грунта в УВ [160]. Грунты состоят из слабо связанных (молекулярная, ионно-электрическая связи) минеральных зерен. Поровый объем заполнен газом, водой. Ударная адиабата для грунта содержит сумму адиабат для воздуха, воды и минеральных зерен. При сжатии грунта при давлениях  $p \sim 10$  МПа основной вклад в ударную адиабату принадлежит адиабате для воздуха. Когда давление изменяется в пределах  $0,1 \text{ ГПа} < p < 1 \text{ ГПа}$ , адиабату для грунта, в основном, определяет адиабата для воздуха и воды. Рассмотрим прохождение УВ по неводонасыщенному грунту. Статический предел прочности такого грунта зависит от размеров образца. Если в качестве «образца» грунта взять самое прочное зерно, то так называемый локальный предел прочности грунта будет равен пределу прочности зерна. Другими словами, грунт сильно неоднороден по значениям локального предела прочности. Кроме этого, при увеличении скорости нагружения пределы прочности, как правило, возрастают. Максимальное значение предела прочности породы на разрыв равно так называемой «идеальной» прочности породы на разрыв [132] (она равна растягивающему напряжению, необходимому для одновременного разделения образца по поверхности площадью  $1 \text{ м}^2$ ). Пусть грунт занимает полупространство, на поверхность которого действует сила, обеспечивающая одинаковое для всех точек поверхности давление  $p$ . Когда давление достигает динамического предела

прочности грунта на сжатие, начинается его течение. При этом напряжение на поверхности сферической полости в грунте равно [161]

$$\sigma_{rr} = 1,5p. \quad (4.40)$$

При сжатии поры давление будет «неограниченно» возрастать. Грунт при закрытии пор будет течь, разделяясь на «частицы», которые состоят из переуложенных прочных минеральных зерен. Так как «локальная прочность» грунта сильно меняется от точки к точке, то во фронте УВ грунт будет участвовать в сложном течении, которое в конце ударного скачка сформирует движение частиц со скоростью  $u$  ( $u$  – массовая скорость породы за фронтом УВ). Ширина фронта УВ  $h$  равна

$$h = t_0 D_y. \quad (4.41)$$

где  $D_y$  – скорость УВ;  $t_0 = t_1 + t_2$ ;  $t_1$  – время разделения грунта на «частицы»;  $t_2$  – время разгона частиц до массовой скорости.

Времена  $t_1$  и  $t_2$  можно оценить, положив, что грунт при давлении  $p$  разделяется на «частицы» в виде куба со стороной  $d$ . Для оценки предположим, что  $p$  во фронте УВ изменяется по линейному закону, тогда сила, действующая на «частицу», равна

$$\Delta F = \Delta p \cdot d^2 = \frac{p}{h} d^3. \quad (4.42)$$

Ускорение «частицы» во фронте равно

$$a = \frac{\Delta F}{m} = \frac{p}{h \cdot \rho}, \quad (4.43)$$

где  $\rho$  – плотность грунта при давлении  $p$ .

Точное значение ускорения можно найти из формулы

$$a = \frac{dp}{dx} \cdot \frac{1}{\rho(x)}, \quad (4.44)$$

где  $dp/dx$  – скорость изменения давления в пределах ударного скачка (ширины фронта УВ);

$\rho(x)$  – плотность породы в точке  $x$  ударного скачка.

В (4.44) положено, что плоская ударная волна распространяется вдоль оси  $x$ . При массовой скорости грунта  $u$  время  $t_2$  равно

$$t_2 = \frac{u \cdot h \cdot \rho}{p}. \quad (4.45)$$

Когда  $p$  в скачке изменяется по линейному закону, ускорение «частиц» не зависит от их размеров. Точный расчет показывает, что ускорение обратно пропорционально размерам «частиц».

Время  $t_1$  легко оценить, если учесть, что частица при действии на нее силы начинает движение, лишь когда волна разгрузки, отраженная от передней стенки «частицы», достигнет задней ее стенки [162]

$$t_1 = \frac{2d}{C_p}, \quad (4.46)$$

где  $C_p$  – скорость волны напряжений (разгрузки).

При увеличении давления на поверхность грунта все более прочные зерна разрушаются во фронте УВ. Разрушение зерен происходит в сильно неоднородном поле напряжений, возникающем при сжатии неоднородного по плотности, прочности и ударной сжимаемости вещества. В этом случае ширина фронта УВ  $h$  уменьшается, а крутизна кривой давления в ударном скачке ( $dp/dx$ ) будет возрастать. Когда давление  $p$  изменяется в пределах  $1 \text{ ГПа} < p < 10 \text{ ГПа}$ , практически все зерна будут разрушены, т.е. УВ будет проходить непосредственно по зернам. В этом случае ширина фронта УВ будет меньше размеров зерен.

Когда грунт водонасыщен, УВ возникает в нем лишь при давлении  $p/0,1 \text{ ГПа}$ . При таком давлении будут разрушены связи между прочными минеральными зернами. Возникновение ударной волны обеспечивается, в основном, сжимаемостью воды. Необходимо отметить, что закон Паскаля в зоне ударного скачка применять нельзя, т.е. минеральные зерна не будут находиться в состоянии гидростатического сжатия. Ширина фронта слабой УВ в водонасыщенном грунте будет больше среднего размера зерна. Минеральные зерна и их сростки размерами больше ширины фронта УВ будут разрушаться от напряжений сдвига в неоднородном поле напряжений.

В слабой УВ крупные минеральные зерна не успевают разрушиться и приобрести необходимую скорость  $u$  во фронте волны [131].

Для скальных пород можно рассмотреть два механизма разрушения во фронте УВ. Когда скальная порода пористая (с достаточно большой концентрацией пор) и/или состоит из зерен, не сильно отличающихся по прочности, то ее можно рассматривать как сплошную однородную среду. При прохождении УВ по пористой породе каждая пора служит концентратором напряжений, и разрушение породы начинается в местах расположения пор. Порода успевает разрушиться в зоне ударного скачка, в противном случае УВ не будет распространяться. Непористая порода, состоящая из минеральных зерен, существенно отличающихся по вышеуказанным параметрам, во фронте слабой УВ разрушается по менее прочным зернам.

Скорость возрастания давления и градиент напряжений в породе при формировании УВ равны

$$\langle dP/dt \rangle = P_y/\tau \sim 10^{16} \text{ Па/с}; \quad \langle d\sigma/dr \rangle = P_y/(D_y\tau) \sim 10^{12} \text{ Па/м},$$

где  $P_y$  – давление во фронте УВ;  $\tau$  – время химических реакций;  $D_y$  – скорость УВ.

Механизм разрушения породы в ударной волне схематически представлен на рис. 4.4.

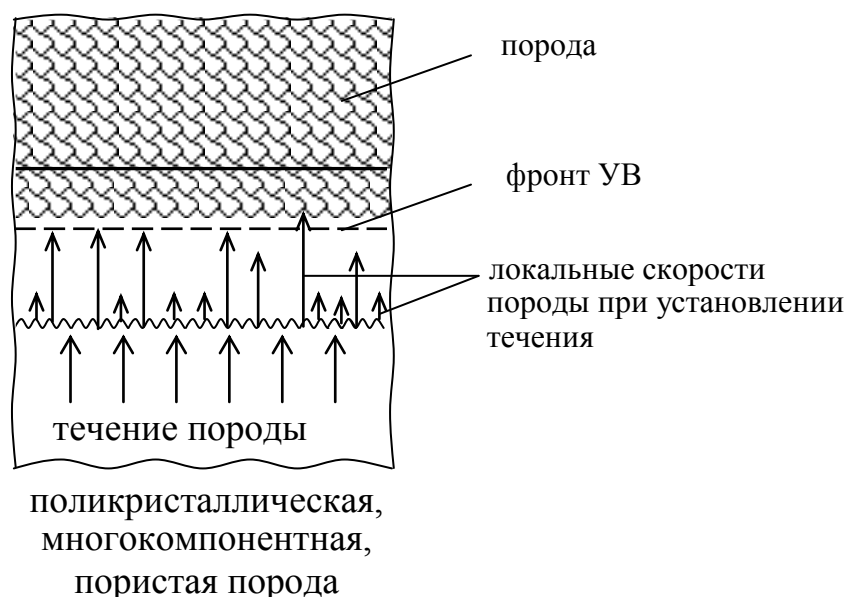
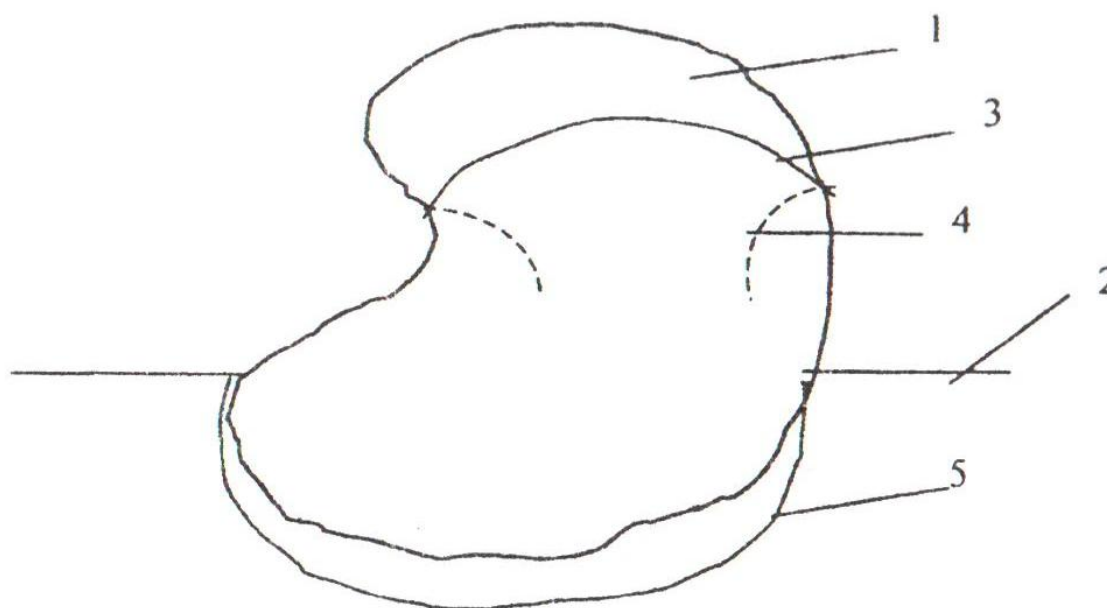


Рис. 4.4 - Механизм разрушения породы в ударной волне

Если размер прочных зерен меньше ширины фронта УВ, они разрушаться не будут. В противном случае зерна разрушаются от сдвиговых напряжений, возникающих при обтекании их УВ (рис. 4.5). В зерне большой плотности и малой сжимаемости скорость вол-



ны большая, а скорость породы малая и наоборот. Во фронте УВ скорости волн и породы усредняются.



1 – зерно; 2 – фронт УВ в грунте; 3 – волна напряжений в зерне от УВ;  
4 – волна разгрузки; 5 – отраженная от зерна УВ

Рис. 4.5 - Схема волновых фронтов в минеральном зерне

В случае, когда скальная порода состоит из крупных зерен, имеющих различные свойства, и в каждом зерне возникает ударная волна, то скорости УВ и массовые скорости породы в разных зернах так же будут различны. Это приведет к разрушению каждого зерна на мелкие частицы [163].

Выполненная оценка минимального размера частиц разрушенной в УВ однородной по крепости породы дает следующие результаты

$$\sigma_{is} = (\partial\sigma / \partial r) \cdot \Delta r \Leftrightarrow \Delta r = \sigma_{is} / (\partial\sigma / \partial r) = \frac{\sigma_{is} \cdot D_y}{P_y \cdot D} h.$$

Так как  $D_y \approx D$ ,  $P_y \approx 0,1\sigma_{is}$  для большинства бризантных ВВ, то  $\Delta r \sim 0,1h$ , где  $\sigma_{is}$  – предел текучести при неравномерном трехосном сжатии;  $\Delta r$  – минимальный размер частиц;  $h$  – ширина зоны химических реакций

При исследовании условий разупрочнения породы в поле напряжений, возникающем при взрыве, следует отметить, что когда заданы минимальные размеры частиц, на которые необходимо разрушить породу (или любое другое вещество), то амплитуда волн напряжений (УВ)  $\sigma$ , скорость изменения напряжений  $\partial\sigma/\partial t$ , их градиент  $\partial\sigma_i/\partial r_i$ , длительность напряженного состояния  $\Delta t$  и скорость потока мощности  $\frac{\partial^4 W}{(\partial x_i)^3 \partial t}$  должны удовлетворять неравенствам [164, 165]:

$$\begin{aligned} \sqrt{\frac{2E\gamma}{\pi l_2}} &> \sigma > \sqrt{\frac{2E\gamma}{\pi l_1}}; \\ \frac{\sigma_{kp}(l_2)}{\Delta t} &> \frac{\partial\sigma}{\partial t} > \frac{\sigma_{kp}(l_1)}{\Delta t}; \\ \frac{r_2}{C_\ell} &> \Delta t > \frac{r_1}{C_\ell}; \\ \frac{\sigma_{kp}(l_2)}{r_1} &> \frac{\partial\sigma_i}{\partial r_i} > \frac{\sigma_{kp}(l_1)}{r_2}; \\ \frac{2\pi\sigma_{kp}^2(l_2)l_2C_\ell^2N}{E} &> \frac{\partial^4 W}{(\partial x_i)^3 \partial t} > \frac{2\pi\sigma_{kp}^2(l_1)l_1C_\ell^2N}{E}, \end{aligned}$$

где  $\sigma$  – напряжение, при котором происходит рост трещины длиной  $2l_1 < 2l < 2l_2$ ;  $\sigma_{kp}(l_i)$  – напряжение, при котором происходит рост трещин длиной  $2l_i$  ( $i = 1, 2$ );  $E$  – модуль упругости породы;  $\gamma$  – работа образования единицы площади новой поверхности;  $r$  – расстояние между трещинами ( $r_1 < r < r_2$ );  $N$  – концентрация трещин длиной  $2l$  в слое породы.

## Выводы

---

1. Установлено, что в поле напряжений сплошного однородного скважинного заряда растут преимущественно радиальные трещины, начинающиеся у скважины и частично разгружающие породу, не давая расти другим трещинам. В поле напряжений зарядов с инертными, воздушными, водными промежутками и комбинированных зарядов растут трещины в разных направлениях. При этом порода не только разрушается, но и разупрочняется (растут трещины в кусках породы).

2. Показано, что так как коэффициент полезного действия процесса роста трещин при растягивающих и сдвиговых напряжениях существенно больше, чем при сжимающих напряжениях, то эффективность разрушения и разупрочнения при применении вышеуказанных зарядов значительно выше, чем при применении сплошных зарядов. Добавки, вводимые во взрывчатое вещество, позволяют уменьшить максимальное давление в полости взрыва и увеличить ширину зоны химических реакций, что приводит к существенному уменьшению зоны смятия породы.

3. Установлено, что для роста трещин в породе, превышающих некоторую заданную величину, необходимо, чтобы амплитуда поля напряжений, скорость изменения нагрузки, длительность ее воздействия превышали бы некоторые пороговые значения, зависящие от прочностных свойств и трещиноватости пород. При этом при отсутствии воды в закрытых трещинах в волне сжатия растут трещины, преимущественно перпендикулярные к фронту волны.

4. Установлено, что механизмы разрушения породы обводненного и необводненного массивов достаточно сильно отличаются. В сухом массиве взрывные волны запираются трещинами в ближних к заряду блоках, при этом наблюдаются откольные трещины, а также возрастает роль соударения блоков и проникновения продуктов взрыва в образовавшиеся трещины.

5. В обводненном массиве существенно возрастает роль взрывных волн. Так, в процессе распространения детонационной волны по заряду, вода из ближайших трещин вытесняется и, если скорость волны напряжений в массиве превышает скорость детонации, то при неблагоприятных условиях возможен отказ средней части заряда в результате обжатия ВВ в скважине.

6. Приведенные расчеты показывают, что блоки при ширине трещины  $d \approx 1$  мм успевают приобрести скорость, достаточную для разрушения их при соударении. Квазистатическое давление для первых

двух блоков на два и более порядков больше напряжений, возникающих при соударении.

7. Рассмотрен механизм разрушения горных пород в ударной волне и получены соотношения, позволяющие оценить минимальный размер частиц разрушенной в ударной волне породы.

## МЕХАНИЗМ РАЗУПРОЧНЕНИЯ И РАЗРУШЕНИЯ ГОРНЫХ ПОРОД ЗАРЯДАМИ ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВ РАЗЛИЧНЫХ КОНСТРУКЦИЙ

### 5.1 Механизм разрушения горных пород скважинными зарядами взрывчатых веществ

Хотя в последнее время появились работы, в которых уделяется достаточно внимания вопросам изучения механизма взрывного разрушения и разупрочнения горных пород, однако эта задача остается по-прежнему актуальной. В настоящем разделе при решении задачи о разупрочнении горных пород взрывом скважинных зарядов первоначально выполнено исследование их поля напряжений. [137, 138, 141]. Чтобы предположение о квазистатике процесса взрыва было справедливым, необходимо значительное превышение времени вылета забойки по сравнению со временем среднего давления по всей длине скважины, а скорость смещения стенок взрывной полости и давление продуктов взрыва должны быть постоянны вдоль образующей скважины. Последнее условие вытекает из требования, чтобы мощность  $dN$ , переданная поверхности  $dS$  скважины продуктами взрыва, зависела от их давления  $P$  и скорости смещения стенки скважины  $dN = PdV / dt$

Вылет забойки при взрыве начнется через  $t_1 \leq 2l_{заб} / c_1$ , где  $c_1$  – скорость волны напряжений в забойке;  $l_{заб}$  – длина забойки. Время, через которое часть уступа у места инициирования начнет подвижку, приблизительно равно для монолитного массива  $t_2 = \frac{W}{v_T} + \frac{2W}{c_l}$ , а для трещиноватого  $t_3 \approx \frac{2W}{c_l}$ , где  $W$  – л.н.с.;  $v_T$ ,  $c_l$  – соответственно средняя

скорость распространения трещины и скорость упругой волны в массиве. Даже небольшое расширение полости взрыва приводит к заметному уменьшению давления в ней, так как

$$P = P_n \left( \frac{R}{R_n} \right)^6. \quad (5.1)$$

где  $R_n, R$  – радиус скважины до и после расширения.

Время установления среднего давления в полости взрыва для скважины равно

$$t_4 \geq \frac{2l}{D} + \frac{l}{D'_y}, \quad (5.2)$$

где  $l, D$  – длина заряда ВВ и скорость детонации;  $D'_y$  – скорость отраженной от забойки ударной волны (или волны разрежения, если забойки вылетает).

Таким образом, при изучении поля напряжений скважинного заряда квазистатическое приближение является недостаточно точным.

Необходимо рассмотреть процессы, происходящие в массиве горных пород в первые 10-15 мс после начала детонации цилиндрического заряда ВВ. Это вызвано тем, что в этот промежуток времени происходит разупрочнение горного массива, определяющее в дальнейшем характер разрушения. Количественное решение задачи сложно и громоздко, поэтому даже качественное ее рассмотрение представляет интерес, поскольку дает возможность выявить характер поля напряжений.

Рассмотрим формирование поля напряжений, возникающего при взрыве скважинного заряда ВВ в зависимости от соотношения скоростей волн детонации и напряжений, что позволяет судить о характере разрушения массива горных пород.

Рассмотрим механизм разрушения породы зарядов ВВ со скоростью детонации  $D < C_l$ .

Пусть в момент  $t = 0$  у забойки возникает детонационная волна (ось координат  $z$  направлена по оси заряда вниз). Уравнения для детонационной волны имеют вид [105]:

$$z = Dt = (u + C)t; \quad u = \frac{D}{4} \left( \frac{2z}{Dt} + 1 \right); \quad P = \frac{P_n}{2z} \left( \frac{2z}{Dt} + 1 \right)^3, \quad (5.3)$$

где  $u$ ,  $C$  – скорости продуктов детонации и звука в них соответственно.

В результате взаимодействия детонационной волны, распространяющейся в заряде, со стенками зарядной полости в массиве возникает волна напряжений. Поскольку скорость фронта волны напряжений больше скорости детонации ( $C_l > D$ ), то через  $\Delta t$  секунд детонационная волна отстанет от волны напряжений на  $\Delta x = (C_l - D)\Delta t$ . Как только волна напряжений обгонит детонационную волну, в породе у скважины возникнет волна разгрузки. Картина фронтов волн в породе показана на рис. 5.1. При распространении напряжений со скоростью, большей скорости детонации, в каждой точке массива у скважины возникают сжимающие и растягивающие напряжения, направление действия которых непрерывно меняется.

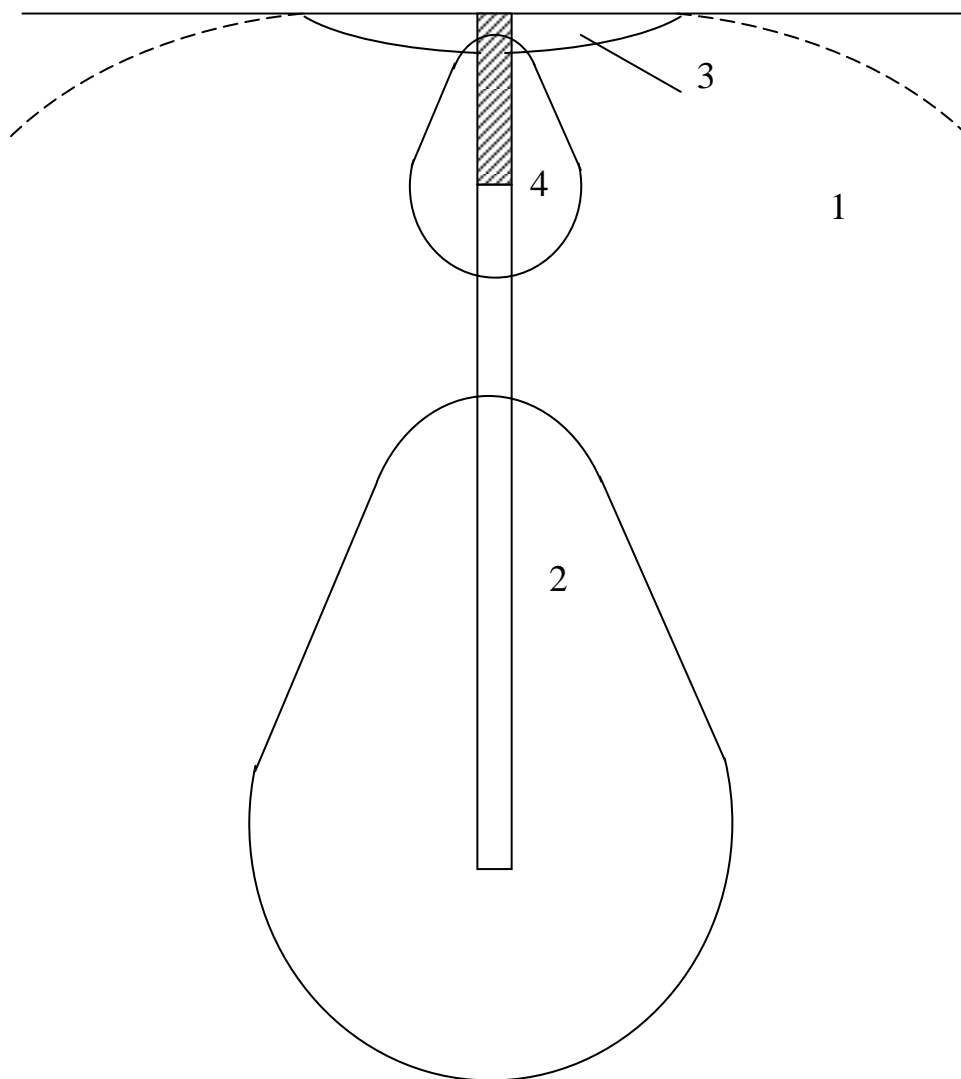
Вектор  $\bar{\sigma}(\sigma_{rr}, \sigma_{zz})$  будет вращаться (см. рис. 5.1). В таком поле развиваются все трещины, лежащие в плоскостях, проходящих через ось скважины. Напряжения в волне разгрузки развивают тангенциальные трещины.

Когда детонационная волна доходит до забоя скважины, начинается процесс ее отражения. Ударная волна в продуктах детонации описывается следующими соотношениями [130, 140]:

$$z = 2l - \left(\frac{Dt}{l}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{l}{2} - \frac{Dt}{2}; \quad D_y = -\frac{D}{2} - \frac{1}{4} \sqrt{\frac{Dz}{t}} = -D; \quad P_y = \frac{64}{27} \left(\frac{l}{Dt}\right)^3; \quad C_y \approx \frac{l}{t}; \quad u = \frac{1 - \frac{z}{l}}{2 - \frac{z}{l}} D, \quad (5.4)$$

где  $D_y$  – скорость отраженной ударной волны;  $P_y$  – давление газов в волне;  $C_y$ ,  $u$  – скорость звука в продуктах взрыва и массовая скорость газов соответственно.

Давление за фронтом отраженной волны зависит лишь от времени, но скорость газов возрастает от 0 (у забоя) до  $D/2$  (у забойки). При движении отраженной от дна скважины волны в среде распространяется волна с  $C_l > D$ . Направление сжимающих напряжений в ней будет вращаться в противоположном направлении. Волна разгрузки, возникающая при обгоне ударной волны напряжений, развивает тангенциальные трещины. Изменяя соотношение скоростей детонации и волн напряжений, можно регулировать величину сжимающих, растягивающих и сдвиговых напряжений в массиве, тем самым управлять дроблением породы.



- 1 – волна напряжений от детонационной волны;  
 2 – волна напряжений от отраженной ударной волны;  
 3 – волна разгрузки, возникающая при отражении волны напряжений от свободной поверхности  
 4 – волна напряжений от ударной волны в забойке

Рис. 5.1 - Волны в массиве при взрыве заряда ВВ с  $C_l > D$

Рассмотрим теперь разрушение породы зарядом со скоростью детонации  $D > C_l$ .

Когда  $D > C_l$ , детонационная волна образует в породе коническую волну напряжений (иногда ударную волну). В этом случае вектор поля напряжений не вращается, как в случае с  $D < C_l$ , а изменяет свою ориентацию два-три раза за первые 10-15 мс. В конической волне амплитуда затухает медленнее, чем в сферической, поэтому массив при  $D > C_l$  нагружается более равномерно. В поле конической волны



преимущественно развиваются радиальные трещины. При  $t > l/D$  к забойке движется отраженная ударная волна (ее скорость  $D_0 \approx D$ ).

Отраженная ударная волна, в свою очередь, создает поле напряжений, которое накладывается на существующее. Когда  $C_l/D = \sqrt{2}/2$ , фронты падающей и отраженной волн взаимно перпендикулярны. Это приведет к двухосному сжатию породы в плоскостях, в которых лежит ось скважины, и трещины будут развиваться преимущественно в этих плоскостях. Через некоторое время отраженная волна встретит волну разрежения от забойки. Ослабленная волной разгрузки [119], ударная волна по достижению забойки отразится от нее. К моменту отражения волны от забойки полость у места инициирования частично расширится, и продукты взрыва устремятся к месту расширения. Произойдет перераспределение энергии газов. Волны разрежения в скважине порождают волны разгрузки в породе, способствуя развитию тангенциальных трещин.

Рассмотрим разрушение породы зарядом со скоростью детонации  $D = C_l$ .

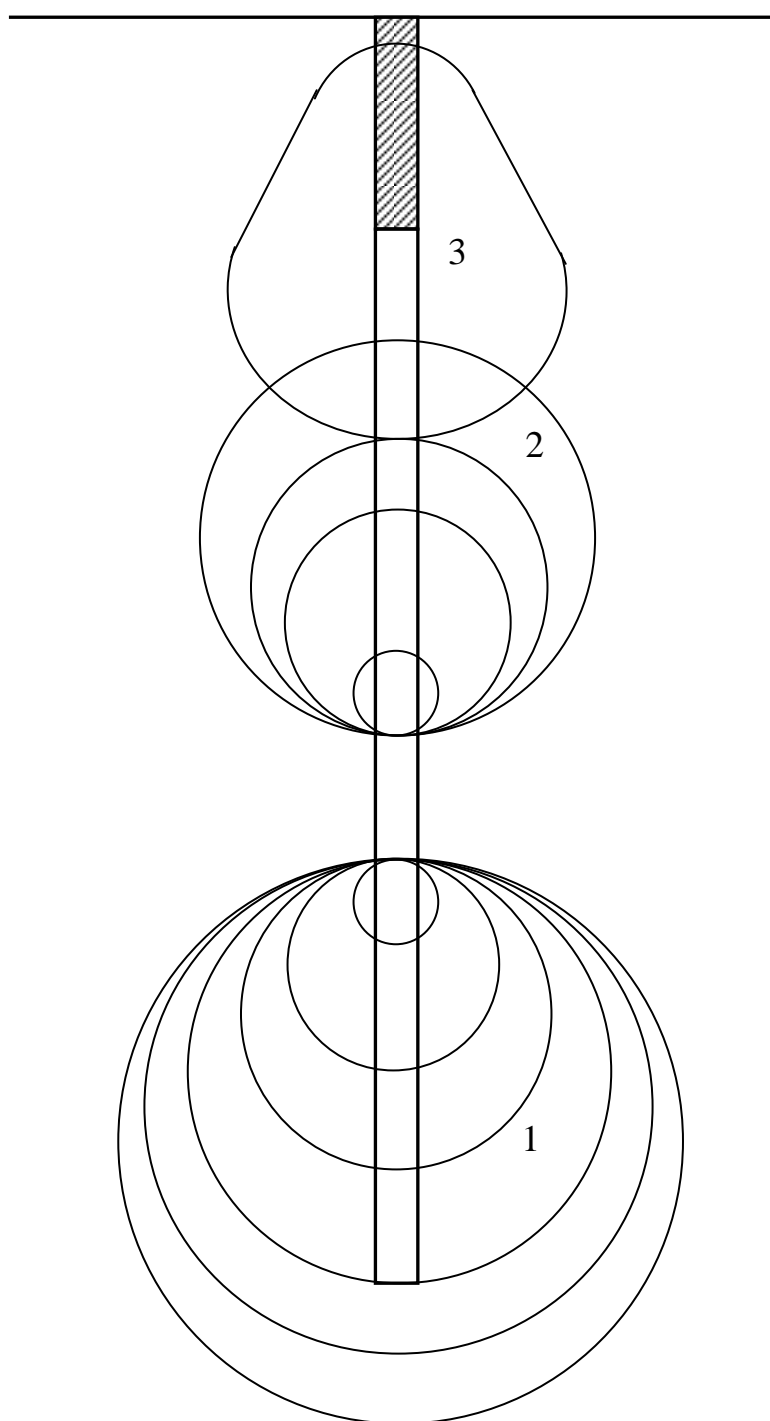
Когда  $D = C_l$ , фронт волны напряжений в породе, создаваемый детонационной волной, имеет форму сферы (рис. 5.2).

