

**МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
ІВАНО-ФРАНКІВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ
УНІВЕРСИТЕТ НАФТИ І ГАЗУ**

**ФЕМ'ЯК Я.М.
ЧУДИК І.І.
СУДАКОВ А.К.
ЯКИМЕЧКО Я.Я.
ФЕДИК О.М.**

ПРАКТИЧНЕ ВИКОРИСТАННЯ КАВІТАЦІЙНИХ ПРОЦЕСІВ У БУРІННІ СВЕРДЛОВИН



**МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
ІВАНО-ФРАНКІВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ
УНІВЕРСИТЕТ НАФТИ І ГАЗУ**

**ФЕМ'ЯК Ярослав Михайлович
ЧУДИК Ігор Іванович
СУДАКОВ Андрій Костянтинович
ЯКИМЕЧКО Ярослав Яремович
ФЕДИК Остап Михайлович**

Наукове видання

ПРАКТИЧНЕ ВИКОРИСТАННЯ КАВІТАЦІЙНИХ ПРОЦЕСІВ У БУРІННІ СВЕРДЛОВИН

Монографія

Друкується в авторській редакції

Монографія першочергово розрахована на науковців, викладачів, аспірантів, а також студентів, які навчаються за освітньо-професійними програмами «Буріння нафтових і газових свердловин» і «Буріння свердловин» першого та другого рівнів вищої освіти за спеціальностями 184 «Гірництво» і 185 «Нафтогазова інженерія та технології».

Дрогобич
Посвіт
2021

УДК 622.24.051

П 69

Рекомендовано до друку:

Вченою радою Івано-Франківського національного технічного університету нафти і газу (протокол №08/614 від 28 жовтня 2020 року).

Рецензенти:

Хоменко О. Є. - д-р техн. наук, проф. кафедри гірничої інженерії та освіти Національного технічного університету «Дніпровська політехніка»;

Дреус А. Ю. - д-р техн. наук, завідувач кафедри аерогідромеханіки та енергомасопереносу Дніпровського національного університету імені Олеся Гончара;

Кондрат О. Р. - д-р техн. наук, професор, завідувач кафедри видобування нафти і газу Івано-Франківського національного технічного університету нафти і газу.

П 69 Фем'як Я. М., Чудик І. І., Судаков А. К., Якимечко Я. Я., Федик О. М.
Практичне використання кавітаційних процесів у бурінні свердловин:
Монографія. – Дрогобич: «Посвіт», 2021. – 232 с.

ISBN 978-617-8003-12-8

Розглянуто сутність кавітаційно-пульсаційної дії на процес руйнування гірських порід та обґрунтовано динамічні параметри кавітаційних пухирців в промивній рідині. Досліджено методами математичного моделювання кавітаційні режими течії рідини на основі нелінійних коливань кавітаційних пухирців.

Проведено комплекс експериментальних досліджень щодо визначення ерозійного руйнування гірських порід під впливом вихрових кавітаційних потоків.

Розроблено методику практичного розрахунку оптимізації кавітаційно-пульсаційної дії на гірські породи та рекомендації з удосконалення конструкції бурового долота для підвищення ефективності буріння свердловин.

Монографія розрахована на науковців, викладачів, аспірантів, а також студентів, які навчаються за освітньо-професійними програмами «Буріння нафтових і газових свердловин» і «Буріння свердловин» першого та другого рівнів вищої освіти за спеціальностями 184 «Гірництво» і 185 «Нафтогазова інженерія та технології».

УДК 622.24.051

ISBN 978-617-8003-12-8

© Фем'як Я. М., Чудик І. І., Судаков А. К.,
Якимечко Я. Я., Федик О. М., 2021.
© Посвіт, 2021



Фем'як Ярослав Михайлович – доктор технічних наук, завідувач кафедри буріння свердловин Івано-Франківського національного технічного університету нафти і газу.

Наукова діяльність присвячена розробці технології буріння нафтогазових свердловин з використанням кавітаційних процесів.

Автор 3 монографій, понад 100 наукових статей і понад 10 патентів.



Чудик Ігор Іванович – доктор технічних наук, проректор з наукової роботи, професор кафедри буріння свердловин Івано-Франківського національного технічного університету нафти і газу.

Наукова діяльність присвячена розробці технічних засобів і науково-методичних основ для управління якісним енергоефективним процесом спорудження нафтогазових свердловин.

Автор 6 підручників і монографій, понад 120 наукових статей і понад 20 патентів.



Судаков Андрій Костянтинович – доктор технічних наук, професор кафедри нафтогазової інженерії і буріння Національного технічного університету «Дніпровська політехніка».

Наукова діяльність присвячена розробці технологій буріння в складних умовах.

Автор 11 підручників і монографій, понад 170 наукових статей і 30 патентів.



Якимечко Ярослав Яремович – кандидат технічних наук, доцент кафедри видобування нафти і газу Івано-Франківського національного технічного університету нафти і газу.

Наукова діяльність присвячена розробці техніки і технології для видобування високов'язких нафт з використанням енергії пульсуючих потоків.

Автор понад 50 наукових статей і понад 10 патентів.



Федик Остап Михайлович – асистент кафедри буріння свердловин Івано-Франківського національного технічного університету нафти і газу, аспірант кафедри буріння свердловин Івано-Франківського національного технічного університету нафти і газу, викладач спецдисциплін циклової комісії спеціальності «Гірництво» (Буріння свердловин) «Дрогобицький фаховий коледж нафти і газу», інженер з буріння і відновлення свердловин, інженер з охорони праці.

Наукова діяльність присвячена розробці тематики удосконалення техніки і технології відновлення герметичності заколонного простору свердловин.

Автор 2 монографій, понад 15 наукових статей.

РОЗДІЛ 1 Характеристика кавітаційних явищ і супроводжуваних ними процесів з огляду впровадження енергоефективних технологій при спорудженні нафтових і газових свердловин	9
1.1 Загальна характеристика кавітаційно-пульсаційних технологій у бурінні свердловин	9
1.2 Класифікація способів штучного створення кавітації в технологічних процесах	18
1.3 Ефективність використання гідродинамічної кавітації розробками способів і пристроїв по інтенсифікації технологічних процесів і зниження енергоспоживання в гірничовидобувній галузі.	26
1.3.1 Обґрунтування гідродинамічних параметрів імпульсного впливу на вугільний пласт	26
1.3.2 Розширення діаметра обсадних труб	30
1.3.3 Інтенсифікація водяних свердловин	33
1.3.4 Боротьба з газовими і пиловими факторами в шахтних виробках	
1.4 Кавітація як один із способів енергоефективних технологій при бурінні свердловин.	38
РОЗДІЛ 2 Розроблення теоретичних основ керування кавітаційно-пульсаційною дією на вибій свердловини на основі теорії спектрів	51
2.1 Основні співвідношення теорії спектрів	51
2.2 Визначення розподілу енергії кавітаційно-пульсаційної дії на масив гірської породи вибою свердловини	54
2.3 Дослідження впливу поперечних хвиль на ефективність кавітаційно-пульсаційної дії на вибій свердловини	61
2.4 Дослідження впливу параметрів кавітаційно-пульсаційних навантажень на їх спектральні характеристики	68
2.4.1 Дослідження циклічної кавітаційно-пульсаційної дії на гірську породу із застосуванням теорії спектрів	72
2.4.2 Вплив параметрів кавітаційно-пульсаційної дії на перенесення енергії	76
РОЗДІЛ 3 Дослідження кавітаційно-хвильових збурень у рідинах з пухирцевим режимом течії	82
3.1 Основні рівняння руху газорідних середовищ	84

3.2 Рівняння Релея	87
3.3 Визначення динамічних параметрів кавітаційного пухирця в рідині	89
3.3.1 Визначення періоду коливань кавітаційного пухирця	89
3.3.2 Встановлення розподілу тиску в рідині біля кавітаційного пухирця	96
3.3.3 Визначення швидкості лускання кавітаційного пухирця	100
3.3.4 Визначення стійкості кавітаційного пухирця в рідині	102

РОЗДІЛ 4 Моделювання кавітаційних режимів течії рідини на основі нелінійних коливань кавітаційного пухирця 104

4.1 Дослідження пульсацій кавітаційного пухирця в рідині (в першому наближенні)	104
4.2 Вплив нелінійних членів $(x/R_0)^3$ у рівнянні стану газу на характер формування амплітудних характеристик (в другому наближенні)	116
4.3 Вплив нелінійних членів $(x/R_0)^4$ у рівнянні стану газу на характер формування амплітудних характеристик (в третьому наближенні)	121
4.4 Дослідження амплітудно-частотного спектру хвильового поля, випромінюваного кавітаційним пухирцем при взаємодії з набігаючою хвилею	127
4.5 Дослідження впливу режимів взаємодії хвилі тиску з кавітаційним пухирцем	138
4.6 Визначення поля тиску, створюваного кавітаційним пухирцем при його взаємодії з набігаючою хвилею	145
4.7 Встановлення амплітуди коливань кавітаційного пухирця	154

РОЗДІЛ 5 Експериментальні дослідження роботи гідродинамічного пульсатора та розроблення методики практичного розрахунку оптимізації кавітаційно-пульсаційної дії на гірські породи при бурінні свердловини 159

5.1 Схема та принцип роботи гідродинамічного пульсатора	159
5.2 Проведення експериментальних досліджень	161

РОЗДІЛ 6 Реалізація на практиці кавітаційно-пульсаційних процесів в інструментах для буріння свердловин 189

6.1 Удосконалення гідравліки бурового долота	190
6.2 Розроблення інструменту для буріння свердловин і результати	

промислових випробувань	193
6.3 Кавітаційно-пульсаційна технологія при бурінні в газогідратних покладах і удосконаленні способу видобутку метану з твердих газогідратних покладів	207
Список літератури	212

ВСТУП

Енергетична незалежність держави – це запорука самостійності, стабільності та економічного зростання. Бажання будь-якої країни бути максимально незалежною від імпорту нафти і газу є безумовно необхідним для її успішного розвитку. Їх видобуток безпосередньо пов'язаний з технологіями обертowego буріння з використанням різних типів бурових доліт.

Сьогодні деякі традиційні технології буріння досягли певної межі продуктивності. Насамперед, це обумовлено природною закономірністю зменшення вибійної потужності при бурінні з використанням породоруйнівного інструменту в зв'язку з падінням параметрів режиму буріння - частоти обертання, осьового навантаження, кількості промивальної рідини - з ростом глибини свердловини.

Разом з тим значним резервом підвищення ефективності руйнування гірської породи при бурінні, який не реалізується повною мірою, є енергія кавітаційно-пульсаційної дії потоку бурового розчину. Тому, виключно важливим є питання вивчення процесу інтенсифікації руйнування гірської породи при застосуванні науково обґрунтованої кавітаційно-пульсаційної технології буріння, яка реалізується шляхом штучного створення кавітаційних ефектів, що генеруються на вибої.

Проте для широкого впровадження в практику буріння кавітаційно-пульсаційної технології необхідно, по перше, розкрити та вивчити взаємодію механічних та фізичних процесів на вибої свердловини для визначення раціональних параметрів кавітаційно-пульсаційної дії на масив гірської породи при бурінні стандартними буровими долотами, що забезпечують інтенсифікацію процесу руйнування гірської породи. По друге, необхідно вирішити проблему забезпечення такого кавітаційно-пульсаційного режиму на вибої, за якого зберігається стійкість параметра кавітації, що забезпечує утворення та ріст розмірів пухирців від зміни перепаду тиску та густини промивальної рідини, а

також співвідношення розмірів насадок кавітаційного пристрою.

В монографії розглянуто актуальну науково-практичну задачу, зумовлену необхідністю покращення ефективності спорудження нафтових і газових свердловин за рахунок встановлення раціональних параметрів кавітаційно-пульсаційної дії на масив гірської породи при бурінні стандартними буровими долотами. Авторами монографії для успішного вирішення поставлених у роботі завдань, використано комплексний підхід, який включає: аналіз та узагальнення науково-технічних досягнень та літературних джерел, поєднує теоретичні, експериментальні та промислові дослідження.

Слід зазначити наступне:

- теоретичні дослідження побудовано на аналітичних і чисельних методах теорії спектрів, механіки рідин, теорії виникнення кавітації, теорії руйнування гірських порід, методах математичного моделювання і обчислювальному експерименті;

- експериментальна частина включає лабораторні стендові дослідження з визначення оптимальних розмірів кавітаційних пухирців у якості основного оптимізаційного параметра та ерозійного руйнування взірців гірських порід під впливом вихрових кавітаційних потоків при бурінні;

- промислові дослідження використано з метою встановлення проходки на долото та механічної швидкості буріння.

Розроблені за результатами роботи методичні рекомендації щодо практичного розрахунку оптимізації кавітаційно-пульсаційної дії на гірські породи при бурінні свердловини затверджені ПрАТ «Нафтогазвидобування», ТОВ «Ендейвер» і ТОВ «Денімекс Юкрейн» та рекомендовані до використання у виробничих умовах.

На думку авторів, наведені в монографії матеріали можуть знайти успішне відображення в навчально-методичному забезпеченні освітнього процесу Івано-Франківського національного технічного університету нафти і газу при виконанні

курсів і магістерських робіт студентами, що навчаються за освітньо-професійною програмою «Буріння нафтових і газових свердловин» першого та другого рівнів вищої освіти за спеціальністю № 184 «Гірництво», а також можуть бути корисними для здобувачів третього рівня вищої освіти, що навчаються за освітньо-науковою програмою доктора філософії за спеціальністю «Нафтогазова інженерія та технології».

РОЗДІЛ 1
ХАРАКТЕРИСТИКА КАВІТАЦІЙНИХ ЯВИЩ І
СУПРОВОДЖУВАНИХ НИМИ ПРОЦЕСІВ З ОГЛЯДУ
ВПРОВАДЖЕННЯ ЕНЕРГОЕФЕКТИВНИХ ТЕХНОЛОГІЙ ПРИ
СПОРУДЖЕННІ НАФТОВИХ І ГАЗОВИХ СВЕРДЛОВИН

1.1 Загальна характеристика кавітаційно-пульсаційних технологій у бурінні свердловин

Буріння свердловини є основним і одним з найбільш енергоємних технологічних процесів при проведенні геологорозвідувальних і видобувних робіт, що здійснюються механічним способом, при якому гірська порода на вибої руйнується під впливом породоруйнівного інструменту. У залежності від цілей, які ставляться при бурінні, а також геолого-технічних умов вибирається конкретна технологія буріння. Класифікація різних технологій і техніки буріння представлені в роботах [1 - 3]. Найпоширенішим є обертальне буріння, яке поділяється на безкернове і колонкове.

На сьогоднішній день, існуючі породоруйнівні інструменти практично вичерпали можливості подальшого прогресу в області вдосконалення традиційної технології обертального буріння, досягнувши певної межі ефективності [4]. Аналіз літератури показує, що подальший розвиток способів буріння гірських порід можливо наступними шляхами:

- зміною геометрії породоруйнівного інструменту з пошуком відповідних ефективних режимів буріння;
- пошуком нових армуючих матеріалів для оснащення породоруйнівних інструментів;
- цілеспрямованим керуванням процесами, що перебігають на вибої свердловини, шляхом впливу на них полів різної фізичної природи.

Зокрема, одним з перспективних шляхів інтенсифікації процесу руйнування гірської породи і підвищення продуктивності буріння є перехід від стаціонарних режимних параметрів буріння (витрати промивальної рідини, частота обертання бурового інструменту, осьове навантаження на породоруйнівний інструмент) до

режимних параметрів, що змінюються з часом. Такі технології отримали назву – імпульсні технології буріння. Значний внесок у розвиток таких технологій і їх теоретичного обґрунтування внесли: Алексєєв Ю. Ф., Байдюк Б. В., Бінгхем М. Г., Бондаренко М. О., Векерик В. І., Ганієв Р. Ф., Гіматудінов Ш. К., Давиденко А. М., Дреус А. Ю., Ібрагімов Л. Х., Іванніков В. І., Камишацький А. Ф., Кожевніков А. О., Колесніков М. А., Я. В. Кунцяк, Мавлютов М.Р., Пилипенко В. В., Судаков А. К., Чудик І. І., Жулай Ю. А., Яремійчук Р. С.

Класифікація та узагальнення імпульсних технологій вперше виконана професором А. О. Кожевніковим в роботі [5], а детально ці технології розглянуті в монографії [6].

Можливі варіанти імпульсних технологій буріння свердловин згідно [7, 8] поділяються на:

- монопараметричні (змінним є один з трьох режимних параметрів);
- біпараметричні (змінними є два режимних параметри буріння попарно);
- трипараметричні (змінними є одночасно три режимних параметри буріння).

На сьогоднішній день найбільш добре досліджена і впроваджена на практиці технологія буріння зі змінним осьовим навантаженням. Інші імпульсні технології, зокрема буріння з імпульсною подачею промивальної рідини, ще потребують свого дослідження. Традиційно в буровій практиці прийнято вважати, що тільки режим з постійною витратою промивальної рідини, що розрахований до конкретних умов буріння, створює сприятливі умови для роботи породоруйнівного інструменту, ефективного очищення вибою і стовбура свердловини від шламу та забезпечує ефективний процес руйнування гірської породи. Проте, останнім часом, імпульсне промивання привертає зростаючу увагу розробників технологій буріння в різних країнах. При цьому застосовуються різні підходи до технічної реалізації такого процесу.

У багатьох випадках використовується технологія імпульсної подачі промивальної рідини на вибій свердловини у вигляді струменів високого тиску.

При такому підході підвищення механічної швидкості буріння вдається досягти за рахунок гідромеханічного впливу на породу високошвидкісного струменя. Відзначимо значний інтерес до розробки таких технологій для безкерового буріння для пошуку родовищ нафти і газу з боку дослідників і виробничих компаній Китаю. Результати досліджень з руйнування гірських порід та технічні засоби для реалізації такого способу промивання представлені в роботах [9 – 14]. У США буріння з імпульсною подачею впроваджено при спорудженні глибоких свердловин в горизонтах з аномально високим пластовим тиском [15]. Застосування такої технології дозволило істотно збільшити швидкість буріння. Технологія може застосовуватися при звичайному обертовому бурінні з використанням промивних рідин на водяній або нафтовій основі. Пристрій для створення імпульсів промивальної рідини в такій технології запропоновано в роботах [16 – 18].

Переваги імпульсного промивання і позитивні ефекти від застосування в різних технологіях буріння, в тому числі розвідувального та експлуатаційного буріння, наведені в роботах [19 – 22]. Результати експериментальних і теоретичних досліджень, що представлені у вказаних роботах, свідчать про покращення низки техніко-економічних показників буріння за рахунок змінної в часі подачі промивальної рідини. Серед позитивних ефектів слід відзначити:

- підвищення ефективності очищення вибою від шламу;
- зниження енерговитрат насосного обладнання на 30 ÷ 40% в порівнянні з режимом безперервного промивання;
- зменшення кольматації (процесу зниження проникності пласта з часом);
- збільшення механічної швидкості буріння.

Застосування змінної витрати рідини дозволяє не тільки підвищити інтенсифікацію процесу руйнування гірської породи, очищення вибою та стовбура свердловини, але в деяких випадках сприяє підвищенню продуктивності свердловин при експлуатації нафтових родовищ [23].

В Україні розробкою різних варіантів техніки і технології буріння з кавітаційно-імпульсним промиванням займається ряд науково-дослідних і

виробничих компаній, серед яких Івано-Франківський національний технічний університет, Національний гірничий університет, Донецький національний технічний університет, Інститут технічної механіки НАН України, КП «Кіровгеологія» та ін.

У Національному технічному університеті «Дніпровська політехніка» (м. Дніпро) було виконано дослідження впливу імпульсний режиму витрати промивальної рідини на ефективність алмазного буріння [24]. Імпульсний (переривчастий) режим подачі промивальної рідини забезпечувався відключенням одного або двох плунжерів 3-х плунжерного насоса. Буріння проводилося алмазною коронкою 01А3-59 по блокам токовського граніту XI категорії буримості, в якості промивальної рідини використовувалася вода. В табл. 1.1 наведені результати буріння [25].

Таблиця 1.1 - Результати буріння з переривчастою подачею промивальної рідини

Частота обертання, хв ⁻¹	Осьове навантаження, кН	Режим промивання	Час паузи, с	Час подачі, с	Механічна швидкість буріння, см/хв.
239	7	переривчастий	0,375	0,375	1,23
		переривчастий	0,125	0,635	1,15
		постійний	-	-	0,58
239	7	переривчастий	0,205	0,205	1,07
		переривчастий	0,068	0,342	0,99
		постійний	-	-	0,48
377	9	переривчастий	0,315	0,315	4,47
		переривчастий	0,105	0,525	3,64
		постійний	-	-	3,06

Як видно з даних, наведених в табл. 1.1, переривчаста подача промивальної рідини дозволяє забезпечити зростання механічної швидкості буріння від 1,18 до 2,2 рази. Проте, на сьогоднішній день переривчасте промивання свердловин має

обмежене застосування. Це пов'язано з недостатнім дослідженням даного способу промивання і його впливу на фізико-механічний стан породи та інструменту. До визначальних факторів, що обумовлюють ефективність технології, належать високі контактні температури, що утворюються на вибої при переривчастому промиванні.

Впровадження енергоефективних технологій, особливо в нафтогазовій галузі при бурінні свердловин, в даний час і в найближчому майбутньому має вирішальне значення в умовах росту цін на енергоносії. Перспективним технологічним процесом в цьому напрямку є отримання і реалізація дискретно-імпульсної енергії великої потужності в потоці рідини. Пристроєм, що перетворює стаціонарний потік течії рідини в режим періодично зривної кавітації, є кавітаційний пульсатор. Цей пристрій дозволяє змінювати характер потоку рідини тільки за рахунок геометричних і режимних параметрів, без використання будь-яких рухомих частин і додаткових джерел енергії. Генератори типу трубки Вентурі (рис. 1.1) створюють імпульси тиску рідини, що в декілька разів перевищують тиск на виході насосної установки.

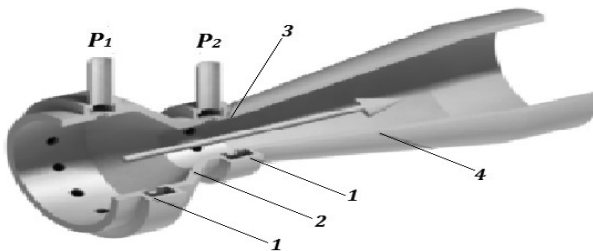


Рисунок 1.1 – Трубка Вентурі:

1 – кільцеві камери; 2 – вхідний конус конфузора; 3 – горловина; 4 - дифузор

Трубка Вентурі складається з вхідного конуса конфузора (2), горловини (3) і дифузора (4). Для вирівнювання тиску на периферії горловини і вхідний конус мають кільцеві опосередковані камери (1), в нижній частині яких встановлюють пристосування для спуску рідини. Якщо кінцевий діаметр дифузора менше

діаметра трубопроводу, то труба називається короткою, якщо дорівнює - довгою. Відводи від труби підключають до диференціального манометру. Її робота полягає в перетворенні стаціонарного потоку в пульсуючий, що досягається при проходженні потоку від критичного перетину до дифузора. При цьому відбувається падіння тиску і виникає кавітація.

У роботах [26 - 28] розглядається можливість використання в бурових процесах класичного пристрою для генерування кавітації - трубки Вентурі. Докладний огляд результатів цих досліджень практично неможливо включити в рамки нашої роботи. Трубка Вентурі зі спеціальними геометричними параметрами була названа кавітаційним генератором (КГ), принципову схему роботи якого представлено на рис. 1.2 [26].

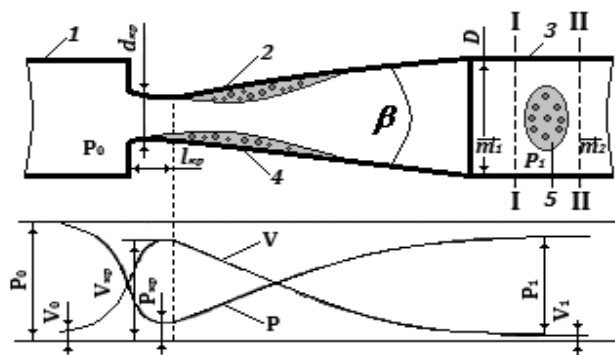


Рисунок 1.2 – Схема кавітаційного генератора з розподілом тиску і швидкості вздовж нього:

- 1 – вхідний трубопровід; 2 – трубка Вентурі; 3 – вихідний трубопровід;
- 4 – кавітаційна зона; 5 – відірвана частина каверни

Зниження тиску нижче певного критичного значення тиску $P_{кр}$ внаслідок великих місцевих швидкостей в потоці, що рухається крапельної рідини у вузькому січенні КГ призводить до розриву суцільності і утворення каверни. Таку кавітацію називають гідродинамічною. Експериментально були встановлені характерні особливості такого виду коливань. До них відноситься, перш за все,

відсутність залежності частоти коливань від довжини вихідного трубопроводу, яке вказує на не акустичну природу високочастотних кавітаційних коливань. Частота і «подвійна амплітуда» цих коливань визначаються формою, геометричними і режимними параметрами КГ. Під «подвійною амплітудою», внаслідок негармонійною форми коливань, розуміється величина розмаху $\Delta P_I = P_{I_{max}} - P_{I_{min}}$, де $P_{I_{max}}$ і $P_{I_{min}}$ - відповідно максимальне і мінімальне значення тиску в імпульсі.

Як показали дослідження, наведені в роботах [29 - 32], з виникненням кавітації опір трубки Вентурі буде збільшуватися пропорційно ступеню розвитку кавітації, а витрата зберігається постійною незалежно від подальшого зниження тиску на виході з трубки Вентурі. Таким чином, регулювання режимів роботи такого кавітаційного генератора можливе лише через зміну його геометричних розмірів, а саме (діаметра критичного перетину і кута розкриття дифузора).

На основі трубки Вентурі Інститутом геотехнічної механіки був розроблений генератор імпульсів тиску (ГІТ) (рис. 1.3) [33].

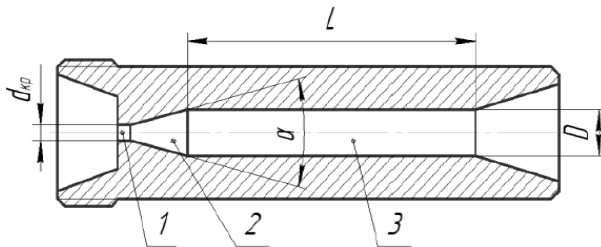


Рисунок 1.3 – Генератор імпульсів тиску:

- 1 - критичне січення генератора з мінімальним діаметром; 2 - дифузор;
3 - післядифузурний проточний канал

Один із сучасних напрямків в області отримання кавітації - суперкавітація.

Принцип дії суперкавітаційних пристроїв полягає в тому, що при обтіканні відповідного кавітатора утворюється суперкаверна, замикання якої відбувається безпосередньо в потоці рідини досить далеко від робочих поверхонь апарату. Нестационарна хвостова частина каверни генерує поля кавітаційних мікропухирців, які при лусканні інтенсифікують процес диспергування. При

цьому робочі поверхні апарату не піддаються кавітаційній ерозії, і термін їх служби не залежить від режимів кавітаційної обробки [26 - 29]. Визначальними ефект факторами є кількість і розміри утворених кавітаційних пухирців. Для того щоб отримати кавітаційні пухирці оптимальних за технологічним впливом розмірах необхідно створити каверну з певним характером нестационарного руху в її хвостовій частині [34].

Таким чином, в суперкавітаційних апаратах необхідна кількість кавітаційних мікропухирців відповідних розмірів генерується самою суперкаверною і практично не залежить від фізичних параметрів рідини, тобто від кількості кавітаційних зародків.

Простота, висока надійність і ефективність суперкавітаційних апаратів, їх універсальність відкриває широкі можливості для їх використання при бурінні свердловин.

З урахуванням вищесказаного і на підставі проведених аналітичних і теоретичних досліджень, було розроблено експериментальний взірець кавітаційного генератора (рис. 1.4) [26, 28, 32, 35].

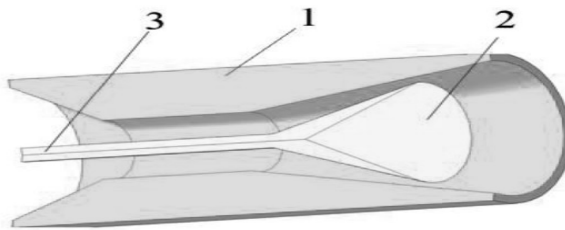


Рисунок 1.4 – Суперкавітаційний генератор коливань імпульсів тиску:

1 - ніпель спеціального січення; 2 - конус обтікання; 3 - шток

Робоча рідина по лінії подачі надходить в ніпель спеціального січення 1 і, обтікаючи конус 2, поступає у викидну лінію. При обтіканні конуса 2 відбувається утворення ділянки, в якій крапельна рідина повністю відсутня - з'являється суперкаверна. Для забезпечення можливості регулювання режимними параметрами роботи кавітаційного генератора, конус обтікання 2 виконано з

можливістю осевого переміщення в дифузори ніпеля 1 шляхом переміщення штока 3. При цьому розмір суперкаверни буде залежати від швидкості набігаючого потоку і, як наслідок, від радіального зазору між конусом обтікання і дифузоровим ніпелем 1. Конус обтікання 2 виконаний порожнистим для збільшення об'єму утвореної суперкаверни, що, в свою чергу, спричиняє збільшення кількості кавітаційних мікропухирців (так як мікропухирці утворюються по всій поверхні кавітаційної каверни) і, відповідно, підвищує інтенсивність процесу кавітаційного диспергування.

Мета роботи полягала в проведенні оцінки енергоємності роботи розробленого суперкавітаційного генератора (КГ-СК) в порівнянні з класичним кавітаційним генератором «трубка Вентурі» (КГ-ТВ).

Ефективність роботи різних типів кавітаційних генераторів, прийнято оцінювати через питому витрату енергії:

$$J = \rho \cdot g \cdot \Delta h_{КГ}, \quad (1.1)$$

де J - питома витрата енергії, $Дж/м^3$;

ρ - густина рідини, $кг/м^3$;

$\Delta h_{КГ}$ - втрати енергії в кавітаційному генераторі, *м. вод. ст.*

Використовуючи формулу (1.1), можемо визначити питому витрату енергії в суперкавітаційному генераторі і трубці Вентурі. Результати представлені у вигляді аналітичних значень в табл. 1.2 та графічної залежності на рис. 1.5 [30 - 32, 34 - 35].

Таблиця 1.2 – Питома витрата енергії в кавітаційному генераторі ($кДж/м^3$)

Тип генератора	Частота кавітаційних коливань, $Гц$					
	1700	2800	3500	5200	6500	8400
Суперкавітаційний генератор	100	300	400	440	700	1100
Трубка Вентурі (ГІТ)	500	700	1000	1500	2000	3000

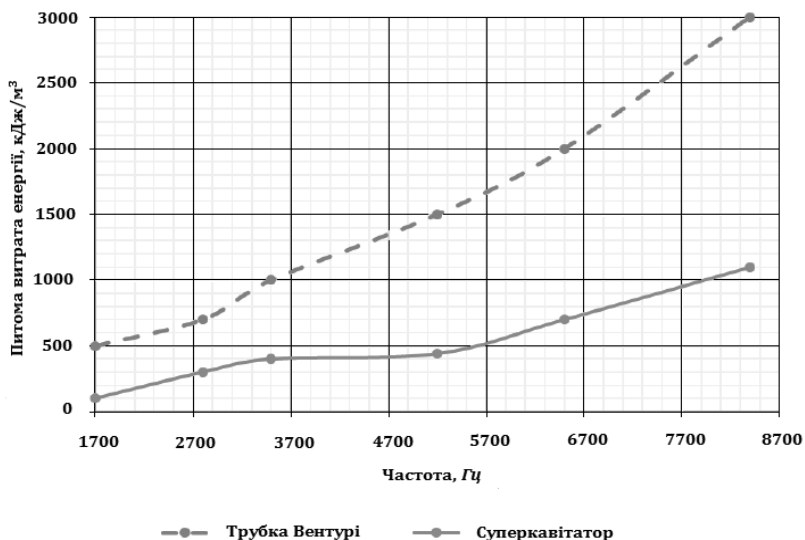


Рисунок 1.5 – Питома витрата енергії в кавітаційному генераторі

Більш ефективним кавітаційним генератором вважається той, робота якого супроводжується з найменшою витратою питомої енергії.

Можемо лише підтвердити ефективність використання гідродинамічної кавітації в технологічних процесах і зниженні енергоспоживання. Конструкція суперкавітаційного генератора органічно вписується в різні технології і дозволяє інтенсифікувати їх при більш низьких питомих енерговитратах, не вимагає трудомісткою допрацювання. Питома витрата енергії в суперкавітаційному генераторі (КГ-СК) менше в 3-5 разів, ніж на стандартному генераторі трубки Вентурі (КГ-ТВ).

1.2 Класифікація способів штучного створення кавітації в технологічних процесах

Явище кавітації відомо людству вже досить давно. Вперше явище кавітації було теоретично передбачено Рейнольдсом [36, 37]. На практиці ж явище кавітації було вперше виявлено ще в кінці XIX століття при проведенні випробувань

морських суден [36, 38]. Спочатку це явище розглядалось тільки як суто негативний момент, що сприяє руйнуванню поверхонь гребних гвинтів суден, шуму і вібрацій. До 40-х років минулого століття дослідження кавітації йшло досить повільно. Це першочергово було пов'язано зі складністю створення в лабораторних умовах великих швидкостей руху рідини, необхідних для виникнення кавітації. І тільки після 40-х років почалося інтенсивне її вивчення та дослідження.

Дослідження кавітації, які сьогодні проводяться, насамперед зосереджені не тільки в контексті зменшення шкідливого впливу кавітації на роботу гребних гвинтів, гідротурбін, елементів насосів, але і з метою отримання деяких корисних ефектів, що виникають при кавітації.

Загальноприйнятим законом, який описує динаміку кавітаційного пухирця прийнято вважати рівняння Релея-Плессета, яке фактично є модифікацією відповідного рівняння Релея з урахуванням тиску газу або повітря в пухирці, котрі змінюють тиск в рідині, в'язкість і поверхневий натяг [39]:

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 = \frac{1}{\rho} \left(P_g - P_0 - P(t) - \frac{2\sigma}{R} - \frac{4\mu\dot{R}}{R} \right), \quad (1.2)$$

де R - поточний радіус кавітаційного пухирця в часі, а точки відображають

похідні по часу t , м;

ρ - густина рідини, кг/м³;

P_0 - статичний тиск рідини, Па;

P_g - тиск газової чи повітряної суміші в пухирці, Па;

$P(t)$ - зовнішній змінний тиск, Па;

μ - коефіцієнт динамічної в'язкості рідини, Па·с;

σ - поверхневий натяг рідини, Н/м.

Сьогодні кавітаційні ефекти досить широко використовуються в промисловості для інтенсифікації хімічних процесів, гомогенізації сумішей, для дезінтеграції твердих частинок в рідинах, для очищення поверхонь, для обігріву. Також кавітація використовується і в медицині, наприклад для знищення каменів

в нирках.

Незважаючи на широке застосування кавітації, на даний момент не існує чіткої класифікації способів штучного створення кавітації і їх порівняльного аналізу. В першу чергу, це призводить до складності, а в деякій мірі і незручностей інтерпретації результатів, отриманих при різних дослідженнях, труднощів при підборі апаратури для виробництва, а так само при її проектуванні і взагалі складнощів при систематизації наявної на сьогоднішній день інформації про кавітацію.

Результатом цього і виникала необхідність в створенні класифікації існуючих способів отримання кавітації і приведення їх до якоїсь хоча б упорядкованої системи, зручної насамперед для аналізу і прийняття рішень.


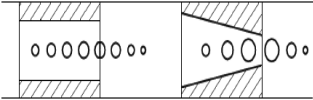
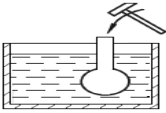
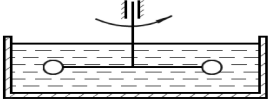
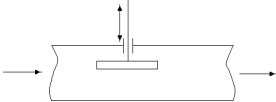
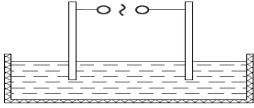
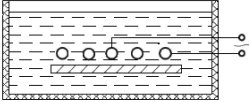
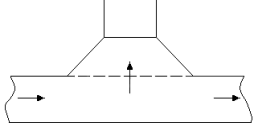
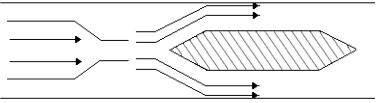
Зазвичай в літературних джерелах та інформаційних електронних ресурсах кавітацію за способом створення поділяють на гідродинамічну і акустичну [40, 41]. На наш погляд, і не тільки, це досить загальна і неповна класифікація, яка не враховує багатьох особливостей при створенні кавітації і придатна тільки для первинного знайомства з цим явищем [42].

При аналізі способів створення кавітації можна виділити п'ять основних груп, які досить аргументовано характеризують створення кавітації: механічні, електричні, акустичні, теплофізичні та фізичні (табл. 1.3).

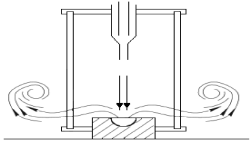
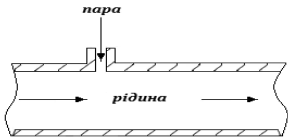
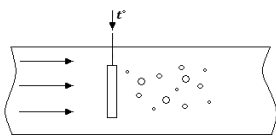
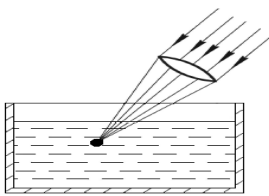
Таблиця 1.3 – Класифікація способів створення кавітації

Група	Спосіб створення	Схематичне зображення
механічні	поршневий	
	вихревий	

Продовження таблиці 1.3

	високошвидкісне обтікання тіл	
	течія рідини в каналі зі змінним січенням	
	удар	
	високошвидкісний рух тіл	
електричні	електромеханічний (магнітострикційний, п'єзодинамічний)	
	високовольтний розряд	
	магнітно-імпульсний	
акустичні	звуковий динамік з мембраною	
	свисток-генератор	

Продовження таблиці 1.3

	струминний випромінювач	
теплофізичні	конденсаційний	
	кипіння	
фізичні	імпульсне опромінення сфокусованим променем	

Як бачимо з табл. 1.3, що кожна з наведених груп об'єднує певну кількість способів створення кавітації по виду явища, яке закладено в основу відповідного способу. Механічні способи засновані на механічному впливі на рідину з боку деякого тіла, внаслідок чого в рідині утворюються зони пониженого тиску, в яких і виникає кавітація. Зрозуміло, що деякі способи з різних точок зору можна віднести до різних груп, наприклад, електромеханічний спосіб має спільні риси з способом удару, а струминний обтічник - зі способами високошвидкісного обтікання і змінного січення. В таких випадках для прийняття нами рішення щодо приналежності певного способу до тієї чи іншої групи використовувалися в основному передбачувані конструктивні ознаки установок і пристроїв для реалізації цих способів.

Крім того, в межах деяких груп є способи, які на перший погляд дуже близькі і повинні бути об'єднані в один узагальнений спосіб. Такі способи були розділені знову ж внаслідок вагової конструктивної відмінності установок і пристроїв, необхідних для реалізації цих способів. Так, високошвидкісне обтікання і високошвидкісний рух тіл з механічної групи приналежності дійсно досить схожі між собою: в обох випадках кавітація утворюється за рахунок високих швидкостей відносного руху рідини і тіла. Різниця тут полягає тільки в тому, що в разі обтікання рідина рухається щодо нерухомого тіла, а в разі високошвидкісного руху тіло рухається відносно рідини.

Але це невелика на перший погляд відмінність тягне за собою принципові зміни в конструкції і принципу дії установки. Для високошвидкісного обтікання необхідно забезпечити створення проточного трубопроводу з закріпленими в ньому тілами, а рух рідини створювати за допомогою насоса. У той же час для реалізації способу високошвидкісного руху тіл необхідним є обертальний рух тіл від приводу і ємність з рідиною, а самого трубопроводу і насоса вже не потрібно. Таким чином ці дві конструкції мають суттєву різницю.

Розглянемо кожен спосіб створення кавітації окремо.

Поршневий спосіб ґрунтується на створенні пониженого тиску в рідині при ході поршня вгору. В даному випадку кавітація може створюватися у всьому об'ємі рідини. Амплітуда руху поршня в таких пристроях досить мала, наприклад, в пристрої [43] амплітуда становить 2 - 3 мм.

Вихровий спосіб ґрунтується на закручуванні потоку рідини і утворення в центрі закручування зони зниженого тиску і кавітації, що діє на потік.

Спосіб високошвидкісного обтікання ґрунтується на створенні зони пониженого тиску за обтічним тілом, в якій і виникає кавітація. Для його реалізації необхідно забезпечити створення достатньої швидкості потоку рідини, в середньому 15 - 20 м/с [44].

Спосіб змінного перерізу ґрунтується на прискоренні потоку рідини в малому січненні і створенні зон кавітації за ним. Характеризується необхідністю створення високого тиску і швидкості в потоці рідини. [45]. При цьому

досягається швидкість рідини 30 - 50 м/с. Найбільш типовими пристроями такого типу є сопла Вентурі, але існує велика кількість інших пристроїв з більш складним соплом, які дозволяють створити необхідний тиск і посилити кавітацію [46, 47].

Спосіб удару ґрунтується на створенні зон підвищеного і пониженого тиску в рідині за рахунок проходження хвиль, випромінюваних тілом, яке піддалося удару.

При способі високошвидкісного руху тіл за рухомим тілом утворюється зона кавітації, подібна до тієї, що в способі високошвидкісного обтікання. Цей спосіб досить простий у виконанні, по деякими відомостями, кавітація починається вже при швидкості руху тіла 15 м/с [48, 49].

Електромеханічний спосіб ґрунтується на створенні вібрацій робочого елемента за допомогою електричного приводу, внаслідок чого навколо робочого елемента створюється зона кавітації. В даному випадку під електричним приводом слід розуміти магнітострикційний або п'єзодинамічний привід. Промисловістю випускаються магнітострикційні випромінювачі потужністю від 1,6 до 4 кВт, робочою частотою 16 - 18 кГц [50]. Переважно вони працюють при напрузі 440 В, хоча є малопотужні моделі, розраховані на 220 В. П'єзодинамічні перетворювачі працюють при набагато меншій потужності, до декількох сотень Вт і приблизно при тій же напрузі (200 - 400 В).

Спосіб електричного розряду побудовано на пропусканні потужного імпульсного розряду між електродами, що занурені в рідину (електрогідрравлічний ефект Юткіна [51]). Чим складніше поле електричного імпульсу, ніж менш стисла рідинна, тим вищим буде ударний тиск. Електрогідрравлічний удар застосовується при холодній обробці металів, при руйнуванні гірських порід, при інтенсифікації хімічних реакцій і т. д.

При магнітно-імпульсному способі індуктором створюється магнітне імпульсне поле, яке штовхає електропровідний диск з величезною швидкістю. Перед диском створюється підвищений тиск, а за диском створюються вихори. Слід зазначити, що обидва останні методи мають недолік лише в тому, що

вимагають підвищених заходів безпеки в зв'язку з використанням великих електричних напруг.

У способі створення кавітації за допомогою звукового динаміка з мембраною кавітація створюється за рахунок коливань мембрани динаміка. Даний спосіб в деякій мірі подібний до поршневого, але використовує для створення коливань мембрани звукові хвилі, як наслідок коливання відбуваються на інших частотах (звукових).

Спосіб використання свистків-генераторів побудовано на виникненні коливань свистка при набіганні на нього потоку рідини. Коливання свистка призводять до виникнення кавітації в зоні свистка. Найбільш інтенсивна кавітація - на кінчику свистка [40]. Рідинні свистки працюють в діапазоні від декількох сотень до 20 - 30 кГц і володіють корисною потужністю в кілька десятків Вт. Робота свистків мало ефективна, кавітація супроводжується виникненням сильного шумового ефекту. Крім того, вістря свистка схильне до інтенсивної кавітаційної ерозії.

Струминний випромінювач ґрунтується на утворенні кавітації при завихренні відбитого від резонатора струменя [40]. Кавітація утворюється в об'ємі рідини на деякій відстані від резонатора. Він значно ефективніший, в порівнянні з рідинними свистками.

Конденсаційний спосіб заснований на безпосередньому введенні пари в рідину. Пухирці газу чи повітря в рідині охолоджуються і згодом лускають. Зауважимо те, що технологічним недоліком даного способу є утворення великих за розміром кавітаційних пухирців, які при лусканні не здатні забезпечити створення якісних кумулятивних мікропотоків рідини.

Спосіб кипіння заснований на розігріванні рідини до температури кипіння, внаслідок чого за нагрівачем утворюються пухирці пари, які лускають при зниженні температури після проходження зони нагріву. Як і в попередньому способі, пухирці занадто великі і не створюють потрібних кумулятивних потоків.

Спосіб імпульсного опромінення сфокусованим променем заснований на фокусуванні енергії променя в об'ємі рідини, внаслідок чого рідина в ньому

закипає. Так, при потужності випромінювання 1 - 5 кВт промінь проникає в рідину (воду) на глибину 10 - 50 мм [52]. Цей спосіб малоефективний, тому створює кавітацію в дуже малому об'ємі. Крім того, він вимагає обладнання для створення високоенергетичного променя і його фокусування.

Запропонована класифікація створення кавітаційних ефектів дає нам можливість поглянути на цілісну картину способів створення кавітації і вибрати конструктивний підхід вибору оптимального способу виходячи з поставлених цілей і завдань в дисертації.

1.3 Ефективність використання гідродинамічної кавітації розробками способів і пристроїв по інтенсифікації технологічних процесів і зниження енергоспоживання в гірничовидобувній галузі

1.3.1 Обґрунтування гідродинамічних параметрів імпульсного впливу на вугільний пласт

Обґрунтування гідродинамічних параметрів імпульсного впливу на вугільний пласт представлено в роботі [53]. Як стверджують науковці Інституту транспортних систем і технологій Національної академії наук України (м. Дніпро) було проведено оцінку енергоефективності технічних засобів гідроімпульсної дії в гірничовидобувній галузі з використанням даних ВНІМІ [54], де були досліджені властивості ударно-небезпечних пластів вугілля. Вперше виявлено падіння міцності кам'яного вугілля з різким спадом в інтервалі швидкостей деформації від 1 до 10 с⁻¹. З урахуванням вищесказаного, відомий вираз для швидкості деформації:

$$\dot{\varepsilon} = \frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{\Delta P \cdot f}{E}, \quad (1.3)$$

де ε - лінійна деформація вугілля, Н/м;

ΔP - імпульсний тиск, Па;

f - частота імпульсів, Гц;

E - модуль пружності вугілля, Н/м².

В окремих граничних умовах $\dot{\varepsilon} = 10c^{-1}$ трансформується наступним чином:

$$f = \frac{10E}{\Delta P}. \quad (1.4)$$

Для нас важливіше значення модуля пружності по напластуванню, так як в цьому напрямку динамічний вплив на вугільний пласт надає руху тріщинам, схильним до нашарування, тобто в напрямку малої проникності вугільного пласта в природному стані.

На рис. 1.6 наведені теоретичні залежності частоти проходження імпульсів тиску від їх величини, розраховані за виразом (1.4) [53]. Рациональні значення динамічного впливу на вугільний пласт повинні знаходитися вище цих кривих, що зображені на рис. 1.6.

Далі наведено приклади технічних засобів, що реалізують такі підходи. Вони пройшли повний комплекс досліджень від лабораторних до дослідно-промислових випробувань [53].

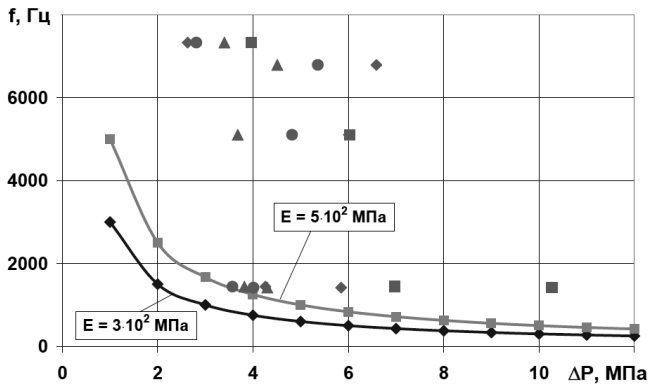


Рисунок 1.6 - Теоретичні залежності частоти проходження імпульсів від їх величини і експериментальні робочі точки пристрою імпульсного нагнітання рідини у вугільний пласт при тиску нагнітання 21,9 МПа і тисках підпору:

$\Delta = 3,1 \text{ МПа}$; $\square = 7,1 \text{ МПа}$; $\circ = 10,1 \text{ МПа}$; $\diamond = 14,4 \text{ МПа}$

Далі наведемо приклади практичного застосування кавітаційно-імпульсних технологій при бурінні свердловин. Ударно-обертальний спосіб буріння найбільш ефективний при бурінні в твердих, особливо крихких породах, а також в тому випадку, коли при бурінні верстатами роторного типу неможливо створити на

породоруйнівний інструмент необхідне осьове навантаження. Спосіб здійснюється з використанням занурених пневмо або гідроударних машин і, незважаючи на високу ефективність, при спорудженні свердловин має обмежене застосування через низку недоліків, головним з яких є складність експлуатації машин, пов'язана з наявністю рухомих деталей і пружин, гумових манжет і додаткового джерела енергії [53].

Перспективним напрямом, що дозволяє виключити ці недоліки, є використання кавітаційних генераторів, які працюють в режимі періодично зривної кавітації [55].

На рис. 1.7 наведені схеми гідродинамічних бурових снарядів (БС) для кернавого (а) і безкернового (б) буріння. Генератор 2, використовуючи енергію промивної рідини, перетворює стаціонарний потік в дискретно-імпульсний. В результаті в породоруйнівному інструменті 3 створюються височастотні поздовжні віброприскорення.

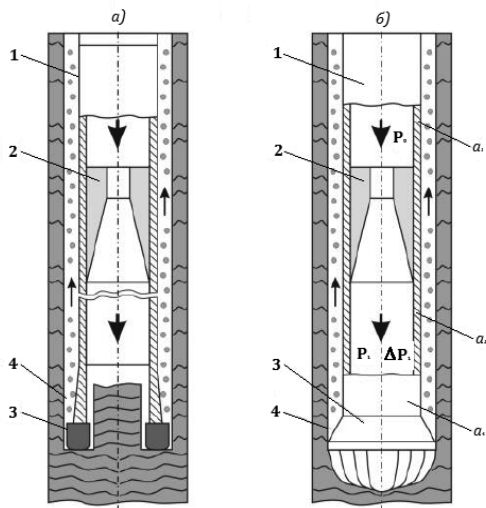


Рисунок 1.7 – Принципова схема бурового снаряду [55]:

а) буріння з відбором керну; б) буріння без відбору керну;

1 – бурильна колона; 2 – кавітаційний генератор; 3 – породоруйнівний інструмент; 4 – свердловина

На рис. 1.8 наведена копія ділянки осцилограми із записом в реальному режимі часу параметрів експериментального зразка бурового снаряду при його випробуваннях на гідравлічному стенді [53]. Як стверджують дослідники, аналіз результатів цих випробувань не залишає сумнівів в тому, що в трубопроводі бурового снаряду (за перерізом виходу з генератора) реалізується режим періодично зривної кавітації з частотами в діапазоні 70 - 3000 Гц з максимальним розмахом коливань імпульсів тиску рідини ΔP_1 до $2,7P_0$. Максимальні значення віброприскорень на корпусі імітатора породоруйнівного інструменту склали 1600g (при $P_0 \approx 5\text{МПа}$) і 2700g (при $P_0 \approx 10\text{МПа}$). Тобто, підвищення тиску подачі промивної рідини призводить до зростання значень віброприскорень в породоруйнівному інструменті і їх частоти.

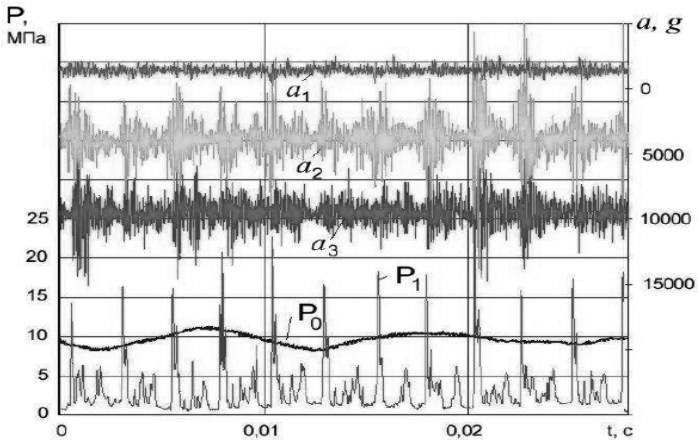


Рисунок 1.8 - Копія осцилограми запису параметрів при випробуваннях експериментального зразка бурового снаряду на гідравлічному стенді [53]:
 $P_0 \approx 10\text{МПа}$; $P_1 / P_0 \approx 0,123$

Нам слід також відмітити, що ефективність буріння з накладенням вібронавантаження на породоруйнівний інструмент була підтверджена при спорудженні гідрогеологічних свердловин великого діаметру [53].

Результати порівняльного аналізу буріння гідрогеологічної свердловини діаметром 190 мм показали, що при роботі бурового снаряду середнє зростання

механічної швидкості буріння досягає 71,5% в порівнянні з швидкістю буріння роторним способом. При цьому відбулося зниження зносу породоруйнуючого інструменту і енерговитрат до 30%. Дані випробувань буріння геологорозвідувальних свердловин 76 мм в ідентичних умовах показали, що в порівнянні з гідродарником Г76ВО, гідродинамічний буровий снаряд забезпечив зростання механічної швидкості буріння від 15,8% до 26,7%, і ресурсу роботи породоруйнівного інструменту до 13,2% [53].

Аналіз витрат потужності на обертання бурового інструменту на всіх режимах буріння показав, що при роботі гідродинамічного бурового снаряду відбувається їх зниження до 20% (в порівнянні з витратами потужності при роботі гідродарника Г76ВО). Буровий снаряд забезпечує поліпшення стабілізації і стійкості функціонування бурильної колони і породоруйнівного інструменту.

Порівняльний аналіз надійності роботи гідродинамічного бурового снаряду і гідродарника Г76ВО показав наступне: за період випробувань було відзначено 4 відмови гідродарника і проведено 10 його збирань-розбирань для регулювання і заміни деталей. У той же час, за весь період випробувань не відбулося жодної відмови в роботі гідродинамічного бурового снаряду. Оглядом і виміром основних розмірів деталей бурового снаряду встановлено відсутність їх зносу. Це свідчить про те, що ресурс роботи гідродинамічного бурового снаряду значно перевищує ресурс гідродарника. Також слід зазначити, що із застосуванням бурового снаряду пробурена свердловина глибиною 522,5 м і до цієї глибини підтверджена його працездатність [53].

1.3.2 Розширення діаметра обсадних труб

Сьогодні відомо, що компанією «Weatherford» традиційно використовується гідравлічний спосіб розширення діаметра обсадних труб шляхом подачі потоку рідини під високим тиском під розширювальний конус. З практичної точки зору нам відомо, що при такому способі розширення обсадних труб майже половина енергії рідини витрачається на подолання опору сил тертя, а наступні 50 % - на саму операцію розширення. При цьому оптимізація технологічного процесу

розширення здійснюється шляхом зменшення тертя з застосуванням при цьому дорогих спеціально розроблених для цих операцій мастил з дуже дорого вартісними молібденовими присадками, що призводить в кінцевому випадку до значних економічних витрат.

Одним з напрямків вирішення цього завдання, як стверджують науковці [56] є застосування гідродинамічного вібратора (ГДВ) для зменшення опору силам тертя, за рахунок накладання вібронавантаження на розширюючий конус.

На рис. 1.9 наведено осцилограму запису параметрів роботи гідродинамічного вібратора.

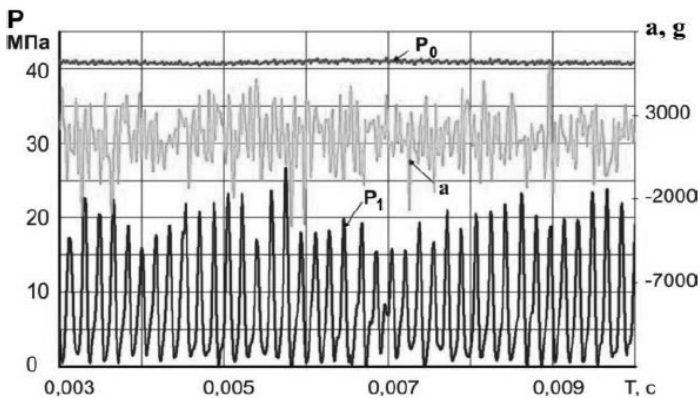


Рисунок 1.9 – Осцилограма запису параметрів роботи гідродинамічного вібратора

На рис. 1.9 представлена копія ділянки осцилограми при $P_0 = 40 \text{ МПа}$ і $P_1 = 8,2 \text{ МПа}$. Тут можна побачити, що на виході експериментального взірця гідровібратора спостерігаються коливання тиску рідини P_2 , які носять ударний характер, а на розширювальному конусі реалізуються значні величини віброприскорень [56].

На рис. 1.10 приведена експериментальна залежність вібронавантаження на корпусі конуса від режиму роботи ГДВ. Вібронавантаження, як в осьовому, так і в радіальному напрямку, реалізуються в діапазоні зміни параметра кавітації $\tau = 0,15 \div 0,6$.

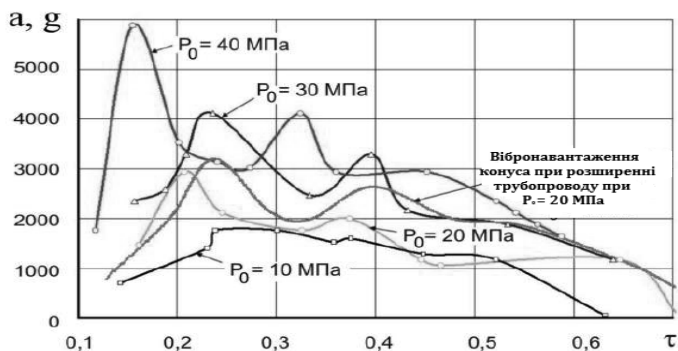


Рисунок 1.10 - Залежність вібронавантаження на корпусі конуса від режиму роботи ГДВ

На цьому ж рисунку приведена залежність вібронавантаження від параметра кавітації τ при тиску живлення $P_1 = 21$ МПа і при установці конуса в розширюваний трубопровід. Зіставлення вібронавантажень при випробуванні вільного конуса і його установці в розширюваний трубопровід дає задовільну збіжність результатів, що підтверджує працездатність пристрою.

Дослідно-промислова оцінка ефективності застосування ГДВ в технології розширення труб проводилися на вірцях сертифікованих сталевих труб із зовнішнім діаметром 133 мм і товщиною стінки 6 мм [57].

Випробування по розширенню труб гідравлічним способом видавлювання розширювального конуса надлишковим тиском рідини проводилися за таких умов:

- №1 - статичне вплив без змащення;
- №2 - статичне вплив з мастилом MSDS;
- №3 - гідроімпульсними спосіб, при якому реалізуються пульсації тиску рідини на виході генератора, близькі до максимальних;
- №4 - гідроімпульсний спосіб, при якому реалізуються вібронавантаження на конусі, близькі до максимальних.

На рис. 1.11 представлені суміщені копії ділянок осцилограм середніх значень тиску перед конусом із-за різних умов проведення експерименту.

Зовнішній діаметр труб після розширення знаходиться в діапазоні від 150,18 до 150,62 мм з товщиною стінки 5,7 мм, при цьому еліптичність труб становить $0,09 \div 0,44$.

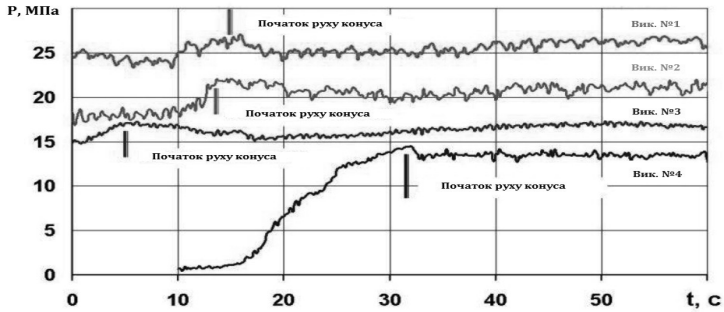


Рисунок 1.11 - Поєднання копій ділянок осцилограм

Також було встановлено, що гідроімпульсний спосіб нагнітання рідини знижує енергоспоживання до 40% і, на відміну від статичного впливу, запобігає появі задирок і наклепів, а також заклинювання інструменту для розширення труб конусом.

1.3.3 Інтенсифікація водяних свердловин

Для збільшення дебіту водяних свердловин, тобто підвищення їх фільтраційних властивостей, необхідно проведення комплексу технічних заходів, пов'язаних з процесами розколювання продуктивних зон фільтрів різними методами, що характеризуються різним ступенем ефективності. До цього можна віднести: очищення стінок свердловин шарошковими долотами, відкачування ерліфтом, механічний вплив вібраторами на колону з фільтром, створення гідравлічних ударів при використанні в якості генератора пневматичних (низькочастотних) пристроїв, кислотний вплив на фільтр, вибух в районі фільтра або (без фільтра) в зоні водоносного горизонту. В останні роки почали застосовуватися гідравлічні свистки і магнітострикційні генератори ультразвукових коливань.

Ми не будемо звертатися до глибокого аналізу існуючих методів інтенсифікації, проте цілком ствердно можна вказати на їх недоліки, які можна нівелювати, застосувавши технологію кавітаційно-імпульсної дії. При її використанні ефективність збільшення фільтраційних властивостей продуктивних пластів обумовлюється нелінійним збільшенням параметра проникності завдяки формуванню розгалуженої мережі тріщин і пор за рахунок високочастотного знакозмінного впливу рідини на капіляри породи, тверду фазу, фільтрат і ефективним виносом останніх з продуктивної зони [58]. Як приклад, для оцінки зростання параметрів проникності пластів використовується технічний параметр – дебіт свердловини, по величині якого і проводиться визначення фільтраційних властивостей навколо-свердловинного середовища.

На рис. 1.12 і 1.13 приведені схеми розміщення наземного обладнання, обв'язки і встановлення кавітаційного генератора в свердловині з живленням від зануреного або автономного насоса.

