

Лекция XX

Сферичен взрив на газов заряд във вода

Взривът на газовата смес като източник на вълни на налягане в течността дава възможност да решаваме редица приложни задачи и в частност успешно да извършваме сеизмичните проучвания чрез методите на отражение на вълните. В този случай, в сравнение с взрива на кондензираното ВВ, газовият взрив притежава редица предимства, сред които едни от най-важните са липсата на унищожително влияние върху водната фауна.

Анализът на експериментални данни показва, че водната вълна на газовия взрив по своите свойства е близка до акустичната. При увеличаване на дълбочината на взрива, която по принцип може да достигне 10 km и повече за сметка на нарастване на плътността на сместа под действието на обкръжаващото налягане газовият взрив става подобен на взрива на заряда на кондензираното ВВ. Като взимаме предвид големите технически сложности при експерименталното изучаване на подводния взрив на газовите смеси на големи дълбочини, при решаването на такива задачи нараства ролята на теоретичните изследвания и в частност на приложението на числените методи.

1. Физико-математически модел и алгоритъм на числово решение на задачата

Разглежда се случай на инициране от центъра на симетрия на сферичната детонация на газов обем с радиус r_{0x} , запълнен със смес с плътност ρ_{sm} и отделена топлина на взрива Q_{sm} и обкръжен от течна среда с плътност ρ_0 и външно налягане p_0 . Началното налягане в газовата смес се взема за равно на това на обкръжаващата среда. На фронта на ДВ, която се разпространява в нормален стационарен режим, изходната смес се превръща в газообразни ПД. В момента на излизане на ДВ на повърхността на газовия обем произтича разпад на взрива и в обкръжаващата среда преминава УВ, която затихва с отдалечаване от заряда.

В рамките на хидродинамиката идеалната среда, която не е проводник на топлина чрез дадените процеси се описва от системата от диференциални уравнения на движението (16.1), непрекъснатост (16.2) при ($N = 2$) и енергия (16.4), а също така чрез уравнението за състояние в калорична форма (16.5).

За решаване на задачата е необходимо да се конкретизира уравнението за състояние (16.5) за ПД и течността.

Основните особености на поведението на ПД с взривен състав с произволна плътност се описват добре от уравнението за състояние под формата на Ми-Грюнайзен:

$$p = A\rho^m + (\gamma - 1)\rho E, \quad (20.1)$$

където γ е показател за адиабатата на ПД в областта на ниските налягания (при тяхното разширяване във вакуум), а константите A и m се изчисляват по известните параметри на фронта на ДВ.

При калоричната форма на записване на уравнението за състояние скоростта на звука в средата се определя с помощта на известното термодинамично съотношение:

$$c^2 = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_E + \frac{p}{\rho^2} \left(\frac{\partial p}{\partial E}\right)_\rho, \quad (20.2)$$

което в конкретния случай на уравнение на състоянието (20.1) води до зависимостта:

$$c = \sqrt{\gamma \frac{p}{\rho} + A(m-1)\rho^{m-1}}.$$

При $A = 0$ и $m = 1$ уравнението (20.1) се свежда до уравнението за състояние на съвършения газ, което може да бъде използвано за ПД на газовите смеси, тъй като показателят на адиабатата в процеса на тяхното разширяване практически не се променя.

Изоентропното свиване на водата и нейната ударна адиабата в началния участък се описват по точен начин чрез уравнението на Тет (16.11). Константите B и n могат да бъдат избрани с произволни стойности при условие на спазване между тях на зависимостите $B = \rho_0 c_0^2 / n$, където c_0 е скоростта на звука във водата. В областта на налягане $p < 2$ GPa можем да вземем $n = 7$, $B = 0,3214$ GPa. С помощта на първия закон на термодинамиката:

$$\left(\frac{\partial E}{\partial \rho}\right)_\delta = \frac{p}{\rho^2}$$

можем да покажем, че изоентропата (16.11) съответства на калоричното уравнение на състоянието във формата:

$$E = \frac{p + n(B - p_0)}{(n-1)\rho}. \quad (20.3)$$

Съотношението (20.2) за скоростта на звука в средата, която се подчинява на уравнението за състояние (20.3), води до получаване на зависимостта:

$$c = \sqrt{n \frac{p - p_0 + B}{\rho}}.$$

Субституцията на уравнението за състояние (20.3) в ударната адиабата на средата в общия вид (16.10) води до следната зависимост за плътността на фронта на УВ, която се разпространява във водата, от налягането:

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \frac{(n+1)(p - p_0) + 2nB}{(n-1)(p - p_0) + 2nB}. \quad (20.4)$$

Ударната адиабата (20.4) в точката на изходното състояние (p_0, r_0) има допирателна от втори ред с изоентропата (16.11) и в началния участък на свиване дава в пресмятанията, практически съвпадащи с последните резултати (при $p - p_0 < nB$ разликата не надминава няколко процента). В случай на кондензирани ВВ с висока плътност в диапазона на налягане на фронта на УВ във водата $p - p_0 < 15$ GPa ударната адиабата (20.4) дава най-малките различия с експерименталните данни при стойности на коефициентите $n = 4,7$ и $B = 0,4787$ GPa.

Системата от уравнения (16.1), (16.2) и (16.4) с конкретна форма на запис на уравненията на състояние (20.1) и (20.3) е свързана и може да бъде интегрирана числово.

При всеки времеви ход след определяне на параметрите u , ρ и E налягането в средите се изчислява по уравненията за състояние според известните стойности на плътността и вътрешната енергия в частност за водата по формулата:

$$p = (n-1)\rho E - n(B - p_0).$$

От това съотношение следва, че грешката (отклонението) при определяне на налягането е свързана с грешката на численото пресмятане на стойностите на плътността и вътрешната енергия чрез зависимостта:

$$\delta p \approx (n-1)\rho E \left(\frac{\delta \rho}{\rho} + \frac{\delta E}{E} \right).$$

В областта на ниските параметри ($p \sim p_0$, $\rho \sim \rho_0$, $E \sim E_0$), като допуснем за плътността и вътрешната енергия един ред от относителни грешки δ , ще достигнем до израза:

$$\frac{\delta p}{p_0} \approx 2(n-1) \frac{\rho_0 E_0}{p_0} \delta = 2 \frac{p_0 + n(B - p_0)}{p_0} \delta,$$

Или като заменим в последното съотношение конкретните стойности на n и B за водата, ще получим:

$$\frac{\delta p}{p_0} \approx 0,45 \cdot 10^5 \delta.$$

Оттук следва, че на по-късните етапи на стадията на процеса на взрива грешката изчислените налягания във водата могат да бъдат с повече от четири степени по-голяма от грешката на численото интегриране на системата на диференциалните уравнения. С оглед на това, че основен практически интерес при взрива представлява определянето на налягането във формиращата ударна вълна, има смисъл да преобразуваме системата от уравнения (16.1), (16.2) и (16.4) по такъв начин, че този параметър да се определя непосредствено при численото интегриране на диференциалните уравнения, а вътрешната енергия, която в подобни задачи на физиката на взрива не представлява интерес, въобще може да бъде изключена от разглеждането. За тази цел ще изпълним редица несложни преобразувания.

Третото уравнение от системата (16.4) е еквивалентно на условието за постоянство на ентропията в частицата на средата, което в диференциална форма има вида:

$$\frac{dE}{dt} - \frac{p}{\rho^2} \frac{d\rho}{dt} = 0.$$

Като вземем предвид, че:

$$\frac{dE}{dt} = \left(\frac{\partial E}{\partial p} \right)_{\rho} \frac{dp}{dt} + \left(\frac{\partial E}{\partial \rho} \right)_{p} \frac{d\rho}{dt},$$

това условие се свежда до вида:

$$\left(\frac{\partial E}{\partial p} \right)_{\rho} \frac{dp}{dt} + \left(\left(\frac{\partial E}{\partial \rho} \right)_{p} - \frac{p}{\rho^2} \right) \frac{d\rho}{dt} = 0.$$

Като използваме уравнението за състояние на продуктите от детонацията (20.1) с помощта на уравненията за непрекъснатост (16.2) (при $N = 2$) последното съотношение може да се сведе до диференциалното уравнение в частните производни:

$$\frac{\partial p}{\partial t} + u \frac{\partial p}{\partial r} + (\gamma p + (m-1)A\rho^m) \frac{\partial u}{\partial r} + (\gamma p + (m-1)A\rho^m) \frac{2u}{r} = 0.$$