Как и в случае  $D < C_l$ , направление сжимающих напряжений поворачивается в плоскости, проходящей через ось скважины, на угол тем больший, чем ближе точка к оси заряда. У скважины порода переизмельчается из-за большой концентрации напряжений. Поле напряжений заряда, в силу своей сферичности, затухает быстрее, чем при  $D \neq C_l$ . Отраженная от забоя скважины ударная волна имеет скорость  $D_0 \approx D$ , поэтому поле, возникающее в породе при ее распространении, будет аналогично образовавшемуся при распространении детонационной волны. В начальной стадии взрыва заряда с  $D = C_l$  развиваются, в основном, радиальные трещины.

Зарождение трещины в поле напряжений в породе при взрыве сплошного скважинного заряда схематически представлено на рис. 5.3.

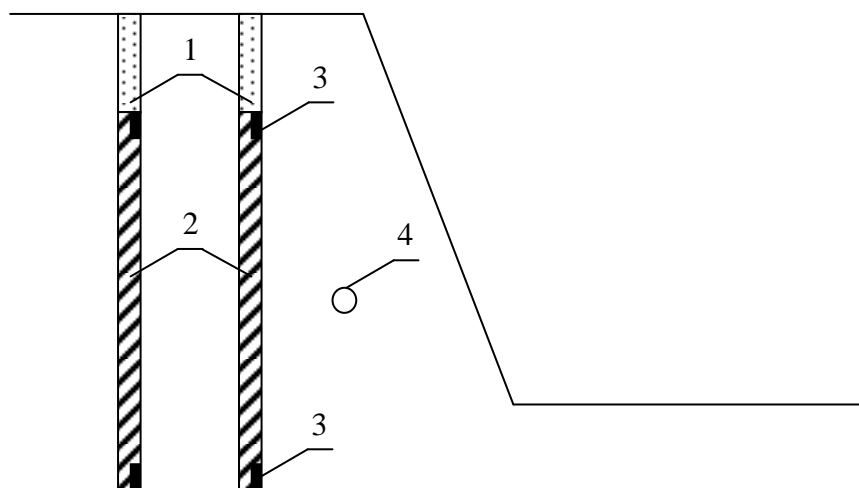
Зависимость напряжений от времени у трещины при различных условиях распространения детонационных волн представлена на рис. 5.4

Таким образом, поле напряжений скважинного заряда в монолитном массиве в значительной степени зависит от соотношения скоростей волн детонации и напряжений в массиве горных пород.



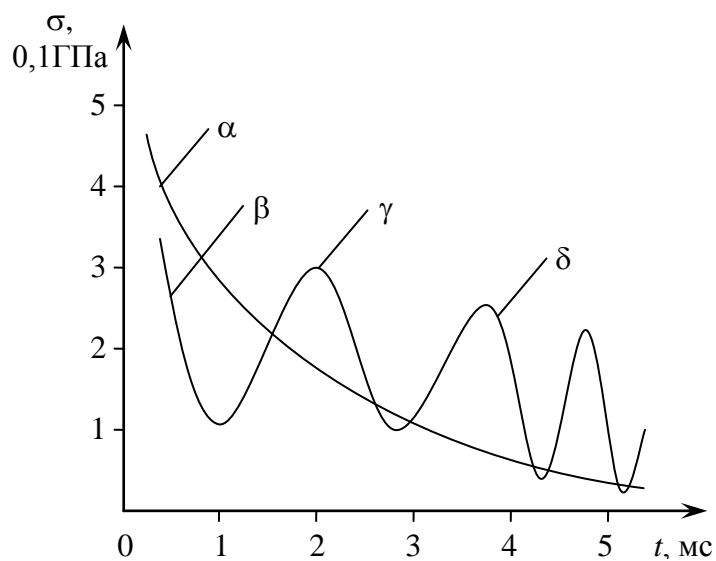
- 1 – волна напряжений от ДВ (нижний боевик);  
2 – волна напряжений от ДВ (верхний боевик);  
3 – волна напряжений от УВ в забойке

Рис. 5.2 - Волны в массиве при взрыве заряда ВВ с  $C_l = D$



1 – забойка; 2 – ВВ; 3 – боевик; 4 – трещина

Рис. 5.3 - Начальное развитие трещинообразования в породе при взрыве сплошного скважинного заряда



$\alpha$  – зависимость напряжений от времени в породе у трещины при отсутствии волновых процессов (мгновенная детонация);  $\beta$  – максимальные напряжения у трещины от детонационной волны (верхний боевик);  $\gamma$  – максимальные напряжения у трещины от детонационной волны (нижний боевик);  $\delta$  – максимальные напряжения у трещины от столкновения детонационных волн в скважине

Рис.5.4 - Зависимость изменения напряжений со временем у трещины при различных условиях распространения детонационных волн:

## 5.2 Разрушение негабаритов накладными зарядами взрывчатых веществ

Для разрушения негабарита на карьерах нередко используют кумулятивные и накладные заряды взрывчатых веществ (ВВ). Рассмотрим некоторые процессы, протекающие при взрыве таких зарядов [166].

При взрыве кумулятивного заряда с металлической облицовкой образуется кумулятивная струя из материала облицовки, температура которой  $T \approx 800-1000^\circ\text{C}$  (металл струи не расплавлен), скорость струи  $V \approx 8$  км/с, эффективная длина струи  $l \approx 3l_0$ , где  $l_0$  – длина образующей облицовки. Глубина проникания струи в породу

$$L \approx l\sqrt{\rho_1/\rho_2}, \quad (5.5)$$

где  $\rho_1$  и  $\rho_2$  – соответственно плотность материала струи и породы.

Кумулятивная струя продавлиывает в породе узкий канал. Трещины в породе не успевают развиваться, и такие заряды недостаточно эффективно разрушают негабарит.

При взрыве кумулятивного заряда без облицовки не всё ВВ участвует в образовании кумулятивной струи, а лишь малая его часть. Когда высота кумулятивного заряда достигает своего предельного значения  $H_{np} \approx 2r + h$ , где  $r$  – радиус заряда,  $h$  – высота выемки, масса ВВ, идущего на образование струи, находится следующим образом [147]:

$$m_a = \frac{m_{BB}}{5 + 2h/r} \approx \frac{m_{BB}}{9} \div \frac{m_{BB}}{6}, \quad (5.6)$$

где  $m_{BB}$  – масса ВВ.

Если заряд плоский (некумулятивный), то масса активной части заряда, то есть части, идущей на разрушение негабарита, равна (при  $h = 0$ )  $m_a = m_{BB}/5$ .

Для увеличения активной части заряда ВВ его можно покрывать оболочкой. Какими свойствами она должна обладать? Очевидно, что оболочка не должна быть твердым телом. Плотность материала оболочки должна быть большой, а динамическая сжимаемость мини-

мальной. Действительно, начальные параметры ударной волны (УВ) в материале можно определить из уравнений, которые можно записать в виде

$$D_y = P_y / \rho_0 u_x; \quad u_x = \sqrt{\frac{P_y}{\rho_0} \left( \frac{\rho_y}{\rho_0} - 1 \right)}; \quad \bar{u}_x = \frac{1}{4} D \left( 4 - 3(P_y / P_n)^{\frac{1}{3}} \right), \quad (5.7)$$

где  $D_y$  – скорость УВ;  $\bar{u}_x$  – скорость материала оболочки за фронтом УВ;  $P_y$  – давление во фронте УВ;  $\rho_0$  и  $\rho_y$  – соответственно плотность материала перед и за фронтом УВ;  $D$  – скорость детонации,  $P_n$  – начальное давление продуктов взрыва (ПВ).

В качестве материала оболочки проще всего взять воду или отсев, заполненный водой. В этом случае для воды  $\rho_y/\rho_0 = (P_y/4,3 \cdot 10^8 + 1)^{0,156}$ , а для гранита  $\rho_y/\rho_0 = (P_y/2,35 \cdot 10^{10} + 1)^{0,25}$ . Сжимаемость отсева в воде легко получить, учитывая, что это аддитивная величина. Определить параметры УВ в оболочке можно лишь численно. При  $\rho_0 = 1000 \text{ кг/м}^3$ ,  $D = 4200 \text{ м/с}$  и  $P_n = 3 \cdot 10^9 \text{ Па}$  расчеты дают следующие значения для воды:  $P_y = 3,3 \cdot 10^9 \text{ Па}$ ,  $\bar{u}_x = 972 \text{ м/с}$ ,  $D_y = 3395 \text{ м/с}$ ; для гранита при  $\rho_0 = 2600 \text{ кг/м}^3$  параметры УВ равны:  $P_y = 5,65 \cdot 10^9 \text{ Па}$ ,  $\bar{u}_x = 338 \text{ м/с}$ ,  $D_y = 6429 \text{ м/с}$ . Когда заряд ВВ не имеет оболочки, в воздухе образуется воздушная УВ (ВУВ), параметры которой можно определить из уравнений:

$$D_{ey} = \frac{(k+1)\bar{u}_x}{2}; \quad P_{ey} = \frac{(k+1)\rho_a \bar{u}_x^2}{2}; \quad \bar{u}_{ex} = \sqrt{\frac{2P_y}{\rho_0(k+1)}}; \quad \bar{u}_x = \frac{1}{4} D \left[ 4 - 3(P_y / P_n)^{0,333} \right], \quad (5.8)$$

где  $k = 1,4$  – показатель адиабаты для воздуха;  $\rho_a = 1,29 \text{ кг/м}^3$  – плотность воздуха.

Численный расчет позволяет получить следующие значения величин:  $P_{ey} = 1,86 \cdot 10^7 \text{ Па}$ ,  $\bar{u}_{ex} = 3623 \text{ м/с}$ ,  $D_{ey} = 3985 \text{ м/с}$ .

Сопоставление параметров ударных волн показывает, что если заряд без оболочки, то давление в продуктах взрыва за время, равное  $t = h/C_n$ , где  $h$  – высота заряда, а  $C_n = 3D/4$  – скорость звука в продуктах взрыва, уменьшится в 100 раз. Когда из этого времени вычесть время прохождения детонационной волны по ВВ  $\tau = h/D$ , то получим, что время действия начального давления ПВ на породу приблизительно

равно  $\Delta t_1 = h/C_n - h/D = 5,5$  мкс. За это время образовавшиеся трещины смогут вырасти на длину  $l_1 \sim 3$  см. Когда заряд находится в оболочке, то с момента инициирования по ВВ распространяется детонационная волна, а по оболочке – ударная. По истечении времени  $t_y = d/D_y$  ( $d$  – толщина оболочки) начнется движение верхнего края оболочки и в ПВ возникнет волна разряжения, которая за время  $t_p = h/C_n$  достигнет породы. Таким образом, давление  $P \approx 3 \cdot 10^9$  Па будет действовать на породу в течение времени  $\Delta t_2 = t_y + t_p = d/D_y + h/C_n = 34$  мкс. За это время трещина вырастет на длину  $l_2 \approx 9,3$  см. Если бы оболочка не потеряла сплошности, то для снижения давления в два раза необходимо время  $h/\bar{u}_x$ , которое равно  $70 \div 200$  мкс. В действительности, по истечении  $30 \div 40$  мкс оболочка начнет терять сплошность, кроме того, продукты взрыва начинают истекать с боковой поверхности.

Таким образом, можно сделать вывод, что оболочка, покрывающая кумулятивный заряд ВВ, на несколько десятков мкс ( $\Delta t \sim 40 \div 50$  мкс) «запирает» продукты взрыва у кумулятивной выемки. Кроме этого, если заряд без оболочки, то по истечении времени  $t = 40$  мкс давление в продуктах взрыва уменьшается до величины  $P \sim 10^7 \div 5 \cdot 10^7$  Па. Таким образом, оболочка увеличивает бризантное действие. Известно, что накладные заряды порождают сильные воздушные ударные волны (ВУВ). Оценим параметры ВУВ при наличии оболочки у накладного заряда и сравним их с параметрами ВУВ без оболочки. Когда оболочка из воды, начальные параметры ВУВ можно найти из (5.8). Имеем  $\bar{u}'_{ey} = 972$  м/с,  $D'_{ey} = 1069$  м/с,  $P'_{ey} = 1,62 \cdot 10^6$  Па. Начальные параметры ВУВ заряда с оболочкой существенно ниже, чем без нее. Когда оболочка начнет разлетаться, продукты взрыва будут образовывать ВУВ непосредственно, но давление в ПВ к этому времени снизится в несколько раз (при смещении оболочки на  $h$  давление в продуктах взрыва уменьшится в  $P_n / P = V_n^3 / (V_n + \Delta V)^3 \approx 64$  раза).

Рассмотрим простейший и очевидный случай, когда вместо инертного материала взята вода и отсев. Когда потерями на нагревание и фазовые переходы можно пренебречь с большой степенью точности. Такой способ весьма технологичен. Применение оболочки позволяет укреплять заряды на наклонной поверхности ( $\alpha \leq 30^\circ$ ).

Более тонким способом поглощения энергии неактивной части заряда ВУВ, возникающей при взрыве, является способ, когда в материал оболочки помещают вещества, сильно поглощающие энергию

УВ. Известно, что УВ слабо поглощается водой и не сильно твердым веществом с малой пористостью. Если значительно увеличить объем пор в материале, то при адиабатном сжатии воздуха пор происходит его разогрев до температур  $T \leq 10^4$  К. Так как поверхность контакта «воздух пор – вещество» может быть громадной (например, если объем пор равен  $1 \text{ см}^3$  и диаметр поры  $0,1 \text{ мм}$ , то общая поверхность пор равна  $S = 6,3 \cdot 10^4 \text{ м}^2$ ), то и скорость теплообмена также будет очень большой. Вещество оболочки или его прослойка будут испытывать фазовый переход. Теплота взрыва промышленных ВВ имеет тот же порядок, что и теплота фазового перехода или даже меньше. Таким образом, пористое вещество при прохождении по нему УВ может поглотить большую часть энергии УВ и во много раз уменьшить ВУВ.

### **5.3 Исследование процессов, происходящих в горной породе при взрыве зарядов с инертными промежутками**

---

---

Предварительное разупрочнение горных пород взрывом при проведении массовых взрывов с целью дробления горной массы и получения наперед заданного гранулометрического состава имеет первостепенное значение. Известно, что разупрочнение породы происходит в неоднородном нестационарном поле напряжений. Хотя обычные заряды с инертными промежутками создают в породе неоднородное нестационарное поле напряжений, но время существования неоднородности мало. Это связано с тем, что инертные промежутки при взрыве быстро распадаются. Действительно, детонационный шнур (ДШ) при взрыве образует канал в инертном промежутке, в который устремляются продукты взрыва (ПВ). При этом материал промежутка сжимается вместе с воздухом пор и ПВ до давления  $P \sim 1$  ГПа. В промежутке протекают интенсивные волновые процессы, способствующие перемешиванию материала промежутка и ПВ. Адиабатное сжатие воздуха пор и частиц промежутка значительно нагревает вещество промежутка, что приводит к потерям энергии ПВ. При верхнем инициировании распад промежутка начинается при подходе волны разрежения от забойки к промежутку, т.е. через время  $t = 1$  мс с момента инициирования. Время детонации всего заряда примерно в два раза больше. Сжатые в промежутке ПВ при подходе волны раз-

режения начинают расширяться в сторону забойки. При наличии неоднородностей в промежутке и неправильности формы скважины происходит перемешивание ПВ и вещества промежутка при помощи волн и турбулентных потоков. Промежуток распадается. При этом неоднородности поля напряжений исчезают. Времени существования неоднородности недостаточно, чтобы эффективно разупрочнить породу.

С целью увеличения времени существования промежутка необходимо, прежде всего, изолировать материал промежутка от ПВ. Для этого можно или использовать в качестве материала промежутка вещество с минимальной пористостью, или между промежутком и ВВ помещать изолирующие прокладки.

Промежутки теоретически могут быть подвижными и неподвижными. Промежутки без канала в них будут двигаться к забойке, не распадаясь. Расчеты показывают, что скорости их достаточно малы для того, чтобы порода успевала разупрочняться в породе вместе с промежутком в движущемся неоднородном поле напряжений на расстоянии 2-3 м от скважины. Канал в промежутке не возникает при электровзрывании или применении специальных ДШ. Подбирая состав промежутка и располагая обычный ДШ по оси скважины, можно добиться того, что промежуток будет неподвижен до расширения полости взрыва. Действительно, диаметр образовавшегося канала в промежутке  $d_k \approx d\sqrt{k}$  ( $d$  – диаметр скважины,  $k$  – относительный объем пор в промежутке). ПВ в канале прижимают материал промежутка к стенке скважины и заклинивают его в скважине. Пусть длина промежутка  $l_n$ , а коэффициент трения между стенками скважины и частицами промежутка  $\mu$ , тогда промежуток заклинивается в скважине, если его длина больше величины

$$l_n > \frac{d(1-k)P_1}{4\mu P_2}, \quad (5.9)$$

где  $P_1, P_2$  – соответственно давление ПВ на породу вне канала и в канале.  $P_2$  можно оценить по формуле  $P_2 = P_1 d_k / d$ .

Изменение напряжений в породе у промежутка вдоль оси скважины можно оценить по формуле

$$\frac{\Delta\sigma}{\Delta l} = \frac{(P_1 - P_2)}{\Delta l}. \quad (5.10)$$



Минимальный линейный размер разупрочнения  $\Delta l_m$  определится из уравнения

$$\frac{\Delta \sigma_c}{\Delta l_m} = \frac{P_1 - P_2}{l_n} \Leftrightarrow \Delta l_m = \frac{\sigma_c l_n}{P_1 - P_2}, \quad (5.11)$$

где  $\sigma_c$  – динамический предел прочности породы на сдвиг.

Если положить, что напряжения во взрывной волне затухают по закону  $\sigma(r) = \sigma_0 (d/2r)^n$ , где  $\sigma_0$  – напряжения в породе у стенки скважины;  $n$  – показатель затухания, то размер разупрочненной породы на расстоянии  $r$  от оси будет равен

$$\Delta l(r) = \sigma_c l_n (2r/d)^n / (P_1 - P_2). \quad (5.12)$$

Время действия напряжений должно быть больше  $t_1$ :

$$t_1 \approx 2\Delta l(r) / C_l, \quad (5.13)$$

где  $C_l$  – скорость продольной упругой волны.

Схемы зарядов с инертными и воздушными промежутками представлены на рис. 5.5.

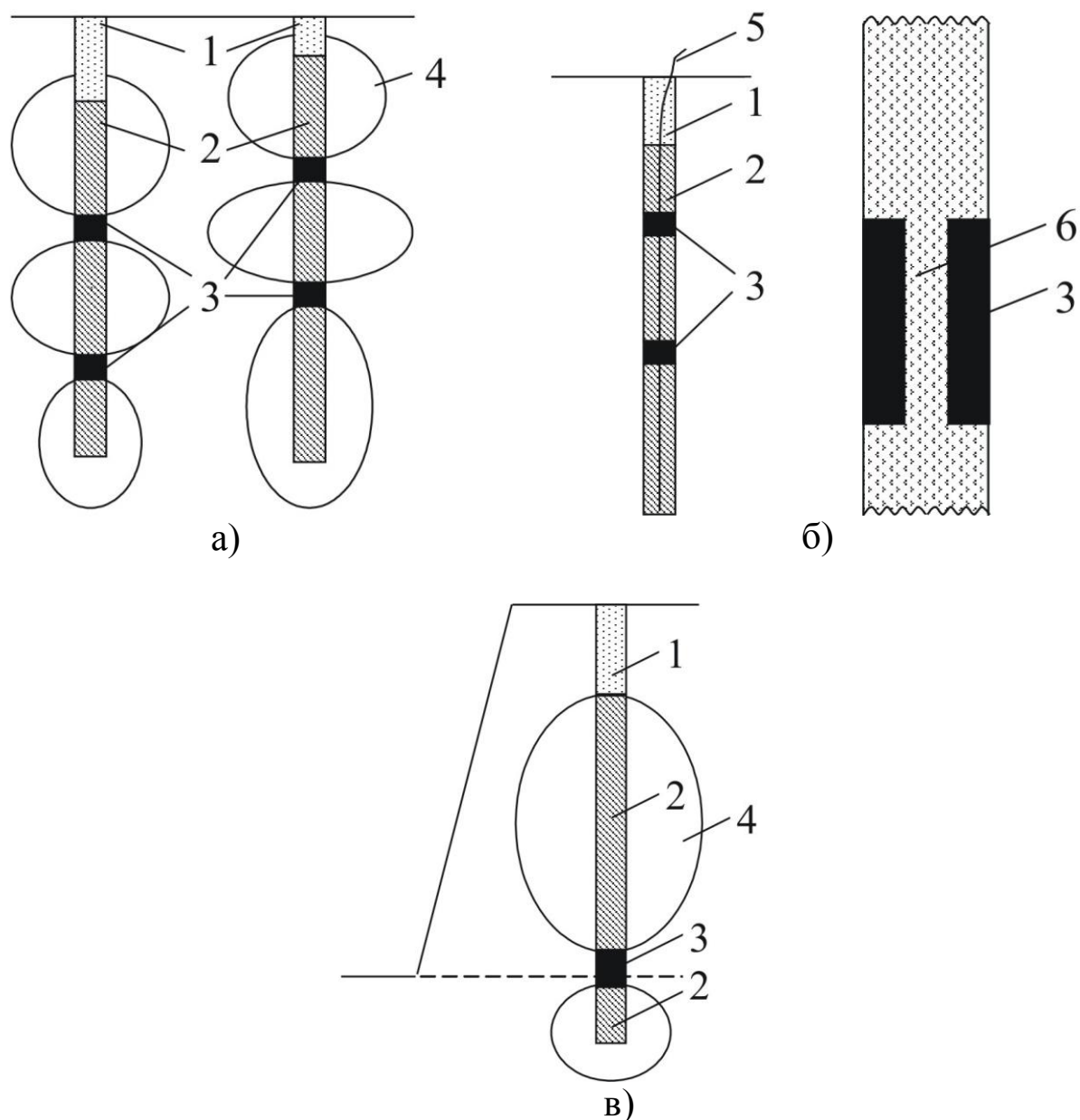
Эффективность разупрочнения породы промежутками тем выше, чем меньше энергии излучает промежуток. Средняя плотность потока энергии, излучаемой промежутком, может быть оценена на основе закона сохранения энергии

$$J_1 \pi d^2 = J_2 \pi l_n d \Leftrightarrow J_2 = J_1 l_n / d, \quad (5.14)$$

где  $J_1, J_2$  – соответственно плотности потоков энергии, поступающей в промежуток и излучаемый промежутком.

Эффективные для разупрочнения породы размеры неоднородности поля напряжений заряда с промежутками определяются величиной  $(1 \div 2)l_n$ . Через несколько миллисекунд (5-6 мс) с момента инициирования амплитуды волн в полости взрыва уменьшаются настолько, что разупрочнение породы уже незначительно. Для увеличения времени разупрочнения инертные промежутки необходимо располагать в шахматном порядке. То есть, промежуток в скважине должен располагаться на уровне ВВ в соседних скважинах. При этом порода будет вытес-

няться (течь) в сторону промежутков. Во встречных «потоках» будет происходить эффективное разупрочнение породы до начала выброса ее.



а – «подвижные» инертные промежутки;  
 б – «неподвижные» инертные промежутки;  
 в – заряд с воздушным промежутком у перебура;  
 1 – забойка; 2 – ВР; 3 – промежутки; 4 – поле напряжений;  
 5 – ДШ; 6 – канал в промежутке

Рис. 5.5 - Заряды с инертными и воздушными промежутками

## 5.4 Исследование процессов, происходящих в горной породе при взрыве комбинированных зарядов взрывчатых веществ

При проведении массовых взрывов первоначально следует рассчитать параметры скважинных зарядов, исходя из требований, которые предъявляются к гранулометрическому составу горной массы, полученному в результате взрывного разрушения. При этом необходимо максимально снизить прочность горных пород для уменьшения последующих затрат на их дробление. Первоначально следует выяснить, каким требованиям должен удовлетворять скважинный заряд, чтобы разрушенные при взрыве породы были определенным образом разупрочнены. Хотя в настоящее время точно определить параметры скважинного заряда затруднительно, однако, при проведении расчетов, прежде всего, необходимо задать пределы изменения давления в зарядной полости и время его действия. Максимальное давление в полости должно быть меньше предела текучести породы. При этом надо учитывать, что при взрыве в забойке возникает волна уплотнения, а в продуктах взрыва (ПВ) волна разрежения, снижающая давление у забойки. Параметры этих волн можно найти из уравнений [105]

$$C = \sqrt{\frac{nD}{2(n+1)}}; \quad u = \sqrt{\frac{2n}{n+1}} \cdot \frac{D}{n-1} \left( 1 - \left( \frac{P}{P_0} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right) = \sqrt{\frac{P}{\rho_0} \left( 1 - \frac{\rho}{\rho_0} \right)}, \quad (5.15)$$

где  $u$ ,  $D$  – скорости частиц забойки и ударной волны (УВ) соответственно;  $n$  – показатель адиабаты ПВ;  $P_0$ ,  $P$  – начальное давление ПВ и давление во фронте УВ соответственно;  $\rho_0$ ,  $\rho$  – плотность материала забойки до и после сжатия;  $C$ ,  $D$  – скорость звука в ПВ и скорость детонации соответственно.

Так как силы, препятствующие уплотнению забойки, незначительны по сравнению с силами сжатия со стороны ПВ, то можно учитывать лишь инерционные свойства материала, записав  $\rho = \rho_0 / (1 - k)$ , где  $k$  – пористость забоечного материала. Тогда (5.15) можно записать

$$u = \sqrt{\frac{2n}{n+1}} \cdot \frac{D}{n-1} \left( 1 - \left( \frac{P}{P_0} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right) = \sqrt{\frac{Pk}{\rho_0}}; \quad C = \sqrt{\frac{nD}{2(n+1)}}. \quad (5.16)$$

Скорость фронта уплотнения находится из соотношения

$$\rho_0(DSt - utS) = DS\rho_0t. \quad (5.17)$$

Элементарные преобразования дают (учтено, что  $\rho/\rho_0 = 1/(1-k)$ ):

$$D = \frac{u}{k}. \quad (5.18)$$

Численное решение уравнений (5.16) и (5.18) позволяет определять параметры ударной волны в забойке при различных значениях пористости забоечного материала (табл. 5.1). Это дает возможность оценить время прохождения по забойке волны уплотнения  $t_{упл} \approx 10,5 \div 1,5$  мс. За это время волна разгрузки в породе пройдет расстояние  $l \approx 2,5-6,5$  м, а это значит, что, благодаря волне уплотнения, на расстоянии  $2,5 \div 6,5$  м от контакта ВВ с забойкой действие ВВ у забойки будет ослаблено:  $P/P_0 = 0,61 \div 0,365$ .

Таблица 5.1 - Параметры ударной волны в забойке при различной пористости

Скорость частиц в забойке, м/с	Давление на фронте ударной волны, ГПа	Скорость ударной волны, м/с	Значение пористости
780	12,20	7770	0,10
910	11,10	6050	0,15
1010	10,10	5425	0,20
1080	9,45	4340	0,25
1150	8,90	3840	0,30
1210	8,40	3460	0,35
1260	8,00	3155	0,40
1310	7,60	2910	0,45
1350	7,30	2700	0,50

Нижний предел давления в полости взрыва должен быть таким, чтобы в рассматриваемом месте массива напряжения превышали предел прочности породы на сжатие. В общем случае необходимо учитывать значение динамического предела прочности. С учетом инерционных свойств породы динамические пределы прочности стремятся к бесконечности при стремлении времени приложения нагрузки к нулю. Без учета инерционных свойств динамические пределы прочности стремятся к определенному пределу. Например, для идеальных кристаллов динамический предел прочности равен его теоретическому значению. Возрастание величины динамических пределов прочности горных пород с увеличением скорости нагружения связано с необходимостью создания условий для роста трещин меньших размеров. Кроме того, динамические пределы прочности являются усредненными характеристиками по выделенному объему. Очевидно, с уменьшением выделенного объема скорость нагружения образца уменьшается. Если длина волны напряжения в несколько раз больше размеров выделенного объема, то нагружение можно считать квазистатическим.

Минимальное время приложения нагрузки можно определить из условия роста трещин на заданную длину. Если средняя скорость роста трещины в выделенном объеме  $C_l$ , то для удлинения трещины на  $l_T$  необходимо время  $t \approx t_0 + l_T / C_l$ , где  $t_0$  – время, в течение которого поле напряжений устанавливается в выделенном объеме. Для объемов размерами  $a \approx 0,1$  м  $t \geq 50$  мкс. Когда порода разрушается от действия сдвиговых или растягивающих напряжений, то нижний предел давления в скважине можно уменьшить в несколько раз.