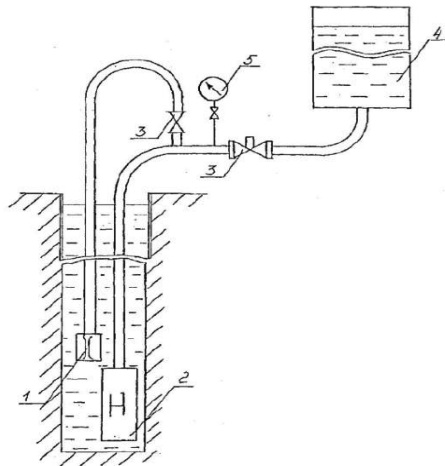


Рисунок 1.12 – Схема розкольматациї продуктивних пластів у свердловині за допомогою кавітаційного генератора від зануреного насоса:
 1 – кавітаційний генератор; 2 – занурений насос; 3 – засувки;
 4 – водонапірна вежа; 5 – манометр

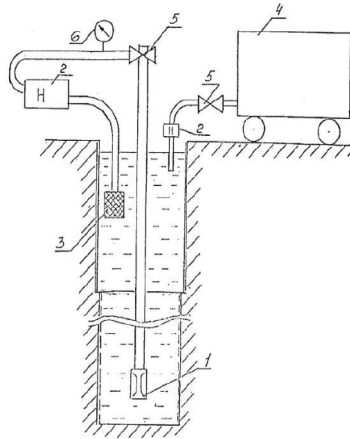


Рисунок 1.13 - Схема розколюматації продуктивних пластів у свердловині за допомогою кавітаційного генератора від автономного насоса:
 1 – кавітаційний генератор; 2 – насоси; 3 – хрпак; 4 – ємність з рідиною;
 5 – засувки; 6 - манометр

Як стверджують науковці Інституту транспортних систем і технологій Національної академії наук України [53] за технологічною схемою з живленням від насосу проведено відновлення двох свердловин. В процесі роботи проводилося порівняння ефективності розколюматації свердловин до і після обробки. Загальне підвищення дебіту склало 200 %.

Забезпечувалося поінтервальне переміщення кавітаційного генератора на будь-яку висоту під час обробки поверхні стінок свердловини або фільтра.

Випробування за схемою розколюматації з приводом від автономного насоса проводилися в свердловинах глибиною 100 м. Свердловини були оснащені фільтровими колонами, виконаними у вигляді перфорованої труби. Після обробки гідродинамічним способом їх дебіт збільшився на 110 % по відношенню до заміру дебіту ще до моменту обробки.

1.3.4 Боротьба з газовими і пиловими факторами в шахтних виробках

Сьогодні одним з основних способів боротьби з газовими і пиловими факторами є гідророзпушування вугільного пласта нагнітанням рідини в

статичному режимі [59]. Однак, із збільшенням глибини розробки родовищ, підвищення ефективності заходів, пов'язаних з таким нагнітанням рідини у вуглепородний масив, стримується гірничо-геологічним фактором - наявністю порід, схильних до розмокання, обвалення, вспучування і гірничотехнічним фактором - формуванням попереду вибою гірничої виробки зон розвантаження і підвищеного гірського тиску.

Як показала практика проведення робіт, при розташуванні фільтраційної камери в розвантаженій зоні рідина, що нагнітається, фільтрується по тріщинах у вироблений простір. При розташуванні камери в зоні з підвищеним гірським тиском через низьку водопроникність вугілля відбувається некерований процес гідровіджимання пласта з можливістю подальшого провокування газодинамічного явища.

Одним з перспективних напрямків, що дозволяють виключити ці недоліки, є створення високо-амплітудних гідродинамічних хвиль в трубопроводі за кавітаційним генератором і перетворення їх в механічне вібронавантаження вугільного пласта.

В останні роки значні результати в цьому напрямку отримані Інститутом геотехнічної механіки (ІГТМ) НАН України [60] спільно з ПАТ «Краснодонвугілля». Лабораторні дослідження зануреного пристрою гідроімпульсного впливу (ПГІВ) на моделі свердловини показали, що при тиску нагнітання від 5,0 до 30,0 МПа з витратою рідини 30÷70 л/хв. робочий діапазон частоти автоколивань становить від 1 до 7 кГц. Максимальний розмах автоколивань тиску рідини, накладений на величину підпору, порівнюємо з тиском нагнітання. Експериментальні робочі точки ПГІВ на вугільний пласт при тиску нагнітання 21,9 МПа і тисках підпору Δ – 3,1МПа, \square - 7,1МПа, O – 10,1МПа, \diamond - 14,4 МПа, як це видно з рис. 1.6, повністю відповідають раціональним значенням динамічного впливу.

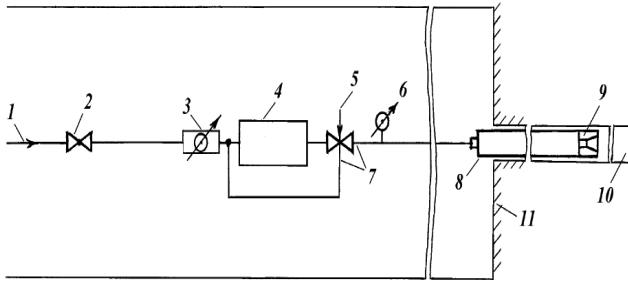


Рисунок 1.14 - Принципова схема монтажу обладнання на вибої підготовчої виробки:

- 1 - водопровід; 2 - засувка; 3 - витратомір; 4 - насосна установка; 5 - кран;
 6 - манометр; 7 - високонапірний рукав; 8 - гідрозатвор; 9 – пристрій гідроімпульсної дії; 10 - свердловина;
 11 - вибій гірничої виробки

В результаті гірничо-експериментальних робіт і оцінки ефективності застосування ППВ, розташованого в свердловині (рис. 1.14), при гідророзпушуванні викидно-небезпечних вугільних пластів на вибої підготовчої виробки встановлено:

- розроблена конструкція ППВ при нагнітанні рідини в діапазоні тиску від 10,0 до 20,0 МПа зі швидкістю нагнітання від 40 до 60 л/хв. забезпечує ефективне розпушування і дегазацію викидно-небезпечних вугільних пластів в зонах з низькою гідравлічної проникністю;

- розпушування масиву нагнітанням рідини через свердловини діаметром 43 мм і довжиною від 6,0 до 7,0 м з герметизацією від 4,0 до 5,0 м за зоною максимального опорного гірського тиску здійснюється без прояву гідророзриву і протікання води по перетину пласта на вибої гірничої виробки;

- порівняння статичного і імпульсного нагнітання рідини показало, що при гідроімпульсній дії тривалість нагнітання рідини до завершення активного процесу гідрообробки пласта знижується до 50 %, а витрата рідини до 60 %. У процесі проведення робіт ознак ГДЯ не спостерігалось;

- застосування імпульсного режиму нагнітання забезпечує дотримання

критерію безпечного ведення гірничих робіт – величина тиску в фільтраційній камері свердловини не повинна перевищувати тиск гідророзриву пласта, тобто $0,75\gamma H$, при цьому дозволяє управляти процесом утворення тріщин у вугільному пласті.

1.4 Кавітація як один із способів енергоефективних технологій при бурінні свердловин

Використання кавітаційних явищ в свердловинах тривалий час рахувалось безперспективним через високі гідростатичні тиски. Проте у США в 1974 р. фірмою «Mobile Research and Development» були проведені масштабні дослідження руйнування гірських порід за рахунок кавітаційних явищ, які виникають при звукових коливаннях великої амплітуди [61]. Було встановлено, що при використанні таких коливань із збільшенням гідростатичного тиску ефективність руйнування гірської породи збільшується. В цьому ж 1974 році у США було обґрунтовано кавітаційний спосіб буріння. Цей спосіб передбачає використання для руйнування гірських порід гідростатичного тиску стовпа промивальної рідини, яка заповнює свердловину або її частину. При цьому у свердловину подаються спеціальні герметично-замкнуті капсули, з яких попередньо до визначеного вакууму відпомповано повітря. Внаслідок руйнування такої капсули в результаті її зіткнення з вибоєм свердловини відбувається інтенсивне змінання вакуумної порожнини, яка знаходиться в тісному контакті з вибоєм, і гірська порода руйнується імпульсами високих тисків, які подаються до неї.

Дослідженнями встановлено, що тиск промивальної рідини і акустичний тиск, який створюється в дослідній камері і який сфокусований акустичною системою, можуть змінюватися в межах від 0,1 до 2,0 МПа. Також було встановлено, що інтенсивність кавітації (на прикладі руйнування вапняку і алюмінієвого сплаву) зростає в третій степені з ростом тиску рідини. Методом екстраполяції встановлено, що на глибині 3000 м швидкість буріння за допомогою кавітаційного ефекту є значно вищою, ніж при звичайному обертовому

бурінні [61].

Проте необхідно відзначити, що кавітаційні бурові знаряддя мають невеликі потенційні можливості за рахунок низької вихідної потужності і великої потреби в капсулах. Але різні видозміни цього способу очевидно можуть знайти і спеціальне використання, наприклад, з метою інтенсифікації притоку нафти у свердловину і ін.

На одній із конференцій по технологічним питанням в області енергетики, яка відбулася у вересні 1977 р. в м. Х'юстоні, США [62], в одній з доповідей говорилось про результати лабораторних досліджень нових типів доліт, принцип дії який базується на використанні явища кавітації, яке переважно вважають негативним явищем, оскільки приводить до корозії і руйнування металічних поверхонь в гідравлічній системі.

Нові долота мають спеціальну кавітаційну насадку, на виході з якої відбувається розрив суцільності струмини промивальної рідини. Бульбашки пари і газу, які накопичуються в місцях розриву суцільності струмини, лускають при контакті з поверхнею породи, за рахунок чого на багатьох ділянках потоку рідини виникають великі перепади тисків, які викликають появу нових тріщин в породі. Це значно полегшує процес руйнування породи і сприяє підвищенню механічної швидкості буріння свердловини без додаткових витрат енергії.

Лабораторними дослідженнями встановлено [62], що у випадку використання таких насадок руйнівну силу за рахунок кавітаційних процесів можна створити навіть при порівняно спокійному турбулентному режимі потоку промивальної рідини і при перепаді тиску на долоті 7 – 17,5 МПа, що цілком є можливим при використанні більшості сучасних бурових установок з великою потужністю.

В доповіді представників фірми Hydronautics і National Lead Nycalog, які проводили розробки і дослідження [62], відмічалось, що при випробуванні нових доліт в лабораторних умовах були отримані кращі показники роботи, ніж при бурінні звичайними гідромоніторними долотами із стандартними насадками. Ефект від використання доліт кавітаційного типу був очевидним при

розбурюванні як слабозцементованих, піщаних, так і твердих порід.

В кінці 1980-х років представники вищезгаданої фірми пішли шляхом створення гідродинамічних кавітаторів, принцип роботи яких базується на розриві потоку промивальної рідини і формуванні великих кавітаційних каверн. Каверни мають порівняно з кавітаційними бульбашками достатньо великі розміри, що не дозволяє їм миттєво луснути. Вони діляться на частинки, які в свою чергу поступово подрібнюються на малесенькі бульбашки, що дає можливість продовжити час їхнього існування, а в кінцевому випадку вивести їх з кавітатора в свердловину.

Рядом науковців [63 - 65] пропонується створення так званої суперкавітації у вибійних умовах. Описано кавітаційний гідророзрив, який за їх даними, на відміну від звичайного гідророзриву дає порівняно нову якість. Якщо при звичайному гідророзриві проходить в основному розкриття техногенних і магістральних тріщин тектонічного походження, то дія ударних хвиль, породжених кавітацією, сприяє утворенню багаточисленних розривів матриці породи і таким чином створює в привибійній зоні пласта сітку мікро- і макротріщин. При звичайному гідророзриві розкриті тріщини необхідно закріплювати, для чого проводять закачку піску і додають деструктори геленесучого середовища для видалення рідини гідророзриву. При кавітаційному розриві пласта після припинення ударної дії частина горизонтально орієнтованих тріщин зімкнеться, а тріщини, орієнтовані під кутом більше 45° , залишаться відкритими, тому їх закріплення є недоцільним. Це дає можливість набагато здешевити процес гідророзриву і покращити його результативність.

Додаткові переваги кавітаційного гідророзриву полягають ще й в тому, що можна проводити розрив пластів в будь-якій точці і таким чином здійснювати вирівнювання профілю припливу або приймальності. У випадках неякісного цементування низу експлуатаційної колони і наявності заколонних перетоків звичайний гідророзрив буває безрезультатним, позаяк рідина розриву проникає в сусідні пласти. При кавітаційному розриві це не відбувається.

Ефективність технології кавітаційного гідророзриву пластів можна показати на прикладі трьох нагнітальних свердловин на Західно-Вареганському нафтовому родовищі Західного Сибіру, Росія [66]. Свердловини № 1127, 1749, 2051 були пробурені на глибину 3200 м під закачку води в продуктивний пласт. Але після розкриття продуктивність пласта була практично нулевою, за рахунок кольматації полімерним реагентом, який використовувався при бурінні свердловин. Намагання обробити пласт соляною кислотою результатів не дали. Фірма Schlumberger провела гідророзрив пласта за звичайною технологією, але в результаті заколонних перетоків рідина розриву потрапила у вищезалігаючі пласти. Повторно було проведено поінтервальний кавітаційний гідророзрив з кроком 1 м. Через 6 годин обробки пласта приймальність в свердловині № 1127 становила 320 м³/добу при тиску 18 МПа, а в свердловині № 1749 – 352 м³/добу, в свердловині № 2051 – 290 м³/добу, що відповідало плановим показникам і вимогам замовника.

В роботі [66] описана кавітаційна декольматація пористих пластів на розвідувальних площах ПГО «Обьнефтегазгеология», «Ухтанефтегазгеология», «Архангельскеология», яка показала, що при роботі кавітатора в свердловині з пласта в умовах репресії виноситься велика кількість піску і глини. Частина твердої фази піднімається вихідним потоком рідини, а частина випадає і накопичується в зумпфі.

Задачу щодо очищення ліфтових труб в свердловині за допомогою кавітаторів провели представники фірми ВJ. Попередні тестові випробування проводилися на базі ВJ в м. Еммен, Голандія.

Модифікований взірець гідродинамічного кавітатора було використано для очищення фільтрів в нафтових свердловинах в Омані. В результаті проведених робіт на двох свердловинах поточний дебіт збільшився в 2,5 рази порівняно з початковим. Перші випробування кавітаторів для руйнування парафіногідратних пробок в ліфтовій колоні були проведені в нафтових свердловинах Уренгойського родовища (Росія). В свердловині № 6467 суцільна пробка в інтервалі 180 – 285 м була пройдена з використанням кавітатора КВШ-38 за 8 годин (13 м/год.). В

свердловині № 6464 аналогічна пробка довжиною 450 м була пройдена за 20 годин (22,5 м/год.).

У бурінні свердловин особливу роль відіграє технологія приготування полідисперсних багатофазних бурових промивних рідин, яка пов'язане зі значними витратами часу, енергії та матеріалів, доставка яких на віддалені від баз промислового значення площі проведення бурових робіт обходиться дуже дорого. Технології та обладнання, які часто застосовуються в практиці буріння свердловин низько продуктивні і не дозволяють отримати бурові розчини високої якості. Досить часто з метою зниження витрат при будівництві свердловин в складі бурових розчинів використовують глинисту фазу, яка попутно напрацьовується при бурінні стовбура в глинистих прошарках. Але при цьому бурові компанії стикаються з ускладненнями, такими, як випадання в циркуляційній системі глинистої фази через низькі структурно-реологічні властивості бурового розчину, а саме високу фільтратовіддачу, низьку в'язкість і седиментаційну стійкість.

Використання в складі бурових розчинів місцевих, зниження витрат завезених матеріалів шляхом застосування в технології приготування бурових розчинів нелінійних кавітаційно-хвильових процесів є важливим науково-дослідницьким та інженерно-практичним завданням [67].

Вся область дисперсної системи, що підлягає обробці та в якій створюється хвильова картина, ділиться умовно на чотири зони. Зона активного диспергування твердої фази, що починається на поверхні випромінювача хвиль і закінчується в перехідній зоні, в якій настає нестійка динамічна рівновага між процесами диспергування і коагуляції. Третя зона - зона хвильової і гідродинамічної коагуляції, а всю область займає зона стійкої структурно-реологічної рівноваги стану твердої фази бурового розчину. У зоні активного диспергування основна роль в подрібненні твердої фази належить кавітаційним процесам.

Кавітаційні явища в багатофазних полідисперсних бурових розчинах носять характер парової і газової дифузії. Парова кавітація виникає після досягнення певного порогу кавітації - вище міцності дисперсійного середовища на розрив.

Кавітація газової дифузії може виникнути із-за різних значень гідростатичного тиску при сильно розвинених турбулентних течіях і амплітудах тиску звукових хвиль [68].

У бурових розчинах, що застосовуються при бурінні і освоєнні свердловин, присутні безліч зародків кавітації у вигляді найдрібніших бульбашок газу, які характеризуються розмірами, що практично забезпечують їх не розчинення навіть в умовах значних статичних тисків, при наявності гідрофобних твердих часточок і газових включень в їх мікротріщинах. Кавітація легко виникає на межах розділення середовищ, що відрізняються хвильовим опором [69]. Молекули поверхнево-активних речовин (ПАР), яких зазвичай багато в промивних бурових рідинах, адсорбуються полярною частиною в бік дисперсійного середовища, створюють так званий моношар, який перешкоджає дифузії газу з пухирця, що полегшує здійснення розриву суцільності рідини на межі поділу фаз [70, 71].

Швидкість дифузії молекул газу з пухирця в рідину і назад при кавітації зазвичай невелика, але в умовах значних гідростатичних тисків в свердловинах, може істотно вирости і посилити кавітаційні процеси. Із-за хаотичного характеру динаміки потоків окремих шарів рідини в спеціальних вихрових камерах кавітаційно-хвильових генераторів порушується рівномірність здавлювання пухирця, сферична оболонка бульбашки з молекул ПАР деформується, її стійкість миттєво втрачається. У місцях передавлювання оболонки його стінки стрімко зближуються, породжуючи при зіткненні високошвидкісні мікропотоки і ударні мікрохвилі [70]. Але вже на відстані двох радіусів кавітаційного пухирця від центру, як він лусне, величина тиску ударної мікрохвилі зменшується більш ніж на порядок. Тому руйнівну дію така хвиля надає тільки на близькі розташовані до пухирця об'єкти.

Час лускання пухирця в місці деформації його оболонки [71] приблизно складає:

$$t_{лн} = 0,915R_n \sqrt{\frac{\rho_p}{P_p - P_n}}, \quad (1.5)$$

де R_n - найбільший радіус кавітаційного пухирця, м;

ρ_p - густина бурового розчину, кг/м^3 ;

P_p - значення гідростатичного тиску, Па;

P_n - тиск в порожнині кавітаційного пухирця, Па.

Швидкість переміщення поверхонь, що зближуються, кавітаційного пухирця в місці стискання при його кавітації визначають за формулою:

$$v_n = \sqrt{\frac{2(P_p - P_n) \cdot (R_n^3 - r_n^2)}{\rho_p \cdot r_n^3}}, \quad (1.6)$$

де r_n - найменший радіус кавітаційного пухирця, м.

Частота власних коливань кавітаційного пухирця визначається за формулою:

$$f_n = \frac{1}{2\pi r_n} \cdot \sqrt{\frac{3C_p}{C_v \rho_p} \left(P_p + \frac{2\sigma_p}{r_n} \right)}, \quad (1.7)$$

де C_p - теплоємність газу при постійному тиску, $\text{Дж/кг} \cdot \text{K}$;

C_v - теплоємність газу при постійному об'ємі, $\text{Дж/кг} \cdot \text{K}$;

σ_p - поверхневий натяг дисперсійного середовища, Н/м .

Інтенсивні пульсації кавітаційних пухирців супроводжуються також значним виділенням тепла в навколопухирцеву область. Накопичення тепла відбувається на межі розділу середовищ. Збільшення дисперсності твердої фази промивних розчинів веде до зростання температури середовища при кавітації. Диспергування твердих частинок в умовах кавітації супроводжується гідромеханічним і термічним руйнуванням їх адсорбційно-сольватних шарів. Диспергування глини в розчині відбувається в основному по слабких місцях частинок - дефектах їх кристалічних решіток, ліофільних ділянках (рис. 1.15) [67].

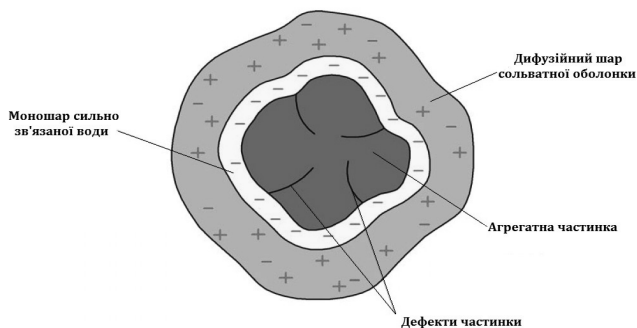


Рисунок 1.15 – Вигляд агрегатної частинки до моменту кавітаційно-хвильової обробки бурового розчину

Проте відновлення колишнього, ще до моменту диспергування, стану полідисперсної системи внаслідок коагуляції не відбувається, так як фрагменти агрегатів і великих часточок не відновлюються в єдине ціле, притягнувши до себе воду і утворивши за рахунок більш високої питомої поверхневої енергії сольватну оболонку, яка має моношар сильно зв'язаної води. Ця оболонка не дає Ван-дер-Ваальсовим силам повністю зблизити дрібні частинки твердої фази (рис. 1.16) [67].

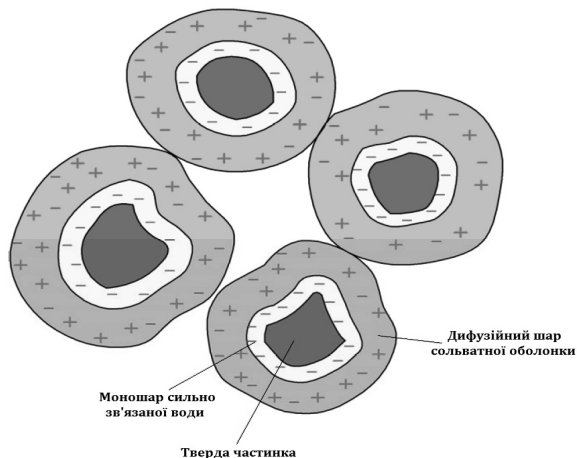


Рисунок 1.16 – Дрібні сольватовані фрагменти агрегатної частинки після кавітаційно-хвильової обробки бурового розчину

У буровому розчині утворюється більш дрібнодисперсна структура, в якій стало набагато більше зв'язаної і менше вільної, здатної легко відфільтруватися води, тобто знизилася фільтровіддача розчину. Однак, збільшилася кількість контактів сольватованих часточок один з одним, які створюють в розчині, що знаходиться в стані спокою, структурну сітку, яка сповільнила прослизання між часточками інших частинок і їх випадання в поле гравітації, зросли такі показники, як седиментаційна стійкість, СНЗ і ефективна в'язкість розчину.

Тут нам слід відмітити, що процес створення з великих частинок безлічі дрібних частинок, покритих сольватною оболонкою з більш товстим дифузним шаром, що створює шар своєрідного мастила, робить тверду фазу розчину менш абразивною до бурового інструменту та обладнання, що сприяє зниженню їх зносу. В такому випадку, отримана структурно-реологічна система бурового розчину дозволяє істотно прискорити процес кольтатації породи [67].

Основні технологічні прийоми кавітаційно-хвильової обробки бурових розчинів наведемо нижче:

- інтенсивне гідромеханічне перемішування розчинів при багато-цикловогому прокачуванні через турбінно-лопатковий привід генератора роторно-пульсаційного типу;

- кавітаційно-хвильове подрібнення частинок твердої фази і рідких хімреагентів частини потоку бурового розчину в вихровій камері пристрою кавітаційного типу, у створеному ним хвильовому полі з широким спектром частот від 0,1 до 20 КГц і амплітуд коливань тиску від 0,1 до 0,5 МПа;

- кавітаційно-хвильове подрібнення частинок твердої фази і рідких хімреагентів решти потоку бурового розчину при проходженні через отвори роторно-пульсаційного генератора в діапазоні частот від 80 до 120 Гц і амплітуд коливань тиску від 4 до 8 МПа.

Дослідниками пропонуються наступні технологічні схеми застосування пристроїв кавітаційно-хвильової обробки бурових розчинів [67]:

- схема А - пристрій включає каскад вихрових кавітаційно-хвильових активаторів, спущених на бурильних трубах в свердловину на глибину 50 ÷ 400 м;

- схема Б - комплекс обладнання включає генератор роторно-пульсаційного типу з каскадом вихрових активаторів кавітаційного типу, що опускається на бурильних трубах в свердловину на глибину $50 \div 400$ м;

- схема В - пристрій включає каскад вихрових активаторів кавітаційного типу, розміщених в проточному корпусі спеціального контейнера на денній поверхні;

- схема Г - генератор роторно-пульсаційний прямооточного виконання з торцевими випромінюючими отворами, встановлений на денній поверхні.

Проте, найбільш ефективною є технологічна схема Б (рис. 1.17). В якості турбінно-лопаткового приводу можливе використання наявних в бурових компаніях турбінних секцій типу ТСШ-172 (195) з під'єднанням до них замість шпінделя, роторно-пульсаційного генератора ГРП-172 (195) 72 з каскадом вихрових кавітаційних активаторів ПВК172 (195).

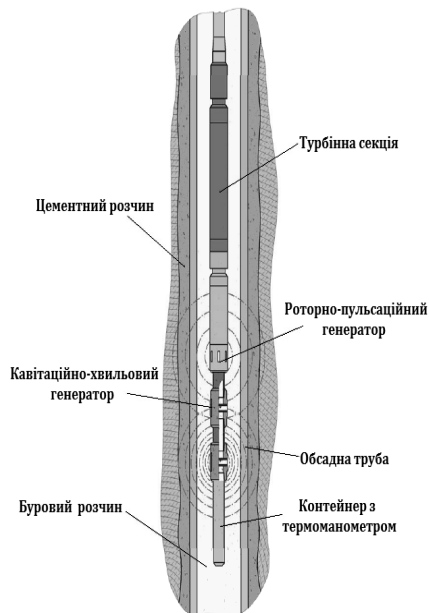


Рисунок 1.17 – Схема функціонування комплексу обладнання в свердловині, що містить генератор роторно-пульсаційного типу з каскадом вихрових активаторів кавітаційного типу

Застосування комплексу обладнання, що включає генератор роторно-пульсаційного типу з каскадом вихрових активаторів кавітаційного типу (схема Б) дозволить в початковий період ОЗЦ обсадної колони в процесі проведення кавітаційно-хвильової обробки бурового розчину для буріння подальшого стовбура створювати хвильові поля з широким спектром частот, сприяти процесам гідратації та ущільнення цементного розчину в затрубному просторі, покращити зчеплення цементного каменю з колоною і гірською породою.

Слід відзначити, що кавітаційні явища, які створюються завдяки роботі вихрових генераторів мають істотне значення для процесу хвильового приготування бурового розчину.

Тут ми можемо привести результати досліджень впливу кавітаційно-хвильової обробки [72] розчинів куганакської глини, які виконані в лабораторно-експериментальних умовах, на їх параметри без додавання хімічних реагентів (табл. 1.4).

Таблиця 1.4 – Результати досліджень кавітаційно-хвильової обробки розчинів куганакської глини [72]

Густина бурового розчину, кг/м ³	Сповільнення седиментації	Збільшення ефективної в'язкості	Збільшення СНЗ 1/10, дПа	Зниження фільтро-віддачі	Зниження частки крупних частинок
1020	в 39 разів	в 7 разів	від 0/0 до 1/1	в 1,7 рази	в 3 рази
1070	в 15 разів	в 3,6 рази	від 0/0 до 12/15	в 10 разів	в 5 разів
1130	в 80 разів	в 2,9 рази	від 0/0 до 50/54	в 10 разів	в 5 разів

Нижче, в табл. 1.5 наведені результати спостережень за попутним з кавітаційно-хвильової кольматацією процесом кавітаційно-хвильової обробки (КХО) бурових розчинів на основі напрацьованої в процесі буріння природної глини в свердловинних умовах куща № 8 Маскудїнської площі в Чернушинській філії ЗАТ «ЛУКОЙЛ-Бурение-Пермь» в 1997 році без додавання будь-яких

хімічних реагентів [72].

Таблиця 1.5 - Результати спостережень за попутним з кавітаційно-хвильової кольматацією процесом кавітаційно-хвильової обробки бурових розчинів

№ свердловини	Тип пристрою КХО	Густина бурового розчину, кг/м ³		Умовна в'язкість, с		Фільтратовіддача, см ³ /30 хв.	
		на початку	в кінці	на початку	в кінці	на початку	в кінці
467	УОК-295,3	1020	1080	15	16	12	8,0
	УОК-215,9	1030	1130	15	16	12	6,0
471	УОК-295,3	1140	1160	16	18	12	9,0
491	УОК-295,3	1030	1140	15	16	12	6,0

На свердловинах №№ 467, 471, 491 при бурінні під кондуктор без КХО не вдавалося здійснити попутно наробку твердої фази з глинистих пластів на технічній воді і отримати стійку глинисту суспензію. Глиниста фаза майже повністю випадала в осад в наземній циркуляційній системі, а водне дисперсійне середовище відфільтрувалося в проникні пропластки, тобто спостерігалось повне поглинання промивної рідини з припиненням її циркуляції. Тільки при включенні в бурильну компоновку вихрового кавітаційно-хвильового активатора (кольматора УОК-295,3) вдалося створити стійку глинисту суспензію, яка не випадала в осад і здійснити хвильову кольматацію поглинаючих пропластків. Після цього поглинання повністю припинялися.

Таким чином, можна зробити наступні висновки, що використання кавітаційно-хвильової обробки в технології підготовки бурових розчинів дозволить:

- зменшити час напрацювання твердої фази розчинів при розбурюванні глинистих відкладень;
- поліпшити структурно-реологічні властивості (зменшити фільтратовіддачу, підвищити в'язкість до оптимальних значень і седиментаційну стійкість);
- знизити витрату структуроутворюючих хімічних реагентів і твердої фази (глинопорошків) в складі розчинів;

- сформувати тонкі еластичні непроникні фільтраційні кірки на проникній породі стінок свердловин і зменшити область забруднення фільтратом і твердою фазою привибійної зони пласта, підвищити добові дебіти і приймальність свердловин;

- підвищити стійкість стовбурів свердловин в теригенних відкладеннях;

- знизити ймовірність затягувань і прихоплень бурильного інструменту;

- поліпшити антифрикційні властивості розчинів (знизити знос доліт, вузлів бурових насосів та вибійних двигунів);

- підвищити продуктивність буріння за рахунок підвищення ресурсу роботи доліт і вибійних двигунів, поліпшення несучих властивостей розчину в процесі транспортування частинок шламу з вибою свердловини на поверхню.

Багато з цих висновків підтвержені також результатами досліджень, наведених у статті [73] її авторами.

РОЗДІЛ 2

РОЗРОБЛЯННЯ ТЕОРЕТИЧНИХ ОСНОВ КЕРУВАННЯ КАВІТАЦІЙНО-ПУЛЬСАЦІЙНОЮ ДІЄЮ НА ВИБІЙ СВЕРДЛОВИНИ НА ОСНОВІ ТЕОРІЇ СПЕКТРІВ

2.1 Основні співвідношення теорії спектрів

Відомо, що за основні параметри вибухового імпульсу в гірській справі приймають максимальне значення напруження і тривалість дії імпульсу [74]. Змінюючи тим чи іншим способом ці параметри, здійснюють керування імпульсним навантаженням масиву. Хоча ці характеристики є важливою інформацією, практично неможливо, користуючись лише ними, з достатньою точністю передбачити результати кавітаційно-імпульсної дії в гірському масиві порід, а саме під час буріння свердловини. Слід зазначити, що оперуючи знанням цих двох параметрів імпульсу, в нашому випадку є неповним для оцінки дії кавітаційно-пульсуючого потоку на масив гірської породи, а саме для розкриття фізичної суті керування їх параметрами, для обґрунтованої розробки кавітаційно-пульсацийної технології руйнування породи при бурінні свердловини. Найбільшу для нас інформацію можуть надати спектральні характеристики кавітаційно-пульсацийних процесів [75]. Залучення теорії спектрів для дослідження керованої руйнівної дії кавітаційних ефектів – досить ефективний метод вивчення дії імпульсу в різних середовищах. Цьому напрямку присвячені деякі роботи, що стосуються дробіння гірських порід [76], ущільнення ґрунтових масивів [77 – 79], а також розробки імпульсних технологій в інтересах нафтогазової галузі [80, 81]. Систематизовані дані із вказаного напрямку досліджень є відсутні.

У цьому розділі ми наведемо характеристики, що більш повно відображають кавітаційно-пульсацийний процес і, тим самим, дозволяють точніше оцінити його ефективність в руйнуванні порід на вибої свердловини.

Припустимо, що на деякій відстані r від джерела імпульсної дії (кавітатора) напруження описується аналітичною функцією:

$$\sigma(t) = f(t). \tag{2.1}$$

Введемо спектральну щільність кавітаційно-пульсаційної дії [82]:

$$S(j\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t)e^{-j\omega t} dt, \quad (2.2)$$

де $j = \sqrt{-1}$ - уявна одиниця.

З теорії спектрів відомо, що між співвідношеннями (2.1) і (2.2) існує зв'язок:

$$\sigma(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S(j\omega)e^{j\omega t} d\omega. \quad (2.3)$$

Формули (2.2) і (2.3) є основними в теорії спектрів. Це подвійне перетворення Фур'є, що пов'язує між собою дійсну функцію часу $f(t)$ і комплексну функцію частоти $S(j\omega)$.

Формула (2.3) є інтегралом Фур'є в комплексній формі. Її зміст полягає в тому, що функція $f(t)$ представлена сумою синусоїдальних складових, тому вона може бути лише сумою нескінченно великого числа нескінченно малих коливань, нескінченно близьких по частоті. Комплексна амплітуда кожного окремого коливання нескінченно мала і рівна:

$$dC = \frac{1}{\pi} S(j\omega) d\omega. \quad (2.4)$$

Формулу (2.3) можна записати в дійсній формі і тоді інтегрування буде відбуватися лише по додатних частотах. Вводячи позначення $S(j\omega) = A(\omega) + jB(\omega)$, і враховуючи, що $A(\omega)$ – парна, а $B(\omega)$ – непарна функції, отримаємо:

$$\sigma(t) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} [A(\omega)\cos \omega t - B(\omega)\sin \omega t] d\omega. \quad (2.5)$$

Можна отримати ще один запис формули (2.5):

$$\sigma(t) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} [S(j\omega)e^{j\omega t} + S(-j\omega)e^{-j\omega t}] d\omega. \quad (2.6)$$

У квадратних дужках стоїть сума спряжених величин, яка рівна подвійній дійсній частині. Отже:

$$\sigma(t) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} S(j\omega)e^{j\omega t} d\omega. \quad (2.7)$$

Введемо ще одне уточнення, а саме: нехай підінтегральна функція у формулі (2.3) буде виражати окремий безкінечно малий доданок, тобто коливання

з нескінченно малою амплітудою dC :

$$\frac{1}{2\pi} S(j\omega) e^{j\omega t} d\omega = dC e^{j\omega t}. \quad (2.8)$$

Звідси знаходимо:

$$S(j\omega) = \pi \frac{dC}{d\omega}. \quad (2.9)$$

Таким чином, величина $S(j\omega)$ представляє безпосередньо не амплітуду, а так звану спектральну щільність. Проте, як правило, цю деталь опускають і називають $S(j\omega)$ комплексним спектром неперіодичної функції, а абсолютне значення (модуль) цієї величини $|S(j\omega)| = S(\omega)$ просто спектром.

Окрім спектральної функції, розглянемо характеристики, які глибше відображають кавітаційно-імпульсний процес:

- енергія спектру:

$$W_S = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} S^2(j\omega) d\omega; \quad (2.10)$$

- діюча тривалість імпульсу Δt (під якою розуміється проміжок часу, в якому зосереджена переважна частина енергії імпульсу), що знаходиться з виразу:

$$\int_{t_0 - \Delta t / 2}^{t_0 + \Delta t / 2} \sigma^2(t) dt = \mu_i \int_{-\infty}^{\infty} \sigma^2(t) dt = \mu_i A_t, \quad (2.11)$$

де μ_i – частка повної енергії імпульсу за проміжок часу Δt (як правило приймають

$$\mu_i = 0,9);$$

$$A_t = \int_{-\infty}^{\infty} \sigma^2(t) dt \text{ - величина, пропорційна повній енергії імпульсу;}$$

- діюча ширина спектру Δf знаходиться з виразу:

$$\int_0^{2\pi\Delta t} S^2(j\omega) d\omega = \mu_i \int_0^{\infty} S^2(j\omega) d\omega; \quad (2.12)$$

- коефіцієнт форми імпульсу $\eta_i = \Delta f / \Delta t$, що характеризує не лише форму імпульсу, але і його спотворення при проходженні через вимірювальний тракт з обмеженою смугою робочих частот;

- частоти істотних гармонічних складових, що визначаються на кривій спектру $S(\omega)$.

Спектральна характеристика імпульсного навантаження, що визначається за формулою (2.2), дозволяє оцінити зміну його параметрів на різних відстанях від джерела імпульсного навантаження (кавітатора) з урахуванням дисипативних втрат.

При поширенні імпульсу в гірському масиві складові спектру поглинаються неоднаково на різних частотах, внаслідок чого змінюється не лише величина, але і форма імпульсу [83]. Якщо прийняти спектральну щільність імпульсу біля стінки свердловини $S_0(\omega)$, то в результаті поглинання спектральна щільність в досліджуваній точці масиву, розташованій на відстані r від джерела імпульсного навантаження, зміниться до величини $S_r(\omega)$.

Значення $S_r(\omega)$ можна визначити із співвідношення:

$$S_r(\omega) = S_0(\omega)\eta_n(\omega)\eta_z, \quad (2.13)$$

де $\eta_n(\omega)$ - коефіцієнт пропускання середовища;

η_z - коефіцієнт геометричного розходження хвилі (для плоскої симетрії рівний 1, осьової – 2 і центральної – 3).

Розв'язавши рівняння (2.13) відносно $S_0(\omega)$, знаходимо:

$$S_0(\omega) = \frac{S_r(\omega)}{\eta_n(\omega)\eta_z}. \quad (2.14)$$

Згідно співвідношення (2.3) напруження на вибої свердловини визначається формулою:

$$\sigma_0(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{S_r(\omega)}{\eta_n(\omega)\eta_z} e^{j\omega t} d\omega. \quad (2.15)$$

Інтеграл виду (2.15) визначають за допомогою теореми, приведеної в [84]. Таким чином, експериментально визначивши спектральну щільність кавітаційно-імпульсної дії на певній відстані від кавітатора, за формулою (2.15) можна знайти напруження породи на вибої свердловини.

2.2 Визначення розподілу енергії кавітаційно-пульсаційної дії на масив гірської породи вибоєм свердловини

При проведенні кавітаційно-імпульсної обробки вибоєм свердловини з метою створення штучної тріщинуватості важливе значення має режим

навантаження, а саме розподіл енергії навантаження по діапазонах частот. Для розширення області кавітаційно-імпульсної обробки масиву гірської породи необхідно формувати такі навантаження, щоб основна частина енергії була зосереджена в низькому діапазоні частот, тому що низькі частоти із збільшенням відстані від джерела збурення (кавітатора) згасають в меншій мірі у порівнянні з високими частотами.

Для вибору найбільш оптимального режиму кавітаційно-імпульсного навантаження на вибій свердловини дослідимо розподіл енергії по різних діапазонах частот в процесі розповсюдження імпульсного збурення по гірському масиву [85]. Нехай імпульсна дія, що генерується кавітатором у процесі лускання кавітаційних пухирців, описується функцією:

$$\sigma(t) = \sigma_n f(t). \quad (2.16)$$

Згідно роботи [82] спектральна щільність вибухової дії (2.16) визначається за формулою:

$$S(\omega) = |S(j\omega)|, \quad (2.17)$$

де $S(j\omega) = \sigma_m \int_0^{\infty} f(t) \exp(-j\omega t) dt$;

$j = \sqrt{-1}$ - уявна одиниця.

Енергію від лускання кавітаційних пухирців, що описується залежністю (2.16), представимо у вигляді:

$$W(\omega) = \pi^{-1} \int_0^{\infty} S^2(\omega) d\omega. \quad (2.18)$$

Частка енергії імпульсної дії e , що припадає на певний інтервал частот $\omega_1 \dots \omega_2$, визначається як відношення визначених інтегралів:

$$e = \frac{\int_{\omega_1}^{\omega_2} S^2(\omega) d\omega}{\int_0^{\infty} S^2(\omega) d\omega}. \quad (2.19)$$

Розподіл енергії кавітаційно-імпульсної дії по різних діапазонах частот

розглянемо на прикладі, коли дія задається згідно виразу:

$$\sigma(t) = \sigma_m \exp(-t/\theta), \quad (2.20)$$

де θ - постійна часу, яка залежить від фізико-механічних властивостей гірської породи, що піддається руйнуванню с.

Із врахуванням виразу (2.20), знайдемо спектральну щільність:

$$\begin{aligned} S(j\omega) &= \sigma_m \int_0^{\infty} \exp(-t/\theta) \exp(-j\omega t) dt = \sigma_m \int_0^{\infty} \exp(-(1/\theta + j\omega)t) dt = \\ &= \sigma_m \frac{\exp(-(1/\theta + j\omega)t) \Big|_0^{\infty}}{-(1/\theta + j\omega)} = \frac{\sigma_m}{1/\theta + j\omega}; \end{aligned} \quad (2.21)$$

$$S(\omega) = S(j\omega) = \frac{\sigma_m}{(1/\theta^2 + \omega^2)^{0,5}}.$$

Відповідно з виразом (2.18), енергію кавітаційно-імпульсної дії (2.20) ми можемо представити у вигляді:

$$W(\omega) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\sigma_m^2}{1/\theta^2 + \omega^2} d\omega. \quad (2.22)$$

Частку енергії, що припадає на певний діапазон частот, можемо виразити формулою:

$$e = \int_{\omega_1}^{\omega_2} \frac{d\omega}{1/\theta^2 + \omega^2} \Big/ \int_0^{\infty} \frac{d\omega}{1/\theta^2 + \omega^2} = \frac{2}{\pi} (\arctg \theta \omega_2 - \arctg \theta \omega_1). \quad (2.23)$$

Постійну складову часу θ по мірі розповсюдження кавітаційно-імпульсної дії від кавітатора ми можемо визначити за залежністю [86]:

$$\theta = B \left(\frac{r}{r_{к.н}} \right)^{\mu} \rho \cdot c, \quad (2.24)$$

де ρ - густина гірської породи, кг/м³;

c - швидкість поширення повздовжніх хвиль від лускання кавітаційних пухирців, м/с;

B, μ - параметри, що залежать від типу гірської породи;

$r/r_{к.н}$ - відносна відстань від кавітатора, м;

$r_{к.н}$ - радіус кавітаційної пульпи (скупчення кавітаційних пухирців), м.

Як приклад, візьмемо породу вапняк ($\rho = 2385 \text{ кг/м}^3$; $c = 3885 \text{ м/с}$).
Значення параметру θ на різних відстанях від кавітатора приведемо в табл. 2.1.

Таблиця 2.1 – Значення величини θ при різних відстанях від кавітатора

$r/r_{к.н}$	20	30	40	50	60	70
$\theta, \text{с}$	$0,58 \cdot 10^{-3}$	$1,02 \cdot 10^{-3}$	$3,85 \cdot 10^{-3}$	$6,9 \cdot 10^{-3}$	$10,78 \cdot 10^{-3}$	$14,05 \cdot 10^{-3}$

Результати розрахунків частотного розподілу частки e енергії кавітаційно-імпульсної дії при різних відстанях від кавітатора за формулою (2.23) з урахуванням даних табл. 2.1 зведені в табл. 2.2.

Таблиця 2.2 – Частотний розподіл частки e енергії кавітаційно-пульсаційної дії при різних відстанях від кавітатора

$r/r_{к.н}$	Частка e енергії в діапазоні частот, Гц				
	0 ÷ 50	50 ÷ 100	100 ÷ 150	150 ÷ 300	300 ÷ 500
20	0,125	0,115	0,100	0,205	0,150
30	0,174	0,157	0,117	0,206	0,122
40	0,610	0,183	0,068	0,070	0,028
50	0,815	0,088	0,027	0,029	0,011
60	0,865	0,068	0,022	0,023	0,008

За даними табл. 2.2 ми можемо побудувати графіки розподілу частки e енергії кавітаційно-пульсаційної дії в залежності від частоти f (рис. 2.1) і постійної часу θ (рис. 2.2).

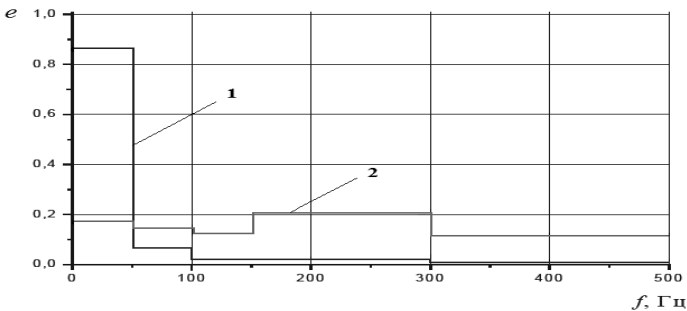


Рисунок 2.1 – Розподіл частки e енергії кавітаційно-пульсаційної дії в залежності від частоти (f):

1 – при відстані від кавітатора $r = 50 r_{к.н}$; 2 – при $r = 30 r_{к.н}$

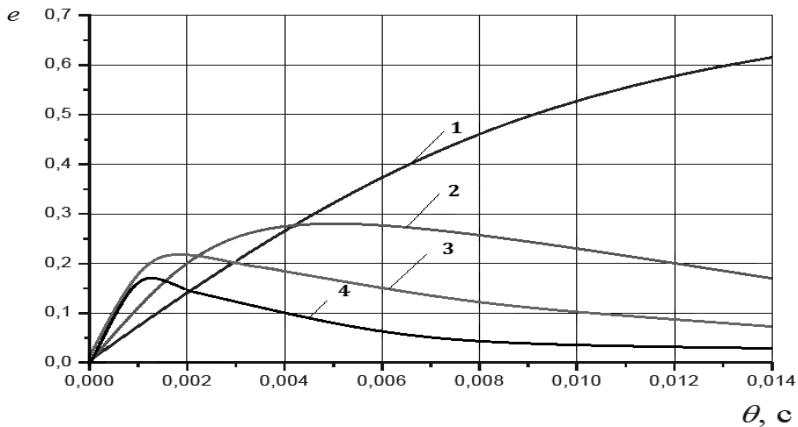


Рисунок 2.2 - Розподіл частки e енергії кавітаційно-пульсаційної дії в залежності від постійної по часу (θ):

1 – в діапазоні частот $1 \div 20$ Гц; 2 – $20 \div 50$ Гц; 3 – $50 \div 100$ Гц;
4 – $100 \div 150$ Гц, відповідно

Графіки, приведені на рис. 2.2 показують, що для кожного із діапазонів частот існує оптимальне значення параметра θ_{opt} , при якому e досягає свого максимального значення, тобто вихід енергії від лускання кавітаційних пухирців є максимальний. Це значення ми можемо визначити і аналітичним способом. Для цього потрібно знайти похідну від виразу (2.23) за параметром θ і прирівняти її до нуля:

$$\frac{\omega_2}{1 + (\theta\omega_2)^2} - \frac{\omega_1}{1 + (\theta\omega_1)^2} = 0. \quad (2.25)$$

З цього рівняння, ми можемо оптимальне значення параметра θ_{opt} :

$$\theta_{opt} = \frac{1}{(\omega_1 \cdot \omega_2)^{0,5}} = \frac{1}{2\pi(f_1 \cdot f_2)^{-0,5}}. \quad (2.26)$$

Із виразу (2.26) знаходимо значення θ_{opt} для різних діапазонів частот.

Таблиця 2.3 - Значення θ_{opt} для різних діапазонів частот

$f_1 \dots f_2$, Гц	1 ÷ 20	20 ÷ 50	50 ÷ 100	100 ÷ 150
θ_{opt} , с	$3,61 \cdot 10^{-3}$	$4,98 \cdot 10^{-3}$	$2,19 \cdot 10^{-3}$	$1,27 \cdot 10^{-3}$

Як показують результати обчислень, тривалість руйнівного навантаження, що характеризується параметром θ , суттєво впливає на частотний розподіл енергії кавітаційно-імпульсної дії на масив гірської породи вибою свердловини (рис. 2.2). Цей параметр змінюється в залежності від відстані до джерела, а саме кавітатора. На малих відстанях від кавітатора ($l \div 10$) $r_{к.н}$ в спектрі присутні більш високі частоти ($\text{до } 500 \text{ Гц}$). На більших відстанях ($40 \div 50$) $r_{к.н}$ основна енергія вибуху зосереджена на частотах в діапазоні ($0 \div 50$) Гц (рис. 2.1).

Розглянемо більш складний вид вибухового навантаження. В роботі [87] представлена математична модель вибухового імпульсу, що діє на стінки порожнини і описується функцією виду:

$$\sigma(t) = \sigma_m k_1 (\exp(-at/t_r) - \exp(-mat/t_r)), \quad (2.27)$$

де t_r - час наростання радіальної компоненти імпульсу σ_r до максимального значення σ_m , с;

m - параметр, що регулює тривалість кавітаційно-пульсаційної дії;

$$k_1 = [\exp(-a) - \exp(ma)]^{-1}; \quad a = \ln m(m-1)^{-1}, \quad m > 1.$$

Використовуючи приведений вище алгоритм розрахунку, одержимо залежність для визначення частки e енергії при кавітаційно-пульсаційному навантаженні виду (2.27):

$$e = \frac{2}{\pi} \cdot \frac{m}{m-1} \left[\left(\arctg \frac{\omega_2 t_r}{a} - \arctg \frac{\omega_1 t_r}{a} \right) - \frac{1}{m} \left(\arctg \frac{\omega_2 t_r}{ma} - \arctg \frac{\omega_1 t_r}{ma} \right) \right]. \quad (2.28)$$

Базуючись на залежності наведеній в роботі [88] приведена залежність для визначення параметру t_r для різних гірських порід, ми пропонуємо нашу, яка враховує наближено кількість енергії $E_{к.н}$, заключеної в кавітаційній пульпі (скупченні кавітаційних пухирців):

$$t_r = a E_{к.н}^{1/3} + br, \quad (2.29)$$

де a , b – експериментальні коефіцієнти, що залежать від типу гірської породи;

$E_{к.н}$ – кількість енергії, яка зосереджена в кавітаційних пухирцях;

r – відстань від кавітатора.

Залежність (2.29) з використанням коефіцієнтів a та b , а також із

врахуванням типу гірських порід набуде наступного вигляду [89]:

$$- \text{для мармуру: } t_r = 0,8 \cdot 10^{-5} E_{\kappa,n}^{1/3} + 0,0973 \cdot 10^{-3} r; \quad (2.30)$$

$$- \text{для силурійського вапняку: } t_r = 1,0 \cdot 10^{-5} E_{\kappa,n}^{1/3} + 0,5084 \cdot 10^{-3} r; \quad (2.31)$$

$$- \text{для граніту: } t_r = 0,5 \cdot 10^{-5} E_{\kappa,n}^{1/3} + 0,0483 \cdot 10^{-3} r. \quad (3.32)$$

З використанням залежності (2.28) в табл. 2.4 наведені результати, де приведені розрахункові дані частотного розподілу e енергії кавітаційно-імпульсної дії виду (2.27) в мармурі на відстанях $10 r_{\kappa,n}$ і $100 r_{\kappa,n}$ при $m = 2$ і $E = 1,0 \text{ кг}$ ($r_{\kappa,n} = 0,045 \text{ м}$).

Таблиця 2.4 - Частотний розподіл частки e енергії кавітаційно-пульсаційної дії на мармур при різних відстанях від кавітатора

$r/r_{\kappa,n}$	Частка e енергії в діапазоні частот, Гц				
	0÷50	50÷100	100÷200	200÷400	400÷800
10	0,030	0,015	0,049	0,100	0,179
100	0,282	0,194	0,267	0,206	0,076

За даними табл. 2.4 побудовані графіки розподілу частки (e) енергії в залежності від частоти (f).

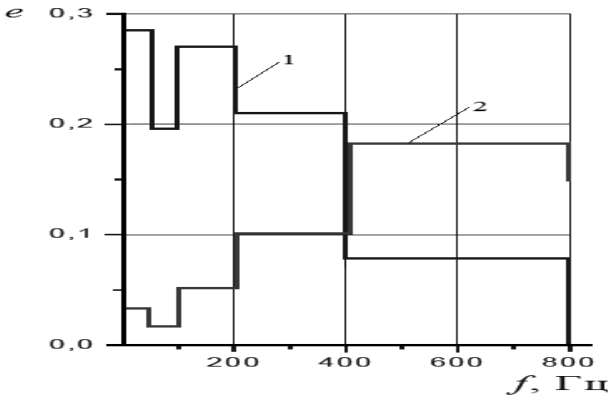


Рисунок 2.3 - Розподіл частки e енергії кавітаційно-пульсаційної дії в залежності від частоти (f):

1 – на відстані $r = 100 r_{\kappa,n}$; 2 – $r = 10 r_{\kappa,n}$

Таким чином, одержані нами аналітичні залежності (2.23) і (2.28), які

дозволяють прогнозувати частотний розподіл енергії від лускання кавітаційних пухирців, створюваних кавітатором на вибої свердловини, що дає можливість активно керувати процесом кавітаційно-імпульсного впливу на гірські породи в процесі їх руйнування при бурінні.

2.3 Дослідження впливу поперечних хвиль на ефективність кавітаційно-пульсаційної дії на вибої свердловини

Розглянемо задачу в однорідному ізотропному геофізичному середовищі про дію кавітаційних пухирців, які попавши в зону високого тиску лускають, створюючи при цьому пульсаційні потоки високої інтенсивності.

Згідно [90], рівняння розповсюдження пульсаційних коливань в такому середовищі має вигляд:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{2\partial u}{r\partial r} - 2\frac{u}{r^2} = \frac{1}{v_n^2} \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial t^2}, \quad (2.33)$$

де u - зміщення середовища по радіусу r ;

v_n - швидкість поширення повздовжніх хвиль в середовищі.

Розв'язок рівняння (2.33) при початкових $t = 0$ і граничних $r = a$ умовах ($u = 0$; $\sigma_r = -p_0$) приводиться в роботі [77] і для радіальної компоненти поля напружень σ_r має вигляд:

$$\sigma_r = \frac{E}{(1-\nu)(1+2\nu)} \left[(1-\nu) \frac{f''(\xi)}{v_n^2 r} + 2(1-2\nu) \frac{f'(\xi)}{v_n r^2} + 2(1-2\nu) \frac{f(\xi)}{r^3} \right], \quad (2.34)$$

де p_0 – початкове максимальне значення напруження;

E і ν – модуль Юнга і коефіцієнт Пуассона середовища, відповідно;

$$\xi = t - \frac{r-a}{v_n};$$

$f(\xi)$ - довільна функція параметра ξ .

При прийнятих початкових і граничних умовах та з урахуванням відомого співвідношення, наведеного в [91], маємо:

$$E = \frac{(1+\nu)(1-2\nu)}{1-\nu} \cdot \rho v_n^2. \quad (2.35)$$

Тоді функція $f(\xi)$ набуде наступного вигляду:

$$f(\xi) = \frac{a^3 p_0}{2\rho v_n^2} \cdot \frac{1-\nu}{1-2\nu} \left[\exp\left(-\frac{1-2\nu}{1-\nu} \cdot \frac{v_n}{a} \cdot \xi\right) \cdot (\sqrt{1-2\nu} \sin \chi \xi + \cos \chi \xi) - 1 \right], \quad (2.36)$$

$$\text{де } \chi = \frac{\sqrt{1-2\nu}}{1-\nu} \cdot \frac{v_n}{a}.$$

В роботах [77, 90] дослідження поля напружень обмежуються розглядом лише радіальної компоненти (σ_r). Визначимо поперечну компоненту поля напружень, виходячи із відомого в теорії пружності співвідношення [91]:

$$\sigma_\varphi = \frac{E}{(1+\nu)(1-2\nu)} \cdot \left(\frac{u}{r} + \nu \frac{\partial u}{\partial r} \right). \quad (2.37)$$

Згідно [90] переміщення u виражається через функцію $f(\xi)$ наступним чином:

$$u = -\frac{f'(\xi)}{v_n r} - \frac{f(\xi)}{r^2}. \quad (2.38)$$

Використавши залежність (2.38) та співвідношення (2.36) поперечну (тангенціальну) компоненту поля напружень можемо подати у вигляді:

$$\begin{aligned} \sigma_\varphi &= \frac{E}{(1+\nu) \cdot (1-2\nu)} \left[-\frac{f'(\xi)}{v_n r^2} - \frac{f(\xi)}{r^3} + \frac{\nu f''(\xi)}{v_n^2 r} + \frac{2\nu f'(\xi)}{v_n r^2} + \frac{2\nu f(\xi)}{r^3} \right] = \\ &= \frac{E}{(1+\nu) \cdot (1-2\nu)} \left[\frac{\nu}{v_n^2 r} f''(\xi) - \frac{1-2\nu}{v_n r^2} f'(\xi) - \frac{1-2\nu}{r^3} f(\xi) \right]. \end{aligned} \quad (2.39)$$

Враховуючи співвідношення (2.35) формула (2.39) набуде вигляду:

$$\sigma_\varphi = \frac{\rho}{r} \cdot \frac{\nu}{1+\nu} f''(\xi) - \frac{\rho v_n}{r^2} \cdot \frac{1-2\nu}{1-\nu} f'(\xi) - \frac{\rho v_n^2}{r_{\kappa,n}} \cdot \frac{1-2\nu}{1-\nu} f(\xi). \quad (2.40)$$

Використовуючи залежність (2.36), знайдемо першу та другу похідні функції $f(\xi)$:

перша похідна:

$$f'(\xi) = \frac{a^3 p_0}{2\rho v_n^2} \cdot \frac{(1-\nu)}{(1-2\nu)} \cdot \sqrt{1-2\nu} \left[\exp\left(-\frac{1-2\nu}{1-\nu} \cdot \frac{v_n}{a} \xi\right) \cdot \left(-\frac{1-2\nu}{1-\nu} \cdot \frac{v_n}{a}\right) + \right. \\ \left. + \chi \exp\left(-\frac{1-2\nu}{1-\nu} \cdot \frac{v_n}{a} \xi\right) \cdot \cos \chi \xi \right] + \\ + \frac{a^3 p_0}{2\rho v_n^2} \cdot \frac{1-\nu}{1-2\nu} \left[\exp\left(-\frac{1-2\nu}{1-\nu} \cdot \frac{v_n}{a} \xi\right) \cos \chi \xi \cdot \left(-\frac{1-2\nu}{1-\nu} \cdot \frac{v_n}{a}\right) - \chi \exp\left(-\frac{1-2\nu}{1-\nu} \cdot \frac{v_n}{a} \xi\right) \right. \\ \left. \times \left(-\frac{1-2\nu}{1-\nu} \cdot \frac{v_n}{a}\right) \cdot \sin \chi \xi \right] ; \quad (2.41)$$

провівши алгебраїчні спрощення, вираз (2.41) матиме вигляд:

$$f'(\xi) = -\frac{a^2 p_0}{\rho v_n} \cdot \frac{1-\nu}{\sqrt{1-2\nu}} \exp\left(-\frac{1-2\nu}{1-\nu} \cdot \frac{v_n}{a} \xi\right) \cdot \sin \chi \xi. \quad (2.42)$$

друга похідна:

$$f''(\xi) = -\frac{a^2 p_0}{\rho v_n} \cdot \frac{1-\nu}{\sqrt{1-2\nu}} \cdot \left[\exp\left(-\frac{1-2\nu}{1-\nu} \cdot \frac{v_n}{a} \xi\right) \cdot \left(-\frac{1-2\nu}{1-\nu} \cdot \frac{v_n}{a}\right) \cdot \sin \chi \xi + \right. \\ \left. + \chi \exp\left(-\frac{1-2\nu}{1-\nu} \cdot \frac{v_n}{a} \xi\right) \cdot \cos \chi \xi \right] = \\ = \frac{a^2 p_0}{\rho} \exp\left(-\frac{1-2\nu}{1-\nu} \cdot \frac{v_n}{a} \xi\right) \cdot [\sqrt{1-2\nu} \sin \chi \xi - \cos \chi \xi] \quad (2.43)$$

Підставивши вирази (2.36), (2.42) і (2.43) в залежність (2.40), провівши при цьому відповідні алгебраїчні спрощення, отримаємо:

$$\sigma_\varphi = -\frac{a^3 p_0}{2r^3} + \exp\left(-\frac{1-2\nu}{1-\nu} \cdot \frac{v_n}{a} \xi\right) \sin \chi \xi \left(\frac{a p_0}{r} \cdot \frac{\nu}{1-\nu} + \frac{a^2 p_0}{r^2} - \frac{a^3 p_0}{r^3} \right) \cdot \sqrt{1-2\nu} - \\ - \exp\left(-\frac{1-2\nu}{1-\nu} \cdot \frac{v_n}{a} \xi\right) \cdot \cos \chi \xi \left(\frac{a p_0}{r} \cdot \frac{\nu}{1-\nu} + \frac{a^3 p_0}{2r^3} \right). \quad (2.44)$$

Таким чином, отриманий нами вираз (2.44) описує тангенціальну складову поля напружень на вибої свердловини при довільній відстані r від джерела (кавітатора) утворення кавітаційних пухирців.

При $r = a(\xi = t)$ тангенціальну складову можемо визначити з виразу:

$$\sigma_\varphi = -\frac{p_0}{2} \left[1 - \frac{1+\nu}{1-\nu} \exp\left(-\frac{1-2\nu}{1-\nu} \cdot \frac{v_n}{a} t\right) \cdot (\cos \chi t - \sqrt{1-2\nu} \sin \chi t) \right]. \quad (2.45)$$

Вираз (2.45) співпадає з одержаним результатом для тангенціальної складової поля напружень на границі порожнини, що приведений в роботі [90].