Аналогичното уравнение за водата с използване на уравнението за състояние (20.3) се записва във вида:

$$\frac{\partial p}{\partial t} + u \frac{\partial p}{\partial r} + (n(p - p_0 + B)) \frac{\partial u}{\partial r} + (n(p - p_0 + B)) \frac{2u}{r} = 0.$$

Като въведем обобщената функция:

$$F = \begin{cases} \gamma p + (m-1)A\rho^m & \text{— в областта на ПД;} \\ n(p - p_0 + B) & \text{— в областта на водата.} \end{cases}$$

Ще приведем системата от уравнения (16.1), (16.2) и (16.4) до три диференциални уравнения с три неизвестни функции u , ρ и p :

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} &= 0; \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial r} + \rho \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{2\rho u}{r} &= 0; \\ \frac{\partial p}{\partial t} + u \frac{\partial p}{\partial r} + F \frac{\partial u}{\partial r} + F \frac{2u}{r} &= 0. \end{aligned} \quad (20.5)$$

Системата от диференциални уравнения (20.5) е хиперболична и има три семейства от характеристики:

$$\begin{aligned} dr &= (u \pm c)dt; \\ dr &= udt, \end{aligned} \quad (20.6)$$

по които съответно се изпълняват следните съотношения в целите диференциали:

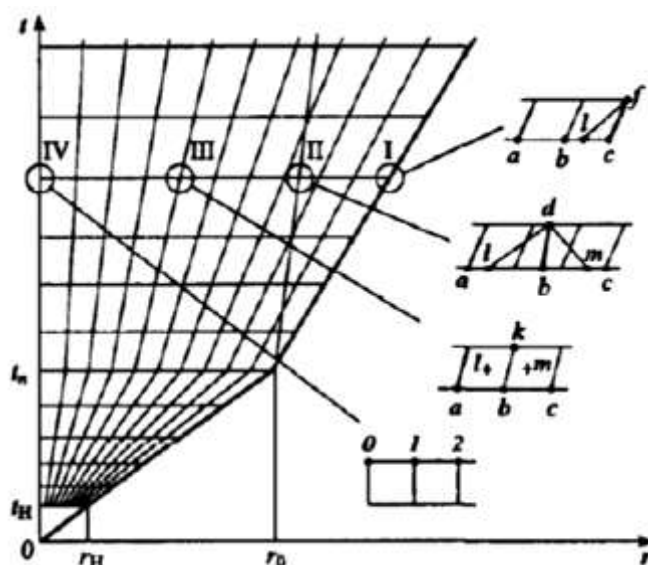
$$\begin{aligned} \frac{1}{\rho c} dp \pm du &= -\frac{2uc}{r} dt; \\ d\rho &= \frac{\rho}{F} dp. \end{aligned} \quad (20.7)$$

Последното съотношение (20.7) се изпълнява по цялата траектория на движение на частиците на средата и дава възможност за получим връзката между налягането и плътността в газообразните продукти на детонацията и течността на контактната повърхност в последователни моменти от време, а също така и да решим задачата за разпад на произволен взрив при излизане на ДВ на повърхността на заряда.

Гранични условия при интегрирането на системата от уравнения (20.5) са:

- равна на нула масова скорост в центъра на симетрия;
- непрекъснатост на налягането и масовата скорост на контактната повърхност ПД-вода;
- параметрите на фронта на стационарната ДВ в заряда или съотношенията (16.12), (16.13) и ударната адиабата (20.4) на фронта на УВ във водата.

Интегрирането на системата (20.5) се провежда с помощта на числения алгоритъм в подвижната решетка на Ойлер, чиято дясна граница е свързана с фронта на ДВ в заряда, а след приключване на детонацията – с фронта на УВ в течността. Диаграмата на процеса в $(r-t)$ – координати с показани характерни пресметнати точки е представена на фигура 20.1.



Фигура 20.1. Диаграма на подвижната решетка в $(r-t)$ координати с показани характерни пресметнати точки (I-IV).