Таким образом, для разупрочнения породы в выделенном объеме ( $a \approx 0,1$  м) необходимо, чтобы в течение  $t \geq 50$  мкс существовали напряжения, превышающие динамический предел прочности породы. Очевидно, что разупрочнение будет происходить в поле напряжений, отличающимся сильной неоднородностью и нестационарностью. Таким требованиям удовлетворяют заряды из чередующихся частей двух типов ВВ [167] и заряды с неподвижными инертными промежутками.

Обычно в инертном промежутке нити детонационного шнура (ДШ) образуют при взрыве канал, в который проникают ПВ. Диаметр канала  $d_k$  легко определить из соотношения

$$\frac{\pi d^2}{4} \rho_0 l = \frac{\pi(d^2 - d_k^2)}{4(1-k)} \rho_0 l, \quad (5.19)$$

где  $l, d$  – длина промежутка и диаметр скважины;  $\rho_0$  – плотность забойки.

Из (5.19) легко получить

$$d_k = d \sqrt{\frac{k}{1-k}}, \quad (5.20)$$

При  $0,1 \leq k \leq 0,4$   $d_k/d$  изменяется в пределах  $0,33 \leq d_k/d \leq 0,82$ . Так как канал прилегает к стенке скважины, а материал забойки неоднороден, то УВ, возникающие в ПВ на неровностях, разрушают канал, а затем и сам инертный промежуток, приводят к потерям энергии ВВ на нагревание и плавление вещества промежутка. Этих недостатков лишен заряд с ДШ, не пробивающим канал в промежутке из материала, непроницаемого для ПВ и имеющего большое сцепление между частицами. При взрыве промежуток движется в скважине. Вместе с ним перемещается неоднородность поля. Длина промежутка зависит от типа ВВ, блочности массива, а количество промежутков определяется технологичностью конструкции. В подавляющем большинстве случаев  $0,8 \leq l \leq 1,3$  м. Иногда необходимо фиксировать инертный промежуток в каком-либо месте скважины. В этом случае материал промежутка должен отличаться малой пористостью и большой однородностью. ДШ необходимо помещать по оси скважины. Давление в канале, образованном ПВ в промежутке, будет несколько меньше, чем возле промежутка (при скорости потока ПВ  $V = 10^3$  м/с давление уменьшается на  $\Delta P \approx 50$  МПа). После образования канала на промежуток снизу, сверху и изнутри будут действовать ПВ. Пусть коэффициент трения между сжатой забойкой и стенкой скважины  $f$ , тогда сила трения забойки о стенку  $F = \pi d l f P_c$ , где  $P_c \approx (P_g + P_n)/2$  ( $P_g, P_n$  – соответственно давление ПВ сверху и снизу промежутка). Если сцепление частиц промежутка достаточно большое, то давление промежутка на стенку скважины равно  $P = (P_n + P_g) d_k / 2d$ . Для устойчивости промежутка в скважине необходимо выполнение условия

$$\frac{(P_n - P_g) \pi (d^2 - d_k^2)}{4} \leq \frac{\pi d_k l f (P_n + P_g)}{2} \quad (5.21)$$

или

$$l \geq \frac{\left(\frac{P_H}{P_\epsilon} - 1\right) \left( \left(\frac{d}{d_k}\right)^2 - 1 \right) d \sqrt{k}}{2\sqrt{1-k} \left(\frac{P_H}{P_\epsilon} + 1\right)}.$$

Расчеты, выполненные для  $k \in [0,1;0,4]$ ;  $f \in [0,1;0,5]$ ;  $P_H/P_\epsilon \leq 20$ , показывают, что при  $l = 1$  м промежуток не потеряет устойчивости.

Давление, оказываемое промежутком на стенку скважины, меньше давления вне промежутка в 1,5-3 раза [168]. Особенно эффективно располагать неподвижные промежутки в соседних скважинах в шахматном порядке.

## Выводы

1. Анализ волновых процессов в скважинных зарядах при массовом взрыве позволяет сделать заключение об отсутствии стадии квазистатического действия. Установлено, что, когда скорость детонации ВВ больше скорости волн напряжений, в породе растут радиальные трещины, перпендикулярные фронту волны. Если скорость детонационной волны меньше скорости волн напряжений, в породе действуют сжимающие напряжения, направления которых совершают повороты в радиальных плоскостях по- и против часовой стрелки. Кроме того, при неблагоприятных условиях, в результате откольных явлений, средняя часть скважины может детонировать в режиме недосжатой волны или отказывать.

2. Установлено, что существенно увеличить активную часть накладного заряда для разрушения негабарита и уменьшить энергию генерируемых при взрыве воздушных ударных волн можно оболочкой (забойкой), покрывающей заряд ВВ. Оболочка увеличивает время взрыва на 30÷40 мкс. За это время давление ПВ заряда без забойки уменьшается до десятков МПа.

3. Установлено, что для существенного увеличения качества дробления и разупрочнения горной породы при массовом взрыве необходимо использовать заряды с газонепроницаемыми инертными промежутками, которые располагаются так, что на уровне промежутков в соседних скважинах помещается ВВ. В этом случае в породе

создается неоднородное нестационарное поле напряжений, в котором происходит разрушение и разупрочнение горной породы при растягивающих и сдвиговых напряжениях.

4. Установлено, что заряды из чередующихся частей двух типов ВВ (малой и большой мощности), комбинированные заряды, детонирующие от детонационного шнура, и заряды с «неподвижными» инертными промежутками также создают в породе неоднородное нестационарное поле напряжений, способствующее эффективному дроблению и разупрочнению горной породы.



## ОБОСНОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ БУРОВЗРЫВНЫХ РАБОТ ДЛЯ МАССИВОВ ГОРНЫХ ПОРОД РАЗЛИЧНОЙ ПРОЧНОСТИ И СТРУКТУРЫ

### 6.1 Обоснование выбора параметров зарядов взрывчатых веществ для разрушения горных пород с различной структурой

В начальный период развития теории проектирования взрыва за основной критерий разрушения принимали объемную массу породы, позднее – сопротивление породы сжатию и растяжению, а в настоящее время пытаются придать особое внимание в качестве определяющего значения структуры горных пород размеру их отдельностей, являющихся следствием трещиноватости, вне зависимости от ширины трещин и свойств заполняющего материала. Классификация пород по блочности приведена в табл. 6.1 [87].

Таблица 6.1 - Классификации пород по блочности

Блочность массива	Категория трещиноватости	Среднее расстояние между трещинами, м	Удельная трещиноватость, м <sup>-1</sup>	Содержание (%) в массиве отдельностей размером, мм		
				+ 300	+ 700	+ 1000
Мелкоблочный	I	до 0,1	10	до 10	0	Нет
Среднеблочный	II	0,1-0,5	2-10	10-70	до 30	до 5
Крупноблочный	III	0,5-1	1-2	70-100	30-80	5-40
Весьма крупноблочный	IV	1,0-1,5	1,0-0,65	100	80-100	40-100
Исключительно крупноблочный, практически монолитный	V	1,5	0,65	100	100	100

В соответствии с приведенной классификацией предложена шкала удельного расхода ВВ, дифференцированная по заданной крупности дробления [119]. Согласно этой шкале, при одной и той же степени дробления затраты энергии на дробление пород с постоянной трещиноватостью изменяются в 1,5 раза в зависимости от прочности свойств, а на дробление пород постоянной прочности – в 3,5 раза в зависимости от блочности. Имеются также предложения устанавливать геометрические параметры зарядов ВВ в зависимости от степени трещиноватости, с тем, чтобы в исключительно крупноблочных массивах пронизывать зарядом ВВ каждую отдельность.

При взрыве зарядов ВВ в среде с мелкоблочной структурой нет необходимости дробить отдельности, поэтому максимальное давление во взрывной полости должно быть сравнительно небольшим. Доля энергии ВВ, идущая на дробление, в этом случае должна быть минимальной [174].

Имея ВВ с различными характеристиками, можно, применив соответствующую конструкцию заряда, получить любую, наперед заданную, форму взрывного импульса. Например, заряды с воздушными полостями или с инертными промежутками уменьшают пиковое давление во взрывной полости и изменяют длительность взрыва.

Рассмотрим заряды ВВ с одной или несколькими воздушными полостями. Длина части скважины, заполненной воздухом, пусть равна  $l_1$ , а ВВ –  $l_2$ . Пусть  $l_1 + l_2 = l$ . С момента детонации заряда во взрывной полости начнет устанавливаться среднее давление продуктов детонации (ПД). За время

$$t \approx \frac{l_2}{C_n}, \quad (6.1)$$

где  $C_n$  – начальная скорость звука в ПД, давление в полости, в основном, усредняется и будет равно

$$\bar{P} = \frac{P_n l_2^3 (l_2 + l')^{0,433}}{(l_2 + l_1)^{1,3}}, \quad (6.2)$$

где  $\bar{P}$  – усредненное давление;  $l'$  – определяет увеличение объема ПД при уменьшении давления до сопряженного;  $P_n$  – начальное давление в полости.

Эффективная длительность взрыва сплошного заряда и заряда с полостями равна

$$t_{1,2} = \frac{D_{1,2}}{2\bar{u}_{1,2}}. \quad (6.3)$$

Индекс “1” в (6.3) принадлежит сплошному заряду, а “2” – заряду с полостями.  $D_{1,2}$  – условные диаметры полостей после расширения.  $\bar{u}_{1,2}$  – средние скорости движения стенок полости, определяются из формулы

$$\bar{u}_{1,2} = 0,3u_{1,2}, \quad (6.4)$$

где  $u_{1,2}$  – начальные скорости.

Начальные скорости движения стенок взрывной полости находятся из уравнений:

$$u_1 = \sqrt{(\bar{P}_1 - P_n)(V_n - V)} = C_n - C; \quad (6.5)$$

$$u_2 = \sqrt{(\bar{P}_2 - P_n)V_n \left( 1 - \left( 1 + \frac{P}{2,35 \cdot 10^{10}} \right)^{-1,4} \right)}, \quad (6.6)$$

где  $P$ ,  $V_n$  – давление и удельный объем породы на фронте ударной волны (УВ).

Удельные объемы ПД после расширения равны

$$V_{a1} = V_n \left( \frac{P_n}{P_k} \right)^{\frac{1}{3}} \left( \frac{P_k}{P_a} \right)^{0,77}; \quad (6.7)$$

$$V_{a2} = V_n \left( \frac{\bar{P}}{P_k} \right)^{0,33} \left( \frac{P_k}{P_a} \right)^{0,77}, \quad (6.8)$$

где  $P_k$  – давление в точке сопряжения изоэнтроп;  $P_a$  – атмосферное давление.

Из (6.7) и (6.8) легко найти диаметры полостей

$$D_1 = D_3 \left( \frac{P_H}{P_k} \right)^{\frac{1}{6}} \left( \frac{P_k}{P_a} \right)^{\frac{1}{2,6}}; \quad (6.9)$$

$$D_2 = D_3 \left( \frac{\bar{P}}{P_k} \right)^{\frac{1}{6}} \left( \frac{P_k}{P_a} \right)^{\frac{1}{2,6}}, \quad (6.10)$$

где  $D_3$  – диаметр скважины.

Длительности взрывных импульсов будут равны

$$t_1 = \frac{D_3 \left( \frac{P_H}{P_k} \right)^{\frac{1}{6}} \left( \frac{P_k}{P_a} \right)^{\frac{1}{2,6}}}{2\bar{u}_1}; \quad (6.11)$$

$$t_2 = \frac{D_3 \left( \frac{\bar{P}}{P_k} \right)^{\frac{1}{6}} \left( \frac{P_k}{P_a} \right)^{\frac{1}{2,6}}}{2\bar{u}_2}. \quad (6.12)$$

Общую длину воздушных полостей в колонке заряда можно найти из формулы

$$l_1 = \frac{P_k^{1/1,3} (l_2 + l')^{1/3} l_2^{2,3}}{P_{opt}^{0,77}} - l_2, \quad (6.13)$$

где  $P_{opt}$  – оптимальное пиковое давление в полости для взрывания в сильнотрещиноватой среде.

Из (6.11), (6.12) легко получить длительность взрыва в зависимости от длины воздушной полости и наоборот.

Имея несколько типов ВВ, можно, комбинируя их количество в скважине, получить требуемый взрывной импульс по длительности и амплитуде.

Усредненное давление в полости будет равно

$$P = \frac{\sum_{i=1}^k P_i V_i^3}{\sum_{i=1}^k \bar{V}_i^3}, \quad (6.14)$$

где  $P_i$  – давление в полости от  $i$ -го типа ВВ;  $V_i$  – объем ПД  $i$ -го ВВ;  $\bar{V}_i$  – объем ПД  $i$ -го ВВ при усредненном давлении;  $i = 1, 2, 3, \dots, k$ .

Длительность взрывного импульса комбинированного заряда ВВ приближенно находится из системы уравнений

$$\bar{t} = \frac{\bar{D}}{2\bar{u}}; \quad (6.15)$$

$$\bar{D} = D_3 \left( \frac{\bar{P}}{\rho_a} \right)^{\frac{1}{6}}; \quad (6.16)$$

$$\bar{u} = 0,3u = 0,3 \sqrt{\frac{\bar{P} - P_y}{\rho_a} \left( 1 - \left( 1 + \frac{P_y}{P_a} \right)^{-\frac{1}{4}} \right)} = 0,3C_n \left( 1 - \left( \frac{P_y}{P_a} \right)^{\frac{1}{3}} \right), \quad (6.17)$$

где  $\bar{t}$  – длительность взрывного импульса;  $\bar{D}$  – конечный эффективный диаметр взрывной полости;  $P_y$  – начальное давление на фронте УВ в породе.

Амплитуда и длительность взрывного импульса на стенке взрывной полости для зарядов с водными и инертными промежутками нетрудно получить, воспользовавшись вышеприведенной методикой расчета.

Строго говоря, для взрывания в мелкоблочной среде необходимо, чтобы площадь, амплитуда и длительность взрывного импульса были оптимальными. Таким требованиям могут удовлетворять сплошные скважинные заряды ВВ с максимальной шириной зоны химических реакций и временем нарастания давления до пикового значения.

Для разрушения среднеблочных пород применяются те же конструкции зарядов, что и для мелкоблочных. Исключением являются заряды с достаточно большими воздушными промежутками. Такие заряды имеют недостаточно большую площадь взрывного импульса [170].

Подбором ВВ в комбинированном заряде можно получить необходимую амплитуду и площадь взрывного импульса. Инертные промежутки эффективно уменьшают длительность взрыва. Пиковое давление в полости заряда с инертными промежутками зависит от ударной сжимаемости и плотности материала промежутка и может быть значительно выше, чем у заряда ВВ с воздушными полостями. На рис. 6.1 показано изменение плотности гранита, воды, сухого и влаж-

ного отсева в зависимости от давления (при изоэнтропийном процессе сжатия). Ударная сжимаемость и плотность материала промежутка определяет скорость установления среднего давления в скважине. Уменьшение амплитуды импульса определяется количеством и сжимаемостью инертного материала. Зависимость плотности от давления необходимо брать в виде:

$$\text{для воды} \quad \rho = 3840 \left( \left( \frac{P_e}{P_{0e}} \right)^8 - 1 \right), \text{ кг/м}^3;$$

$$\text{для гранита} \quad \rho = 2,35 \cdot 10^5 \left( \left( \frac{P_{zp}}{P_{0zp}} \right)^4 - 1 \right), \text{ кг/м}^3;$$

для сухого отсева

$$\rho = 10^4 \text{ при } P \leq 1 \text{ ГПа,}$$

$$\rho = 2,35 \cdot 10^5 \left( \left( \frac{P_{zp}}{P_{0zp}} \right)^4 - 1 \right) \text{ при } P > 1 \text{ ГПа.}$$

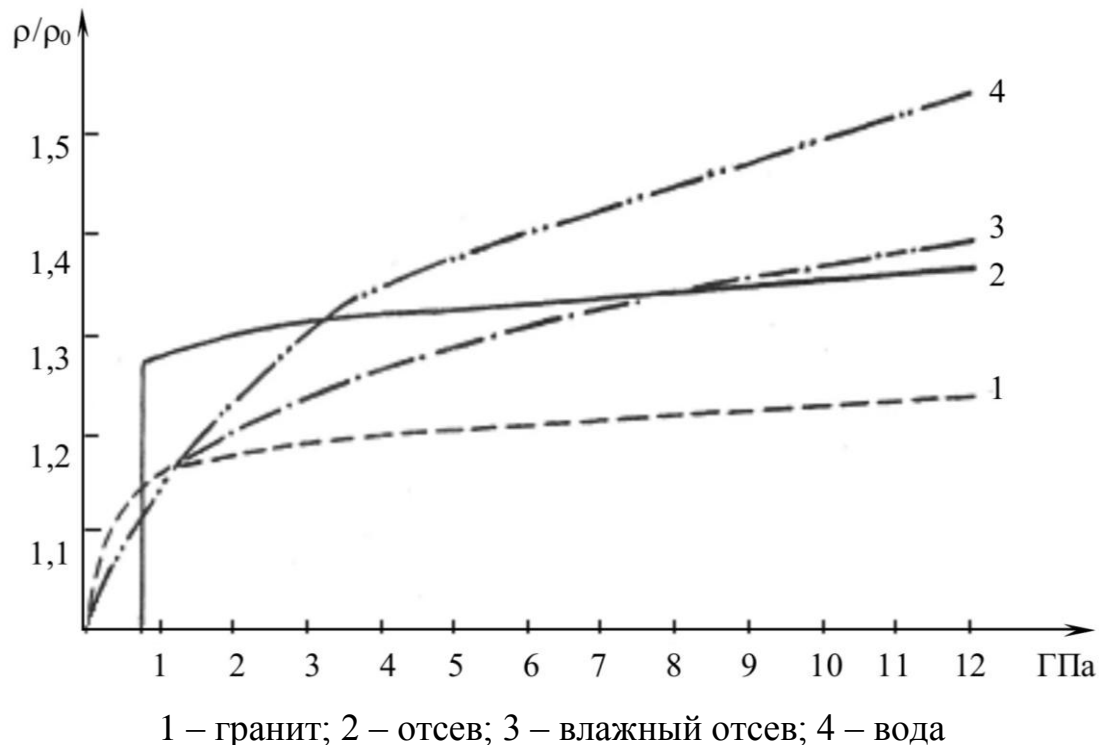


Рис. 6.1 - Изменение плотности различных материалов в зависимости от приложенного давления

Сжатие отсева (песка), заполненного водой, происходит по аддитивному закону.

На рис. 6.2 приведен график зависимости плотности песка с водой от давления

$$\rho = \alpha \rho_1 + (1 - \alpha) \rho_2 = \alpha \rho_{01} \left( \frac{P}{A_1} + 1 \right)^{1/m_1} + (1 - \alpha) \rho_{02} \left( \frac{P}{A_2} + 1 \right)^{1/m_2}.$$

где индекс 1 соответствует воде, а 2 – веществу частиц песка;  $\alpha$  – часть объема, занимаемого водой;  $\rho_0$ ,  $\rho$  – соответственно плотность при атмосферном давлении и давлении  $P$ ;  $A$ ,  $m$  – коэффициенты в уравнении Тэта.

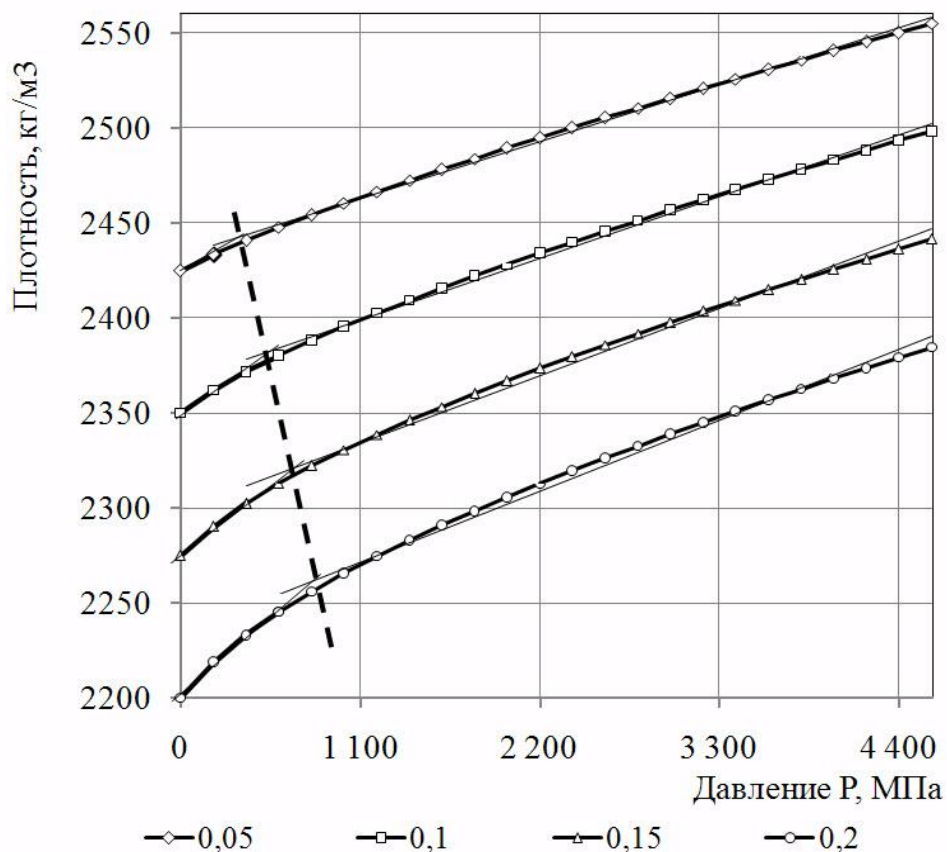


Рис. 6.2 - График зависимости плотности песка с водой от давления

Рассчитать комбинированный заряд для разрушения средне-блочного массива можно по формулам (6.14)-(6.17).

При разрушении крупноблочного массива необходимо, чтобы максимально большое количество энергии ВВ шло на дробление. В

данном случае большую роль играет форма взрывного импульса. Для разрушения крупноблочных пород необходимо применять заряды ВВ с большой площадью взрывного импульса.

Комбинированные заряды и заряды с водными и инертными промежутками в сочетании с высокобризантными ВВ могут увеличить дробящее действие заряда за счет создания неоднородного поля напряжений. При взрыве сплошного заряда порода разрушается, в основном, от сжимающих напряжений. В неоднородном поле порода разрушается еще и от сдвиговых и растягивающих напряжений [170].

Рассмотрим сплошной комбинированный заряд, составленный из чередующихся частей двух типов ВВ – 1ВВ и 2ВВ. 1ВВ имеет большую скорость детонации и плотность, а 2ВВ – малую. Иницируется заряд на серединах более бризантного ВВ. В этом случае ПД будут совершать пульсацию вдоль оси заряда к середине каждой части ВВ. Пульсации ПД приводят к появлению в среде у середины частей 1ВВ и 2ВВ попеременно сжимающих и растягивающих напряжений. Предел прочности гранита на разрыв приблизительно в десять раз меньше предела прочности на сжатие, следовательно, среда у середин частей ВВ (особенно в местах инициирования) будет разрушаться более интенсивно, чем при однородном заряде.

Если комбинированный заряд инициировать снизу (или сверху), то в породе у контактов ВВ, где происходит перегиб фронта ударной волны, возникают дополнительные сжимающие и растягивающие напряжения, приводящие к улучшению дробления. Дополнительные сжимающие напряжения возникают в породе при переходе детонационной волны из ВВ с малой скоростью детонации в ВВ с большой, а растягивающие – наоборот. Кроме того, у контактов ВВ возникают сдвиговые напряжения. Это можно показать, определив начальные параметры ударных волн в среде от каждой части ВВ. Начальная скорость стенок взрывной полости равна

$$u = \sqrt{\frac{P_y}{P_{огр}} \left( 1 - \left( 1 + \frac{P_y}{2,35 \cdot 10^{10}} \right)^{-0,25} \right)} = C_n \left( 1 - \left( \frac{P_y}{P_n} \right)^{1/3} \right). \quad (6.18)$$

Давление  $P_y$  находится из формулы



$$P_y = 2,35 \cdot 10^{10} \left( \left( \frac{P_{gp}}{P_{огр}} \right)^4 - 1 \right), \text{ Па.} \quad (6.19)$$

При  $D_1 = 5500$  м/с,  $\rho_{1ВВ} = 1000$  кг/м<sup>3</sup>,  $D_2 = 3000$  м/с,  $\rho_{2ВВ} = 900$  кг/м<sup>3</sup> получим:

начальные скорости ударных волн в породе –

$$D_{1y} = 6400 \text{ м/с}, \quad D_{2y} = 5680 \text{ м/с};$$

давления на фронте ударных волн в начальный момент времени –

$$P_{1н} = 5,8 \text{ ГПа}, \quad P_{2н} = 1,7 \text{ ГПа};$$

начальные скорости стенок полости –

$$u_1 = 355 \text{ м/с}, \quad u_2 = 115 \text{ м/с}.$$

Начальные параметры УВ от 1ВВ имеют значительно большие значения, чем от 2ВВ, что и приводит к сдвиговым напряжениям в среде у стыков ВВ.

Размеры частей ВВ можно оценить из (6.14). Исходя из вышеизложенного, количество пар должно быть максимально большим. Минимальные размеры каждой части ВВ определяются из требования нормальной детонации колонки заряда.

Заряды с водными промежутками, так же как и комбинированные заряды, создают неоднородное поле напряжений в массиве. У волн в воде малый коэффициент поглощения УВ при сравнительно небольшой плотности и достаточно большой сжимаемости при давлении 1-10 ГПа (рис. 6.1), поэтому она является хорошим материалом для инертного промежутка. Действительно, давление на фронте УВ в воде будет иметь перегиб образующей, то есть возникнет неоднородное поле напряжений.

Если массив крупноблочный, то вода не может сразу вытисниться из полости, и будет наблюдаться взрывогидравлический эффект. При взрыве в среднеблочном массиве вода в основном раскрывает уже имеющиеся трещины и переизмельчение в зоне промежутка отсутствует. Сказанное можно повторить для заряда с инертными промежутками, заполненными водой.

Таким образом, подбором ВВ в комбинированном заряде и выбором материала инертного промежутка (по плотности, сжимаемости и коэффициенту затухания УВ) в заряде с инертным промежутком можно, в известных пределах, целенаправленно изменять амплитуду, длительность, площадь и форму взрывного импульса на стенке полости. Для разрушения сильнотрещиноватого массива необходимо применять заряды с малой амплитудой и площадью взрывного им-

пульса. Таким требованиям удовлетворяют сплошные скважинные заряды с максимальной зоной химических реакций. Для разрушения среднетрециноватого массива, как наиболее труднодробимого, необходимо применять заряды с большой амплитудой и площадью взрывного импульса. Наиболее пригодными для этого случая являются комбинирование заряды. Можно применять заряды с необходимым инертным промежутком. Заряды с большой амплитудой и небольшой длительностью взрывного импульса следует применять для разрушения крупноблочного массива. Такой взрывной импульс имеют заряды с инертными и водяными промежутками. Комбинированные заряды также хорошо применять для разрушения монолитных пород благодаря неоднородному полю напряжений, которое они создают.

## **6.2 Создание оптимального импульса разрушения для пород различной прочности и структуры**

---

Известно, что выбор взрывчатого вещества и конструкции заряда, обеспечивающих создание наиболее оптимальных импульсов взрывного разрушения для пород различной прочности и структуры, является первоочередной задачей для повышения эффективности и качества дробления горных пород. На основании выполненного анализа большого количества проведенных массовых взрывов на карьерах Украины был сделан вывод о правильности и эффективности рекомендаций по выбору рациональных схем короткозамедленного взрывания для пород различной структуры, разработанных совместно с «Запорожвзрывпромом» [171, 172]. Разработанные рекомендации требуют только дополнения для случая расположения скважинных зарядов в уступе со смещением четных рядов скважин по линии зарядов. В этом случае назначения и эффект смещений рядов обеспечивается применением только порядных (для мелкоблочных пород) и волновых схем расстановки замедлений.

Возможности создания оптимального импульса разрушения для пород различной блочности и крепости с помощью правильного выбора типа ВВ и конструкции заряда являются довольно широкими и в практике могут быть осуществлены следующими способами: а) применением зарядов сплошной конструкции однородного ВВ; б) применением зарядов сплошной конструкции из различных ВВ (комби-

нированные заряды); в) применением сплошных и комбинированных зарядов, рассредоточенных воздушными, водяными или инертными промежутками.

Неэффективность первого способа вполне очевидна – трудно и практически невозможно подобрать для пород с огромным разнообразием свойств и горно-геологических условий нужный тип ВВ, то есть в лучшем случае параметры импульса взрыва выбранного промышленного ВВ лишь приблизительно могут соответствовать прочностным характеристикам и другим свойствам разрушаемой породы.

Более предпочтительным с этой точки зрения является применение комбинированного заряда, позволяющего за счет частого чередования по длине полости заряда различных по мощности и бризантности ВВ и определенных условий их инициирования в сравнительно широком диапазоне изменять основные параметры импульса взрыва применительно к свойствам разрушаемой породы. Рекомендации для промышленного применения комбинированных зарядов ВВ разработаны отраслевой лабораторией НГУ [173]. В них для пород различной блочности в зависимости от диаметра заряда даны линейные соотношения между частями заряда из различных ВВ.

Наиболее универсальными способами управления величиной и формой импульса взрыва, позволяющим осуществлять перераспределение энергии взрыва по высоте колонки заряда, является рассредоточение сплошных и комбинированных зарядов.

Вопрос эффективности применения воздушных промежутков для зарядов из однородного ВВ изучен всесторонне как теоретически, так и экспериментально, и этот способ нашел широкое применение в горнорудной промышленности [173]. Менее исследованной является технология массовых взрывов с применением инертных и водяных промежутков зарядов указанной конструкции в породах различной блочности и крепости, а также не установлены рациональные параметры промежутков, их количество в заряде и условия инициирования.