Із використанням отриманих виразів компонент поля напружень σ_r і σ_φ та процедури одержання комплексної частотної характеристики $M(j\omega)$ [77] співвідношення для спектральної характеристики вхідної дії $\sigma(t)$ має вигляд:

$$S_\sigma = S_f \left[\begin{array}{l} \left(-\frac{\rho}{r} \omega^2 + \frac{\omega \rho v_n}{r^2} \cdot \frac{1-2\nu}{1-\nu} + \frac{2(1-2\nu)}{1-\nu} \cdot \frac{\rho v_n^2}{r^3} \right) + \\ + j \left(\frac{\rho c}{r^2} \cdot \frac{2\omega(1-2\nu)}{1-\nu} - \frac{\rho}{r} \cdot \frac{\nu}{1-\nu} \omega^2 - \frac{1-2\nu}{1-\nu} \cdot \frac{\rho v_n^2}{r^3} \right) \end{array} \right]. \quad (2.46)$$

Згідно [77], спектр функції $f(\xi)$ визначається через спектр зміщення S_u наступним чином:

$$S_f = -S_u(j\omega) / \left(\frac{1}{r^2} + \frac{j\omega}{r v_n} \right). \quad (2.47)$$

Прийнявши до уваги співвідношення (2.47), із формули (2.46) визначимо комплексний спектр зміщень:

$$S_u(j\omega) = \frac{-S_\sigma(j\omega) \left(\frac{1}{r^2} + \frac{j\omega}{r v_n} \right)}{A + jB}, \quad (2.48)$$

де $A = \frac{2(1-2\nu)}{1-\nu} \cdot \frac{\rho v_n^2}{r^3} + \frac{\omega \rho v_n}{r^2} \cdot \frac{1-2\nu}{1-\nu} - \frac{\rho}{r} \omega^2;$ (2.49)

$$B = \frac{2\omega(1-2\nu)}{1-\nu} \cdot \frac{\rho v_n}{r^2} - \frac{\rho}{r} \cdot \frac{\nu}{1-\nu} \omega^2 - \frac{1-2\nu}{1-\nu} \cdot \frac{\rho v_n^2}{r^3}. \quad (2.50)$$

Амплітудно-частотний спектр кавітаційно-імпульсної дії σ_t на вибійне середовище визначається за формулою:

$$S_u(\omega) = |S_u(j\omega)| = \frac{|-S_\sigma(j\omega)| \cdot \left| \frac{1}{r^2} + \frac{j\omega}{r v_n} \right|}{\sqrt{A^2 + B^2}} = \frac{S_\sigma(\omega) \sqrt{1 + \left(\frac{\omega r}{v_n} \right)^2}}{r^2 \sqrt{A^2 + B^2}}, \quad (2.51)$$

$$\text{де } \sqrt{A^2 + B^2} = \frac{\rho v_n^2}{r^3} \cdot \frac{1-2\nu}{1-\nu} \cdot \sqrt{a_1 \varpi^4 - b_1 \varpi^3 + c_1 \varpi^2 + 5}; \quad (2.52)$$

$$a_1 = \frac{(1-\nu)^2 + \nu^2}{(1-\nu)^2}; \quad b_1 = \frac{2(1+\nu)}{1-2\nu}; \quad c_1 = \frac{1-4\nu}{1-2\nu};$$

$$\varpi = \frac{\omega r}{v_n} - \text{безрозмірна кругова частота.}$$

Формула (2.51), із врахуванням прийнятих позначень (2.52), має вигляд:

$$S_u(\varpi) = \frac{S_\sigma(\varpi)}{\rho v_n^2} \cdot \frac{r(1-\nu)}{1-2\nu} \cdot \frac{\sqrt{1+\varpi^2}}{\sqrt{a_1 \varpi^4 - b_1 \varpi^3 + c_1 \varpi^2 + 5}}. \quad (2.53)$$

З використанням співвідношення $\nu = \frac{k_\tau}{1+k_\tau}$ у формулі (2.53) від параметра

ν перейдемо до параметра k_τ - коефіцієнта бокового тиску в свердловині (коефіцієнт поперечних деформацій):

$$S_u(\varpi) = \frac{S_\sigma(\varpi)r}{\rho v_n^2} \cdot \frac{1}{1-k_\tau} \cdot \frac{\sqrt{1+\varpi^2}}{\sqrt{a_2 \varpi^4 - b_2 \varpi^3 + c_2 \varpi^2 + 5}}, \quad (2.54)$$

$$\text{де } a_2 = \frac{1+k_\tau^2}{(1-k_\tau)^2}; \quad b_2 = \frac{2(1+2k_\tau)}{1-k_\tau}; \quad c_2 = \frac{1-3k_\tau}{1-k_\tau}.$$

Провівши відповідні спрощення, вираз (2.54) отримає вигляд:

$$S_u(\varpi) = \frac{S_\sigma(\varpi)r}{\rho v_n^2} \cdot M(\varpi), \quad (2.55)$$

$$\text{де } M(\varpi) = \sqrt{\frac{1+\varpi^2}{a_3 \varpi^4 - b_3 \varpi^3 + c_3 \varpi^2 + d_3}}, \quad (2.56)$$

$$a_3 = 1+k_\tau^2; \quad b_3 = 2(1+2k_\tau) \cdot (1-k_\tau); \quad c_3 = (1-3k_\tau) \cdot (1-k_\tau); \quad d_3 = 5(1-k_\tau)^2.$$

Аналіз експериментальних досліджень, приведених в роботах [92, 93] дає нам усі підстави розглядати коефіцієнт поперечних деформацій k_τ і, зокрема, коефіцієнт Пуассона ν , як характеристику стану твердого тіла. Термін «коефіцієнт Пуассона» використовується тоді, коли йдеться про пружні

деформації; при непружному деформуванні застосовується термін «коефіцієнт поперечних деформацій». Саме коефіцієнт поперечних деформацій характеризує прояв дії поперечної хвилі.

В багатьох розрахунках, що пов'язані з руйнуванням гірських порід, використовують параметри Ламе λ і μ або їх співвідношення λ/μ .

З урахування відомого співвідношення [91] $\nu = \frac{\lambda/\mu}{2(1 + \lambda/\mu)}$ частотна характеристика $M(\varpi)$ отримає вигляд:

$$M(\varpi) = \sqrt{\frac{1 + \varpi^2}{a\varpi^4 - b\varpi^3 + c\varpi^2 + d}}, \tag{2.57}$$

де $a = \frac{1}{(2 + \lambda/\mu)^2} \cdot [(\lambda/\mu)^2 + (2 + \lambda/\mu)^2]$; $b = \frac{4}{(2 + \lambda/\mu)^2} \cdot (2 + 3\lambda/\mu)$;

$$c = \frac{4}{(2 + \lambda/\mu)^2} \cdot (1 - \lambda/\mu); \quad d = \frac{20}{(2 + \lambda/\mu)^2}.$$

Використовуючи отримані нами залежності (2.56) і (2.57) будемо частотні характеристики $M(\varpi)/M_m(\varpi)$ в залежності від параметра k_τ і співвідношення λ/μ .

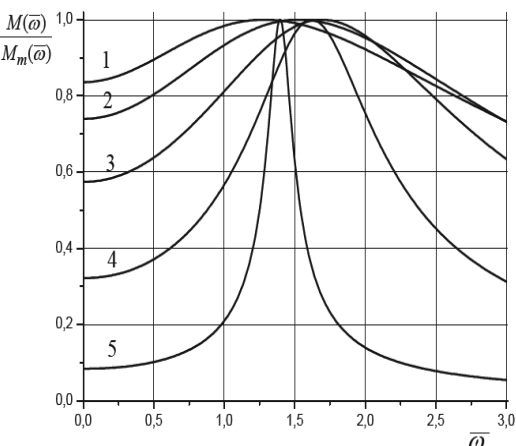


Рисунок 2.4 – Частотні характеристики $M(\varpi)/M_m(\varpi)$ в залежності від параметра (k_τ)

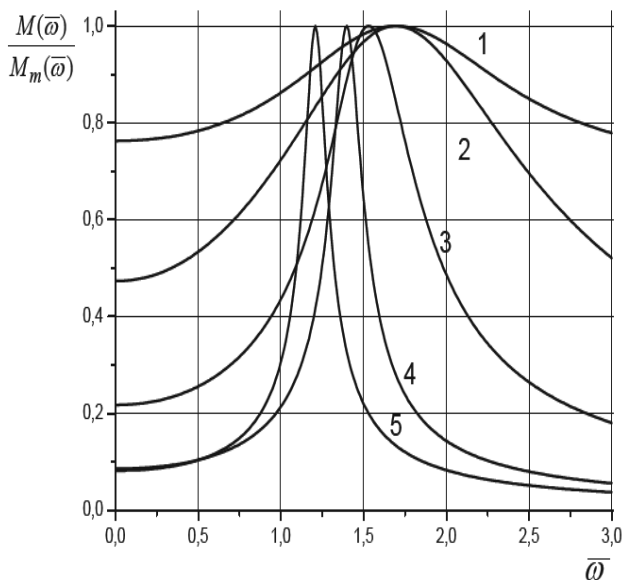


Рисунок 2.5 – Частотні характеристики $M(\bar{\omega})/M_m(\bar{\omega})$ в залежності від співвідношення (λ/μ)

З побудованих графічних залежностей, наведених на рис. 2.4 і 2.5 можна побачити, що при $-0,5 < k_r < 0$ і $-0,65 < \lambda/\mu < 0$ частотні характеристики зазнають найменших спотворень. Як наслідок, навантаження від лускання кавітаційних пухирців поширюється до масиву гірської породи вибою свердловини з меншим згасанням. На наш погляд, в результаті в більш віддалені тріщинуваті зони гірської породи буде передаватися значна кількість енергії кавітаційно-пульсаційної дії.

Тут ми можемо зробити висновок наступний: що з метою збільшення радіуса тріщинуватості, утвореної в процесі кавітаційно-імпульсного навантаження, необхідно створювати в масиві гірських порід, що підлягають руйнуванню озброєнням бурових доліт, напружений стан з нерівномірністю навантажень у межах $-1 < \sigma_3/\sigma_1 < 0$, де σ_1 і σ_3 головні найбільше і найменше

значення компонент тензора напружень. При такому режимі навантаження в масиві створюються переважно зсувні напруження, що пов'язано з поширенням по масиву поперечних хвиль. Оскільки межа руйнування гірських порід на зсув у 8...12 разів менша, ніж на стискання, тоді область кавітаційно-імпульсної обробки гірського масиву вибою свердловини при такому режимі навантаження збільшується. Одним із способів досягнення такого напруженого стану є відповідний режим роботи кавітатора.

2.4 Дослідження впливу параметрів кавітаційно-пульсаційних навантажень на їх спектральні характеристики

З метою удосконалення технологічного процесу руйнування гірських порід при бурінні нами пропонується дослідити вплив нестационарних навантажень на гірський масив із застосуванням теорії спектрів.

Проведено дослідження розповсюдження кавітаційно-імпульсної дії на масив гірської породи в залежності від тривалості її дії. Розглянемо два випадки кавітаційно-імпульсного навантаження з різною тривалістю дії на гірський масив.

Розглянемо дію на гірський масив кавітаційно-імпульсних навантажень, що моделюються наступними залежностями:

$$P_1(t) = \begin{cases} 0, & t < 0, \\ P_m, & 0 \leq t \leq \tau, \\ 0, & t > \tau, \end{cases} \quad (2.58)$$

$$P_2(t) = \begin{cases} 0, & t < 0, \\ P_m, & 0 \leq t \leq 2\tau, \\ 0, & t > 2\tau, \end{cases} \quad (2.59)$$

де P_m - максимальне значення кавітаційно-імпульсного навантаження;

τ - тривалість дії навантаження.

Для кожного з цих випадків знайдемо амплітудно-частотні спектри. Для першого випадку (2.58) маємо:

$$S_1(\omega) = P_m \tau \frac{\sin 0,5\omega\tau}{0,5\omega\tau}. \quad (2.60)$$

Для другого випадку (2.59), коли тривалість кавітаційно-імпульсного навантаження становить 2τ , амплітудно-частотний спектр має вигляд:

$$S_2(\omega) = 2P_m\tau \frac{\sin \omega\tau}{\omega\tau}. \quad (2.61)$$

На рис. 2.6 побудовані амплітудно-частотні спектри (спектральні щільності) навантажень (2.60) і (2.61) в залежності від безрозмірного параметра $\omega\tau$ (де $\omega = 2\pi f$ – кругова частота). Крива 1 відповідає спектру $S_1(\omega)$, крива 2 – $S_2(\omega)$.

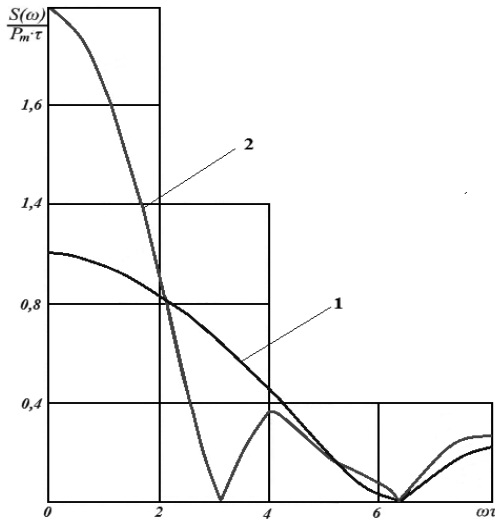


Рисунок 2.6 - Амплітудно-частотні спектри кавітаційно-пульсаційних навантажень різної тривалості біля кавітатора:
 1 – для $t_1 = \tau$; 2 – для $t_2 = 2\tau$

Для більш повного вивчення переваг, або недоліків того чи іншого способу кавітаційно-пульсаційної дії на гірській масив, визначимо діючу тривалість навантаження Δt та діючу ширину спектра $\Delta\omega$.

Для цього скористаємось відомими формулами із теорії спектрів [81]:

$$\Delta t^2 = \frac{I_t}{A_t} - \frac{M_t^2}{A_t^2}; \quad (2.62)$$

$$\Delta\omega^2 = \frac{I_\omega}{A_\omega} - \frac{M_\omega^2}{A_\omega^2}, \quad (2.63)$$

де відповідні величини ми можемо визначити наступним чином:

$$\begin{aligned} A_t &= \int_{-\infty}^{\infty} P^2(t) dt; & A_\omega &= \int_0^{\infty} S^2(\omega) d\omega; \\ M_t &= \int_{-\infty}^{\infty} t P^2(t) dt; & M_\omega &= \int_0^{\infty} \omega S^2(\omega) d\omega; \\ I_t &= \int_{-\infty}^{\infty} t^2 P^2(t) dt; & I_\omega &= \int_0^{\infty} \omega^2 S^2(\omega) d\omega. \end{aligned} \quad (2.64)$$

Для першого випадку, коли кавітаційно-пульсаційна дія описується залежністю (2.58) з використанням формул (2.64) одержимо наступні вирази:

$$\begin{aligned} A_{1t} &= \int_0^{\tau} P_m^2 dt = P_m^2 \tau; & M_{1t} &= \int_0^{\tau} t P_m^2 dt = \frac{P_m^2 \tau^2}{2}; \\ I_{1t} &= \int_0^{\tau} t^2 P_m^2 dt = \frac{P_m^2 \tau^3}{3}; & \Delta t_1^2 &= \frac{\tau^2}{3} - \frac{\tau^2}{4} = \frac{\tau^2}{12}; \\ \Delta t_1 &= \frac{\tau}{\sqrt{12}} - \frac{\tau}{3,464} = 0,288\tau. \end{aligned} \quad (2.65)$$

Для другого випадку, коли кавітаційно-пульсаційна дія описується залежністю (2.59), знайдемо:

$$\begin{aligned} A_{2t} &= \int_0^{2\tau} P_m^2 dt = 2P_m^2 \tau; & M_{2t} &= \int_0^{2\tau} t P_m^2 dt = 2P_m^2 \tau^2; & I_{2t} &= \int_0^{2\tau} t^2 P_m^2 dt = \frac{8P_m^2 \tau^3}{3}; \\ \Delta t_2^2 &= \frac{8P_m^2 \tau^3}{3 \cdot 2P_m^2 \tau} - \frac{16P_m^4 \tau^4}{4 \cdot 4P_m^4 \tau^2} = \frac{\tau^2}{3}; & \Delta t_2 &= \sqrt{\frac{\tau^2}{3}} = \frac{\tau}{\sqrt{3}} = 0,577\tau. \end{aligned} \quad (2.66)$$

Отже, $\Delta t_2 = 2\Delta t_1$.

Аналогічно проводяться розрахунки $\Delta\omega_1$ і $\Delta\omega_2$ для кожного конкретного випадку, в результаті яких ми отримуємо наступні значення:

$$\Delta\omega_1 = \frac{\pi}{2\sqrt{3}\tau}; \quad \Delta\omega_2 = \frac{\pi}{4\sqrt{3}\tau}.$$

Отже, $\Delta\omega_1 = 2\Delta\omega_2$.

Таким чином, для довготривалої кавітаційно-пульсаційної дії діюча тривалість навантаження в 2 рази більша, ніж для короткої, а ширина амплітудно-частотного спектру для випадку, що описується формулою (2.59), в 2 рази менша. Оскільки низькочастотний спектр зазнає менших спотворень ніж спектр, що насичений більш високочастотними гармоніками, застосування більш тривалого кавітаційно-імпульсного впливу на породу дає деякі переваги з точки зору досягнення формування більшої за геометричними розмірами області тріщиноутворення в масиві гірських порід.

Амплітудно-частотний спектр на деякій відстані від кавітатора можемо описати залежністю:

$$S_l(\omega) = S_0(\omega)e^{-a\omega}, \quad (2.67)$$

де a - коефіцієнт, що характеризує поглинаючі властивості гірської породи;

l - відстань від кавітатора;

$S_0(\omega)$ - спектр безпосередньо біля торця сопла кавітатора.

Як приклад, розглянемо:

$$a = 0,2 \cdot 10^{-4} \text{ с};$$

$$\tau_1 = 100 \text{ мкс або } (10^{-4} \text{ с});$$

$$\tau_2 = 200 \text{ мкс або } (2 \cdot 10^{-4} \text{ с}).$$

Тоді на відстані l окремо для кожного із випадків одержимо:

$$S_{l1}^{(\omega)}(\omega) = S_{01}(\omega)e^{-2l\omega} = P_m \tau \frac{\sin 0,5\omega\tau}{\omega\tau} e^{-a\omega} = P_m \tau \frac{\sin \pi f \cdot 10^{-4}}{2\pi f \cdot 10^{-4}} e^{-5,652 \cdot 10^{-4} f}; \quad (2.68)$$

$$S_{l2}^{(\omega)}(\omega) = S_{02}(\omega)e^{-2l\omega} = 2P_m \tau \frac{\sin \omega\tau}{\omega\tau} e^{-a\omega} = P_m \tau \frac{\sin 4\pi f \cdot 10^{-4}}{4\pi f \cdot 10^{-4}} e^{-5,652 \cdot 10^{-4} f}.$$

Використавши залежності (2.68), будуюмо відповідні спектральні характеристики кавітаційно-пульсаційної дії на відстані $l = 45$ мм від торця сопла кавітатора.

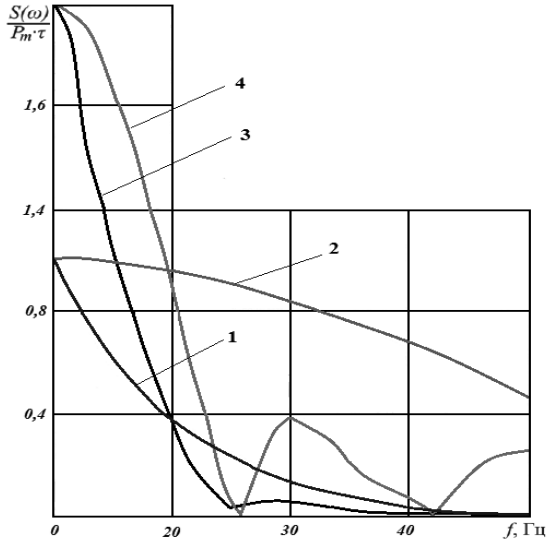


Рисунок 2.7 - Амплітудно-частотні спектри кавітаційно-пульсаційної дії біля кавітатора і на відстані $l = 45$ мм:

при $\tau_1 = 1 \cdot 10^{-4}$ с: 1 – на відстані $l = 45$ мм; 2 – біля кавітатора;

при $\tau_1 = 2 \cdot 10^{-4}$ с: 3 – на відстані $l = 45$ мм; 4 – біля кавітатора;

крива 1 відповідає спектру $S_{11}(\omega)$; 2 – спектру $S_{01}(\omega)$; 3 – спектру $S_{12}(\omega)$; 4 – спектру $S_{02}(\omega)$

Як бачимо, отримані нами дані свідчать про суттєвий вплив тривалості кавітаційно-пульсаційної дії на характер розподілу спектральної щільності по частотам, а отже і на розподіл енергії спектру, заключної в кавітаційних пухирцях на момент їх лускання.

2.4.1 Дослідження циклічної кавітаційно-пульсаційної дії на гірську породу із застосуванням теорії спектрів

Будемо вважати, що на вибої свердловини знаходиться кавітатор, який породжує систему K однакових за величиною кавітаційних пухирців, які після кавітатора попадаючи в зону дії високого тиску вибою свердловини лускають з певним інтервалом сповільнення Δt . Для спрощення математичного

обґрунтування процесу розглянемо випадок, коли при лусканні кожного з кавітаційних пухирців генеруються збурення, що моделюються імпульсом прямокутної форми. При дії K пухирців з періодом їх повторення $T = \tau + \Delta\tau$ (τ – тривалість дії одного імпульсу) в масиві гірської породи на вибої свердловини формується сумарне кавітаційне збурення, амплітудно-частотний спектр якого має вигляд:

$$F(\omega) = |S_0(j\omega)| \cdot \frac{\sin \omega KT / 2}{\sin \omega T / 2}, \quad (2.69)$$

де $|S_0(j\omega)| = P_m \tau \frac{\sin \omega \tau / 2}{\omega \tau / 2}$ - амплітудно-частотний спектр одного збурення, яке

моделюється імпульсом прямокутної форми;

P_m - максимальне значення кавітаційного збурення.

При $K=1, T=0$ (дія одного кавітаційного пухирця) з виразу (2.69) одержуємо амплітудно-частотний спектр для одного імпульсу $F_1(\omega)$:

$$F_1(\omega) = |S_0(j\omega)|.$$

Використавши вираз (2.69) будемо графічні залежності, які відображають амплітудно-частотні характеристики при лусканні кавітаційних пухирців.

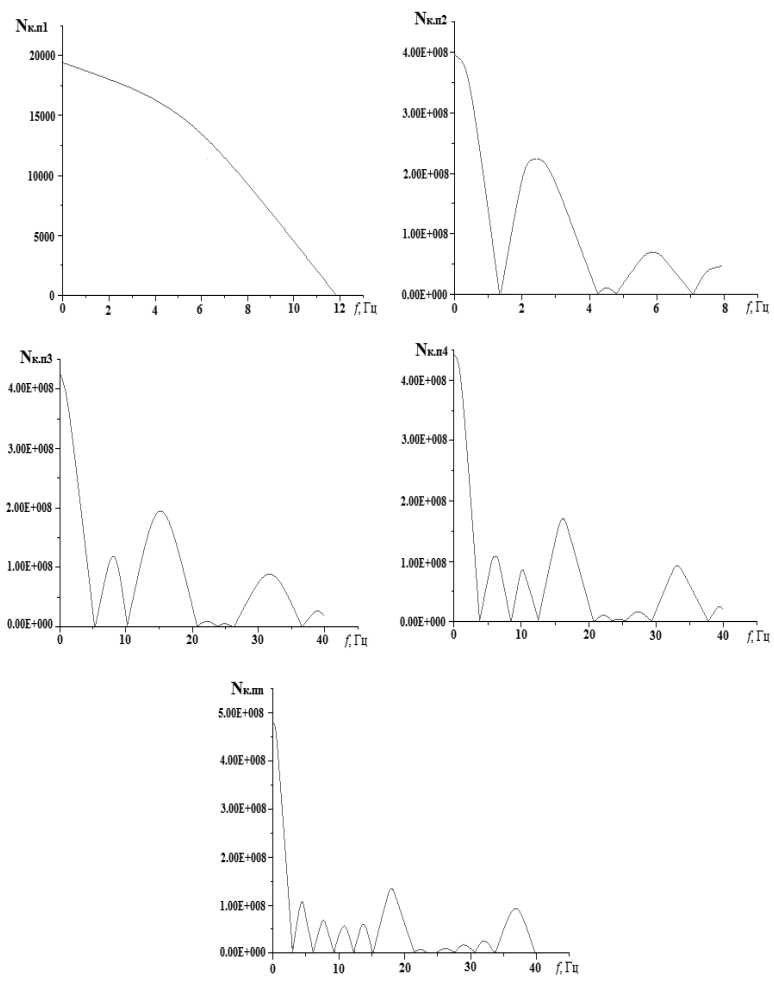


Рисунок 2.8 - Амплітудно-частотні характеристики лускання кавітаційних пухирців на виході з кавітатора в зоні високого тиску вибою свердловини

Аналіз рис. 2.8 показує, що криві амплітудно-частотних спектрів мають максимальні значення, які повторюються з певною циклічністю в залежності від кількості K кавітаційних пухирців та періоду T повторення навантаження, від лускання пухирців.

Розглянемо функцію $\sin(0,5\omega KT)$, що входить до виразу (2.69), яка приймає максимальні значення в точках:

$$0,5\omega KT = \frac{\pi}{2} \cdot (2m - 1), \quad (2.70)$$

де $m = 1, 2, 3, \dots, n$.

З виразу (2.70) одержуємо так звані резонансні (домінантні) частоти

$$f_{mK} = \frac{2m - 1}{2KT}, \quad (2.71)$$

на яких амплітудно-частотні спектри досягають своїх максимальних значень. Як бачимо, значення цих частот залежать від кількості K кавітаційних пухирців та періоду повторення T , від лускання пухирців. Шляхом зміни параметрів K та T можливо керувати частотою f_{mK} .

Аналіз графічних залежностей, наведених на рис. 2.8 показує, що застосовуючи кавітаційно-імпульсний вплив з різною кількістю пухирців і періодичним повторенням навантажень, можна досягати перерозподілу енергії кавітаційно-пульсаційної дії на масив гірської породи вибою свердловини по частотах. При цьому, як видно із рис. 2.8, максимальне значення енергії, що передається гірській породі, реалізується на частоті повторення імпульсу і тим виразніше, чим більше кавітаційних пухирців. Окрім того, зі збільшенням кількості пухирців в кавітаційній пульпі відбувається деякий зсув резонансної частоти максимуму енергії, що передається гірському масиву, в бік зменшення величини частоти. Встановлена закономірність спостерігається і на інших відстанях від джерела кавітаційно-пульсаційної дії. Циклічність повторення кавітаційно-пульсаційних імпульсів необхідно вибирати такою, щоб вона забезпечувала максимальну передачу енергії породі вибою свердловини та достатню інтенсивність напружень у віддалених точках.

Одержаний нами результат погоджується з висновком роботи [82], в якій зазначається, що потужним засобом перерозподілу енергії імпульсного навантаження за частотами є його періодичне повторення. Проте, теоретичного обґрунтування зазначеного результату в роботі [82] немає.

2.4.2 Вплив параметрів кавітаційно-пульсаційної дії на перенесення енергії

Питанню зміни параметрів пульсаційного (імпульсного) навантаження при його розповсюдженні в гірському масиві присвячені роботи [74, 82, 87]. Встановлено, що імпульс низької амплітуди сприяє більш рівномірному розподілу енергії в гірському масиві і більш рівномірному його дробінню [94]. Відомо також, що форма імпульсу спотворюється в процесі розповсюдження його по гірському масиву, оскільки різні частотні складові імпульсного навантаження розповсюджуються по гірському масиву з різною швидкістю [74, 82].

Розглянемо вплив швидкості кавітаційно-пульсаційного навантаження та тривалості розвантаження на спектральні характеристики приймаючи, що кавітаційно-пульсаційне навантаження моделюється імпульсом трикутної форми (рис. 3.9). Такий імпульс описується залежністю [95]:

$$\sigma(t) = \begin{cases} \sigma_m \frac{v}{\tau} t, & 0 \leq t \leq \frac{\tau}{v} \\ \sigma_m \frac{v}{(v-1)} \cdot \left(1 - \frac{t}{\tau}\right), & \frac{\tau}{v} \leq t \leq \tau \\ 0, & t < 0; t > \tau \end{cases}, \quad (2.72)$$

де σ_m - максимальне значення кавітаційно-пульсаційного навантаження;

τ - тривалість кавітаційно-пульсаційної дії;

$\frac{\tau}{v}$ - час наростання кавітаційно-пульсаційного навантаження до максимального значення (v - довільне число більше одиниці).

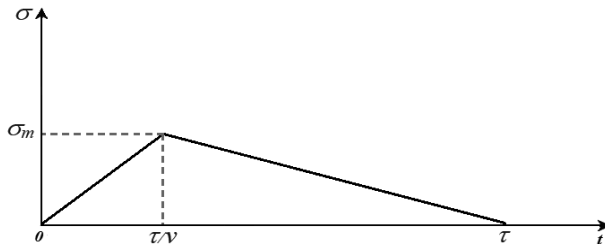


Рисунок 2.9 - Імпульс трикутної форми з тривалістю дії (τ)

Для побудови амплітудно-частотного спектру функції (2.72) знайдемо її зображення за Лапасом, в подальшому від знайденого зображення перейдемо до амплітудно-частотного спектру. Користуючись узагальненою одиничною функцією, $\sigma(t)$ можна представити у вигляді:

$$\sigma(t) = \sigma_m \left[\frac{\nu}{\tau} + \eta(t) - \frac{\nu^2}{(\nu-1)\tau} \cdot \left(t - \frac{\tau}{\nu} \right) \eta \cdot \left(t - \frac{\tau}{\nu} \right) + \frac{\nu}{(\nu-1)\tau} \cdot (t-\tau) \eta(t-\tau) \right], \quad (2.73)$$

де $\eta(t-t_0)$ - узагальнена одинична функція:

$$\eta(t-t_0) = \begin{cases} 1, & t > t_0 \\ 0 & t < t_0. \end{cases} \quad (2.74)$$

Зображення за Лапасом функції (2.73), згідно [83], наступне:

$$\sigma(s) = \sigma_m \frac{(\nu-1)\nu + \nu e^{-s\tau} - \nu^2 e^{-s\tau/\nu}}{(\nu-1)s^2}, \quad (2.75)$$

де s - комплексний параметр.

Для знаходження амплітудно-частотного спектру кавітаційно-пульсаційної дії (2.73) прийемо $s = j\omega$ і знайдемо модуль комплексної величини $\sigma(j\omega)$:

$$S_\sigma(\omega) = |\sigma(j\omega)| = \sigma_m \operatorname{mod} \frac{(\nu-1)\nu + \nu e^{-j\omega\tau} - \nu^2 e^{j\omega\tau/\nu}}{(\nu-1)\tau(j\omega)^2}. \quad (2.76)$$

У виразі (2.76) введемо безрозмірну кругову частоту $\omega = \omega\tau$, в результаті одержимо:

$$\begin{aligned} S_\sigma(\varpi) &= \frac{\sigma_m \tau}{(\nu-1)\varpi^2} \operatorname{mod} \left[\nu^2 e^{-j\frac{\varpi}{\nu}} \nu e^{-j\varpi} - (\nu-1)\nu \right] = \\ &= \frac{\sigma_m \tau}{(\nu-1)\varpi^2} \operatorname{mod} \left[\nu^2 \left(\cos \frac{\varpi}{\nu} - j \sin \frac{\varpi}{\nu} \right) - \nu (\cos \varpi - j \sin \varpi) - \nu(\nu-1) \right] = \\ &= \frac{\sigma_m \tau}{(\nu-1)\varpi^2} \operatorname{mod} \left[\left(\nu^2 \cos \frac{\varpi}{\nu} - \nu \cos \varpi - (\nu-1)\nu \right) + j \left(\nu \sin \varpi - \nu^2 \sin \frac{\varpi}{\nu} \right) \right] = \\ &= \frac{\sigma_m \tau}{(\nu-1)\varpi^2} \left\{ \left[\nu^2 \cos \frac{\varpi}{\nu} - \nu \cos \varpi - (\nu-1)\nu \right]^2 + \left(\nu \sin \varpi - \nu^2 \sin \frac{\varpi}{\nu} \right)^2 \right\}^{0,5}. \end{aligned} \quad (2.77)$$

Після відповідних алгебраїчних перетворень вираз (2.77) зводимо до вигляду:

$$S_{\sigma}(\varpi) = \frac{\sigma_m \tau}{\varpi^2} \left(\frac{\nu}{\nu-1} \right) \left[2(\nu^2 - \nu + 1) - 2\nu \cos\left(\frac{\nu-1}{\nu}\varpi\right) - 2\nu(\nu-1) \cos\frac{\varpi}{\nu} + 2(\nu-1)\cos\varpi \right]^{0,5}. \quad (2.78)$$

При $\nu = 2$ (імпульс має форму рівнобедреного трикутника) із (2.78), після відповідних спрощень, одержимо:

$$\begin{aligned} S_{\sigma}(\varpi) &= \frac{2\sigma_m \tau}{\varpi^2} \cdot [2(3 - 2\cos 0,5\varpi - 2\cos 0,5\varpi + \cos \varpi)]^{0,5} = \\ &= \frac{2\sigma_m \tau}{\varpi^2} \cdot [2(3 - 4\cos 0,5\varpi + \cos \varpi)]^{0,5} = \frac{4\sigma_m \tau}{\varpi^2} (1 - \cos 0,5\varpi) \end{aligned} \quad (2.79)$$

Вираз (2.79) співпадає з одержаним в роботі [81] амплітудно-частотним спектром для імпульсу в формі рівнобедреного трикутника. З використанням залежності (2.78) дослідимо амплітудно-частотний спектр імпульсу трикутної форми в залежності від параметра ν , що характеризує швидкість кавітаційно-пульсаційного навантаження. Результати досліджень приведені в табл. 2.5 та на рис. 2.10.

Таблиця 2.5 - Результати розрахунків амплітудно-частотного спектра при зміні швидкості кавітаційно-пульсаційного навантаження на гірську породу

Безрозмірна частота ϖ	Амплітуда частотного спектра $S\left(\frac{\varpi}{q}\right)$ при різних значеннях параметра ν		
	$\nu = 2$	$\nu = 100$	$\nu = 500$
0	1	1	1
1	0,976	0,963	0,938
2	0,918	0,892	0,889
3	0,820	0,773	0,770
4	0,701	0,630	0,627
5	0,572	0,480	0,476
6	0,438	0,349	0,345
8	0,201	0,220	0,218
10	0,049	0,210	0,210
12	0,001	0,170	0,169
14	0,010	0,131	0,131
16	0,029	0,124	0,124

1	2	3	4
18	0,041	0,110	0,110
20	0,033	0,090	0,089
22	0,011	0,090	0,090
24	0,002	0,082	0,081
26	0,001	0,072	0,071

Розрахунки нами проводилися за наступними формулами:

$$\text{при } \nu = 2, \frac{S(\omega)}{q} = \frac{1 - \cos 0,5\omega}{0,5(0,5\omega)^2};$$

$$\text{при } \nu = 100, \frac{S(\omega)}{q} = \frac{2,857}{\omega^2} (9901 - 100 \cos 0,99\omega - 9900 \cos 0,01\omega + 99 \cos \omega)^{0,5};$$

$$\text{при } \nu = 500, \frac{S(\omega)}{q} = \frac{2,834}{\omega^2} \left(249501 - 500 \cos 0,998\omega - 249500 \cos 0,002\omega + 499 \cos \omega \right)^{0,5},$$

де $q = \frac{\sigma_m \tau}{2}$ - величина імпульсу трикутної форми.

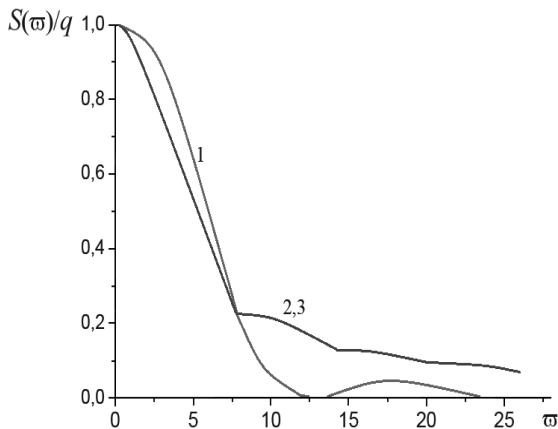


Рисунок 2.10 - Спектри імпульсів при різних значеннях параметра (ν):
1, 2, 3 – $\nu = 2; 100; 500$, відповідно

Аналіз графіків, приведених на рис. 2.10 показує, що при малому часі наростання імпульсу до максимального значення спектр зсувається в область

більш високих частот. А так, як високі частоти при проходженні по гірській породі затухають значно швидше, ніж низькі [82], для перенесення енергії кавітаційно-імпульсного навантаження в свердловинному середовищі на більш значні відстані необхідно, щоб початковий імпульс мав у своєму складі більше низьких частот, що досягається зменшенням крутості наростання початкового імпульсу. Відмічений нами факт може бути використаний для створення такої кавітаційно-імпульсної дії на гірські породи, що дозволить підвищити ефективність руйнування порід на вибої свердловини [96].

Розглянемо вплив розвантаження на амплітудно-частотний спектр в процесі кавітаційно-імпульсної дії на масив гірської породи при постійній швидкості навантаження (час наростання імпульсної дії до максимуму однаковий). На рис. 2.11 зображено модельний імпульс, тривалість дії τ_1 якого перевищує тривалість імпульсу τ , представленого на рис. 2.9.

З умови $\frac{\tau}{v} = \frac{\tau_1}{v_1}$ знаходимо параметр $v_1 = \frac{\tau_1 v}{\tau}$ (враховуючи, що величини τ ,

τ_1 , v є відомими).

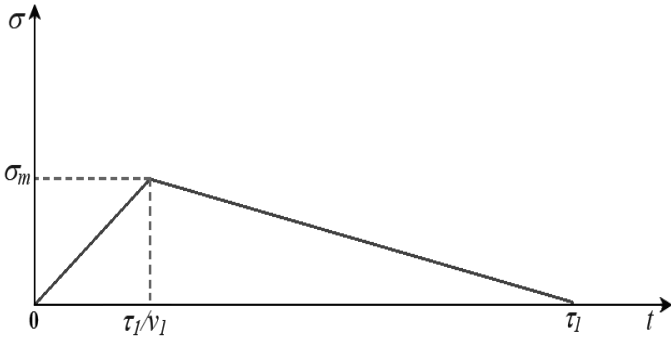


Рисунок 2.11 - Імпульс трикутної форми тривалістю (τ_1)

В табл. 2.6 приведені результати розрахунків амплітудно-частотних спектрів для імпульсів з різним часом розвантаження: тривалість першого імпульсу $\tau = 100$ мс; $v = 500$, тривалість другого імпульсу $\tau_1 = 160$ мс; $v = 800$.

Таблиця 2.6 - Результати розрахунків амплітудно-частотних спектрів при зміні тривалості процесу розвантаження і незмінній швидкості кавітаційно-пульсаційного навантаження на гірську породу

Безрозмірна частота ϖ	Амплітуда частотного спектра $S\left(\frac{\varpi}{q}\right)$ при різних значеннях параметра τ_1 і ν	
	$\tau_1 = 100 \text{ мс};$ $\nu = 500$	$\tau_1 = 160 \text{ мс};$ $\nu = 800$
0	1	1
1	0,940	0,984
2	0,889	0,892
3	0,770	0,771
4	0,620	0,620
5	0,475	0,475
6	0,340	0,339
8	0,220	0,220
10	0,210	0,210
12	0,171	0,171
14	0,128	0,128
16	0,121	0,121
18	0,111	0,111
20	0,090	0,090
22	0,087	0,087
24	0,080	0,080
26	0,069	0,069

З аналізу даних, приведених в табл. 2.6 очевидним є те, що час розвантаження майже не впливає на частотний склад імпульсів. Різниця помітна лише на частотах $\varpi = 1 \div 3$.

Таким чином, відповідальною за передачу енергії кавітаційно-пульсаційної дії у віддалені від кавітатора точки гірського масиву є крутість наростання імпульсної дії до максимального значення, в той час як тривалість процесу розвантаження на спектральні характеристики кавітаційного імпульсу впливає незначно.

РОЗДІЛ 3

ДОСЛІДЖЕННЯ КАВІТАЦІЙНО-ХВИЛЬОВИХ ЗБУРЕНЬ У РІДИНАХ З ПУХИРЦЕВИМ РЕЖИМОМ ТЕЧІЇ

Поставленими нами експериментальними дослідженнями роботи кавітаційного пристрою [97 - 99] було зафіксовано багатотональний шум, який підтверджував про виникнення великої кількості пухирців газу (повітря), лускання яких призводило до створення коливань імпульсів тиску з широким діапазоном частот і амплітуд, тобто на виході з кавітатора сформувалися потужні пульсаційні потоки промивальної рідини, частота та амплітуда яких визначається насамперед будовою кавітаційних пухирців, а також концентрацією в них газової (повітряної) фази. Тому при проходженні промивальної рідини через кавітатор формується нерівномірний пульсуючий потік рідини, який характеризується збільшенням або зменшенням тиску при лусканні пухирців газу (повітря).

Проте, слід зазначити, що реальне свердловинне середовище представляє собою складну блоково-ієрархічну структуру із наявністю тріщинуватості. З достатньою для практики точністю неоднорідне геосередовище представляється деякою модельною структурою. Умовою застосування нами такого підходу є задовільнення деяким вимогам, в числі яких і необхідність виконання співвідношень типу $\lambda \ll L \ll l$ (де l – масштаб поставленої задачі, що досліджується; L – характерний розмір неоднорідності; λ – довжина хвилі акустичного збурення). Якщо величини λ і L одного порядку, тоді усереднення не приводить до ефективного вирішення; якщо ж $L \sim l$, тоді несправедливі диференціальні співвідношення, до яких зводиться задача про поширення пружних хвиль в геосередовищі [100, 101].

Для задач, що нами розглядаються, виконується умова $\lambda \ll L \ll l$ і в межах цього співвідношення будемо досліджувати вплив дискретної структури свердловинного геосередовища на поширення в ньому кавітаційно-пульсаційних збурень.

Типові розрізи гірської породи дозволяють чітко виділити системи тріщин, які розбивають масив породи на окремі блоки. Всі тріщини знаходяться в певній

геометрично-ієрархічній підпорядкованості: великі тріщини пронизують масиви під деякими певними кутами; всередині крупних окремостей, утворених системою великих тріщин, знаходяться мілкі тріщини, що розділяють крупні уламки породи на ряд менших блоків. Останні поділені на ще дрібніші уламки системою більш мілких тріщин і т. д., аж до найдрібнішої зернистої структури.

Структурна будова спостерігається і в рідинному середовищі (буровому розчині). На відміну від геофізичних перебудов, що відбуваються при кавітаційно-імпульсному зовнішньому впливу, процес утворення різномасштабних неоднорідностей – газових пухирцевих структур є швидкоплинний, що дозволяє глибше проникнути у фізику процесу та скласти більш чітке уявлення про закон розподілу кавітаційних пухирців за розмірами.

Всі ці структурні утворення геофізичних і флюїдонасичених середовищ мають локальні резонансні властивості [102]. Стосовно геофізичних середовищ резонанс у самому загальному вигляді можна визначити як збіг умов збудження коливань на даній частоті в деякому структурному досліджуваному утворенні (шар, об'єм, окремість, блок, система блоків) і коливань цього структурного утворення на одній із власних частот, що співпадає з частотою збуджуючої сили.

У зв'язку з важливістю врахування резонансних структур значна наша увага буде приділена дослідженню динаміки кавітаційних пухирців в рідинному середовищі. Проте, слід зазначити, що врахування деяких структурних елементів свердловинного середовища (таких, як кавітаційний пухирець, розмір зерна породи, час релаксації, в'язкість бурового розчину та ін.) зводиться до розв'язку нелінійних диференціальних рівнянь.

Наявність резонансної структури впливає на віддачу потужності імпульсного збурення середовищу, а, отже, приводить в ряді випадків до збільшення відгуку – відбитого або розсіяного акустичного поля. Крім цього, поблизу частоти резонансу збільшуються деформації та напруження, що в свою чергу приводить до виділення локальних резонансів, які визначають механізми трансформації полів, а також проявлення нелінійних акустичних ефектів.

Дослідження нелінійних акустичних ефектів в структурованих

свердловинних геосередовищах досить перспективний науковий напрямок у зв'язку з можливістю створення новітньої пульсаційно-хвильової технології, побудованої на створенні миттєвих пульсуючих потоків у промивальній рідині на вибої свердловини за рахунок кавітаційних процесів.

3.1 Основні рівняння руху газорідних середовищ

Для вивчення довільних, в тому числі і хвильових, рухів суцільних середовищ існує два способи опису руху часток. Перший спосіб, широко розповсюджений в гідро- та аеродинаміці, пов'язаний з вибором методу опису руху середовища: усі величини, що характеризують рух суцільного середовища, задаються в координатах нерухомого простору. Такий вибір незалежних змінних був застосований вперше Ейлером і тому координати називають ейлеровими.

Вихідна система рівнянь Ейлера в одномірному випадку має вигляд [103, 104]:

$$\rho \left[\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \left(\vec{v} \nabla \right) \vec{v} \right] = -\Delta p + \rho F_x; \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \rho \vec{v} = 0; \quad (3.2)$$

$$p = p(\rho) \quad (3.3)$$

і справедлива для ідеального середовища. Система є повною і складається з рівняння руху (3.1), рівняння неперервності (3.2) і рівняння стану (3.3).

У системі рівнянь Ейлера введено такі позначення:

ρ – густина середовища;

\vec{v} – швидкість руху в даній точці середовища;

p – тиск;

∇ – диференціальний оператор;

F_x – поверхнева сила.

Для ідеального середовища рівняння стану записують у вигляді:

$$p = p_0 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma, \quad (3.4)$$

де p_0 - тиск при $\rho = \rho_0$; $\gamma = c_p / c_v$ для газів і емпірична константа

$$\gamma = 1 + \left(\frac{\partial c^2}{\partial \rho} \right) \cdot \frac{\rho_0}{c^2} \text{ для конденсованих середовищ;}$$

c_p, c_v - теплоємності при постійному тиску і постійному об'ємі, відповідно;

c - адіабатична швидкість звуку.

При вирішенні багатьох практичних задач, де доводиться враховувати стисливість рідин, у якості адіабатичного використовується емпіричне рівняння Тета, що має вигляд, аналогічний рівнянню Пуассона (3.4):

$$p = p^* \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^n, \quad (3.5)$$

де p^* - тиск при $\rho = \rho_0$;

n - параметр, що характеризує відхилення адіабатичної стисливості рідини від закону Гука. Як p^* так і n є емпіричними постійними.

Слід відмітити, що рівняння (3.1), (3.2) та (3.5) при $\gamma \neq 1$ нелінійні.

Рівняння (3.1) – це рівняння Ейлера динаміки ідеальних рідини чи газу.

У сферичних координатах рівняння руху рідини при відсутності дисипації і зовнішніх сил – рівняння Ейлера (3.1) спрощується до вигляду:

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial r} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r}. \quad (3.6)$$

Рівнянню Ейлера можна надати інший, корисний для подальших висновків вигляд, вказаний Громеком І. С. та Лембом Г. [104]. В одномірному випадку воно має вигляд:

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial B}{\partial x} = 0, \quad (3.7)$$

де $B = \frac{v^2}{2} + \Phi(p) + \Pi$ - тричлен Бернуллі; $\Phi(p) = \int_{p_0}^p \frac{dp}{\rho(p)}$ - функція тиску;

Π – потенціал, який пов'язаний з поверхневою силою F_x співвідношенням

$$F_x = -grad\Pi.$$

У випадку безвихрового руху ідеальної рідини легко вказати перший інтеграл рівняння руху (3.7) – інтеграл Лагранжа-Коші [104]:

$$\frac{\partial\varphi}{\partial t} + \frac{v^2}{2} + \Phi + \Pi = f(t), \quad (3.8)$$

де φ - функція потенціалу швидкості $v(v = grad\varphi)$;

$f(t)$ - довільна функція часу, що визначається з граничних умов.

У випадку руху нестисливої рідини за відсутності об'ємних сил, де $\Phi = p / \rho$, $\Pi = 0$, із (3.8) знайдемо:

$$\frac{\partial\varphi}{\partial t} + \frac{v^2}{2} + \frac{p}{\rho} = f(t). \quad (3.9)$$

У випадку стаціонарного поля $\partial\rho / \partial t = 0$ із формули (3.2) отримаємо:

$$div(\rho \vec{v}) = 0. \quad (3.10)$$

В декартовій прямокутній системі координат для одномірного плоского випадку рівняння нерозривності набуває вигляду:

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho v) = 0. \quad (3.11)$$

У випадку стаціонарного поля:

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho v) = 0. \quad (3.12)$$

Відмітимо, що в частковому випадку нестисливої рідини ($\rho = const$) рівняння нерозривності переходить в рівняння нестисливості:

$$div \vec{v} = \frac{\partial v}{\partial x} = 0. \quad (3.13)$$

Приведемо рівняння нерозривності в сферичних координатах для нестисливої рідини. Через сферичну симетрію матимемо лише одну компоненту v_r , яку позначимо, як і в плоскому однорідному випадку, через v . Похідні за

кутовими координатами дорівнюють нулю і у виразі для дивергенції залишиться лише похідна за радіусом, тобто:

$$\operatorname{div}(\rho \vec{v}) = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 (\rho v)) = 0. \quad (3.14)$$

Зміст цієї формули ясний – у нестисливій рідині масова швидкість з віддаленням від центру зменшується пропорційно $1/r^2$.

3.2 Рівняння Релея

Розглянемо виведення рівняння Релея, що описує пульсації кавітаційного пухирця у нестисливій рідині. Розташуємо початок координат сферичної системи координат у центрі пухирця. Наша головна мета – отримати рівняння руху стінки кавітаційного пухирця і розв'язати його, тобто знайти $R = R(t)$ (R – радіус кавітаційного пухирця).

З цією метою скористаємось одномірним рівнянням Ейлера (3.6) і рівнянням нерозривності (3.14), представленими в сферичній системі координат.

З рівняння (3.14) видно, що кількість рідини, яка протікає через уявно виділену навколо пухирця сферичну поверхню радіусом r , є величиною постійною. Рівняння (3.6) та (3.14) справедливі при $r \geq R$.

Розв'язок рівняння (3.14) очевидний: $v = C/r^2$, де постійна C визначається із граничної умови на поверхні пухирця $v(R) = \dot{R}$ ($\dot{R} = dR/dt$), яка встановлює рівність швидкості поверхні кавітаційного пухирця \dot{R} і рідини на поверхні пухирця.

Звідси $C = R^2 \dot{R}$ і розв'язок для швидкості рідини, що оточує кавітаційний пухирець, має вигляд:

$$v(r, t) = \frac{R^2 \dot{R}}{r^2}. \quad (3.15)$$

З метою отримання залежності $R(t)$ необхідно із рівнянь (3.6) та (3.15) виключити r . Для цього проінтегруємо рівняння Ейлера (3.6) за цією змінною:

$$\int_R^{\infty} \frac{\partial v}{\partial t} dr + \int_R^{\infty} v \frac{\partial v}{\partial r} dr + \frac{1}{\rho} \int_R^{\infty} \frac{\partial p}{\partial r} dr = 0. \quad (3.16)$$

Використовуючи співвідношення (3.15), знаходимо визначені інтеграли I_1 , I_2 , I_3 , що входять до (3.16):

$$\begin{aligned} I_1 &= \int_R^{\infty} \frac{\partial v}{\partial t} dr = \int_R^{\infty} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{R^2}{r^2} \dot{R} \right) dr = \int_R^{\infty} \left(\frac{2R\dot{R}^2}{r^2} + \frac{R^2}{r^2} \ddot{R} \right) dr = \left(2R\dot{R}^2 + R^2 \ddot{R} \right) \int_R^{\infty} \frac{dr}{r^2} = \\ &= \left(2R\dot{R}^2 + R^2 \ddot{R} \right) \left(-\frac{1}{r} \right) \Big|_R^{\infty} = \left(2R\dot{R}^2 + R^2 \ddot{R} \right) \frac{1}{R} = 2\dot{R}^2 + R\ddot{R}. \end{aligned} \quad (3.17)$$

$$I_2 = \int_R^{\infty} v \frac{\partial v}{\partial r} dr = \int_R^{\infty} v dv = \frac{v^2}{2} \Big|_R^{\infty} = \frac{1}{2} \frac{R^4 \dot{R}^2}{r^4} \Big|_R^{\infty} = -\frac{\dot{R}^2}{2}. \quad (3.18)$$

$$I_3 = \frac{1}{\rho} \int_R^{\infty} v \frac{\partial p}{\partial R} dr = \frac{1}{\rho} \int_{p(R)}^{p_{\infty}} dp = \frac{1}{\rho} (p_{\infty} - p(R)). \quad (3.19)$$

де p_{∞} - тиск в рідині далеко від пухирця (при відсутності зовнішніх впливів – це гідростатичний тиск p_0);

$p(R)$ - тиск в рідині на поверхні кавітаційного пухирця.

Підставивши в (3.16) значення I_1 , I_2 , I_3 , отримаємо рівняння Релея, яке описує рух межі кавітаційного пухирця в рідині:

$$R\ddot{R} + 1,5\dot{R}^2 + \frac{1}{\rho} (p_{\infty} - p(R)) = 0. \quad (3.20)$$

Щоб визначити тиск в рідині на поверхні пухирця, використовуємо граничну умову рівності тисків зовні на поверхні пухирця і тиску газу (повітря) всередині нього. Тиск зовні дорівнює сумі тисків рідини $p(R)$ і тиску, викликаного силами поверхневого натягу $2\sigma/R$, (де σ - коефіцієнт поверхневого натягу рідини), тобто $p(R) + 2\sigma/R$.

Тиск всередині дорівнює тиску газу в пухирці $p_2(R)$. Вважаючи процеси, що проходять в газі, адиабатними, можна $p_2(R)$ виразити наступним чином:

$$p_2(R) = \left(\rho_0 + \frac{2\sigma}{R_0} \right) \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3\gamma}, \quad (3.21)$$

де γ - показник адиабати;

R_0 - початковий радіус кавітаційного пухирця, м;

p_0 - значення гідростатичного тиску, Па.

Прирівнявши $p_e(R)$ і тиск зовні $p(R) + 2\sigma / R$, отримаємо:

$$p(R) = \left(p_0 + \frac{2\sigma}{R_0} \right) \left(\frac{R_0}{R} \right)^{+3\gamma} - \frac{2\sigma}{R}. \quad (3.22)$$

Якщо кавітаційний пухирець знаходиться в полі гармонічної акустичної хвилі з довжиною $\lambda \gg R_0$, тоді $p_\infty = p_0 + p_m \sin \omega t$. В такому випадку, рівняння Релея (3.20) набуде вигляду:

$$R\dot{R} + 1,5\dot{R}^2 + \frac{1}{\rho} \left(p_0 + p_m \sin \omega t + \frac{2\sigma}{R} - \left(p_0 + \frac{2\sigma}{R_0} \right) \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3\gamma} \right) = 0. \quad (3.23)$$

У випадку, коли поверхневий тиск рідини незначний, із (3.23) отримуємо:

$$R\dot{R} + 1,5\dot{R}^2 + \frac{1}{\rho} \left(p_m \sin \omega t + p_0 \left(1 - \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3\gamma} \right) \right) = 0. \quad (3.24)$$

3.3 Визначення динамічних параметрів кавітаційного пухирця в рідині

3.3.1 Визначення періоду коливань кавітаційного пухирця

Отримане нами вище рівняння Релея (3.23) не враховує в'язких властивостей середовища. У роботі [105] приводиться рівняння коливань пухирця у припущенні, що рідина однорідна, нестислива і підпорядковується закону Нав'є-Стокса:

$$\frac{1}{2R^2\dot{R}} \frac{d(R^3\dot{R}^2)}{dt} = \frac{1}{\rho} \left(p_{к.н} - p_\infty - \frac{2\sigma}{R} - \frac{4\eta\dot{R}}{R} \right), \quad (3.25)$$

де $\dot{R} = dR / dt$, R - поточний радіус кавітаційного пухирця;

$p_{к.н}$ - тиск у кавітаційному пухирці;

p_∞ - тиск у рідині (на глибині);

σ - поверхневий натяг;

η - коефіцієнт динамічної в'язкості рідини.

$$\text{Враховуючи, що } \frac{1}{\dot{R}} \frac{d(R^3 \dot{R}^2)}{dt} = \frac{1}{(dR/dt)} \frac{d(R^3 \dot{R}^2)}{dt} = \frac{d(R^3 \dot{R}^2)}{dR}, \text{ рівняння (3.25)}$$

представимо у вигляді:

$$\frac{d(R^3 \dot{R}^2)}{dR} = \frac{2}{\rho} R^2 \left(p_{\kappa,n} - p_{\infty} - \frac{2\sigma}{R} \right) - \frac{8\eta}{\rho} R \dot{R}. \quad (3.26)$$

Нелінійне рівняння (3.26) описує динаміку кавітаційного пухирця з урахуванням сил поверхневого натягу і в'язкості рідини. У загальному вигляді воно не має розв'язків.

Слід зазначити, що лінеаризований вигляд рівняння (3.26) розглянутий в роботі [106]. В роботі [107] отримано інтегрально-диференціальне рівняння, що описує динаміку газового пухирця при дії слабких акустичних хвиль. Воно розв'язане відносно R за допомогою методів операційного обчислення.

Якщо функція $p_{\kappa,n}(R)$ є відомою, що малоімовірно при протіканні кавітаційних процесів, тоді рівняння (3.26) при $\eta = 0$ і $\sigma = const$ розв'язується в квадратурах.

Розглянемо властивості розв'язків рівняння (3.26), припустивши, що $p_{\infty} = const$, а тиск $p_{\kappa,n}$ для політропних процесів ідеального газу описується залежністю:

$$p_{\kappa,n} = p_0 \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3n}, \quad (3.27)$$

де p_0 - рівноважний статичний тиск у середовищі;

$n \geq 1$ - показник політропи.

Якщо $n = \gamma$, (γ - коефіцієнт Пуассона), тоді співвідношення (3.27) дає адіабатний закон для $p_{\kappa,n}(R)$. Для простоти приймемо, що p_0 і R_0 відповідають стану при $\dot{R} = 0$, який відповідає початковому моменту стану кавітаційного пухирця при $t = 0$.

Відмітимо, що рівняння (3.26) легко приводиться до вигляду, аналогічного рівнянню Релея (3.20). З цієї метою знаходимо:

$$\frac{d(R^3 \dot{R}^2)}{dR} = 3R^2 \dot{R}^2 + R^3 \frac{d\dot{R}^2}{dR}. \quad (3.28)$$

У співвідношенні (3.28) визначимо похідну $\frac{d\dot{R}^2}{dR}$. Позначивши

$$y = (\dot{R})^2 = \left(\frac{dR}{dt}\right)^2, \text{ знаходимо } \frac{dy}{dt} = 2 \frac{dR}{dt} \cdot \frac{d^2 R}{dt^2}. \text{ З останнього співвідношення}$$

отримаємо:

$$\dot{R} = \frac{d^2 R}{dt^2} = 0,5 \frac{dy}{dR} = 0,5 \frac{dR^2}{dR}. \quad (3.29)$$

Враховуючи (3.29), вираз (3.28) набуде вигляду:

$$\frac{d(R^3 \dot{R}^2)}{dR} = 3R^2 \dot{R}^2 + 2R^3 \dot{R}. \quad (3.30)$$

Підставивши вираз (3.30) в (3.26), після нескладних математичних перетворень отримаємо:

$$R\dot{R} + 1,5\dot{R}^2 = \frac{1}{\rho} \left(p_{\kappa,n} - p_{\infty} - \frac{2\sigma}{R} - \frac{4\eta\dot{R}}{R} \right). \quad (3.31)$$

Рівняння (3.31) в літературі іноді називають рівнянням Херинга-Фліне [10].

Визначимо розв'язок рівняння (3.26) при $\sigma = const$, $\eta = 0$. При таких значеннях параметрів співвідношення (3.26) представимо виразом:

$$d\left(R^3 \dot{R}^2\right) = \frac{2}{\rho} R^2 \left(p_{\kappa,n} - p_{\infty} - \frac{2\sigma}{R} \right) dR. \quad (3.32)$$

Проінтегрувавши співвідношення (3.32) по R , отримаємо:

$$R^3 \dot{R}^2 = \int_{R_0}^R \frac{2}{\rho} \left[(p_{\kappa,n} - p_{\infty}) R^2 - 2\sigma R \right] dR. \quad (3.33)$$

Звідки знаходимо

$$\dot{R} = \left(\frac{dR}{dt}\right)^2 = \frac{2}{\rho R^3} \int_{R_0}^R \left[(p_{\kappa,n} - p_{\infty}) R^2 - 2\sigma R \right] dR. \quad (3.34)$$

Здобувши корінь з правої частини виразу (3.34), знаходимо:

$$\frac{dR}{dt} = \left\{ \frac{2}{\rho R^3} \int_{R_0}^R [(p_{\kappa,n} - p_\infty)R^2 - 2\sigma R] dR \right\}^{0,5}. \quad (3.35)$$

Розділивши змінні, з виразу (3.35) визначимо:

$$dt = \left\langle \left(\frac{\rho}{2} \right)^{0,5} R^{1,5} \left\{ \int_{R_0}^R [(p_{\kappa,n} - p_\infty)R^2 - 2\sigma R] dR \right\}^{-0,5} \right\rangle dR. \quad (3.36)$$

Після інтегрування (3.36) отримаємо:

$$t = \sqrt{\frac{\rho}{2}} \left\langle \int_{R_0}^R R^{1,5} \left\{ \int_{R_0}^R [(p_{\kappa,n} - p_\infty)R^2 - 2\sigma R] dR \right\}^{-0,5} \right\rangle dR. \quad (3.37)$$

Знак перед коренем вибирається з умови збільшення часу.

Припустивши, що $R_0/R = x$, $p_{\kappa,n}/p_\infty = \bar{p}$, $2\sigma/p_\infty R_0 = \bar{\sigma}$, формулу (3.37)

представимо у вигляді:

$$\frac{t}{R_0} \sqrt{\frac{2p_\infty}{\rho}} = \dot{\tau} = \pm \int_1^{\bar{R}} \left\langle x^{1,5} \left\{ \int_1^x [(\bar{p} - 1)x^2 - \bar{\sigma}x] dx \right\}^{-0,5} \right\rangle dx. \quad (3.38)$$

Враховуючи адиабатний закон розширення кавітаційного пухирця ($\gamma = n$), із (3.27) отримаємо:

$$p_{\kappa,n} = p_0 \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3n} = p_0 x^{3n}. \quad (3.39)$$

З урахуванням (3.39) знаменник виразу (3.38) має вигляд:

$$\left\{ \frac{1}{3} \left[\frac{p_0}{p_\infty (1-n)} (1-x^{-3(1-n)}) + (1-x^3) - \frac{3\bar{\sigma}}{2} (x^2-1) \right] \right\}^{0,5}. \quad (3.40)$$

Підставивши вираз (3.40) у формулу (3.38), отримаємо:

$$\dot{\tau} = \pm \sqrt{3} \int_1^x \left\langle x^{1,5} \left\{ \frac{p_0}{p_\infty} (n-1) [1-x^{3(1-n)}] + (1-x^3) - \frac{3\bar{\sigma}}{2} (x^2-1) \right\}^{-0,5} \right\rangle dx. \quad (3.41)$$

Знаки кореня та dx необхідно брати однаковими, тому що параметр τ – монотонно зростаюча функція.

Відмітимо, що при $p_{к.н} - p_{\infty} = \Delta p = const$ і $\sigma = 0$ із розв'язку (3.37) отримаємо розв'язок Релея, який розглядав лускання пустої порожнини, тобто $p_{к.н}(R) = 0$ [106]:

$$t_p = \sqrt{\frac{\rho}{2}} \int_{R_0}^R \left[R^{1.5} \left(\int_{R_0}^R \Delta p R^2 dR \right)^{-1} \right] dR = \sqrt{\frac{3\rho}{2\Delta p}} \int_{R_0}^R \frac{R^{1.5} dR}{(R^3 - R_0^3)} \quad (3.42)$$

Якщо ми введемо параметр $x = R / R_0$, тоді з (3.42) встановимо час лускання кавітаційного пухирця до радіуса R / R_0 :

$$t_p = R_0 \sqrt{\frac{3\rho}{2\Delta p}} \int_1^x \frac{x^{1.5} dx}{(x^3 - 1)^{0.5}}. \quad (3.43)$$

Залежність (3.43) детально досліджена в монографії [106] з використанням бета-функції.

Формула (3.41) визначає період коливань кавітаційного пухирця в залежності від параметрів p_0 / p_{∞} , $\bar{\sigma}$ і показника політропи n . Дослідження цього параметра для деяких часткових випадків p_0 / p_{∞} та $\bar{\sigma}$ приведені в роботі [105].

Проте, як ми бачимо з виразу (3.41), параметр \dot{t} значною мірою залежить від функції $f(x)$, що знаходиться перед знаком кореня:

$$f(x) = \frac{p_0}{p_{\infty}(n-1)} \left[1 - x^{3(l-n)} \right] + \left(1 - x^3 - \frac{3\bar{\sigma}}{2} (x^2 - 1) \right). \quad (3.44)$$

Характер зміни функції $f(x)$ залежить від виразу $p_0 / p_{\infty} - 1 - \bar{\sigma}$.