Решението на задачата започва в някакъв начален момент от време $t_n = r_n/D$, като в този случай в началната област $r_n = 0,01r_0$ се внасят автомоделни разпределения на параметрите за сферичната ДВ. В момента на излизане на ДВ на повърхността на заряда ($r = r_0$) се решава задачата за разпад на произволен взрив и се определят началните параметри на УВ във водата.

В областта на пресмятане съществуват четири типа възли (фиг. 20.1), в които изчислението на параметрите се осъществява чрез използването на различни шаблони. В граничната точка на мрежата за пресмятане, която съвпада с фронта на ДВ вътре в заряда, се внасят параметрите на нормалната детонация. След излизане на вълната във водата освен фронталната точка I се въвежда още една особена точка на контактната повърхност ПД-течност II, която в общия случай не съвпада с възлите на подвижната мрежа. В този случай пресмятането на параметрите в двете точки се осъществява чрез методите на характеристиките според схемата на Хертри чрез използването на характеристиките (20.6), съотношенията по тях (20.7) и приложението на съответните гранични условия.

Параметрите в общите възли на мрежата за пресмятане (III на фиг. 20.1) се пресмятат по модернизирания двуходова схема на Лакс-Вендроф от типа на предиктор-коректор. В центъра на симетрията (IV на фиг. 20.1) с оглед на граничното условие $u = 0$ първото уравнение на системата (20.5) води до съотношението $\partial p / \partial r = 0$, което дава възможност да се възползваме от параболичната екстраполация при налягане и плътност в централния възел 0 според пресметнатите стойности във възли 1 и 2 на мрежата, т.е. да запишем:

$$p^0 = \frac{4p^1 - p^2}{3};$$

$$\rho^0 = \frac{4\rho^1 - \rho^2}{3}.$$

След завършване на цикъла на пресмятане на следващия времеви слой се извършва коригиране на параметрите във възлите на мрежата, които са най-близки до контактния взрив, пресметнати по схемата на Лакс-Вендроф чрез прекъсване, т.е. с грешки. Определянето на единичния времеви ход се извършва при условията на устойчивост на Курант с оглед на скоростта на преместване на възлите на мрежата, което дава възможност да получим устойчиво решение при стойности на числото на Курант от 0,9. Точността на числовото интегриране се контролира чрез проверка на интегралните закони за съхранение на масата и енергията, които важат с отклонение по-малко от 1 % при различните пресмятания на времето.

2. Резултати от решението и сравнение с експеримента

Изследването на параметрите на газовия взрив във вода е извършено за стехиометричните смеси на ацетилен-въздух и пропан-кислород с характеристики при нормално атмосферно налягане и температура от 15°C със съответно равни:

$$\rho_{sm} = 1,2168 \text{ и } 1,414 \text{ kg/m}^3;$$

$$Q_{sm} = 3,269 \text{ и } 10,02 \text{ MJ/kg};$$

$$\gamma = 1,234 \text{ и } 1,1312,$$

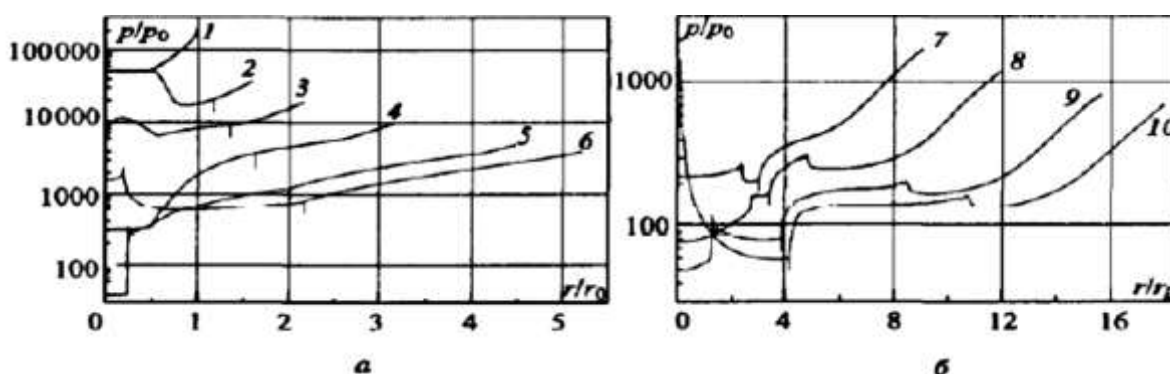
където ρ_{sm} , Q_{sm} и γ са плътността, отделената топлина на взрива на сместа и показател на адиабатата на ПД.