### 6.3 Исследование изменения удельного расхода взрывчатых веществ и параметров сетки скважины в зависимости от крепости, степени трещиноватости и анизотропии горных пород

Выбор комплекса параметров буровзрывных работ в значительной степени определяется полученным в результате взрывной подготовки горой массы качеством ее гранулометрического состава. К основным параметрам буровзрывных работ в этом случае, прежде всего, следует отнести: величину удельного расхода ВВ, параметры сетки скважин, тип ВВ и конструкцию зарядов, а также схемы короткозамедленного взрывания. Выбор указанных параметров обусловлен следующими факторами: категориями крепости пород, блочности, степенью трещиноватости и анизотропией пород.

Безусловно, общепринятым критерием для сравнительной характеристики горных пород по крепости является величина сопротивляемости пород одноосному сжатию  $\sigma_{сж}$ . Так, например, по шкале проф. М.М. Протодьконова крепость пород оценивается коэффициентом  $f$ , равным сотой доле  $\sigma_{сж}$ . В работе проф. Л.И. Барона [174] предложена другая зависимость между коэффициентом крепости и значениями  $\sigma_{сж}$

$$f_B = \frac{\sigma_{сж}}{300} + \sqrt{\frac{\sigma_{сж}}{30}}, \quad (6.20)$$

в которой показатель  $f_B$  лучше, чем показатель  $\frac{\sigma_{сж}}{100}$ , согласуется с опытными значениями коэффициента крепости для слабых и крепких пород. В данном случае задача ставится шире. При хорошем грансостве горной массы необходимо, по возможности, максимально разупрочнить породу. Это приведет к снижению затрат энергии при последующем механическом дроблении и измельчении.

Чаще всего при массовых взрывах применяются сплошные скважинные заряды из однородного ВВ. В этом случае качество взрыва во многом определяется удельным расходом и типом ВВ. Величина удельного расхода ВВ в зависимости от категории крепости пород определяется по табличным данным из нормативной справоч-

ной литературы и затем в практике ведения работы уточняется путем анализа результатов опытных и промышленных взрывов. Получены также эмпирические формулы, позволяющие производить расчет массового взрыва в зависимости от категории блочности породы. Наиболее известной и простой является формула М.М. Протодыяконова

$$q = 0,27\sqrt[3]{f}, \text{ кг/м}^3, \quad (6.21)$$

где  $q$  – удельный расход ВВ;  $f$  – коэффициент крепости по М.М. Протодыяконову.

В представленном виде эта формула для гранитных карьеров обеспечивает удовлетворительную сходимость расчетных и опытных значений  $q$  для пород средней блочности. Исследуя отклонения расчетных значений  $q$  от опытных данных для пород различной блочности, установлено, что в формулу (6.20) следует ввести поправочный коэффициент, учитывающий категорию блочности пород: для мелкоблочных пород  $k_B = 0,8$ ; для среднеблочных пород  $k_B = 1,0$ ; для крупноблочных пород  $k_B = 1,2$ .

Для разных типов применяемых промышленных ВВ в указанную формулу необходимо также вводить переводной коэффициент  $k_n$ ; для перехода от эталонного ВВ аммонита № 6 ЖВ к применяемому типу ВВ значения  $k_n$  приводятся в справочной и технической литературе.

В окончательном виде формула для расчета удельного расхода ВВ для пород различной блочности будет следующей

$$q = 0,27k_B k_n \sqrt[3]{f}, \text{ кг/м}^3. \quad (6.22)$$

В этой формуле учтена зависимость удельного расхода ВВ от структуры горных пород и их крепости. Однако зависимость удельного расхода ВВ от анизотропии прочностных свойств не учитывается. Это вызвано тем, что изменять значение удельного расхода ВВ в зависимости от направления взрывной отбойки менее удобно, чем, например, управлять интенсивностью взрывной нагрузки путем изменения размеров и формы сетки скважин при  $q = \text{const}$ . Следует также отметить, что у сплошного заряда из однородного ВВ поле напряжений обладает осевой симметрией, поэтому в нем растут, в основном, радиальные трещины. Во время роста трещин порода раз-

гружается и разупрочнение недостаточно эффективно. Кроме того, размеры кусков отбитой горной массы растут пропорционально расстоянию от заряда. На большом расстоянии от скважины возможно появление негабаритных фракций. Чтобы этого не было, удельный расход завышается, и порода вблизи скважины переизмельчается, атмосфера при этом засоряется пылью, а коэффициент полезного действия взрыва уменьшается.

Известно, что взаимосвязь между размерами сетки скважин – расстоянием между скважинами в ряду ( $a$ ) и между рядами скважин ( $b$ ) – выражается через коэффициент сближения зарядов  $m$

$$m = \frac{a}{b}, \quad (6.23)$$

значения которого на гранитных карьерах принимаются равными  $m = 1,0-1,2$ .

Однако, учитывая пространственную ориентировку и степень анизотропии прочностных свойств пород, можно увидеть необоснованность такого подхода к выбору значений  $m$ . Это подтверждают результаты опытных взрывов одиночных шпуровых зарядов в монолитных участках массива на многих гранитных карьерах. Воронка взрыва в плоскости, перпендикулярной к оси заряда, имеет, как правило, форму эллипса, в котором соотношение малой и большой осей составляет 0,44-0,56. Асимметрию зоны разрушения в численном выражении можно представить, используя понятие коэффициента сжатия  $k_c$ . Для эллипса  $k_c = B/A$ , где  $B$  и  $A$  соответственно малая и большая его полуоси.

С учетом анизотропии прочностных свойств породы коэффициент сближения зарядов составит

$$m_1 = mk_1, \quad (6.24)$$

где  $m$  – коэффициент сближения зарядов без учета анизотропии свойств;  $k_1$  – коэффициент взаиморасположения линии забоя и большой оси воронки разрушения.

Значение  $k_1$  изменяется в пределах от  $k_2$  до  $1/k_2$ , а промежуточные его значения определяются из выражения

$$k_1 = \sqrt{\frac{\cos^2 \alpha + k_2^2 \sin^2 \alpha}{\sin^2 \alpha + k_2^2 \cos^2 \alpha}}, \quad (6.25)$$

где  $\alpha$  – угол между линией забоя и большой осью воронки взрыва.

Новое значение коэффициента сближения зарядов

$$m_1 = m \sqrt{\frac{\cos^2 \alpha + (B/A)^2 \sin^2 \alpha}{\sin^2 \alpha + (B/A)^2 \cos^2 \alpha}}, \quad (6.26)$$

полученное после подстановки формулы (6.25) в выражение (6.24), позволяет более рационально увязать расположение скважин и распределение взрывной нагрузки в массиве с его прочностными свойствами.

#### **6.4 Расчет оптимальных размеров частиц добавки во взрывчатое вещество гелекса 650 для его применения в накладных зарядах**

В состав гелекса входит 0÷15 % алюминиевой пудры и 0÷17 % порошка Al. Частицы пудры успевают прогреться в зоне «химической реакции», что приводит к значительному отбору тепла у ПВ. При этом скорость детонации уменьшается, а это приводит к уменьшению раскалывающего действия накладного заряда. Частицы порошка Al с диаметром  $d \geq 0,1$  мм не успевают окислиться до  $Al_2O_3$  при взрыве накладного заряда. То есть эффективность гелекса 650 можно существенно улучшить, если заменить алюминиевую пудру и порошок с размером частиц  $d \geq 0,1$  мм на порошок с размерами частиц такими, что он не будет отбирать много энергии ПВ в зоне точки Жуге, но успеет окислиться, т.е. выделить энергию до раскрытия заряда. При этом время раскалывающего действия заряда возрастает.

Для определения оптимальных размеров частиц Al в гелексе 650 рассмотрим процессы, протекающие при любой детонации [175].

Оценим время нагревания шара радиусом  $R$  продуктами взрыва [176]. Пусть температура ПВ  $T_n$  и нагревание шара происходит равномерно. Дифференциальное уравнение теплопроводности в данном случае имеет вид

$$\frac{\partial T_1(r,t)}{\partial t} = a \left( \frac{\partial^2 T_1(r,t)}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial T_1(r,t)}{\partial r} \right), \quad (6.27)$$

где  $T_1 = T_H - T$ ,  $T$  – температура шара в момент  $t$  на расстоянии  $r$  от центра шара;  $t$  – время;  $a$  – температуропроводность ( $a = \lambda/C_v\rho$ ,  $\lambda$  – теплопроводность материала шара;  $C_v$  – удельная теплоемкость при постоянном объеме;  $\rho$  – плотность);  $r$  – расстояние от центра шара.

Уравнение (6.27) можно записать в виде

$$\frac{\partial(rT_1(r,t))}{\partial t} = a \frac{\partial^2(rT_1(r,t))}{\partial r^2}. \quad (6.28)$$

Введем новую переменную  $Z = rT_1(r,t)$ , тогда уравнение (6.28) запишется в виде

$$\frac{\partial Z}{\partial t} = a \frac{\partial^2 Z}{\partial r^2}. \quad (6.29)$$

Это уравнение имеет частное решение

$$Z = (C \sin kr + C_1 \cos kr) e^{-ak^2 t}, \quad (6.30)$$

где  $C$ ,  $C_1$  – постоянные интегрирования,  
или

$$T_1(r,t) = \left( \frac{C}{r} \sin kr + \frac{C_1}{r} \cos kr \right) e^{-ak^2 t}. \quad (6.31)$$

При  $r = 0$   $T_1 \neq \infty$ , поэтому  $C_1 = 0$  (при  $r \rightarrow 0$   $\frac{\sin kr}{r} \rightarrow k$ ).

Таким образом,  $T_1(r,t) = \frac{C}{r} \sin kr \cdot e^{-ak^2 t}$ .

Для простоты вначале положим, что начальная температура шара равна 0, тогда при  $r = R$  имеем

$$T_1(R,t) = C \frac{\sin kR}{R} e^{-ak^2 t} = 0.$$

Следовательно,  $\sin kR = 0$ , т.е.  $kR = n\pi$ ,  $n = 1, 2, 3, \dots$

Общее решение будет равно сумме частных решений



$$rT_1(r,t) = \sum C_n \sin k_n r \cdot e^{-ak_n^2 t}. \quad (6.32)$$

Для определения постоянных  $C_n$  воспользуемся начальным условием

$$rT_1(r,0) = \sum C_n \sin k_n r. \quad (6.33)$$

Функция  $rT_1(r,0)$  удовлетворяет условиям Дирихле и ее можно разложить в ряд Фурье. Помножим (6.33) на  $\sin k_m r$  ( $m = 1, 2, 3, \dots$ ) и проинтегрируем полученное уравнение от 0 до  $R$ . Тогда

$$\int_0^R rT_1(r,0) \sin k_m r dr = \sum_{n=1}^{\infty} C_n \sin k_n r \cdot \sin k_m r dr. \quad (6.34)$$

Система функций  $\sin k_n r$ ,  $\sin k_m r$  является ортогональной (функции  $f_1(x)$  и  $f_2(x)$  являются ортогональными, если  $\int_a^b f_1(x)f_2(x)dx = 0$ ). Когда  $n = m$ , интеграл равен  $C_n R$ , а когда  $n \neq m$ , все интегралы в правой части равны 0.

Находим  $C_n$ :

$$C_n = \frac{1}{R} \int_{-R}^R rT_1(r,0) \sin k_n r dr = \frac{2}{R} \int_0^R rT_1(r,0) \sin k_n r dr.$$

Общее решение задачи нагревания шара можно записать в виде

$$T_1 = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin k_n r}{r} \cdot \frac{2}{R} \int_0^R rT_1(r,0) \sin k_n r dr \cdot e^{-ak_n^2 t}. \quad (6.35)$$

Когда  $T(2,0) = T_{uu}$  ( $T_{uu}$  – начальная температура шара), получим

$$\frac{T_1(r,t)}{T_H - T_{uu}} = \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n+1} \frac{2}{k_n} \frac{\sin k_n r}{r} e^{-k_n^2 at}. \quad (6.36)$$

ИЛИ

$$\frac{T_H - T}{T_H - T_{uu}} = \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n+1} \frac{2}{k_n r} \sin k_n r \cdot e^{-k_n^2 R^2 F_0}, \quad (6.37)$$

где  $F_0 = at / R^2$  – число Фурье.

Анализ решения (6.37) показывает, что при  $F_0 \geq 0,4$  шар успева-ет нагреться до температуры  $T \approx T_n$ .

Таким образом, время нагревания добавки в ПВ за счет тепло-проводности можно оценить по формуле ( $F_0 = 0,4$ )

$$t \approx 0,4R^2 / a. \quad (6.38)$$

Для алюминия  $a = \lambda / \rho C_v = 8,64 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$ .

Время нагревания добавки в виде шаров из алюминия приведены в таблице 6.2.

Таблица 6.2 - Время нагревания добавки в виде шаров из алюминия за счет теплопроводности

мкм	5	10	20	30	40	50	60	70	80	90	100
мс	0,029	0,16	0,46	1,04	1,85	2,9	4,18	5,68	7,4	9,78	11,6

Время химических реакций оценим по формуле

$$\tau_p \approx 1,5 \frac{2h}{D} = \frac{3h}{D}, \quad (6.39)$$

где  $D$  – скорость детонации;  $h$  – зона химических реакций ( $h \approx 0,5$  мм).

Получим  $\tau_p \approx 0,3$  мс.

Частицы добавки нагреваются при сжатии их в ПВ. Оценим по-тери энергии на нагревание при сжатии, полагая, что вся энергия сжатого вещества переходит во внутреннюю. Потенциальная энергия единицы объема сжатого алюминия равна

$$\frac{d\Pi}{dV} = \frac{P^2}{2K}, \quad (6.40)$$

где  $K$  – объемный модуль сжимаемости (упругости).

Объемный модуль сжимаемости (упругости) равен

$$K = \frac{E}{3(1 - 2\nu)}, \quad (6.41)$$

где  $\nu$  – коэффициент Пуассона;  $E$  – модуль упругости.  
Подстановка числовых значений в (6.40) дает

$$\frac{d\Pi}{dV} = \frac{P(1-2\nu)}{2E} = 31,5 \frac{\text{мДж}}{\text{м}^3}.$$

Определим потенциальную энергию единицы массы добавки

$$\frac{d\Pi}{dm} = \frac{1}{\rho} \frac{d\Pi}{dV} = 11,7 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}. \quad (6.42)$$

Даже если положить, что вся потенциальная энергия сжатого вещества переходит во внутреннюю, то и в этом случае работой сжатия можно пренебречь.

Оценим потери теплоты на нагревание единицы массы вещества добавки до  $T_n = 4$  кК

$$\frac{dQ}{dm} = -c(T_n - T_0) \approx 3,3 \text{ мДж}.$$

Теплота взрыва гелекса 650  $Q_{взр} = 4,8$  Дж/кг.

Если положить, что в ВВ содержится 10 % Al, то теплотой нагревания добавки пренебречь невозможно. Поэтому необходимо выбрать добавки таких размеров, чтобы они не успели отобрать энергию в зоне точки Жуге, но чтобы успели вступить в экзотермическую реакцию окисления Al в процессе взрыва. Анализ решения уравнения (6.38) показывает, что частицы Al радиусом 30÷40 мкм удовлетворяют таким требованиям. Частицы такого радиуса сравнительно мало энергии отбирают у ВВ в зоне «химических реакций» и в то же время успевают окислиться до истечения ПВ с боковой поверхности заряда.

Таким образом, гелексы 650 можно эффективно использовать в накладных зарядах, заменив алюминиевую пудру и порошок Al с размерами частиц больше 100 мкм на порошок Al с размерами частиц 60÷80 мкм. В этом случае скорость детонации и теплота взрыва увеличиваются. Параметры детонационной волны для такого ВВ можно рассчитать по известным методикам.

## 6.5 Обоснование параметров шпурового заряда взрывчатого вещества для контурного взрывания

При контурном взрывании необходимо сформировать поверхность выработки и обеспечить ее устойчивость. Эта цель достигается, если контурные шпуры соединяются трещинами, а в законтурном пространстве разрушений не происходит [177].

Для расчета параметров шпурового заряда, позволяющего обеспечить контурное взрывание, и выбора его конструкции необходимо оценить параметры поля напряжений в породе.

Максимальное давление в полости взрыва должно обеспечить зарождение трещины. Для оценки максимального давления в полости взрыва воспользуемся условием Гриффитса. Критическое напряжение, при котором трещина длиной  $a$ , определяемой расстоянием между шпурами, становится опасной, равно [178]

$$\sigma_{кр} = \sqrt{\frac{4E\gamma}{\pi a}}, \quad (6.43)$$

где  $E$  – модуль упругости породы,  $\gamma$  – работа разрушения на единицу площади новой поверхности тела.

Растягивающие напряжения убывают с расстоянием  $r$  от оси шпура по закону [164]

$$\sigma_{\theta\theta} = p_n \left( \frac{r_{ш}}{r} \right)^2, \quad (6.44)$$

где  $p_n$  – максимальное давление продуктов взрыва (ПВ) в шпуре;  
 $r_{ш}$  – радиус шпура.

Приравняв левые части (6.43) и (6.44), получим

$$p_n = \sqrt{\frac{4E\gamma}{\pi a}} \cdot \left( \frac{2a}{d} \right)^2, \quad (6.45)$$

где  $d = 2r_{ш}$  – диаметр шпура.

В (6.45) положено, что  $r = a/2$ . Максимальное давление в шпуре можно приравнять пределу прочности породы при растяжении. Это допустимо, так как  $\sigma_{kp} \sim l^{-0,5}$ , а  $\sigma_{\theta\theta} \sim r^{-2}$ .

Длительность напряженного состояния должна быть достаточной для образования оконтуривающей трещины и ее требуемого раскрытия. Длительность напряженного состояния породы можно оценить по формуле  $t_n = t_1 + t_2 + t_3 + t_4$ , где  $t_1$  – время детонации взрывчатого вещества (ВВ),  $t_1 \approx l_3/D$ , где  $l_3$  – длина заряда в шпуре,  $D$  – скорость детонации ВВ;  $t_2$  – время установления квазистатического поля напряжений,  $t_2 \approx a/C_p$ , где  $C_p$  – скорость волны напряжений в породе;  $t_3$  – время роста оконтуривающей трещины,  $t_3 \approx a/4C_p$ ;  $t_4$  – время раскрытия трещины, необходимой для экранирования разрушаемой породы от ненарушенного массива.

Время раскрытия трещины можно оценить, дважды проинтегрировав уравнение движения отбиваемой части массива. Оно определяется при заданном способе взрывания. При этом давление ПВ в полости взрыва должно быть не меньше максимального давления  $p_n$  в течение времени  $t_1 + t_2 + t_3$ .

Кроме рассмотренных параметров, необходимо учесть скорость нагружения породы. Как показано в [164], для сохранения целостности породы частные производные  $\partial\sigma/\partial r$ ,  $\partial\sigma/\partial z$  и  $\partial\sigma/\partial t$  (ось  $z$  совпадает с осью шпура) должны быть минимальны.

Таким образом, при контурном взрывании (как и при добыче штучного камня) поле напряжений должно быть квазистатическим, максимальные напряжения в породе должны быть ограничены, а время действия оптимальных напряжений должно быть не меньше определенного.

При подземной добыче минерального сырья шпуровые заряды, как правило, этим требованиям не удовлетворяют. Например, при отбойке гипса с пределом прочности  $\sigma_s$  величиною в десятки МПа применяют аммонит №6 ЖВ, у которого максимальное давление  $p_n = 3-4$  ГПа, а начальное среднее значение  $\langle \partial\sigma_{rr}/\partial r \rangle \sim 10^{12}$  Па/м. При этом минимальный размер частиц  $R$ , получаемых при взрыве,  $R \approx \sigma_s / \langle \partial\sigma_{rr}/\partial r \rangle = 10^{-4}-10^{-5}$  м. Часто патроны аммонита разделяют воздушными промежутками, что приводит к очень большим значениям градиента  $\partial\sigma_s/\partial z = 10^{11}-10^{12}$  Па/м на границе раздела ВВ – воздушный промежуток. Дробящее действие такого заряда больше, чем сплошного.

Для снижения максимального давления в полости взрыва необходимо уменьшить диаметр заряда в шпуре или использовать лишь

детонационный шнур (ДШ) В этом случае при расчете среднего давления ПВ в полости не следует использовать уравнение адиабаты  $pV^n = \text{const}$ , так как показатель адиабаты  $n$  сильно зависит от объема ПВ. Расчет давления по двум адиабатам, приведенный в [105], является достаточно грубым.

Получим адиабату ПВ с обычным показателем адиабаты  $\gamma = (i+2)/i$ , где  $i$  – число степеней свободы молекул ПВ. Запишем уравнение Ван-дер-Ваальса без учета взаимодействия молекул (невозможно записать уравнение адиабаты в виде  $pV^n = \text{const}$ , если учитывать взаимодействие молекул)

$$p(V_m - \bar{b}) = RT, \quad (6.46)$$

где  $V_m$  – молярный объем ПВ;  $\bar{b}$  – постоянная Ван-дер-Ваальса;  $R$  – газовая постоянная;  $T$  – температура ПВ.

Дифференцирование уравнения (6.46) дает

$$dp(V_m - \bar{b}) + pdV = RdT. \quad (6.47)$$

Первое начало термодинамики для адиабатного процесса имеет вид

$$\frac{iR}{2} dT + pdV = 0, \quad (6.48)$$

где  $i$  – число степеней свободы молекул ПВ.

Из (6.47) и (6.48) получим

$$\frac{dp}{p} + \frac{i+2}{i} \frac{dV}{V_m - \bar{b}} = 0. \quad (6.49)$$

Интегрируя, найдем уравнение адиабаты (уравнение Пуассона)

$$p(V_m - \bar{b})^\gamma = \text{const}, \quad (6.50)$$

где  $\gamma$  – показатель адиабаты.

Учитывая, что  $V_m = V/\nu$  ( $\nu$  – число молей ПВ), уравнение адиабаты переписывается в виде

$$p(V - v\bar{b})^\gamma = \text{const.} \quad (6.51)$$

Аналогичным образом получается уравнение Пуассона в переменных  $T$  и  $V_m$ .

$$\begin{aligned} T(V_m - \bar{b})^{\gamma-1} &= \text{const}, \\ (V_m - \bar{b})^{\frac{1}{\gamma-1}} &= \text{const}. \end{aligned} \quad (6.52)$$

В уравнениях (6.51) и (6.52) показатель адиабаты не зависит от объема,  $\bar{i}$  и  $\bar{b}$  можно получить из формул

$$\bar{i} = \sum v_k i_k, \quad \bar{b} = \sum v_k b_k, \quad (6.53)$$

где  $v_k$  – число молей  $k$ -го газа в моле ПВ;

$i_k$ ,  $b_k$  – число степеней свободы и постоянная Ван-дер-Ваальса для  $k$ -го газа соответственно.

Полученные соотношения позволяют определить массу бризантного ВВ, необходимого для создания требуемого давления  $p_n$  продуктов взрыва. Для стабилизации давления  $p_n$  в полости взрыва в течение необходимого времени можно вводить добавки в ВВ [131].

В качестве добавки можно использовать алюминий. Размеры частиц алюминия должны быть при этом такими, чтобы он окислялся через 1-2 миллисекунды, прошедших от момента детонации.

Время существования необходимого давления в шпуре ограничивает, как правило, забойка. Вылет забойки сопровождается достаточно сильной волной разрежения в ПВ, что приводит к неоднородному полю напряжений в породе.

Рассмотрим конструкцию забойки, которая позволяет увеличить время действия ПВ на породу и не приводит к сильной волне разрежения. Пусть забойка имеет круговую коническую выемку (рис. 6.3).

Рассчитаем параметры выемки. Выделим элемент забойки длиной  $dl$ . Продукты взрыва будут прижимать его к стенке шпура с силой

$$dF_1 = p_n \left( \frac{r_1}{r} \right)^2 2\pi r_1 dl, \quad (6.54)$$

где  $r_1$  – радиус сечения конуса;  $r$  – радиус шпура.

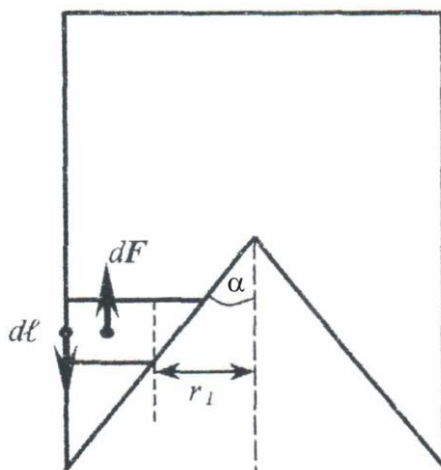


Рис. 6.3 - Конструкция забойки

Сила трения  $dF$ , действующая на выделенный элемент забойки, равна

$$dF_{mp} = \mu p_n 2\pi r_1^2 dl / r, \quad (6.55)$$

где  $\mu$  – коэффициент трения между забойкой и стенкой шпура.

Выталкивающую силу, действующую на элемент забойки, можно написать в виде

$$dF \approx \pi p_n r_1 dl \cdot \operatorname{tg} \alpha \cdot \left(1 - \frac{r_1^2}{r_2^2}\right). \quad (6.56)$$

Приравнивая правые части (6.55) и (6.56), получим

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{2r_1\mu}{r \left(1 - \frac{r_1^2}{r_2^2}\right)}. \quad (6.57)$$

Максимальное значение угла равно

$$\alpha = \operatorname{arctg} \frac{4}{3} \mu.$$

Определим теперь прочностные свойства материала забойки. На забойку действуют напряжения сдвига  $\tau$ , определяемые соотношением



$$\tau = \frac{\pi(r_1^2 - (r_1 - dl \cdot \operatorname{tg}\alpha)^2) p_n}{dl} \approx \pi r p_n \operatorname{tg}\alpha. \quad (6.58)$$

Предел прочности материала забойки при сдвиге должен быть больше  $\tau$ . Если рассматривать скольжение слоев забойки друг относительно друга, следует положить коэффициент трения  $\mu_1$  между частями забойки большим, чем  $\operatorname{tg}\alpha$ .

Из сказанного вытекает, что заряды для контурного взрывания должны детонировать с большой скоростью, например, от ДШ. Между бризантным ВВ и породой должен быть слой воздуха или инертного материала. В качестве инертного материала можно использовать ВВ, детонирующие в неидеальном режиме – режиме недосжатой детонационной волны. Интенсивность волновых процессов в полости взрыва должна быть минимальна.

## Выводы

---

1. Установлено, что для взрывания в мелкоблочном массиве необходимо, чтобы время возрастания давления в скважине до максимального была примерно равна 1 мс. Желательно использовать ВВ с горючими добавками, время разложения которых измерялось несколькими мс. Взрывной импульс должен иметь малую амплитуду и длительность, а скорость детонации ВВ – превышать скорость волн напряжений в породе. Интенсивность же волновых процессов в полости взрыва должна быть минимальной.

2. Показано, что при невозможности выбора ВВ с необходимыми характеристиками можно использовать заряды с воздушными промежутками или комбинированные заряды, у которых короткие промежутки более мощного взрывчатого вещества обеспечивают детонацию ВВ малой мощности.

3. Установлено, что при разрушении средне- и крупноблочного массива подвижка породы, если не возникает ударная волна, происходит через 1-2 мс с момента прихода детонационной волны к заданному сечению скважины. За это время и образуется зона смятия породы, для уменьшения которой необходимо, чтобы время химических реакций было равно не 2 мкс, а примерно 1 мс. Максимальное давле-

ние в породе должно быть сравнимо с динамическим пределом прочности породы при неравнокомпонентном сжатии.

4. Установлено, что скорость детонации ВВ при разрушении средне- и крупноблочного массива должна быть меньше скорости волн напряжений в породе. Для эффективного разрушения и разупрочнения породы поле напряжений должно быть неоднородным и нестационарным. Такое поле создают заряды с водными, инертными (газонепроницаемыми) промежутками и комбинированные заряды. Если по оси инертного промежутка разместить ДШ, то промежуток на начальной стадии взрыва будет неподвижным. При этом нагружение нижней части уступа увеличивается.

5. Для определения величины удельного расхода ВВ установлены значения поправочного коэффициента, учитывающего категории блочности пород. Для учета анизотропии породного массива получено новое значение коэффициента сближения зарядов, учитывающее значение осей эллипса воронки взрыва и угол между его большей осью и линией забоя.

6. Обоснована эффективность использования гелекса 650 в накладных зарядах. Установлено, что замена частиц алюминия в ВВ гелекса 650 размером  $60 \text{ мкм} \leq d_1 \leq 100 \text{ мкм}$  на частицы размером  $10 \text{ мкм} \leq d_2 \leq 20 \text{ мкм}$  позволяет существенно повысить мощность гелекса при использовании его в накладных зарядах для разрушения негабарита. В этом случае алюминий успевает окислиться за время взрыва накладного заряда.

7. Обоснованы параметры шпурового заряда ВВ для контурного взрывания. Предложена конструкция забойки, которая на начальной стадии взрыва заклинивается в шпуре продуктами детонации.

## **ВОЗМОЖНОСТИ ПОВЫШЕНИЯ РА- ЗУПРОЧНЯЮЩЕГО ДЕЙСТВИЯ ВЗРЫВА И КАЧЕСТВА ДРОБЛЕНИЯ ГОРНЫХ ПОРОД**

### **7.1 Применение детонационного шнура при инициировании комбинированных зарядов для повышения эффективности действия взрыва**

Задача управления энергией взрыва при разрушении и разупрочнении горных пород по-прежнему остается актуальной. К решению этой задачи можно подходить различными способами: выбором конструкции зарядов и забойки, оптимального количества точек инициирования и числа циклов нагружения. При этом, как конструкции зарядов, так и способы их инициирования должны обеспечивать циклическое нагружение массива при значительном увеличении количества циклов.

Максимальное использование энергии взрыва на разрушение и дробление горных пород особенно важно при разработке гранитных месторождений, породы которых в различной степени трещиноваты и труднодробимы. Получение горной массы необходимой кусковатости в современных условиях карьеров требует совершенствования старых и разработки новых методов разрушения горных пород взрывом.