Розглянемо випадок, коли: $n = 4 / 3$. Визначимо корені рівняння $f(x) = 0$ для даного випадку. Із (3.44) при $n = 4 / 3$ маємо:

$$\frac{3p_0}{p_{\infty}} (1 - x^{3(l-4/3)}) + 1 - x^3 - \frac{3\bar{\sigma}}{2} (x^2 - 1) = 0. \quad (3.45)$$

Після відповідних математичних перетворень із (3.45) отримаємо:

$$x^4 + \frac{3\bar{\sigma}}{2} x^3 - x \left(\frac{3p_0}{p_{\infty}} + 1 + \frac{3\bar{\sigma}}{2} \right) + \frac{3p_0}{p_{\infty}} = 0. \quad (3.46)$$

Рівняння (3.46) можна представити у вигляді:

$$(x-1) \left[x^3 + x^2 \left(1 + \frac{3\bar{\sigma}}{2} \right) + x \left(1 + \frac{3\bar{\sigma}}{2} \right) - \frac{3p_0}{p_\infty} \right] = 0. \quad (3.47)$$

Отже, один з коренів рівняння (3.47) буде $x_1 = 1$. Інші корені визначаються з розв'язку наступного рівняння:

$$x^3 + x^2 \left(1 + \frac{3\bar{\sigma}}{2} \right) + x \left(1 + \frac{3\bar{\sigma}}{2} \right) - \frac{3p_0}{p_\infty} = 0. \quad (3.48)$$

Вигляд розв'язку (3.48) залежить від знаку дискримінанту D цього рівняння. У даному випадку $D > 0$. Отже, рівняння (3.48) має один дійсний корінь x_2 і два комплексно-спряжених x_3 та x_4 . Фізичну суть має дійсний корінь x_2 , який визначає період коливань кавітаційного пухирця.

На рисунку 3.1 приведені графіки функції $f(x)$ при часткових значеннях $p_0 / p_\infty = 0,1; 10; \sigma = 0; 6,7$.

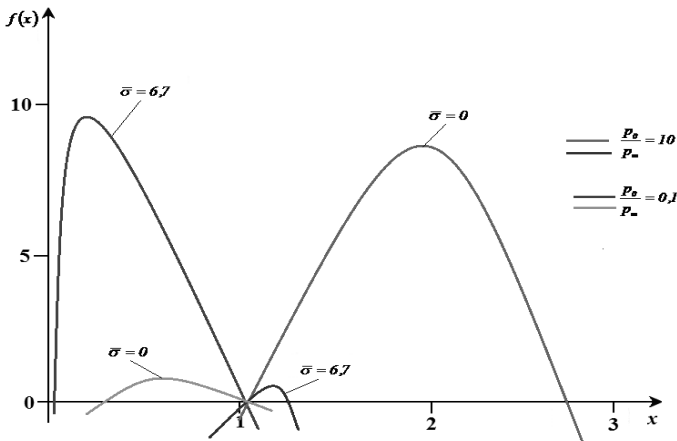


Рисунок 3.1 – Графіки функцій $f(x)$

Вигляд функції $f(x)$ залежить також від знаку співвідношення:

$$\frac{p_0}{p_\infty} - 1 - \bar{\sigma} > 0, \text{ або } \frac{p_0}{p_\infty} - 1 - \bar{\sigma} < 0.$$

При $\frac{p_0}{p_\infty} - 1 - \bar{\sigma} < 0$ коливання будуть проходити між $x_1 = 1$ та $x_2 < 1$; при

$\frac{p_0}{p_\infty} - 1 - \bar{\sigma} > 0$ - між $x_1 = 1$ та $x_3 > 1$, де x_1, x_2, x_3 - корені рівняння (3.47).

З використанням виразу (3.44) на рис. 3.2 і 3.3 нами побудовані залежності безрозмірних періодів коливань радіусів кавітаційного пухирця у нестисливій рідині від показника n політропи рівняння стану газу (при $\bar{\sigma} = 0$) і від співвідношення p_0 / p_∞ .

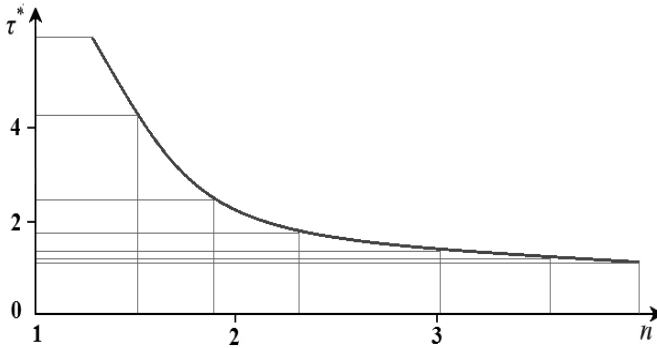


Рисунок 3.2 – Залежність періоду коливань радіусу кавітаційного пухирця (τ^*) від показника (n)

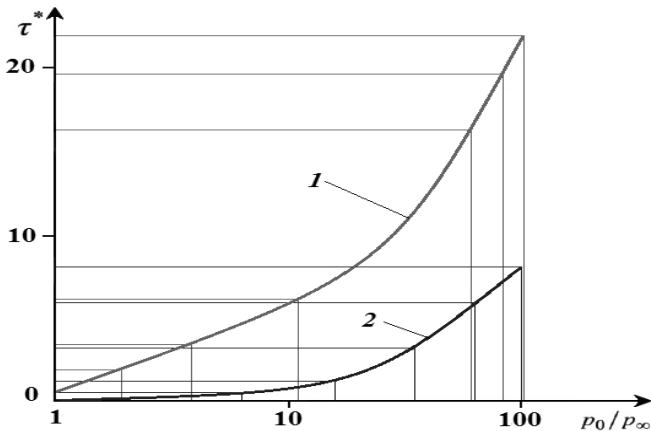


Рисунок 3.3 - Залежність періоду коливань радіусу кавітаційного пухирця (τ^*) від (p_0 / p_∞):

1 - при $\bar{\sigma} = 0$; 2 - при $\bar{\sigma} = 10$

Наведені криві на рис. 3.2 і 3.3 дозволяють нам оцінити вплив показника політропи n (іншими словами – теплообміну) і відношення p_0 / p_∞ на безрозмірні періоди коливань кавітаційного пухирця.

3.3.2 Встановлення розподілу тиску в рідині біля кавітаційного пухирця

Якщо рідина нестислива, тоді її рух поза кавітаційним пухирцем потенційний і, згідно роботи [108], перший інтеграл рівнянь руху ідеальної нестислової рідини визначається через інтеграл Коші-Лагранжа. У випадку відсутності об'ємних сил ($\Pi = 0$) він має вигляд (3.9).

Із (3.9) знаходимо:

$$\frac{p}{\rho} = \frac{p_\infty(t)}{\rho} - \frac{\partial \varphi}{\partial t} - \frac{v^2}{2}, \quad (3.49)$$

$$\text{або } p = p_\infty(t) - \rho \frac{\partial \varphi}{\partial t} - \rho \frac{v^2}{2}, \quad (3.50)$$

$$\text{де } \varphi = -\frac{\dot{R}R^2}{r}; \quad v = \frac{\partial \varphi}{\partial r} = \frac{\dot{R}R^2}{r^2}. \quad (3.51)$$

З врахуванням виразу (3.51) формула (3.50) отримає вигляд:

$$p = p_\infty(t) + \frac{\rho}{r} \frac{d}{dt} (R^2 \dot{R}) - \frac{\rho}{2r^4} R^4 \dot{R}^2. \quad (3.52)$$

Зауважимо, що залежність (3.52) описує поле тиску при руху рідини, в якій знаходиться кавітаційний пухирець радіусом R на довільній відстані в межах $R \leq r \leq \infty$. В роботі [109] одержана формула для визначення тиску рідини на поверхні пухирця:

$$p = p_\infty + \frac{\rho}{2} \left[\frac{d^2(R^2)}{dt^2} + (\dot{R})^2 \right]. \quad (3.53)$$

При $r = R$ із виразу (3.52) впливає залежність (3.53), тобто залежність (3.52) більш загальна, ніж (3.53).

Використовуючи залежність (3.52), знайдемо p_{max} .

Тиск $p(t)$ досягає екстремуму по радіусу r для значень r_l , що визначаються рівнянням:

$$\frac{\partial p}{\partial r} = \frac{1}{r_l^2} \left[-\frac{d}{dt}(R^2 \dot{R}) + \frac{2R^4 \dot{R}^2}{r_l^3} \right] = 0. \quad (3.54)$$

Звідси $r_l = \infty$, або в іншому вигляді:

$$\frac{2R^4 \dot{R}^2}{r_l^3} - \frac{d}{dt}(R^2 \dot{R}) = 0, \quad (3.55)$$

з якого знаходимо:

$$r_l^3 = 2R^4 \dot{R}^2 / \frac{d}{dt}(R^2 \dot{R}). \quad (3.56)$$

Знайдемо p_{max} для r_l , що визначається виразом (3.56).

З виразу (4.56) знаходимо r_l :

$$r_l = \frac{(2R^4 \dot{R}^2)^{1/3}}{\left[\frac{d}{dt}(R^2 \dot{R}) \right]^{1/3}}. \quad (3.57)$$

$$\text{Тоді: } r_l^4 = \frac{(2R^4 \dot{R}^2)^{4/3}}{\left[\frac{d}{dt}(R^2 \dot{R}) \right]^{4/3}}. \quad (3.58)$$

Співвідношення (3.57), (3.58) підставимо у вираз (3.52):

$$\begin{aligned} p_{max} &= p_\infty + \frac{\rho \left[\frac{d}{dt}(R^2 \dot{R}) \right] \left[\frac{d}{dt}(R^2 \dot{R}) \right]^{1/3}}{(2R^4 \dot{R}^2)^{1/3}} - \frac{\rho (R^4 \dot{R}^2) \left[\frac{d}{dt}(R^2 \dot{R}) \right]^{4/3}}{(2R^4 \dot{R}^2)^{4/3}} = \\ &= p_\infty + \frac{3}{4} \frac{\rho}{r_l} \frac{d}{dt}(R^2 \dot{R}). \end{aligned} \quad (3.59)$$

Таким чином, максимальний тиск в рідині біля кавітаційного пухирця визначається за формулою:

$$p_{max} = p_\infty + \frac{3}{4} \frac{\rho}{r_l} \frac{d}{dt}(R^2 \dot{R}) \quad (3.60)$$

У формулі (3.60) визначимо вираз $\frac{d}{dt}(R^2\dot{R})$. З цією метою здійснимо

наступні перетворення:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}(R^2\dot{R}) &= \dot{R} \frac{d(R^2\dot{R})}{dR} = R^2\dot{R} \frac{d\dot{R}}{dR} + 2R\dot{R}^2 = \frac{R^2}{2} \frac{d\dot{R}^2}{dR} + 2R\dot{R}^2 = \\ &= \frac{1}{R} \left(\frac{R^3}{2} \frac{d\dot{R}^2}{dR} + 2R^2\dot{R}^2 \right) = \frac{1}{2R} \frac{d}{dR} (R^3\dot{R}^2) + \frac{R}{2} \dot{R}^2. \end{aligned} \quad (3.61)$$

Враховуючи співвідношення для $\frac{d(R^3\dot{R}^2)}{dR}$ і R^2 відповідно з формулами

(3.26) та (3.34), взятих при $\sigma = 0, \eta = 0$, вираз (3.61) представимо у вигляді:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}(R^2\dot{R}) &= \frac{1}{2R} \frac{d(R^3\dot{R}^2)}{dR} + \frac{R}{2} \dot{R}^2 = \frac{R}{\rho} (p_{\kappa,n} - p_\infty) + \\ &+ \frac{1}{2\rho R^2} \int_{R_0}^R (p_{\kappa,n} - p_\infty) R^2 dR = \frac{R}{\rho} (p_{\kappa,n} - p_\infty) + \frac{E}{4\pi\rho R^2}, \end{aligned} \quad (3.62)$$

де $E = \int_{R_0}^R 4\pi(p_{\kappa,n} - p_\infty) R^2 dR$.

Таким чином, формула (3.60) отримає вигляд:

$$p_{max} = p_\infty(t) + \frac{3}{4} \frac{\rho}{r_l} \left[\frac{R(p_{\kappa,n} - p_\infty)}{\rho} + \frac{E}{4\pi\rho R^2} \right]. \quad (3.63)$$

Враховуючи, що $E = 2\pi\rho R^3\dot{R}^2$ [9], співвідношення (3.63) представимо наступним чином:

$$\begin{aligned} p_{max} &= p_\infty(t) + \frac{3}{4} \frac{\rho}{r_l} \left[\frac{R(p_{\kappa,n} - p_\infty)}{\rho} + \frac{2\pi\rho R^3\dot{R}^2}{4\pi\rho R^2} \right] = \\ &= p_\infty(t) + \frac{3}{4} \frac{\rho}{r_l} \left[\frac{R(p_{\kappa,n} - p_\infty)}{\rho} + \frac{1}{2} R\dot{R}^2 \right] = p_\infty(t) + \frac{3}{8} \rho R^2 \frac{R}{r_l} \left[1 + \frac{2(p_{\kappa,n} - p_\infty)}{\rho\dot{R}^2} \right]. \end{aligned} \quad (3.64)$$

Визначимо відношення $\frac{R}{r_l}$, що входить до формули (3.64). З цією метою із формули (3.57) знаходимо:

$$\left(\frac{R}{r_l}\right)^3 = \frac{d}{dt}(R^2 \dot{R}). \quad (3.65)$$

З використанням співвідношень (3.62) і (3.34) для чисельника і знаменника виразу (3.65) знаходимо:

$$\begin{aligned} \left(\frac{R}{r_l}\right)^3 &= \frac{\frac{R}{\rho}(p_{\kappa,n} - p_\infty) + \frac{E}{4\pi\rho R^2}}{\frac{E}{\pi\rho R^2}} = \frac{\left[\frac{R}{\rho}(p_{\kappa,n} - p_\infty) + \frac{E}{4\pi\rho R^2}\right]}{4\left(\frac{E}{4\pi\rho R^2}\right)} = \\ &= \frac{1}{4} \left[1 + \frac{4\pi R^3(p_{\kappa,n} - p_\infty)}{E} \right]. \end{aligned} \quad (3.66)$$

Формулу (3.66) з урахуванням співвідношення $E = 2\pi\rho R^3 \dot{R}^2$ можемо подати у вигляді:

$$\left(\frac{R}{r_l}\right)^3 = \frac{1}{4} \left[1 + \frac{4\pi R^3(p_{\kappa,n} - p_\infty)}{2\pi\rho R^3 \dot{R}^2} \right] = \frac{1}{4} \left[1 + \frac{2(p_{\kappa,n} - p_\infty)}{\rho \dot{R}^2} \right]. \quad (3.67)$$

Таким чином:

$$\frac{R}{r_l} = \left(\frac{1}{4}\right)^{1/3} \left(1 + \frac{2(p_{\kappa,n} - p_\infty)}{\rho \dot{R}^2} \right)^{1/3}. \quad (3.68)$$

Підставивши вираз (3.68) в формулу (3.64), отримаємо:

$$\begin{aligned} p_{max} &= p_\infty(t) + \frac{3}{8} \left(\frac{1}{4}\right)^{1/3} \rho \dot{R}^2 \left[1 + \frac{2(p_{\kappa,n} - p_\infty)}{\rho \dot{R}^2} \right]^{4/3} = \\ &= p_\infty(t) + \frac{3\rho}{2^{11/3}} \dot{R}^2 \left[1 + \frac{2(p_{\kappa,n} - p_\infty)}{\rho \dot{R}^2} \right]^{4/3} = \\ &= p_\infty(t) + 0,236 \rho \dot{R}^2 \left[1 + \frac{(p_{\kappa,n} - p_\infty)}{\rho \dot{R}^2} \right]^{4/3}. \end{aligned} \quad (3.69)$$

Таким чином, максимальний тиск в рідині біля кавітаційного пухирця визначається за формулою:

$$p_{max} = p_{\infty}(t) + 0,236 \rho \dot{R}^2 \left[1 + \frac{(p_{\kappa,n} - p_{\infty})}{\rho \dot{R}^2} \right]^{4/3}. \quad (3.70)$$

В момент повного лускання, що може відбуватися при $p_{\kappa,n} - p_{\infty} < 0$ або, в більш загальному випадку, при $R \rightarrow 0$, маємо $\dot{R} \rightarrow 0$.

В такому випадку, згідно формули (3.70) в рідині поблизу границі кавітаційного пухирця при $R \rightarrow 0$ тиск p_{max} такий:

$$p_{max} \approx p_{\infty}(t) + 0,236 \rho \dot{R}^2. \quad (3.71)$$

В табл. 3.1, нами у якості прикладу, приведені величини p_{max} при $p_{\kappa,n} - p_{\infty} = 5 \cdot 10^5$ Па ($p_{\infty} = 10^5$ Па) для деяких значень \dot{R} .

Таблиця 3.1 – Величини p_{max} для деяких значень \dot{R}

\dot{R} , м/с	82,8	160,7	249,4	998,7
$p_{max} \cdot 10^{-5}$ Па	19,52	63,8	151,5	2359,5

3.3.3 Визначення швидкості лускання кавітаційного пухирця

При $\eta = 0$, $\sigma = 0$ з виразу (3.26) отримасмо:

$$\frac{dR^3 \dot{R}^2}{dR} = \frac{2R^2}{\rho} (p_{\kappa,n} - p_{\infty}). \quad (3.72)$$

Тиск p_{∞} , стискаючи кавітаційний пухирець до радіусу R , припадає масі рідини $m = \rho 4\pi r^2 dr$ кінетичну енергію $E = m v^2 / 2$, або

$$E = \int_R^{\infty} \rho v^2 2\pi r^2 dr. \quad (3.73)$$

Враховуючи, що $v = \dot{R} R^2 / r^2$ [110 - 113] і підставляючи це значення в (3.73),

після обчислень отримуємо:

$$E = \int_R^{\infty} \rho 2\pi r^2 \left(\frac{R \dot{R}^2}{r^2} \right) dr = \int_R^{\infty} 2\pi \rho \frac{\dot{R}^2 R^4}{r^2} dr = 2\pi \rho \dot{R}^2 R^4 \left(-\frac{1}{r} \right) \Big|_R^{\infty} = 2\pi \rho \dot{R}^2 R^3. \quad (3.74)$$

Таким чином, кінетична енергія нестисливої рідини:

$$E = 2\pi\rho\dot{R}^2 R^3. \quad (3.75)$$

З рівняння (3.72) видно, що його ліва частина з точністю до множника $2\pi\rho$ є похідною від кінетичної енергії рідини:

$$\frac{1}{2\pi\rho} \frac{dE}{dR} = \frac{2R^2}{\rho} (p_{к.н} - p_{\infty}). \quad (3.76)$$

Подамо інтеграл рівняння (3.76) у вигляді:

$$\begin{aligned} \frac{dE}{dR} &= 2\pi\rho \frac{2R^2}{\rho} (p_{к.н} - p_{\infty}) = 4\pi R^2 (p_{к.н} - p_{\infty}); \\ dE &= 4\pi R^2 p_{к.н} dR - 4\pi R^2 p_{\infty} dR. \end{aligned} \quad (3.77)$$

Інтегруючи (3.77) по R в межах від R_0 до R , отримуємо:

$$E_0 + \int_{R_0}^R 4\pi R^2 p_{\infty} dR = \int_{R_0}^R 4\pi R^2 p_{к.н} dR, \quad (3.78)$$

де $E_0 = 2\pi\rho R_0^3 \cdot R^2$.

Права частина рівняння (3.78) – це робота сил тиску газів (повітря) в кавітаційному пухирці, ліва – сума кінетичної енергії E_0 і роботи проти сил гідростатичного тиску. Таким чином, рівняння (3.78) виражає закон збереження енергії.

Провівши інтегрування (3.78), отримаємо:

$$2\pi\rho\dot{R}^2 R_0^3 = \frac{4}{3}\pi(p_{к.н} - p_{\infty})(R^3 - R_0^3) \quad (3.79)$$

З виразу (3.79) знаходимо:

$$\dot{R}^2 = \frac{2(p_{к.н} - p_{\infty})}{3\rho} \cdot \left(\frac{R^3 - R_0^3}{R_0^3} \right); \quad (3.80)$$

$$\dot{R} = \sqrt{\frac{2(p_{к.н} - p_{\infty})}{3\rho} \cdot \left(\frac{R^3}{R_0^3} - 1 \right)}.$$

Співвідношення (3.80) визначає швидкість руху стінки кавітаційного пухирця. В момент повного лускання, що може відбуватися при $p_{к.н} - p_{\infty} < 0$, або в більш загальному випадку, при $E \neq 0$, ($R_0 \rightarrow 0$) маємо:

$$\dot{R} \rightarrow 0 \text{ і } E \rightarrow \int_{R_0}^0 (p_{к.н} - p_{\infty}) 4\pi R^2 dR, \quad (3.81)$$

тому E відмінне від нуля, якщо $p_{к.н} < p_{\infty}$, і відповідний інтеграл не перетворюється в нуль.

При повному лусканні ($R_0 \rightarrow 0$) $\dot{R} \rightarrow \infty$, чого не може відбуватись через завершеність процесу скорочення радіусу кавітаційного пухирця.

З (3.80) випливає, що швидкість лускання кавітаційного пухирця залежить від тиску p_{∞} і відносного радіусу R/R_0 пухирця. Деякі значення швидкості лускання нами приводяться в табл. 3.2.

Таблиця 3.2 – Величини \dot{R} для деяких значень R/R_0 при $p_{к.н} - p_{\infty}$

R/R_0	2			3			4			5		
$(p_{к.н} - p_{\infty})$, Па	$1 \cdot 10^5$	$5 \cdot 10^5$	$10 \cdot 10^5$	$1 \cdot 10^5$	$5 \cdot 10^5$	$10 \cdot 10^5$	$1 \cdot 10^5$	$5 \cdot 10^5$	$10 \cdot 10^5$	$1 \cdot 10^5$	$5 \cdot 10^5$	$10 \cdot 10^5$
\dot{R} , м/с	20,9	47,8	67,6	40,9	92,8	130,6	63,7	143,6	203,7	89,8	202,7	286,4

3.3.4 Визначення стійкості кавітаційного пухирця в рідині

Умова зрівноваженого стану кавітаційного пухирця в рідині має вигляд:

$$p_{к.н} = p + p_{п}, \quad (3.82)$$

де p - збурений тиск в рідині;

$p_{п} = 2\sigma / R$ - тиск, викликаний поверхневим натягом рідини.

Для випадку адіабатного процесу стискування:

$$p_{к.н} = p_0 \left(\frac{R}{R_0} \right)^{-3\gamma}, \quad (3.83)$$

де p_0 - незбурений (статичний) тиск;

γ - показник адіапати.

Умову (3.82) представимо у вигляді:

$$p = p_0 \left(\frac{R}{R_0} \right)^{-3\gamma} - \frac{2\sigma}{R}. \quad (3.84)$$

Відомо [114 - 117], що загальна умова зрівноваженості термодинамічної системи має вигляд:

$$\left(\frac{\partial p}{\partial V} \right)_s < \left(\frac{\partial p}{\partial V} \right)_T < 0; \quad V = \frac{4}{3} \pi R^3. \quad (3.85)$$

$$\text{Знаходимо: } \left. \frac{\partial p}{\partial V} \right|_{R=R_0} = \left(\frac{\partial p}{\partial R} / \frac{\partial V}{\partial R} \right) \Big|_{R=R_0}. \quad (3.86)$$

З виразу (3.84) визначаємо $\frac{\partial p}{\partial R}$:

$$\frac{\partial p}{\partial R} = (-3\gamma) p_0 \left(\frac{R}{R_0} \right)^{-3\gamma} R^{-1} + 2\sigma R^{-2} = \frac{2\sigma}{R^2} - \frac{3\gamma p_0}{R} \left(\frac{R}{R_0} \right)^{-3\gamma}. \quad (3.87)$$

З (3.85) маємо:

$$\frac{\partial V}{\partial R} = 4\pi R^2. \quad (3.88)$$

З урахуванням залежностей (3.87), (3.88) отримаємо умову стійкої рівноваги кавітаційного пухирця в рідині:

$$\left. \frac{\partial p}{\partial V} \right|_{R=R_0} = \frac{2\sigma_0}{4\pi} \left(1 - \frac{3\gamma p_0 R_0}{2\sigma} \right); \quad R_0 > \frac{2\sigma}{3\gamma p_0}. \quad (3.89)$$

При невиконанні умови (3.89) рівновага нестійка і відбувається лускання кавітаційного пухирця. Таким чином, пухирці радіусом $R_0^* \leq \frac{2\sigma}{3\gamma p_0}$ в рідині не можуть існувати через їх нестійку рівновагу в рідкому середовищі.

РОЗДІЛ 4

МОДЕЛЮВАННЯ КАВІТАЦІЙНИХ РЕЖИМІВ ТЕЧІЇ РІДИНИ НА ОСНОВІ НЕЛІНІЙНИХ КОЛИВАНЬ КАВІТАЦІЙНОГО ПУХИРЦЯ

Відомо, що при русі промивальної рідини в кавітаторах при визначених умовах можуть виникати кавітаційні процеси. В рідині і на поверхні твердого тіла у випадку, якщо тиск підтримується нижче деякого критичного тиску, що визначається фізичними властивостями і станом рідини, виникають бульбашки пари або парогазових сумішей, які лускають, попавши в зону з підвищеним тиском.

Кавітаційні режими течії рідин досліджувались в роботах [118 - 122]. Відмічається, що у випадку неньютонівських рідин з кавітаційними пухирцями має місце явище, коли фізичні властивості одного середовища (рідини) істотно змінюються при невеликих по масі і об'єму домішках іншого середовища (пухирців газу або повітря) [123, 124].

4.1 Дослідження пульсацій кавітаційного пухирця в рідині (в першому наближенні)

Нижче розглянуті взаємодія набігаючої хвилі тиску з пухирцем газу і нелінійні коливання кавітаційного пухирця в рідині, що виникають при цьому процесі. Розглянемо зміну радіусу в процесі пульсації кавітаційного пухирця в нестисливій і нев'язкій рідині при дії на нього гармонічної акустичної хвилі:

$$p_e = p_m \sin \omega_0 t, \quad (4.1)$$

де p_m - максимальна амплітуда набігаючої хвилі;

ω_0 - кругова частота.

У випадку, коли поверхневий натяг в пухирці незначний, пульсації кавітаційного пухирця описуються рівнянням Релея:

$$R \dot{R} + \frac{3}{2} \dot{R}^2 + \frac{1}{\rho_0} \left[p_m \sin \omega_0 t + p_0 \left(1 - \left(\frac{R}{R_0} \right)^{-3\gamma} \right) \right] = 0, \quad (4.2)$$

де ρ_0 - початкова густина рідини;

p_0 - гідростатичний тиск в рідині;

γ - показник адіабати;

R_0 і R - початковий і поточний радіуси кавітаційного пухирця.

Припустимо, що зміна радіусу кавітаційного пухирця $x = R - R_0$ є мала в порівнянні з його початковим радіусом, тобто відношення x/R_0 значно менше одиниці [125, 126].

Розкладемо вираз $\left(\frac{R}{R_0}\right)^{-3\gamma}$ в ряд за степенями $\left(\frac{x}{R_0}\right)$, обмежившись членами порядку $\left(\frac{x}{R_0}\right)^2$ (перше наближення) [127]:

$$\left(\frac{R}{R_0}\right)^{-3\gamma} = \left(\frac{x + R_0}{R_0}\right)^{-3\gamma} = \left(1 + \frac{x}{R_0}\right)^{-3\gamma} = 1 - 3\gamma \frac{x}{R_0} + \frac{3\gamma(3\gamma + 1)}{2} \left(\frac{x}{R_0}\right)^2 + \dots \quad (4.3)$$

З урахуванням (4.3) рівняння (4.2) отримає вигляд:

$$R_0 \dot{x} + \frac{3\gamma p_0}{\rho_0 R_0} x = -\frac{p_m}{\rho_0} \sin \omega_0 t - \left[x \dot{x} + \frac{3}{2} \dot{x}^2 - \frac{3\gamma(3\gamma + 1)}{2} \left(\frac{x}{R_0}\right)^2 \cdot \left(\frac{p_0}{\rho_0}\right) \right], \quad (4.4)$$

де $\dot{R} = \dot{x}$; $\dot{R} = \dot{x}$.

Розділивши праву і ліву частини виразу (4.44) на постійну величину R_0 , отримаємо:

$$\dot{x} + \Omega_0^2 x = -\frac{p_m}{\rho_0 R_0} \sin \omega_0 t - \left[\dot{x} \frac{x}{R_0} + \frac{3}{2} \left(\frac{\dot{x}}{R_0}\right) \dot{x} - \frac{(3\gamma + 1) \Omega_0^2}{2} \frac{x^2}{R_0} \right], \quad (4.5)$$

де $\Omega_0^2 = \frac{3\gamma p_0}{\rho_0 R_0^2}$ - кругова власна частота пульсації кавітаційного пухирця.

Спочатку розглянемо лінійні коливання кавітаційного пухирця. При $x/R_0 \rightarrow 0$ ми можемо знехтувати малими нелінійними членами в рівнянні (4.5) і представити його у вигляді:

$$\dot{x} + \Omega_0^2 x = -\frac{p_m}{\rho_0 R_0} \sin \omega_0 t. \quad (4.6)$$

Вираз (4.6) – є рівнянням лінійних коливань в середовищі під дією гармонічної акустичної хвилі за відсутності дисипативних втрат енергії.

В'язкі втрати енергії будемо враховувати через введення в рівняння (4.6) дисипативного члена, пропорційного першій похідній \dot{x} . З урахуванням дисипативних ефектів рівняння (4.6) отримає наступний вигляд:

$$\dot{x} + g\dot{x} + \Omega_0^2 x = a \sin \omega_0 t, \quad (4.7)$$

де $a = -p_m / (\rho_0 R_0)$; $g = \Omega_0 / Q$;

Q - стійкість кавітаційного пухирця;

g - параметр демпфірування.

Загальний розв'язок диференціального рівняння (4.7) складається з двох розв'язків: загального розв'язку x_0 відповідного однорідного рівняння і часткового розв'язку x_1 рівняння (4.7).

Згідно [125] при $g < \Omega_0$ (що впливає із співвідношення $g = \delta \Omega_0$, де $\delta = 1 / Q$ - декремент загасання, а він завжди менше 1; розв'язок однорідного рівняння (4.7) можна представити у вигляді:

$$x_0 = e^{-\frac{\delta \Omega_0 t}{2}} (c_1 \sin kt + c_2 \cos kt), \quad (4.8)$$

де c_1, c_2 - постійні інтегрування, що визначаються з початкових умов задачі;

$$k = \sqrt{\Omega_0^2 - \frac{\delta^2 \Omega_0^2}{4}}.$$

Визначимо частковий розв'язок неоднорідного диференціального рівняння (4.7). Лінійність рівняння (4.7) дозволяє замість $\sin \omega_0 t$ розглядати $\exp(j\omega_0 t)$. Тоді частковий розв'язок рівняння (4.7), згідно [125], будемо шукати у вигляді зсунутої по фазі синусоїди:

$$x_1 = A \exp(j(\omega_0 t + \varphi)), \quad (4.9)$$

де A - амплітуда коливань;

φ - зсув по фазі.

Із співвідношення (4.9) отримуємо:

$$\dot{x}_1 = j\omega_0 x_1; \quad \dot{x}_1 = -\omega_0^2 x_1. \quad (4.10)$$

Після підстановки виразів (4.10) у рівняння (4.7), маємо:

$$Ae^{j\omega_0 t} \cdot e^{j\varphi} \left(-\omega_0^2 + j\omega_0 g + \Omega_0^2 \right) = ae^{j\omega_0 t}, \quad (4.11)$$

або в кінцевому результаті:

$$Ae^{j\varphi} \left(\Omega_0^2 - \omega_0^2 + j\omega_0 g \right) = a. \quad (4.12)$$

З урахуванням виразів (4.13):

$$l + jm = \sqrt{l^2 + m^2} e^{j\theta}; \quad \operatorname{tg} \theta = m/l \quad (4.13)$$

представимо комплексне число $(\Omega_0^2 - \omega_0^2 + j\omega_0 g)$ у вигляді:

$$Ae^{j\varphi} \sqrt{(\Omega_0^2 - \omega_0^2)^2 + (\omega_0 g)^2} e^{j \operatorname{arctg} \frac{\omega_0 g}{\Omega_0^2 - \omega_0^2}} = a. \quad (4.14)$$

Число a – дійсне, тому:

$$A = \frac{a}{\sqrt{(\Omega_0^2 - \omega_0^2)^2 + (\omega_0 g)^2}}; \quad (4.15)$$

$$\varphi = -\operatorname{arctg} \frac{\omega_0 g}{\Omega_0^2 - \omega_0^2}. \quad (4.16)$$

Таким чином, частковий розв'язок неоднорідного рівняння має вигляд:

$$x_1 = A \sin(\omega_0 t + \varphi), \quad (4.17)$$

де параметри A і φ визначаються виразами (4.15), (4.16).

З урахуванням залежностей (4.8) і (4.17) загальний розв'язок рівняння (4.7) представимо у вигляді:

$$x = e^{\frac{\delta \Omega_0 t}{2}} (c_1 \sin kt + c_2 \cos kt) + A \sin(\omega_0 t + \varphi). \quad (4.18)$$

При нульових початкових умовах $x = 0$, $\dot{x} = 0$ значення постійних c_1 і c_2 мають вигляд:

$$c_1 = -\frac{A}{k} \left(\omega_0 \cos \varphi + \frac{\delta \Omega_0}{2} \sin \varphi \right); \quad c_2 = -A \sin \varphi. \quad (4.19)$$

Підставивши значення c_1 і c_2 у розв'язок (4.18), знайдемо закон пульсацій кавітаційного пухирця при дії на нього набігаючої хвилі виду $a \sin \omega_0 t$:

$$x = e^{\frac{\delta \Omega_0 t}{2}} \left[-\frac{A}{k} \left(\omega_0 \cos \varphi + \frac{\delta \Omega_0}{2} \sin \varphi \right) \sin kt - A \sin \varphi \cos kt \right] + A \sin(\omega_0 t + \varphi). \quad (4.20)$$

Як бачимо, рух кавітаційного пухирця складається з вільних затухаючих коливань (перший доданок), обумовлених початковими умовами, і чисто вимушених коливань (другий доданок).

Оскільки перший рух з часом згасає, тоді основним коливанням, що визначає характер пульсацій кавітаційного пухирця, є чисто вимушене коливання з амплітудою A і частотою ω_0 .

Слід зауважити, що за наявності опору, вимушені коливання зсунуті по фазі відносно збурюючої сили на кут φ .

Введемо безрозмірну частоту $\Omega = \omega_0 / \Omega_0$, при цьому декремент згасання $\delta = g / \Omega_0$.

Враховуючи, що стабільність $Q = 1 / \delta$, розв'язок (4.17), згідно [126], ми можемо подати у вигляді:

$$x_I = \left(-\frac{P_m}{\rho_0 R_0} \right) \frac{\sin(\omega_0 t + \varphi)}{\Omega_0^2 \sqrt{(1 - \Omega^2)^2 + (\delta \Omega)^2}}, \quad (4.21)$$

$$\text{де } \operatorname{tg} \varphi = -\frac{\delta \Omega}{1 - \Omega^2}.$$

Тепер проведемо аналіз виразу (4.21).

1. Виходячи з умови $\Omega \rightarrow 0$ (при цьому частота примусової сили в хвили, що набігає є значно меншою за резонансну частоту кавітаційного пухирця). Використовуючи формулу для власної частоти коливань пухирця, амплітуду A ми можемо виразити у вигляді [128]:

$$A = -\frac{P_m}{\rho_0 R_0 \Omega_0^2} = -\frac{P_m R_0}{3\gamma \rho_0}. \quad (4.22)$$

Знак «-» в (4.22) вказує, що збільшення зовнішнього тиску призводить до зменшення радіусу кавітаційного пухирця.

2. При умові $\Omega \rightarrow \infty$ (частота примусової сили є набагато вищою за власну частоту кавітаційного пухирця). В даному випадку $A \rightarrow 0$. Кавітаційний пухирець

не встигає реагувати на високочастотну дію.

3. При умові $\Omega \rightarrow I$. В цьому випадку це резонанс і тут $A = -\left(\frac{p_m R_0}{3\gamma p_0}\right)Q$.

Амплітуда збільшилася в Q раз у порівнянні з коливаннями на низьких частотах. При цьому, як відомо [126], стабільність Q чисельно дорівнює числу періодів, на яких амплітуда вільних коливань зменшується в e^π разів.

Далі розглянемо рівняння Релея (4.7) з нелінійними членами, що входять до правої частини рівняння (4.5). Розв'язок рівняння (4.7) шукатимемо у вигляді $x = x_1 + x_{21}$. При цьому x_1 – частковий розв'язок лінійного рівняння (4.7), що має вигляд (4.21), а x_{21} – мала добавка до лінійних гармонічних коливань, зумовлена наявністю малих по величині нелінійних членів у рівнянні (4.5).

Підставивши $x = x_1 + x_{21}$ в рівняння (4.7) з нелінійною частиною

$\left[\dot{x} \frac{x}{R_0} + \frac{3}{2} \left(\frac{\dot{x}}{R_0} \right) \dot{x} - \frac{(3\gamma + 1)\Omega_0^2}{2} \frac{\Omega_0^2}{R_0} x^2 \right]$, маємо:

$$\begin{aligned} & (\ddot{x}_1 + g\dot{x}_1 + \Omega_0^2 x_1) + \ddot{x}_{21} + g\dot{x}_{21} + \Omega_0^2 x_{21} = a \sin \omega_0 t - \\ & - \left[\begin{aligned} & \frac{\dot{x}_1 x_1}{R_0} + \frac{\dot{x}_1 x_{21}}{R_0} + \frac{\dot{x}_{21} x_1}{R_0} + \frac{\dot{x}_{21} x_{21}}{R_0} + \frac{3\dot{x}_1^2}{2R_0} + \frac{3\dot{x}_1 \dot{x}_{21}}{R_0} + \frac{3\dot{x}_{21}^2}{2R_0} - \\ & - \frac{(3\gamma + 1)\Omega_0^2}{2R_0} x_1^2 - \frac{(3\gamma + 1)\Omega_0^2}{R_0} x_1 x_{21} - \frac{(3\gamma + 1)\Omega_0^2}{2R_0} x_{21}^2 \end{aligned} \right]. \end{aligned} \quad (4.23)$$

З урахуванням того, що $\dot{x}_1 + g\dot{x}_1 + \Omega_0^2 x_1 = a \sin \omega_0 t$ і члени правої частини (4.23) виду x_{21}^2/R_0 , $x_{21}\dot{x}_{21}/R_0$, \dot{x}_{21}^2/R_0 , $x_1 x_{21}/R_0$, $x_{21}\dot{x}_1/R_0$, $\dot{x}_1 \dot{x}_{21}/R_0$, $\dot{x}_{21} x_1/R_0$ малі, оскільки x_{21}/x_1 і x_1/R_0 є значно меншими за одиницю і, крім того, ці члени малі у порівнянні з членами, що залишилися, рівняння (4.23) представимо у вигляді:

$$\ddot{x}_{21} + g\dot{x}_{21} + \Omega_0^2 x_{21} = b \frac{x_1^2}{R_0} - \frac{x_1 \dot{x}_1}{R_0} - \frac{3\dot{x}_1^2}{2R_0}, \quad (4.24)$$

де $b = \frac{(3\gamma + 1)}{2} \Omega_0^2$.

З урахуванням співвідношення (4.21) функцію x_I та її похідні \dot{x}_I і \ddot{x}_I , представимо у вигляді:

$$x_I = A \sin(\omega_0 t + \varphi); \quad \dot{x}_I^2 = A^2 \sin^2(\omega_0 t + \varphi); \quad (4.25)$$

$$\dot{x}_I = A \omega_0 \cos(\omega_0 t + \varphi); \quad \ddot{x}_I = -A \omega_0^2 \sin(\omega_0 t + \varphi) = -x_I \omega_0^2.$$

Враховуючи (4.25) права частина виразу (4.24) матиме вигляд:

$$b \frac{x_I^2}{R_0} - \frac{x_I \dot{x}_I}{R_0} - \frac{3}{2} \frac{\dot{x}_I^2}{R_0} = \frac{A^2}{R_0} \left[\frac{2b - \omega_0^2}{4} - \frac{2b + 5\omega_0^2}{4} \cos 2(\omega_0 t + \varphi) \right]. \quad (4.26)$$

Таким чином, рівняння (4.24) з урахуванням співвідношення (4.26) отримає вигляд:

$$\ddot{x}_{2I} + g \dot{x}_{2I} + \Omega_0^2 x_{2I} = C + D \cos 2(\omega_0 t + \varphi), \quad (4.27)$$

$$\text{де } C = \frac{A^2(2b - \omega_0^2)}{4R_0}; \quad D = \frac{-A^2(2b + 5\omega_0^2)}{4R_0}.$$

Частковий розв'язок рівняння (4.27) подамо у вигляді:

$$x_{2I} = B + A_I \sin[2(\omega_0 t + \varphi) + \zeta], \quad (4.28)$$

де A_I - амплітуда коливань;

φ - зсув по фазі першої гармоніки (визначається згідно формули (4.16));

ζ - зсув по фазі другої гармоніки;

B - постійна інтегрування.

Рівняння (4.27) – лінійне, відповідно, розв'язок (4.28) має вигляд:

$$x_{2I} = A_I e^{j[2(\omega_0 t + \varphi) + \zeta]}. \quad (4.29)$$

З виразу (4.27) знаходимо:

$$\begin{aligned} \dot{x}_{2I} &= A_I e^{j[2(\omega_0 t + \varphi) + \zeta]} \cdot (2j\omega_0); \\ \ddot{x}_{2I} &= A_I e^{j[2(\omega_0 t + \varphi) + \zeta]} \cdot (-4\omega_0^2) \end{aligned} \quad (4.30)$$

Підставивши співвідношення (4.29), (4.30) у вираз (4.27), отримуємо:

$$A_I (-4\omega_0^2 + 2j\omega_0 g + \Omega_0^2) = D. \quad (4.31)$$

Із співвідношення (4.31) визначаємо A_I :

$$A_I = \frac{|D|}{\sqrt{(\Omega_0^2 - 4\omega_0^2)^2 + 4\omega_0^2 g^2}} = \frac{A^2 \left(\frac{2b + 5\omega_0^2}{4R_0} \right)}{\sqrt{(\Omega_0^2 - 4\omega_0^2)^2 + 4\omega_0^2 g^2}}. \quad (4.32)$$

Врахувавши співвідношення (4.15) для амплітуди A , вираз (4.32) має вигляд:

$$\begin{aligned} A_I &= \left(\frac{2b + 5\omega_0^2}{4R_0} \right) a^2 \frac{I}{\left[(\Omega_0^2 - \omega_0^2)^2 + (\omega_0 g)^2 \right] \cdot \sqrt{(\Omega_0^2 - 4\omega_0^2)^2 + 4\omega_0^2 g^2}} = \\ &= \left(\frac{p_m}{\rho_0 R_0} \right)^2 \left(\frac{2b + 5\omega_0^2}{4R_0} \right) \frac{I}{\left[(\Omega_0^2 - \omega_0^2)^2 + (\omega_0 g)^2 \right] \cdot \sqrt{(\Omega_0^2 - 4\omega_0^2)^2 + 4\omega_0^2 g^2}}. \end{aligned} \quad (4.33)$$

Як і вище, вважаємо [129], що безрозмірна частота $\Omega = \omega_0 / \Omega_0$, декремент затухання $\delta = g / \Omega_0$, стабільність $Q = I / \delta$. Врахувавши прийняті позначення, вираз (4.33) представимо у вигляді:

$$\begin{aligned} A_I &= \left(\frac{p_m}{\rho_0 R_0} \right)^2 \left(\frac{2b + 5\omega_0^2}{4R_0} \right) \cdot \frac{I}{\Omega_0^6 \left[(1 - \Omega^2)^2 + (\delta \Omega)^2 \right] \cdot \sqrt{(1 - 4\Omega^2)^2 + 4\Omega^2 \delta^2}} = \\ &= \frac{A_{Im}}{\left[(1 - \Omega^2)^2 + (\delta \Omega)^2 \right] \cdot \sqrt{(1 - 4\Omega^2)^2 + 4\Omega^2 \delta^2}}, \end{aligned} \quad (4.34)$$

де $A_{Im} = \left(\frac{p_m}{\rho_0 R_0} \right)^2 \left(\frac{2b + 5\omega_0^2}{4R_0 \Omega_0^6} \right)$.

Графік залежності A_I / A_{Im} другої гармоніки від частоти Ω при $Q = 10$ ($\delta = 1 / Q = 0,1$) нами приведено на рис. 4.1.

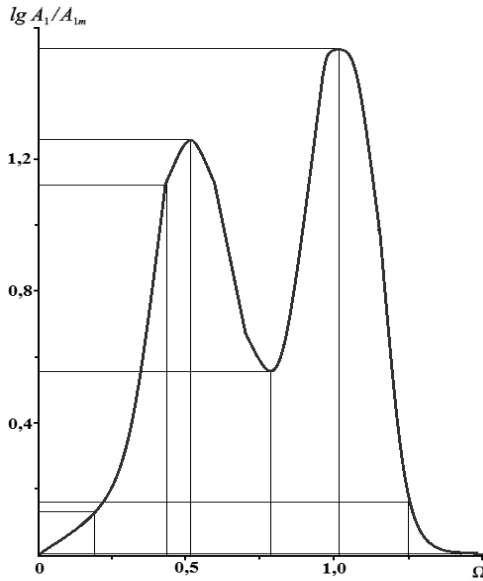


Рисунок 4.1 – Графічна залежність безрозмірної амплітуди коливань A_1 / A_{1m} другої гармоніки від частоти Ω

В табл. 4.1 приведені розрахункові дані відносних амплітуд коливань A_1 / A_{1m} другої гармоніки в залежності від безрозмірної частоти Ω при різних значеннях параметра Q .

Таблиця 4.1 - Відносна амплітуда нелінійних коливань кавітаційного пухирця (перше наближення)

Безрозмірна частота $\Omega = \omega_0 / \Omega_0$	Відносна амплітуда нелінійних коливань кавітаційного пухирця A_1 / A_{1m} при стабільностях Q		
	$Q = 10$	$Q = 50$	$Q = 100$
0	1	1	1
0,25	1,510	1,512	1,513
0,50	17,68	88,45	177,45
0,75	4,0	4,04	4,09
1,0	32,98	832,87	3332,75
1,25	0,511	0,589	0,588
1,50	0,069	0,070	0,071

З рис. 4.1 видно, що друга гармоніка має максимуми при збігу частоти примусової сили з власною частотою кавітаційного пухирця і при частоті примусової сили, що в 2 рази менша за власну. Наявність другої гармоніки коливань, і двогорба резонансна крива – це суттєво нелінійні ефекти, що відсутні при лінійних коливаннях.

Аналіз даних, наведених в табл. 4.1 свідчить про суттєвий вплив стабільності Q на відносну амплітуду коливань кавітаційного пухирця в області резонансних частот. На інших частотах Ω вплив параметра Q на співвідношення A_1 / A_{1m} є несуттєвим.

Таким чином, частковий розв'язок рівняння (4.7) з урахуванням нелінійних ефектів і співвідношення (4.17) матиме вигляд [130]:

$$x = A \sin(\omega_0 t + \varphi) + B + A_1 \sin[2(\omega_0 t + \varphi) + \zeta], \quad (4.35)$$

де амплітуда A_1 визначається за формулою (4.34).

Для прикладу, розглянемо нелінійні коливання кавітаційного пухирця радіусом $R_0 = 0,35 \cdot 10^{-3}$ м при вихідних параметрах: $\rho_0 = 1 \cdot 10^3$ кг/м³; $p_0 = 1 \cdot 10^5$ Па; $p_m = 1 \cdot 10^5$ Па; $\lambda = 4/3$; $\delta = 0,1$ ($Q = 10$).

Виходячи з прийнятих значень, в табл. 4.2 приведені параметри для визначення пульсації кавітаційного пухирця в полі набігаючої хвилі.

Таблиця 4.2 - Параметри для визначення пульсації кавітаційного пухирця

$\omega_0,$ 1/c	$\Omega_0,$ 1/c	$k,$ 1/c	φ	ζ	$A, \text{ м}$	$B, \text{ м}$	$A_1, \text{ м}$
<i>при $\Omega = 1$ (резонанс)</i>							
57140,8	57140,8	0,9	$-\pi/2$	-1,7	$8,75 \cdot 10^{-4}$	$1,81 \cdot 10^{-3}$	$1,82 \cdot 10^{-3}$
<i>при $\Omega = 1,25$</i>							
71415,6	57140,8	0,9	0,22	0,6	$-1,52 \cdot 10^{-4}$	$-2,32 \cdot 10^{-5}$	$4,02 \cdot 10^{-5}$

У випадку резонансу ($Q = 1$) пульсації кавітаційного пухирця, які зумовлені нелінійними ефектами, описуються залежністю:

$$x = 8,75 \cdot 10^{-4} \cos \bar{t} + 1,82 \cdot 10^{-3} \sin(2\bar{t} - 1,7) + 1,81 \cdot 10^{-3}, \quad (4.36)$$

де $\bar{t} = \Omega_0 t$ - безрозмірний час.

При $\Omega = 1,25$, маємо:

$$x = -1,52 \cdot 10^{-4} \sin(1,25\bar{t} + 0,22) + 4,02 \cdot 10^{-5} \sin(2,5\bar{t} + 0,6) - 2,32 \cdot 10^{-5}. \quad (4.37)$$

Користуючись формулами (4.36 – 4.37) приводимо графіки нелінійних коливань кавітаційного пухирця для розглянутих нами вище умов (рис. 4.2).

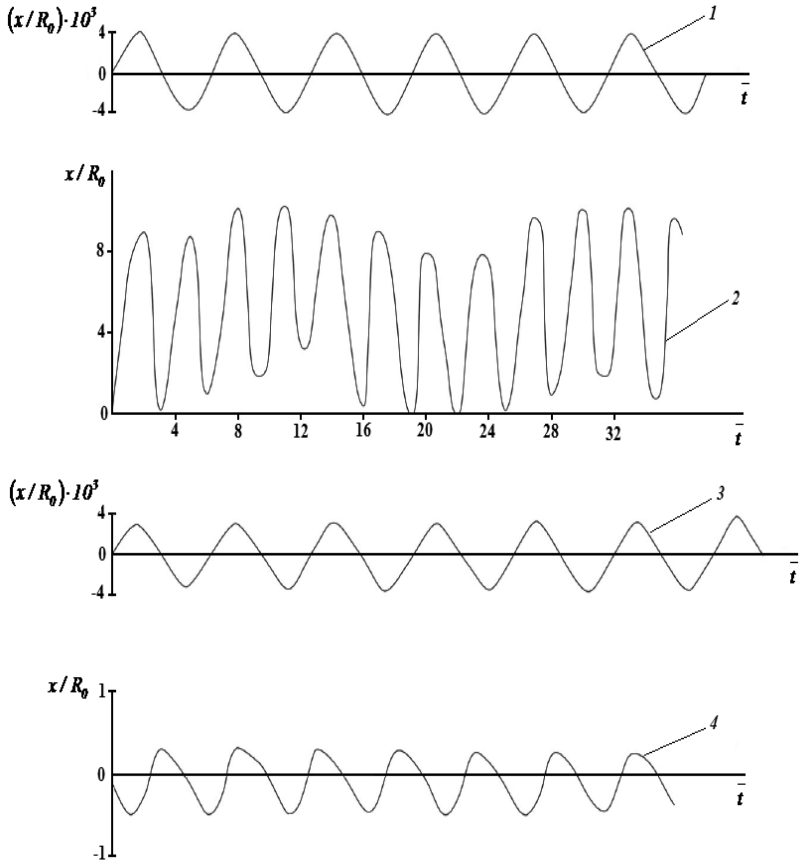


Рисунок 4.2 – Нелінійні коливання кавітаційного пухирця при різних режимах взаємодії з набігаючою хвилею

З рис. 4.2 видно наступне: крива 1 описує коливання середовища, викликані набігаючою хвилею $p_e = p_m \sin \omega_0 t$; крива 2 відповідає резонансу $\Omega = 1$; крива 3

описує зміщення середовища при початковій кавітаційно-імпульсній дії $p_e = p_m \sin 1,25\omega_0 t$; крива 4 відображає нелінійні пульсації кавітаційного пухирця при $\Omega = 1,25$.

Аналіз коливань, представлених на рис. 4.2 (крива 2), показує, що у випадку появи резонансу, максимальні відносні амплітуди відхилень досягають значень порядку $x/R_0 = 10,3$. В абсолютних значеннях це складає $x = 3,605 \cdot 10^{-3}$ м (або 3,605 мм). Для коливань кавітаційного пухирця в полі набігаючої хвилі при $\Omega = 1,25$ (крива 4) максимальні відносні амплітуди пульсацій пухирця складають всього $x/R_0 = 0,497$, або $x = 1,74 \cdot 10^{-4}$ м (0,174 мм) в абсолютних значеннях.

Таким чином, нам вдалося отримати частковий розв'язок (4.36) неоднорідного диференціального рівняння (4.7) з нелінійними членами, що описує коливання кавітаційного пухирця в полі набігаючої хвилі. Встановлено, що основний вклад в коливання пухирця вносять складові його руху, що спричинюються дією примусової сили [131].

Врахування нелінійних членів у рівнянні стану газу (повітря) в кавітаційному пухирці дозволило нам отримати залежність амплітуди нелінійних коливань від частоти зовнішньої дії і власної частоти коливань кавітаційного пухирця, а також від стабільності свердловинного середовища, що визначає його дисипативні властивості. Встановлено, що при $\omega_0 = \Omega_0$, $\omega_0 = 0,5\Omega_0$ амплітуда нелінійних коливань має резонанси. В процесі коливань кавітаційного пухирця на цих частотах випромінюється максимум енергії, яка дисипуючи, призводить до руйнування гірської породи вибою свердловини. Таким чином, в процесі взаємодії набігаючої хвилі тиску з кавітаційним пухирцем в навколишньому середовищі свердловини (промивальній рідині) виникають нелінійні коливання пухирця, максимум амплітуди яких спостерігається на частотах, пов'язаних з власною частотою коливання пухирця. Коливання кавітаційного пухирця, через опір навколишнього середовища його руху (зона високого тиску), супроводжуються дисипацією енергії пухирця (лускання), що йде на руйнування породи [132, 133].

4.2 Вплив нелінійних членів $(x/R_0)^3$ у рівнянні стану газу на характер формування амплітудних характеристик (в другому наближенні)

У попередньому підрозділі (4.2) проведені дослідження впливу врахування нелінійних членів $(x/R_0)^2$ (перше наближення) у рівнянні стану газу (4.3) на характер пульсацій кавітаційного пухирця в полі набігаючої хвилі заданої частоти. Це нами врахування виявило наявність другої гармоніки в нелінійних коливаннях пухирця. Дослідимо вплив наступних наближень на характер нелінійних пульсацій кавітаційного пухирця. Спочатку розглянемо питання впливу кубічної нелінійності на амплітудні характеристики хвильових рухів пухирця. З цією метою рівняння (4.3) запишемо у вигляді (друге наближення) [134]:

$$\left(\frac{R}{R_0}\right)^{-3\gamma} = \left(\frac{x+R_0}{R_0}\right)^{-3\gamma} = \left(1 + \frac{x}{R_0}\right)^{-3\gamma} = 1 - 3\gamma \frac{x}{R_0} + \frac{3\gamma(3\gamma+1)}{2} \left(\frac{x}{R_0}\right)^2 - \frac{3\gamma(3\lambda+1)(3\gamma+2)}{6} \left(\frac{x}{R_0}\right)^3 + \dots \quad (4.38)$$

З урахуванням (4.38) рівняння (4.2) має вигляд:

$$R_0 \dot{x} + \frac{3\gamma p_0}{\rho_0 R_0} x = -\frac{p_m}{\rho_0} \sin \omega_0 t - \left[\begin{aligned} & x \dot{x} + \frac{3}{2} \dot{x}^2 - \frac{3\gamma(3\gamma+1)}{2} \left(\frac{x}{R_0}\right)^2 \frac{p_0}{\rho_0} + \\ & + \frac{3\gamma(3\gamma+1)(3\gamma+2)}{6} \left(\frac{x}{R_0}\right)^3 \frac{p_0}{\rho_0} \end{aligned} \right], \quad (4.39)$$

де $\dot{R} = \dot{x}$; $\dot{R} = \dot{x}$.

Розділивши праву і ліву частини виразу (4.39) на постійну величину R_0 , отримаємо:

$$\dot{x} + \Omega_0^2 x = -\frac{p_m}{\rho_0 R_0} \sin \omega_0 t \left[\begin{aligned} & \frac{x}{R_0} \dot{x} + \frac{3}{2} \left(\frac{\dot{x}}{R_0}\right) \dot{x} - \frac{(3\gamma+1)\Omega_0^2}{2} \frac{x^2}{R_0} + \\ & + \frac{(3\gamma+1)(3\gamma+2)}{6} \Omega_0^2 \frac{x^3}{R_0^2} \end{aligned} \right]. \quad (4.40)$$

Дослідимо рівняння (4.7) з нелінійними членами, що входять до правої

частини рівняння (4.40). Розв'язок рівняння (4.7) будемо знаходити у вигляді $x = x_1 + x_{22}$. Вважаємо [135], як і раніше, що x_1 – частковий розв'язок лінійного рівняння (4.7), що має вигляд (4.21), а x_{22} – мала добавка до лінійних гармонічних коливань, зумовлена наявністю малих за величиною нелінійних членів у виразі (4.40).

Підставивши $x = x_1 + x_{22}$ в рівняння (4.7) з нелінійною частиною, отримаємо:

$$\begin{aligned} & (\dot{x}_1 + g\dot{x}_1 + \Omega_0^2 x_1) + \dot{x}_{22} + g\dot{x}_{22} + \Omega_0^2 x_{22} = a \sin \omega_0 t - \\ & \left[\frac{\dot{x}_1 x_1}{R_0} + \frac{\dot{x}_1 x_{22}}{R_0} + \frac{\dot{x}_{22} x_1}{R_0} + \frac{\dot{x}_{22} 2x_{22}}{R_0} + \frac{3\dot{x}_1^2}{2R_0} + \frac{3\dot{x}_1 \dot{x}_{22}}{R_0} + \frac{3\dot{x}_{22}^2}{2R_0} - \frac{(3\gamma + 1)\Omega_0^2}{2R_0} x_1^2 - \right. \\ & \left. - \frac{(3\gamma + 1)\Omega_0^2}{R_0} x_1 x_{22} - \frac{(3\gamma + 1)\Omega_0^2}{2R_0} x_{22}^2 + \frac{(3\gamma + 1)(3\gamma + 2)\Omega_0^2}{6R_0^2} x_1^3 + \right. \\ & \left. + \frac{(3\gamma + 1)(3\gamma + 2)}{6R_0^2} x_{22}^3 + \frac{(3\gamma + 1)(3\gamma + 2)}{6R_0^2} 3x_1^2 x_{22} + \frac{(3\gamma + 1)(3\gamma + 2)\Omega_0^2}{2R_0^2} x_1 x_{22}^2 \right]. \end{aligned} \quad (4.41)$$

З урахуванням того, що $\dot{x}_1 + g\dot{x}_1 + \Omega_0^2 x_1 = a \sin \omega_0 t$ і члени правої частини (4.41) виду x_{22}^2/R_0 , $x_{22}\dot{x}_{22}/R_0$, \dot{x}_{22}^2/R_0 , $x_1 x_{22}/R_0$, $x_{22}\dot{x}_1/R_0$, $\dot{x}_1 \dot{x}_{22}/R_0$, $\dot{x}_{22} x_1/R_0$ малі (оскільки x_{22}/x_1 і x_1/R_0 значно менші за одиницю) і ці члени малі у порівнянні з членами, що залишилися, рівняння (4.41) представимо у вигляді:

$$\dot{x}_{22} + g\dot{x}_{22} + \Omega_0^2 x_{22} = b \frac{x_1^2}{R_0} - \frac{x_1 \dot{x}_1}{R_0} - \frac{3}{2} \frac{\dot{x}_1^2}{R_0} - d \cdot x_1^3, \quad (4.42)$$

де $b = \frac{(3\gamma + 1)}{2} \Omega_0^2$; $d = \frac{(3\gamma + 1)(3\gamma + 2)}{6R_0^2} \Omega_0^2$.

Вигляд членів правої частини рівняння (4.42) визначимо з урахуванням співвідношення (4.21):

$$\begin{aligned} x_1 &= A \sin(\omega_0 t + \varphi); \quad x_1^2 = A^2 \sin^2(\omega_0 t + \varphi); \quad x_1^3 = A^3 \sin^3(\omega_0 t + \varphi); \\ \dot{x}_1 &= A \omega_0 \cos(\omega_0 t + \varphi); \quad \dot{x}_1 = -A \omega_0^2(\omega_0 t + \varphi) = -x_1 \omega_0^2; \\ \sin^3(\omega_0 t + \varphi) &= \frac{3}{4} \sin(\omega_0 t + \varphi) - \frac{1}{4} \sin 3(\omega_0 t + \varphi). \end{aligned} \quad (4.43)$$

Враховуючи співвідношення (4.43), праву частину рівняння (4.42) після математичних спрощень представимо у вигляді:

$$\frac{A^2}{R_0} \left[\frac{2b - \omega_0^2}{4} - \left(\frac{2b + 5\omega_0^2}{4} \right) \cos 2(\omega_0 t + \varphi) \right] - \frac{3dA^3}{4R_0} \sin(\omega_0 t + \varphi) + \frac{A^3 d}{4R_0} \sin 3(\omega_0 t + \varphi). \quad (4.44)$$

Таким чином, рівняння (4.42) з урахуванням співвідношення (4.44) отримає вигляд:

$$\dot{x}_{22} + g\ddot{x}_{22} + \Omega_0^2 x_{22} = C + L \cos 2(\omega_0 t + \varphi) + M \sin(\omega_0 t + \varphi) + N \sin 3(\omega_0 t + \varphi), \quad (4.45)$$

$$\text{де } C = \frac{A^2(2b - \omega_0^2)}{4R_0}; \quad L = -\frac{A^2(2b + 5\omega_0^2)}{4R_0}; \quad M = -\frac{3dA^3}{4R_0}; \quad N = -\frac{dA^3}{4R_0}.$$

Рівняння (4.45) – лінійне неоднорідне рівняння і його розв’язок складається з суми трьох розв’язків:

$$x_{22} = A_1 \exp j[(\omega_0 t + \varphi) + \zeta_1] + A_2 \exp j[2(\omega_0 t + \varphi) + \zeta_2] + A_3 \exp j[3(\omega_0 t + \varphi) + \zeta_3]. \quad (4.46)$$

Підставивши співвідношення (4.46) та похідні \dot{x}_{22} і \ddot{x}_{22} у рівняння (4.45), визначаємо:

$$A_1 = \frac{-3dA^3}{4R_0 \sqrt{(\Omega_0^2 - \omega_0^2)^2 + \omega_0^2 g^2}};$$

$$A_2 = A^2 \left(\frac{2b + 5\omega_0^2}{4R_0} \right) \cdot \frac{1}{\sqrt{(\Omega_0^2 - 4\omega_0^2)^2 + 4\omega_0^2 g^2}};$$

$$A_3 = \frac{dA^3}{4R_0 \sqrt{(\Omega_0^2 - 9\omega_0^2)^2 + 9\omega_0^2 g^2}}.$$

Враховуючи співвідношення (4.15), коефіцієнти (4.47) мають вигляд:

$$A_1 = \left(\frac{-p_m}{\rho_0 R_0} \right)^3 \frac{15}{4R_0^2 \Omega_0^6} \frac{1}{\left[(1 - \Omega^2)^2 + \Omega^2 \delta^2 \right]^2};$$

$$A_2 = \left(\frac{-p_m}{\rho_0 R_0} \right)^2 \frac{5(1 + \Omega^2)}{4R_0^2 \Omega_0^4 \left[(1 + \Omega^2)^2 + \Omega^2 \delta^2 \right] \cdot \sqrt{(1 - 4\Omega^2)^2 + 4\Omega^2 \delta^2}}; \quad (4.48)$$

$$A_3 = \left(\frac{-p_m}{\rho_0 R_0} \right)^3 \frac{5}{4R_0^2 \Omega_0^6} \cdot \frac{1}{\sqrt{\left[(1 - \Omega^2)^2 + \Omega^2 \delta^2 \right]^3} \cdot \sqrt{(1 - 9\Omega^2)^2 + 9\Omega^2 \delta^2}},$$

де $\Omega = \omega_0 / \Omega_0$ - безрозмірна частота;

$\delta = g / \Omega_0$ - декремент затухання ($Q = 1 / \delta$ - стабільність).