При решаване на задачата на различна дълбочина се прилага изотермичният закон за плътността на сместа, т.е. смята се, че тя се променя пропорционално на околното противоналягане.

За сравнение задачата се решава също така за заряд на ТЕН със стандартни параметри (19.7) и показател на адиабатата на ПД в плоскостта на Чепман-Жуге $k = 3$ и при разширение във вакуум $\gamma = 1,25$.

Голямата разлика на газовите смеси и кондензираните ВВ по отношение на плътността (с три степени) и налягането на детонацията (с четири степени) води до появата на качествени различия на вълновите процеси на възникващите течения. На фигура 20.2 и 20.3 в полулогаритмичен мащаб за безразмерните координати са представени полетата на налягане в последователни моменти от време при взрив на заряда на ТЕН и на ацетилено-въздушната смес с радиус r_{0x} при атмосферно налягане $p_0 = 0,1013$ МПа. Чрез вертикални щрихи на фигурите е отбелязано положението на контактната повърхност на ПД-вода.

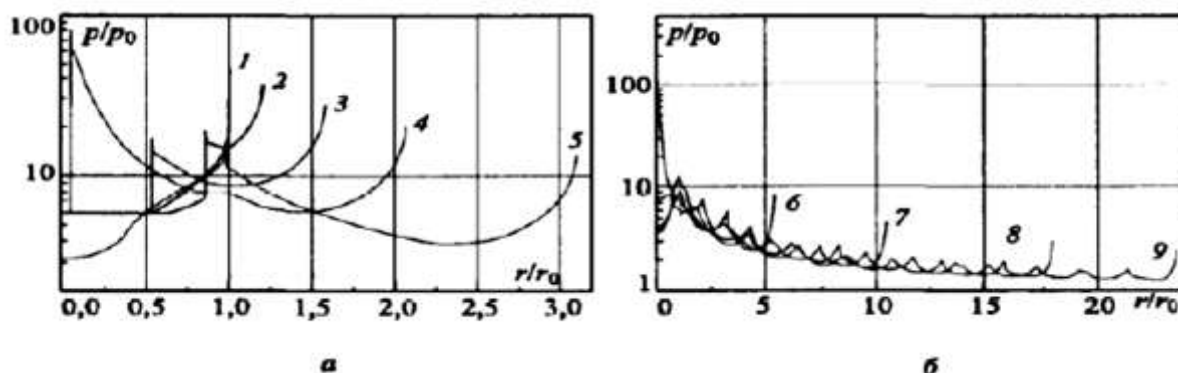
При взрив на заряд ТЕН началното налягане УВ във водата е приблизително 1,5 пъти по-малко от налягането на детонацията (разпределение 1 на фиг. 20.2.a) и в ПД преминава вълна на разреждане (2 и 3 на фиг. 20.2.a), като в околностите на последната нейните характеристики започват да формират вторична УВ (4 и 5 на фиг. 20.2.a). Интензивността на вторичната УВ при приближение към центъра на симетрия расте неограничено (теоретично) и след отражението си в него тя се връща към повърхността на газовия мехур на ПД (6 и 7 на фиг. 20.2.a и б).



Фигура 20.2. Поле на налягането в последователни моменти от време (1-10) при взрив на заряд на ТЕН в началния (а) и по-късни (б) стадии на взрива.

Взаимодействието на вторичната УВ с контактната повърхност на взрива води до появата на две ударни вълни – във водата и в ПД (8 и 9 на фиг. 20.2.б), последната от които отново се отразява от центъра на симетрията (10 на фиг. 20.2.б) и се връща към контактната повърхност на ПД-вода. Този характер на течението води до появата на редица вторични вълни във водата, които се разпространяват след фронта на основната УВ, чиято интензивност е относително неголяма и оказва слабо влияние спрямо общия характер на вълновото течение във водата.