Свойства горных пород можно считать заданными и неизменными для конкретных условий. Основными факторами, определяющими интенсивность и равномерность дробления горных пород, являются их физико-механические свойства и параметры взрывного нагружения, включая силовые и временные. Эти параметры, в свою очередь, зависят от акустических импедансов ВВ и породы, волнового, квазистатического и поршневого действия взрыва заряда ВВ в горной породе.

Значительное влияние на результаты взрывного разрушения оказывают факторы волнового и поршневого действия взрыва.

Известно, что действие ударной волны и волны напряжений при реальных масштабах разрушаемого объекта осуществляется за единицы миллисекунд и не зависит существенно от конструктивных особенностей заряда и забойки, в основном от соотношения акустических импедансов ВВ и породы. При высоком уровне импеданса первичное разрушение носит хрупкий характер за пределами зоны смятия. При меньших значениях импеданса разрушение может иметь вязкоупругий характер с определенным временем текучести, что особенно характерно для ближней зоны.

Квазистатическое действие взрыва проявляется на стадии от образования радиальных трещин до начала сдвижения пород массива [43, 179, 180]. Оно, в свою очередь, обусловлено поршневым действием газов, проникающих в трещины различного уровня как существующие, так и развившиеся в результате действия ударной волны и волн напряжений и квазистатического механизма деформирования горной породы.

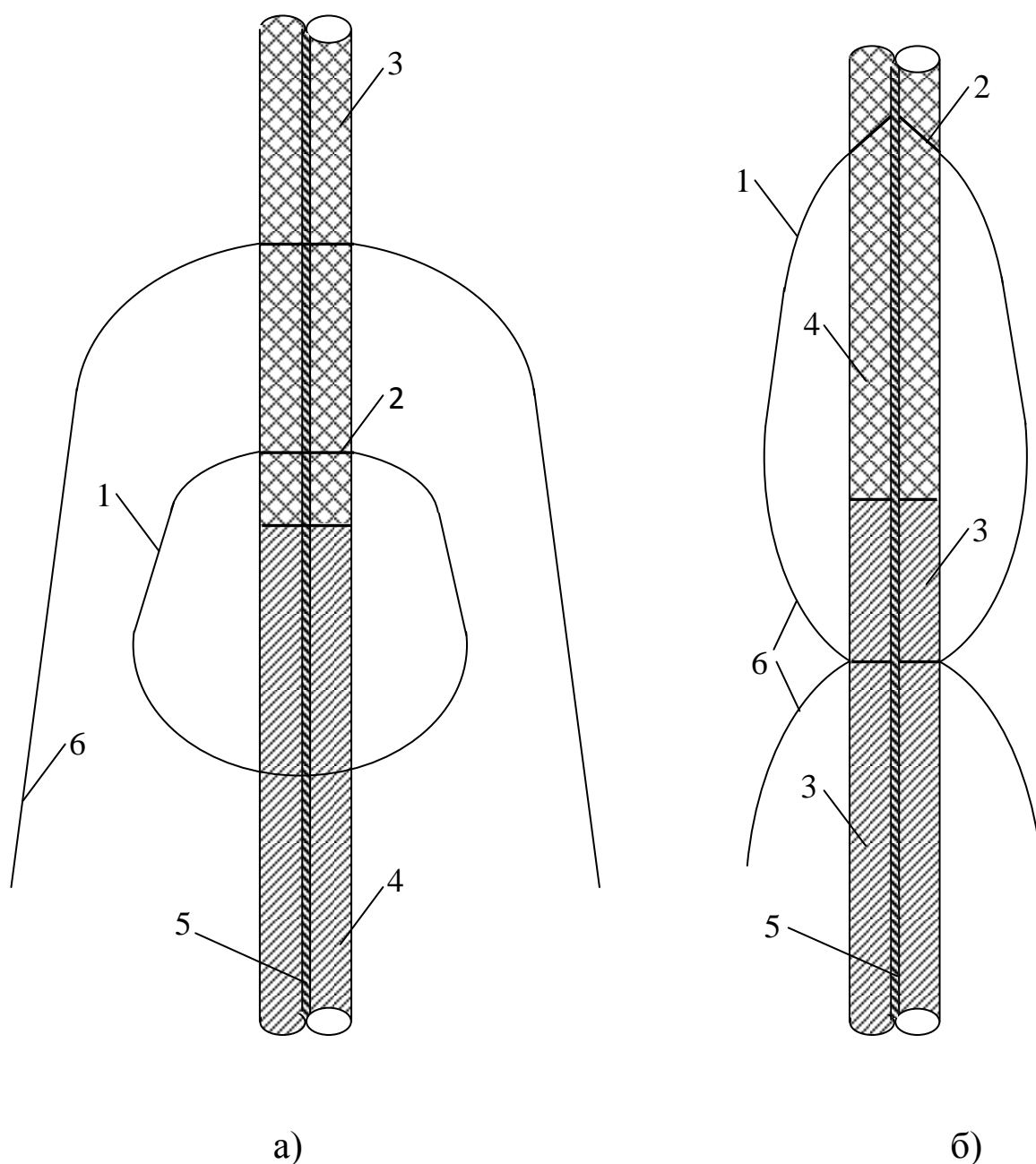
Следует отметить, что теоретическое рассмотрение плоской задачи о напряженно-деформированном состоянии пород с образованием «эквивалентной полости» [181, 182] при объемном подходе к разрушению породного массива не позволяет объяснять множественное образование поперечных к оси заряда трещин. Как доказано выполненными исследованиями [183 - 185], их образование обусловлено в основном созданием градиентов напряжений вдоль оси заряда и в меньшей мере существованием градиентов прочности в различных литологических разностях.

Выполненные нами аналитические и экспериментальные исследования показали, что обеспечить такой уровень нагружения (многократное и разноградиентное) можно путем применения различных конструкций заряда и забойки. Во-первых, разработана конструкция комбинированных зарядов с каскадным инициированием. Необходимо отметить, что процесс детонации комбинированных зарядов с инициированием с помощью детонационного шнура изучен недостаточно. Для решения этой задачи рассмотрим распространение ударной волны от взрыва такой конструкции.

На рис. 7.1 показаны положения фронтов УВ (ударной волны) в некоторый момент времени.

В первом случае (рис. 7.1,а) детонационная волна (ДВ) распространяется от ВВ №1 (детонирующего от ДШ) к ВВ №2 (не детонирующего от ДШ). При этом ДВ, распространяющаяся от ДШ, определяет скорость детонации ВВ №1, которая существенно больше скоро-

сти детонации ВВ №2. Поэтому угол наклона УВ к оси заряда от ВВ №1 будет меньше, чем от ВВ №2. Следовательно, УВ от зарядов в паре смежных частей заряда будут расходиться.



1 – фронт УВ от ВВ №1; 2 – фронт ДВ; 3 – ВВ №2;  
4 – ВВ №1; 5 – ДШ; 6 – фронт УВ от ВВ №2

Рис. 7.1 - Положение фронтов УВ в одной паре ВВ при инициировании комбинированных зарядов от ДШ

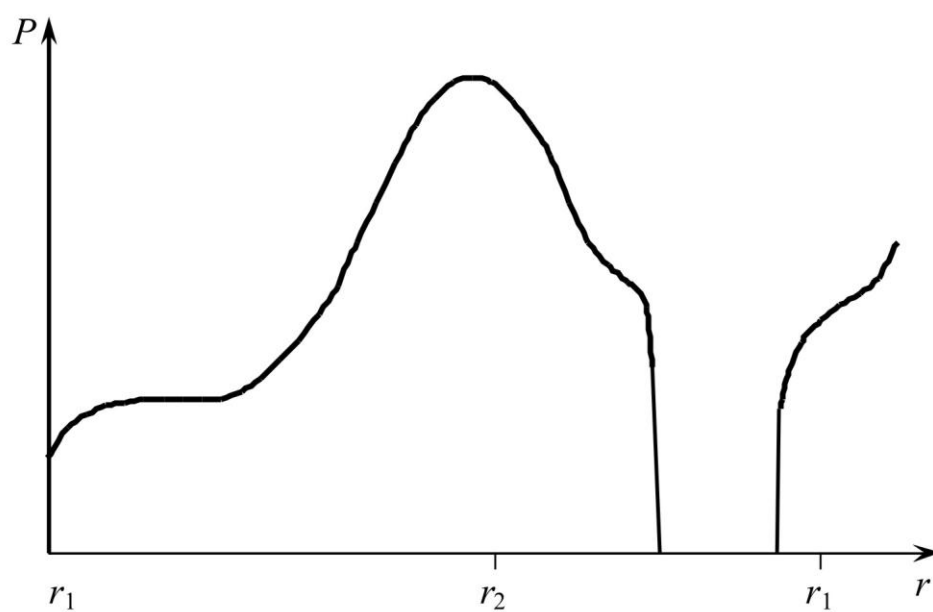
Во втором случае (рис. 7.1,б) ДВ, распространяясь по ДШ от ВВ №2 к ВВ №1, обгоняет ДВ в ВВ №2 и инициирует ВВ №1, которое, в свою очередь, инициирует ВВ №2. Таким образом, по ВВ №2 распространяются навстречу друг другу две детонационные волны.

В месте встречи УВ давление значительно возрастает. Участок УВ, образовавшийся на контакте двух зарядов в паре ВВ, имеет почти сферический фронт. Поэтому амплитуда УВ на этом участке будет уменьшаться значительно сильнее, чем в плоской волне, образованной на некотором расстоянии от контакта. Следует также отметить, что в месте встречи УВ возникают большие сжимающие напряжения, а на контакте двух ВВ – наоборот (рис. 7.2). Точки  $r_1$  и  $r_2$  обозначают, соответственно, конец ВВ №1 и №2, а  $r$  – место столкновения УВ.

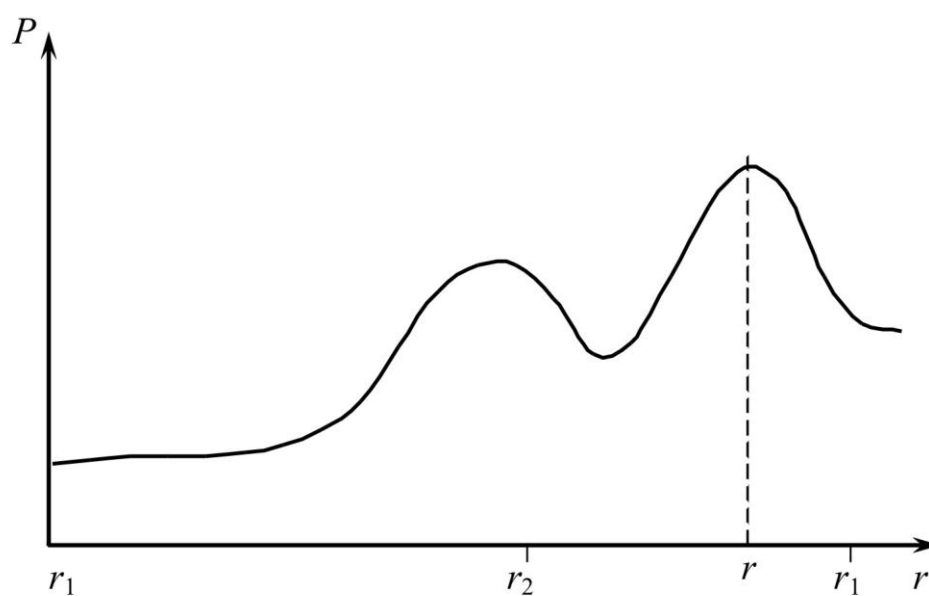
При взрыве комбинированного заряда, состоящего из нескольких пар ВВ, на контакте зарядов возникают сдвиговые напряжения. От зарядов распространяются конические УВ, которые приводят к сжимающим напряжениям. В каждой паре в одном из зарядов наблюдается столкновение ДВ, в местах столкновения образуются максимальные напряжения. С течением времени пики напряжений будут сглаживаться и на некотором расстоянии от заряда нагрузка на массив будет в значительной степени неоднородной.

Максимальный эффект при взрыве комбинированных зарядов будет в том случае, когда ВВ больше разнятся между собой по мощности. Подбирая тип ВВ и оптимальные соотношения их в парах, можно таким образом регулировать кусковатость горной массы при производстве массовых взрывов на карьерах.

Приведенный качественный анализ эффективности комбинированных зарядов, обеспечивающих каскадное взрывание, показывает широкие возможности применения их в промышленных условиях. Заряды таких конструкций обеспечивают дифференциальное распределение энергии взрыва по всей длине скважины, так как в этом случае можно сочетать типы ВВ с различной скоростью детонации. По эффективности метод взрывания с помощью инициирования от детонационного шнура не уступает многоточечному инициированию сплошных зарядов, имеющих несколько инициирующих боевиков.



а)



б)

- а) до столкновения детонационных волн;  
 б) после столкновения детонационных волн в ВВ №2

Рис. 7.2. Распределение давления в скважине при детонации пары ВВ №1 и ВВ №2:

## 7.2 Обоснование конструкций шпурового заряда для отбойки вязких горных пород

Комбинированная технология разработки гипсовых месторождений предполагает добычу гипсового щебня (комбайнами или БВР) и гипсоблоков для производства облицовочных плит. Таким образом, возникает двуединая задача: рационального дробления вязких гипсов при отработке камер на щебень и шадящего контурного взрывания для обеспечения требуемого качества блоков по фактору приконтурного трещинообразования [186].

Так как при малых скоростях нагружения и при малых давлениях в шпурах, в которых размещается взрывчатое вещество (ВВ), гипс имеет вязкие свойства, а при высоких скоростях и давлениях гипс разрушается хрупко, то для разделки гипсовой плиты на блоки можно использовать детонационный шнур (ДШ). При взрыве ДШ образуются разделяющие трещины, а остаточного давления достаточно для отрыва блоков.

С целью обоснования наиболее оптимальной конструкции шпурового заряда для отбойки вязких горных пород, к которым относятся и гипсы, рассмотрим шпур длиной  $l$  и радиусом  $d_1$ , в который помещены  $k$  патронов аммонита №6 ЖВ [165]. Патроны рассредоточены воздушными промежутками так, чтобы расстояние между ними было одинаковым. Патроны отделены от дна шпура и забойки воздушными промежутками длиной  $l_1$ . Пусть длина шпура  $l = 2$  м, диаметр шпура  $d_1 = 47$  мм. Длина забойки  $l_2 = 20$  см, а промежутков  $l_1 = 10$  см. В шпур помещены  $k = 4$  патрона. Заряды инициируются детонационным шнуром.

После инициирования зарядов в шпуре устанавливается давление  $P_1$ , которое можно определить из формулы

$$\bar{P}_n V_n^\gamma (1 - \alpha)^\gamma = P_1 V_1^\gamma (1 - \alpha V_n / V_1)^\gamma, \quad (7.1)$$

где  $\bar{P}_n = 1,25$  ГПа – начальное давление продуктов взрыва (ПВ) при мгновенной детонации [105];  $V_n$  – начальный объем продуктов взрыва (объем патронов ВВ);  $\alpha$  – постоянная, учитывающая собственный объем молекул продуктов взрыва (ПВ) в м<sup>3</sup>;  $\gamma$  – показатель адиабаты



ПВ;  $P_1$ ,  $V_1$  – давление и объем продуктов взрыва после их расширения в воздушные промежутки ( $V_1$  – объем шпура без объема забойки).

Показатель адиабаты  $\gamma = (\langle i \rangle + 2) / \langle i \rangle$ , где  $\langle i \rangle$  – среднее число степеней свободы молекул ПВ. Постоянную  $\alpha$  для продуктов детонации аммонита можно определить, совместно решая (7.1) и уравнение Пуассона  $\bar{P}_n V_n^n = P_1 V_1^n$  [131], где  $n = 2,88$  – показатель изоэнтропы для продуктов взрыва аммонита, при  $V_1 \rightarrow V_n$ . Решение этой системы уравнений дает  $\alpha = 0,51$ .

Из уравнения (7.1) находим  $P_1$

$$P_1 = \bar{P}_n \left( \frac{nl_3 d_3^2 (1 - \alpha)}{(l - l_2) d_1^2 \left( 1 - \frac{\alpha n l_3 d_3^2}{(l - l_2) d_1^2} \right)} \right)^\gamma \approx 27,7 \text{ МПа}, \quad (7.2)$$

где  $l_3$ ,  $d_3$  – длина и диаметр патрона ВВ.

Процесс расширения ПВ в шпуре можно разделить на два этапа: расширение в радиальном и осевом направлениях. Расширение ПВ в радиальном направлении происходит за время  $t_1$ , которое можно оценить по формуле:  $t_1 \approx d_1 / \bar{C}_n = d_1 / D \sqrt{n(n+1)} = 5$  мкс, где  $\bar{C}_n$  – начальная скорость звука в продуктах мгновенной детонации ВВ;  $D$  – скорость детонации. После расширения ПВ в радиальном направлении начальное давление на стенки шпура равно

$$P_2 = \bar{P}_n \left( \frac{d_3}{d_1} \right)^{2\gamma} \left( \frac{1 - \alpha}{1 - \alpha \left( \frac{d_3}{d_1} \right)^2} \right)^\gamma = 162 \text{ МПа}. \quad (7.3)$$

При отражении ударной волны (УВ) на стенки шпура давление на его стенки увеличится приблизительно в 2 раза. В породе начнет распространяться короткая волна напряжений (импульс) с начальным максимальным давлением  $P_m \approx 360$  МПа и длительностью  $t_1$ . Прохождение волны напряжений приводит к интенсивному разупрочнению породы у патронов ВВ. Амплитуда волны напряжений  $\sigma_m$  убывает с расстоянием приблизительно по квадратичному закону

$$\sigma_m = \sigma_{0m} (d_1 / 2r)^2, \quad (7.4)$$

где  $\sigma_{0m}$  – максимальное напряжение на стенке шпура;  $r$  – расстояние от оси шпура.

Время выравнивания давления в осевом направлении определяется скоростью звука в продуктах взрыва после радиального расширения [187]

$$\bar{C}_{n1} = \bar{C}_n (P_1 / P_2)^{\frac{n-1}{2n}} \approx 1370 \text{ м/с}. \quad (7.5)$$

Расширение ПВ в осевом направлении происходит за время

$$t_2 \approx \frac{l_1 - l_3}{\bar{C}_{n1}} \approx 0,4 \text{ мс}. \quad (7.6)$$

После расширения ПВ в полости шпура устанавливается давление  $P_1$ .

При вылете забойки в продуктах взрыва возникает волна разрежения, которая уменьшает давление на забойку. Кроме этого, при сжатии материала забойки увеличивается сила трения его о стенки шпура, что несколько увеличивает время вылета забойки. Если пренебречь уменьшением давления на забойку и силой трения, то время вылета забойки  $t_2$  можно определить по формуле

$$t_2 = l_2 \sqrt{2\rho / P_1} \approx 2,4 \text{ мс}, \quad (7.7)$$

где  $\rho$  – плотность забойки ( $\rho = 2000$  кг/м).

Время дробления породы  $t_3$  можно оценить по времени трещинообразования

$$t_3 = a / C_l, \quad (7.8)$$

где  $a$  – расстояние между шпурами;

$C_l$  – скорость волны напряжений в породе (ударная волна в породе не возникает).

Расчеты показывают, что время дробления породы в несколько раз меньше времени вылета забойки.

Для обоснования эффективности дробления породы рассматриваемым зарядом необходимо исследовать поле напряжений в породе при взрыве, которое во многом определяется процессами, происходящими в полости взрыва. Рассмотрим их.

После детонации патронов ВВ в воздушных промежутках возникают ударные волны с давлением во фронте  $P_v \sim 1$  МПа. УВ граничат со стационарными волнами разрежения в ПВ [117]. За стационарными волнами следуют центрированные волны разрежения. Волны разрежения в ПВ встречаются в центрах патронов и отражаются друг от друга. Затем происходит отражение волн от середины промежутков. В полости взрыва продукты детонации будут совершать пульсации у середин воздушных промежутков и патронов. Каждой волне в ПВ будет соответствовать волна сжатия или растяжения в породе. Причем сжимающие напряжения в породе у стенки полости взрыва будут приближенно равны давлению ПВ в самой полости. Зная параметры ударных волн, волн сжатия и разрежения в продуктах взрыва, можно оценить параметры волн сжатия и растяжения в породе. Анализ волновых процессов в шпуре показывает, что порода нагружается сильно неоднородным, нестационарным полем напряжений. Сплошной заряд создает в породе осесимметричное поле, не изменяющееся вдоль оси заряда. Трещины, в основном, ориентированы в плоскостях, проходящих через ось шпура. Порода в таком поле разрушается от сжимающих напряжений. В рассмотренном заряде поле вдоль оси заряда сильно неоднородно ( $\partial\sigma/\partial z \sim 2P_2/l_2 = 1,6 \cdot 10^9$  Па/м) и порода разрушается от растягивающих и сдвиговых нагрузок. Размер кусков породы, полученных при взрыве, сравним с длиной патрона ВВ.

Растягивающие напряжения  $\sigma_{\theta\theta}$  в породе на прямой, соединяющей шпуры, определяются по формуле

$$\begin{aligned}\sigma_{\theta\theta} &= \sigma_{\theta\theta 1} + \sigma_{\theta\theta 2} = -\bar{P}_n \left( \frac{d_m}{2r} \right)^2 - \bar{P}_n \left( \frac{d_m}{2(a-r)} \right)^2 = \\ &= -\frac{\bar{P}_n d_m^2}{4} \left( \frac{1}{r^2} - \frac{1}{(a-r)^2} \right) = -\frac{\bar{P}_n d_m^2 a(a+2r)}{4(a-r)^2 r^2},\end{aligned}$$

где  $a$  – расстояние между шпурами,  $a = d_m/2$  – радиус шпуров;  $r$  – расстояние от I шпура;  $\bar{P}_n$  – начальное давление ПВ в шпуре, равное давлению в продуктах мгновенной детонации  $\bar{P}_n = P/2$  ( $P$  – давление на химпике).

Следует отметить, что  $\bar{P}_n$  рассчитывалось таким образом, чтобы выполнялось неравенство  $\sigma_{\theta\theta} > \sigma_{сж}$ . У патронов ВВ  $\bar{P}_n \gg \sigma_{сж}$ .

Рассмотрим дробление гипса на щебень (рис. 7.3).

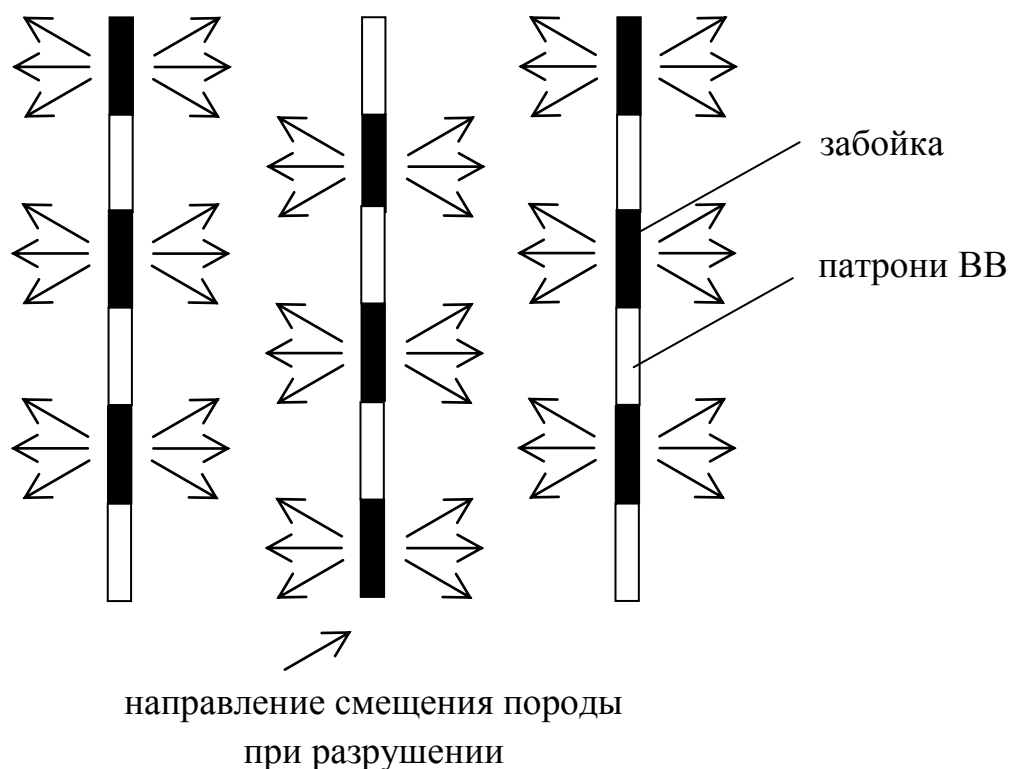


Рис. 7.3 - Схема расположения ВВ при дроблении гипса на щебень

В этом случае поле шпуров имеет сильную неоднородность. Расчеты показывают, что давление в шпуре не успевает выровняться до начала разрушения, т.е. каждая часть шпура действует на породу более-менее независимо. Это приводит к тому, что порода разрушается при сдвиговых нагрузках. Она срезается (особенно у концов патронов).

Таким образом, при применении рассмотренного заряда максимальное давление в полости взрыва существенно меньше давления в случае использования сплошного заряда. При этом в породе не возникает ударная волна. Каждый патрон после детонации порождает в породе волны, близкие к сферическим. Так как трещины в волне сжатия растут в плоскостях, перпендикулярных волновым поверхностям, то эффективность дробления рассредоточенными зарядами существенно выше, чем сплошными. Кроме того, малое давление в полости взрыва рассредоточенных зарядов увеличивает время вылета забойки,

что увеличивает время нагружения породы и позволяет управлять процессом ее разрушения.

### 7.3 Исследование эффективности зарядов с низкоплотной прослойкой и с инертными промежутками

Как уже указывалось выше, помещение пористого низкоплотного материала между колонкой ВВ и забойкой способствует повышению запирающих свойств забойки и повышению эффективности взрыва скважинных зарядов. Экспериментальные исследования справедливости высказанного положения были проведены на полигоне «Кривбассвзрывпром». При проведении исследований применялись заряды аммонита № 6 ЖВ массой от 0,2 до 3 кг в шпурах и скважинах диаметром 26-200 мм на глубине 0,5-1,5 м. В качестве демпфирующего слоя между забойкой и зарядом применяли вспененный гранулированный полистирол плотностью 0,03-0,08 кг/м<sup>3</sup>. В каждой серии опытных взрывов диаметр, высоту заряда и глубину его заложения оставляли постоянными, изменяли лишь параметры слоя полимера (высота и акустическая жесткость). Эффективность взрывов таких зарядов оценивали по объему воронки выброса. Результаты испытаний показали, что при оптимальных параметрах полимерного слоя эффект взрыва зарядов выброса можно увеличить до 35 %. Величины прослойки из низкоплотного слоя по высоте в скважине зависят от физико-механических свойств взрывааемых грунтов, забойки, а также от свойств самого материала слоя.

Зависимость относительной эффективности взрыва  $V_{отн}$  (отношение объема выброса при взрыве зарядов с низкоплотной прослойкой к объему выброса зарядами без прослоек) от высоты слоя  $h$  полимера (в диаметрах заряда) в первом приближении аппроксимируется [113]

$$V_{отн} = A(h - 0,5)^2 + 1,35, \quad (7.9)$$

где  $A$  – коэффициент, учитывающий свойства грунтов и изменяющийся в пределах 0,8-2,0 при переходе от сухих плотных глин к рыхлым супесям (например, при взрывании в суглинках  $A = 1,4$ ).

Уравнение (7.9) при выборе оптимальной высоты демпфирующего слоя справедливо при условии  $0 < h < 0,8$ . Установлено также, что с увеличением плотности взрываемого грунта эффективность применения такого заряда несколько снижается, а с увеличением показателя простреливаемости – повышается.

Оптимальная высота демпфирующего слоя в скважине может определяться по эмпирической формуле

$$h = kd \left( \frac{C_g}{C_n} - \frac{C_g}{C_0} \right)^{-1}, \quad (7.10)$$

где  $k$  – коэффициент, учитывающий свойства грунтов,  $k = 0,4 \dots 0,6$ ;  $d$  – диаметр скважины, см;  $C_g$  – скорость звука в грунтовой части забойки, м/с;  $C_n$  – скорость звука в слое полимера, м/с;  $C_0$  – скорость звука в массиве взрываемого грунта, м/с.

После установления рациональных параметров единичного заряда были проведены две серии опытных взрывов. В суглинках планировали получить (при помощи взрыва шпуровых зарядов) выемку со следующими параметрами: ширина по верху – 2,0 м; глубина – 0,6 м. В качестве ВВ использовали аммонит №6 ЖВ, расчетный удельный расход  $q = 2,1 \text{ кг/м}^3$  при показателе выброса  $n = 1,5$ .

В первой серии взрывов, принятой в качестве контрольной, все шпуровые заряды были обычной конструкции (сплошные). Во второй серии взрывов использовали те же шпуровые заряды, но с демпфирующей прослойкой из пенополистирола высотой, равной 0,5 диаметра заряда. Параметры взрывания в первом и во втором случае были идентичными. При этом в обоих случаях взрывали по 4 группы зарядов, каждая из которых содержала 6 шпуровых зарядов, расположенных «звездочкой». В первом случае объем выброшенного грунта составил  $V = 1,69 \text{ м}^3$ , а удельный расход ВВ  $q = 3,55 \text{ кг/м}^3$  при показателе действия взрыва  $n = 2,2$ . Удельный объем выброшенного грунта на 1 кг взорванного ВВ оказался равным  $0,28 \text{ м}^3/\text{кг}$ . Во втором случае объем выброшенного груза составил  $V = 3,2 \text{ м}^3$ , удельный расход ВВ –  $q = 1,9 \text{ кг/м}^3$  при показателе действия взрыва  $n = 2,8$ , а удельный объем выброшенного грунта на 1 кг ВВ оказался равным  $0,53 \text{ м}^3/\text{кг}$ .