З використанням виразів (4.48) на рис. 4.3 і 4.4 приведені графічні залежності відносних та абсолютних амплітуд коливань першої, другої і третьої гармонік від безрозмірної частоти Ω при наступних параметрах: $R_0 = 0,35 \cdot 10^{-3} \text{ м}$; $p_0 = 1 \cdot 10^5 \text{ Па}$; $p_m = 1 \cdot 10^5 \text{ Па}$; $\rho_0 = 1 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$; $\lambda = 4/3$; $Q = 10$; $\Omega_0 = 57142,8 \text{ 1/с}$; $a = -285714,3 \text{ м}$.

Слід зауважити, що на рис. 4.3 значення відносних амплітуд відкладені в логарифмах.

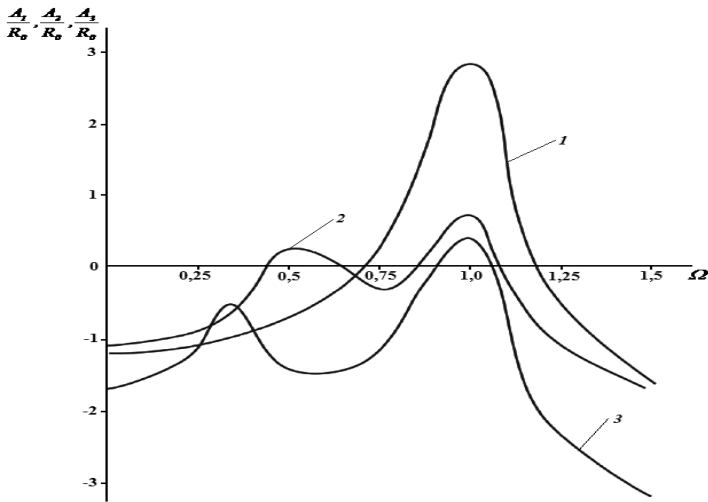


Рисунок 4.3 - Залежності відносних амплітуд коливань від безрозмірної частоти

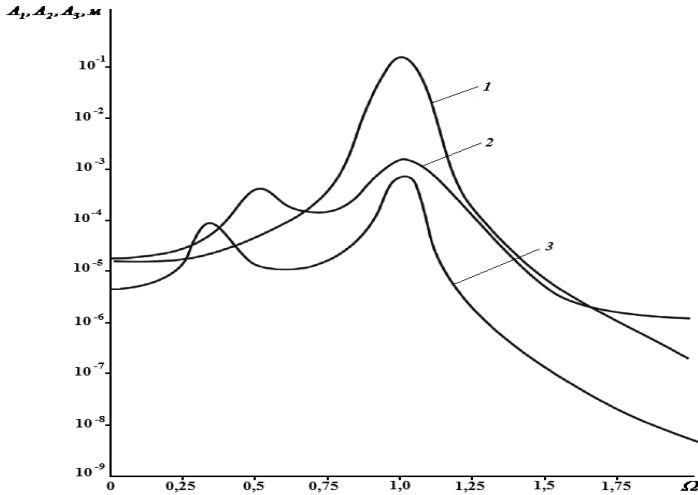


Рисунок 4.4 - Залежності абсолютних амплітуд коливань від безрозмірної частоти

Крива 1 відповідає амплітуді першої гармоніки, 2 – амплітуді другої гармоніки, 3 – амплітуді третьої гармоніки.

Із графіків, приведених на рис. 4.3 і 4.4 видно, що криві 2, 3 мають два явно виражених максимуми, відповідно, на безрозмірних частотах $\Omega = 0,5$; $1,0$ і $\Omega = 0,3$; $1,0$. Врахування не лінійності $(x/R_0)^3$ призводить до появи коливань з частотою $3\omega_0$ (третья гармоніка).

В інтервалі безрозмірних частот $\Omega > 1,5$ (рис. 4.4) амплітуди вказаних гармонік не перевищують значення $1 \cdot 10^{-5}$ м.

В табл. 4.3 приведені відносні амплітуди коливань розглянутих гармонік залежно від безрозмірної частоти.

Таблиця 4.3 - Відносні амплітуди коливань першої (A_1/R_0), другої (A_2/R_0) і третьої (A_3/R_0) гармонік залежно від Ω (друге наближення)

$\Omega = \omega_0 / \Omega_0$	0	0,25	0,35	0,50	0,75	1,0	1,25	1,50
A_1 / R_0	0,051	0,071	0,089	0,176	1,501	585,1	0,528	0,019
A_2 / R_0	0,070	0,119	0,190	1,68	0,487	5,17	0,110	0,020
A_3 / R_0	0,018	0,049	0,268	0,029	0,050	2,37	0,008	0,0005

4.3 Вплив нелінійних членів $(x/R_0)^4$ у рівнянні стану газу на характер формування амплітудних характеристик (в третьому наближенні)

Врахування нелінійних членів четвертого порядку $(x/R_0)^4$ у рівнянні (4.3) приводить рівняння Релея (4.2) до вигляду [136]:

$$R_0 \dot{x} + \frac{3\gamma p_0}{\rho_0} \frac{x}{R_0} = -\frac{p_m}{\rho_0} \sin \omega_0 t - \left[\begin{aligned} & x \dot{x} + \frac{3}{2} \dot{x}^2 - \frac{3\gamma(3\gamma+1)}{2} \left(\frac{x}{R_0} \right)^2 \frac{p_0}{\rho_0} + \\ & + \frac{3\gamma(3\gamma+1)(3\gamma+2)}{6} \left(\frac{p_0}{\rho_0} \right) \left(\frac{x}{R_0} \right)^3 - \\ & - \frac{3\gamma(3\gamma+1)(3\gamma+2)(3\gamma+3)}{24} \left(\frac{p_0}{\rho} \right) \left(\frac{x}{R_0} \right)^4 \end{aligned} \right]. \quad (4.49)$$

Розділивши праву та ліву частини рівняння (4.49) та постійну величину R_0 , отримаємо:

$$\dot{x} + \Omega_0^2 x = -\frac{p_m}{\rho_0 R_0} \sin \omega_0 t - \left[\begin{aligned} & \frac{x}{R_0} \dot{x} + \frac{3}{2} \left(\frac{\dot{x}}{R_0} \right) \dot{x} - \frac{(3\gamma+1)}{2} \frac{\Omega_0^2}{R_0} x^2 + \\ & + \frac{(3\gamma+1)(3\gamma+2)}{6} \Omega_0^2 \frac{x^3}{R_0^2} - \\ & - \frac{(3\gamma+1)(3\gamma+2)(3\gamma+3)}{24} \Omega_0^2 \frac{x^4}{R_0^3} \end{aligned} \right]. \quad (4.50)$$

Із (4.50) після підстановки $x = x_1 + x_{23}$ отримаємо:

$$\begin{aligned}
& (\dot{x}_1 + g\dot{x}_1 + \Omega_0^2 x_1) + (\dot{x}_{23} + g\dot{x}_{23} + \Omega_0^2 x_{23}) = a \sin \omega_0 t - \\
& \left[\begin{aligned}
& \frac{\dot{x}_1 x_1}{R_0} + \frac{\dot{x}_1 x_{23}}{R_0} + \frac{\dot{x}_{23} x_1}{R_0} + \frac{\dot{x}_{23} x_{23}}{R_0} + \frac{\dot{x}_{21} 2x_{22}}{R_0} + \frac{3\dot{x}_1^2}{2R_0} + \frac{3\dot{x}_1 \dot{x}_{23}}{R_0} + \frac{3\dot{x}_{23}^2}{2R_0} - \\
& - \frac{(3\gamma + 1)\Omega_0^2}{2R_0} x_1^2 - \frac{(3\gamma + 1)\Omega_0^2}{R_0} x_1 x_{23} - \frac{(3\gamma + 1)\Omega_0^2}{2R_0} x_{23}^2 + \\
& + \frac{(3\gamma + 1)(3\gamma + 2)\Omega_0^2}{6R_0^2} x_1^3 + \frac{(3\gamma + 1)(3\gamma + 2)}{6R_0^2} x_{23}^3 + \frac{(3\gamma + 1)(3\gamma + 2)}{6R_0^2} 3x_1^2 x_{23} + \\
& + \frac{(3\gamma + 1)(3\gamma + 2)\Omega_0^2}{6R_0^2} x_1 x_{23}^2 - \frac{(3\gamma + 1)(3\gamma + 2)(3\gamma + 3)\Omega_0^2}{24} \times \\
& \times \left(x_1^4 + 4x_1^3 x_{23} + 6x_1^2 x_{23}^2 + 4x_1 x_{23}^3 + x_{23}^4 \right)
\end{aligned} \right] \quad (4.51)
\end{aligned}$$

Враховуючи, що $x_{23}/x_1 \ll 1$ (або $x_{23} \ll x_1$) і $x_1/R_0 \ll 1$ і ці члени набагато менші за тих, що залишилися в правій частині рівняння (4.51), можемо записати:

$$\begin{aligned}
\dot{x}_{23} + g\dot{x}_{23} + \Omega_0^2 x_{23} = & b \frac{x_1^2}{R_0} - \frac{x_1 \dot{x}_1}{R_0} - \frac{3}{2} \frac{\dot{x}_1^2}{R_0} - \frac{(3\gamma + 1)(3\gamma + 2)}{6R_0^2} \Omega_0^2 x_1^3 + \\
& + \frac{(3\gamma + 1)(3\gamma + 2)(3\gamma + 3)}{24R_0^3} \Omega_0^2 x_1^4, \quad (4.52)
\end{aligned}$$

$$\text{де } b = \frac{(3\gamma + 1)}{2} \Omega_0^2.$$

$$\text{Позначивши } d = \frac{(3\gamma + 1)(3\gamma + 2)\Omega_0^2}{6R_0}; \quad f = \frac{(3\gamma + 1)(3\gamma + 2)(3\gamma + 3)}{24R_0^2} \Omega_0^2, \text{ маємо:}$$

$$\dot{x}_{23} + g\dot{x}_{23} + \Omega_0^2 x_{23} = b \frac{x_1^2}{R_0} - \frac{x_1 \dot{x}_1}{R_0} - \frac{3}{2} \frac{\dot{x}_1^2}{R_0} - d \frac{x_1^3}{R_0} + f \frac{x_1^4}{R_0}. \quad (4.53)$$

Із (4.53) визначимо вид членів в правій частині:

$$x_1 = A \sin(\omega_0 t + \varphi); \quad x_1^2 = A^2 \sin^2(\omega_0 t + \varphi) = \frac{A^2}{2} [1 - \cos 2(\omega_0 t + \varphi)];$$

$$\dot{x}_1 = A \omega_0 \cos(\omega_0 t + \varphi); \quad \dot{x}_1^2 = -A \omega_0^2 \sin(\omega_0 t + \varphi) = -x_1 \omega_0^2;$$

$$x_1^3 = A^3 \sin^3(\omega_0 t + \varphi) = A^3 \left[\frac{3}{4} \sin(\omega_0 t + \varphi) - \frac{1}{4} \sin 3(\omega_0 t + \varphi) \right];$$

$$x_1^4 = A^4 \sin^4(\omega_0 t + \varphi).$$

Враховуючи [137], що

$$\sin^4 a = \frac{1}{8}(\cos 4a - 4 \cos 2a + 3),$$

$x_1^4 = \frac{A^4}{8}[\cos 4(\omega_0 t + \varphi) - 4 \cos 2(\omega_0 t + \varphi) + 3]$, праву частину (4.53) після нескладних

математичних перетворень представимо у вигляді:

$$\left[\frac{A^2}{4R_0}(2b - \omega_0^2) + \frac{3fA^4}{8R_0} \right] - \frac{3dA^3}{4R_0} \sin(\omega_0 t + \varphi) - \left[\frac{A^2}{4R_0}(2b + 5\omega_0^2) + \frac{fA^4}{2R_0} \right] \times \quad (4.54)$$

$$\times \cos 2(\omega_0 t + \varphi) + \frac{dA^3}{4R_0} \sin 3(\omega_0 t + \varphi) + \frac{fA^4}{8R_0} \cos 4(\omega_0 t + \varphi).$$

З урахуванням (4.54) рівняння (4.53) отримає вигляд:

$$\ddot{x}_{23} + g\dot{x}_{23} + \Omega_0^2 x_{23} = B_1 + B_2 \sin(\omega_0 t + \varphi) + B_3 \cos 2(\omega_0 t + \varphi) + \quad (4.55)$$

$$+ B_4 \sin 3(\omega_0 t + \varphi) + B_5 \cos 4(\omega_0 t + \varphi),$$

$$\text{де } B_1 = \frac{A^2(2b - \omega_0^2)}{4R_0} + \frac{3fA^4}{8R_0}; \quad B_2 = -\frac{3dA^3}{4R_0}; \quad B_3 = -\left[\frac{A^2(2b + 5\omega_0^2)}{4R_0} + \frac{fA^4}{2R_0} \right];$$

$$B_4 = \frac{dA^3}{4R_0}; \quad B_5 = \frac{fA^4}{8R_0}.$$

При $\gamma = 4/3$ значення введених коефіцієнтів дорівнюють:

$$b = \frac{5}{2}\Omega_0^2; \quad d = \frac{5\Omega_0^2}{R_0}; \quad f = \frac{35}{4}\frac{\Omega_0^2}{R_0^2}; \quad B_1 = \frac{A^2}{4R_0}\left(5\Omega_0^2 - \omega_0^2 + \frac{105}{8}A^2\frac{\Omega_0^2}{R_0^2}\right);$$

$$B_2 = -\frac{15}{4}\frac{A^3\Omega_0^2}{R_0^2}; \quad B_3 = -\frac{5}{4}\frac{A^2}{R_0}\left(\Omega_0^2 + \omega_0^2 + \frac{7}{2}A^2\frac{\Omega_0^2}{R_0^2}\right); \quad B_4 = \frac{5}{4}\frac{A^3}{R_0^2}\Omega_0^2;$$

$$B_5 = \frac{35}{32}\frac{A^4}{R_0^3}\Omega_0^2.$$

Частковий розв'язок нелінійного рівняння (4.55) наступний:

$$x_{23} = K_1 e^{j[(\omega_0 t + \varphi) + \zeta_1]} + K_2 e^{j[2(\omega_0 t + \varphi) + \zeta_2]} + K_3 e^{j[3(\omega_0 t + \varphi) + \zeta_3]} + \quad (4.56)$$

$$+ K_4 e^{j[4(\omega_0 t + \varphi) + \zeta_4]}.$$

Підставивши (4.56) та похідні \dot{x}_{23} і \dot{x}_{23} в рівняння (4.55), знайдемо значення коефіцієнтів:

$$\begin{aligned}
 K_1 &= -\frac{15}{4} \frac{A^3 \Omega_0^2}{R_0} \cdot \frac{1}{\sqrt{(\Omega_0^2 - \omega_0^2)^2 + \omega_0^2 g^2}}; \\
 K_2 &= \left\{ -\frac{5}{4} \frac{A^2}{R_0} \left[\Omega_0^2 + \omega_0^2 + \frac{7}{2} \frac{A^2}{R_0^2} \Omega_0^2 \right] \right\} \cdot \frac{1}{\sqrt{(\Omega_0^2 - 4\omega_0^2)^2 + 4\omega_0^2 g^2}}; \\
 K_3 &= \frac{\frac{5}{4} \frac{A^3}{R_0^2} \Omega_0^2}{\sqrt{(\Omega_0^2 - 9\omega_0^2)^2 + 9\omega_0^2 g^2}}; \quad K_4 = \frac{\frac{35}{32} \frac{A^4}{R_0^3} \Omega_0^2}{\sqrt{(\Omega_0^2 - 16\omega_0^2)^2 + 16\omega_0^2 g^2}}.
 \end{aligned} \tag{4.57}$$

Враховуючи співвідношення (4.15), коефіцієнти (4.57) отримають вигляд:

$$\begin{aligned}
 K_1 &= -\frac{15a^3}{4R_0^2 \Omega_0^6} \cdot \frac{1}{\left[(l - \Omega^2)^2 + \Omega^2 \delta^2 \right]^2}; \\
 K_2 &= \left(-\frac{5a^2}{4R_0 \Omega_0^4} \right) \cdot \frac{1}{(l - \Omega^2)^2 + \Omega^2 \delta^2} \cdot \left[l + \Omega^2 + \frac{7}{2} \frac{a^2}{R_0^2 \Omega_0^4 (l - \Omega^2)^2 + \Omega^2 \delta^2} \right] \times \\
 &\times \frac{1}{\sqrt{(l - 4\Omega^2)^2 + 4\Omega^2 \delta^2}}; \\
 K_3 &= \frac{5a^3}{4R_0^2 \Omega_0^6} \cdot \frac{1}{\sqrt{\left[(l - \Omega^2)^2 + \Omega^2 \delta^2 \right]^3}} \cdot \frac{1}{\sqrt{(l - 9\Omega^2)^2 + 9\Omega^2 \delta^2}}; \\
 K_4 &= \frac{35a^4}{32R_0^3 \Omega_0^8} \cdot \frac{1}{\sqrt{\left[(l - \Omega^2)^2 + \Omega^2 \delta^2 \right]^2}} \cdot \frac{1}{\sqrt{(l - 16\Omega^2)^2 + 16\Omega^2 \delta^2}},
 \end{aligned} \tag{4.58}$$

де $a = -\frac{p_m}{\rho_0 R_0}$.

У якості прикладу для визначення значень амплітудних коефіцієнтів відповідних гармонік нами прийняті наступні значення: $R_0 = 0,35 \cdot 10^{-3} \text{ м}$; $p_m = 1 \cdot 10^5 \text{ Па}$; $p_0 = 1 \cdot 10^5 \text{ Па}$; $\Omega_0 = 57141,8$; $a = -285712,3$; $\delta = 0,1$.

При таких значеннях вихідних параметрів з урахуванням формул (4.58) нами отримані залежності амплітуд K_1 , K_2 , K_3 , K_4 відповідних гармонік від параметру Ω :

$$\begin{aligned}
 K_1 &= 7,14 \cdot 10^{-5} \cdot \frac{I}{\left[(1 - \Omega^2)^2 + 0,01\Omega^2 \right]^2}; \\
 K_2 &= (2,74 \cdot 10^{-5}) \cdot \frac{I}{(1 - \Omega^2)^2 + 0,01\Omega^2} \cdot \left[1 + \Omega^2 + \frac{0,22}{(1 - \Omega^2)^2 + 0,01\Omega^2} \right] \times \\
 &\times \frac{I}{\sqrt{(1 - 4\Omega^2)^2 + 0,04\Omega^2}}; \\
 K_3 &= (6,84 \cdot 10^{-6}) \cdot \frac{I}{\left[\sqrt{(1 - \Omega^2)^2 + 0,01\Omega^2} \right]^3} \cdot \frac{I}{\sqrt{(1 - 9\Omega^2)^2 + 0,09\Omega^2}}; \\
 K_4 &= (1,5 \cdot 10^{-6}) \cdot \frac{I}{\left[\sqrt{(1 - \Omega^2)^2 + 0,01\Omega^2} \right]^2} \cdot \frac{I}{\sqrt{(1 - 16\Omega^2)^2 + 0,16\Omega^2}}.
 \end{aligned} \tag{4.59}$$

В табл. 4.4 приведені відносні значення амплітуд відповідних гармонік нелінійних коливань газового пухиря в полі набігаючої хвилі $p_e = p_m \sin \omega_0 t$.

Таблиця 4.4 - Відносні амплітуди коливань першої (K_1 / R_0), другої (K_2 / R_0), третьої (K_3 / R_0) і четвертої гармонік (K_4 / R_0) залежно від Ω (третє наближення)

$\Omega = \omega_0 / \Omega_0$	0	0,25	0,35	0,50	0,75	1,0	1,25	1,50
K_1 / R_0	0,200	0,259	0,315	0,636	5,251	2039,3	1,78	0,079
K_2 / R_0	0,090	0,149	0,228	2,256	0,502	61,8	0,139	0,019
K_3 / R_0	0,017	0,051	0,269	0,031	0,051	2,40	0,008	0,0005
K_4 / R_0	0,004	0,053	0,009	0,004	0,011	2,77	0,001	$4,85 \cdot 10^{-5}$

На рис. 4.5 в логарифмічних координатах з використанням формул (4.59) побудовані графіки зміни відносних амплітуд першої (крива 1), другої (крива 2), третьої (крива 3) і четвертої (крива 4) гармонік від безрозмірного параметра Ω .

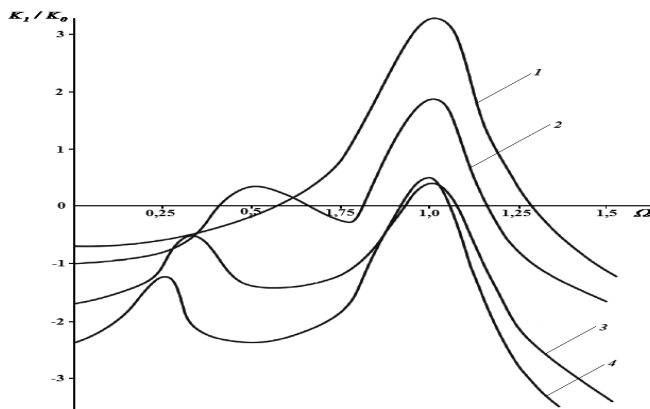


Рисунок 4.5 - Графіки зміни відносних амплітуд гармонік від безрозмірного параметра Ω

При врахуванні у рівнянні стану нелінійності $(x/R_0)^4$ з'являються коливання кавітаційного пухирця з частотою $4\omega_0$, які, як видно з таблиці 4.4, незначні. Лише при значеннях $\Omega = 0,25$ і $\Omega = 1$ є сплески відносних амплітуд. Подальше врахування нелінійних членів у розкладу за степенями (x/R_0) у рівнянні стану газу дає незначне збільшення амплітуди коливань.

З аналізу графіків, приведених нами на рис. 4.3 і 4.5, видно, що криві 2 (друга гармоніка) в інтервалі зміни параметра $\Omega = 0 \div 0,8$ практично співпадають.

В інтервалі безрозмірних частот $\Omega = 0,8 \div 1,4$ ці криві мають суттєву відмінність, особливо при $\Omega = 1$. Відносні амплітуди третьої гармоніки $3\omega_0$ у другому та третьому наближеннях співпадають (криві 3). При цьому максимуми амплітуд досягаються при $\Omega = 0,33$ і $\Omega = 1,0$. Врахування третього наближення (нелінійність $(x/R_0)^4$) призводить до появи коливань з частотою $4\omega_0$.

Таким чином, характер зміни амплітуд відповідних гармонік суттєво залежить від безрозмірного параметра Ω , а значить і від частоти ω_0 набігаючої на кавітаційний пухирець хвилі. Збільшення амплітуд гармонічних коливань спостерігається при певних значеннях параметру Ω і має явно виражений

нелінійний характер (про що свідчить наявність двох пікових значень для другої, третьої і четвертої гармонік).

4.4 Дослідження амплітудно-частотного спектру хвильового поля, випромінюваного кавітаційним пухирцем при взаємодії з набігаючою хвилею

В підрозділі 4.1 нелінійне рівняння Релея апроксимувалось моделлю нелінійного осцилятора з демпфіруванням [138]:

$$\dot{x} + g\dot{x} + \Omega_0^2 x = F(x), \quad (4.60)$$

де $F(x)$ - нелінійна функція, яка моделює примусову дію на кавітаційний пухирець;

g - параметр демпфірування.

При дослідженнях нелінійних коливань кавітаційного пухирця в першому і наступних наближеннях функція $F(x)$ визначалась, відповідно, співвідношеннями:

- при першому припущенні:

$$F_1(x) = a \sin \omega_0 t - \left[\dot{x} \left(\frac{x}{R_0} \right) + \frac{3}{2} \left(\frac{\dot{x}}{R_0} \right) \dot{x} - \frac{(3\gamma + 1) \Omega_0^2}{2 R_0} x^2 \right];$$

- при другому припущенні:

$$F_2(x) = a \sin \omega_0 t - \left[\dot{x} \left(\frac{x}{R_0} \right) + \frac{3}{2} \left(\frac{\dot{x}}{R_0} \right) \dot{x} - \frac{(3\gamma + 1) \Omega_0^2}{2 R_0} x^2 + \frac{(3\gamma + 1)(3\gamma + 2) \Omega_0^2}{6} \frac{x^3}{R_0^2} \right];$$

- при третьому припущенні:

$$F_3(x) = a \sin \omega_0 t - \left[\dot{x} \left(\frac{x}{R_0} \right) + \frac{3}{2} \left(\frac{\dot{x}}{R_0} \right) \dot{x} - \frac{(3\gamma + 1) \Omega_0^2}{2 R_0} x^2 + \frac{(3\gamma + 1)(3\gamma + 2) \Omega_0^2}{6} \frac{x^3}{R_0^2} - \frac{(3\gamma + 1)(3\gamma + 2)(3\gamma + 3) \Omega_0^2}{24} \frac{x^4}{R_0^3} \right].$$

Із використанням цієї моделі знайдені частинні розв'язки нелінійних

рівнянь, які описують коливання з частотами $2\omega_0$, $3\omega_0$ і $4\omega_0$.

Оскільки рівняння (4.60) – є нелінійне, застосування до нього перетворення Фур'є стає неможливим, а отже в загальному випадку знайти амплітудно-частотний спектр хвиль тиску ми не можемо.

З метою дослідження амплітудно-частотного спектру хвиль тиску, які створюються внаслідок лускання кавітаційного пухирця в полі набігаючої хвилі заданої конфігурації, в роботах [139, 140] одержано лінійне інтегрально-диференціальне рівняння, що описує динаміку кавітаційного пухирця. В даному підрозділі на основі зазначеного інтегрально-диференціального рівняння одержана формула для визначення амплітудно-частотного спектру в залежності від параметрів середовища та набігаючої хвилі $p_e(t)$.

Розглянемо динаміку взаємодії нестационарної хвилі тиску з кавітаційним пухирцем газу (повітря), що знаходиться на ранньому етапі в рівноважному стані, із оточуючим його агресивним свердловинним середовищем.

Для цього приймемо наступні припущення [141, 142]:

- дифракцією фронту хвиль на пухирці нехтуємо;
- кавітаційний пухирець зберігає сферичну форму в процесі деформування;
- амплітуда деформацій є малою в порівнянні з початковим радіусом кавітаційного пухирця.

В такому випадку запишемо рівняння динаміки кавітаційного пухирця в полі набігаючої хвилі $p_e(t)$:

$$p_c(t) = p_e(t) + p_v(t) + p_n(t), \quad (4.61)$$

де $p_c(t)$ - надлишковий тиск газу або повітря в кавітаційному пухирці;

$p_v(t)$ - тиск випромінювання при пульсації сфери з малою амплітудою в свердловинному середовищі;

$p_n(t)$ - втрати тиску за рахунок в'язкості промивної рідини та за рахунок сил поверхневого натягу.

Надлишковий тиск газу (повітря) $p_c(t)$ в кавітаційному пухирці знайдемо, скориставшись рівнянням стану газу:

$$p_c(t) = p_0 \left[\left(\frac{R_0}{R} \right)^{3\gamma} - 1 \right], \quad (4.62)$$

де p_0 - гідростатичний тиск в свердловині.

Закон зміни радіуса кавітаційного пухирця для зручності нам вигідно представити у вигляді:

$$R(t) = R_0 + R_I(t), \quad (4.63)$$

де R_0 , $R_I(t)$ - відповідно початковий і змінний радіуси кавітаційного пухирця.

Підставивши вираз (4.63) в рівняння (4.62) і виконавши лінеаризацію, отримаємо:

$$p_c(t) = -3\gamma p_0 \frac{R_I}{R_0}. \quad (4.64)$$

Тиск випромінювання, який створюється внаслідок лускання сферичного кавітаційного пухирця в свердловинному середовищі при взаємодії його з набігаючою хвилею малої амплітуди, має вигляд:

$$p_v(t) = \rho_0 c_0 \left[\dot{R}_I - a \int_0^t \dot{R}(\tau) e^{-a(t-\tau)} d\tau \right], \quad (4.65)$$

де ρ_0 - щільність свердловинного середовища;

$a = c_0 / R_0$; c_0 - швидкість поширення хвиль в свердловинному середовищі.

Втрати тиску за рахунок в'язкості промивної рідини $p_{n1}(t)$ і за рахунок сил поверхневого натягу $p_{n2}(t)$, згідно [134], мають вигляд:

$$p_{n1}(t) = \frac{4\eta}{R_0} \dot{R} \approx \frac{4\eta}{R_0} \dot{R}_I; \quad (4.66)$$

$$p_{n2}(t) = \frac{2\sigma}{R} = \frac{2\sigma}{R_0 + R_I} \approx 2\sigma \left(\frac{1}{R_0} - \frac{R_I}{R_0^2} \right), \quad (4.67)$$

де σ - коефіцієнт поверхневого натягу кавітаційного пухирця, Н/м;

η - динамічний коефіцієнт в'язкості, Па·с.

Приймаючи до уваги вирази (4.64) - (4.67), рівняння (4.61) перетворимо до вигляду:

$$\begin{aligned} & \dot{R}_I \left(1 + \frac{4\eta}{\rho_0 c_0 R_0} \right) - a \int_0^t \dot{R}_I(\tau) e^{-a(t-\tau)} d\tau + \left(\frac{3\gamma p_0}{\rho_0 c_0 R_0} - \frac{2\sigma}{\rho_0 c_0 R_0^2} \right) R_I = \\ & = -\frac{p_\varepsilon(t)}{\rho_0 c_0} - \frac{2\sigma}{\rho_0 c_0 R_0}. \end{aligned} \quad (4.68)$$

Ввівши позначення

$$a = 1 + \frac{4\eta}{\rho_0 c_0 R_0}; \quad 2\beta_0 = 1 + \frac{3\gamma p_0}{\rho_0 c_0 R_0} - \frac{2\sigma}{\rho_0 c_0 R_0^2},$$

рівняння (4.68) ми можемо записати у вигляді:

$$\dot{R}_I - \frac{a}{\psi} \int_0^t \dot{R}_I(\tau) e^{-a(t-\tau)} d\tau + \frac{2\beta_0}{\psi} R_I = -\frac{1}{\psi \rho_0 c_0} \cdot \left(p_\varepsilon(t) + \frac{2\sigma}{R_0} \right). \quad (4.69)$$

Знайдемо розв'язок рівняння (4.69) за допомогою операційного методу, враховуючи, що під інтегралом стоїть згортка двох функцій – $f_1(t) = e^{-a(t-\tau)}$ і $f_2(t) = \dot{R}_I(\tau)$ [143]. Після застосування перетворення Лапласа за змінною t при нульових початкових умовах $R_I(0) = \dot{R}_I(0) = 0$ отримуємо:

$$sR_I^L - \frac{a}{\psi} \cdot \frac{s}{s+a} R_I^L + \frac{2\beta_0}{\psi} R_I^L = -\frac{p_\varepsilon^L}{\rho_0 c_0 \psi} - \frac{2\sigma}{\rho_0 c_0 \psi R_0} \cdot \frac{1}{s}, \quad (4.70)$$

де R_I^L - перетворення Лапласа за змінною t функції $R_I(t)$;

p_ε^L - перетворення Лапласа функції $p_\varepsilon(t)$;

s - комплексний параметр.

Із виразу (4.70) знаходимо зображення R_I^L :

$$R_I^L \frac{s^2 + s \left(a - \frac{a}{\psi} + \frac{2\beta_0}{\psi} \right) + \frac{2\beta_0 a}{\psi}}{s+a} = -\frac{p_\varepsilon^L}{\rho_0 c_0 \psi} - \frac{2\sigma}{\rho_0 c_0 \psi R_0} \cdot \frac{1}{s}. \quad (4.71)$$

$$R_I^L = \frac{-1}{\rho_0 c_0 \psi} \left[\frac{p_\varepsilon^L (s+a)}{(s+\beta)^2 + \Omega^2} + \frac{2\sigma (s+a)}{R_0 s [(s+\beta)^2 + \Omega^2]} \right], \quad (4.72)$$

де $2\beta = \frac{a(\psi-1)}{\psi} + \frac{2\beta_0}{\psi}$; $\Omega^2 = \Omega_0^2 - \beta^2$; $\Omega_0^2 = \frac{2\beta_0 a}{\psi}$.

Вираз (4.72) описує в нашому випадку малі пульсації кавітаційного пухирця

в полі хвиль тиску в області зображень за Лапласом. Цей вираз співпадає з раніше одержаним результатом, що приведений в роботі [134] при $\sigma = 0$.

Застосувавши до виразу (4.65) перетворення Лапласа за змінною t при цьому врахувавши нульові початкові умови, отримаємо:

$$p_v^L = \rho_0 c_0 \left(s R_I^L - \frac{a s R_I^L}{s+a} \right), \quad (4.73)$$

де p_v^L , R_I^L - перетворення Лапласа функцій відповідно $p_v(t)$ і $R_I(t)$.

У вираз (4.73) входить перетворення Лапласа функції змінного радіуса кавітаційного пухирця R_I^L . Ця величина визначається виразом (4.72).

Якщо підставити в (4.73) значення R_I^L , знайдене з виразу (4.72) отримаємо:

$$\begin{aligned} p_v^L &= \rho_0 c_0 R_I^L \frac{s^2}{s+a} = \rho_0 c_0 \frac{s^2}{s+a} \left(-\frac{I}{\rho_0 c_0 \psi} \right) \left[\frac{p_6^L (s+a)}{(s+\beta)^2 + \Omega^2} + \frac{2\sigma(s+a)}{R_0 s [(s+\beta)^2 + \Omega^2]} \right] = \\ &= \left(-\frac{I}{\psi} \right) \frac{s^2}{s+a} \left[\frac{p_6^L R_0 s (s+a) + 2\sigma s + a}{R_0 s [(s+\beta)^2 + \Omega^2]} \right] = \\ &= \left(-\frac{I}{\psi} \right) \frac{s}{R_0 [(s+\beta)^2 + \Omega^2]} \cdot (p_6^L R_0 s + 2\sigma). \end{aligned} \quad (4.74)$$

При імпульсній дії виду $p_6 = p_m e^{-\theta t}$ на свердловинне середовище з кавітаційним пухирцем зображення за Лапласом p_6^L має вигляд:

$$p_6^L = \frac{p_m}{s+\theta}. \quad (4.75)$$

Врахувавши (4.75) вираз (4.74) представимо у вигляді:

$$\begin{aligned} p_v^L &= \left(-\frac{I}{\psi} \right) \frac{s}{R_0 [(s+\beta)^2 + \Omega^2]} \left(\frac{p_m R_0 s}{s+\theta} + 2\sigma \right) = \left(-\frac{I}{\psi R_0} \right) \frac{s}{(s+\beta)^2 + \Omega^2} \times \\ &\times \frac{p_m R_0 s + 2\sigma(s+\theta)}{s+\theta} = \left(-\frac{I}{\psi R_0} \right) \frac{s}{(s+\beta)^2 + \Omega^2} \cdot \frac{(p_m R_0 + 2\sigma)s + 2\sigma\theta}{s+\theta} = \\ &= \frac{(p_m R_0 + 2\sigma)s^2 + 2\sigma\theta s}{(-\psi R_0)(s+\theta)[(s+\beta)^2 + \Omega^2]}. \end{aligned} \quad (4.76)$$

Провівши ряд математичних перетворень у знаменнику виразу (4.76), отримаємо:

$$p_v^L = -\frac{(p_m R_0 + 2\sigma)s^2 + 2\sigma\theta s}{\psi R_0 [s^3 + (2\beta + \theta)s^2 + (\beta^2 + \Omega^2 + 2\theta\beta)s + \theta(\beta^2 + \Omega^2)]}. \quad (4.78)$$

Підставивши в отриманий вираз (4.78) значення комплексного параметру $s = j\omega$ і взявши модуль комплексної величини $p_v^L = (j\omega)$, отримаємо амплітудно-частотний спектр хвиль тиску, що випромінюються кавітаційним пухирцем при лусканні в свердловинному середовищі при взаємодії його з набігаючою хвилею:

$$S_{p_v}(\omega) = \frac{1}{\psi R_0} \cdot \frac{\sqrt{(p_m R_0 + 2\sigma)^2 \omega^4 + 4\sigma^2 \theta^2 \omega^2}}{\sqrt{(n - \omega^2 l)^2 + (\omega m - \omega^3)^2}}, \quad (4.79)$$

де

$$l = 2\beta + \theta; \quad n = \theta(\beta^2 + \Omega^2); \quad m = \beta^2 + \Omega^2 + 2\theta\beta. \quad (4.80)$$

Після відповідних математичних перетворень у знаменнику виразу (4.79) з урахуванням введених позначень (4.80), амплітудно-частотний спектр S_{p_v} набуде вигляду:

$$S_{p_v}(\omega) = \frac{1}{\psi R_0} \cdot \left\{ \frac{\left[\left[(p_m R_0 + 2\sigma)^2 \omega^4 + 4\sigma^2 \theta^2 \omega^2 \right] / \right.}{\left. \left[\begin{aligned} &\omega^6 + \omega^4 (2(\beta^2 - \Omega^2) + \theta^2) + \\ &+ \omega^2 \left((\beta^2 + \Omega^2)^2 + \right. \right. \\ &\left. \left. (2\theta^2 (\beta^2 - \Omega^2)) \right) + \right. \\ &\left. \left. + (\beta^2 + \Omega^2)^2 \theta^2 \right] \right]} \right\}. \quad (4.81)$$

Ввівши безрозмірну частоту $\varpi = \omega / \beta$, вираз (4.81) представимо у вигляді:

$$S_{p_v}(\varpi) = \frac{1}{\psi R_0 \beta} \left\{ \left[\frac{(p_m R_0 + 2\sigma)^2 \varpi^4 + 4\sigma^2 \frac{\theta^2}{\beta^2} \varpi^2}{\varpi^6 + \varpi^4 \left(2 \left(1 - \frac{\Omega^2}{\beta^2} \right) + \frac{\theta^2}{\beta^2} \right) + \varpi^2 \left(\left(1 + \frac{\Omega^2}{\beta^2} \right)^2 + 2 \frac{\theta^2}{\beta^2} \left(1 - \frac{\Omega^2}{\beta^2} \right) \right) + \left(1 + \frac{\Omega^2}{\beta^2} \right)^2 \frac{\theta^2}{\beta^2}} \right] \right\}^{0,5} \quad (4.82)$$

У випадку імпульсної дії $p_e(t)$ в ступінчатого профілю ($\theta = 0$) вираз (4.82) має вигляд:

$$S_{p_v}(\varpi) = \frac{1}{\psi R_0 \beta} \cdot \frac{(p_m R_0 + 2\sigma)\varpi}{\sqrt{\varpi^4 + 2\varpi^2 \left(1 - \frac{\Omega^2}{\beta^2} \right) + \left(1 + \frac{\Omega^2}{\beta^2} \right)^2}} \quad (4.83)$$

Вихідні дані для визначення та дослідження амплітудно-частотних спектрів поля хвиль тиску $p_v(t)$ при різних значеннях R_0 та c_0 приведені в табл. 4.5 і 4.6. Початкові значення параметрів наступні: $p_m = 5 \cdot 10^6$ Па; $\rho_0 = 900$ кг/м³; $\sigma = 0,026$ Н/м; $p_0 = 1 \cdot 10^6$ Па; $\theta = 1,5 \cdot 10^5$ 1/с; $\psi = 1,1$.

Таблиця 4.5 - Вихідні дані для визначення амплітудно-частотних спектрів випромінюваних хвиль тиску при різних значеннях R_0

Параметри, розмірність	Значення R_0 , м			
	$R_0 = 0,35 \cdot 10^{-2}$	$R_0 = 0,35 \cdot 10^{-3}$	$R_0 = 0,35 \cdot 10^{-4}$	$R_0 = 0,35 \cdot 10^{-5}$
ψ , 1/с	371428,57	3714285,7	37142857,0	$3,7142857 \cdot 10^8$
β_0 , 1/с	488,4	4883,76	48821,88	486586,04
β , 1/с	17327,12	173271,01	1,7326953	17325468,0
β_0^2 , 1/с ²	$3,0023 \cdot 10^8$	$3,0023 \cdot 10^{10}$	$3,00223 \cdot 10^{12}$	$3,00172 \cdot 10^{14}$
β^2 , 1/с ²	$2,959 \cdot 10^7$	$2,958 \cdot 10^9$	$2,948 \cdot 10^{11}$	$2,844 \cdot 10^{13}$
Ω^2 / β^2	$9,859 \cdot 10^{-2}$	$9,855 \cdot 10^{-2}$	$9,821 \cdot 10^{-2}$	$9,472 \cdot 10^{-2}$
θ^2 / β^2	74,943	0,749	$7,494 \cdot 10^{-3}$	$7,496 \cdot 10^{-5}$

Використовуючи дані табл. 4.5 та співвідношення (4.82), одержані формули для розрахунку амплітудно-частотних спектрів в залежності від радіуса кавітаційного пухирця R_0 при $c_0 = 1300$ м/с:

- при $R_0 = 0,35 \cdot 10^{-2}$ м:

$$S_{p_v}(\omega) = 1,5 \cdot 10^{-2} \left[\frac{(3,063 \cdot 10^8 \omega^4 + 2,026 \cdot 10^{-1} \omega^2)}{(\omega^6 + 76,746 \omega^4 + 136,316 \omega^2 + 90,449)} \right]^{0,5}; \quad (4.84)$$

- при $R_0 = 0,35 \cdot 10^{-3}$ м:

$$S_{p_v}(\omega) = 1,5 \cdot 10^{-2} \left[\frac{(3062682 \omega^4 + 2,026 \cdot 10^{-2} \omega^2)}{(\omega^6 + 2,553 \omega^4 + 2,558 \omega^2 + 0,905)} \right]^{0,5}; \quad (4.85)$$

- при $R_0 = 0,35 \cdot 10^{-5}$ м:

$$S_{p_v}(\omega) = 1,5 \cdot 10^{-2} \left[\frac{(308,073 \omega^4 + 2,027 \cdot 10^{-7} \omega^2)}{(\omega^6 + 2,553 \omega^4 + 2,558 \omega^2 + 8,983 \cdot 10^{-5})} \right]^{0,5}. \quad (4.86)$$

На основі формул (4.84 – 4.86) нами розраховані амплітудно-частотні спектри поля тиску p_v від радіуса кавітаційного пухирця R_0 при $c_0 = 1300$ м/с, за якими побудовано графічні залежності, наведені нижче на рис. 4.6. По осі ординат відкладено значення безрозмірної нормованої амплітуди амплітудно-частотного спектру $\bar{S}_{p_v}(\omega) = S_{p_v}(\omega) / S_{p_v}^m(\omega)$ ($S_{p_v}^m(\omega)$ – максимальне значення амплітуди частотного спектра), по осі абсцис – частота f .

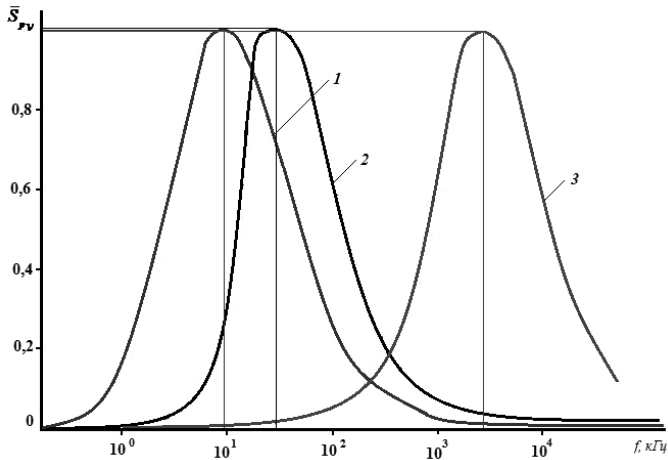


Рисунок 4.6 - Амплітудно-частотні спектри хвиль тиску p_v в залежності від радіуса кавітаційного пухирця R_0 при $c_0 = 1300$ м/с:

крива 1 – при $R_0 = 0,35 \cdot 10^{-2}$ м; крива 2 - при $R_0 = 0,35 \cdot 10^{-3}$ м;

крива 3 - при $R_0 = 0,35 \cdot 10^{-5}$ м

Співставлення отриманих нами результатів з експериментальними даними, приведеними в роботі [144], показує збіг результатів в межах 6÷8 %. Так, при радіусі кавітаційного пухирця $R_0 = 0,35 \cdot 10^{-2}$ м і тиску в набігаючій хвилі $p_m = 5 \cdot 10^6$ Па, максимум амплітудно-частотного спектра хвиль тиску, що створюються кавітаційним пухирцем, спостерігається на частоті 7,75 кГц, а за даними роботи [144] – на частоті 7,3 кГц.

З аналізу кривих, представлених на рисунку 4.6, також видно, що радіус кавітаційного пухирця суттєво впливає на амплітудно-частотний спектр поля хвиль тиску, які випромінюються пухирцем при впливу на нього зовнішньої імпульсної дії.

При зменшенні радіуса кавітаційного пухирця частотний спектр зміщується в область більш високих частот.

Таблиця 4.6 - Вихідні дані для визначення амплітудно-частотних спектрів випромінюваних хвиль тиску при різних значеннях c_0

Параметри, розмірність	Значення $c_0, \text{м/с}$		
	$c_0 = 500$	$c_0 = 1000$	$c_0 = 1300$
$\psi, 1/\text{с}$	142857,2	285714,3	371428,6
$\beta_0, 1/\text{с}$	1269,9	634,9	488,4
$\beta, 1/\text{с}$	7647,9	13564,2	17327,1
$\beta_0^2, 1/\text{с}^2$	58490423	$1,840 \cdot 10^8$	$3,003 \cdot 10^8$
$\beta^2, 1/\text{с}^2$	$2,714 \cdot 10^8$	$1,459 \cdot 10^8$	29599590
Ω^2 / β^2	4,640	0,793	$9,860 \cdot 10^{-2}$
θ^2 / β^2	384,679	122,291	74,943

Використовуючи дані табл. 4.6 та співвідношення (4.82) одержано формули для розрахунку амплітудно-частотних спектрів в залежності від швидкості c_0 хвиль тиску при $R_0 = 0,35 \cdot 10^{-2} \text{ м}$:

- при $c_0 = 500 \text{ м/с}$:

$$S_{p_v}(\omega) = 3,4 \cdot 10^{-2} \left[\frac{(3,063 \cdot 10^8 \omega^4 + 1,040 \omega^2)}{(\omega^6 + 377,401 \omega^4 + 2767,9 \omega^2 + 12232,14)} \right]^{0,5}; \quad (4.87)$$

- при $c_0 = 1000 \text{ м/с}$:

$$S_{p_v}(\omega) = 1,92 \cdot 10^{-2} \left[\frac{(3,063 \cdot 10^8 \omega^4 + 0,331 \omega^2)}{(\omega^6 + 122,706 \omega^4 + 53,925 \omega^2 + 393,001)} \right]^{0,5}. \quad (4.88)$$

Слід зазначити, що при $c_0 = 1300 \text{ м/с}$, $S_{p_v}(\omega)$ визначається за формулою (4.84).

Користуючись формулами (4.84), (4.87), (4.88) будемо графічні залежності (рис. 4.7), які відображають нормовані амплітудно-частотні спектри поля хвиль тиску p_v від параметра c_0 .

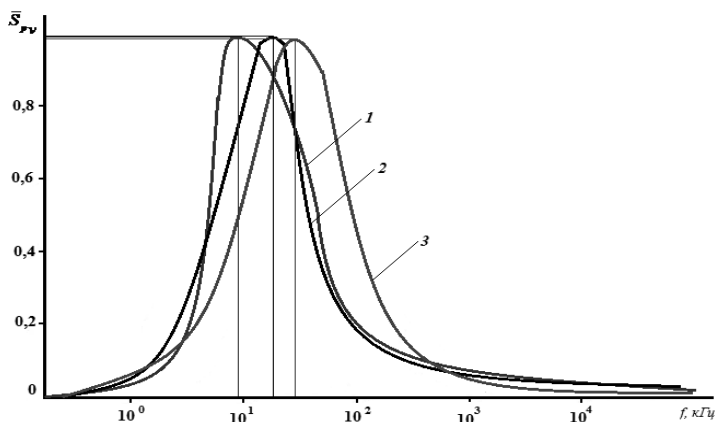


Рисунок 4.7 - Амплітудно-частотні спектри хвиль тиску p_v в залежності від швидкості c_0 для кавітаційного пухирця радіусом $R_0 = 0,35 \cdot 10^{-2}$ м:
 крива 1 – при $c_0 = 500$ м/с; крива 2 - при $R_0 = 1000$ м/с;
 крива 3 - при $c_0 = 1300$ м/с

З графічних залежностей, представлених вище на рис. 4.7 є можливість побачити, що швидкість c_0 несуттєво впливає на частотний склад амплітудно-частотного спектру поля хвиль тиску p_v .

З метою встановлення впливу параметра θ (при $\theta = 0$ 1/с) на амплітудно-частотний спектр хвиль тиску, що виникають при лусканні кавітаційного пухирця, використаємо формулу, яку нами отримано з виразу (4.83) і числових даних, взятих із колонки таблиці 4.5 для $R_0 = 0,35 \cdot 10^{-2}$ м:

$$S_{p_v} = 1,5 \cdot 10^{-2} \cdot \frac{1,75 \cdot 10^4 \varpi}{\sqrt{\varpi^4 + 1,803 \varpi^2 + 1,21}}. \quad (4.89)$$

Для $\theta = 1,5 \cdot 10^5$ 1/с при $R_0 = 0,35 \cdot 10^{-2}$ м нами використано вираз (4.84). За формулами (4.84) і (4.89) на рис. 4.8 наведено криві нормованих амплітудно-частотних спектрів в залежності від параметра θ .

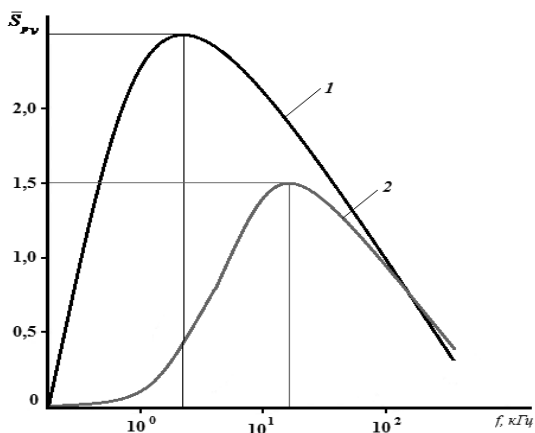


Рисунок 4.8 - Амплітудно-частотні спектри поля хвиль тиску p_v в залежності від параметра θ :
 крива 1 – при $\theta = 0$ 1/с; крива 2 - при $\theta = 1,5 \cdot 10^5$ 1/с

З метою спрощення та більш ефективного порівняння результатів дослідження, криві наведені на рис. 4.8, нами побудовано в логарифмічних координатах. Очевидним є те, що параметр θ суттєво впливає як на частотний склад спектра, так і на його амплітудне значення.

Викладені нами результати досліджень доводять, що взаємодія набігаючої хвилі тиску з кавітаційним пухирцем газу (повітря), супроводжується випромінюванням хвиль в діапазоні частот $10 \div 104$ кГц. Утворені високочастотні хвилі, в свою чергу, взаємодіючи із промивною рідиною формують в зоні роботи породоруйнівного інструменту (бурового долота) пульсуючі струмені рідини, які різняться між собою по інтенсивності. В результаті зіткнення цих струминок з вибоєм свердловини виникають високі імпульси тисків, які інтенсивно діють на структурні і фізико-механічні властивості гірських порід [145].

4.5 Дослідження впливу режимів взаємодії хвилі тиску з кавітаційним пухирцем

Однією з особливостей вибійного свердловинного середовища з пухирцями в процесі його обробки кавітаційно-імпульсною дією є поява збуджень в

середовищі хвиль тиску, параметри яких залежать від виду навантаження і розміру пухирців.

В даному підрозділі ми розглянемо ряд режимів взаємодії набігаючої хвилі тиску з кавітаційним пухирцем газу (повітря) та амплітудно-частотні спектри хвиль тиску, що випромінюються пухирцем у результаті такої взаємодії.

В попередньому підрозділі нами отримано загальне співвідношення (4.74), що описує в області зображень за Лапласом амплітудно-частотний спектр хвиль тиску, створюваних кавітаційним пухирцем при його лусканні в полі набігаючої хвилі $p_e(t)$.

Розглянемо пульсаційну дію $p_e(t)$ на середовище з кавітаційним пухирцем виду:

$$p_e(t) = p_m \exp(-\theta t) \sin \omega_0 t, \quad (4.90)$$

де p_m - максимальне значення амплітуди кавітаційно-пульсаційної дії, Па;

ω_0 - кругова частота кавітаційно-пульсаційної дії, 1/с;

θ - постійна затухання кавітаційно-пульсаційної дії, 1/с.

Тоді вираз (4.90) за Лапласом p_e^L кавітаційно-пульсаційної дії отримає вигляд:

$$p_e^L = \frac{p_m \omega_0}{(s + \theta)^2 + \omega_0^2}. \quad (4.91)$$

Підставивши вираз (4.91) у формулу (4.74), отримаємо поле хвиль тиску в області зображень за Лапласом:

$$p_e^L = \left(-\frac{I}{\psi R_0} \right) \frac{p_m R_0 \omega_0 s^2 + 2\sigma s \left[(s + \theta)^2 + \omega_0^2 \right]}{\left[(s + \beta)^2 + \Omega^2 \right] \cdot \left[(s + \theta)^2 + \omega_0^2 \right]}. \quad (4.92)$$

З виразу (4.92) при $s = j\omega$ ($j = \sqrt{-1}$ - уявна одиниця) знайдемо модуль комплексної величини $p_v^L(j\omega)$, який визначає амплітудно-частотний спектр хвиль тиску, що випромінюються в процесі пульсації кавітаційного пухирця при імпульсній дії (4.90):

$$S_{p_v} = |p_v^L(j\omega)| = \frac{1}{\psi R_0} \left\{ \frac{\left[(4\sigma\theta + p_m R_0 \omega_0)^2 \omega^4 + 4\sigma^2 \omega^2 (\omega^2 - (\theta^2 + \omega_0^2))^2 \right]^{0.5}}{\left[(\omega^2 (\omega^2 - m) + k)^2 + 4\omega^2 (n - l\omega^2)^2 \right]} \right\}, \quad (4.93)$$

де $l = \theta + \beta$; $m = 4\beta\theta + \theta^2 + \beta^2 + \omega_0^2 + \Omega^2$;

$$n = \beta(\omega_0^2 + \theta^2) + \theta(\beta^2 + 2\Omega^2); \quad k = (\omega_0^2 + \theta^2)(\beta^2 + \Omega^2); \quad (4.94)$$

ω - поточна кругова частота, l/c .

Ввівши безрозмірну частоту $\varpi = \omega / \omega_0$, вираз (4.93) представимо у вигляді:

$$S_{p_v} = \frac{\varpi}{\psi R_0 \omega_0} \cdot \sqrt{\frac{4\sigma^2 \varpi^4 + a_1 \varpi^2 + a_2}{\varpi^8 + \alpha \varpi^6 + b \varpi^4 + c \varpi^2 + d}}, \quad (4.95)$$

$$\text{де } a_1 = \left(4\sigma \frac{\theta}{\omega_0} + p_m R_0 \right)^2 - 8\sigma^2 \left(1 + \frac{\theta^2}{\omega_0^2} \right); \quad a_2 = 4\sigma^2 \left(1 + \frac{\theta^2}{\omega_0^2} \right)^2;$$

$$\alpha = 2 \left[\frac{\theta^2}{\omega_0^2} + \frac{\beta^2}{\omega_0^2} - \left(1 + \frac{\Omega^2}{\omega_0^2} \right) \right];$$

$$b = \left[1 + \left(\frac{\theta}{\omega_0} \right)^2 + \left(\frac{\beta}{\omega_0} \right)^2 + \left(\frac{\Omega}{\omega_0} \right)^2 + \frac{4\beta\theta}{\omega_0^2} \right]^2 + 2 \left(1 + \frac{\theta^2}{\omega_0^2} \right) \left(\frac{\beta^2}{\omega_0^2} + \frac{\Omega^2}{\omega_0^2} \right) - 8 \left(\frac{\theta}{\omega_0} + \frac{\beta}{\omega_0} \right) \left[\frac{\beta}{\omega_0} \left(1 + \frac{\theta^2}{\omega_0^2} \right) + \frac{\theta}{\omega_0} \left(\frac{\beta^2}{\omega_0^2} + 2 \frac{\Omega^2}{\omega_0^2} \right) \right]; \quad (4.96)$$

$$c = 4 \left[\frac{\beta}{\omega_0} + \left(1 + \frac{\theta^2}{\omega_0^2} \right) + \frac{\theta}{\omega_0} \left(\frac{\beta^2}{\omega_0^2} + 2 \frac{\Omega^2}{\omega_0^2} \right) \right]^2 - 2 \left(1 + \frac{\theta^2}{\omega_0^2} \right) \left(\frac{\beta^2}{\omega_0^2} + \frac{\Omega^2}{\omega_0^2} \right) \times \left(1 + \frac{4\beta\theta}{\omega_0^2} + \frac{\theta^2}{\omega_0^2} + \frac{\beta^2}{\omega_0^2} + \frac{\Omega^2}{\omega_0^2} \right);$$

$$d = \left(1 + \frac{\theta^2}{\omega_0^2} \right)^2 \left(\frac{\beta^2}{\omega_0^2} + \frac{\Omega^2}{\omega_0^2} \right)^2.$$

Згідно формул (4.95), (4.96) визначимо амплітудно-частотні спектри хвиль тиску кавітаційно-пульсаційної дії на пухирцево-рідинне свердловинне

середовище, для якого середні вихідні параметри наступні: $\rho = 1150 \text{ кг/м}^3$; $c = 1300 \text{ м/с}$; $\sigma = 0,026 \text{ Н/м}$; $p_0 = 2 \cdot 10^7 \text{ Па}$; $a = 1,1$. Параметри кавітаційно-пульсаційної дії: $p_m = 6 \cdot 10^5 \text{ Па}$; $\theta = 1,5 \cdot 10^5 \text{ 1/с}$; $\omega_0 = 628 \text{ 1/с}$ ($f_0 = 100 \text{ Гц}$). Інші параметри приведені в табл. 4.7. При цьому радіус кавітаційного пухирця складає: $R_0 = (0,25 \cdot 10^{-3} \div 0,5 \cdot 10^{-5}) \text{ м}$.

Таблиця 4.7 - Вихідні дані для визначення амплітудно-частотних спектрів, випромінюваних хвиль тиску

Параметри, розмірність	$R_0 = 0,25 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ $p_0 = 2 \cdot 10^7 \text{ Па}$	$R_0 = 0,35 \cdot 10^{-5} \text{ м}$ $p_0 = 1 \cdot 10^6 \text{ Па}$	$R_0 = 0,35 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ $p_0 = 2 \cdot 10^7 \text{ Па}$
$a, \text{ 1/с}$	$5,2 \cdot 10^6$	$3,715 \cdot 10^8$	$3,715 \cdot 10^8$
$\beta_0, \text{ 1/с}$	$1,641 \cdot 10^5$	$5,840 \cdot 10^5$	$1,172 \cdot 10^7$
$\beta, \text{ 1/с}$	$3,856 \cdot 10^5$	$17,414 \cdot 10^5$	$2,754 \cdot 10^7$
$\beta^2, \text{ 1/с}^2$	$1,487 \cdot 10^{11}$	$3,033 \cdot 10^{14}$	$7,583 \cdot 10^{14}$
$\Omega^2, \text{ 1/с}^2$	$1,403 \cdot 10^{12}$	$9,108 \cdot 10^{13}$	$7,157 \cdot 10^{15}$
Ω^2 / β^2	9,438	$3,00410^{-1}$	9,438
θ^2 / β^2	$1,514 \cdot 10^{-1}$	$7,420 \cdot 10^{-5}$	$2,968 \cdot 10^{-5}$

Нормовані амплітудно-частотні спектри, розраховані згідно формул (4.95), (4.96) при $\theta = 1,5 \cdot 10^5 \text{ 1/с}$, наведені на рис. 4.9.

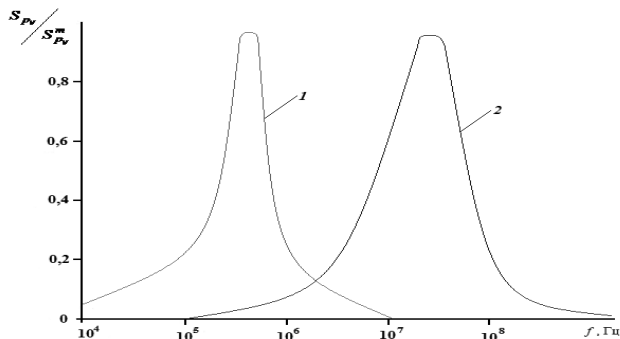


Рисунок 4.9 - Нормовані амплітудно-частотні спектри $\frac{S_{p_v}}{S_{p_v}^m}$ хвиль тиску p_v

залежно від частоти $f, \text{ Гц}$:

крива 1 – при $R_0 = 0,25 \cdot 10^{-3} \text{ м}$; крива 2 – при $R_0 = 0,35 \cdot 10^{-5} \text{ м}$

Аналізуючи графічні залежності, наведені на рис. 4.9 можна побачити, що зі зменшенням радіуса кавітаційного пухирця R_0 , амплітудно-частотні спектри хвиль тиску зміщуються в область більш високих частот.

На рис. 4.10 представлені нормовані амплітудно-частотні спектри хвиль тиску, що генеруються кавітаційним пухирцем радіусом $R_0 = 0,35 \cdot 10^{-5} \text{ м}$ в полі набігаючої хвилі виду (4.90) при $\omega_0 = 628 \text{ 1/с}$.

При побудові кривих 1, 2 нами використані дані табл. 4.7 (2 і 3 колонки).