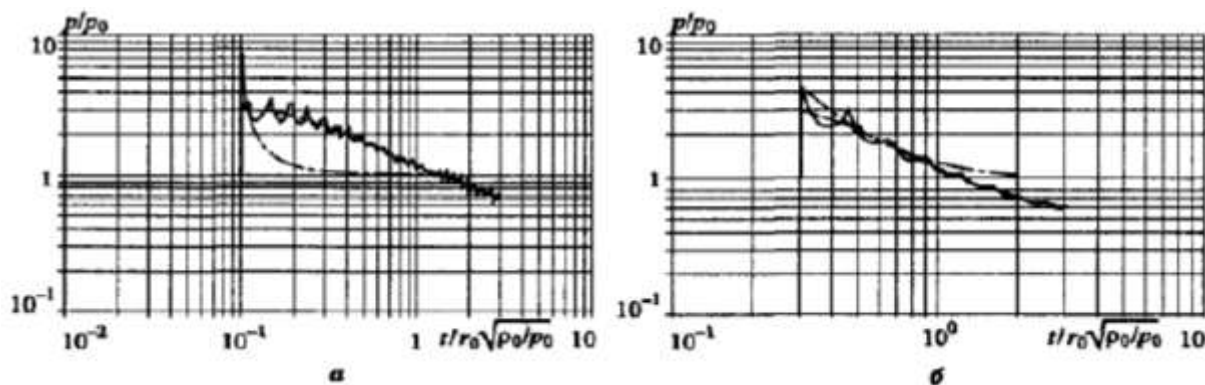
За разлика от кондензираното ВВ при излизане на ДВ в газовата смес на повърхността на заряда (разпределение 1 на фиг. 20.3.a) се образуват две УВ – във водата и в ПД. В този случай началното налягане на УВ във водата е приблизително 2,5 пъти по-голямо от детонационното, т.е. то е близко до налягането на отражението на ДВ от твърдата стена. Интензивността на отразената вълна в ПД с приближението към центъра на симетрия нараства (2 и 3 на фиг. 20.3.a) и в момента на отражение (4 на фиг. 20.3.a) достига много големи стойности. И все пак след отражението от центъра налягането на фронта на УВ в ПД рязко спада и към момента на излизане на повърхността на контакта с водата то става по-малко от детонационното, макар и радиусът на газовия мехур практически да не се е променил и да остава равен на радиуса на заряда.



Фигура 20.3. Поле на налягане в последователни моменти от време (1-9) при взрив на сместа на ацетилен-въздух в начален (а) и по-късни (б) стадии на взрива.

На по-късни стадии (фиг. 20.3.б) се извършва многократно отражение на УВ в ПД от контактната повърхност (6) и центъра на симетрия (7), а във водата зад фронта на основната УВ се формира чифт вълни, които са практически с постоянна честота. Амплитудата на тези вълни е сравнима с интензивността на основната вълна, а самите те се наслагват на общия фон на понижаващото се налягане от много бавно разширяващия се газув мехур на ПД към фронта на основната УВ.

Този характер на течението води до факта, че диаграмата на налягането в УВ при газовия взрив съществено се различава от аналогичните диаграми, които се формират при взрива на зарядите на кондензираното ВВ. За пример на фигура 20.4 с логаритмични координати са представени безразмерните зависимости на налягането p/p_0 от времето $t/r_0\sqrt{\rho_0/p_0}$ от момента на инициране на заряда при детонация на ацетиленовъздушната смес с начално налягане във водата $p_0 = 1,013 \text{ MPa}$ (а) и $10,13 \text{ MPa}$ (б) на разстояние от $r = 5r_0$ от центъра на взрива. Отчетливо се вижда немонотонният характер на изменението на налягането зад фронта на УВ.



Фигура 20.4. Зависимост на налягането от времето от момента на инициране на сместа ацетилен-въздух на разстояние $r = 5r_0$ при взрива на заряда с противоналягане $p_0 = 1,013 \text{ MPa}$ (а) и $10,13 \text{ MPa}$ (б).