Основным достоинством конструкции скважинных зарядов с наличием низкоплотной прослойки в забойке является возможность обеспечения существенного повышения эффективности взрыва, позволяющего увеличить объем выброса грунта на 1 кг ВВ. При этом

размеры демпфирующей прослойки оказываются в несколько раз меньше, чем, например, размеры воздушных промежутков в известных конструкциях скважинных зарядов выброса, что дает возможность более эффективно использовать объем забоечного материала. Формирование в скважине указанного слоя из малоплотного материала не сопряжено с рядом технологических трудностей, имеющих место при формировании скважинных зарядов с воздушными промежутками. Промежуточный слой забойки из малоплотного материала размещается сразу же после заполнения скважин ВВ и установки боевиков с помощью транспортно-зарядных машин, в которых производится вспенивание полимера в автономных емкостях путем утилизации энергии выхлопных газов, что не требует больших дополнительных затрат.

Теоретические исследования показали [121], что при разрушении горной породы в квазистатическом поле напряжений малой неоднородности средняя прочность куска отбитой горной массы больше средней прочности ненарушенного массива. Когда поле напряжений сильно неоднородно и нестационарно, прочность куска отбитой горной массы меньше прочности ненарушенного горного массива. Испытаны сплошной шпуровой заряд и заряд с инертными промежутками, параметры которых приведены в таблице 7.1.

Таблица 7.1 - Характеристики сплошного шпурового заряда и заряда с инертными промежутками

Тип заряда	Диаметр шпура мм	Длина шпура, мм	Длина заряда, мм	Длина забойки, мм	Материал забойки	Длина инертного промежутка, мм	Материал инертного промежутка, %
Сплошной шпуровой заряд	32	800	600	300	буровой шлам	-	-
Заряд с инертными промежутками	32	800	2×200	-	-	200	буровой шлам – 65 глина – 23 вода – 12

На карьерах Западдорвзрывпрома проводились 4 серии по 2 массовых взрыва. Забуривали 2 участка по схеме трехрядного расположения шпуров, при этом количество шпуров в ряду составляло 6, расстоянием между ними  $a = 0,6$  м, а расстояние между рядами  $b =$

0,6 м. Первый участок заряжали аммонитом № 6 ЖВ на 0,75 длины шпура. Боевик – электродетонатор ЭД-8. Иницирование заряда нижнее. Взрывание всего участка мгновенное.

На втором участке формировали заряд с инертным промежутком в шпуре из патронов аммонита №6 ЖВ. Боевик в каждой части заряда – электродетонатор ЭД-8. Иницирование в каждой части заряда нижнее. Конструкция заряда в крайних рядах одинаковая: снизу вверх патрон – инертный промежуток – патрон – забойка. Конструкция заряда в среднем ряду одинакова: снизу вверх 0,5 патрона – инертный промежуток – патрон – инертный промежуток – 0,5 патрона – забойка. Взрывание всего участка мгновенное. После взрыва на каждом участке измеряли размеры кусков отбитой горной массы в воронке рыхления и на ее краях. Типичные результаты измерений занесены в табл. 7.2.

Таблица 7.2 - Характеристики взрывов сплошных зарядов и зарядов с инертными промежутками в гранитах с коэффициентом крепости  $f = 10$

Процентное содержание фракций (мм)					Длина среднего куска, мм	Объем взорванной горной массы, м <sup>3</sup>	Удельный расход ВВ, кг/м <sup>3</sup>
0-10	10-20	20-30	30-40	+40			
сплошной заряд							
39,7	21,8	19,0	8,6	11	18,2	16,6	0,65
39,9	22,9	17,6	13,4	12,1	18,5	16,1	0,67
40,2	22,0	18,5	10,3	8,5	18,0	15,6	0,69
40,0	23,1	20,5	8,3	10	18,1	15,4	0,70
заряд с инертными промежутками							
43,2	18,6	17,9	11,1	7,5	17,4	15,0	0,48
39,1	19,0	18,0	13,9	8,6	17,4	14,7	0,49
40,1	20,9	18,2	13,3	7,2	17,2	14,4	0,5
38,6	19,5	18,0	16,4	7,1	17,5	14,2	0,51

В результате проведенных сравнительных испытаний сплошных шпуровых зарядов и зарядов с инертными промежутками установлено следующее:



1) качество дробления горной массы при взрыве зарядами с инертными промежутками несколько не уступает качеству дробления при применении сплошных зарядов (средняя длина куска при применении сплошных зарядов – 18,2 мм, а зарядов с инертными промежутками – 17,4 мм). А так как применение последних позволяет сэкономить ВВ, то весьма очевидными представляется целесообразность и перспективность применения именно таких зарядов.

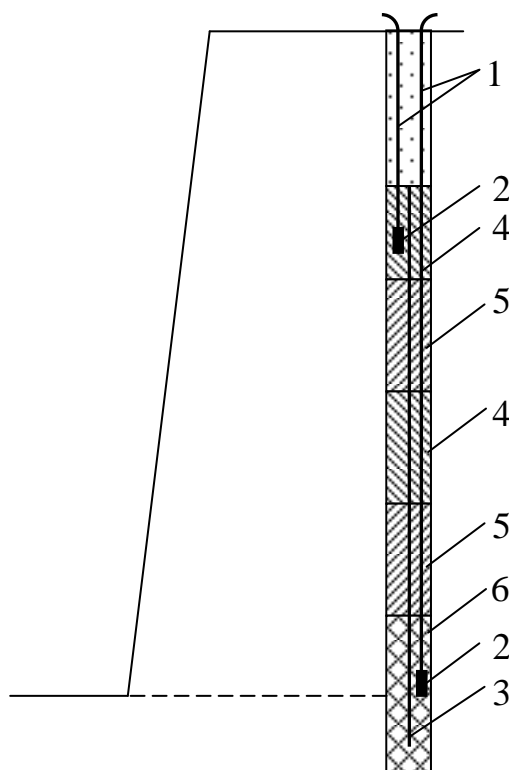
2) средний удельный расход при дроблении базовым объектом составил  $0,68 \text{ кг/м}^3$ , а предлагаемым –  $0,5 \text{ кг/м}^3$ , то есть отношение удельного расхода базового ВВ к предлагаемому составляет в среднем 1,3;

Из результатов промышленно-экспериментальных массовых взрывов следует, что применение в скважинных зарядах водяного промежутка позволяет увеличить равномерность дробления, уменьшить выход переизмельченных фракций и снизить расход водоустойчивых ВВ на 10-20 %.

#### **7.4 Исследование эффективности применения различных конструкций зарядов при взрывном разрушении и дроблении горных пород и результаты их промышленного внедрения**

---

Выводы, полученные по результатам теоретических расчетов, были проверены при производстве экспериментальных массовых взрывов на гранитных карьерах Западдорвзрывпрома. Всего произведено 11 взрывов, отбито  $392,6 \text{ тыс. м}^3$  горной массы. При этом взорвано 910 скважин диаметром 214 мм, вес заряда ВВ в каждой скважине – в пределах 360-400 кг, средний удельный расход ВВ составил  $0,82 \text{ кг/м}^3$ . В качестве ВВ применялся зерногранулит 30/70 и аммонит №6 ЖВ. Производство экспериментальных взрывов осуществлялось по 3 вариантам: первый – заряды формировались из одной пары, второй – из двух пар и третий – из трех пар ВВ. Во всех случаях в нижнюю, обводненную, часть скважины помещался гранулотол. В последнем случае высота колонки каждого типа ВВ в паре была равна 1,5 м (рис. 7.4). По всем вариантам произведено не менее 3 массовых взрывов. [136].



1 – волновод; 2 – боевик; 3 – детонационный шнур;  
4 – зерногранулит 30/70; 5 – аммонит №6 ЖВ; 6 – гранулотол

Рис. 7.4 - Конструкция комбинированного заряда ВВ с детонационным шнуром для проведения взрывов на карьерах

Качество взрывного разрушения горных пород оценивалось процентным содержанием в гранулометрическом составе горной массы различных классов крупности, размером диаметра среднего куска, выходом негабарита и шириной развала горной массы после взрыва. Критерии оценки кусковатости горной массы определялись по известным методикам [188].

В табл. 7.3 приведены данные по распределению гранулометрического состава горной массы по фракциям в зависимости от конструкции комбинированных зарядов.

Сопоставление результатов экспериментов с промышленными (при сплошной конструкции заряда) показывает, что наилучшее дробление достигается в случае, когда заряд сформирован из 3 пар ВВ. Выход мелких фракций (0-200 мм) при этом увеличен с 10,5 до 38,3 %, а крупных (> 800 мм) – снижен с 17,5 до 9,8 %. Суммарный же выход фракций -500 мм при данной конструкции заряда увеличен с 30,9 до 76,3 %, а +500 мм – снижен с 69,1 до 23,7 % (табл. 7.4). Кроме того, размер диаметра среднего куска и выход негабарита снижен соответственно на 31,2 и 34,5 %. Значительно уменьшена и

ширина развала горной массы, средняя величина снижения по 4 массовым взрывам составляет 35,7 %, то есть на 15 м меньше по сравнению с промышленными взрывами.

Таблица 7.3 - Размер и выход фракций горной массы при взрыве зарядов различных конструкций

Выход фракций (%) в зависимости от конструкции заряда				Размер фракций, мм
сплошная из 1 типа ВВ	комбинированная из 2 типов ВВ			
	1 пара	2 пары	3 пары	
10,5	26,2	31,6	38,3	0-200
10,1	10,4	13,8	16,1	200-300
6,3	8,1	10,0	11,0	300-400
4,0	5,2	8,1	10,9	400-500
13,2	11,0	10,2	7,3	500-600
22,1	15,6	9,0	3,2	600-700
16,3	10,8	6,3	3,4	700-800
17,5	12,7	11,0	9,8	800

Таблица 7.4 - Зависимость качества дробления горных пород от конструкций применяемых скважинных зарядов ВВ

Конструкция зарядов	Диаметр среднего куска, мм	Снижение диаметра среднего куска, %	Выход фракций (%) размером, мм		Уменьшение ширины развала горной массы, %	Выход негабарита, %	Снижение выхода негабарита, %
			-500	+500			
Сплошная из 1 типа ВВ	320	-	30,9	69,1	-	13,9	-
Комбинированная (1 пара)	290	9,4	49,9	50,1	9,5	12,0	13,7
Комбинированная (2 пары)	250	21,9	63,5	36,5	16,5	10,4	25,2
Комбинированная (3 пары)	220	31,2	76,3	23,7	35,7	9,1	34,5

Полученные результаты промышленных исследований говорят о несомненной эффективности комбинированных зарядов, обеспечивающих каскадное взрывание. Данная конструкция (см. рис. 7.4) была внедрена на гранитных карьерах Западдорвзрывпрома, на которых было произведено 12 массовых взрывов с общим объемом отбитой горной массы 780 тыс. м<sup>3</sup>. Причем внедрение рекомендуемой конструкции заряда осуществлялось в комплексе с рациональными параметрами сетки скважин, учитывающих анизотропию физико-механических свойств гранитов. Параметры сетки были отработаны на карьерах заранее. Это мероприятие позволило с одновременным повышением степени дробления увеличить выход горной массы с 1 пог. м скважины на 10-15 м<sup>3</sup> за счет доиспользования резерва на разрушение объема пород одиночным зарядом.

Отбойка горной массы скважинными зарядами при производстве массовых взрывов на карьерах осуществлялась по диагональной схеме короткозамедленного взрывания, как наиболее эффективной для этих горно-геологических условий.

Таким образом, более равномерное размещение ВВ в массиве и его многократное нагружение действием взрывных нагрузок за счет применения комбинированных зарядов и сетки скважин с учетом анизотропии пород позволило на гранитных карьерах Западдорвзрывпрома уменьшить диаметр среднего куска соответственно на 14,8 и 17,1 %, а выход негабаритных фракций – на 25,5 и 34 % (табл. 7.5). При этом наблюдается снижение стоимости разработки горной массы.

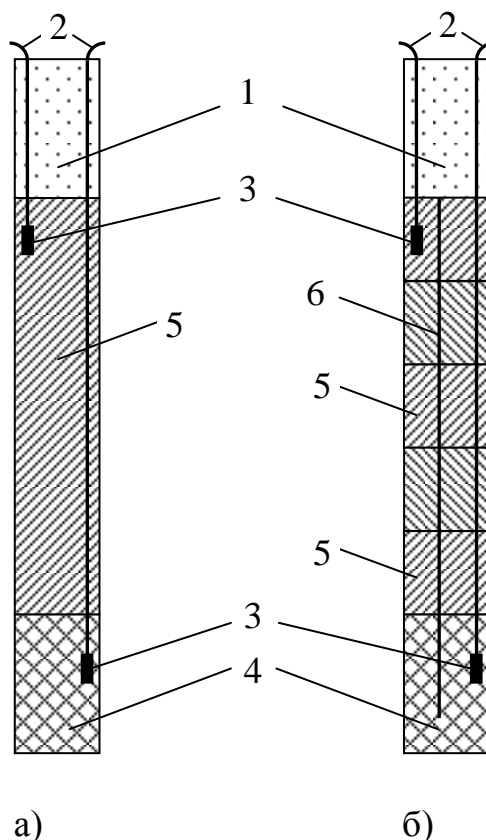
На гранитных карьерах Западдорвзрывпрома было произведено три массовых взрыва с каскадным взрыванием зарядов. Взрываемый блок разделялся на два участка – контрольный и экспериментальный. Параметры буровзрывных работ на экспериментальном участке были такими же, как и на контрольном (промышленном), изменялась только конструкция заряда, колонка которого формировалась из аммонита №:6 ЖВ и зерногранулита 30/70. Общий вес одиночного заряда колебался в пределах 340-400 кг и размещался в скважине диаметром 214 мм. Инициирование осуществлялось расположением ДШ вдоль стенки скважины. Характерная конструкция комбинированного заряда показана на рис. 7.5.

Таблица 7.5 - Результаты массовых взрывов на карьерах Западдорвзрывпрома путем инициирования комбинированных зарядов с помощью детонационного шнура и параметры взрывных работ

Показатели	Карьеры Западдорвзрывпрома
Объем взорванной горной массы, тыс. м <sup>3</sup>	273,0-507,0
Средний объем взрыва, тыс. м <sup>3</sup>	45,5-84,5
Высота уступа, м	12,5-14,5
Глубина скважин, м	15,0-16,5
Величина забойки, м	4,0
Линия наименьшего сопротивления, м	6,5-7,0
Расстояние между зарядами, м	5,5-6,0
Расстояние между рядами, м	6,0-6,5
Удельный расход ВВ, кг/м <sup>3</sup>	0,80-0,82
Увеличение выхода породы с 1 м скважины, м <sup>3</sup>	12,75-13,0
Выход негабарита, %	6,0-8,2
Снижение выхода негабарита, %	25,5-34,0
Средний диаметр куска, мм	180-230
Снижение среднего диаметра куска, %	14,8-17,1

Оценка результатов дробления горной массы производилась сравнением выхода гранулометрического состава по классам крупности, среднему диаметру куска и выходу негабарита. Тремя взрывами было отбито 130 тыс. м<sup>3</sup> горной массы, из них 34 тыс. м<sup>3</sup> отбито зарядами рекомендуемой конструкции.

Анализ взрывов по экспериментальным участкам показывает, что выход мелких фракций по сравнению с контрольными участками увеличен в среднем на 25 %, а крупных – снижен на 27 %. Выход фракций средней крупности отличается незначительно (табл. 7.6).



- а) для проведения контрольных взрывов;  
 б) для проведения экспериментальных массовых взрывов;  
 1 – забойка; 2 – волновод; 3 – боевик; 4 – зерногранулит 30/70;  
 5 – аммонит №6 ЖВ; 6 – детонационный шнур

Рис. 7.5 - Конструкции зарядов взрывчатых веществ

Таблица 7.6 - Выход фракций горной массы при взрыве обычных зарядов и зарядов с инициированием с помощью детонационного шнура

Выход фракций, %		Размер фракций, мм
при взрывании обычными зарядами	с инициированием с помощью детонационного шнура	
26,9	26,5	0-200
9,9	10,7	200-300
13,5	15,1	300-400
13,6	14,2	400-500
8,5	9,4	500-600
10,3	5,6	600-800
9,8	3,0	800-1000
3,5	0,5	более 1000

Основные показатели массовых взрывов с применением разработанных методов и конструкций зарядов приведены в табл. 7.7, из которой видно, что средний диаметр куска в развале горной массы, отбитой скважинными зарядами с помощью инициирования детонационного шнура снижен на 17,5 %, а выход негабарита – на 20 %. Кроме того, были улучшены и другие горно-технологические показатели состояния параметров забоя на карьере. На участках скважин с взрыванием с инициированием с помощью детонационного шнура отсутствовали заколы в глубь массива, развал горной массы был более компактным. Значительно улучшилась проработка подошвы уступа.

Необходимо также отметить, что в породах средне- и сильно обводненных каскадное взрывание может быть обеспечено рассредоточением колонки заряда инертными промежутками на 3-5 частей с расположением в каждой из них по боевику. Выбором инертного материала с определенной плотностью и сжимаемостью можно определить энергию ВВ, идущую на образование УВ, и потенциальную энергию сжатых продуктов взрыва. В этом случае существует оптимальное значение пропорции воды и инертного материала, способствующего повышению КПД.

Таблица 7.7 - Результаты опытно-промышленных взрывов на гранитных карьерах Западдорвзрывпрома

Параметр измерения	№ взрыва		
	1	2	3
Высота уступа, м	14,5	13,5	13
Глубина скважины, м	16,5	15,5	15
Л С П П, м	6	5,9	6,5
Расстояние между скважинами в ряду, м	5,5	5,5	6,5
Расстояние между рядами скважин, м	5,5	5,5	5,5
Количество обычных зарядов	64	63	50
Количество зарядов с инициированием с помощью детонационного шнура	16	17	50
Длина забойки, м	4	4	4
Высота воды в скважине, м	3	3	2
Расход аммонита №6 ЖВ, т	15,8	16,1	20,3
Расход зерногранулита 30/70, т	11,8	10,1	16,8
Взорванный объем гранита обычными зарядами, тыс. м <sup>3</sup>	24	23,3	21,5

Продолжение табл. 7.7

Взорванный объем гранита с иницированием с помощью детонационного шнура, тыс. м <sup>3</sup>	6	6,5	5,5
Ширина развала, м	35	39	35
Средний диаметр куска при взрывании обычными зарядами, см	38	33,5	41
Средний диаметр куска при взрывании с иницированием с помощью детонационного шнура, см	29	30	33
Выход негабарита при взрывании обычными зарядами, %	17	16	14,5
Выход негабарита при взрывании с иницированием с помощью детонационного шнура, %	15	13,5	10,5

## 7.5 Повышение качества дробления горных пород взрывом

Как отмечалось в первой главе, способы повышения качества дробления горных пород взрывом занимают важное место в исследованиях многих как отечественных, так и зарубежных ученых. В их работах показано, что одним из путей существенного улучшения качества дробления является разработка эффективных способов взрывного дробления.

Известно, что негабаритные фракции кусков породы, как правило, при массовом взрыве получаются из верхней части уступа. Это объясняется тем, что за детонационной волной следует волна разрежения, и среднее давление в забойке существенно меньше, чем в продуктах взрыва. Кроме того, при массовом взрыве есть области с минимальным нагружением породы. Порода при взрыве разрушается, в основном, под действием неравнокомпонентных сжимающих напряжений. Коэффициент полезного действия процесса роста трещины в таком поле намного меньше, чем в случае действия растягивающих или сдвиговых напряжений. Если в породе пробурить дополнительные скважины, то они будут служить концентраторами напряжений. В динамическом поле напряжений у скважины возникает волна разгрузки, которая приводит к развитию концентрических по отношению к стенкам скважины трещин. В квазистатическом поле напряжений порода



будет вытесняться в скважины и при этом порода будет не только разрушаться, но и разупрочняться.

Когда дополнительные укороченные скважины зарядить ВВ, то при их взрыве разрушается порода в местах появления негабарита. Кроме того, радиус кривизны фронта взрывных волн будет существенно меньше, чем при взрыве основных зарядов. Если учесть, что трещины в породе растут в направлениях, перпендикулярных фронту волны, то в таком поле развиваются не только радиальные трещины, и дробление породы будет более равномерным.

Для проверки указанного способа повышения качества дробления на гранитном карьере Западдорвзрывпрома проведено три экспериментальных взрыва. При этом между основными скважинами помещались укороченные скважины меньшего диаметра. В укороченные скважины помещались ВВ и забойка. Было отбито 134 тыс. м<sup>3</sup> горной породы. Этот способ увеличивает выход мелких фракций на 15 % и снижает выход негабарита на 33 %. Диаметр среднего куса уменьшался на 18 % по сравнению с взрывной отбойкой обычными сплошными зарядами. При экспериментальных взрывах наблюдалась хорошая проработка подошвы уступа и незначительная нарушенность тыльной его части.

## **7.6 Повышение эффективности взрывчатых веществ при разрушении горных пород**

---

---

Известно, что коэффициент полезного действия взрыва скважинного заряда не может быть достаточно большим. Это объясняется тем, что поле напряжений заряда сильно убывает с увеличением расстояния от оси заряда (по степенному и экспоненциальному закону) и наличием забойки. Поле напряжений у забойки существенно меньше, чем у остальной части скважины, и от свободной поверхности отходят волны разгрузки. В данном случае эффективность разрушения в волнах разгрузки существенно меньше, чем в волнах сжатия.

Однако и при данных условиях к.п.д. взрыва можно повысить, оптимизировав детонационные параметры взрывчатого вещества (ВВ) [188].

Когда при взрыве в породе возникает ударная волна (УВ), порода за фронтом волны приобретает скорость [105]

$$u = \frac{p}{\rho_0 D},$$

где  $p$  – давление во фронте УВ;  $D$  – скорость УВ;  $\rho_0$  – плотность породы.

Начальная скорость скальных горных пород примерно равна  $u_n = 200 \div 300$  м/с. Если учесть, что показатель адиабаты для большинства ВВ примерно равен 3 ( $n \approx 3$ ), то давление в полости взрыва скважинного заряда в начальный момент давление во фронте УВ убывает по формуле

$$p = p_n \left( \frac{r}{r_0} \right)^{2n} = p_n \left( \frac{r}{r_0} \right)^6, \quad (7.11)$$

где  $r_0$  – радиус скважины;  $r$  – радиус полости взрыва (текущий радиус скважины).

Т.е. за первые миллисекунды давление в выбранном сечении скважины уменьшается в несколько раз. Кроме того, порода за фронтом УВ переизмельчается и нагревается. Для нагревания, например, кубометра гранита на  $1^\circ\text{K}$  необходима энергия примерно 2,5 МДж.

Для скальных горных пород ширина фронта ударной волны  $h < 1$  мм. В этом случае средний модуль градиента давления  $\langle \Delta p / \Delta r \rangle = p_s / h \sim 10^{13}$  Па/м. При таком градиенте поля напряжений порода будет разрушаться на частицы, размеры которых можно оценить следующим образом:

$$d_m \sim p_s h / \sigma_t, \quad (7.12)$$

где  $\sigma_t$  – динамический предел прочности породы при растяжении.

Таким образом, при дроблении горных пород максимальное давление в полости взрыва должно быть меньше необходимого для образования ударной волны.

В случае, когда УВ в породе не возникает, средний модуль градиента давления в волне напряжений оценивается выражением:

$$\langle dp / dr \rangle \sim p_s / C_l \cdot \tau, \quad (7.13)$$

где  $C_l$  – скорость волны напряжений;

$\tau$  – время химических реакций в детонационной волне.

Для бризантных ВВ скорость возрастания напряжений будет на порядок меньше, чем в УВ, и минимальный размер частиц, на которые разрушается порода, будет на порядок больше [157]. Крутизна переднего фронта волны напряжений приводит к большому значению коэффициентов затухания. Так как коэффициенты затухания находятся в показателях степени и экспоненты, то эффективность взрыва сильно зависит от ширины зоны химических реакций ВВ.

При распространении детонационной волны по скважинному заряду в противоположном направлении по продуктам детонации распространяется волна разрежения. Если ударная волна не возникает, а показатель адиабаты ПВ  $n = 3$ , то волна разрежения уменьшает давление газов в 3,37 раза [105]. В этом случае наблюдается автомодельное самоподобное движение продуктов взрыва [105]. Граница волны разрежения движется со скоростью  $v = D_s / 2$ , где  $D_s$  – скорость детонационной волны (ДВ). Когда ДВ поступает в сечение скважины, находящееся на расстоянии  $l$  от места инициирования, с момента инициирования проходит время  $t_i = l / D_s$ . В это время тангенциальный разрыв между покоящимися продуктами взрыва и волной разрежения будет находиться в точке  $l_i = x/2$ . Время прохождения волны разрежения через сечение скважины в точке  $l$  будет равно  $t_i$ . Т.е. время прохождения волны разрежения через произвольное сечение скважины равно времени, прошедшему с момента инициирования заряда. Средняя скорость убывания давления в сечении скважины, которое находится на расстоянии  $l_1 = 0,5\text{м}$  от места инициирования равна

$$\langle dp/dr \rangle = p_n D_s / 3,37 l_1 \sim 10^{13} \text{ Па/с}, \quad (7.14)$$

а на расстоянии  $l_2 = 0,5\text{м}$  м скорость убывания давления на порядок меньше. Согласно [157] минимальный размер разрушения в первом случае будет на порядок меньше. Можно сделать вывод, что однородное взрывчатое вещество различно действует вдоль оси скважины: чем дальше от места инициирования, тем меньше градиент поля напряжений в породе.

Когда при взрыве возникает ударная волна, давление в полости взрыва можно оценить по формуле, которая вытекает из уравнения Ван дер Ваальса

$$p = p_n \left( (1 - \alpha) / \left( \left( \frac{r_n}{r} \right)^2 - \alpha \right) \right)^\gamma, \quad (7.15)$$

где  $p_n$  – начальное давление ПВ;  $\alpha$  – коволюм ПВ;  $r_n, r$  – начальный и текущий радиус скважины;  $\gamma = (i + 2)/i$  – показатель адиабаты ( $i$  – среднее число степеней свободы молекул ПВ).

В этой формуле показатель адиабаты не зависит от объема, и результаты оказываются более точными, чем в случае, когда  $n = 3$ . При подстановке в (7.15) типичных значений входящих в формулу величин можно получить, что с увеличением радиуса скважины в два раза давление в полости взрыва становится меньше динамического предела прочности при сжатии.

При взрыве на выброс всегда генерируется ударная волна. Потери механической энергии ПВ почти точно равны энергии, идущей на образование УВ [102]. Радиус переднего фронта ударной волны  $r_s$  в грунте равен [102]

$$r_s = \sqrt{((1 + \beta)r_n^2 - r_n^2)/\beta}, \quad (7.16)$$

где  $r_n$  – радиус скважины;  $r_n$  – текущий радиус скважины;  $\beta$  – удельный объем воздуха в грунте.

Объем выбрасываемого грунта пропорционален квадрату радиуса  $r_n$ , т.е. масса выбрасываемого грунта с расширением полости возрастает. При  $\alpha = 0,1$  и  $r_n = 2r_n$  радиус фронта УВ  $r_{s1} = 5,8r_n$ , а при  $r_n = 3r_n$   $r_{s2} = 9,4r_n$ . Т.е. при взрыве на выброс необходимо, чтобы в первые миллисекунды взрыва давление возрастало, а оно достаточно быстро убывает. Кроме этого, при взрыве скважинного заряда в полости взрыва протекают интенсивные волновые процессы. Сама детонационная волна создает в породе неоднородное, нестационарное поле напряжений. Ударная волна в забойке, волна разрежения в ПВ от забойки, отраженная от дна скважины УВ, волны разрежения и их наложение приводят к тому, что тензор напряжений в породе на протяжении всего процесса взрыва очень сильно изменяется в каждой точке взрываемого уступа [107]. При дроблении горной породы это приводит к разупрочнению кусков горной массы. При взрыве на выброс и добыче драгоценного минерального сырья, интенсивные волновые процессы снижают к.п.д. взрыва и качество драгоценных минералов.

Таким образом, для увеличения к.п.д. взрыва скважинного заряда необходимо, чтобы энергия взрывчатого вещества выделялась не за время, примерно равное 1 мкс, а течение всего времени протекания начальной стадии взрыва. Т.е. основная часть энергии ВВ должна выделяться с момента начала расширения полости взрыва. Кроме того, в некоторых случаях необходимо гасить волновые процессы в полости взрыва.

Рассмотрим способы управления давлением в полости взрыва. Для повышения детонационной способности взрывчатых веществ в них помещают пузырьки воздуха. При адиабатном сжатии ВВ температура воздуха в пузырьке возрастает до десятков кК [105]. Пузырек служит так называемой "горячей точкой". При изготовлении, например, игданита селитру делают пористой. Если поры отсутствуют, она детонирует не по объему, а по поверхности. Время химического превращения гранулы селитры без пор на порядки больше, чем пористой. Можно в хорошо детонирующее взрывчатое вещество помещать гранулы ВВ, детонирующего по поверхности. По такому ВВ распространяется детонационная волна, обтекающая гранулы. Эффективная ширина зоны химических реакций ВВ с гранулами будет сравнима с их размерами. Гранулы недетонирующего ВВ будут отбирать при нагреве энергию у продуктов взрыва, оставляя необходимую энергию для активации детонирующего взрывчатого вещества. Время нагрева  $t_n$  гранулы до температуры вспышки при данной скорости нагрева можно оценить по формуле

$$t_n \approx \frac{dc_p \rho}{6\sigma \mu T_n^4} \ln \left( \frac{c_1 + \sigma \mu T_n^4 T_g}{c_1 + \sigma \mu T_n^4 T_0} \right), \quad (7.17)$$

где  $c_1 = \varepsilon_T \sigma T_n^4 + \frac{3}{2} \sqrt{\frac{RT_n}{2\pi M}}$ ;  $d$  – диаметр гранулы;  $\varepsilon_T$  – интегральная степень черноты при температуре ВВ;  $\mu$  – коэффициент, определяющий рост  $\varepsilon_T$  с температурой;  $\sigma$  – постоянная Стефана-Больцмана;  $R$  – газовая постоянная;  $M$  – средняя молярная масса продуктов детонации;  $T_g$  – температура вспышки;  $T_0$  – температура ВВ;  $T_n$  – температура ПВ на плоскости Чепмена-Жуге.