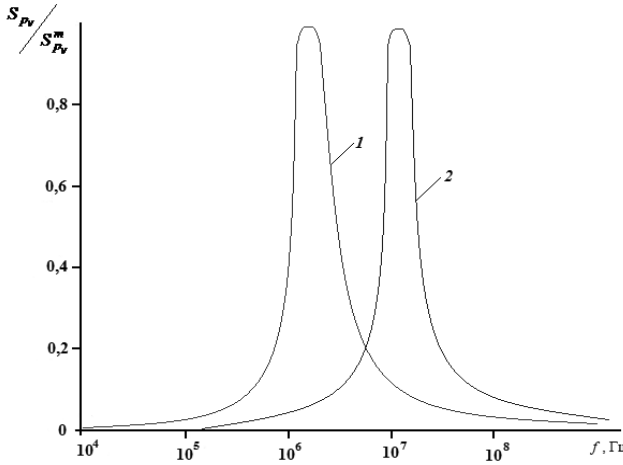


Рисунок 4.10 - Нормовані амплітудно-частотні спектри $S_{p_v} / S_{p_v}^m$ хвиль тиску p_v

залежно від частоти f :

крива 1 – при $p_0 = 1 \cdot 10^6 \text{ Па}$; крива 2 – при $p_0 = 2 \cdot 10^7 \text{ Па}$

З графічних залежностей, приведених на рис. 4.10 видно, що гідростатичний тиск p_0 , величина якого визначається глибиною свердловини, значною мірою впливає на вигляд амплітудно-частотної характеристики. Для $p_0 = 1 \cdot 10^6 \text{ Па}$ (крива 1) амплітудно-частотний спектр в 2,3 ширший ніж при $p_0 = 2 \cdot 10^7 \text{ Па}$ (крива 2), причому максимальні значення спектрів досягаються при різних

значеннях частот: крива 1 має максимум при $f_1 = 3,2 \cdot 10^6$ Гц, крива 2 – при $f_2 = 1,4 \cdot 10^7$ Гц.

Дослідження впливу параметра θ (режиму навантаження) на амплітудно-частотний спектр хвиль тиску, що випромінюються кавітаційним пухирцем при його лусканні, проведені при значенні $R_0 = 0,25 \cdot 10^{-3}$ м, $\omega_0 = 628$ 1/с і вихідних даних, приведених в табл. 4.7 (перша колонка).

На рис. 4.11 представлені нормовані амплітудно-частотні спектри хвиль тиску p_v залежно від частоти f при різних значеннях параметра θ .

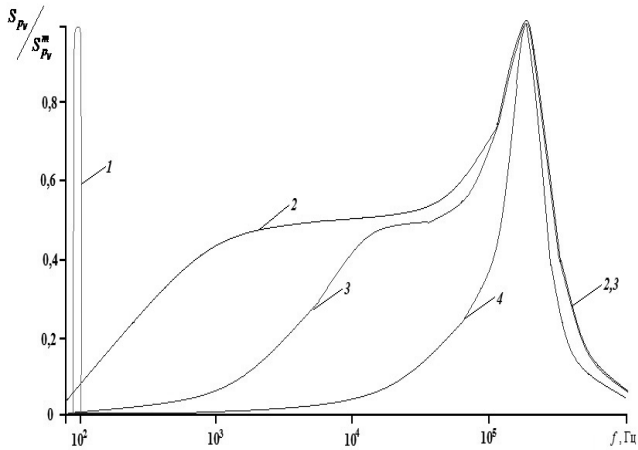


Рисунок 4.11 - Нормовані амплітудно-частотні спектри хвиль тиску p_v , залежно від частоти f :

крива 1 – при $\theta = 0$ 1/с; крива 2 - при $\theta = 1 \cdot 10^3$ 1/с;
крива 3 – при $\theta = 1 \cdot 10^4$ 1/с; крива 4 - при $\theta = 1,5 \cdot 10^5$ 1/с

При $\theta = 0$ 1/с (крива 1) амплітудно-частотний спектр представлений однією гармонікою, максимум якої на частоті $f_0 = 100$ Гц, що відповідає круговій частоті $\omega_0 = 2\pi f_0 = 628$ Гц. Частота ω_0 – це кругова частота кавітаційно-пульсаційної дії $p_e = p_m \sin \omega_0 t$ на кавітаційний пухирець.

З рис. 4.11 також видно, що при збільшенні параметра θ до значення

$1,5 \cdot 10^5$ 1/c (тривалість кавітаційно-пульсаційної дії при цьому зменшується) значна частина енергії амплітудно-частотного спектру зосереджена в діапазоні частот ($5 \cdot 10^4 \div 5 \cdot 10^5$) Гц (крива 4). В той же час амплітудно-частотний спектр хвиль тиску при значеннях $\theta = 1 \cdot 10^3$ 1/c і $\theta = 1 \cdot 10^4$ 1/c розтягнуті в широкому діапазоні частот: ($1 \cdot 10^2 \div 1 \cdot 10^6$) Гц (криві 2, 3). При цьому амплітуда частотного спектру в інтервалі частот ($1 \cdot 10^2 \div 1 \cdot 10^4$) Гц для $\theta = 1 \cdot 10^4$ 1/c (крива 3) менша, ніж для $\theta = 1 \cdot 10^3$ 1/c (крива 2). В інтервалі частот ($1 \cdot 10^5 \div 1 \cdot 10^6$) Гц амплітуди цих спектрів співпадають. Максимуми трьох амплітудно-частотних спектрів співпадають і досягають цього значення при $f = 1,9 \cdot 10^5$ Гц.

Згідно робіт [146 - 148] вираз для визначення власної частоти f_c коливаний кавітаційного пухирця має вигляд:

$$f_c = \frac{\omega_c}{2\pi} = \frac{1}{2\pi R_0} \sqrt{\frac{3\gamma p_0}{\rho}}. \quad (4.97)$$

Вираз (4.97) отримано для вільних малих гармонічних коливаний. Іноді частоту f_c називають резонансною частотою кавітаційного пухирця [146].

Використавши вираз (4.97) нами розраховані частоти власних коливаний кавітаційного пухирця для деяких значень R_0 і p_0 при $\gamma = 4/3$. Результати розрахунків значень частот f_c (згідно виразу (4.97)) і частот f_m (з використанням співвідношень (4.95) і (4.96)), при яких величини амплітудно-частотного спектру досягають максимальних значень, приведені в табл. 4.8.

Таблиця 4.8 – Значення частот f_c і f_m

Радіус кавітаційного пухирця $R_0, м$	$f_c, кГц$ (вираз 4.97)	$f_m, кГц$ (криві амплітудно-частотного спектру хвиль тиску)
$0,25 \cdot 10^{-3} (p_0 = 2 \cdot 10^7 Па)$	208,12	191,00
$0,35 \cdot 10^{-5} (p_0 = 1 \cdot 10^6 Па)$	3322,53	3201,04
$0,35 \cdot 10^{-5} (p_0 = 2 \cdot 10^7 Па)$	14860,00	14000,06

Відмінність власних частот кавітаційного пухирця f_c від частот f_m складає 9 % для $R_0 = 0,25 \cdot 10^{-3}$ м і (4 ÷ 6) % для $R_0 = 0,35 \cdot 10^{-5}$ м в сторону зменшення величини f_m . Це ми можемо пояснити тим, що в формулі (4.97) не враховується коефіцієнт поверхневого натягу пухирця. Крім того, співвідношення (4.95), (4.96), на відміну від виразу (4.197), дають можливість досліджувати зміну амплітудно-частотних спектрів залежно від параметрів ω_0 , θ і R_0 , що дозволяє прогнозувати частотне наповнення хвилі тиску, що випромінюється кавітаційним пухирцем.

Таким чином, встановлено, що в процесі взаємодії набігаючої хвилі тиску з кавітаційним пухирцем газу (повітря), в навколишнє середовище (промивну рідину) випромінюються високочастотні хвилі, частота яких визначається параметрами набігаючої хвилі тиску, властивостями промивної рідини і радіусом кавітаційного пухирця.

4.6 Визначення поля тиску, створюваного кавітаційним пухирцем при його взаємодії з набігаючою хвилею

В роботах [149 - 150] та підрозділах 4.4 і 4.5 приведені результати досліджень амплітудно-частотного спектра кавітаційно-хвильового поля, що випромінюється кавітаційним пухирцем. При цьому поле випромінюваних хвиль тиску в зазначених вище роботах не визначалось. Для вирішення багатьох технологічних задач необхідне знання параметрів хвиль тиску, створюваних кавітаційним пухирцем при його лусканні в полі набігаючої хвилі різної конфігурації.

Скористаємося залежністю (4.65), яка визначає тиск, створений сферичним кавітаційним пухирцем в свердловинному середовищі, при взаємодії його з набігаючою хвилею малої амплітуди.

Згідно роботи [151], розв'язок рівняння (4.65) має вигляд:

$$p_v(r,t) = \left(-\frac{R_0}{r} \right) \frac{2\beta}{\alpha} \int_0^{t^*} p_0(t^* - \tau) e^{-\beta\tau} \left[\cos \Omega\tau - \frac{\beta^2 - \Omega^2}{2\beta\Omega} \sin \Omega\tau \right] d\tau, \quad (4.98)$$

$$\text{де } \alpha = 1 + \frac{4\eta}{\rho_0 c_0 R_0}; \quad 2\beta = 1 + \frac{\alpha(\alpha - 1)}{\alpha} + \frac{2\beta_0}{\alpha}; \quad 2\beta_0 = \frac{3\gamma p_0}{\rho_0 c_0 R_0}; \quad (4.99)$$

$$\Omega^2 = \Omega_0^2 - \beta^2; \quad \Omega_0^2 = 2\beta_0 \alpha / \alpha;$$

$$t^* = t - \frac{r - R_0}{c_0} - \text{хвильовий аргумент};$$

r - відстань від центру кавітаційного пухирця;

$p_e(t)$ - тиск в набігаючій хвилі заданої конфігурації;

η - коефіцієнт динамічної в'язкості.

Застосувавши до виразу (4.98) перетворення Лапласа за змінною t^* , одержимо:

$$p_v^L = \left(-\frac{R_0}{r} \right) \frac{p_e^L}{\alpha} \frac{(2\beta s + \beta^2 + \Omega^2)}{[(s + \beta)^2 + \Omega^2]}, \quad (4.100)$$

де p_e^L - зображення за Лапласом функції $p_e(t)$;

s - комплексний параметр.

Розглянемо найбільш типовий випадок, коли тиск в набігаючій хвилі описується залежністю:

$$p_e(t) = p_m \sin kt, \quad (4.101)$$

де k - кругова частота набігаючої (збурюючої) хвилі.

Зображення за Лапласом функції (4.101) згідно [152], наступне:

$$p_e^L = \frac{p_m k}{s^2 + k^2}. \quad (4.102)$$

Підставивши вираз (4.102) у співвідношення (4.100), у результаті отримаємо:

$$\begin{aligned} p_v^L &= \left(-\frac{p_m R_0 k}{\alpha r} \right) \cdot \frac{2\beta s + \beta^2 + \Omega^2}{(s^2 + k^2)(s^2 + 2\beta s + \beta^2 + \Omega^2)} = \\ &= \frac{(-A)(2\beta s + \Omega_0^2)}{(s^2 + k^2)(s^2 + 2\beta s + \Omega_0^2)}, \end{aligned} \quad (4.103)$$

де $A = \frac{p_m R_0 k}{ar}$; $\Omega_0^2 = \Omega^2 + \beta^2$ - квадрат власної частоти коливань кавітаційного пухирця.

Для визначення поля хвиль тиску, що створюється кавітаційним пухирцем при його взаємодії з набігаючою хвилею $p_e(t)$, необхідно перейти в (4.103) від зображень за Лапласом до оригіналів.

З цією метою зображення p_v^L розкладемо на прості дробі, представивши вираз (4.103) у вигляді:

$$p_v^L = \frac{\alpha_1 s + \alpha_2}{s^2 + k^2} + \frac{\alpha_3 s + \alpha_4}{s^2 + 2\beta s + \Omega_0^2}. \quad (4.104)$$

Відносно невідомих коефіцієнтів $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, \alpha_4$ із (4.104) одержимо систему алгебраїчних рівнянь:

$$\begin{aligned} \alpha_1 + \alpha_3 &= 0; & 2\beta\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_4 &= 0; \\ \alpha_1\Omega_0^2 + 2\beta\alpha_2 + \alpha_3k^2 &= -2\beta A; & \alpha_2\Omega_0^2 + \alpha_4k^2 &= -A\Omega_0^2. \end{aligned} \quad (4.105)$$

Розв'язок системи алгебраїчних рівнянь (4.105) подамо у вигляді:

$$\alpha_1 = \frac{2A\beta k^2}{\left[4\beta^2 k^2 + \Omega_0^4 \left(1 - \frac{k^2}{\Omega_0^2}\right)^2\right]}; \quad \alpha_2 = -A - \frac{k^2}{\Omega_0^2} \frac{A\Omega_0^4 \left(1 - \frac{k^2}{\Omega_0^2}\right)}{\left[4\beta^2 k^2 + \Omega_0^4 \left(1 - \frac{k^2}{\Omega_0^2}\right)^2\right]}; \quad (4.106)$$

$$\alpha_3 = \frac{-2A\beta k^2}{\left[4\beta^2 k^2 + \Omega_0^4 \left(1 - \frac{k^2}{\Omega_0^2}\right)^2\right]}; \quad \alpha_4 = \frac{A\Omega_0^4 \left(1 - \frac{k^2}{\Omega_0^2}\right)}{\left[4\beta^2 k^2 + \Omega_0^4 \left(1 - \frac{k^2}{\Omega_0^2}\right)^2\right]}.$$

З (4.104) одержимо:

$$p_v^L = \frac{\alpha_1 s}{s^2 + k^2} + \frac{\alpha_2}{s^2 + k^2} + \frac{\alpha_3 s}{s^2 + 2\beta s + \Omega_0^2} + \frac{\alpha_4}{s^2 + 2\beta s + \Omega_0^2}, \quad (4.107)$$

де коефіцієнти $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, \alpha_4$ визначаються за формулами (4.106).

У виразі (4.107) від зображень за Лапласом перейдемо до оригіналів, використовуючи наступні формули операційного обчислення [152]:

$$\begin{aligned}
 p_v(r,t) &= \alpha_1 \cos kt + \frac{\alpha_2}{k} \sin kt + \alpha_3 \left[e^{-\beta t} \cos \Omega t - \frac{\beta}{\Omega} e^{-\beta t} \sin \Omega t \right] + \\
 &+ \frac{\alpha_4}{\Omega} e^{-\beta t} \sin \Omega t = \alpha_1 \cos kt + \frac{\alpha_2}{k} \sin kt - \alpha_1 e^{-\beta t} \left(\cos \Omega t - \frac{\beta}{\Omega} e^{-\beta t} \sin \Omega t \right) + \\
 &+ \frac{\alpha_4}{\Omega} e^{-\beta t} \sin \Omega t.
 \end{aligned} \quad (4.108)$$

Ввівши безрозмірні параметри:

$$\frac{k}{\Omega_0} = \bar{k}; \quad \frac{\beta}{\Omega_0} = \bar{\beta}; \quad \frac{\Omega}{\Omega_0} = \bar{\Omega}; \quad t \cdot \Omega_0 = \bar{t}; \quad \frac{r}{R_0} = \bar{r}, \text{ вираз (4.108) ми можемо}$$

подати у вигляді:

$$\begin{aligned}
 p_v(\bar{r}, \bar{t}) &= \bar{\alpha}_1 \cos \bar{k} \bar{t} + \bar{\alpha}_2 \sin \bar{k} \bar{t} - \bar{\alpha}_1 e^{-\bar{\beta} \bar{t}} \left[\cos \bar{\Omega} \bar{t} - \frac{\bar{\beta}}{\bar{\Omega}} \sin \bar{\Omega} \bar{t} \right] + \\
 &+ \bar{\alpha}_4 e^{-\bar{\beta} \bar{t}} \sin \bar{\Omega} \bar{t},
 \end{aligned} \quad (4.109)$$

$$\text{де } \bar{\alpha}_1 = \frac{2\bar{\beta}\bar{k}^3 p_m}{\alpha \bar{r}} \left(\frac{l}{4\bar{\beta}^2 \bar{k}^2 + (l - \bar{k}^2)^2} \right); \quad \bar{\alpha}_2 = -\frac{p_m}{\alpha \bar{r}} \left(\frac{\bar{k}_2 (l - \bar{k}^2)}{4\bar{\beta}^2 \bar{k}^2 + (l - \bar{k}^2)^2} \right);$$

$$\bar{\alpha}_4 = \frac{p_m}{\alpha \bar{r}} \cdot \frac{\bar{k}}{\Omega} \left(\frac{l - \bar{k}_2}{4\bar{\beta}^2 \bar{k}^2 + (l - \bar{k}^2)^2} \right). \quad (4.110)$$

При $\bar{r} = l$ ($R = 0$) із виразів (4.109), (4.110) ми отримаємо залежність, яка описує поле тиску на поверхні кавітаційного пухирця:

$$\begin{aligned}
 p_v(\bar{t}) &= \frac{p_m}{\alpha} \cdot \frac{l}{\left[4\bar{\beta}^2 \bar{k}^2 + (l - \bar{k}^2)^2 \right]} \times \\
 &\times \left\{ \begin{aligned} &2\bar{\beta}^2 \bar{k}^3 \cos \bar{k} \bar{t} - \left[(l - \bar{k}^2) + 4\bar{\beta}^2 \bar{k}^2 \right] \sin \bar{k} \bar{t} - \\ &- e^{\bar{\beta} \bar{t}} \left[2\bar{\beta} \bar{k}^3 \cos \bar{\Omega} \bar{t} - \frac{(l - \bar{k}^2) \bar{k} + 2\bar{\beta}^2 \bar{k}^3}{\bar{\Omega}} \sin \bar{\Omega} \bar{t} \right] \end{aligned} \right\}.
 \end{aligned} \quad (4.111)$$

Як ми можемо побачити з виразу (4.111), що поле тиску носить коливальний характер і суттєво залежить від параметра μ , але при цьому:

$$\mu = \frac{1}{(1 - \bar{k}^2)^2 + 4\bar{\beta}^2 \bar{k}^2}. \quad (4.112)$$

Параметр μ , згідно [123] інколи називають коефіцієнтом динамічності.

Оцінимо залежність параметра μ від параметрів k (відношення частоти набігаючої хвилі до власної частоти коливань кавітаційного пухирця) та β , що характеризує згасання хвиль тиску. Очевидно, що знайшовши залежність коефіцієнта динамічності μ від k і β , ми в змозі встановити і залежність від них амплітуди хвиль тиску.

Спочатку знайдемо екстремум функції:

$$y = (1 - \bar{k}^2)^2 + 4\bar{\beta}^2 \bar{k}^2. \quad (4.113)$$

Для цього прирівняємо до нуля похідну:

$$\frac{dy}{d\bar{k}} = 2(1 - \bar{k}^2) \cdot (-2\bar{k}) + 8\bar{\beta}^2 \bar{k} = 0. \quad (4.114)$$

Коренями рівняння (4.114) будуть:

$$\bar{k}_1 = 0; \quad \bar{k}_2 = \sqrt{1 - 2\bar{\beta}^2}; \quad \bar{k}_3 = -\sqrt{1 - 2\bar{\beta}^2}.$$

Дивлячись на те, що параметр \bar{k} – додатня величина, тоді корінь \bar{k}_3 нами відкидається (не враховується). В такому випадку необхідно знайти другу похідну:

$$\frac{d^2y}{d\bar{k}^2} = 12\bar{k}^2 - 4(1 - 2\bar{\beta}^2). \quad (4.115)$$

Для $\bar{k}_1 = 0$ при $1 - 2\bar{\beta}^2 < 0$, тобто коли $\bar{\beta} > \frac{\sqrt{2}}{2}$, вираз (4.115) матиме

вигляд:

$$\frac{d^2y}{d\bar{k}^2} = 4(2\bar{\beta}^2 - 1) > 0, \quad (4.116)$$

і, отже, функція y отримає мінімум, а коефіцієнт динамічності μ – максимум.

Слід зазначити, що будь-яких інших дійсних коренів при цих значеннях β рівняння (4.114) мати не може.

Для випадку, коли $\bar{\beta} < \frac{\sqrt{2}}{2}$, тоді при $\bar{k}_1 = 0$ $\frac{d^2 y}{d\bar{k}^2} < 0$. Це означає, що

параметр μ отримує мінімум.

Для кореня $\bar{k}_2 = \sqrt{1 - 2\bar{\beta}^2}$

$$\frac{d^2 y}{d\bar{k}^2} = 8(1 - 2\bar{\beta}^2) > 0, \quad (4.117)$$

тобто при $\bar{k} = \bar{k}_2$ коефіцієнт динамічності μ отримує максимум.

Слід зазначити, що завжди $\bar{k}_2 \leq 1$ і тільки, коли $\bar{\beta} = 0$ (середовище без опору), $\bar{k}_2 = 1$.

Максимальне значення коефіцієнта динамічності μ ми в змозі знайти, підставивши вираз $\bar{k}_2 = \sqrt{1 - 2\bar{\beta}^2}$ у формулу (4.112):

$$\mu_{max} = \frac{1}{(1 - \bar{\beta}^2)^2 4\bar{\beta}^2}. \quad (4.118)$$

На рис. 4.12 наведені криві, що визначають залежність коефіцієнта динамічності μ від $\bar{k} = k / \Omega_0$.

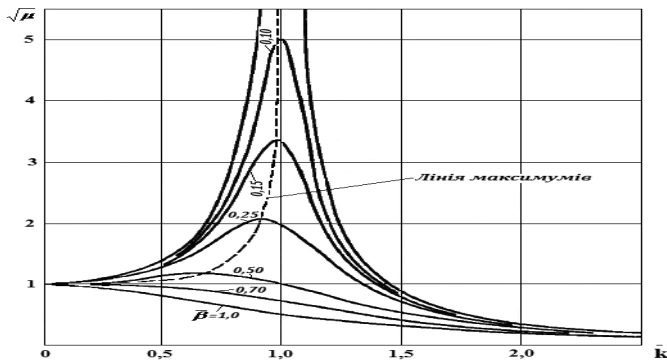


Рисунок 4.12 - Залежність коефіцієнта динамічності μ від \bar{k} для різних значень $\bar{\beta}$

Як бачимо, кожній із кривих відповідає певне значення $\bar{\beta} = \beta / \Omega_0$, пунктирна лінія проходить через точки максимумів. Амплітуда хвиль тиску при

\bar{k} , достатньо великому та достатньо малому в порівнянні з $\bar{k} = 1$, дуже мало залежить від опору середовища. У випадку \bar{k} , які є близькими до $\bar{k} = 1$, вплив опору свердловинного середовища на амплітуду хвиль тиску є дуже суттєвим.

При $\bar{k} \rightarrow \infty$ амплітуда хвиль тиску асимптотично прямує до нуля. Це значить, що при великій частоті набігаючої хвилі в порівнянні із власною частотою коливань кавітаційного пухирця поле хвиль тиску, що створюється кавітаційним пухирцем, дуже незначне.

При $\bar{k} \rightarrow 0$ (коли частота набігаючої хвилі $k \ll \Omega_0$) із формули (4.111) отримуємо:

$$p_v(t) = -\frac{P_m}{\alpha} \sin \bar{k}t. \quad (4.119)$$

В цьому випадку це означає, що кавітаційний пухирець не реагує на набігаючу хвилю.

Найбільш цікавим для нас з практичної точки зору є випадок, коли $\bar{k} = 1$. При $\bar{k} = 1$ (резонанс, коли $k = \Omega_0$) із формули (4.111) маємо:

$$p_v(\bar{t}) = \frac{P_m}{2\beta\alpha} \left[\cos \bar{t} - 2\beta \sin \bar{t} - e^{-\beta\bar{t}} \left(\cos \bar{\Omega}\bar{t} - \frac{\beta}{\Omega} \sin \bar{\Omega}\bar{t} \right) \right]. \quad (4.120)$$

Використавши залежність (4.120) на рис. 4.13 наведено нормоване безрозмірне поле хвиль тиску $\bar{p}_v(\bar{t})$, що створюється кавітаційним пухирцем при різних початкових параметрах: *крива 1* відповідає даним таблиці 4.10 (перша колонка); *крива 2* – даним табл. 4.10 (друга колонка) ($\bar{p}_v = p_v(\bar{t}) / (p_m / \alpha)$).

Таблиця 4.10 - Вихідні дані для розрахунку поля хвиль тиску при початкових параметрах кавітаційного середовища

Розрахункові параметри, розмірність	Початкові параметри			
	$R_0 = 1 \cdot 10^{-3} \text{ м}$	$R_0 = 1 \cdot 10^{-4} \text{ м}$	$R_0 = 1 \cdot 10^{-5} \text{ м}$	$R_0 = 1 \cdot 10^{-5} \text{ м}$
$\rho_0 = 1150 \text{ кг/м}^3$	$\rho_0 = 1150 \text{ кг/м}^3$	$\rho_0 = 1200 \text{ кг/м}^3$	$\rho_0 = 1200 \text{ кг/м}^3$	
$c_0 = 1000 \text{ м/с}$	$c_0 = 500 \text{ м/с}$	$c_0 = 1300 \text{ м/с}$	$c_0 = 1000 \text{ м/с}$	
$p_0 = 2 \cdot 10^6 \text{ Па}$	$p_0 = 2 \cdot 10^6 \text{ Па}$	$p_0 = 2 \cdot 10^6 \text{ Па}$	$p_0 = 4 \cdot 10^7 \text{ Па}$	
$a, 1/\text{с}$	$1 \cdot 10^6$	$5 \cdot 10^6$	$1,3 \cdot 10^8$	$1,3 \cdot 10^8$
$\beta_0, 1/\text{с}$	5 000,0	$1 \cdot 10^5$	307 691,1	6 153 845,6

Продовження таблиці 4.10

1	2	3	4	5
$\beta, 1/c$	50 000,0	318 180,7	6 188 810,2	11 503 495,6
$\Omega_0, 1/c$	95 345,1	953 461,8	8 528 027,6	38 138 500,3
$\Omega, 1/c$	81 183,2	898 804,6	5 867 356,4	36 362 272,5
$\bar{\beta} = \beta/\Omega_0$	0,46	0,29	0,68	0,29
$\bar{\Omega} = \Omega/\Omega_0$	0,78	0,91	0,57	0,87
$\bar{\beta}/\bar{\Omega}$	0,57	0,32	1,06	0,28

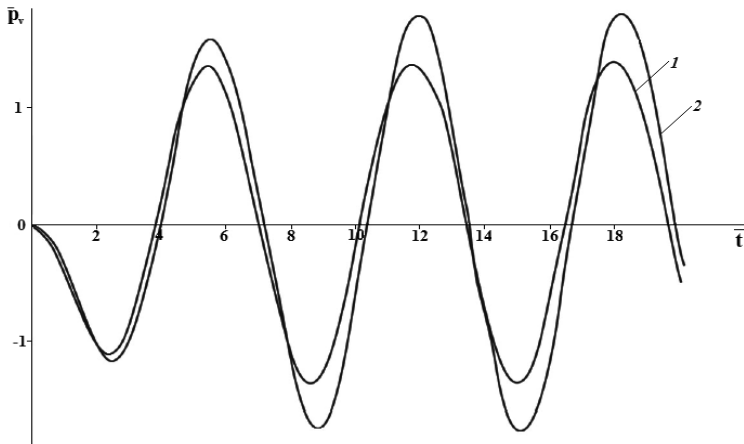


Рисунок 4.13 - Поле хвиль тиску \bar{p}_v при різних значеннях параметра β :
крива 1 при $\bar{\beta} = 0,46$; крива 2 при $\bar{\beta} = 0,29$

При зазначених параметрах формула (4.120), яка описує криві, приведені на рис. 4.13, набуває вигляду:

- для кривої 1:

$$\bar{p}_v = \frac{p_v(\bar{t})}{p_m/\alpha} = 0,954 \left[\cos \bar{t} - 0,92 \sin \bar{t} - e^{-0,46\bar{t}} (\cos 0,78\bar{t} - 0,57 \sin 0,78\bar{t}) \right];$$

- для кривої 2:

$$\bar{p}_v = \frac{p_v(\bar{t})}{p_m/\alpha} = 1,5 \left[\cos \bar{t} - 0,58 \sin \bar{t} - e^{-0,29\bar{t}} (\cos 0,91\bar{t} - 0,32 \sin 0,91\bar{t}) \right].$$

Як видно з рис. 4.13 поле хвиль тиску, що створюється кавітаційним пухирцем при взаємодії його з набігаючою хвилею, залежить від параметра $\bar{\beta}$. Даний параметр визначається через початкові характеристики, що характеризують газонасичене свердловинне середовище промивної рідини (R_0, ρ_0, c_0, p_0). Як було зазначено вище, параметра $\bar{\beta}$ визначає згасання хвиль тиску в середовищі промивної рідини на вибої свердловини.

Використавши залежність (4.120) та дані, приведені в табл. 4.10 (третя і четверта колонки) на рис. 4.14 зображаємо криві хвиль тиску, створювані внаслідок лускання кавітаційних пухирців в залежності від гідростатичного тиску p_0 стовпа промивної рідини в свердловині. *Крива 1* відповідає даним табл. 4.10 (3 колонка), *крива 2* – даним табл. 4.10 (4 колонка).

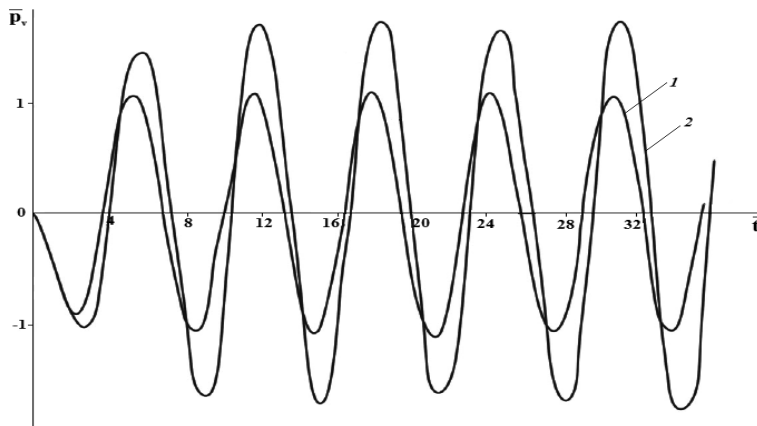


Рисунок 4.14 - Поле хвиль тиску \bar{p}_v в залежності від гідростатичного тиску p_0 стовпа промивної рідини в свердловині:
крива 1 – при $p_0 = 400 \text{ атм}$; *крива 2* – при $p_0 = 200 \text{ атм}$

Із рис. 4.14 видно, що величина гідростатичного тиску p_0 більш суттєво, порівняно з $\bar{\beta}$, впливає на поле хвиль тиску, що створюється кавітаційним пухирцем в полі набігаючої хвилі $p_e(t)$.

4.7 Встановлення амплітуди коливань кавітаційного пухирця

При взаємодії кавітаційного пухирця з набігаючою хвилею $p_e(t)$ пухирець буде здійснювати вимушені коливання, які описуються наступним інтегрально-диференціальним рівнянням:

$$\dot{R}_I - \frac{a}{\alpha_0} \int_0^t \dot{R}_I(\tau) e^{-a(t-\tau)} d\tau + \frac{2\beta_0}{\alpha} R_I = \frac{-p_e(t)}{\alpha\rho_0 c_0}. \quad (4.121)$$

Слід зазначити, що рівняння (4.121) – це рівняння (4.69) при умові $\sigma = 0$ (сили поверхневого натягу не враховуються). Знайдемо розв'язок рівняння (4.121), застосувавши для цього операційний метод [123]. Тоді рівняння (4.121) в зображеннях за Лапласом отримає вигляд:

$$sR_I^L - \frac{a}{\alpha} \cdot \frac{s}{s+a} R_I^L + \frac{2\beta_0}{\alpha} R_I^L = \left(-\frac{1}{\alpha\rho_0 c_0} \right) p_e^L. \quad (4.122)$$

У випадку дії набігаючої хвилі виду (4.101) із (4.122) знайдемо:

$$\begin{aligned} R_I^L &= \left(-\frac{p_m k}{\alpha\rho_0 c_0} \right) \cdot \frac{s+a}{(s^2+k^2) \left[(s+\beta)^2 + \Omega^2 \right]} = \\ &= \left(-\frac{p_m k}{\alpha\rho_0 c_0} \right) \cdot \frac{s+a}{(s^2+k^2) \left[s^2 + 2\beta s + \Omega_0^2 \right]}, \end{aligned} \quad (4.123)$$

де такі параметри, як α , β , Ω , Ω_0 - визначаються за формулами (4.99).

Розклавши вираз (4.123) на прості дробі, одержимо:

$$\begin{aligned} R_I^L &= \left(-\frac{p_m k}{\alpha\rho_0 c_0} \right) \cdot \left(\frac{b_1 s + b_2}{s^2 + k^2} + \frac{b_3 s + b_4}{s^2 + 2\beta s + \Omega_0^2} \right) = \left(-\frac{p_m k}{\alpha\rho_0 c_0} \right) \times \\ &\times \left(\frac{b_1 s}{s^2 + k^2} + \frac{b_2}{s^2 + k^2} + \frac{b_3 s}{(s+\beta)^2 + \Omega^2} + \frac{b_4}{(s+\beta)^2 + \Omega^2} \right), \end{aligned} \quad (4.124)$$

$$\text{де } b_1 = \frac{-2\beta a - k^2 \left(1 - \frac{\Omega_0^2}{k^2} \right)}{k^2 \left[4\beta^2 + k^2 \left(1 - \frac{\Omega_0^2}{k^2} \right)^2 \right]}; \quad b_2 = \frac{1}{2\beta} + b_1 \frac{k^2}{2\beta} \left(1 - \frac{\Omega_0^2}{k^2} \right);$$

$$b_3 = -b_1; \quad b_4 = \frac{a}{k^2} - b^2 \frac{\Omega_0^2}{k^2}.$$

У виразі (4.124) від зображень за Лапласом перейдемо до оригіналів і провівши відповідні математичні спрощення отримаємо:

$$R_I(t) = \left(-\frac{P_m}{a\rho_0 c_0 k} \right) \cdot \left[\begin{aligned} & \frac{-2\beta a - k^2 \left(1 - \frac{\Omega_0^2}{k^2} \right)}{4\beta^2 + k^2 \left(1 - \frac{\Omega_0^2}{k^2} \right)^2} \cos kt + \\ & \frac{k}{2\beta} \left[1 + \left(1 - \frac{\Omega_0^2}{k^2} \right) \frac{-2\beta a - k^2 \left(1 - \frac{\Omega_0^2}{k^2} \right)}{4\beta^2 + k^2 \left(1 - \frac{\Omega_0^2}{k^2} \right)^2} \right] \sin kt + \\ & \frac{2\beta a - k^2 \left(1 - \frac{\Omega_0^2}{k^2} \right)}{4\beta^2 + k^2 \left(1 - \frac{\Omega_0^2}{k^2} \right)^2} \end{aligned} \right] \times \quad (4.125)$$

$$\times \left(e^{-\beta t} \cos \Omega t - \frac{\beta}{\Omega} e^{-\beta t} \sin \Omega t \right) + \left[\begin{aligned} & \frac{a}{\Omega} - \frac{\Omega_0^2}{2\beta\Omega} \times \\ & \left(1 - \frac{2\beta a + k^2 \left(1 - \frac{\Omega_0^2}{k^2} \right)}{4\beta^2 + k^2 \left(1 - \frac{\Omega_0^2}{k^2} \right)^2} \left(1 - \frac{\Omega_0^2}{k^2} \right) \right) \end{aligned} \right] e^{-\beta t} \sin \Omega t.$$

Вводимо наступні безрозмірні параметри: $t\Omega_0 = \bar{t}$; $\frac{k}{\Omega_0} = \bar{k}$; $\frac{\beta}{\Omega_0} = \bar{\beta}$;

$\frac{\Omega}{\Omega_0} = \bar{\Omega}$; $\frac{a}{\Omega_0} = \bar{a}$, з виразу (4.125) отримаємо:

$$R_I(\bar{t}) = \left(-\frac{p_m}{a\rho_0 c_0 \Omega_0} \right) \cdot \frac{\bar{k}}{(1-\bar{k}^2)^2 + 4\bar{\beta}^2 \bar{k}^2} \times \left\{ \begin{aligned} & \left((1-\bar{k}^2 - 2\bar{\beta}\bar{a}) \cos \bar{k}\bar{t} + \frac{2\bar{\beta}\bar{k}^2 + \bar{a}(1-\bar{k}^2)}{\bar{k}} \sin \bar{k}\bar{t} + \right. \\ & \left. + e^{-\bar{\beta}\bar{t}} \cdot \left[(2\bar{\beta}\bar{a} - (1-\bar{k}^2)) \cos \bar{\Omega}\bar{t} + \frac{2\bar{\beta}(\bar{a}\bar{\beta} - 1) + (1-\bar{k}^2)(\bar{\beta} - \bar{a})}{\bar{\Omega}} \sin \bar{\Omega}\bar{t} \right] \right) \end{aligned} \right\} \quad (4.126)$$

Розглянемо варіант, коли $\bar{k} = 1 (k / \Omega_0 = 1)$. З виразу (4.126) при умові, що $\bar{k} = 1$ отримаємо:

$$R_I(\bar{t}) = \left(-\frac{p_m}{a\rho_0 c_0 \Omega_0} \right) \cdot \frac{\bar{a}}{2\bar{\beta}} \cdot \left[\begin{aligned} & -\cos \bar{t} + \frac{1}{\bar{a}} \sin \bar{t} + e^{-\bar{\beta}\bar{t}} \left(\cos \bar{\Omega}\bar{t} - \frac{\bar{\beta}}{\bar{\Omega}} \sin \bar{\Omega}\bar{t} \right) + \\ & + \left(\frac{2\bar{\beta}}{\bar{\Omega}} - \frac{1}{\bar{a}\bar{\Omega}} \right) e^{-\bar{\beta}\bar{t}} \sin \bar{\Omega}\bar{t} \end{aligned} \right] \quad (4.127)$$

Другий варіант, коли $\bar{k} \rightarrow 0$, тобто частота Ω_0 значно більша, ніж k . З виразу (4.126) видно, що $R_I(\bar{t}) \rightarrow 0$.

Третій варіант, коли $\bar{k} \rightarrow \infty$, тобто частота Ω_0 значно менша, ніж частота набігаючої хвилі k , приводить до $R_I(\bar{t}) \rightarrow 0$.

Для випадку резонансу при вихідних параметрах, що приведені нижче в табл. 4.11 (колонка 1) при $p_m = 5 \cdot 10^6 \text{ Па}$ з виразу (4.127) отримуємо:

$$R_I(\bar{t}) = \left(-5,1759226 \cdot 10^{-7} \right) \cdot \left[\begin{aligned} & -\cos \bar{t} + 0,293 \sin \bar{t} + e^{-0,301\bar{t}} \times \\ & \times (\cos 0,949\bar{t} + 0,009 \sin 0,949\bar{t}) \end{aligned} \right] \quad (4.128)$$

Таблиця 4.11 - Вихідні дані для розрахунку поля хвиль тиску при початкових параметрах газонасиченого середовища промивної рідини

	Початкові параметри	
	Розрахункові параметри, розмірність	$R_0 = 1 \cdot 10^{-5} \text{ м}$ $\rho_0 = 1150 \text{ кг/м}^3$ $c_0 = 1300 \text{ м/с}$ $p_0 = 4 \cdot 10^7 \text{ Па}$ $p_m = 5 \cdot 10^6 \text{ Па}$
$a, 1/\text{с}$	$1,3 \cdot 10^8$	$1,3 \cdot 10^8$

1	2	3
$\beta_0, 1/c$	6153846,0	769229,2
$\beta, 1/c$	11503496,0	6608390,8
$\Omega_0, 1/c$	38138501,0	13483995,2
$\Omega, 1/c$	36362273,0	11753608,7
$\bar{\beta} = \beta / \Omega_0$	0,301	0,489
$\bar{\Omega} = \Omega / \Omega_0$	0,949	0,867
$\bar{\beta} / \bar{\Omega}$	0,314	0,559
$\bar{a} = a / \Omega_0$	3,409	9,639

При $\bar{k} = 0,1$ та вихідних даних, що приведені в табл. 4.11 (колонка 1), з формули (4.126) отримуємо:

$$R_1(\bar{t}) = \left(-9,3193666 \cdot 10^{-9}\right) \cdot \left[\begin{array}{l} -1,07 \cos 0,1\bar{t} + 33,82 \sin 0,1\bar{t} + e^{-0,301\bar{t}} \times \\ \times (1,07 \cos 0,949\bar{t} - 3,175 \sin 0,949\bar{t}) \end{array} \right]. \quad (4.129)$$

Використавши залежності (4.128), (4.129) на рис. 4.15 приведені графічні залежності, які відображають пульсації кавітаційного пухирця радіусом $R_0 = 1 \cdot 10^{-5}$ м при різних режимах його взаємодії із синусоїдальною хвилею (крива 1 при $\bar{k} = 1$; крива 2 – при $\bar{k} = 0,1$).

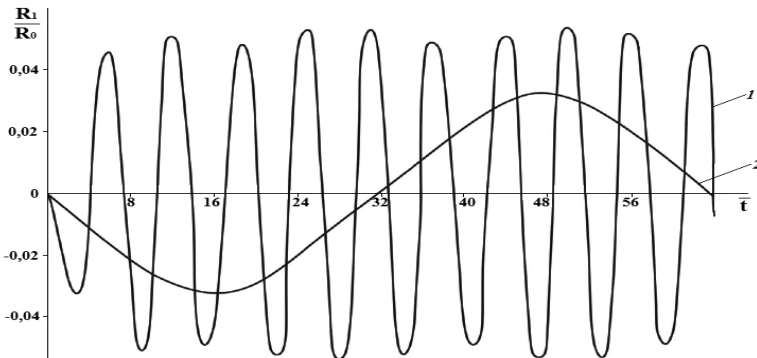


Рисунок 4.15 - Пульсації кавітаційного пухирця радіусом $R_0 = 1 \cdot 10^{-5}$ м в

залежності від параметра \bar{k} :

крива 1 – при $\bar{k} = 1$; крива 2 – при $\bar{k} = 0,1$

Як видно з рис. (4.15), при $\bar{k} = 1$ амплітуда пульсуючих коливань кавітаційного пухирця зростає у порівнянні з варіантом, коли $\bar{k} = 0,1$ майже в 1,65 рази, причому частоти коливань підвищуються до 10 разів.

На рис. 4.16 приведені криві пульсацій кавітаційного пухирця при взаємодії його із синусоїдальною хвилею в залежності від параметра p_0 при $\bar{k} = 1$.

Криву 1 на рис. 4.16 побудовано з використанням вихідних даних, що приведені вище в табл. 4.11 (колонка 2) і вона відповідає значенню $p_0 = 50 \text{ атм}$.

Дана крива описується такою залежністю:

$$R_1(\bar{t}) = \left(-2,5510053 \cdot 10^{-6}\right) \cdot \left[\begin{array}{l} -\cos \bar{t} + 0,1037 \sin \bar{t} + e^{-0,489\bar{t}} \times \\ \times (\cos 0,867\bar{t} + 0,443 \sin 0,867\bar{t}) \end{array} \right]. \quad (4.130)$$

Крива 2 на рис. 4.16 описується залежністю (4.128) і відповідає значенню параметра $p_0 = 400 \text{ атм}$.

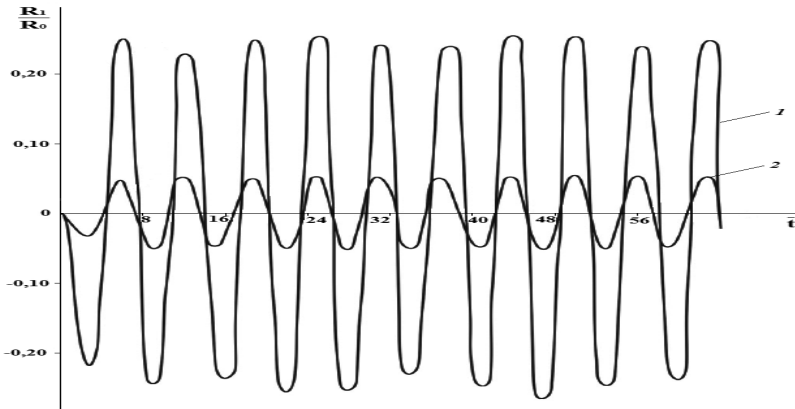


Рисунок 4.16 - Пульсації кавітаційного пухирця радіусом $R_0 = 1 \cdot 10^{-5} \text{ м}$ в залежності від гідростатичного тиску стовпа промивної рідини p_0 :

крива 1 – при $p_0 = 5 \text{ МПа}$; крива 2 – при $p_0 = 40 \text{ МПа}$

Таким чином, як видно з рис. 4.16, значення гідростатичного тиску стовпа промивної рідини p_0 суттєво впливає на значення амплітуди пульсацій кавітаційного пухирця в полі набігаючої хвилі.

РОЗДІЛ 5

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ ДОСЛІДЖЕННЯ РОБОТИ ГІДРОДИНАМІЧНОГО ПУЛЬСАТОРА ТА РОЗРОБЛЯННЯ МЕТОДИКИ ПРАКТИЧНОГО РОЗРАХУНКУ ОПТИМІЗАЦІЇ КАВІТАЦІЙНО-ПУЛЬСАЦІЙНОЇ ДІЇ НА ГІРСЬКІ ПОРОДИ ПРИ БУРІННІ СВЕРДЛОВИНИ

5.1 Схема та принцип роботи гідродинамічного пульсатора

Результатами досліджень, отриманих в попередніх розділах монографії, виявлено, що міцність промивальних рідин на вибої свердловини може бути знижена за допомогою різних пульсуючих пристроїв, дія яких призводить до утворення пухирців [97, 121, 153, 154]. Оскільки в умовах буріння свердловини мають місце високі тиски, то для виділення з промивальної рідини газової фази потрібен пристрій, який дозволяв би знижувати тиск стовпа робочої рідини до зони її метастабільного стану. Для реалізації цього процесу пропонується конструкція гідродинамічного пульсатора, схема якої показана на рис. 5.1.

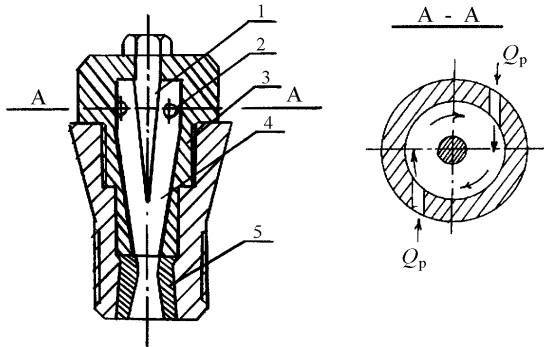


Рисунок 5.1 - Схема гідродинамічного пульсатора:

1 – штиль-відбивач; 2 - отвори для входження рідини; 3 - головка камери завихрення; 4 – камера вихрова; 5 – насадка

Гідродинамічний пульсатор працює наступним чином: промивальна рідина через входні тангенціальні отвори 2 попадає в камеру завихрення. В камері завихрення рідина набуває обертowego руху з миттєвим збільшенням швидкості робочого потоку. Завихрений потік під дією центробіжних сил і перепаду тиску

безперервно витікає в кільцевий конфузорний канал (насадку 5). В насадці, яку виконано з кутом розкриття α від 6° до 7° досягається збільшення швидкості потоку промивальної рідини з виникненням її локального розриву, тобто утворення пухирців і каверн, що заповнені газом (повітрям).

Оскільки потік промивальної рідини направлений по дотичній в кільцевому конфузорному каналі, то він рухатиметься по кривій і чим більший час проходження потоку через зону пониженого тиску в насадці пристрою 5, тим більше зростатимуть за розмірами каверни і пухирці, а також збільшуватиметься їх кількість.

Рух потоку промивальної рідини в насадці пульсатора проходить з нарощуванням швидкості і відповідно зі створенням умов для відриву потоку від стінок насадки пульсатора та утворення нових пухирців і каверн, що призводить в кінцевому випадку до виникнення коливального процесу. З метою попередження передчасного руйнування вихрової камери від дії можливих гідроакустичних хвиль і коливань тиску в пристрої передбачено шпиль-відбивач 1, який кріпиться до головки камери завихрення 3.

Слід зауважити, що у конструкції вихрової камери пульсатора основні робочі елементи виготовляються методами порошкової металургії з надтвердих матеріалів. В принципі, гідродинамічний пульсатор повинен забезпечити не тільки створення пухирців і каверн, але й їх виніс за межі пристрою, де попавши в зону високого тиску вони лускають, створюючи пульсаційні потоки високої інтенсивності. Оскільки описані вище процеси відбуваються багатократно, миттєво і, як правило, через певні проміжки часу (якщо враховувати, що у якості робочої рідини використовується глиниста промивальна рідина), тоді і супроводжувані ними пульсаційні явища виникають в потоці промивальної рідини.

Як результат від створення на вибої свердловини описаних вище пульсаційних явищ вирішується поставлена задача - досягається ефективне очищення вибою від вибуреної породи, збільшується механічна швидкість буріння та проходка інструменту, причому досягається достатньо висока

надійність роботи пульсатора. Слід підкреслити, що особливістю розробленої конструкції гідродинамічного пульсатора є змінна робоча насадка, профіль якої може бути розширеним і може бути утворений коноїдальною поверхнею, конічною поверхнею, конічною поверхнею, яка переходить поступово в циліндричну поверхню, конічною поверхнею з вхідною циліндричною ділянкою, проте конічні поверхні можуть бути виконані з різними кутами розкриття і різної довжини. Це забезпечує встановлення різних режимів витікання промивальної рідини з пульсатора і крім цього дозволяє швидко змінювати насадки у випадку їх ерозійного зношування і відповідно зміни профілю бокових каналів.

5.2 Проведення експериментальних досліджень

З метою дослідження робочих характеристик гідродинамічного пульсатора розроблено експериментальну установку [155], схему якої приведено на рис. 5.2 з її основними робочими вузлами, а на рис. 5.3 показано її фактичний вигляд.

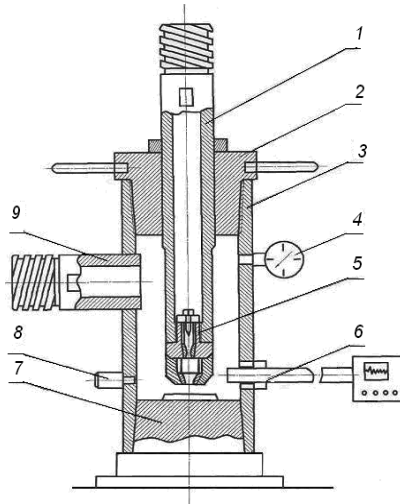


Рисунок 5.2 - Схема установки для проведення експериментальних досліджень роботи гідродинамічного пульсатора:

- 1 – шток; 2 – кришка; 3 – корпус; 4 – манометр; 5 – гідродинамічний пульсатор;
6 – датчик тиску з під'єднаним до нього осцилографом; 7 – дно;
8 – запобіжний клапан; 9 – викидна лінія



Рисунок 5.3 - Загальний вигляд експериментальної установки для дослідження кавітаційно-пульсаційних потоків

Експериментальна установка складається з циліндричного корпусу 3, який за допомогою різьби приєднаний до дна 7. Зверху до корпусу приєднано герметизуючу кришку 2, у якій концентрично розміщено шток 1 з прохідним каналом. Шток 1 може переміщатися вверх-вниз вздовж осі, та фіксуватися в необхідному положенні. У верхній частині штока 1 знаходиться швидко роз'ємне з'єднання (ШРЗ) для приєднання нагнітальної лінії, а в нижній закріплено гідродинамічний пульсатор 5. Зі сторони зовнішньої поверхні корпусу 3 є канал під викидну лінію 9, що закінчується швидко роз'ємним з'єднанням. Крім цього установка обладнана манометром 4 типу МТСПД-100-ОМ2 (ГОСТ 12733-74), запобіжним клапаном 8 та датчиком тиску 6 типу ПДМТ-80, який з'єднано з осцилографом або датчиком тиску з комп'ютерним записом пульсацій.

Розроблена експериментальна установка в достатній мірі моделює свердловинні умови, а саме дозволяє створити в середині високі тиски, домогтися стрімкого збільшення швидкості потоку промивальної рідини в місці розміщення пульсатора шляхом подачі потоку через бокові тангенціально-розміщені отвори

пульсатора по дотичній до поверхні кільцевої розбіжної насадки, що забезпечує утворення пухирців і каверн. По мірі руху робочого потоку по розбіжному каналі насадки збільшується швидкість потоку промивальної рідини, що приводить до подальшого зростання пухирців і каверн як за розмірами так і їх кількості в одиниці об'єму рідини. Одночасно відбувається виніс пухирців і каверн за межі пристрою, які попадаючи в зону високого тиску лускають. Лускання порожнин і каверн супроводжується звуковими хвилями і пульсаційними процесами. Виніс кавітаційних пухирців за межі пристрою регулюється шляхом зміни тиску нагнітання та швидкістю подачі потоку промивальної рідини насосним агрегатом.

Ідея такої установки полягала в тому, щоб по перше, напротязі короткого часу (частки секунд) створити умови для виникнення негативних тисків, а по друге, замінити складне вимірювання цих тисків в місці найбільшого звуження гідродинамічного пульсатора спеціальними високочутливими датчиками.

Методика проведення експериментальних досліджень полягає в наступному:

- оцінити можливість виникнення пульсаційних процесів в потоці промивальної рідини при прокачуванні її через гідромоніторну насадку;
- оцінити можливість виникнення пульсацій в потоці промивальної рідини при її проходженні через пульсаційну камеру гідродинамічного пульсатора при відсутності тиску на виході з насадки та при наявності протитиску;
- оцінити можливість передачі пульсаційних тисків при виході потоку рідини через пульсаційно-кавітаційну камеру та гідромоніторну насадку;
- встановити характер пульсації – збільшення або зменшення тиску при лусканні пухирців газу (повітря).

Експериментальні дослідження ефекту створення пульсаційного потоку проводилися в Тампонажному Управлінні ПАТ «Укрнафта» (м. Долина) з використанням насосних агрегатів типу 4АН-700 та американської станції контролю гідророзриву пластів фірми «Kenworth» за схемою, яку приведено на рис. 5.4.



Рисунок 5.4 - Технологічна схема обв'язки обладнання при експериментальних дослідженнях пульсатора

Насосний агрегат, який використовується у якості джерела подачі промивальної рідини направляє її по нагнітальній лінії на шток, пройшовши крізь який рідина поступає в гідродинамічний пульсатор. Після пульсатора потік рідини поступає в середину установки та викидну лінію, що з'єднана з насосним агрегатом. В процесі досліджень проводяться заміри тисків на вході в пульсатор P_1 та після пульсатора P_2 в автономному режимі через американські датчики високих тисків типу «Viatran Model 5093 BPG AW200», зняті значення показників яких через кожні 2 с записуються на комп'ютері. Тиск на вході в пульсатор регулюється агрегатом виходячи з врахування його робочих можливостей, а тиск в середині установки дросельною засувкою, яку вмонтовано на викидній лінії. Проводиться замір та запис показів датчиків тиску при послідовній зміні тиску на вході при різних режимах роботи насосного агрегату (від 30 до 20 МПа), а також при переході з відкритої до наполовину закритої дросельної засувки.

Експериментальні дослідження проводились в 3 етапи. У якості робочої рідини було використано глинисту промивальну рідину з наступними параметрами: $\rho = 1200 \text{ кг/м}^3$; $\text{УВ} = 70 \text{ с}$; $\text{СНЗ} = 98/134 \text{ дПа}$; $\text{pH} = 8$; $K = 1 \text{ мм}$; $V = 7 \text{ см}^3/30 \text{ хв}$.

На першому етапі проводилися дослідження можливостей створення пульсаційних коливань тиску при прокачуванні промивальної рідини через гідромоніторну насадку діаметром 14 мм. Як показують результати обробки поставленого експерименту (рис. 5.5), після гідромоніторної насадки пульсаційних коливань зафіксовано не було. Перший експеримент було проведено протягом 7 хв. при тиску на вході в насадку $6 \div 10$ МПа, як без протитиску так із протитиском на викидній лінії ($P_{пр} = 2$ МПа).

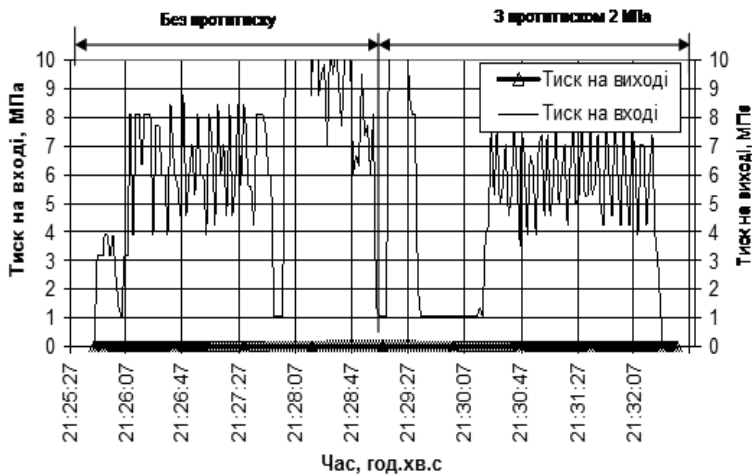


Рисунок 5.5 - Результати експериментальних досліджень гідромоніторної насадки діаметром 14 мм на глинистій промивальній рідині

Другий момент експериментальних досліджень представлено пульсатором з діаметром сопла 14 мм. Результати експерименту представлено у вигляді графіків на рис. 5.6. Виявлено, що без створення протитиску на виході з установки частота пульсацій становила 7 Гц, а амплітуда пульсаційних коливань коливалася від 1 до 6 МПа при тиску на вході 4 МПа. У випадку створення протитиску в 1,5 МПа, що відповідає глибині свердловини 150 м частота коливань тисків зменшилась до 5 Гц, проте амплітуда зростає від 1 до 6 МПа.



Рисунок 5.6 - Графічна інтерпретація результатів дослідження роботи пульсатора з діаметром насадки 14 мм на глинистій промивальній рідині

З метою з'ясування можливості передачі пульсаційних потоків від пульсатора до гідромоніторної насадки діаметром 14 мм поставлено експеримент, який було проведено в аналогічних до попередніх умовах. Результати експерименту подано у вигляді графіків на рис. 5.7. Як з'ясувалося, після гідромоніторної насадки при тиску на вхідній лінії 8 – 12 МПа та протитиску на виході 2 МПа, що відповідає глибині свердловини 200 м було зафіксовано пульсації, частота яких, як видно з рис. 5.7 становила 12 Гц, а амплітуда коливань від 0 до 3 МПа.

Третій етап експериментальних досліджень представлено умовами, щодо визначення характеру пульсацій та руйнівних можливостей гідромоніторного ефекту та пульсатора з гідромоніторною насадкою. На дно експериментальної установки було поміщено скляну пластину, товщиною 5 мм. Після прокачування через гідромоніторну насадку протягом 20 хв. промивальної рідини, скляна пластина була зруйнована повністю за рахунок прямого ударяння струменів потоку рідини, що виходили з гідромоніторної насадки.

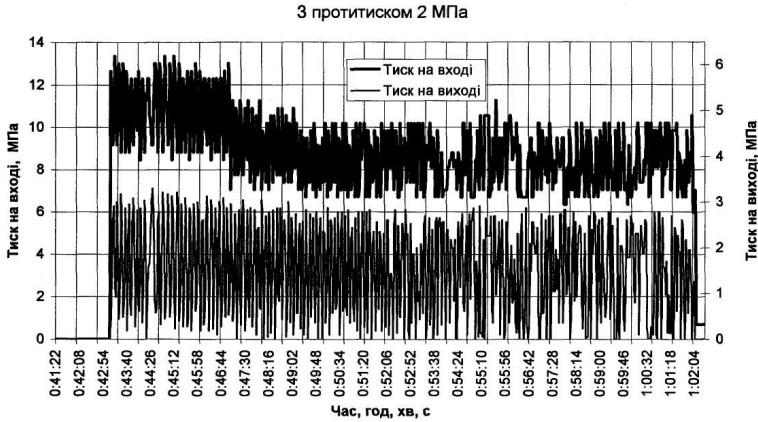


Рисунок 5.7 - Графічна інтерпретація результатів дослідження роботи «пульсатор + гідромоніторна насадка» з діаметром насадки 14 мм на глинистій промивальній рідині

Результати запису тисків на вході в гідромонітор і після гідромонітора підтвердили відсутність будь-яких пульсаційних коливань тисків за гідромоніторною насадкою.

Аналогічно проводився експеримент з скляною пластиною, але вже з пульсатором і гідромоніторною насадкою. Процес прокачування промивальної рідини тривав 20 хв. Після завершення експерименту скляна пластина залишилася не ушкодженою, лише утворилися незначні опуклості до напрямку пульсацій тиску. Звідси, стає очевидним той факт, що при пульсації тиск на виході з пульсатора понижується на певну величину амплітуд.

При дослідженнях гідродинамічного пульсатора на установці спостерігався багатотональний шум, що підтверджує про виникнення великої кількості пухирців газу (повітря), лускання яких призводить до створення коливань імпульсів тиску з широким діапазоном частот і амплітуд, тобто на виході з пульсатора формуються потужні пульсаційні потоки промивальної рідини, частота і амплітуда яких визначається насамперед будовою кавітаційних пухирців, а також концентрацією в них газової (повітряної) фази. Тому при

прокачуванні промивальної рідини через пульсатор формується нерівномірний пульсуючий потік рідини, який характеризується збільшенням або зменшенням тиску при лусканні пухирців газу (повітря).

Для визначення сумарного тиску p_c , що створюється системою точкових джерел у вигляді кавітаційних пухирців певної їх концентрації в промивній рідині (буровому розчині), скористаємось залежністю [156]:

$$p_c = 2A_0n_0\varepsilon_0^{2/3} \frac{R_I}{R_0}, \quad (5.1)$$

де A_0 , n_0 - коефіцієнти, що визначають рівняння стану промивної рідини;

ε_0 - початкова об'ємна концентрація газу (повітря) в промивній рідині;

R_I - амплітуда пульсацій кавітаційного пухирця;

R_0 - початковий радіус пухирця.

Відомо, що закон малих пульсацій кавітаційного пухирця в полі тиску набігаючої хвилі $p_e(t)$ в області зображень за Лапласом визначається виразом [157]:

$$R_I^L = \left(-\frac{I}{\rho_0 c_0 \alpha} \right) \cdot \frac{p_e^L(s+a)}{[s^2 + 2\beta s + \Omega_0^2]}. \quad (5.2)$$

Підставивши (5.2) в зображення за Лапласом залежності (5.1), знайдемо:

$$p_v^L = \left(-\frac{2A_0n_0\varepsilon_0^{2/3}}{\rho_0 c_0 \alpha} \right) \cdot \frac{p_e^L(s+a)}{[s^2 + 2\beta s + \Omega_0^2]}. \quad (5.3)$$

В роботі [158] наведена формула для визначення сумарного тиску в зображенні за Лапласом у довільній точці x_0 :

$$p_c^L|_{x=x_0} = \sum_{m=0}^M p_v^L + \sum_{n=1}^N p_v^L e^{\frac{sn2\eta}{c_0}} + p_a^L, \quad (5.4)$$

де $M = \left[\frac{x_0}{r_0} \right]$, $N = \left[\frac{c_0 t}{r_0} \right]$;

$[x]$ - означає цілу частину числа x .