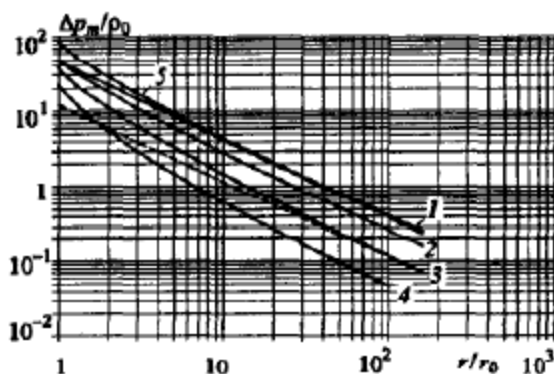
С пунктирна линия на фигурите са нанесени резултатите от решението на задачата за модела на равновесното разширяване на продуктите на мигновената детонация на сместа, която с изключение на краткия начален участък с голяма точност описва средната стойност на налягането в диаграмите и дава практически съвпадащи с пълния модел резултати за продължителността на фазата на свиване и импулса на свръх налягането във вълната. В този случай стойността на свръх налягането на фронта на УВ според модела на равновесното разширение на ПД в двата варианта съвпада и представлява приблизително $1,8p_0$, т.е. при налягане на мигновената детонация на

сместа, равно на $9,9p_0$, можем да направим извод за акустичното затихване на вълната на мигновения взрив до дълбочина от 1000 m ($p_0 = 10,13$ МПа).

Използването на модела на реалната детонация води до появяването на пик в диаграмите в околността на фронта, свързан с отражението на ДВ от повърхността на водата, при което максималното налягане значително надвишава налягането на мигновената детонация (до 5 пъти). Продължителността на този пик е малка (приблизително $(10^{-2} \div 10^{-1})5r_0$; $p_0 = 1,013$ МПа (фиг. 20.4.a) и затихването му зависи от стойността на противоналягането. Така на разстояние от $r_0 = 1,013$ МПа (фиг. 20.4.a) неговата стойност представлява приблизително $4,2p_0$, а при $p_0 = 10,13$ МПа – приблизително $1,4p_0$ (фиг. 20.4.б).

Чрез щрих-пунктирни линии на фигура 20.4 е нанесен профилът на налягане в УВ при взрив на зарядите на кондензирания ВВ, построен по формула (17.12). Чрез кръгчета на фигурата са отбелязани моментите на свиване на свръх налягането с e пъти. При наличието на ясно изразен пик на налягането в диаграмите (фиг. 20.4.a) съотношението (17.12) описва налягането само в самия пик като води до съществено занижаване на налягането в останалата област. След изчезване на явно изразения пик (фиг. 20.4.б) зависимостта (17.12) качествено съответства на понижаването на налягането зад фронта на УВ като все пак при това стойността 10θ , която обикновено е ограничена от диаграма, става забележимо по-голяма от цялата продължителност на фазата на свиване във вълната (в разглеждания случай приблизително два пъти).

На фигура 20.5 са дадени безразмерните зависимости на максималното свръх налягане $\Delta p_m/p_0$ от разстоянието r/r_0 при детонация на сместа ацетилен-въздух с противоналягане 0,1013; 1,013; 10,13 и 101,3 МПа (отбелязани с цифрите 1 – 4), което съответства на дълбочината на взрива от 0 до 10 km. Чрез линия 5 е нанесено свръх налягането за сместа на пропан-кислород при противоналягане от 1,013 МПа. От графиките се вижда, че при взрив на малка дълбочина промяната Δp_m практически се подчинява на акустичния закон. И все пак с увеличаване на дълбочината на взрива и съответното нарастване на налягането на детонацията в близката зона се появява участък на нелинейно затихване на Δp_m , тъй като колкото по-голяма е стойността на p_0 , толкова по-голяма е дължината на този участък и толкова по-ниско е нивото на относителното налягане при излизане на УВ в акустичен стадий. Аналогична картина се наблюдава при преминаване в кислородна смес, при която налягането на детонацията е приблизително 1,8 пъти по-голямо, отколкото при въздушната.