Вместо гранул детонирующего по поверхности взрывчатого вещества можно использовать частицы алюминия. Для частиц алюминия  $\varepsilon_T = 0,2$ ;  $\mu = 1,6 \cdot 10^{-4} \text{K}^{-1}$ ;  $T_0 = 300 \text{ K}$ ;  $T_g = 3 \text{ кК}$ ;  $M = 0,021 \text{ кг-моль}$  –

для аммонита 79/21. Время нагрева  $t_n = 5,94 \cdot 10^{-2} d$ , с. При  $d = 1 \div 100$  мкм  $t_n \approx 60$  нс  $\div$  6 мкс.

Изменяя процентное содержание частиц алюминия заданных размеров, можно изменять скорость выделения энергии, т.е. управлять давлением в полости взрыва.

Следует отметить, что часто ВВ содержит воду или помещается в воду. Вода отличается аномально большой теплоемкостью и тепловой парообразования. На нагрев и испарение 1 кг воды необходима энергия  $Q/m \approx 2,7$  МДж/кг. Так как критическое давление у воды  $p_{кр} \approx 21,8$  МПа, то энергию фазового перехода водяной параметр отдает на заключительной стадии взрыва при разлете горной массы. В случае с алюмотолом вода снижает максимальное давление ПВ, оптимизируя его. При этом часть тепловой энергии ПВ переходит в упругую.

Увеличить время химического разложения ВВ можно, используя патроны, центральная часть которых состоит из взрывчатого вещества, детонирующего в первую очередь. После детонации центральной части детонирует ВВ, образуя цилиндрический слой.

Для гашения волновых процессов и стабилизации давления в полости взрыва (замораживания) можно использовать добавки в ВВ, которые при достижении температуры фазового перехода отбирают энергию, а при снижении температуры – отдают ее. Давление ПВ после нагревания и фазовых переходов вещества добавок можно оценить по формуле:

$$p_p = R \left( \frac{\rho_d}{M_d(V - V_0)} + \frac{\rho}{M(V - \alpha)} \right) \times \frac{c_V \rho (T_n - T_0) - \rho_d c_{ж} (T_{кр} - T_{пл}) - \rho_d c_2 (T_{кр} - T_0)}{\rho_d c_2 + \rho c_V}, \quad (7.18)$$

где  $\rho_d$  – плотность вещества добавки;  $\rho$  – плотность ПВ;  $M_d$  – молярная масса добавки;  $M$  – молярная масса ПВ;  $V$  – молярный объем ПВ;  $\alpha$  – коволюм ПВ;  $c_V$  – удельная теплоемкость ПВ;  $c_{ж}$ ,  $c_2$  – соответственно удельная теплоемкость жидкости и газа добавки;  $T_{кр}$ ,  $T_{пл}$  – критическая температура и температура плавления вещества добавки;  $T_0$  – начальная температура ВВ.

Таким образом, при взрыве промышленных взрывчатых веществ быстрое разложение ВВ приводит к очень большому градиенту напряжений в породе у скважины, что является причиной раздавливания породы. При дроблении породы давление должно быть меньшим,

чем давление, необходимое для возникновения ударной волны в породе. К.п.д. взрыва существенно возрастает, если большая часть энергии ВВ будет выделяться не за мкс, а за миллисекунды. Двухкомпонентные взрывчатые вещества и добавки во взрывчатое вещество позволяют решить эти задачи.

## Выводы

---

1. С целью проверки достоверности результатов теоретических исследований об эффективности разрушения породы в неоднородном поле напряжений на гранитном карьере Западдорвзрывпрома были проведены массовые взрывы зарядов, состоящих из чередующихся частей двух типов ВВ различной мощности. Результаты взрывов подтвердили правомерность полученных теоретических выводов и показали, что при проведении экспериментальных взрывов наблюдалось более равномерное дробление горной породы и снижение негабарита.

2. Разработана конструкция шпурового заряда для отбойки вязких горных пород, при применении которого максимальное давление в полости взрыва существенно меньше давления в случае использования сплошного заряда. При этом в породе не возникает ударная волна. Каждый патрон после детонации порождает в породе волны, близкие к сферическим. Так как трещины в волне сжатия растут в плоскостях, перпендикулярных волновым поверхностям, то эффективность дробления рассредоточенными зарядами существенно выше, чем сплошными. Кроме того, малое давление в полости взрыва рассредоточенных зарядов увеличивает время вылета забойки, что увеличивает время нагружения породы и позволяет управлять процессом ее разрушения.

3. Экспериментальная проверка эффективности разрушения горных пород взрывом с применением дополнительных зарядов уменьшенного диаметра, проведенная на карьере Западдорвзрывпрома, показала, что применение этих зарядов существенно снижает выход негабарита, крупных фракций, а также нарушенность тыльной и уступа, и, кроме того, улучшает проработку подошвы уступа.

4. Экспериментальные исследования эффективности зарядов с низкоплотной прослойкой позволили установить, что их применение существенно повышает эффективность взрыва, выраженную в объеме

выброса грунта на 1 кг ВВ. Формирование в скважине указанного слоя из малоплотного материала не сопряжено с рядом технологических трудностей, наблюдаемых при формировании скважинных зарядов с воздушными промежутками.

5. Исследование эффективности применения зарядов с инертными промежутками показало, что из-за создания в этом случае в массиве горных пород более неоднородного и нестационарного поля напряжений, чем в случае применения сплошных зарядов, при уменьшении удельного расхода ВВ качество дробления не уступает качеству дробления в случае применения сплошных зарядов, что существенно увеличивает экономию используемых взрывчатых веществ при проведении массовых взрывов.

6. Установлено, что при взрыве промышленных взрывчатых веществ быстрое разложение ВВ приводит к очень большому градиенту напряжений в породе у скважины, что является причиной раздавливания породы. При дроблении породы давление должно быть меньшим, чем давление, необходимое для возникновения ударной волны в ней. К.п.д. взрыва существенно возрастает, если большая часть энергии ВВ будет выделяться не за мкс, а за миллисекунды. Двухкомпонентные взрывчатые вещества и добавки во взрывчатое вещество позволяют решить эти задачи.



## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты, приведенные в монографии, сводятся к следующему:

1. Впервые при рассмотрении распространения цилиндрических ударных волн в горной породе получены соотношения, которые позволяют, в первом приближении, оценить практически все величины, характеризующие процесс распространения цилиндрической ударной волны в горной породе, а именно: скорость ударной волны, массовую скорость породы за фронтом ударной волны, энергию ударной волны.

2. На основании изучения физических процессов, происходящих в горных породах при распространении цилиндрических ударных волн, впервые установлено, что половина энергии продуктов взрыва идет на образование ударной волны. Определена энергия продуктов взрыва, затрачиваемая на генерирование цилиндрической ударной волны. Произведена оценка давления, необходимого для распространения ударной волны.

3. Впервые выполнена оценка параметров ударных волн в породе при взрыве скважинных зарядов ВВ, которая позволила установить, что, выбирая соответствующие размеры частиц и термодинамические параметры вещества, добавляемого в ВВ, можно не только изменять максимальное давление в полости взрыва, но и управлять им вдоль образующей скважины. Добавки инертного вещества в ВВ могут препятствовать возникновению УВ в породах, уменьшая энергетические потери при взрыве ВВ.

4. Впервые при исследовании процессов, происходящих в полости взрыва взрывчатого вещества получено уравнение для расчета температуры продуктов взрыва при их сжатии в отраженных от частиц ударных волнах, применяя которые совместно с полученными уравнениями адиабаты и состояния можно, при известных термодинамических параметрах вещества добавки и зависимости, характеризующей изменение давления в полости взрыва от времени, определить массовую долю и фракционный состав добавки.

5. В результате выполненных исследований получены выражения для коэффициентов  $A$  и  $m$  в уравнения Тэта для многокомпонентных конденсированных сред, позволяющие определять ударную сжимаемость этих сред при высоких давлениях и параметры ударных волн.

6. Впервые установлено, что замена порошка алюминия на пудру в гелексе 650 позволяет увеличить давление в полости взрыва на 15-20 % за счет того, что в этом случае при окислении алюминия выделяется больше энергии. Показано, что хотя длительность волновых процессов, протекающих при взрыве гелекса 650, приблизительно такая же, как и при взрыве аммонита, но так как плотность гелекса 650 на 35-45 % больше, то и давление продуктов взрыва в кумулятивной струе на 35-45 % выше, чем давление продуктов взрыва при применении аммонита, поэтому применение гелекса 650 приводит к более эффективному дроблению негабарита.

При исследовании механизма детонации эмульсионных взрывчатых веществ с добавками микросфер установлено, что полые шары служат достаточно хорошими сенсibiliзаторами эмульсионных взрывчатых веществ. При количестве введенных добавок, не превышающем 5 %, потери энергии продуктов детонации на добавках незначительны.

7. Установлено, что увеличить ширину зоны химических реакций, уменьшить максимальное давление в полости взрыва и частично стабилизировать давление ПВ на уровне максимального можно, используя два типа взрывчатых веществ или вводя добавки в ВВ, которые должны отбирать энергию у ПВ до поверхности Чепмена-Жуге и отдавать или выделять энергию за ней. Кроме этого, часть тепловой энергии ПВ они преобразуют в упругую. В качестве добавок используют вещества, которые за поверхностью Чепмена-Жуге вступают в экзотермические реакции. Весьма перспективными являются горючие вещества, не детонирующие в полости взрыва.

8. Установлено, что зона измельчения имеет радиус, примерно равный четырем радиусам скважины. В зоне измельчения большие потери энергии идут на нагревание породы. Причем, когда скорость детонации меньше скорости волны напряжений в породе, направление максимальных сжимающих напряжений в волне напряжений, обгоняющей волну детонации, совершает поворот на угол больше  $90^\circ$ , что увеличивает диссипативные потери. Радиус зоны измельчения можно уменьшить, существенно увеличив ширину зоны химических реакций или использовать заряды, центральная часть которых детонирует в нормальном режиме, а периферийная часть – в режиме недосжатой ДВ.

9. Получена формула, позволяющая оценить давление, необходимое для образования ударной волны в газе и в средах, содержащих газ в поровом пространстве.

10. Установлено, что основным механизмом в зоне мелкодисперсного разрушения является мгновенное разрушение породы от сдвиговых напряжений. Размер частиц, на которые разрушается порода, обратно пропорционален ширине зоны химических реакций во взрывчатом веществе. Используя уравнение адиабаты для продуктов детонации с постоянным показателем, при учете возбуждения в породе сильной волны сжатия, оценены зависимости изменения от времени радиуса полости взрыва, скорости породы на контакте с продуктами детонации и давление продуктов детонации. Показано, что в зоне мелкодисперсного разрушения давление убывает по экспоненциальной зависимости от расстояния до оси скважины

11. Установлена зависимость процесса разрушения горного массива взрывом от параметров скважинного заряда. Вводя в ВВ добавки, критические параметры и масса которых выбираются, исходя из прочности и трещиноватости породы, можно уменьшить зону измельчения и увеличить тем самым «поршневое» действие взрыва. В этом случае коэффициент полезного действия взрыва существенно возрастет. Рассмотрен механизм разрушения горных пород в ударной волне и получены соотношения, позволяющие задавать параметры ударной волны таким образом, чтобы получить необходимые размеры частиц, на которые необходимо разрушить породу.

12. Впервые установлено, что оболочка, покрывающая кумулятивный заряд ВВ, на несколько десятков мкс ( $\Delta t \sim 40 \div 50$  мкс) «запирает» продукты взрыва у кумулятивной выемки. Кроме этого, если заряд без оболочки, то по истечении времени  $t = 40$  мкс давление в продуктах взрыва уменьшается до величины  $p \sim 10^7 \div 5 \cdot 10^7$  Па. Таким образом, оболочка увеличивает бризантное действие. Известно, что накладные заряды порождают сильные воздушные ударные волны (ВУВ). Начальные параметры ВУВ заряда с оболочкой существенно ниже, чем без нее. Когда оболочка начнет разлетаться, продукты взрыва будут образовывать ВУВ непосредственно, но давление в ПВ к этому времени снизится в несколько раз (при смещении оболочки на  $h$  давление в продуктах взрыва уменьшится приблизительно в 64 раза).

13. Впервые предложен критерий выбора ВВ и конструкции заряда для создания оптимального импульса нагружения породного

массива различной блочности и крепости. Наиболее универсальным способом управления величиной и формой импульса взрыва, позволяющим перераспределять энергию взрыва по высоте колонки заряда, является рассредоточение сплошных и комбинированных зарядов. Весьма перспективным представляется разработка технологии массовых взрывов с применением зарядов с воздушными, водными и другими инертными промежутками. Применение заряда с радиальным зазором позволяет уменьшить зону переизмельчения, а, следовательно, повысить к.п.д. взрыва.

14. Впервые установлено, что заряды для контурного взрывания должны детонировать с большой скоростью, например, от ДШ. Между бризантным ВВ и породой должен быть слой воздуха или инертного материала. В качестве инертного материала можно использовать ВВ, детонирующие в неидеальном режиме – режиме недосжатой детонационной волны. Интенсивность волновых процессов в полости взрыва должна быть минимальна.

15. Предложены шпуровые заряды, позволяющие осуществлять контурное взрывание, формирующее нужную поверхность выработки, и повышать ее устойчивость. При этом заряды для контурного взрывания должны детонировать с большой скоростью, а между бризантным ВВ и породой должен присутствовать слой воздуха или другого инертного материала, в качестве которого для крепких пород следует использовать ВВ, детонирующее в неидеальном режиме – режиме недосжатой волны.

16. Разработана и утверждена методика по оценке рациональных параметров буровзрывных работ для массивов горных пород различной прочности. Методика рекомендована для применения на рудных и нерудных карьерах Украины.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Российская угольная энциклопедия. - Т. 1. - М.-С.-П.: Изд-во С.-П. картографической фабрики ВСЕГЕН, 2004. - С. 224-225.
2. Кузнецов В.М. Математические модели взрывного дела / Кузнецов В.М. - Новосибирск: Наука, 1977. - 263 с.
3. Садовский М.А. Естественная кусковатость горной породы / М.А. Садовский // Докл. АН СССР. - 1979. - 247. - №4. - С. 829-831.
4. Садовский М.А. О распределении размеров твердых отдельностей / М.А. Садовский // Докл. АН СССР. - 1983. - 269. - №1. - С. 69-72.
5. Садовский М.А. От сейсмологии к геомеханике. О модели геофизической среды / М.А. Садовский, В.Ф. Писаренко, В.Н. Родионов // Вестник АН СССР. - 1985. - №1. - С. 82-88.
6. Куринной В.П. Современные представления о механизме разрушения разупрочнения горных пород при взрыве / В.П. Куринной, И.П. Гаркуша, В.А. Никифорова // Сб. научн. трудов Национального горного университета. - Днепропетровск: НГУ. - 2003. - Т.1, №17. - С. 364-371.
7. Касьян М.В. Изменения спектров эмиссионных сигналов при развитии трещин и разрушения горных пород / М.В. Касьян, В.Н. Робсман, Г.Н. Никогосян // Докл. АН СССР. - 1989. - 306. - №4. - С. 826-830.
8. Беркман М.И. Последовательность стадий разрушений горных пород в модели множественного образования трещин / М.И. Беркман, В.А. Попов / Изв. вузов. Горный журнал. - 1993. - №8. - С. 13-17.
9. Родионов В.Н. Основы геомеханики / В.Н. Родионов, И.А. Сизов, В.Н. Цветков. - М.: Недра, 1986. - 302 с.
10. Губкин К.Е. О поглощении упругих волн в твердой среде / К.Е. Губкин // Изв. АН СССР. Физика Земли. - 1984. - № 3. - С. 26-34.
11. Ржевский В.В. Основы физики горных пород / В.В. Ржевский, Г.Я. Новик. - М.: Недра, 1984. - 360 с.
12. Ржевский В.В. Физико-механические параметры горных пород / В.В. Ржевский. - М.: Недра, 1975. - 212 с.
13. Мосинец В.Н. Разрушение трещиноватых и нарушенных горных пород / В.Н. Мосинец, А.В. Абрамов. - М.: Недра, 1982. - 248 с.
14. Рац М.В. Трещиноватость и свойства трещиноватых горных пород / М.В. Рац, С.Н. Чернышев. - М.: Недра, 1970. - 164 с.
15. Дмитриев А.П. Физическая природа управления технологическими параметрами горных пород / А.П. Дмитриев, М.Г. Зальбершмидт // Проблемы комплексного освоения месторождений твердых полезных ископаемых. - М.: Недра, 1989. - С. 45-53.
16. Адушкин В.В. Расчетная модель взрывного деформирования твердой среды со структурой / В.В. Адушкин, А.А. Спивак // Действие взрыва в неоднородной среде. Взрывное дело № 90/47. - М.: Недра, 1990. - С. 17-25.
17. Родионов В.Н. О неупругих напряжениях в твердом теле с неоднородностями / В.Н. Родионов, И.А. Сизов // Действие взрыва в неоднородной среде. Взрывное дело № 90/47. - М.: Недра, 1990. - С. 5-17.
18. Yingling J.C. Liberation model for multicomponent ores / J.C. Yingling // Mineral and Met. Progress. - 1991. - №8. - №2. - С. 65-72.
19. Шемякин Е.И. Волны напряжений при взрыве скважинного заряда / Е.И. Шемякин, А.Н. Кочанов // Взрывное дело № 91/43. - М.: МВК по ВД, 1998. - С. 12-21.
20. Родин Р.А. Физическая сущность процесса разрушения хрупких горных пород / Р.А. Родин // Изв. вузов. Горн. журн. - 1991. - № 11. - С. 12-20.

21. Родин Р.А. О правомерности рассмотрения процесса разрушения горных пород на основе теории прочности / Р.А. Родин // Изв.вузов. Горн. журн. - 1992. - №5. - С. 10-15.
22. Родин Р.А. Физическая сущность разрушения горной породы при сверхвысоких мощности и скорости воздействия / Р.А. Родин // Изв. вузов. Горн.журн. - 1994. - № 2. - С. 1-4.
23. Бовенко В.Н. Основные положения автоколебательной модели предразрушающего состояния твердых тел / В.Н. Бовенко // ДАН СССР. - 1986. - Т.286, №5. - С. 1097-1101.
24. Электромагнитное излучение горной породы в условиях взрывного нагружения / [М.Б. Гохберг, И.Л. Гуфельд, О.В. Козырева и др.] // ДАН СССР. - 1987. - Т.295, № 2. - С. 321-325.
25. Бовенко В.Н. Связь автоакустической эмиссии с предразрушающим состоянием кристалла / В.Н. Бовенко // ДАН СССР. - 1983. - Т.271, №5. - С. 1086-1090.
26. Исаков А.Л. О механизме разрушения кристаллов при взрывном воздействии / А.Л. Исаков, В.Н. Белобородов // Физ.-техн. пробл. разраб. полезн. ископ. - 1991. - № 5. - С. 47-56.
27. Ефремов Э.И. О механизме измельчения взрывом многокомпонентных твердых сред с включениями зерен минералов / Э.И. Ефремов, В.А. Никифорова, А.И. Сердюк // Высокоэнергетическая обработка материалов. - Днепропетровск: ГГАУ, 1995. - С. 74-79.
28. Чертков Б.Я. О связи зон смятия, дробления и радиальных трещин с критической микротрещиноватостью / Б.Я. Чертков // Физико-техн. пробл. разр. полезн. ископ. - 1984. - № 5. - С. 49-52.
29. Камуфлетный взрыв в малопористой среде / А.Н. Бовт, А.А. Михайлов, В.Н. Николаевский, Е.А. Шурыгин // IV ПМПФ. - 1986. - № 1. - С. 147-151.
30. Александров В.Е. О взаимосвязи прочностных и акустических свойств пород в зоне предразрушающего действия взрыва / В.Е. Александров, А.Н. Кочанов, Б.В. Левин // ФТПРПИ. - 1987. - №4. - С. 45-48.
31. Шемякин Е.И. О волнах напряжений в прочных горных породах / Е.И. Шемякин // ПМТФ. - 1963. - №5. - С. 83-93.
32. Рудцкая Е.Р. Изменение во времени свойств горных пород в зоне предразрушающего действия взрыва / Е.Р. Рудцкая // Всес. 10 Юбил. науч.-техн. совещ. «Соверш. буровзр. работ в нар. хоз-ве»: Губкин, 27-29 сент., 1988: Тез. докл. - М. - 1988. - С. 123.
33. Александров В.Е. Оценка степени разупрочнения горных пород в зоне предразрушающего действия взрыва / В.Е. Александров, Б.Н. Трубников, А.Н. Кочанов // Способы и средства управления состоянием массива. - М., 1987. - С. 13-21.
34. Левин Б.В. Влияние микроструктурных особенностей песчаников на проявление эффекта взрывного предразрушения / Б.В. Левин, Е.Р. Рудцкая, Н.И. Деньгина // Физико-техн. пробл. разраб. полезн. ископ. - 1990. - № 2. - С. 57-60.
35. Левин Б.В. О механизме микронарушений в песчаниках после взрыва / Б.В. Левин, Е.П. Павлов, Е.Р. Рудцкая // Физико-техн. пробл. разраб. полезн. ископаемых. - 1991. - №5. - С. 56-61.
36. Ставрогин А.Н. Экспериментальная физика и механика горных пород / А.Н. Ставрогин, Б.Г. Тарасов. - СПб.: Наука, 2001. - 343 с.
37. Дугарцыренов А.В. К вопросу разупрочнения массива горных пород взрывной отбойкой / А.В. Дугарцыренов // ГИАБ.- 2008. - № 3. - С. 40-48.
38. Техника и технология взрывных работ на рудниках / Под общей ред. Г.П. Демидюка. - М.: Недра, 1978. - 239 с.
39. Ханукаев А.Н. Физические процессы при отбойке горных пород взрывом / А.Н. Ханукаев. - М.: Недра, 1974. - 222 с.
40. Разрушение горных пород энергией взрыва / Под ред. Э.И. Ефремова. - К.: Наук. думка, 1987. - 263 с.

41. Покровский Г.И. Взрыв / Г.И. Покровский. - М.: Недра, 1973. - 182 с.
42. Родионов В.Н. Механический эффект подземного взрыва / В.Н. Родионов, В.В. Адушкин, В.Н. Костюченко и др. - М.: Недра, 1971. - 224 с.
43. Kutter H.K. On the fracture process in blasting / H.K. Kutter, C. Fairhurst // Intern. Journ. Rock Mech. Min. Sci. - 1971. - 8. - №3. - P. 181-202.
44. Баум Ф.А. Процессы разрушения горных пород взрывом / Ф.А. Баум // Взрывное дело №52/9. - М.: Госгортехиздат, 1963. - С. 262-285.
45. Ханукаев А.Н. О влиянии радиальных зазоров и воздушных промежутков на параметры волн напряжений и процесса разрушения / А.Н. Ханукаев // Взрывное дело № 54/11. - М.: Недра, 1964. - С. 7-34.
46. Комир В.М. О влиянии газов - продуктов детонации на разрушение горных пород взрывом / В.М. Комир, В.М. Кузнецов, А.Ф. Шацукевич // Физико-техн. пробл. разраб. полезн. ископ. - 1979. - №6. - С. 42-45.
47. Действие газообразных продуктов взрыва при дроблении твердой среды / [Ефремов Э.И., Мячина Н.И., Родак С.Н. и др.] // Управление процессами разрушения горных пород. - К.: Наук. думка, 1989. - С. 26-31.
48. Воробьев А.А. Накопление нарушений, повреждения структуры, разрушение минералов и горных пород / А.А. Воробьев. - Томск, 1973. - 575 с.
49. Кочанов А.Н. Закономерности взрывного разупрочнения горных пород / А.Н. Кочанов // Соверш. буровзр. работ в нар. хоз-ве: Всес. 10 юбил. научн. техн. совещ. - Губкин, 27-29 сент. 1988: Тез. докл. - М., 1988. - С. 107.
50. Крюков Г.М. Теоретическая оценка изменения прочности горной породы от параметров неразрушающей ее взрывной нагрузки / Г.М. Крюков, М.А. Новикова // Изв. вузов. Горн. журн. - 1989. - №9. - С. 41-43.
51. Крюков Г.М. Возникновение и накопление микронарушений в горных породах в результате ведения взрывных работ / Г.М. Крюков, М.А. Новикова, И.Е. Хмара // Физико-техн. пробл. разраб. полезн. ископаемых. - 1989. - №6. - С. 118-120.
52. Grady D.E. The Micromechanics of Impact Fracture of Rock / D.E. Grady, M.E. Kipp // Intern. Journ. Rock Mech. Sci. Geomech. Abstr. - 1979. - №5. - P. 293-302.
53. Shockey D.A. Fragmentation of rock under dynamic loads / D.A. Shockey // Intern. Journ. Rock Mech. Sci. Geomech. Abstr. - 1974. - 11. - №9. - P. 303-317.
54. Журков С.Н. В.А. Физические основы прогнозирования механического разрушения / С.Н. Журков, В.С. Куксенко, В.А. Петров // ДАН СССР. - 1981. - Т. 259, № 6. - С. 1350-1353.
55. Griffith A.A. The Phenomenon of Rupture and Flow in Solids / A.A. Griffith. - Phil. Trans. Roy. Soc. - London. - 1920. - A. - 221. - P. 163-198.
56. Фузган М.М. Зависимость прочностных свойств и обогатимости руды от параметров взрывной нагрузки при отбойке железистых кварцитов / М.М. Фузган, В.А. Шамонин // Физико-техн. пробл. разраб. полезн. ископаемых. - 1983. - №3. - С. 99-102.
57. Зильбершмидт М.Г. Прогноз нарушенности структурных элементов руды при взрывном воздействии / М.Г. Зильбершмидт // Проблемы физических процессов в горном деле. - М.: МГИ, 1988. - С. 73-75.
58. Немонотонность структурных изменений в апатитовой руде при взрывном нагружении / С.Д. Викторов, А.П. Дмитриев, М.Г. Зальбершмидт, М.М. Фузган // Комплекс. освоение месторожд. тверд. полезн. ископаемых. - М.: МГИ. - 1991. - Вып. 1. - С. 50-62.
59. Гончаров С.А. Раскрытие межзерновой границы при взрыве рудного массива / С.А. Гончаров, И.Р. Григорян, В.И. Курбатов // Изв. вузов. Горн. журн. - 1987. - №11. - С. 61-65.
60. Гончаров С.А. Методика определения степени разупрочнения массива при взрыве цилиндрических зарядов / Гончаров С.А. // Изв. вузов. Горн. журн. - 1990. - №8. - С. 54-57.

61. Влияние длительности взрывного нагружения на дефектность микроструктуры и процесс рудоподготовки железистых кварцитов / С.А. Гончаров, Р.А. Томакова, В.А. Зрайченко, В.И. Томакова // Изв. вузов. Горн. журн. - 1988. - №9. - С. 12-17.
62. Влияние взрыва на измельчаемость железистых кварцитов в зависимости от ориентации их слоистости и расстояния до заряда / [Л.А. Борзенков, А.Т. Калашников, О.И. Киселев и др.] // Физико-техн. пробл. разраб. полезн. ископаемых. - 1991. - №5. - С. 67-71.
63. Оценка взрывного разупрочнения железистых кварцитов Лебединского месторождения КМА и определение изменения показателей их измельчаемости / [А.Т. Калашников, Б.Н. Кутузов, М.М. Фугзан и др.] // Развитие методов ведения взрывных работ на карьерах с учетом улучш. экол. условий / АН СССР Ин-т пробл. комплекс. освоения недр. - М., 1991. - С. 13-51.
64. Кочетков П.А. Механизм разупрочнения пород горного массива при распространении взрывных волн / П.А. Кочетков // Изв. вузов. Горный журнал. - 1987. - №4. - С. 63-66.
65. Кочетков П.А. Управление дезинтеграцией скальных пород при взрывной отбойке на карьерах / П.А. Кочетков // Физ.-техн. пробл. разраб. полезн. ископаемых. - 1991. - №5. - С. 61-67.
66. Кочетков П.А. Многоуровневая модель разрушения скальных пород / П.А. Кочетков // Изв. вузов. Горный журнал. - 1993. - №2. - С. 66-69.
67. Кочетков П.А. Механизм разрушения кристаллов горных пород под действием взрывного нагружения / П.А. Кочетков // Изв. вузов. Геология и разведка. - 1993. - №2. - С. 146-147.
68. Кочетков П.А. Методы предварительного разупрочнения горных пород взрывом / П.А. Кочетков, О.В. Дымченко, А.А. Грубский // Физ.-техн. пробл. разраб. полезн. ископаемых. - 1992. - №6. - С. 54-58.
69. Чертков В.Я. О распределении негабаритов по микротрещиноватости / В.Я. Чертков // Физ.-техн. пробл. разраб. полезн. ископаемых. - 1980. - №6. - С. 33-40.
70. Чертков В.Я. Теоретическая оценка характеристик повышенной микротрещиноватости при взрывной отбойке блочного камня / В.Я. Чертков // Физ.-техн. пробл. разраб. полезн. ископаемых. - 1983. - №3. - С. 36-42.
71. Чертков В.Я. О росте средней концентрации микротрещин в скальной породе при взрывных нагрузках / В.Я. Чертков // Физ.-техн. пробл. разраб. полезн. ископаемых. - 1988. - №5. - С. 45-53.
72. Чертков В.Я. Об относительных прочностных характеристиках осколков взорванной горной массы и отдельных скального массива / В.Я. Чертков // Физ.-техн. пробл. разраб. полезн. ископаемых. - 1989. - №1. - С. 38-44.
73. О прогнозировании разрушения горных пород / [С.Н. Журков, В.С. Куксенко, В.А. Петров и др.] // Изв. АН СССР. Физика Земли. - 1977. - №6. - С. 11-18.
74. Регель В.Р. Кинетическая природа прочности твердых тел / В.Р. Регель, А.И. Слуцкер, Э.И. Томашевский. - М.: Наука, 1974. - 560 с.
75. Концентрационный критерий объемного разрушения твердых тел / [С.Н. Журков, В.С. Куксенко, В.А. Петров и др.] // Физические процессы в очагах землетрясений. - М.: Наука, 1980. - С. 78-86.
76. Мец Ю.С. Исследование взрывной усталости горных пород / Ю.С. Мец // Физ.-техн. пробл. разраб. полезн. ископаемых. - 1983. - №1. - С. 42-47.
77. Мец Ю.С. Исследование взрывных нагрузок различной интенсивности на сопротивляемость механическому разрушению магнетитовых кварцитов / Ю.С. Мец // Физ.-техн. пробл. разраб. полезн. ископаемых. - 1982. - №3. - С. 50-58.
78. Боровиков В.А. Техника и технология взрывных работ / В.А. Боровиков, Н.Ф. Ваягин. - Л.: ЛГИ, 1985. - 178 с.