Параметр r_0 визначає ширину плоского фронту хвилі, що створюється системою кавітаційних пухирців і його ми можемо визначити із співвідношення:

$$\frac{R_0}{r_0} = \varepsilon_0^{1/3}. \quad (5.5)$$

Враховуючи тиск випромінювання (5.3), із (5.4) знаходимо:

$$p_c^L|_{x=x_0} = p_\varepsilon^L \left\{ 1 - \left(\frac{2A_0 n_0 \varepsilon_0^{2/3}}{\rho_0 c_0 \alpha R_0} \right) \cdot \left[\frac{(s+a)}{s^2 + 2\beta s + \Omega_0^2} \right] \cdot \left(M + \sum_{n=1}^N e^{-\frac{2sm\eta_0}{c_0}} \right) \right\}. \quad (5.6)$$

При $M \gg N$ має місце наступне співвідношення:

$$p_c^L|_{x=x_0} = p_\varepsilon^L \left\{ 1 - \left(\frac{2A_0 n_0 \varepsilon_0^{2/3}}{\rho_0 c_0 \alpha R_0} \right) \cdot \left[\frac{(s+a)}{s^2 + 2\beta s + \Omega_0^2} \right] \cdot M \right\}. \quad (5.7)$$

Для прикладу, визначимо сумарний тиск, що створюється кавітаційними пухирцями при дії на них набігаючої хвилі $p_a = p_m \sin kt$.

Вихідні дані: $\varepsilon_0 = 0,018$; $R_0 = 1 \cdot 10^{-4} \text{ м}$; $x_0 = 0,1 \text{ м}$; $c_0 = 450 \text{ м/с}$; $t = 1 \cdot 10^{-5} \text{ с}$ (100 мкс); $A_0 = 33,8 \cdot 10^5 \text{ Па}$; $n_0 = 76,1$.

Враховавши вихідні дані з формули (5.5) знаходимо: $r_0 = 3,9 \cdot 10^{-4} \text{ м}$.

Відповідно, параметри M і N складають:

$$M = \left[\frac{x_0}{r_0} \right] = \left[\frac{0,1}{3,9 \cdot 10^{-4}} \right] = 257;$$

$$N = \left[\frac{450 \cdot 1 \cdot 10^{-5}}{3,9 \cdot 10^{-4}} \right] = 12.$$

У даному випадку маємо $M \gg N$. Відповідно, для визначення сумарного тиску, що створюється системою кавітаційних пухирців, скористаємось формулою (5.7).

Позначимо $B = \frac{2A_0 n_0 \varepsilon_0^{2/3}}{\rho_0 c_0 \alpha R_0} M$, при $p_\varepsilon^L = \frac{p_m k}{s^2 + k^2}$ з виразу (5.7) знайдемо:

$$p_c^L = \frac{p_m k}{s^2 + k^2} - \left(\frac{B p_m k}{s^2 + k^2} \right) \cdot \frac{s + a}{(s^2 + k^2)(s^2 + 2\beta s + \Omega_0^2)}. \quad (5.8)$$

З метою визначення сумарного тиску від дії системи кавітаційних пухирів у точці $x = x_0$ у вище приведенному виразі (5.8) необхідно від зображень за Лапласом перейти до оригіналів. Для цього другий член виразу (5.8) потрібно розкласти на прості дроби і після проведення відповідних математичних операцій зможемо отримати наступну залежність:

$$p_c^L = \frac{p_m k}{s^2 + k^2} + \frac{a_1 s + a_2}{s^2 + k^2} + \frac{a_3 s + a_4}{s^2 + 2\beta s + \Omega_0^2}, \quad (5.9)$$

де

$$a_1 = \frac{B p_m k \alpha}{2\beta \Omega_0^2} - \frac{\left(1 - \frac{k^2}{\Omega_0^2}\right)}{2\beta} \cdot \frac{B p_m k \left[\alpha \Omega_0^2 \left(1 - \frac{k^2}{\Omega_0^2}\right) - 2\beta(2\beta\alpha - \Omega_0^2) \right]}{\left[4\beta^2 k^2 - \Omega_0^4 \left(1 - \frac{k^2}{\Omega_0^2}\right)^2 \right]},$$

$$a_2 = -\frac{B p_m k \alpha}{\Omega_0^2} - \frac{k^2}{\Omega_0^2} \cdot \frac{B p_m k \left[\alpha \Omega_0^2 \left(1 - \frac{k^2}{\Omega_0^2}\right) - 2\beta(2\beta\alpha - \Omega_0^2) \right]}{\left[4\beta^2 k^2 - \Omega_0^4 \left(1 - \frac{k^2}{\Omega_0^2}\right)^2 \right]},$$

$$\alpha_3 = -\alpha_1; \quad \alpha_4 = -\frac{B p_m k \left[\alpha \Omega_0^2 \left(1 - \frac{k^2}{\Omega_0^2}\right) - 2\beta(2\beta\alpha - \Omega_0^2) \right]}{\left[4\beta^2 k^2 - \Omega_0^4 \left(1 - \frac{k^2}{\Omega_0^2}\right)^2 \right]}.$$

З використанням формул операційного числення із (5.9), переходячи до класу оригіналів, отримаємо:

$$p_c(t) = p_m \sin kt + \alpha_1 \cos kt + \frac{\alpha_2}{k} \sin kt - \alpha_1 \left[e^{-\beta t} \cos \Omega t - \frac{\beta}{\Omega} e^{-\beta t} \sin \Omega t \right] + \frac{\alpha_4}{\Omega} e^{-\beta t} \sin \Omega t. \quad (5.10)$$

Ввівши наступні безрозмірні параметри:

$$\bar{k} = \frac{k}{\Omega_0}; \bar{\beta} = \frac{\beta}{\Omega_0}; \bar{\Omega} = \frac{\Omega}{\Omega_0}; \bar{\alpha} = \frac{\alpha}{\Omega_0}; \bar{B} = \frac{B}{\Omega_0}; \bar{t} = t \cdot \Omega_0,$$

із співвідношення (5.10) отримаємо наступний вираз:

$$p_c(\bar{t}) = p_m \sin \bar{k}\bar{t} + \bar{\alpha}_1 \cos \bar{k}\bar{t} + \frac{\bar{\alpha}_2}{k} \sin \bar{k}\bar{t} - \bar{\alpha}_1 \times \\ \times \left[e^{-\bar{\beta}\bar{t}} \cos \bar{\Omega}\bar{t} - \frac{\bar{\beta}}{\bar{\Omega}} e^{-\bar{\beta}\bar{t}} \sin \bar{\Omega}\bar{t} \right] + \frac{\bar{\alpha}_4}{\bar{\Omega}} e^{-\bar{\beta}\bar{t}} \sin \bar{\Omega}\bar{t}, \quad (5.11)$$

де

$$\bar{\alpha}_1 = \frac{\bar{B} p_m \bar{k} \bar{\alpha}}{2\bar{\beta}} - \frac{(1 - \bar{k}^2)}{2\bar{\beta}} \cdot \frac{\bar{B} p_m \bar{k} [\bar{\alpha}(1 - \bar{k}^2 - 2\bar{\beta}(2\bar{\beta}\bar{\alpha} - 1))]}{[4\bar{\beta}^2 \bar{k}^2 - (1 - \bar{k}^2)^2]}, \\ \bar{\alpha}_2 = -\bar{B} p_m \bar{k} \bar{\alpha} - \frac{\bar{k}^2 p_m \bar{B} \bar{k} [\bar{\alpha}(1 - \bar{k}^2 - 2\bar{\beta}(2\bar{\beta}\bar{\alpha} - 1))]}{[4\bar{\beta}^2 \bar{k}^2 - (1 - \bar{k}^2)^2]}, \quad (5.12) \\ \bar{\alpha}_3 = -\bar{\alpha}_1; \bar{\alpha}_4 = \frac{\bar{B} p_m \bar{k} [\bar{\alpha}(1 - \bar{k}^2 - 2\bar{\beta}(2\bar{\beta}\bar{\alpha} - 1))]}{[4\bar{\beta}^2 \bar{k}^2 - (1 - \bar{k}^2)^2]}.$$

У випадку резонансу ($\bar{k} = k / \Omega_0 = 1$) з формул (5.11) і (5.12) отримаємо:

$$p_c(\bar{t}) = p_m \sin \bar{k}\bar{t} + \frac{\bar{B} p_m \bar{\alpha}}{2\bar{\beta}} \cos \bar{k}\bar{t} - \frac{\bar{B} p_m}{2\bar{\beta} \bar{k}} \sin \bar{k}\bar{t} - \frac{\bar{B} p_m \bar{\alpha}}{2\bar{\beta}} \times \\ \times \left(e^{-\bar{\beta}\bar{t}} \cos \bar{\Omega}\bar{t} - \frac{\bar{\beta}}{\bar{\Omega}} e^{-\bar{\beta}\bar{t}} \sin \bar{\Omega}\bar{t} \right) - \frac{\bar{B} p_m}{2\bar{\beta} \bar{\Omega}} (2\bar{\beta}\bar{\alpha} - 1) \cdot e^{-\bar{\beta}\bar{t}} \sin \bar{\Omega}\bar{t} = \quad (5.13) \\ = p_m \left[\begin{array}{l} \sin \bar{k}\bar{t} + \frac{\bar{B} \bar{\alpha}}{2\bar{\beta}} \cos \bar{k}\bar{t} - \frac{\bar{B}}{2\bar{\beta} \bar{k}} \sin \bar{k}\bar{t} - \frac{\bar{B} \bar{\alpha}}{2\bar{\beta}} \left(e^{-\bar{\beta}\bar{t}} \cos \bar{\Omega}\bar{t} - \frac{\bar{\beta}}{\bar{\Omega}} e^{-\bar{\beta}\bar{t}} \sin \bar{\Omega}\bar{t} \right) - \\ - \frac{\bar{B}}{2\bar{\beta} \bar{\Omega}} (2\bar{\beta}\bar{\alpha} - 1) e^{-\bar{\beta}\bar{t}} \sin \bar{\Omega}\bar{t} \end{array} \right].$$

Для розрахунків задаємось наступними вихідними даними:

$$\bar{\alpha} = 5,214; \bar{\beta} = 0,333; \bar{\Omega} = 0,942; \bar{\beta} / \bar{\Omega} = 0,353.$$

$$\text{Значення } \bar{B} = B / \Omega = 1,99 \cdot 10^8 / 953462,6 = 208,7.$$

Підставивши ці значення параметрів в формулу (5.13), отримаємо сумарний

тиск від дії кавітаційних пухирців в полі набігаючої хвилі:

$$p_c(\bar{t}) = p_m \left[\sin \bar{t} + 1631,14 \cos \bar{t} - 312,84 \sin \bar{t} - 1631,14 e^{-0,333\bar{t}} \times \right. \\ \left. \times (\cos 0,942\bar{t} - 0,353 \sin 0,942\bar{t}) - 821,12 e^{-0,333\bar{t}} \sin 0,942\bar{t} \right]. \quad (5.14)$$

Використовуючи формулу (5.14) при $p_m = 2 \cdot 10^6$ Па в таблиці 5.1 приведені розраховані нами значення сумарного тиску p_c в залежності від безрозмірного часу \bar{t} .

Таблиця 5.1 - Залежність тиску p_c від \bar{t}

p_c, Pa	\bar{t}	p_c, Pa	\bar{t}	p_c, Pa	\bar{t}
0	0	$1,69 \cdot 10^9$	7	$-2,01 \cdot 10^8$	14
$-4,18 \cdot 10^8$	1	$-1,12 \cdot 10^9$	8	$-2,76 \cdot 10^9$	15
$-1,61 \cdot 10^9$	2	$-3,09 \cdot 10^9$	9	$-2,81 \cdot 10^9$	16
$-2,19 \cdot 10^9$	3	$-2,17 \cdot 10^9$	10	$-2,79 \cdot 10^8$	17
$-8,82 \cdot 10^8$	4	$6,89 \cdot 10^8$	11	$2,58 \cdot 10^9$	18
$1,63 \cdot 10^9$	5	$3,01 \cdot 10^9$	12	$3,05 \cdot 10^9$	19
$2,92 \cdot 10^9$	6	$2,58 \cdot 10^9$	13	$7,45 \cdot 10^8$	20

Із даних, приведених вище в табл. 5.1 видно, що зміна тиску з безрозмірним часом \bar{t} носить коливальний характер. Максимальні значення p_c досягають величин $3,05 \cdot 10^9$ Па. Проведеними нами теоретичними розрахунками встановлено, що при коливаннях дрібних за розмірами кавітаційних пухирців у промивній рідині в фазі їх стискання короткочасно (на протязі $10^{-6} \div 10^{-9}$ с) можуть виникати тиски до $1 \cdot 10^9$ Па і температури порядку 10^4 °С.

При розробці кавітаційного пристрою, надалі кавітатора та обґрунтуванні його геометричних, а також встановленні гідродинамічних параметрів з метою забезпечення енергоефективності руйнування гірських порід на вибої свердловини нами вирішувалися наступні завдання:

1) діаметр критичного січення кавітатора визначається за відомими параметрами насосної установки - витраті рідини Q і тиску на вході P_0 за формулою:

$$d_{кр} = \sqrt{\frac{4Q}{\pi \cdot \mu \cdot \sqrt{2g\rho(P_0 - P_{\kappa})}}}, \quad (5.15)$$

де Q - витрата рідини, $м^3/с$;

P_0 - тиск на вході в кавітатор, $Па$;

P_{κ} - значення тиску в кавітаційній порожнині, $Па$;

μ - в'язкість, $Па \cdot с$. На підставі численних експериментальних визначень цього параметра, приймається рівним $0,90 \div 0,98$;

g - прискорення вільного падіння, $g = 9,81 м/с^2$;

ρ - густина промивної рідини, $кг/см^3$.

Враховуючи те, що тиск в кавітаційній порожнині $P_{\kappa} \ll P_0$, його значенням, як правило, можемо знехтувати;

2) кут розкриття дифузора кавітаційної камери кавітатора $\beta = 25^\circ$. Що стосується вибору кута розкриття дифузора кавітаційної камери, то при дослідженні кавітаторів з $\beta = 10^\circ \div 120^\circ$ нами встановлено, що найбільш стійкі автоколивання тиску з максимальним розмахом в потоці рідини спостерігаються саме при куті $\beta = 25^\circ$, який і було вибрано надалі як оптимальний;

3) діаметр прохідного каналу після дифузора складає $D = 4d_{кр}$. Вибір цього параметра проводиться за критерієм реалізації максимальних значень імпульсів тиску за кавітатором. Максимальні значення імпульсів нами були отримані при значеннях діаметра вихідного каналу $D = 3,7 \div 4,3d_{кр}$;

4) довжина каналу після дифузора l_{κ} . Підставою для вибору довжини каналу після дифузора кавітатора [158] послужила експериментальна залежність величини імпульсу тиску на виході від відносної довжини каналу після дифузора $l_{\kappa} / d_{кр}$. Нами встановлено, що максимальні значення розмаху коливань тиску відповідають довжині каналу за дифузором $l_{\kappa} \approx 100d_{кр}$, або $l_{\kappa} \approx 25D$.

До гідродинамічних параметрів кавітатора слід віднести: частоту і розмах височастотних кавітаційних коливань рідини, а також діапазон їх існування за

параметром кавітації τ . Параметр τ , як критерій, що надає оцінку кавітаційному потоку рідини, являє собою відношення тиску, під дією якого відбувається замикання каверни, до тиску, під дією якого каверна виникає і росте в розмірах тобто: $\tau = P_1 / P_0$ [158].

Визначення очікуваних частот і амплітуд високочастотних кавітаційних автоколиваний рідини виконувалося за математичною моделлю, викладеною в розділі 4 дисертації, і порівнювалося з експериментальними даними при випробуванні кавітатора на спеціально розробленій нами для цього установці.

Як приклад, на рис. 5.8 і 5.9 наведені розрахункові та експериментальні залежності розмаху і частоти кавітаційних коливань від параметра кавітації τ , реалізовані за кавітатором з кутом $\beta = 25^\circ$ і $d_{кр} = 4$ мм для різних значень тиску на вході P_0 .

З наведених залежностей видно задовільне не тільки якісне, а й кількісне узгодження розрахункових і експериментальних даних.

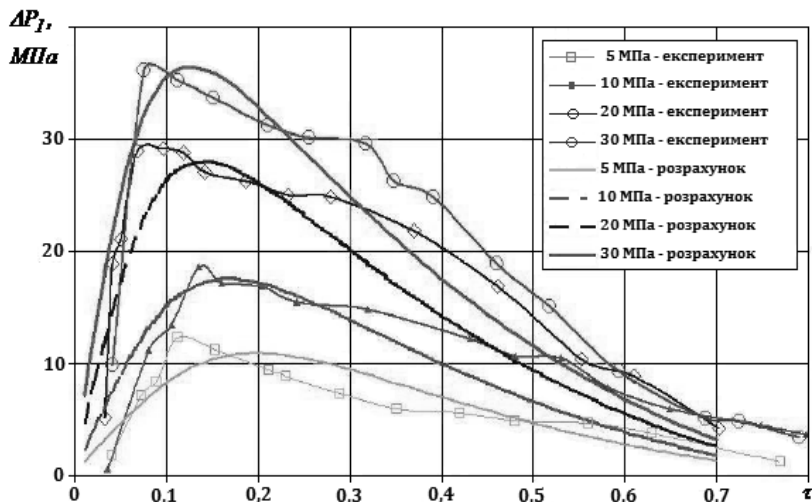


Рисунок 5.8 – Залежність кавітаційних коливань від зміни параметра кавітації τ при різних значеннях тиску P_0 на вході в кавітатор

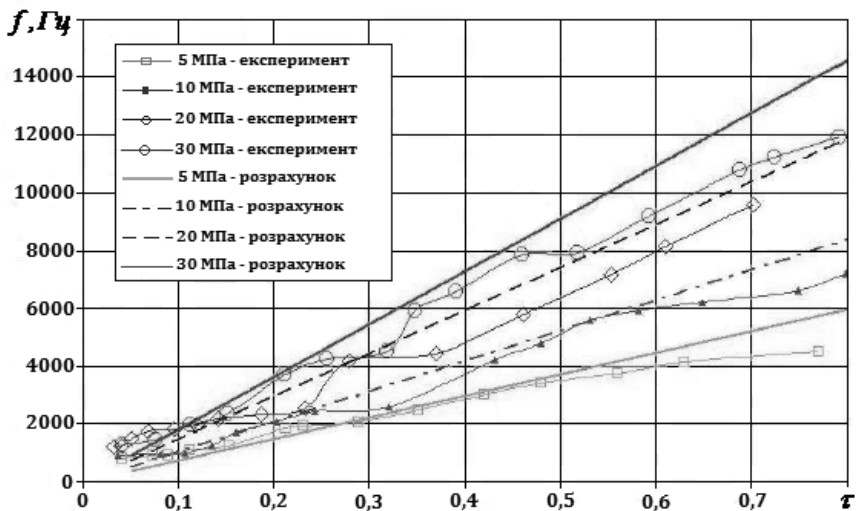


Рисунок 5.9 - Залежність частоти кавітаційних коливань від зміни параметра кавітації τ при різних значеннях тиску P_0 на вході в кавітатор

Залежності $\Delta P_1 = f(\tau)$ при різних тисках живлення P_0 мають максимум в діапазоні значень параметра кавітація τ від 0,07 до 0,15. При збільшенні тиску P_0 максимум значень ΔP_1 зміщується в бік менших значень параметра кавітації τ . Максимальне значення розмаху ΔP_1 перевищує тиск живлення P_0 приблизно від 1,2 до 2,4 рази. При цьому помітна тенденція, що при збільшенні тиску на вході в кавітатор P_0 співвідношення $\Delta P_1 / P_0$ - зменшується.

Частота кавітаційних коливань зі збільшенням τ зростає практично за лінійним законом при постійному тиску на вході P_0 . При постійному значенні τ частота коливань тиску ΔP_1 також зростає зі збільшенням тиску P_0 .

Так, при параметрі кавітації $\tau = 0,2$ зростання тиску нагнітання P_0 від 5 до 30 МПа призводить до збільшення частоти приблизно в два рази від 1860 Гц до 3700 Гц.

Аналіз залежностей ΔP_1 і $f = f(\tau)$ вказує на те, що високочастотні кавітаційні коливання рідини існують в діапазоні зміни параметра кавітації від

0,02 до 0,70.

Основною задачею при удосконаленні конструкції кавітаційного пристрою стала гідродинамічна ув'язка його конструктивних параметрів з масивом гірської породи, який підлягає руйнуванню буровим долотом.

Розглянемо вирішення цієї задачі на прикладі конструкції кавітаційного пристрою (рис. 5.1), у першому наближенні можемо звести до гідравлічної схеми, яку показано на рис. 5.10 [159].

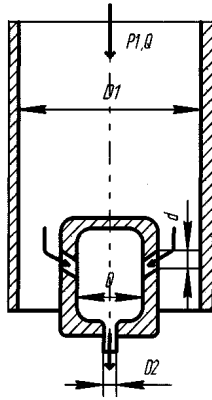


Рисунок 5.10 - Гідравлічна схема кавітаційного пристрою:
 Q – витрата рідини, $\text{м}^3/\text{с}$; D_1 – діаметр корпусу пульсатора, м ;
 D_2 – діаметр вихідного отвору, м ;
 d – діаметр вхідного отвору кавітаційної камери, м

Тоді розрахунок параметрів потоку рідини можна звести до гідравлічного. За рівнянням Бернуллі:

$$z_1 + \frac{P_1}{\rho g} + \frac{\alpha_1 V_1^2}{2g} = z_2 + \frac{P_2}{\rho g} + \frac{\alpha_2 V_2^2}{2g} + h_{1,2} + h_{in}, \quad (5.16)$$

де: P_1, P_2 – відповідно тиск рідини на вході та виході з насадки, МПа;

ρ – густина рідини, $\text{кг}/\text{м}^3$;

α_1, α_2 – коефіцієнт Кориоліса відповідно на вході і виході з пульсатора;

$z_1, z_2 - (z_1 = z_2)$;

V_1, V_2 – швидкість на вході і виході з насадки, м/с:

$$V_1 = \frac{4 \cdot \mu_1 \cdot Q}{\pi \cdot D_1^2}, \quad V_2 = \frac{4 \cdot \mu_2 \cdot Q}{\pi \cdot D_2^2}, \quad (5.17)$$

де: $\mu_1 = 0,85, \mu_2 = 0,92$ – коефіцієнти опору для циліндричної і гідромоніторної насадок відповідно;

$h_{1,2}$ – перепад напору за першим та другим діаметрами пульсатора, м:

$$h_{1,2} = \zeta_1 \frac{V_1^2}{2g} + \zeta_2 \frac{V_2^2}{2g}, \quad (5.18)$$

де: $\zeta_1 = 1,19, \zeta_2 = 0,38$ – коефіцієнти місцевого опору для миттєвого повороту та миттєвого звуження відповідно;

h_{in} – інерційний напір, м:

$$h_{in} = \frac{V^2}{2g}, \quad (5.19)$$

де: V – лінійна швидкість руху рідини, м/с:

$$V = \frac{4 \cdot \mu_2 \cdot Q}{n \cdot \pi \cdot d^2}, \quad (5.20)$$

де: n – кількість насадок (у нашому випадку $n = 4$).

Звідси, перепад тиску $\Delta P = P_1 - P_2$, може бути визначений за формулою:

$$\Delta P = \left[\frac{\alpha_2 V_2^2 - \alpha_1 V_1^2}{2g} + h_{1,2} + h_{in} \right] \cdot \rho g \quad (5.21)$$

За вихідних умов: густина рідини - 1200 кг/м^3 та витрата - $0,005 \text{ м}^3/\text{с}$ перепад тиску за формулою (5.20) складе $P_n = 1,33 \text{ МПа}$. Однак, реальний перепад тиску, отриманий за стендовими випробуваннями при дотриманні відповідних вихідних даних, склав $\Delta P = 6,5 \text{ МПа}$. Тоді різницю тиску у незбуреній рідині і даній точці кавітаційного пухирця, визначимо за формулою [160]:

$$P = -\frac{\Gamma^2 \rho}{8\pi r^{-2}} + \frac{2\sigma}{r}, \quad (5.22)$$

де: Γ – циркуляція швидкості, m^2/c ($\Gamma = 0,000141 m^2/c$ [161]);

\bar{r} – радіус-вектор розглянутого збурення рідини, м ($\bar{r} = 0,0175$ м);

σ – поверхневий натяг рідини на межі з газом (парою), $H/м$;

r – радіус кавітаційного пухирця, м.

Можна отримати як:

$$P = P_n - \Delta P. \quad (5.23)$$

Звідси, підставляючи (5.21) і (5.22) у (5.23), отримаємо:

$$P_n = P + \Delta P = -\frac{\Gamma^2 \rho}{8\pi r^{-2}} + \frac{2\sigma}{r} + \left[\frac{\alpha_2 V_2^2 - \alpha_1 V_1^2}{2g} + h_{1,2} + h_{in} \right] \cdot \rho g. \quad (5.24)$$

Тому радіус кавітаційного пухирця можна визначити:

$$r = \frac{2\sigma}{P_n - \left[\frac{\alpha_2 V_2^2 - \alpha_1 V_1^2}{2g} + h_{1,2} + h_{in} \right] \cdot \rho g + \frac{\Gamma^2 \rho}{8\pi r^{-2}}}. \quad (5.25)$$

Оскільки радіус кавітаційного пухирця виступає як оптимізаційний фактор під час проведення гідродинамічної обробки вибою свердловини наведеним кавітатором, розрахуємо залежність радіуса кавітаційного пухирця від зміни перепаду тиску та густини промивальної рідини, а також співвідношення розмірів насадок на вході і виході з кавітатора. Графічні залежності радіуса кавітаційного пухирця від перелічених вище чинників, зображено на рис. 5.11 і 5.12.

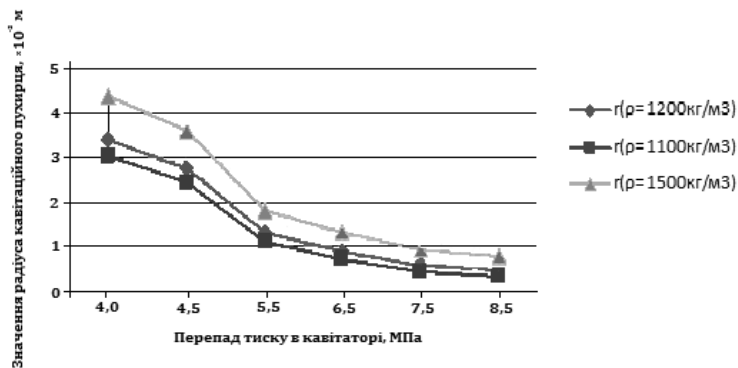


Рисунок 5.11 - Залежність радіуса кавітаційного пухирця від зміни перепаду тиску та густини бурового розчину

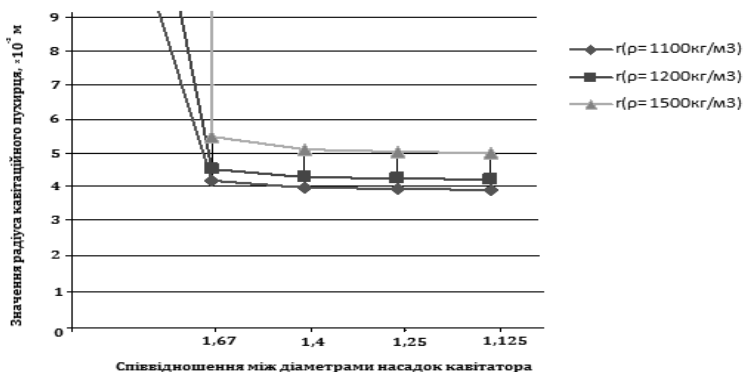


Рисунок 5.12 - Залежність радіуса кавітаційного пухирця від співвідношення діаметрів насадок кавітатора

Проведені дослідження дали змогу визначити можливі раціональні розміри кавітаційних пухирців, які можуть виступити в ролі основного оптимізаційного параметра, а саме їх лускання сприятиме створенню в привибійній зоні свердловини потужних пульсаційних потоків хвильової енергії направленої дії, що забезпечить можливість інтенсифікувати процес руйнування гірських порід.

Визначено, що оптимальний перепад тиску для рідин будь-якої густини знаходиться в межах $4 \div 4,5$ МПа (рис. 5.11) і оптимальне співвідношення діаметрів насадки не повинно перевищувати 1,67 (рис. 5.12), оскільки інакше проходить розрив рідини з внутрішнім гідроударом.

Подальші роботи, використовуючи наведені вище результати, планується спрямувати на створення технології руйнування гірської породи в процесі буріння свердловин.

Механізмом дії кавітаційного пристрою виявлено, що дія на вибій свердловини пульсуючими струминами буде ефективною при певній віддалі робочої насадки гідродинамічного пульсатора до вибою свердловини [162]. Відомо, що при цьому відбувається розширення струмини, зниження швидкості її ядра і послаблення дії на вибій свердловини. Проте, інтенсивні удари струмин об вибій свердловини можуть мати сильний вплив на формування коливального поля тисків в зоні працюючого в свердловині кавітатора. Звідси випливає питання щодо доцільності аналізу кількісних значень величин імпульсів тиску, які формуються в привибійній зоні свердловини під час роботи гідродинамічного кавітатора (пульсатора).

Для цього приймаємо наступні вихідні дані:

- діаметр вихідного перерізу отвору насадки гідродинамічного пульсатора $d_n = 14$ мм;
- густина робочої рідини $\rho_p = 1150$ кг/м³;
- модуль пружності робочої рідини $K = 3 \cdot 10^9$ Па⁻¹;
- модуль пружності пористого середовища гірських порід $E = 2 \cdot 10^{10}$ Па⁻¹;
- витрата рідини $Q = 28$ л/с;
- коефіцієнт структури потоку $a = 0,07$.

За нижче наведеною формулою знаходимо положення полюса струмини, який знаходиться на глибині початкового перерізу струмини:

$$h_0 = 0,29 \frac{d_n}{2} / a = 0,29 \frac{14 \cdot 10^{-3}}{2} / 0,07 = 29 \cdot 10^{-3} \text{ м.} \quad (5.26)$$

Знайдемо місце розміщення перехідного перерізу струмни за формулою:

$$S_0 = 0,67 \frac{d_n}{2} / a = 0,67 \frac{14 \cdot 10^{-3}}{2} / 0,07 = 67 \cdot 10^{-3} \text{ м.} \quad (5.27)$$

З'єднавши центр перехідного перерізу з кромкою насадки пульсатора, отримаємо границю постійних швидкостей ($U = U_0$). Тангенс кута звуження границі постійних швидкостей $\text{tg} \alpha'_1 = \alpha' \varphi'_1 = 1,6 \alpha \varphi'_1 = 1,5 \alpha$, тобто $\text{tg} \alpha'_1 = 0,105$

Кут розширення пограничного шару становить:

$$\beta = \alpha'_1 + \alpha'_2 = \text{arctg}(0,105) + \text{arctg}(3,4a). \quad (5.28)$$

При $a = 0,07$, $\alpha'_1 + \alpha'_2 = 14^\circ$.

Ширина пограничного шару в довільному перерізі початкової ділянки струмни дорівнює $b_{n,c} = 4,9 \alpha S$.

При $Q = 28 \text{ л/с}$ швидкість витікання промивальної рідини з насадки гідродинамічного пульсатора діаметром 14 мм становить 182 м/с.

Визначимо швидкість поширення ударної хвилі:

$$c = \frac{\sqrt{\frac{K}{\rho_{n,p}}}}{\sqrt{1 + \frac{K}{E}}}, \quad (5.29)$$

де $K = \frac{I}{\beta_g}$ - модуль пружності промивальної рідини (величина, яка є обернена до

коефіцієнту його об'ємного стиснення), Па^{-1} ;

E - модуль пружності пористого середовища гірських порід, що підлягають руйнуванню $\left(E = \frac{I}{\beta'_g} \right)$, Па^{-1} .

Згідно формули (5.29) швидкість поширення ударної хвилі становить 1506 м/с.

Розрахуємо тиск що створюється внаслідок гідравлічного удару в тріщині за формулою:

$$\Delta P = \rho_p \cdot c \cdot v_0, \quad (5.30)$$

де c - швидкість поширення ударної хвилі, $м/с$;

v_0 - початкова середня швидкість рідини, $м/с$;

ρ_p - густина робочої рідини, $кг/м^3$.

Тоді тиск гідравлічного удару об вибій свердловини, визначений за формулою (5.29) дорівнює $\Delta P = 315,2 МПа$.

На рис. 5.13 приведена залежність повного радіуса струмни $R_{гп}$ від віддалі S для різних значень діаметра насадок гідродинамічного кавітатора (пульсатора) при $\alpha = 0,07$.

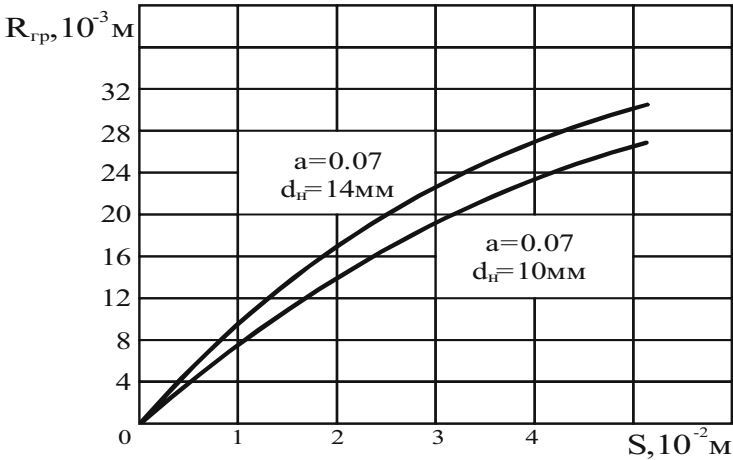


Рисунок 5.13 - Залежність повного радіуса $R_{гп}$ пульсуючої струмни від віддалі між торцем насадки до вибою свердловини S для різних значень діаметра насадки пульсатора

З рис. 5.13 видно, що при віддалі від торця насадки гідродинамічного пульсатора до вибою свердловини більше трьох її діаметрів має місце випадок, коли діаметр $2R_{гп}$ потоку рідини перекриває розміри тріщин, наявні в породі. З приведених вище графічних залежностей випливає, що пульсаційні потоки затоплених пульсуючих струмин можуть періодично створювати великі

коливання імпульсів тиску, значення яких є цілком достатніми для процесу руйнування гірських порід. Однак слід зауважити, що нами розглядаються ідеальні умови проявлення впливу кінетичної енергії високошвидкісних пульсуючих струмин на процес руйнування гірських порід. Тому приведені дані відносяться за величиною до найбільш максимально-можливих значень тисків, які можуть виникати при ідеальних умовах. Фактично вони діють в умовах інтерференції декількох потоків робочої рідини, що рухаються одночасно і утворюють в привибійній зоні свердловини складний спектр турбулентних потоків, які практично неможливо аналітично розрахувати. Проте, абсолютні значення тисків вільних затоплених пульсуючих струмин, що ударають об вибій свердловини, дають нам всі аргументовані підстави рахувати, що навіть і при інтерференції потоків промивної рідини сила ударів по гірській породі буде все ж таки значною, що в кінцевому випадку призводитиме до її руйнування.

Проведені дослідження дали змогу встановити, що накладаючись одна на одну, ударні хвилі різної природи формують у пористому середовищі привибійної зони свердловини нерівномірне поле тисків, під впливом якого відбувається розширення та закріплення існуючих і створення нових тріщин. За результатами досліджень запропоновано методику практичного розрахунку оптимізації кавітаційно-пульсаційної дії на гірські породи при бурінні свердловини, яку було рекомендовано до впровадження у виробництво ПрАТ «Нафтогазвидобування», ТОВ «Ендейвер» і ТОВ «Денімекс Юкрейн».

Оскільки описані вище процеси відбуваються багаторазово, миттєво і, як правило, через рівні періоди часу, то й звукові хвилі, і гідравлічні удари призводять до гармонічних явищ, або навіть до резонансу з великою руйнівною силою. Таким чином, виконуються поставлене завдання - підвищується ефективність руйнування гірської породи на вибої свердловини породоруйнівними інструментами.

Вивченню впливу нових конструктивних параметрів породоруйнівних інструментів на ефективність руйнування порід і закономірностей їх динамічної взаємодії з породою присвячено ряд досліджень вітчизняних і зарубіжних науковців. Встановлено, що саме фізико-механічне бачення свердловинних

процесів приводить до виявлення єдиної наукової основи, яка враховує вплив геологічного розрізу і оточуючого середовища на функціонування бурових процесів. Особливість цього підходу полягає в тому, що в ньому предметом розгляду є елементарні акти процесів руйнування порід озброєнням сучасних бурових доліт, які виявлені на основі узагальнення теоретичних і лабораторних досліджень, а також співставлення їх з промисловими даними. Результати досліджень одночасно служать як для обґрунтування технології використання існуючої сьогодні бурової техніки, так і для створення нової техніки і технологій з визначенням програм їх випробування і відпрацювання в практиці буріння свердловин (рис. 5.14).



Рисунок 5.14 – Схема вирішення задачі

Сучасний процес руйнування породи буровим долотом з енергетичної точки зору є вкрай неефективним. Знизити енергетичні витрати можна лише тоді, коли

будуть створені умови для одночасного руйнування ядра і розділюючої консолі, тобто коли відбудеться зменшення модуля пружності породи в зоні руйнування, зменшення деформацій, а також ефективного відриву частинок породи в межах утворених тріщин. Невирішеними на даний момент залишаються питання щодо можливості оцінки характеру пульсацій та практичного їх впливу на дослідні взірці гірських порід.

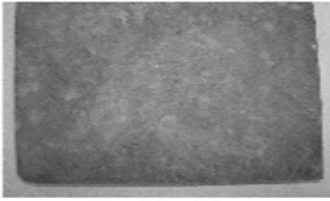
Одним з основних завдань є експериментальні дослідження робочих характеристик кавітаційно-пульсаційних пристроїв та можливостей їх використання в практичних цілях для руйнування гірської породи при спорудженні свердловини. Очевидним є той факт, що змінюючи геометричні параметри кавітаторів можна добитися збільшення або зменшення інтенсивності кавітаційно-пульсаційних потоків.

Експериментальними дослідженнями встановлено [163, 164] (рис. 5.7), що при проходженні робочої рідини через пульсатор формується пульсуючий потік з амплітудою до 3 МПа та частотою від 1 до 20 Гц в сторону зменшення тиску. У випадку створення протитиску в 2 МПа, що відповідає глибині свердловини 200 м частота коливань тисків коливалась від 12 до 24 Гц.

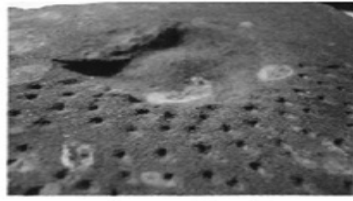
Для проведення експериментальних досліджень нами були відібрані чотири типи взірців гірських порід: пісковіку, вапняку, доломіту і мармуру. В якості робочої рідини було використано глинистий буровий розчин з такими параметрами: $\rho = 1200 \text{ кг/м}^3$; $UV = 7 \text{ см}^3/30 \text{ хв.}$; $pH = 8$; $CHZ_{1/10} = 98/134 \text{ дПа}$; $K = 1 \text{ мм}$.

Спочатку на дно експериментальної установки встановили взірець гірської породи - пісковік на віддалі 25 мм від вихідного перерізу насадки пульсатора. Прокачування робочої рідини через кавітатор-пульсатор здійснювали протягом 20 хв. при робочому тиску $5 \div 6 \text{ МПа}$. Після зупинки процесу було виявлено на поверхні пісковіку ерозійну лунку з об'ємом 4 см^3 (рис. 5.15).

Порода - ПІСКОВИК

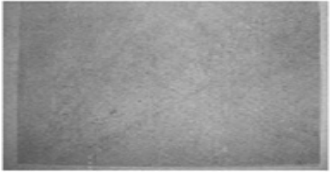


до обробки

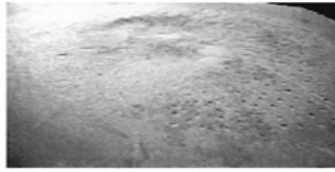


після обробки

Порода - ВАПНЯК

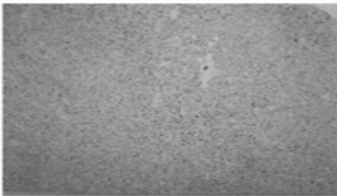


до обробки

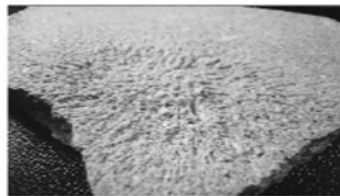


після обробки

Порода - ДОЛОМІТ

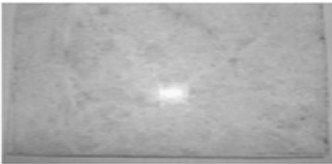


до обробки

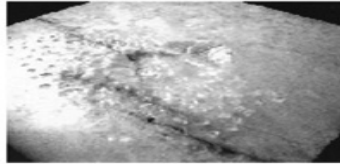


після обробки

Порода - МАРМУР



до обробки



після обробки

Рисунок 5.15 – Вигляд досліджуваних зрізів гірських порід до і після дії на них кавітаційно-пульсуючих потоків

Аналогічні дослідження проводилися зі зразками мармуру, вапняку і доломіту. Відстань від виходу потоку з робочої камери до контакту з поверхнею при дослідженні зрізів пісковика і мармуру складала 25 мм, а при дослідженні

вапняку і доломіту 30 мм. Час взаємодії потоку рідини з взірцями пісковика і мармуру склав 20 хв., а з взірцями вапняку і доломіту склав 15 хв. Основні результати досліджень зведені в табл. 5.2, [164].

Таблиця 5.2 - Результати досліджень руйнування різних видів порід у кавітаційно-пульсуючому потоці

Тип гірської породи	Твердість, МН/м ²	Час дії, хв.	Відстань від поверхні до насадки, мм	Тиск агрегату, МПа	Об'єм лунки, см ³
Пісковик	1337	20	25	5 ÷ 6	4
Мармур	1504	20	25	5 ÷ 6	2
Вапняк	839	15	30	4 ÷ 5	1,5
Доломіт	783	15	30	4 ÷ 5	2,5

Експериментальні дослідження підтвердили можливість кавітаційного руйнування різних типів порід без взаємодії індентора з породою. Величина об'єму ерозійного руйнування під впливом вихрових кавітаційних струменів склала від 1,5 см³ до 4 см³.

Характер, витягнутої за напрямком до центру ерозійного впливу, лунки вказує на те, що частинки породи відривалися від взірця дрібними долями. При цьому у центральній частині зони впливу на взірець, утворився виступ, який свідчить про кільцеподібне руйнування породи кавітаційним потоком.

При дослідженні кавітаційного пристрою на установці спостерігався багатотональний шум, що підтверджує про виникнення великої кількості пухирців газу (повітря), лускання яких призводить до створення коливань імпульсів тиску з широким діапазоном частот і амплітуд, тобто на виході з пульсатора формуються потужні пульсаційні потоки промивальної рідини, частота і амплітуда яких визначається насамперед будовою кавітаційних пухирців, а також концентрацією в них газової (повітряної) фази.

Виходячи з того, що пульсація триває певний час впливає, що найбільш важким є перший етап механічного розриву рідини. Після того, як він відбувся,

пульсаційний режим немов би сам себе стабілізує, причому степінь стабілізації стає тим більшою, чим меншими були тиски у відповідному безпульсаційному потоці. Частково ця обставина може бути викликана пружними деформаціями стінок гідродинамічного пульсатора і відповідним зростанням місцевих негативних тисків, які супроводжують пульсаційні процеси. Очевидно, що розміри і конструкція вихідних діаметрів насадок кавітаційного пристрою дозволяють забезпечити мінімально-необхідний перепад тиску в ньому. Тому при прокачуванні промивальної рідини через пульсатор формується нерівномірний пульсуючий потік рідини, який характеризується збільшенням або зменшенням тиску при лусканні пухирців газу (повітря).

РОЗДІЛ 6

РЕАЛІЗАЦІЯ НА ПРАКТИЦІ КАВІТАЦІЙНО-ПУЛЬСАЦІЙНИХ ПРОЦЕСІВ В ІНСТРУМЕНТАХ ДЛЯ БУРІННЯ СВЕРДЛОВИН

В останні роки, в міру вдосконалення проектування, створення нових матеріалів і технологій, все більше уваги проектувальники приділяють оптимізації конструкцій доліт, що базуються на механічних характеристиках гірських порід, котрі розбуруються, а також інтенсифікації та оптимізації процесу очищення вибою від вибуреної породи. Основними механічними процесами при бурінні гірських порід є їх деформування і руйнування. Буровими шарошковими долотами здійснюється близько 98% всього розвідувального та експлуатаційного буріння, які здатні реально і значно підвищувати ефективність всього процесу буріння.

Важкі умови роботи доліт на вибої вимагають використання в їх конструкціях самих високоякісних і стійких матеріалів. Щоб виготовити сучасне бурове долото, необхідні більш 300 найменувань високосортних сталей, твердих сплавів, основних і допоміжних спеціальних матеріалів та комплектуючих. Режим роботи доліт прийнято характеризувати наступними параметрами: осьовим навантаженням на долото; частотою обертання долота; витратою промивної рідини для виносу зруйнованої породи (шламу) і охолодження долота.

При навантаженні долота осьовим навантаженням створюється необхідне для руйнування породи зусилля і здійснюється відбір (передача) енергії від обертового інструмента для забезпечення руйнування породи по всьому периметру вибою [165, 166].

При руйнуванні гірських порід під дією розтягуючих або дотичних напружень рвуться зв'язки між мінералами, кристалами (зернами) і іншими частинками речовини, які беруть участь в побудові гірської породи і утворюються нові вільні поверхні. Найбільший опір руйнуванню гірські породи піддаються в разі стиснення, найменший - в разі розтягування.

Таким чином, основним принципом механічного руйнування гірської

породи на вибої є дискретність руйнування: кожен елемент озброєння долота періодично накладає на гірську породу складну дроблячо-сколюючу дію, яка вимагає колосальних енергозатрат. Зменшити енерговитрати цілком можливо, коли будуть створені умови для одночасного руйнування ядра і розділюючої консолі, тобто коли відбудеться зменшення модуля пружності породи в зоні руйнування, зменшення деформацій, а також ефективного відриву частинок породи в межах утворених тріщин. Саме це ми намагаємося довести, застосувавши ефективність роботи кавітаційних пристроїв в бурових долотах, яка підтверджена отриманими нами результатами проведених теоретичних і експериментальних досліджень.

6.1 Удосконалення гідравліки бурового долота

Вплив потужного гідродинамічного потоку на зруйновану і передзруйновану породу сприяє збільшенню швидкості буріння. Однак його ефективність на даний час досягла свого максимуму і досягнути подальшого зростання швидкості буріння і пониження енерговитрат з використанням гідромоніторних потоків в долоті вже не призводить до бажаних результатів буріння.

Відомо, що гідравліка бурового долота виконує чотири основні функції: розпушує шлам, очищає ріжучо-сколюючі елементи (шарошки) долота, охолоджує долото і виносить шлам зі стовбура свердловини для запобігання його повторного накопичення і руйнування. Проте в даний час при стандартному розміщенні насадок в бурових долотах потік бурового розчину направляє безпосередньо вниз, і не очищає якісно шарошки або стовбур свердловини до контакту різального озброєння інструменту з породою. В результаті цього осколки породи залишаються на вибої і можуть накопичуватися на шарошках або забиватися між елементами ріжучого озброєння згідно явищу, названому утворенням сальників на долоті, які перешкоджають повному проникненню в незруйнований масив породи. Тому конструкція гідравлічної системи долота значно впливає на характер роботи шарошкового долота і на оптимальну

механічну швидкість проходки бурильного інструменту [167].

Залежність між механічною швидкістю проходки, очищенням долота і видаленням шламу була вперше визнана при лабораторних випробуваннях з долотами робочих діаметрів. Перед встановленням витриманого темпу швидкості буріння долота бурять трохи швидше, коли зубці або твердосплавні вставки тільки починають різати на повну глибину, поступово знижуючи швидкість буріння, як тільки шлам починає забиватися навколо різців і знижувати ступінь проникнення в породу. Ці спостереження послужили нам причиною для проведення ряду досліджень з метою вивчення наслідків зміни напрямку насадок і їх місця розміщення в долоті. При першому дослідженні, ми направляли потік рідини з насадок безпосередньо на різці. Швидкість буріння значно зросла, демонструючи важливість направлення промивальної рідини для очищення долота і для запобігання утворення сальників.

Для оптимізації характеристик роботи долота було випробувано насадки різної довжини та конфігурації.

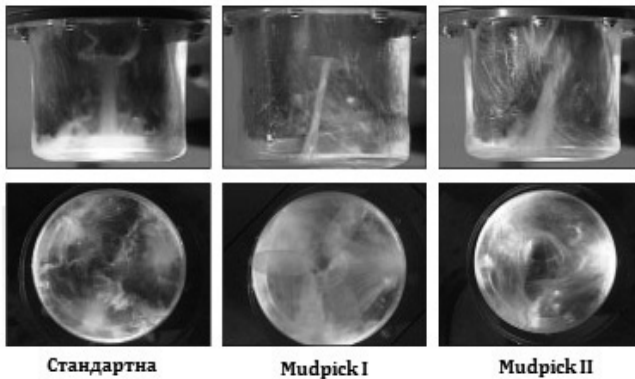


Рисунок 6.1 - Результати експериментальних досліджень роботи гідравлічних насадок бурового долота

Ріжуча дія може бути найефективнішою, коли осколки породи видаляються негайно. Потік рідини навколо і під долотом можна спостерігати в камері

візуалізації потоку (рис. 6.1, крайній зліва) при стандартній гідравліці, коли потік прямує на вибій або на кут вибою стовбура свердловини. Рідина розходитья радіально на 360° і більша частина гідравлічної енергії бурового розчину втрачається в кільцевому просторі. Залишок потоку потрапляє на ділянки застою, які збігаються із зонами, де різці контактують з породою, що знижує швидкість потоку і ефективність очищення стовбура свердловини, а також швидкість буріння. У конструкції гідравліки «Mudpick I» використовуються точно спрямовані і трохи видовжені насадки для очищення різців і породи до їх взаємодії і переміщення зони застою від зони різання породи (рис. 6.1, по центру). Гідравліка «Mudpick II» максимально збільшує ефективність буріння для доліт зі вставками (рис. 6.1, праворуч). Потік промивальної рідини очищає калібруючий вінець і вставки внутрішнього ряду і проходить під різцями, очищаючи вибій свердловини. Потік під різцями - максимальний для забезпечення ефективності видалення шламу.

Частково видовжені насадки були спрямовані на провідні елементи шарошок між зовнішнім калібрувальним вінцем і проміжним рядом різців для очищення долота і вибою свердловини перед контактом ріжучого озброєння з породою. Ця запатентована технологія «Mudpick I» дозволила підвищити механічну швидкість проходки більш ніж на 20 % при лабораторних дослідженнях, постійно забезпечуючи більш високу механічну швидкість проходки, ніж при стандартній конструкції з прямо спрямованими насадками. Видовження насадок виготовлено ковкою в тілі лапи, щоб уникнути використання окремих додаткових подовжувачів.

Дослідження і повномасштабні випробування були продовжені, використовуючи зміни місця розташування насадок і їх направлення. Струменеві насадки направляли в бік різців калібруючого озброєння, щоб високошвидкісний буровий розчин очищав шарошки до плавної зміни напрямку і до проходку по породі під шарошками. Гідравлічна конструкція «Mudpick II» усуває наявність зон застою і підвищує величину механічної швидкості проходки більш ніж на 45% у порівнянні зі стандартними долотами в м'яких породах до порід середньої

твердості і твердих порід.

В підсумку можна стверджувати той факт, що у породах, де термін служби долота обмежується виходом з ладу ріжучого озброєння, удосконалена гідравлічна конструкція дозволяє нам застосовувати ріжуче озброєння меншої довговічності без шкоди для проходки на інструмент. Багато інтервалів в даний час можна проходити за допомогою одного долота. Вибір гідравліки «Mudpick I» або «Mudpick II» залежить від типу порід. Конструкції Mudpick I використовують для м'яких порід в долотах зі сталевими зубами. Гідравліка «Mudpick II» є стандартною на нових долотах ЕНР зі вставками.

На наш погляд, понизити енерговитрати при бурінні шарошковими долотами з одночасним збільшенням швидкості буріння можна при реалізації кавітаційної пульсації потоку промивальної рідини в долоті безпосередньо в процесі руйнування породи [168 - 170].

Відомо, що надлишковий тиск (гідростатичний і гідродинамічний) стовпа промивальної рідини впливає на ступінь видалення породи з вибою свердловини. Нами досліджено процеси, які відбуваються на вибої свердловини в процесі буріння при встановленні в промивальних каналах долота гідродинамічного пульсатора-кавітатора [171].

Вивчення факторів, які знижують міцність рідин і допомагають інтенсифікації процесів пароутворення, дозволяють направлено конструювати кавітатори-пульсатори, будову і взаємодію їх основних робочих вузлів з метою вибору раціональних характеристик для регулювання інтенсивності і частоти ударних імпульсів і коливань тиску при використанні в якості робочих рідин газорідинних сумішей різного складу.

6.2 Розроблення інструменту для буріння свердловин і результати промислових випробувань

Наша задача полягає в створення інструменту з застосуванням прохідного направленного потоку гідродинамічних частотно-пульсаційних імпульсів, створених в кавітаційній камері, який забезпечує підвищення швидкості буріння

за рахунок імпульсного руйнування породи на вибої свердловини при збереженні стійкості робочих елементів долота [172].

Враховуючи можливі шляхи зниження міцності промивальної рідини і формування парогазової фази в зоні високих тисків на вибої свердловини гідродинамічний пульсатор повинен забезпечити збудження пульсаційних коливань імпульсів тиску. Для інтенсифікації процесу пароутворення і його регулювання можна використовувати як спеціальний вибір складу і фізико-хімічних параметрів промивальної рідини, так і конструктивні особливості пульсатора і бурового долота, які повинні сприяти завихренню потоку промивальної рідини, її завихренню з подальшим підвищенням швидкості витікання з насадки пульсатора і ударом пульсаційних потоків об вибій свердловини.

Для збудження гідравлічних пульсаційно-хвильових процесів під час буріння свердловини пропонується наступна конструкція бурового трилопатевого долота [172].

Закріплені в промивальні канали корпусу трилопатевого долота гідродинамічні пульсатори у вигляді модулів дають можливість створити на вибої свердловини потужні пульсуючі потоки направлені до вибою свердловини [173]. Орієнтовані осі пульсаторів під кутами нахилу 30° , 15° і 5° відносно осі долота дозволяють охопити практично всю площу вибою свердловини дією потужних пульсуючих потоків.

На рис. 6.2 показано загальний вигляд бурового трилопатевого долота (ЗЛ-295,3-ГП), його вигляд збоку з половинним розрізом, в промивні канали якого вмонтовано гідродинамічні пульсатори.

Бурове трилопатеве долото (рис. 6.2) складається з корпусу 1, до якого приварені три лопаті 2, армовані твердосплавними елементами. У промивальні канали корпусу закріплені гідродинамічні пульсатори 3. В свою чергу гідродинамічний пульсатор складається з корпусу 4, головки камери завихрення 5, насадки 6 і шпиля-відбивача 7. Гідродинамічний пульсатор 3 фіксується в корпусі

долота *I* за допомогою гайки 8. Вісь кожного пульсатора орієнтовано під різним кутом нахилу відносно осі долота, відповідно 30° , 15° і 5° .

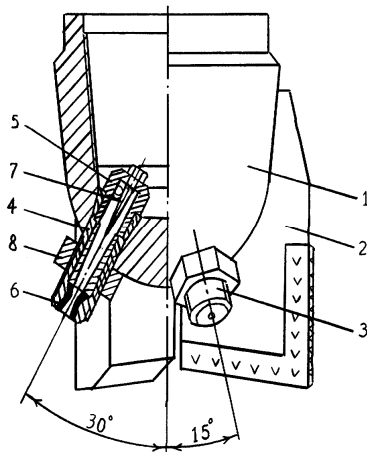


Рисунок 6.2 - Трилопатеве бурове долото 3Л-295,3-ГП, вигляд збоку з половинним розрізом:

*1 - корпус долота; 2 - лопаті долота; 3 - гідродинамічний пульсатор;
4 - корпус гідродинамічного пульсатора; 5 – головка камери завихрення;
6 - насадка; 7 - штиль-відбивач; 8 – гайка*

При проходженні промивальної рідини через долото в привибійній зоні свердловини генеруються складні гідродинамічні процеси, в результаті яких виникають пульсаційні коливання імпульсів тиску. Механізм виникнення інтенсивних імпульсів і вібрацій тиску, що ініціюють на вибої свердловини хвильові процеси формується під впливом специфічних особливостей складної гідродинаміки потоків промивальної рідини, які створюються саме за рахунок конструктивних особливостей пульсаторів, що вмонтовано в промивальні вузли бурового долота. Виникаючі імпульси тисків розкривають вже існуючі природні і штучно створені тріщини гірських порід, полегшуючи при цьому роботу долота. Отриманню технологічного результату сприяє те, що дифузорний кільцевий канал гідродинамічного пульсатора має конусну поверхню з кутом при вершині 15° , а також те, що довжина і діаметр робочої насадки пульсатора зв'язані між собою

наступним співвідношенням: $l_n / d_n = 3 \div 5$.

При обертovому русі долота за рахунок того, що вісь кожного пульсатора 3 орієнтовано під різними кутами нахилу відносно осі долота, максимальне руйнування гірської породи на вибої свердловини проходить у вигляді концентричних кілець, а в деяких породах навіть випереджаючи механічне руйнування вибою свердловини твердосплавними елементами лопатей долота.

Ефективність роботи долота досягається за рахунок створення в привибійній зоні свердловини потужних пульсаційних потоків хвильової енергії направленої дії, що дає можливість інтенсифікувати процес руйнування гірських порід. Крім того, таке долото забезпечує і побічну дію, а саме кольматацію стінки свердловини в процесі проходження ускладнених горизонтів (в зонах осипів і обвалів, поглинень, водо-нафто-газопроявів) [174 - 176].

З метою прогнозу оцінки впливу пульсаційного потоку промивальної рідини на процес буріння свердловин в Стрийському ВБР та в Науково-виробничій фірмі «Велл» виготовлено три трилопатеві долота, армовані твердосплавним озброєнням контакту з надтвердих матеріалів (рис. 6.3).



Рисунок 6.3 - Загальний вигляд бурових доліт:
ліворуч – трилопатеве долото з гідромоніторними насадками,
праворуч – трилопатеве долото з гідродинамічними пульсатором

Слід зазначити, що традиційний шлях інтенсифікації процесів буріння свердловин в основному полягає у використанні більш удосконалених

конструкцій озброєння бурових доліт, виготовлених із використанням нових надтвердих і надміцних матеріалів. Цей шлях пов'язаний зі значними економічними витратами [177 - 179].

Використання пульсаційної технології для підсилення процесу руйнування гірських порід долотами ріжучого типу дозволить нам зменшити осьові навантаження на долота, та скоротить час контакту їх з вибоєм свердловини, тобто забезпечить істотне збільшення вже існуючих тріщин і сприятиме утворенню нових, що є необхідним для процесу руйнування гірських порід буровими долотами. Передбачається, що використання запропонованої конструкції бурового трилопатевого долота в промислових умовах дасть наступні позитивні результати:

- підвищення показників роботи долота не за рахунок підвищення напруження його роботи, а за рахунок переводу гірської породи в стан, коли її легше руйнувати;
- підвищення терміну служби долота і збільшення проходки на долото;
- досягнення більш якісного очищення вибою свердловини від шламу;
- зменшить час контакту озброєння долота з вибоєм свердловини.

Як вже відмічалось, об'єктом промислових випробувань є трилопатеве долото удосконаленої конструкції 3Л-295,3-ГП, в промивальні канали якого вмонтовано гідродинамічні пульсатори, як це показано на рис. 6.2. Для порівняння результатів дослідження було виготовлено в Стрийському ВБР згідно розробленої конструкторської документації два бурові трилопатеві долота, одне зі звичайними гідромоніторними насадками, інше з вставками пульсаторів (рис. 6.3).

Основна мета, яка ставилася перед проведенням промислових випробувань - це перевірка і визначення:

- впливу пульсаційних коливань імпульсів тиску, створюваних гідродинамічними пульсаторами на покращення процесу руйнування гірських порід трилопатевиими буровими долотами;

- довговічності і надійності доліт під час буріння верхніх інтервалів, складених м'якими і середніми за твердістю глинистими гірськими породами;

- механічної швидкості буріння і проходки на долото у порівнянні з трилопатеvim долотом, що не містить гідродинамічних пульсаторів, а також і шарошковими долотами, які використовують для буріння в аналогічних гірничо-геологічних умовах.

Промислові випробування долота ЗЛ-295,3-ГП проводилися в Стрийському ВБР БУ «Укрбургаз» в свердловинах №54-Вишнянська, №10-Орховичі, №11-Макунів і в свердловині № 30 Кулічихінського ГКР Полтавського ВБР БУ «Укрбургаз». В аналогічних гірничо-геологічних умовах проводилося буріння шарошковими долотами із зовнішнім діаметром 295,3 мм типу МГВУ і МГНУ на вищевказаних свердловинах і звичайним трилопатеvim долотом зовнішнім діаметром 295,3 мм з гідромоніторними насадками діаметром 14 мм на свердловині №4-Орховичі.

Експериментальний взірець долота ЗЛ-295,3-ГП був спущений в свердловину №54-Вишнянська: час роботи склав 41 год., проходка 158 м при механічній швидкості 3,85 м/год. Підняли долото внаслідок проведення у свердловині інклінометрії. Після проведення інклінометричних робіт у цю ж свердловину було спущено 3-х шарошкове долото зовнішнім діаметром 295,3 мм типу МГВУ, яке працювало в інтервалі 330 ÷ 454 м: проходка шарошкового долота склала 124 м, час механічного буріння 38,25 год., а середня механічна швидкість буріння 3,24 м/год. Згідно з записами в журналі бурового майстра, на відміну від дослідного долота ЗЛ-295,3-ГП, знос якого склав 20%, 3-х шарошкове долото 295,3-МГВУ було відпрацьоване на 90%.

Другий раз, дослідне долото ЗЛ-295,3-КГ працювало у свердловині №10-Орховичі в інтервалі 325 ÷ 590 м: проходка долота склала 265 м, час механічного буріння згідно із записами в журналі бурового майстра становив 68 год, а середня механічна швидкість буріння 3,89 м/год. Долото було підняте у зв'язку із спуском на глибину 590 м першої проміжної колони. Після спуску і цементування проміжної колони в цю ж свердловину було спущено 3-х шарошкове долото зовнішнім діаметром 295,3 мм типу МГНУ R-85, яке пройшло 210 м в інтервалі 590 ÷ 800 м за 41 год з середньою механічною швидкістю

буріння 3,33 м/год. Виходячи із записів в журналі бурового майстра шарошкове долото було відпрацьоване повністю в порівнянні з дослідним лопатевим, знос якого після буріння вже у другій свердловині сягнув 50%.

Після ретельного огляду дослідного долота ЗЛ-295,3-ГП було прийнято рішення щодо випробування його на свердловині №11-Макунів. Тут долото відпрацювало 33,75 год. в інтервалі 120 ÷ 386 м з середньою механічною швидкістю буріння 7,88 м/год, після чого було підняте на поверхню в зв'язку з наміченими у свердловині інклінометричними роботами. Після завершення інклінометрії в свердловині в інтервалі 386 ÷ 661 м працювало 3-х шарошкове долото зовнішнім діаметром 295,3 мм типу МГВУ, яке пройшло 275 м за 64,5 год. із середньою механічною швидкістю буріння 4,26 м/год. В порівнянні з дослідним трилопатевим долотом, знос якого після роботи вже в третій свердловині складав 78%, шарошкове долото було відпрацьоване на 95%.

Звичайне трилопатеве долото з гідромоніторними насадками працювало лише на свердловині №4-Орховичі в інтервалі 401 ÷ 600 м: проходка долота склала 199 м за 84,08 год. із середньою механічною швидкістю буріння 2,37 м/год. Долото було підняте на поверхню в зв'язку з спуском першої проміжної колони. Як свідчать записи бурового майстра, долото було спрацьоване на 50%.

Основні дані про відпрацювання бурових доліт, режими буріння і параметри глинистого бурового розчину приведені в табл. 6.1.

Результати промислових випробувань долота з вмонтованими в нього гідродинамічними пульсаторами були зафіксовані документально, на основі чого комісією було прийняте схвальне рішення щодо реставрації долота ЗЛ-295,3-ГП і його подальшого використання на інших свердловинах Стрийського ВБР.

Виходячи з результатів промислових випробувань дослідного долота на свердловинах Стрийського відділення бурових робіт поступила пропозиція виготовити ще три долота з гідродинамічними пульсаторами і випробувати їх на інших підприємствах БУ «Укрбургаз».

Слід зазначити, що одне з виготовлених доліт було відпрацьоване у Полтавському відділенні бурових робіт БУ «Укрбургаз» у свердловині

№ 30 Кулічихінського ГКР. Результати випробувань також наведені в табл. 6.1.

Таблиця 6.1 - Результати промислових випробувань експериментальних
взрізів бурових трилопатеких доліт

Типорозмір доліт	Інтервал буріння, м		Час механіч- ного бурін- ня, год	Середня проходка на долото, м	Середня механіч- на швид- кість буріння, м/ГОД	Параметри глинистої промивальної рідини				
	від	до				ρ , кг/м ³	μ , с	Φ , см ³ /30хв	СНЗ, мг/см ²	рН
<i>№54-Вишнянська</i>										
ЗЛ- 295,3 -ГП	172	330	41,0	158	3,85	1150	35	6,0	20/40	8
<i>№10-Орховичі</i>										
ЗЛ- 295,3 -ГП	325	590	68,0	265	3,89	1120	35	4,5	60/80	8
<i>№11-Макунів</i>										
ЗЛ- 295,3 -ГП	120	386	33,75	266	7,88	1120	26	7,0	60/120	8
<i>№4-Орховичі</i>										
ЗЛ- 295,3 -Г	401	600	84,08	199	2,37	1155	40	6,0	60/90	8
<i>№ 30 Кулічихінського ГКР</i>										
ЗЛ- 295,3 -ГП	690	720	1,2	30	25	1200	35	5,0	20/40	8

Результатами успішного випробування і впровадження в практику буріння бурових трилопатеких доліт, оснащених гідродинамічними пульсаторами встановлено, що технологічний ефект призвів до збільшення проходки в 1,5 – 2 рази та механічної швидкості буріння майже в два рази.

Наступним варіантом досягнення техніко-технологічного результату є те, що кавітаційно-пульсаційна камера розміщується в корпусі-перехідника (рис. 6.4)

на вході в долото, а на виході камери встановлено направляючий захисний екран.

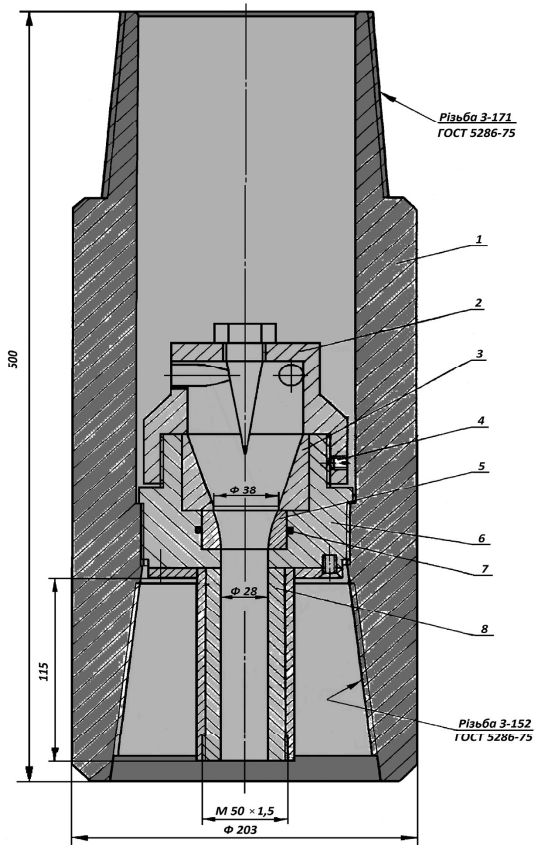


Рисунок 6.4 - Наддолотний перехідник з кавітаційним пульсатором:

- 1 – корпус перехідника;
- 2 – кавітаційно-пульсаційна камера;
- 3 – ущільнювач;
- 4 – кріплення;
- 5 – конфузур;
- 6 – посадочне гніздо;
- 7 – ущільнююча манжета;
- 8 – дифузур

Камера має в своєму складі конфузур, на осі якого виділяється розчинений в промивній рідині газ. Рідина, проходячи з великою швидкістю через сопло камери, попадає в зону, де під дією великого тиску кавітаційні пухирці руйнуються і формуються імпульси тиску значної частоти. Екран, виконаний із спеціального матеріалу і встановлений на виході з камери, захищає внутрішні

поверхні долота від руйнування, а також направляє потік рідини, вільний від пухирців, до отворів долота.

Запропоноване технічне рішення використано для бурового інструменту і вперше випробувано в промислових умовах у свердловині №52-Розсільна в Прикарпатському УБР ПАТ «Укрнафта» згідно з розробленою нами для цього програмою і методикою промислових випробувань, затвердженою ПАТ «Укрнафта».

Слід зазначити, що випробування наддолотного перехідника з пульсатором проводилося в поєднанні з тришарошковым буровим долотом діаметром 295,3 мм. Результатами промислових випробувань встановлено наступне:

- проходка на долото у співставних гірничо-геологічних умовах буріння, представлених переважно аргілітами зросла майже на 50 %, а в деяких інтервалах сягала 75 % порівняно з бурінням серійним тришарошковым долотом діаметром 295,3 мм, в якому використано звичайну гідромоніторну систему промивки вибою свердловини;

- механічна швидкість буріння з використанням даного інструменту практично зросла на 35 % порівняно з бурінням серійним тришарошковым долотом діаметром 295,3 мм;

- частинки шламу, відібрані нами на поверхні з вібросита, були дуже подрібнені і за нашими замірами, розміри їх коливалися в межах 2 ÷ 5 мм на противагу шламу, відібраного під час буріння серійним тришарошковым долотом, розміри частинок породи якого склали 10 ÷ 20 мм, а то й більше.

Результати промислових випробувань наддолотного перехідника з кавітаційним пульсатором у свердловині № 52-Розсільна були схвалені фахівцями ПАТ «Укрнафта». Створення інструменту з застосуванням прохідного направленою потоку гідродинамічних частотно-пульсаційних імпульсів, який забезпечує підвищення швидкості буріння за рахунок імпульсного руйнування породи на вибої свердловини при збереженні стійкості робочих елементів долота. Очевидно, що в даному буровому процесі відбувається поєднання двох явищ - відрив передзруйнованих частинок породи та виривання їх з масиву.

Базуючись на результатах промислових випробувань наддолотного перехідника з вмонтованим кавітаційним пульсатором ключовим фактом щодо збільшення проходки на долото та механічної швидкості буріння є те, що потік промивальної рідини має змогу інтенсивно проникати в тріщинно-поровий простір масиву гірської породи за рахунок короткотривалого зняття тиску на вибої свердловини. Слід також зазначити, що інтенсивне лускання кавітаційних пухирців забезпечує ще й багаторазове миттєве зменшення тиску в зоні роботи породоруйнівного інструменту, сприяючи полегшенню відриву часточок породи від гірського масиву, захопленню їх потоком поступаючої промивальної рідини, забезпечуючи при цьому тривалість роботи породоруйнівного інструменту при мінімальному зношенні його озброєння.

На наш погляд, використання кавітаційної пульсації сприятиме зменшенню енерговитрат, скерованих на руйнування масиву порід, майже на 50 %. Це забезпечить одночасно зростання швидкості буріння та проходки на долото, що в підсумку призведе до скорочення часу, відведеного на спорудження свердловин.

На рис. 6.5 наведено інструмент, що складається з корпусу-перехідника 1, в якому розміщена камера завихрення 2, корпус камери 3 з конфузором 4, соплом 5, захисним фланцем 6, і направляючим захисним екраном 7. Екран розміщений у внутрішній порожнині долота 8 [180].

Потік рідини через корпус-перехідник під тиском подається у камеру завихрення 2 по дотичній, чим досягається його закручування та створення обертового потоку, який має різну швидкість обертання від поверхні циліндра до його осі. Конфузор 4 має кут звуження від 7 до 15° в залежності від тиску рідини. По лінії мінімального тиску, а саме по осі камери завихрення 2 і конфузора 4 виділяється розчинений в промивній рідині газ. Рідина, проходячи з великою швидкістю (70 ÷ 100 м/с) через сопло 5 попадає в зону, де на розчин діє великий зовнішній тиск. Під дією такого тиску кавітаційні пухирці миттєво руйнуються, відбувається їх лускання та миттєве зменшення тиску з частотою, яка формується вмістом розчиненого в рідині газу. Екран 7, виконаний із спеціального матеріалу, установлений на виході з камери, захищає внутрішні поверхні каналу долота від

руйнування, а також направляє потік рідини, вільний від пухирців, до промивних отворів долота. Фланець 6 захищає торцеву поверхню корпусу камери 3 від руйнування.

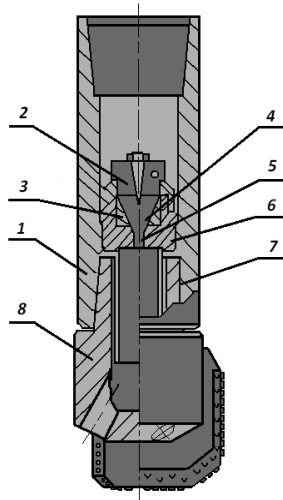


Рисунок 6.5 - Інструмент для буріння свердловин:

1 – корпус перехідника; 2 – камера завихрення; 3 – корпус камери завихрення;

4 – конфузор; 5 – сопло; 6 – захисний фланець;

7 – направляючий захисний екран; 8 – бурове долото

За результатами промислових досліджень кавітаційно-пульсаційних процесів і їх можливості застосування в інструментах для буріння свердловин наступним нашим завданням стала модернізація кавітаційних камер бурового долота [181] за рахунок встановлення в них стрижнів із зовнішньою гвинтовою поверхнею.

Для вирішення цієї задачі послужило вивчення факторів, які знижують міцність промивних рідин і сприяють в прискоренні процесів пароутворення, дозволяють направлено конструювати кавітатори-пульсатори, будову і взаємодію їх основних робочих вузлів з метою вибору раціональних характеристик для регулювання інтенсивності і частоти ударних мікрохвильових потоків рідини.

Вирішення задачі призвело до створення конструкції бурового долота, схема якої наводиться на рис. 6.6.

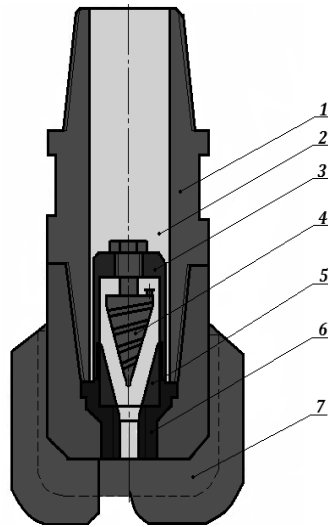


Рисунок 6.6 - Загальний вигляд бурового долота в повздовжньому плані:
*1 – корпус бурового долота; 2 – центральний промивний канал;
3 – кавітаційна камера; 4 – стрижень із гвинтовою поверхнею; 5 – камера завихрення; 6 – сопло; 7 – лопать долота*

Як видно з рисунка, в буровому долоті, що містить корпус 1 з центральним промивним каналом 2 і лопатями 7, причому центральний вхідний промивний канал з'єднується з трьома вихідними промивними каналами, розміщеними між лопатями долота, що армовані на кінцях твердосплавним матеріалом, вмонтовано кавітаційну камеру 3, яка складається з камери завихрення 5 гідравлічно з'єднаної з соплом 6. Слід зазначити, що співвісно до кавітаційних камер встановлено стрижні 4 із зовнішньою гвинтовою поверхнею, причому крок гвинтової поверхні стрижнів зменшується в сторону сопла кавітаційної камери.

Принцип роботи такої конструкції бурового долота зводиться до наступного [181]: потік промивної рідини поступає під тиском в центральний промивний канал який з'єднаний з каналами кавітаційних камер. Далі потік входить в кожену

з кавітаційних камер по дотичній до внутрішньої поверхні, завдяки чому досягається закручування потоку та створення згодом потужного обертового потоку, який має різну швидкість обертання від внутрішньої поверхні кавітаційних камер до зовнішньої поверхні гвинтових стрижнів.

Найбільше падіння тиску потоку відбувається в нижній частині стрижнів, оскільки крок гвинтових поверхонь стрижнів зменшується в напрямку вихідної насадки долота, внаслідок чого швидкість обертання потоку промивної рідини значно зростає. Промивна рідина, рухаючись з великою швидкістю крізь насадку попадає в зону, де на неї діє гідростатичний тиск стовпа рідини в свердловині, під дією якого кавітаційні пухирці, які виникли в кавітаційній камері, руйнуються, тобто лускають, що призводить до миттєвого падіння тиску на вибої свердловини з частотою, яка формується вмістом наявної в промивній рідині частинок твердої і парогазової фаз, а також з амплітудою, яка залежить від розміру самих кавітаційних пухирців.

За результатами розгляду конструкції бурового долота фахівцями ТОВ «Ендейвер» було встановлено, що за рахунок кавітаційно-пульсаційної дії можна суттєво домогтися збільшення проходки на долото та механічної швидкості буріння. Слід також зазначити, що завдяки ерозійній кавітаційній дії на породу, а саме інтенсивності лускання кавітаційних пухирців забезпечується багатократне миттєве зменшення тиску в зоні роботи породоруйнівного інструменту, сприяючи тим самим полегшеному відриву часточок породи від гірського масиву та захопленню їх потоком поступаючої промивальної рідини.

Експериментальними дослідженнями роботи конструкції запропонованого долота встановлено, що проходка на долото та механічна швидкість буріння в промислових умовах його застосування будуть значно вищими, ніж при використанні серійних шарошкових доліт. Очевидним є той факт, що в даному буровому процесі відбувається поєднання двох явищ – відрив передзруйнованих частинок породи та виривання їх з масиву.

Завдяки розміщенню співвісно до кавітаційних камер стрижнів із зовнішньою гвинтовою поверхнею значно збільшується швидкість руху

промивної рідини по осі камери, що призводить до збільшення розмірів і кількості кавітаційних пухирців. Це сприяє підвищенню амплітуди імпульсів зменшення тиску, які утворюються при руйнуванні кавітаційних пухирців, а завдяки тому, що крок гвинтової поверхні стрижнів зменшується в сторону сопла кавітаційної камери і досягається максимальний ефект в руйнуванні долотом масиву гірської породи, і як наслідок, зменшується енергоємність процесу буріння свердловини.

Понизити енерговитрати при бурінні можливо не тільки лопатевими і шарошковими долотами, а й долотами типу PDC, застосовувавши в них технологію кавітаційної пульсації потоку промивальної рідини, але це вже результати подальших і більш поглиблених досліджень.

6.3 Кавітаційно-пульсаційна технологія при бурінні в газогідратних покладах і удосконаленні способу видобутку метану з твердих газогідратних покладів

Удосконалення способу видобутку метану з твердих газогідратних покладів зводиться насамперед до застосування керованих незрівноважених термобаричних умов з можливістю їх поширення в напрямку простягання газогідратного пласта на значну віддаль від уявної вертикальної осі стовбура свердловини, що значно підвищує ефективність використання способу шляхом більш повного залучення в розробку продуктивних покладів газових гідратів [182-187].

Слід зазначити [182], що фізико-хімічні й механічні властивості газогідратних пластів значно різняться й процеси їх поведінки як під час розбурювання, так і після буріння не можуть бути подібні (ефект руйнування метаногідратного покладу неможливо підтримувати тривалий час). Наприклад, з точки зору видобутку, навряд чи вдасться утримувати в газогідратному пласті протяжну свердловину для відбору газу (скоріш за все, буде діяти лише обмежена її ділянка на вході в пласт). Є також значний ризик виходу великої кількості газу за короткий проміжок часу під час буріння, при цьому значна частина вивільненого метану через тріщини в породах покрівлі по всій зруйнованій площі

пласта виходитиме у свердловину, не виключений і різкий викид газу з наслідками вибуху. Проведений аналіз висуває вимоги до створення більш ефективних, менш ризикованих і затратних підходів до буріння в морських газогідратних покладах. Таким чином, розробка й обґрунтування параметрів кавітаційно-імпульсного методу руйнування гірських порід при бурінні покладів газогідратів може відкрити нові перспективи для освоєння українських родовищ газових гідратів Чорного моря.

Поставлена задача вирішується тим, що в способі видобутку метану з твердих газових гідратів, який здійснюється шляхом створення незрівноважених термобаричних умов при зниженні тиску і підводом тепла, згідно із запропонованою нами технологією, термобаричні умови змінюють в розрахунковому діапазоні вибійного тиску, який обмежують нижньою межею тиску насичення води газом, і температурою теплоносія. Причому температура регулюється до розрахункової величини в точці виходу теплоносія у відкритий стовбур свердловини. Зміна вибійного тиску буде здійснюватися за допомогою ежекторного насосу і пакера, які монтуються на колоні насосно-компресорних труб, а температура теплоносія буде регулюватися за допомогою тиску, що виникатиме в кавітаційній камері, розміщеній на нижньому кінці колтюбінгової гнучкої труби (КГТ).

Зміна термобаричних умов в розрахунковому діапазоні тиску, який обмежують нижньою межею тиску насичення води газом, дозволяє по-перше змінювати агрегатний стан газового гідрату, по-друге утримувати газ в розчиненому стані, тобто не давати йому виділятися з води і як наслідок забезпечувати ефективну теплопередачу від теплоносія до поверхні газового гідрату. Регулюючи температуру теплоносія в точці виходу його у відкритий стовбур свердловини можна, по-перше впливати на агрегатний стан газового гідрату, по-друге ефективно використовувати енергію, яка витрачається на підігрів теплоносія в кавітаційному пристрої, так як підігрів рідини-теплоносія відбувається безпосередньо в ньому. Необхідно зазначити, що для роботи ежекторного насосу застосовується робоча рідина, наприклад морська вода. У

якості рідини-теплоносія, що подаватиметься в камеру кавітаційного пристрою, також можна використовувати ту ж морську воду. Кавітаційний пристрій монтується на нижньому кінці колтюбінгової гнучкої труби, що дає змогу просувати її за допомогою цієї труби вздовж газогідратного пласта і таким чином впливати на агрегатний стан газового гідрату, а також охоплювати своїм впливом віддалені ділянки пласта.

Суть даної технології пояснюється схемою [188], яка наведена на рис. 6.7.

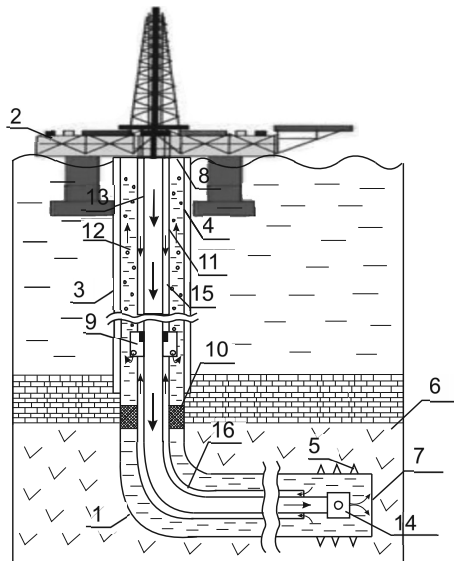


Рисунок 6.7 - Схема розташування технологічного обладнання для реалізації видобування метану з твердих газових гідратів:

- 1 – свердловина; 2 – напівзанурена плавуча бурова платформа;
 3 – водовіддільна колода; 4 – експлуатаційна колода; 5 – перфораційні отвори;
 6 – газогідратний пласт; 7 – вибій свердловини; 8 – гирло свердловини;
 9 – ежекторний насос; 10 – пакер; 11 – колода насосно-компресорних труб (НКТ); 12 – міжколонний простір; 13 – колода колтюбінгових гнучких труб (КГТ); 14 – кавітаційний пристрій;
 15 – кільцевий простір (між колоною НКТ і колоною КГТ)

В свердловину 1, яка пробурена з морської платформи 2 і ізольована від оточуючої морської води водовіддільною колоною (морським стояком) 3,

спущено експлуатаційну колону 4, яка містить перфоровані отвори 5 і входить горизонтальною ділянкою в газогідратний пласт 6. Свердловина 1 від вибою 7 до гирла 8 на платформі 2 заповнена морською водою. Ежекторний насос 9 з пакером 10 монтують на насосно-компресорних трубах 11 і опускають в свердловину 1 на розрахункову глибину. За допомогою пакера 10 герметизують міжколонний простір 12 (між експлуатаційною колоною 4 і насосно-компресорними трубами 11). Далі в порожнину насосно-компресорних труб 11 на розрахункову задалегідь глибину спускають колтюбінгову гнучку трубу 13, до нижнього кінця якої приєднано кавітаційну камеру 14, яку розміщують в зоні залягання покладу з газовим гідратом. Технологічний процес з видобутку метану починають з нагнітання під розрахунковим тиском в кільцевий простір 15 робочої рідини (морської води). Термобаричні умови в покладі з газовим гідратом 6 починають змінюватися. При цьому газогідрат починає переходити з твердого стану в рідкий, тобто у водний розчин. Робочий тиск на ежекторному насосі 9 слід підтримувати таким, щоб вибійний тиск в газогідратному пласті 6 був не нижчим тиску насичення води газом, тобто щоб не проходило виділення газу з води. Вода, з розчиненим в ній газом, починає поступати в кільцевий простір 16 і рухається в напрямку ежекторного насосу.

Руйнування газового гідрату відбувається з ендотермічною реакцією, тобто з поглинанням енергії. При цьому температура в пласті з газовим гідратом 6 почне знижуватися, що в свою чергу може призвести до утворення газогідрату з рідкої фази. Щоб цього не відбулося в гнучку колтюбінгову трубу 13 нагнітають теплоносії у вигляді морської води. Нагнітання теплоносія здійснюється під розрахунковим тиском. Пройшовши через камеру кавітаційного пристрою 14 теплоносії під дією кавітаційного процесу нагрівається до розрахункової величини. Причому, ступінь нагріву теплоносія регулюють тиском нагнітання теплоносія в колтюбінгову гнучку трубу. Таким чином здійснюють компенсацію тепла, яке поглинається при ендотермічній реакції при розкладанні газогідрату. Теплоносії, виконавши свою функцію, змішується з рідкою фазою газогідрату і поступає в кільцевий простір 16, рухаючись в напрямку ежекторного насосу 9. В

ежекторному насосі продукція свердловини разом з теплоносієм змішуються з робочою рідиною ежекторного насосу і поступає далі в кільцевий простір 12, по якому вся ця суміш піднімається на поверхню до напівзануреної плавучої бурової платформи. Піднявшись на поверхню, суміш води і газу розділяють. Надлишок води скидають в море, а газ надходить в систему первинної обробки і підготовку до транспортування на берег.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Шамшев Ф. А., Тараканов С. Н., Кудряшов Б. Б. Технология и техника разведочного бурения. Учебник для вузов. 3-е издание, перераб. и доп. М.: Недра. 1983. 565 с.
2. Соловьев Н. В. Бурение разведочных скважин. М.: Высшая школа. 2007. 904 с.
3. Talalay P. G. Foundations of drilling engineering. Beijing: Geological Publishing House. 2014. 194 p.
4. Яремийчук Р. С., Фемяк Я. М., Возный В. Р. Экспериментальное исследование энергии пульсирующих потоков для повышения эффективности разрушения горных пород при бурении скважин. Технологии нефти и газа: Научно-технологический журнал. 2008. №4. С. 32 – 35.
5. Кожевников А. А. Импульсные технологии бурения скважин. Тезисы докл. междунар конф.: Механика горных пород при бурении. 1992. Грозный. С. 43 – 44.
6. Кожевников А. А., Гошовский С. В., Мартыненко И. И. Импульсные технологии бурения геологоразведочных скважин. К.: УкрГГРИ. 2003. 208 с.
7. Kozhevnykov A. Impulse technologies of borehole drilling – technologies of XXI century. Progressive technologies of coal, coalbed methane, and ores mining. Taylor&Francis Group UK. 2014. P. 175 – 181.
8. Кожевников А. А., Филимоненко Н. Т. Способы импульсной промывки скважин. Науковий вісник НГУ. 2010. № 6. С. 28–32.
9. Zhiming W., Xue Liang, Wang Xiaoqi, Li Bangmin. Some advances in ultrahigh pressure jet assisting rockbreaking technique: theory and experiment. (American WJTA Conference and Expo August 18-20, 2009). Houston. 2009. Texas. 14 p.
10. Liu Y., Jianping Wei, Ting Ren, Zhaohui Lu. Experimental study of flow field structure of interrupted pulsed water jet and breakage of hard rock. International Journal of Rock Mechanics & Mining Sciences. 2015. 78. pp. 253–261.
11. Dehkhoda S., Michael Hood. An experimental study of surface and sub-surface damage in pulsed water-jet breakage of rocks. International Journal of Rock

- Mechanics & Mining Sciences. 2013. 63. pp. 138–147.
12. Zhang Yu G., Yong-wang LIU, Yi-ji XU Jian-hua REN. Drilling characteristics of combinations of different high pressure jet nozzles. Journal of Hydrodynamics. Vol. 23. Issue 3. 2011. pp. 384–390.
 13. Zhifeng W. Discussion on theory & methodology of suction-pulse drilling technique. Oil Drilling & Production Technology. 2005. V. 6. C. 004.
 14. Li G., H. Shi, H. Liao, Z. Shen, J. Niu, Z. Huang, H. Luo. Hydraulic Pulsed Cavitating Jet Assisted Drilling. Petroleum Science and Technology. 2009. P. 197-207.
 15. Kolle J. J. Technical report for the U. S. Department of Energy, Tempres technologies inc. 2004. 28 p.
 16. Patent No 20100307833 U.S. Jet turbodrill. Kolle Jack Kollé, Kenneth Theimer. 8 Jun. 2010.
 17. Patent No. 6053261 U.S. Flow pulsing method and apparatus for the increase of the rate of drilling. Walter, Bruno H. 25 Apr. 2000.
 18. Patent No 7836948 U.S. Flow hydraulic amplification for a pulsing, fracturing, and drilling (PFD) device. Kusko D. J., Vecseri G., Lerner D. 23 Nov. 2010.
 19. Manko I. K., Pilipenko V. V., Leonid G. Z. Use hydrodynamic cavitation for increase of efficiency of process of well drilling. (Fifth International Symposium on Cavitations (CAV2003) Osaka, Japan, November 1-4, 2003). ID: CAV03-OS-2-3-005.
 20. Фассахов Р. Х., Файзуллин И. К., Сахапов Я. М., Бадретдинов А. М., Елдашев Д. А., Прошекальников Д. В., Гурьянова А. И. Энергосбережение в гидроимпульсном воздействии на призабойную зону нефтяного пласта. Известия высших учебных заведений:проблемы энергетики. 2005. № 9-10. С. 56 - 60.
 21. Бессонов Ю. Н., Давиденко А. Н., Сирик В. Ф. Бурение геологоразведочных скважин с приложением импульсов промывочной жидкости. Бурение скважин в осложненных условиях. Донецк. 1996. С. 8 - 9.
 22. Тунгусов С. А. Повышение производительности бурения скважин за сет

- применения импульсной промывки. Разведка и охрана недр. 2009. №8. С.42 – 47.
23. Кожевников А. А., Филимоненко Н. Т., Жикаляк Н. В. Импульсная промывка скважин. Донецк: Ноулидж (Донецкое отделение). 2010. 275 с.
 24. Разработка технологии алмазного бурения с импульсной промывкой: Отчет о НИР. Национальный горный университет. Днепропетровск. 2002. 133 с.
 25. Дреус А. Ю. Теплофізичні основи знеміцнення гірських порід при алмазному бурінні свердловин з імпульсним промиванням. Дисертація на здобуття наукового ступеня доктора технічних наук. Нац. техн. університет: Дніпровська політехніка. 2018. 380 с.
 26. Dreus, A. Yu., Sudakov, A. K., Kozhevnikov, A. A., Vakhalin, Yu. N. Study on thermal strength reduction of rock formation in the diamond core drilling process using pulse flushing mode. *Naukovyi Visnyk Natsionalnoho Hirnychoho Universytetu*. 2016.
 27. A. Dreus, A. Kozhevnikov, A. Sudakov, K. Lysenko. Investigation of heating of the drilling bits and definition of the energy efficient drilling modes. *Eastern-European Journal of Enterprise Technologies*. 2016. Vol. 3. №7 (81).
 28. Filimonenko N. T., Kozhevnikov A. A. Solid phase motion in intermittent vertical flow *Naukovyi Visnyk Natsionalnoho Hirnychoho Universytetu*. 2013.
 29. Kozhevnykov. A. A., Khilov, V. S., Borysevych, O. A., Belchitskyi, O. P. Experimental research of the boring technology with pulsating instrument rotation *Naukovyi Visnyk Natsionalnoho Hirnychoho Universytetu*. 2012.
 30. Davidenko A. N., Kamyshatsky A. F., Sudakov A.K. Innovative technology for preparing washing liquid in the course of drilling. *Sci. and In.* 2015. № (11) 5. P. 5 - 13.
 31. Alexandr N. Davidenko, Alexandr F. Kamyshatsky. Technology for preparing washing liquid. *AGH DRILLING, OIL, GAS*. Vol. 33. №4. 2016. P. 693 - 697.
 32. Пилипенко В. В. Кавитационные автоколебания. К.: Наук. думка. 1989. 316 с.
 33. Давиденко О. М., Камишацький О. Ф. Обґрунтування частотного спектру роботи пристрою для обробки промивальних рідин при бурінні свердловин.

- Породоразрушающий и металлообрабатывающий инструмент-техника и технология его изготовления и применения. 2016. №. 19. С. 104 - 107.
34. Кожевников А. А., Камышацкий О. Ф. Оценка энергоемкости работы кавитаторов разных конструкций. Породоразрушающий и металлообрабатывающий инструмент – техника и технология его изготовления и применения: Сб. науч. тр. К.: ИМ ім. В. М. Бакуля НАН України. 2018. Вип. 21. С. 126 - 132.
35. Давиденко А. Н., Камышацкий А. Ф. Совершенствование конструкции кавитационного генератора. Породоразрушающий и металлообрабатывающий инструменттехника и технология его изготовления и применения. 2015. №. 18. С. 113 - 114.
36. Пирсол И. Кавитация. М.: Мир. 1975. 95 с.
37. Reynolds O. The causes of racing of the engines of screw steamers, investigated theoretically and by the experiment. Tr. Inst. Naval Arch. V14 Sc. Papers, 1, 56-57. 1873.
38. Рождественский В. В. Кавитация. Л.: Судостроение. 1977. 247 с.
39. Смородов Е. А., Галиахметов Р. Н., Ильгамов М. А. Физика и химия кавитации. М.: Наука. 2008. 228 с.
40. Маргулис М. А. Звукохимические реакции и сонолюминисценция. М.: Химия. 1986. 288 с.
41. Birkhoff G. Jets Zarantonello wakes and cavities. New York: Academic press. 1957. 466 p.
42. Анисимов В. В., Ермаков П. П. Классификация способов создания кавитации. Наукові праці Одеської національної академії харчових технологій. 2012. Вип. 41 (1). С. 30 - 35.
43. Пат. 25775 Україна, МПК В01F 5/00. Кавітаційний пристрій для обробки води. Сілін Р. І., Гордєєв А. І., Гордєєв О. А., Третько В. В., Урбанюк Є. А. – № u200702555; заявл. 12.03.2007; опубл. 27.08.2007. Бюл. № 13. 2 с.
44. Пат. 13941 А Україна, МПК В01F 3/08, В01F 5/00. Кавітаційний реактор. Шаповалюк М. І., Шаповалюк В. М., Боровський В. В., Федоткін І. М.

- № u95114877; заявл. 15.11.1995; опубл. 25.04.1997. Бюл. № 2.
45. Пат. 4624 Україна, МПК В06В 1/20. Спосіб отримання коливальних тиску та пристрій для його здійснення. Пилипенко В. В., Задонцев В. А., Манько І. К., Северін В. П., Томчаков М. Л. № 4738607/SU; заявл. 19.09.1989; опубл. 28.12.1994. Бюл. № 7.
46. Пат. 2123957 Российская Федерация, МПК В63В59/08, В08В3/02. Способ подводной гидродинамической очистки корпусов судов и устройство для его осуществления. Макичук А. А., Шильников С. Н., Жудин Ю. Г., Мухтаров Р. И., Клоков И. А., Кийко М.Ю. № 98111015/28; заявл. 18.06.1998; опубл. 27.12.1998.
47. Пат. 2001666 Российская Федерация, МПК В01F5/00. Гидродинамический кавитационный эмульгатор. Кузеев И. Р., Хафизов Ф. Ш., Хусниязов М. Х., Абызгильдин Ю. М., Дегтярев Н. С., Шуверов В. М. № 4892602; заявл. 22.10.1990; опубл. 30.10.1993.
48. Витенько Т. Н. Экстрагирование из капиллярно-пористых тел с использованием предварительной кавитационной обработки экстрагента. Энерготехнологии и ресурсосбережение. 2008. №5. С. 77 - 79.
49. Витенько Т. Н., Гашин О. Р. Особенности кинетики обеззараживания воды, содержащей E.coli в условиях гидродинамической кавитации. Химия и технология воды. 2008. Т. 30. №5.
50. Новицкий Б. Г., Маргулис М. А. Применение акустических колебаний в химико-технологических процессах. М.: Химия. 1983. 192 с.
51. Юткин Л. А. Электрогидравлический эффект и его применение в промышленности. Л.: Машиностроение. 1986. 253 с.
52. Голубев В. С. Гидродинамические аспекты формирования каверны при глубоком проникновении излучения СО₂-лазера в жидкости. Письма в ЖТФ, 2003. Т. 29. Вып. 5.
53. Жулай Ю. А. Концептуальные подходы по использованию режимов гидродинамической кавитации в энергосберегающих технологиях. Институт транспортных систем и технологий Национальной академии наук Украины.

Днепропетровск. 2015.

54. Лодус Е. В., Романовский С. Л. Влияние скорости деформирования на прочность и хрупкость удароопасных углей и каменной соли. Горное давление и горные удары. Л.: ВНИИ горн. геомеханики и маркшейд. Дела. 1976. Сб. 99. С. 151 - 154.
55. Дзоз Н. А., Жулай Ю. А. Интенсификация процессов бурения с использованием гидродинамической кавитации. Горный информационно-аналитический бюллетень МГГУ. М. 2008. № 4. С. 290 - 296.
56. Жулай Ю. А., Ворошилов А. С. Экспериментальное определение виброперегрузки на инструменте для расширения труб. Геотехническая механика. Сб. науч. трудов ИГТМ НАН Украины. Днепропетровск. Вып. № 89. 2011. С. 34 - 40.
57. Дзензерский В. А., Жулай Ю. А., Хачапуридзе Н. М., Редчиц Д. А., Ворошилов А. С. Определение эффективности наложения вибронагрузки на инструмент для расширения труб. Импульсные процессы в механике сплошных сред: материалы IX Междунар. научной конференции. (Николаев 15-19 августа 2011). Николаев, 2011. С. 329 - 332.
58. Дзоз Н. А., Жулай Ю. А. Иницирование водяных скважин путем кавитационного гидродинамического воздействия. Горный информационно-аналитический бюллетень МГГУ. М. 2008. № 3. С. 345 - 350.
59. Правила ведения горных работ на пластах, склонных к газодинамическим явлениям: СОУ 10.1.001740088-2005: утв. Минуглепромом Украины. К.: Минуглепром Украины. 2005. 225 с.
60. Пат. 87038 Украина, МКИ E21F 5/02. Устройство для гидроимпульсного воздействия на угольный пласт. Васильев Л. М., Жулай Ю. А., Зберовський В. В., Моисеенко П. Ю., Трохимец Н. Я. Заявитель и патентообладатель ИГТМ НАН Украины. № а 2007 10209/9822; заявл.13.09.07; опубл.10.06.09. Бюл. № 11.
61. Westwood A. R. C., Makmillan N. H., Kalyonen R. S. Chemomechanic Phenomena in Hard Rock Drilling. Trans. AJME. 1974. Vol. 256.

62. Испытание нового долота с кавитационной насадкой в США. М: ВНИИОЭНГ. 1978. С. 6 – 7.
63. Гершгал Д. А., Фридман В. М. Ультразвуковая технологическая аппаратура. М. 1976. 318 с.
64. Мейсон Т., Миндли Дж., Дэвидсон Р. и др. Химия и ультразвук. Сборник статей (пер. с англ.). М.: Мир. 1993. 125 с.
65. Angona G.A. Cavitation a Moveel Drilling Concept. Int. J. Rock Mesk. Sci and Geomech. Abstr. 1974. Vol.11. №2 P. 115 – 119.
66. Иванников В. И., Иванников И. В. Кавитация и возможности ее применения при бурении, освоении и эксплуатации скважин. Строительство нефтяных и газовых скважин на суше и на море. 2002. № 12. С. 5 – 11.
67. Шамов Н. А., Артамонов В. Ю. Волновые процессы в технологии приготовления буровых растворов. Электронный научный журнал: Нефтегазовое дело. 2013. №3. С. 56 – 65.
68. Ганиев Р. Ф., Украинский Л. Е. Нелинейная волновая механика и технология. Волновые и колебательные явления в основе высоких технологий. Изд. 2-е, доп. М.: Институт компьютерных исследований; Научно-издательский центр «Регулярная и хаотическая динамика». 2011. 780 с.
69. Ультразвук: Маленькая энциклопедия. Под ред. И. П. Галяминой. М.: Советская энциклопедия. 1979. 400 с.
70. Кнэпп Р., Дейли Дж., Хэммит Ф. Кавитация. М.: Мир, 1974. 687 с.
71. Круглицкий Н. Н. и др. Ультразвуковая обработка дисперсий глинистых минералов. Под ред. Н. Н. Круглицкого. Киев: Наукова Думка. 1971. 198 с.
72. Акчурин Х. И., Шамов Н. А. Вибротехнологии в бурении скважин. Проблемы нефти и газа: науч. тр. III Конгресс нефтегазопромышленников России. (Уфа. 23-25 мая 2001 г.). Уфа: госуд. изд-во научно-техн. лит-ры “Реактив”. 2001. С. 62 - 64.
73. Маслов В. В., Коновалов Е. А., Плаксин Р. В. Исследование кавитационной технологии приготовления буровых технологических гидкостей. Строительство нефтяных и газовых скважин на суше и на море. 2006. № 6.

С. 38 -40.

74. Нагорный В. П., Денисюк И. И. Импульсные методы интенсификации добытки углеводнів. За загальною редакцією В. П. Нагорного: НАН України, Інститут геофізики ім. С. І. Субботіна. Київ. 2012. С. 323.
75. Нагорный В. П., Денисюк И. И. Спектры и их приложения к задачам взрывного дела. К.: Ессе. 2010. 183 с.
76. Друкованый М. Ф. Методы управления взрывом на карьерах. М.: Недра, 1973. 416 с.
77. Кузьменко А. А., Воробьев В. Д., , Дауетас А. А.. Сейсмическое действие взрыва в горных породах. М.: Недра. 1990. 174 с.
78. Денисюк И. И. К вопросу оценки параметров взрывного импульса с помощью его спектральных характеристик. Использование энергии взрыва на объектах ирригационного и мелиоративного строительства. Киев: Наук. думка. 1976. С. 27 – 30.
79. Кравец В. Г., Денисюк И. И. Амплитудно-частотный спектр импульса при действии взрыва в грунте. Динамика уплотнения грунтового массива взрывом. Киев: Наук. думка. 1979. С. 29 – 36.
80. Нагорный В. П., Денисюк И. И., Рудюк Я. А. Исследование циклического импульсного действия взрыва на горную породу с применением теории спектров. Изв. вузов. Горн. журнал. 2009. № 5. С. 85 – 88.
81. Нагорный В. П., Глоба В. М., Денисюк И. И. Взрывные работы при добыче природных углеводородов, строительстве магистральных трубопроводов и подземных хранилищ. К.: Полиграфист. 2009. 330 с.
82. Харкевич А. А. Спектры и анализ. М.: Физматгиз, 1962. 236 с.
83. Друкованый М. Ф., Комир В. М., Кузнецов В. М. Действие взрыва в горных породах. Киев: Наук. думка. 1973. – 184 с.
84. Араманович И. Г., Лунц Г. Л., Эльсгольц Л. Э. Функции комплексного переменного. Операционное исчисление. Теория устойчивости. М.: Наука, 1965. 390 с.
85. Нагорный В. П., Денисюк И. И., Петрушенко С. В. Частотное распределение

- енергии поля напряжений в горном массиве при его взрывном нагружении. Изв. вузов. Горн. журнал. 2009. № 6. С. 45 – 49.
86. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория упругости. М.: Наука, 1975. 204 с.
87. Ефремов Э. И., Кравцов В. С., Мячина Н. И. и др. Основы теории и методы взрывного дробления горных пород. К.: Наук. думка. 1979. 224 с.
88. Михалюк А. В. Торпедирование и импульсный гидроразрыв пластов. – Киев: Наук. думка. 1986. 208 с.
89. Чудик І. І., Фем'як Я. М. Розроблення теоретичних основ керування кавітаційно-імпульсною дією на вибій свердловини на основі теорії спектрів. Розвідка та розробка нафтових і газових родовищ. 2019. №2 (71). С. 30 – 37.
90. Родионов В. Н. Механический эффект подземного взрыва / В. Н. Родионов, В. В. Адушкин, В. В. Костюченко и др. – М.: Недра. 1971. – 217 с.
91. Рябинкин Л. А. Теория упругих волн. М.: Недра. 1987. 182 с.
92. Кузьменко В. А. Новые схемы деформирования твердых тел. Киев: Наук. думка. 1973. 200 с.
93. Зуева Л. В. Деформирование и разрушение горных пород под действием импульсной загрузки. Взрывные работы в грунтах и скальных породах. Киев: Наук. думка. 1986. С. 115 – 120.
94. Казаков Н. Н. Взрывная отбойка руд скважинными зарядами. М.: Недра, 1975. 192 с.
95. Нагорний В. П., Денисюк І. І., Рудюк Я. О. Теоретичні дослідження передачі енергії імпульсного навантаження в пласті. Нафт. і газова пром.-сть. 2009. № 1. С. 40 – 44.
96. Чудик І. І., Фем'як Я. М., Різничук А. І., Юрич Л. Р. Експериментальні дослідження механічних властивостей гірських порід в термобаричних умовах. Розвідка та розробка нафтових і газових родовищ. 2019. №3. С. 10 – 17.
97. Яремійчук Р. С., Возний В. Р., Фем'як Я. М., Якимечко Я. Я. Методика і аналіз експериментальних досліджень роботи вихрового гідродинамічного пульсатора. Нафтова і газова промисловість. 2008. №1. С. 19 – 21.

98. Овецкий С. О., Фем'як Я. М., Якимечко Я. Я., Петренко В. З. Безтраншейне будівництво переходів магістральних трубопроводів в Україні. Розвідка та розробка нафтових і газових родовищ. 2009. №1. С. 5 – 10.
99. Возний В. Р., Фем'як Я. М., Яремійчук Р. С. Руйнування гірських порід при бурінні свердловин з використанням кавітаційно-пульсаційних технологій. Розвідка та розробка нафтових і газових родовищ. 2009. №2. С. 5 – 9.
100. Садовский М. А., Волховитов Л. Г., Писаренко В. Ф. Деформирование геофизической среды и сейсмический процесс. М.: Наука. 1987. 100 с.
101. Нагорний В. П., Денисюк І. І., Рудюк Я. О. Дослідження розповсюдження хвиль тиску у в'язкопружних системах. Нафт. і газова пром-сть. 2008. № 2. С. 35–37.
102. Собисевич Л. Е., Собисевич А. Л. Волновые процессы и резонансы в геофизике. М.: ОИФЗ РАН. 2001. 300 с.
103. Зарембо Л. К., Красильников В. А. Введение в нелинейную акустику. М.: Наука. 1966. 520 с.
104. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа. М.: Наука. 1978. 736 с.
105. Седов Л. И. Механика сплошной среды. М.: Наука. 1973. Т. 2. 584 с.
106. Накоряков В. Е., Покусаев Б. Г., Шрейбер И. Р. Распространение волн в газо- и парожидкостных средах. Новосибирск: Ин-т теплофизики. 1983. 238 с.
107. Ляхов Г. М., Султанов К. С. Продольные волны в средах с переменной вязкостью. Изв. АН СССР. Физика Земли. 1987. № 9. С. 23 – 32.
108. Кедринский В. К. Гидродинамика взрыва. Эксперимент и модели. Новосибирск: СО РАН. 2000. 435 с.
109. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая фізика. М.: Наука. 1976. 584 с.
110. Кузнецов В. М. Математические модели взрывного дела. Новосибирск: Наука. 1977. 104 с.
111. Бовт А. Н., Ловецкий Е. Е., Селяков В. И. и др. Механическое действие камуфлетного взрыва. М: Недра. 1990. 181 с.
112. Боровиков В. А., Ванягин И. Ф. Моделирование действия взрыва при разрушении горных пород. М: Недра. 1990. 226 с.

113. Шемякин Е. И. Расширение газовой полости в несжимаемой упругопластической среде. Прикл. математика и техн. физика. 1961. № 5. С. 111–116.
114. Поздеев В. А., Бескаравайный Н. М., Ковалев В. Г. Импульсные возмущения в газожидкостных средах. Киев: Наук. думка. 1988. 116 с.
115. Губайдуллин А. А., Ивандаев А. И., Нигматулин Р. И., Хабеев Н. С. Волны в жидкости с пузырьками. Итоги науки и техники: ВИНТИ. Механика жидкости и газа. 1982. № 17. С. 160 – 249.
116. Крайко А. Н., Нигматулин Р. И., Старков В. К., Стернин Л. Е. Механика многофазных сред. Итоги науки и техники: ВИНТИ. Гидромеханика. 1972. № 6. С. 93–174.
117. Batchelor G. K. Compression waves in a suspension of gas bubbles in liquid. Fluid Dynamics Transactions. 1969. V 4. № 1. P.65 – 84.
118. Перник А. Д. Проблемы кавитации. Ленинград: Судостроение. 1966. 439 с.
119. Федоткин И. М., Немчин А. Ф. Использование кавитации в технологических процессах. К.: Вища школа. 1984. 68 с.
120. Yaremiychuk R. S., Vozniy V. R., Femyak Y. M. Cavitation-pulsating technologies as the means of reduction of power consumption during drilling of a well. TEKA Kom. Mot. Energ. Roln. OL PAN. Lublin (Poland). 2009. Vol. 9. P. 403 - 406.
121. Яремийчук Р. С., Возный В. Р., Фемяк Я. М. Использование кавитационно-пульсационной технологии для уменьшения энергозатрат при бурении скважин. Нефтяное хозяйство. 2011. №10. С. 91 – 93.
122. Фемяк Я. М., Якимечко Я. Я., Кузюк В. М., Беженарь А. А. Бурение многоствольных скважин на шельфе Черного моря. Offshore (Russia). №2 (4). 2014. С. 54 – 58.
123. Бутенин Н. В., Лунц Я. Л., Меркин Д. Р. Курс теоретической механики. М.: Наука. 1985. Т. 2. 496 с.
124. Дружинин Г. А. Нелинейная акустика. Ленинград: СПбГУ. 2000. 57 с.

125. Мислюк М. А., Зарубін Ю. О. Моделювання явищ і процесів у нафтогазопромисловій справі. Навчальний підручник. Івано-Франківськ: Екор. 1999. 496 с.
126. Александров А. В., Потапов В. Д. Основы теории упругости и пластичности. М.: Высшая школа. 1990. 400 с.
127. Арсенин В. Я. Методы математической физики и специальные функции. М.: Наука. 1984. 384 с.
128. Грешилов А. А. Как принять наилучшее решение в реальных условиях. М.: Радио и связь. 1991. 320 с.
129. Руденко О. В., Солуян С. И. Теоретические основы нелинейной акустики. М.: Наука. 1975. 288 с.
130. Ландау Л. Д., Лившиц Е. М. Механика сплошных сред. М.: Гостехиздат. 1954. 546 с.
131. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа. М.: Наука. 1987. 840 с.
132. Фем'як Я. М., Фем'як В. Я. Використання кавітаційно-пульсаційних технологій в бурінні свердловин. Збірник наукових праць SWorld. Вип. 4 (37). Том 9. 2014. С. 31 – 35.
133. Фем'як Я. М., Витязь О. Ю., Овечький С. О., Якимечко Я. Я. Використання кавітаційно-пульсаційних технологій для руйнування гірських порід при бурінні свердловин: матеріали міжнародної науково-технічної конференції (Івано-Франківськ, 10-14 жовтня 2011 р.). Івано-Франківськ: ІФНТУНГ, 2011. С. 13.
134. Поздеев В. А. Взаимодействие нестационарной акустической волны давления с пузырьком газа в жидкости. Акустический журнал. 1984. № 6. С. 838 – 840.
135. Щуп Т. Е. Прикладные численные методы в физике и технике. М.: Высшая школа. 1990. 225 с.
136. Кухлинг Х. Справочник по физике. М.: Мир. 1985. 519 с.
137. Мюллер П., Нойман П., Шторм Р. Таблицы по математической статистике. М.: Финансы и статистика. 1982. 272 с.
138. Мочернюк Д. Ю. Физическое моделирование инженерных процессов. Львов:

- Высшая школа. 1987. 160 с.
139. Крылов А. Н. О некоторых дифференциальных уравнениях математической физики. М. Л.: Гос. изд-во научн.-техн. лит. 1950. 280 с.
140. Нагорный В. П., Микуляк С. В. Исследования влияния литостатических напряжений на эффективность импульсной обработки горного массива. Изв. вузов. Горн. журнал. 2010. № 1. С. 47–51.
141. Орловский С. А. Проблемы принятия решений при нечеткой исходной информации. М.: Наука. 1981. 208 с.
142. Борисов А. Н., Алексеев А. В., Меркурьева Г. В. И др. Обработка нечеткой информации в системах принятия решений. М.: Радио и связь. 1989. 304 с.
143. Бойко В. С. Разработка и эксплуатация нефтяных месторождений. М: Недра. 1990. 427 с.
144. Кедринский В. К. Гидродинамика взрыва. Эксперимент и модели. Новосибирск: СО РАН. 2000. 435 с.
145. Фем'як Я. М., Фем'як В. Я. Буріння свердловин з використанням кавітаційно-пульсаційного промивання їх вибоїв. Збірник наукових праць SWorld. Вип. №2 (2). Том 5. 2016. С. 36 – 40.
146. Накоряков В. Е., Покусаев Б. Г., Шрейбер И. Р. Распространение волн в газо- и парожидкостных средах. Новосибирск: Ин-т теплофизики. 1983. 238 с.
147. Кедринский В. К. Распространение возмущений в жидкости, содержащей пузырьки газа. Прикл. механика и техн. физика. 1968. № 4. С. 29 – 34.
148. Нигматулин Р. И. Динамика многофазных сред. М.: Наука. 1987. Ч. I. 464 с.
149. Нагорный В. П., Денисюк І. І., Ліхван В. М., Швейкіна Т. А. Дослідження хвильового поля, що збуджується в нафтоносному пласті за наявності пухирцевого режиму течії флюїду. Нафт. і газова пром-сть. 2011. № 3. С. 21–25.
150. Нагорный В. П., Денисюк И. И., Лихван В. М., Рудюк Я. А. Взаимодействие волны давления с пузырем газа при наличии пузырькового режима течения жидкости. Деформирование и разрушение материалов с дефектами и динамические явления в горных породах и выработках: Материалы XXI

- Международной научной школы им. ак. С. А. Христиановича. Симферополь: Таврический национальный ун-т им. В.И. Вернадского. 2011. С. 264 – 269.
151. Поздеев В. А., Бескаравайный Н. М., Ковалев В. Г. Импульсные возмущения в газожидкостных средах. Киев: Наук. думка. 1988. 116 с.
152. Араманович И. Г., Лунц Г. Л., Эльсгольц Л. Э. Функции комплексного переменного. Операционное исчисление. Теория устойчивости. М.: Наука, 1965. 390 с.
153. Яремійчук Р. С., Возний В. Р., Фем'як Я. М., Якимечко Я. Я. Методика і аналіз експериментальних досліджень роботи вихрового гідродинамічного пульсатора. Нафтова і газова промисловість. 2008. №1. С. 19 – 21.
154. Якимечко Я. Я., Фем'як Я. М. Дослідження закрученого потоку робочої рідини під час проходження її через гідродинамічний кавітатор / Розвідка та розробка нафтових і газових родовищ. – 2020. - №1(74). С. 53 – 71.
155. Фем'як Я. М. Підвищення ефективності руйнування гірських порід при бурінні свердловин за рахунок енергії пульсуючих потоків: дис. ... канд. техн. наук: 03.07.2007 / Фем'як Ярослав Михайлович. – Івано-Франківськ, 2007. – 137 с.
156. Кучернюк А. В. Комплексні технології ударно-хвильової дії на продуктивні горизонти як інструмент підвищення ефективності експлуатації нафтових родовищ. Нафт. і газова пром.-сть. 2003. № 5. С. 23–27.
157. Верба Ю. В. Впровадження технології впливу на привибійну зону нафтових, газоконденсатних, газових і нагнітальних свердловин імпульсно-хвильовою дією. Ресурсозберігаючі технології в нафтогазовій енергетиці. Івано-Франківськ. 2007.
158. Поздеев В. А., Бескаравайный Н. М., Ковалев В. Г. Импульсные возмущения в газожидкостных средах. Киев: Наук. Думка. 1988. 116 с.
159. Возний В. Р., Овецкий С. О., Фем'як Я. М., Марусич М. В. Розроблення методики практичного розрахунку оптимізації кавітаційно-пульсаційного методу інтенсифікації припливу вуглеводнів. Розвідка та розробка нафтових і газових родовищ. 2008. №2. С. 35 – 37.

160. Ганиев Р. Ф., Борткевич С. В., Костров С. А. Влияние вибрационного воздействия на состояние многокомпонентных жидких сред. Журнал физической химии. Т. 61. №8. 1987. С. 2277 – 2279.
161. Ганиев Р. Ф., Закржевский А. Е. Програмные движения деформируемых управляемых конструкций. М.: Недра. 1995. 93 с.
162. Фем'як Я. М., Шарко В. О. Розроблення техніко-технологічних заходів, спрямованих на підвищення газоконденсатовилучення у свердловинах морських родовищ ДАТ «Чорноморнафтогаз» із використанням кавітаційно-пульсаційних технологій. Розвідка та розробка нафтових і газових родовищ. 2012. №3. С. 10 – 17.
163. Якимечко Я. Я., Фем'як Я. М., Овечький С. О., Яремко І. Я. Вплив пульсацій тиску, створених гідродинамічним кавітатором, на параметри нафти: матеріали міжнародної науково-технічної конференції (Івано-Франківськ, 10-14 жовтня 2011 р.). Івано-Франківськ: ІФНТУНГ, 2011. С. 48.
164. Фем'як Я. М. Теорія та практика використання кавітаційних процесів при бурінні свердловин: дис. ... доктора техн. наук: 28.11.19 / Фем'як Ярослав Михайлович. – Івано-Франківськ, 2019. – 308 с.
165. Мойсишин В. М., Витязь О. Ю., Фем'як Я. М., Масьовський А. І., Жовнірук Р. А. Статистичний аналіз результатів стендових експериментальних досліджень зміни осьового навантаження при бурінні долотами різних типів. Прикарпатський вісник НТШ. м. Івано-Франківськ. 2017. №1. С. 179-194.
166. Фем'як Я. М., Герасимів О. В. Використання роторних керованих систем при бурінні похилих і горизонтальних ділянок свердловин. Збірник наукових праць SWorld. Вип. 1 (38). Том 3. 2015. С. 84 – 88.
167. Пат. №28563 Україна, МПК: E21B 10/42. Бурове долото. Яремійчук Р. С., Фем'як Я. М., Возний В. Р., Тодорчук А. Ф., Бондаренко М. О., Яремійчук Я. С. № u 2007 09754; заявл. 30.08.2007; опубл. 10.12.2007. Бюл. №20.
168. Пат. №86535 Україна, МПК E21B 4/00. Спосіб обертового буріння похилоскерованих і горизонтальних ділянок свердловин. Крижанівський С. І.,

- Витязь О. Ю., Якимечко Я. Я., Фем'як Я. М. № у 2013 03184; заявл. 15.03.2013; опубл. 10.01.2014. Бюл. №1.
169. Пат. №96870 Україна, МПК E21B 4/20. Компоновка низу бурильної колони (КНБК) для обертового буріння похилоскерованих та горизонтальних свердловин. Крижанівський С. І., Витязь О. Ю., Фем'як Я. М., Якимечко Я. Я., Витязь А. О. № у 2014 08540; заявл. 28.07.2014; опубл. 25.02. 2015. Бюл. №4.
170. Фем'як Я. М., Ян Зяя. Використання кавітаційно-пульсаційних технологій при бурінні свердловин у газогідратних покладах: матеріали III-ї міжнародної науково-технічної конференції (Івано-Франківськ, 12 – 14 грудня 2018 р.). Івано-Франківськ: ІФНТУНГ, 2018. С. 133 – 136.
171. Витязь О. Ю., Фем'як Я. М., Якимечко Я. Я., Худін М. В. Удосконалення способу обертового буріння похило-скерованих і горизонтальних ділянок свердловини: collection of conference materials (Koszalin, 26-28 stycznia 2016 r.). Koszalin (Polska): Oradea University Press, Romania. 2016. P. 113 – 118.
172. Деклараційний патент України, № 43637А, МКИ E21B10/42. Бурове трилопатеве долото / Р. С. Яремійчук, О. М. Расторгуєв, М. В. Баранецький, Я. М. Фем'як, Т. Р. Шандровський. - Заявл. 18.04.2001; Опубл. 17.12.2001, Бюл. №11. – 4с. іл.
173. Фем'як Я. М. Використання кавітації для інтенсифікації руйнування гірських порід при бурінні свердловин // Розвідка та розробка нафтових і газових родовищ. Серія: Буріння нафтових і газових свердловин. – Івано-Франківськ: ІФНТУНГ. – №3. – 2002. – С. 82 – 84.
174. Марик В. Б. Основи методики проектування доліт з новими промивальними вузлами // Нафтова і газова промисловість. – 2000. - №6. – С. 10 – 12.
175. Шашин В. М. Гидромеханика. – М.: Высшая школа, 1990. – 384 с.
176. Шавловский С. С. Основы динамики струй при разрушении горного массива. – М.: Наука, 1979. – 174 с.
177. И. А. Серенко, Н. А. Сидоров, О. А. Сурикова и др. Бурение нефтяных и газовых скважин в США . – М.: ВНИИОЭНГ: Серия «Бурение». – 1983. –

Выпуск 16. – С. 64– 71.

178. Drill Bit Showcase // Drilling. – 1989. – March/April. - № 2. – P. 26 - 31.
179. Любинин И. А., Фукс И. Г. Залог успеха. Применение пластичных смазочных материалов для повышения надежности и долговечности оборудования // Надежность и сертификация оборудования для нефти и газа. – 1997. - №4. – С. 38 – 40.
180. Пат. № 85247 Україна, МПК E21B 10/42. Інструмент для буріння свердловин. Яремійчук Р. С., Фем'як Я. М., Возний В. Р., Лотовський І. В., Іткін О. Ф., Гольденберг А.М., Дьомін Ю. М. № u 2007 00474; заявл. 17.01.2007; опубл. 12.01.2009. Бюл. №1.
181. Фем'як Я. М. Кавітаційно-пульсаційні процеси в інструментах для буріння свердловин. International periodic scientific journal: Modern engineering and innovative technologies (Germany). 2018. Issue №3. Vol.1. P. 135-138.
182. Vytyaz O. Y., Femyak Y. M., Ovetskiy S. O., Fomin S. S. Physical methods of extraction of natural gas hydrates from the Black Sea bottom: тези доповідей міжнародної науково-технічної конференції (Івано-Франківськ, 7 – 11 жовтня 2013 р.). Івано-Франківськ: ІФНТУНГ, 2013. С. 23 – 25.
183. Фемяк Я. М., Витязь О. Ю., Овецкий С. О. Газогидраты Черного моря. Offshore (Russia). 2014. С. 78 – 84.
184. Витязь О. Ю., Фем'як Я. М., Овецкий С. О. Класифікація способів видобування метану з газогідратних покладів дна Чорного моря. Розвідка та розробка нафтових і газових родовищ. 2014. №1. С. 13 – 23.
185. Витязь О. Ю., Фем'як Я. М., Овецкий С. О., Кумейко П. С. Визначення напрямків перспективних досліджень у видобуванні газу з морських газогідратних родовищ. Науковий журнал Полтавського національного технічного університету імені Юрія Кондратюка. м. Полтава. 2014. №1(3). С. 142 – 148.
186. Овецкий С. О., Витязь О. Ю., Фем'як Я. М., Галик Я. П. Визначення основних напрямків дослідження можливості видобування донних гідратів. Розвідка та розробка нафтових і газових родовищ. 2012. №2. С. 7 – 14.

187. Бондаренко В. І., Витязь О. Ю., Зоценко М. Л., Фем'як Я. М. та ін. Газогідрати. Гідратоутворення та основи розробки газових гідратів: монографія. Дніпропетровськ: ТОВ «ЛізуновПрес». 2015. 220 с.
188. Пат. №94633 Україна, МПК E21B 43/00. Спосіб видобування метану з твердих газових гідратів. Витязь О. Ю., Овецький С. О., Фем'як Я. М., Тодорчук А. Ф., Левченко В. С. № u 2014 05379; заявл. 20.05.2014; опубл. 25.11. 2014. Бюл. №22.

Для нотаток

Для нотаток

Наукове видання

ФЕМ'ЯК Ярослав Михайлович
ЧУДИК Ігор Іванович
СУДАКОВ Андрій Костянтинович
ЯКИМЕЧКО Ярослав Яремович
ФЕДИК Остап Михайлович

ПРАКТИЧНЕ ВИКОРИСТАННЯ КАВІТАЦІЙНИХ ПРОЦЕСІВ У БУРІННІ СВЕРДЛОВИН

Монографія

Друкується в авторській редакції

Підп. до друку 05.01.2021 р.
Папір офс. Офс. друк. Формат 60x84/16
Гарнітура Times New Roman. Умов. друк. арк. 13,48.
Наклад 300 прим. Зам. 2742

Свідоцтво про внесення суб'єкта видавничої справи
до державного реєстру видавців, виготівників і розповсюджувачів
видавничої продукції –
Серія ДК № 2509 від 30.05.2006 р.

Друк ПП «ПОСВІТ»
Адреса: вул. І. Мазепи, 7, м. Дрогобич, 82100 Україна
тел.: (03244) 2-23-35, 3-38-50.
E-mail: posvit-druk@ukr.net, posvitdruk@gmail.com