79. Боровиков В.А. Моделирование действия взрыва при разрушении горных пород / В.А. Боровиков, Н.Ф. Ванягин. - М.: Недра, 1990. - 232 с.
80. Репин Я.Я. Подготовка и экскавация вскрышных пород угольных разрезов / Я.Я. Репин. - М.: Недра, 1978. - 256 с.
81. Азаркович А.Е. Оценка относительной взрывной эффективности взрывчатых веществ и массивов горных пород / А.Е. Азаркович, М.И. Шуйфер // Физико-техн. пробл. разраб. полезн. ископ. - 1997. - № 2. - С.47-51.
82. Куринной В.П. Обоснование механизма разупрочнения пород и методы управления процессом разрушения при взрыве: автореф. дис. на соискание уч. степени канд. техн. наук: спец. 05.15.11 «Физические процессы горного производства» / В.П. Куринной // Национальная горная академия Украины. - Днепропетровск, 1998. - 13 с.
83. Викторов С.Д. Возможности селективной дезинтеграции сырья в процессах горной технологии / С.Д. Викторов, М.Г. Зильбершмидт // Развитие методов ведения взрывных работ на карьерах с учетом улучшения экологических условий. - М.: ИПКОН, 1991. - С. 5-12.
84. Клевцов И.В. Схемы взрывания на карьерах и качество дробления горной массы / И.В. Клевцов, П.И. Федоренко. - К.: Техніка, 1981. - 104 с.
85. Лучко А.И. Результаты исследования разрушающего действия взрыва цилиндрических зарядов новых смесевых взрывчатых веществ в различных твердых горных породах. / А.И. Лучко, Н.С.Ремез // Вісник НТУУ «КПІ». Серія «Гірництво». - К., 2009. - Вип. 18.- С.3-10.
86. Фролов О.О. Особливості розрахунку об'єму руйнування скальних порід під час вибуху свердловинного заряду з урахування хвиль напружень / О.О. Фролов // Вісник НТУУ «КПІ». Серія «Гірництво». - К., 2006.- Вип. 14.- С.93-103.
87. Фролов О.О. Теоретичні передумови розрахунку об'єму руйнування шірських порід під час вибуху подовжених зарядів. / О.О. Фролов // Вісник НТУУ «КПІ». Серія «Гірництво». - К., 2008.- Вип. 16.- С.13-16.
88. Ремез Н.С. Моделирование процессов взаимодействия волн при взрывах группы цилиндрических зарядов в грунтовом массиве для сейсмопрогноза / Н.С. Ремез, В.В. Бойко (млад.), Ю.С. Яценко // Вісник НТУУ «КПІ». Серія «Гірництво». - К., 2009.- Вип. 18.- С.10-16.
89. Сидоренко В.Д. Совершенствование скважинных зарядов взрывчатых веществ для повышения качества дробления горных пород в нижней части скважины / В.Д. Сидоренко, Г.И. Еременко, А.Л. Гапоненко // Разработка рудных месторождений: Научно-технический сборник - Кривой Рог: Криворожский технический университет, МОНУ, 2010. - Вып. 93. - С. 11-15.
90. Определение траектории полета кусков породы при массовых взрывах в карьерах / А.А. Гурин, И.С. Радченко, Ю.А. Гурин, В.М. Ратушный // Разработка рудных месторождений: Научно-технический сборник - Кривой Рог: Криворожский технический университет, МОНУ, 2010. - Вып. 93. - С. 15-19.
91. Ефремов Э.И. Исследование влияния ширины и свойств заполняющих их материалов на результаты действия взрыва в трещиноватых средах / Э.И. Ефремов, В.А. Никифорова, К.С. Ищенко // Разработка рудных месторождений. - Кривой Рог, 2008. - Вып. 92. - С. 25-28.
92. Черноморец А.Н. Результаты использования методов повышения КПД взрыва на гранитных карьерах / А.Н. Черноморец // Взрывное дело. Вып. № 96/53. - М.: ЗАО «МВК» по взрывному делу», 2006. - С. 62-68.
93. Гаркуша И.П. Современные представления о механизме разрушения разупрочнения горных пород при взрыве / И.П. Гаркуша, В.А. Никифорова, В.П. Куринной // Сб. научн. трудов НГУ. - Днепропетровск: НГУ, 2003. - Т.1, №17. - С. 364-371.

94. Демидюк Г.П. Удельные затраты энергии взрыва и эффективность ее использования на дробление горных пород / Г.П. Демидюк // Основные направления развития техники и технологии обогащения полезных ископаемых. - М.: Из-во Механобр, 1983. - С. 105-110.
95. Гаркуша И.П. Способы повышения разупрочняющего действия взрыва / И.П. Гаркуша, В.П. Куринной, В.А. Никифорова // Сб. научн. трудов Национального горного университета. - Днепрпетровск: НГУ. - 2003. - №18. - С. - 105-110
96. Ефремов Э.И. Подготовка горной массы на карьерах / Э.И. Ефремов. - М.: Недра, 1980. - 272 с.
97. Джигрин А.В.. Забойка как средство повышения эффективности и безопасности взрывных работ скважинным методом / А.В. Джигрин // Взрывное дело. Вып. № 96/53. - М.: ЗАО "МВК" по взрывному делу", 2006. - С. 24-31.
98. Чирков С.Е.. Энергоемкость разрушения горных пород при различных напряженных состояниях и способах разрушения / С.Е. Чирков, В.В. Присташ // Взрывное дело. Вып. № 96/53. - М.: ЗАО "МВК" по взрывному делу", 2006. - С. 69-82.
99. Влияние плотности эмульсионного ВВ на ширину зоны реакции / В.В. Сильвестров, С.М. Караханов, А.В. Пластинин, А.А. Дерibas // Взрывное дело. Вып. № 96/53. - М.: ЗАО "МВК" по взрывному делу", 2006. - С. 189-199.
100. Фугзан М.М. Теоретические предпосылки регулирования степени взрывного разрушения породы удельным зарядом ВВ / М.М. Фугзан, В.А. Шамонин // Основные направления развития техники и технологии обогащения полезных ископаемых. - М.: Из-во Механобр, 1983. - С. 115-123.
101. Гаркуша И.П. Цилиндрические ударные волны в грунте / И.П. Гаркуша, В.П. Куринной // Геотехническая механика. - Днепрпетровск: ИГТМ НАНУ. - 2004. - № 51. - С. 280-285.
102. Усаченко Б.М. Свойства пород и устойчивость горных выработок. - К.: Наук. думка, 1981. - 172 с.
103. Куринной В.П. К вопросу изучения физических процессов в горных породах при распространении цилиндрических ударных волн / В.П. Куринной, И.П. Гаркуша, В.Н. Мандрикевич // Деформирование и разрушение материалов с дефектами и динамические явления в горных породах и выработках. - Симферополь: Таврический нац. ун-т. - 2007. - С. 174-177.
104. Ляхов Г.М. Основы динамики взрывных волн в грунтах и горных породах / Г.М. Ляхов. - М.: Недра, 1974. - 192 с.
105. Физика взрыва / [Ф.А. Баум, Л.П. Орленко, К.П. Станюкович и др]. - М.: Наука, 1975. - 704 с.
106. Влияние промежутков из пористых низкоплотных материалов на эффективность взрыва скважинного заряда / Е.Г. Баранов, В.Н. Вилянский, О.Н. Оберемок, В.П. Куринной // Изв. вузов. Горный журнал. - 1990. - №5. - С. 72-76.
107. Баранов Е.Г. Управление механизмом разрушения горного массива цилиндрическими зарядами взрывчатого вещества / Е.Г. Баранов, В.П. Куринной // Управление процессами разрушения горных пород. - К.: Наук. думка, 1984. - С. 37-42.
108. Баранов Е.Г. Параметры ударных волн в среде при взрыве зарядов взрывчатых веществ / Е.Г. Баранов, В.П. Куринной // Разрушение горных пород. - К.: Наук. думка, 1988. - С. 91-94.
109. Куринной В. П. Исследование ударных волн в пористой среде / В. П. Куринной, И. П. Гаркуша, Л. В. Прохорец // Геотехническая механика: Межвед. сб. научн. тр. / ИГТМ НАНУ. – Днепрпетровск, 2013. – Вып. 111. – С. 67–73.
110. Определение коэффициентов в уравнении Тэта для многокомпонентных конденсированных сред / И. П. Гаркуша, В. П. Куринной, В. Н. Мандрикевич, И. И. Усик // Сучасні ресурсозберігаючі технології гірничого виробництва: збірник статей. – 2012. – Вип. 10 (12). – С. 52–59.

111. Куринной В.П. Параметры ударных волн в забойке удлиненных зарядов в скальных породах / В.П. Куринной, И.П. Гаркуша // *Металлургическая и горнорудная промышленность*. – 2015. - № 4. – С. 96-101.
112. Куринной В. П. Определение давления, необходимого для возбуждения ударных волн в горных породах / В. П. Куринной, И. П. Гаркуша // *Матер. XX Междунар. конф. им. С. А. Христиановича «Деформирование и разрушение материалов с дефектами и динамические явления в горных породах и выработках 2010 г»*. – Симферополь: ТНУ, 2010. – 121–123.
113. Куринной В. П. Оценка параметров ударных волн в пористых средах / В. П. Куринной, И. П. Гаркуша, И. И. Усик // *Геотехническая механика: Межвед. сб. научн. тр.* / ИГТМ НАН Украины. – Днепропетровск, 2012. – Вып. 105. – С. 240–244.
114. Тимошенко С. П. Курс теории упругости / С. П. Тимошенко. – Киев: Наук. думка, 1972. – 506 с
115. Куринной В.П. Некоторые аспекты физических процессов в породном массиве, возникающих при распространении ударных волн / В. П. Куринной, И.П. Гаркуша // *Сучасні ресурсозберігаючі технології гірничого виробництва: збірник статей*. – 2013. – Вип. 2 (13). – С. 26-34.
116. Куринной В.П. К вопросу правомерности моделирования процессов, протекающих в среде при промышленных взрывах цилиндрических зарядов / В.П. Куринной, И.П. Гаркуша // *Геотехническая механика*. - Днепропетровск: ИГТМ НАНУ, 2005. - Вып. 61. - С. 220-224.
117. Кучерявый Ф.И. Исследование газодинамических процессов при взрыве скважинного заряда с воздушной полостью в перебуре / Ф.И. Кучерявый, В.П. Куринной, Е.А. Прищепа // *Физико.-техн. пробл. разраб. полезн. ископаемых*. - 1976. - №6. - С. 32-35.
118. Литвин Л.Н. Исследование суперпозиции волн сжатия в прозрачных материалах при взрывной нагрузке / Л.Н. Литвин, Ф.А. Нефедов, Г.В. Щеглов // *Способы разрушения и управления состоянием горного массива*. - К.: Наук. думка, 1985. - С. 100-103.
119. Кутузов Б.Н. Физика взрывного разрушения горных пород / Б.Н. Кутузов, В.К. Рубцов - М.: МГИ, 1970.- 231 с.
120. Афанасенков А.Н. Расчет параметров детонационной волны смесей взрывчатых веществ с инертными добавками / А.Н. Афанасенков, В.М. Богомолов, И.М. Воскобойников // *Физика горения и взрыва* - 1970. - Т. 6, №2. - С. 182-184.
121. Разрушение горных пород взрывом / К.Н. Ткачук. - К.: Техніка, 1974. - 203 с.
122. Куринний В. П. Фізичні аспекти руйнування гірських порід вибухом / Куринний В.П. – Дніпропетровськ: НГУ, 2009. – 158 с.
123. Менжулин М. Г. Энергетическая эффективность разрушения горных пород при взрыве ВВ с различными детонационными характеристиками / М. Г. Менжулин, В. Е. Бровин // *Взрывное дело*. – М.: ЗАО «МВК по ВД», 2007. – № 98/55. – С. 55–62.
124. Крюков Г. М. Оценка времен разрушения породы при взрыве в ней удлиненного заряда промышленных взрывчатых веществ / Г. М. Крюков // *ГИАБ*. – 2009. – № 1. – С. 8–15.
125. Куринной В. П. Об уравнении адиабаты для продуктов детонации взрывчатых веществ / В. П. Куринной, И. П. Гаркуша // «Деформация и разрушение материалов с дефектами и динамические явления в горных породах и выработках»: *Материалы XXII международной научной школы им. академика С.А. Христиановича*. – Симферополь: Таврический нац. ун-т, 2012. – С. 193–196.
126. Kurinnoy V.P. Processes of initial state explosion of cavity of explosion of mining hole charge / V.P. Kurinnoy, I.P. Garkusha, V.A. Nikiforova // *Науковий вісник НГУ*. – 2016. - № 6. – С. 49-54.
127. О механизме разрушения горных пород в ударной волне / И.П. Гаркуша, В.П. Куринной, В.Д. Петренко, В.А. Никифорова // *Высокоэнергетическая обработка материалов*. Сб. научн. трудов. - НГАУ. - 1999. - №8. - С. 156-160.

128. Бриджмен П.В. Новейшие работы в области высоких давлений / П.В. Бриджмен. - М.: ИЛ, 1948. - 230 с.
129. Куринной В.П. Оценка давления для возбуждения ударной волны в металлах / В.П. Куринной // Материалы Международного семинара «Высокоэнергетическая обработка материалов». - Днепропетровск: АРТ-ПРЕСС, 2009. - С. 86-90.
130. Станюкович К.Т. Неустановившееся движение сплошной среды / К.Т. Станюкович. - М.: Наука, 1971. - 855 с.
131. Гаркуша И.П. Особенности детонации взрывчатого вещества с инертными добавками / И.П. Гаркуша, В.П. Куринной // Труды I Межгосударственного семинара «Высокоэнергетическая обработка материалов». - Том. 2. - Днепропетровск: ГГАУ, 1995. - С. 80-83.
132. Зельдович Я.Б. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений / Я.Б. Зельдович, Ю.П. Райзер. - М.: Наука, 1966. - 686 с.
133. Исследование процессов детонации колебаний комбинированных зарядов ВВ / Ф.И. Кучерявый, В.Д. Воробьев, В.П. Куринной, В.И. Кривцов // Изв. вузов. Горный журнал. - 1977. - №2. - С. 23-29.
134. Куринний В.П. Теоретичні дослідження газодинамічних процесів у зарядній порожнині при детонації зарядів ВР різних конструкцій / В.П. Куринний // Матеріали II міжнародної науково-практичної конференції "Динаміка наукових досліджень". - Дніпропетровськ: ДНУ, 2003. - Т.33. - С. 12-14.
135. Баум Ф.А. Определение начальных параметров ударных волн в горных породах в условиях контактного взрыва и закона сжимаемости пород при высоких давлениях / Ф.А. Баум, М.А. Бержец // Взрывное дело №49/6. - М.: Госгортехиздат, 1962. - С. 224-251.
136. Исследование процесса детонации комбинированных зарядов ВВ и эффективности их применения при разрушении гранитов / [В.Д. Воробьев, В.П. Куринной, Б.Н. Мяделец и др.] // Изв. вузов. Горный журнал. - 1977. - №2. - С. 82-90.
137. Разработка технологии вторичного дробления горных пород, материалов и конструкций кумулятивных зарядов из порошковых и смесевых взрывчатых веществ: Отчет по НИР / НГАУ. Рук. И.П. Гаркуша. - МП-40. - Днепропетровск, 1995.
138. Вовк А.А. О двух составляющих поля напряжений вблизи взрыва заряда ВВ / А.А. Вовк, А.Г. Смирнов, Ю.Л. Благодаренко // Физико.-техн. пробл. разраб. полезн. ископаемых. - 1976. - №6. - С. 28-31.
139. Куринной В.П. Изучение газодинамических процессов, протекающих при взрыве накладного кумулятивного заряда из гелекса 650 / В.П. Куринной // «Сучасні ресурсозберігаючі технології гірничого виробництва» - Кременчук: МОНУ, КДПУ, 2008. - № 3. - С. 62-66.
140. Баум Ф.А. Влияние условий инициирования ВВ на величину и распределение импульсов взрыва вдоль образующей скважины / Ф.А. Баум, Н.С. Санасарян // Взрывное дело № 59/16. - М.: Недра, 1966. - С. 13-28.
141. Крысин Р.С. Исследование механизма детонации эмульсионных взрывчатых веществ с добавками микросфер / Р.С. Крысин, В.П. Куринной, А.И. Глушко // Высокоэнергетическая обработка материалов. Сборник научных трудов в 2-х томах. - Днепропетровск: ГТАУ. - 1995. - С. 87-90.
142. Куринной В.П. Об управлении давлением в полости взрыва с помощью добавок во взрывчатое вещество / В.П. Куринной // Науковий вісник. - Дніпропетровськ: НГУ. - 2003. - № 4. - С. 18-21.
143. Ландау Л. Д., Станюкович К. П. // ДАН СССР. - Т.47. - № 3, 4. - 1945.
144. Сивухин Д. В. Общий курс физики. Том 2. / Д. В. Сивухин. - М.: Наука. - 1975. - 519 с.
145. Куринной В.П. Уравнение адиабаты для продуктов детонации взрывчатых веществ и продуктов взрыва с добавками / В.П. Куринной, И.П. Гаркуша // Днепропетровск,

ИГТМ НАН Украины, Геотехническая механика: Межвед. сб. науч. трудов. – 2012. – Вып. 104. – С. 112-119.

146. Гаркуша И.П. Исследование процессов, протекающих при взрыве накладного кумулятивного заряда из насыпного взрывчатого вещества / И.П. Гаркуша, В.Н. Никифорова, В.П. Куринной // Геотехническая механика. - Днепропетровск: ИГТМ НАНУ. - 1998. - №9. - С. 168-172.

147. Куринной В.П. Исследование процессов, протекающих при взрыве кумулятивных и накладных зарядов взрывчатых веществ, применяемых для разрушения негабаритов / В.П. Куринной // «Сучасні ресурсозберігаючі технології гірничого виробництва» - Кременчук: МОНУ, КДПУ, 2009 - № 1. - С. 71-74.

148. Куринной В.П. Исследование давления в полости взрыва скважинного заряда бризантного ВВ / В.П. Куринной // Геотехническая механика. - Днепропетровск: ИГТМ НАНУ - 2003. - № 40. - С. 203-210.

149. Об оптимизации давления в полости взрыва сплошного скважинного заряда бризантного взрывчатого вещества / В.М. Комир, И.П. Гаркуша, В.А. Никифорова, В.П. Куринной // Проблемы создания новых машин и технологий: Сб. научн. трудов Кременчугского госуд. политехн. ин-та. - 1999. - Вып. 1. - С. 452-454.

150. Ефремов Э. И. Теоретическая оценка времени вылета забоек цилиндрических зарядов взрывчатых веществ / Э. И. Ефремов, В. А. Никифорова // Сучасні ресурсоенергозберігаючі технології гірничого виробництва: Науково-виробничий збірник. – Кременчук: КДПУ, 2009. – Вип. 1'2009 (3). – С. 13–17.

151. Чебенко В. Н. Об особенностях изменения параметров детонации при взрывчатых превращениях различных ВВ / В. Н. Чебенко, Т. Ф. Козловская., В. М. Комир // Сучасні ресурсоенергозберігаючі технології гірничого виробництва: Науково-виробничий збірник. – Кременчук: КДПУ, 2009. – Вип. 1'2009 (3). – С. 7–13.

152. Коул Р. Подводные взрывы / Р. Коул. – М: ИЛ, 1950. – 275 с.

153. Курант Р. Сверхзвуковое течение и ударные волны / Р. Курант, К. Фридрихс. – М: ИЛ, 1950. – 380 с.

154. Куринной В. П. Обоснование эффективности дробления вязких пород с помощью использования шпуровых зарядов оптимальной конструкции / В. П. Куринной, И. П. Гаркуша // «Деформация и разрушение материалов с дефектами и динамические явления в горных породах и выработках». Материалы XIX международной научной школы им. академика С.А. Христиановича. – Симферополь: Таврический нац. ун-т, 2009. – С. 121–124.

155. 9. Pain H. J. The physics of vibrations and waves / H. J. Pain. – London, Imperial college – 1976. – 391 p.

156. 10. Сивухин Д. В. Общий курс физики. Том 2 / Д. В. Сивухин. – М.: Наука, 1975. – Т.2. – 519 с.

157. Куринной В.П. Особенности разрушения горной породы в динамическом поле напряжений / В.П. Куринной // Геотехническая механика. - Днепропетровск: ИГТМ НАНУ - 1996. - № 3. - С.

158. Ефремов Э.И. Механизм действия взрыва в обводненных горных породах / Э.И. Ефремов, В.А. Никифорова, В.В. Баранник // Наук. вісник нац. гірничого ун-ту. - Дніпропетровск, 2008. - № 2. - С. 19-22.

159. Куринной В.П. Исследование процессов истечения продуктов взрыва в трещине массивов / В.П. Куринной // Матер. I Міжнародної конференції «Науковий потенціал світу - 2004» - Дніпропетровськ: ДНУ. - 2004. - Т.62. - С.10-12.

160. Куринной В.П. Некоторые аспекты разрушения горных пород в динамическом поле напряжений / В.П. Куринной, И.П. Гаркуша // Металлургическая и горнорудная промышленность. - 2007. - №3. - С. 85-88.

161. Работнов Ю.Н. Механика деформируемого твердого тела / Ю.Н. Работнов. - М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1988. - 712 с.
162. Ионов В.Н. Напряжение в телах при импульсивном нагружении / В.Н. Ионов, П.М. Огибалов. - М.: Высш. школа, 1975. - 403 с.
163. Гаркуша И.П. Критерии управляемого разупрочнения горных пород в поле напряжений / И.П.Гаркуша, В.П.Куриной // Труды Междунар. научн.-прак. конференции «Форум горняков». Сб. научн. трудов НГАУ. - 1998. - Т.4, №3. - С. 75-78.
164. Гаркуша И.П. Критерии управляемого разупрочнения горных пород в поле напряжений / И.П.Гаркуша, В.П.Куриной // Сб. научных трудов Национальной горной академии Украины. - Днепропетровск. - 1998. - Т. 4, № 3. - С. 75-78.
165. Куриной В.П. Обоснование эффективности дробления вязких пород с помощью использования шпуровых зарядов оптимальной конструкции / В.П. Куриной, И.П. Гаркуша // Материалы XIX международной научной школы им. академика С.А. Христиановича «Деформация и разрушение материалов с дефектами и динамические явления в горных породах и выработках». - Симферополь: Таврический нац. ун-т, 2009. - С. 121-124.
166. Гаркуша И.П. Разрушение негабаритов кумулятивными и накладными зарядами взрывчатых веществ / И.П. Гаркуша, В.П. Куриной // Труды Междунар. научн.-прак. конференции. Сб. научн. трудов НГАУ. - 1998. - Т. 4, №3. - С. 78-81.
167. Эффективность каскадного инициирования комбинированных скважин зарядов ВВ / [Ф.И. Кучерявый, В.Д. Воробьев, В.П. Куриной и др.] // Горный журнал. - 1975. - №4. - С. 48-57.
168. Баранов Е.Г. Расчет параметров скважинных зарядов ВВ / Е.Г. Баранов, В.П. Куриной // Повышение эффективности разрушения горных пород. - К.: Наук. думка, 1991. - С. 24-28.
169. Гаркуша И.П. Расчет параметров зарядов для отбойки мелкоблочных массивов горных пород / И.П. Гаркуша, В.Д. Петренко, В.П. Куриной // Геотех-ническая механика. - Днепропетровск: ИГТМ НАНУ, 1998. - Вып. 8. - С. 59-62.
170. Гаркуша И.П. Выбор зарядов для наиболее оптимального разрушения средне- и крупноблочных пород / И.П. Гаркуша, В.П. Куриной // Науковий вісник. - Дніпропетровськ: НГАУ, 1998. - № 1. - С. 67-68.
171. Рекомендации по совершенствованию схем КЗВ на карьерах Укрглавнерудпрома МПСМ УССР. - Днепропетровск: ДГИ, 1971. - 24 с.
172. Кучерявый Ф.И. Многорядное короткозамедленное взрывание на карьерах строительных материалов / Ф.И. Кучерявый, А.С. Олейников, А.Т. Волон. - К.: Будівельник, 1975. - 84 с.
173. Эффективность каскадного инициирования комбинированных скважинных зарядов ВВ / В.Д. Воробьев, И.Ф. Гончар, Н.В. Кривцов, В.П. Куриной // Автодорожник Украины. - К.: Техника, 1976. - №1. - С. 35-40.
174. Барон Л.И. Контактная прочность горных пород / Л.И. Барон, Л.Б. Глатман. - М.: Недра. - 228 с.
175. Разработка технологии вторичного дробления горных пород, материалов и конструкции кумулятивных зарядов из водогелевых ВВ: Отчет по НИР (заключительный) / НГАУ. Рук. И.П. Гаркуша. - МП-56(Г). - Днепропетровск, 1997. - 38 с.
176. Куриной В.П. Расчет оптимальных размеров частиц добавки во взрывчатое вещество гелекс 650 для его применения в накладных зарядах / В.П. Куриной, И.П. Гаркуша // Материалы XVIII международной научной школы им. академика С.А. Христиановича «Деформация и разрушение материалов с дефектами и динамические явления в горных породах и выработках». - Симферополь: Таврический нац. ун-т, 2008. - С. 184-187.

177. Гаркуша И.П. Обоснование параметров шпурового заряда взрывчатого вещества для контурного взрывания / И.П. Гаркуша, В.П. Куринной, В.Д. Кожушный // Науковий вісник. - Дніпропетровськ: НГАУ. - 1999. - № 3. - С. 88-89.
178. Атомистика разрушения: Сб. статей. - М.: Мир, 1987. - 248 с.
179. Ito. I and Sassa K. On the Detonation Pressure produced at the inner Surface of a Charge Hole / Ito. I and Sassa K. // International Symposium on Mining Research. Pergamon Press. - New York. - 1962. - P. 321-326.
180. Sassa K. On the relation between the strength of a rock and pattern of breakage by blasting / K. Sassa, I. Ito // Adv. Rock Mech. Washington D.C. - 1974. - 2.part. B. - P. 1501-1505.
181. Распределение квазистатических напряжений в среде при взрыве парносближенных зарядов / [В.С. Кравцов, Ю.Е. Чернявский, Н.П. Рева и др.] // Механика и разрушение горных пород. - Киев: Наукова думка, 1976. - С. 54-60.
182. Ефремов Э.И. Решение задачи о напряженном состоянии среды применительно к разрушению горной породы неоднородной структуры / Э.И. Ефремов, В.Д. Петренко, А.В. Овсиенко // Механика неоднородных структур. - Киев: Наукова думка, 1983. - С. 82.
183. Кузнецов В.М. О работоспособности взрывчатых веществ / В.М. Кузнецов, Шацкевич А.Ф. // Физика горения и взрыва. - 1977. - №5. - С. 733-737.
184. Косенко В.И. Влияние параметров буровзрывных работ на качество щебеночной продукции / В.И. Косенко, К.В. Михайленко // Геотехническая механика. - Днепропетровск: ИГТМ НАНУ, 2007. – Вып. 69. - С. 203-208. .
185. Куринной В.П. К вопросу изучения детонации взрывчатых веществ с добавками / В.П. Куринной // Геотехническая механика. - Днепропетровск: ИГТМ НАНУ, 2010. - Вып. 86. - С. 219-225.
186. Гаркуша И.П. Обоснование конструкции шпурового заряда для отбойки вязких горных пород / И.П. Гаркуша, В.П. Куринной, В.Д. Кожушный // Геотехническая механика. - Днепропетровск: ИГТМ НАНУ. - 2001. - № 25. - С. 118-122.
187. Дубнов Л.В. Промышленные взрывчатые вещества / Л.В. Дубнов, Н.С. Бахаревич, А.И. Романов. - М.: Недра, 1973. - 320с.
188. Барон Л.И. Кусковатость и методы ее измерения / Л.И. Барон. - М.: Изд-во АН СССР, 1960. - 124 с.
189. Куринной В.П. Повышение эффективности взрывчатых веществ при разрушении горных пород / В.П. Куринной, И.П. Гаркуша // Труды Междунар. научн.-прак. конференции «Форум горняков». - Дніпропетровськ, НГУ. - 2009 - С. 157-164.

Научное издание

**Владимир Павлович Куринной**

**ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ВЗРЫВНОГО  
РАЗРУШЕНИЯ ГОРНЫХ ПОРОД**

М о н о г р а ф и я  
(на русском языке)

*Авторская редакция*