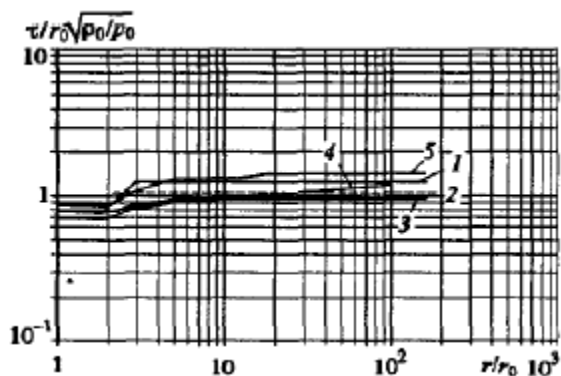
Фигура 20.5. Зависимост на максималното свръх налягане във вълната от разстоянието при детонация на ацетилено-въздушната и пропано-кислородната смес на различна дълбочина.

Чрез пунктирна линия на фигура 20.5 е нанесена експерименталната зависимост пресметната в приетите безразмерни променливи за сместа ацетилен-въздух. Както бе

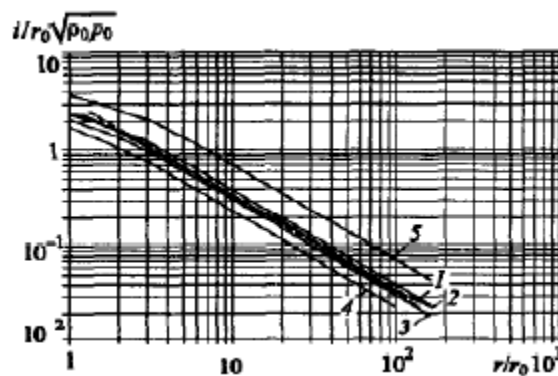
отбелязано в тази зависимост съответства на акустичното затихване на УВ с начално налягане, равно на налягането на мигновената детонация на сместа. Числените пресмятания показват, че по подобен начин се променя свръх налягането на асимптотиката при взрива на дълбочина от 1 km ($p_0 = 10,13$ МПа). При намаляване на дълбочината зависимостта за Δp_m клони към акустичната по целия диапазон на разстоянието, като в този случай относителното начално налягане на УВ нараства, като се стреми към налягането на нормалното отражение на ДВ от твърдата стена, което е приблизително пет пъти по-голямо от налягането на мигновената детонация.

Зависимостта на безразмерната продължителност на фазата на свиване във вълната $\tau/r_0\sqrt{\rho_0/p_0}$ от разстоянието r/r_0 при взрива на ацетилено-въздушната и пропано-кислородната смес е представена на фигура 20.6 (обозначенията съответстват на фиг. 20.5). Следва да се отбележи, че вследствие на немонотонното изменение на налягането зад фронта на УВ (виж фиг. 20.4) продължителността на фазата на свиване при някои участъци може да се променя скокообразно. Като оставим настрана това, можем да обособим някои общи закономерности.

В близост до заряда ($r < (1,8 \div 2,2)r_0$ в зависимост от състава на сместа) налягането се понижава до налягането на околната среда в продуктите на взрива, като продължителността на фазата на свиване в тази област е минимална и практически постоянна. По-нататък до $r \approx (3 \div 5)r_0$ стойността на τ нараства до известна степен, а след това остава почти постоянна. С нарастване на дълбочината на взрива нивото на стойността τ се понижава, а при много големи дълбочини $p_0 > 10,13$ МПа се появява градиент τ на големи разстояния. Газово-кислородните смеси в сравнение с газо-въздушните при една и съща дълбочина дават по-висока стойност на τ .



Фигура 20.6. Зависимост на продължителността на фазата на свиване във вълната от разстоянието при детонация на ацетилено-въздушна и пропано-кислородна смес на различна дълбочина.



Фигура 20.7. Зависимост на отделения импулс на свръх налягането във вълната при детонацията на ацетилено-въздушна и пропано-кислородна смес на различна дълбочина.

Резултатите от пресмятанията за отделения импулс на положителната фаза на свръх налягането в координатите $i/r_0\sqrt{\rho_0 p_0} - r/r_0$ са представени на фигура 20.7 (обозначенията съответстват на фиг. 20.5). Както и продължителността на фазата на свиване, отделеният импулс на налягането в УВ намалява с дълбочината и нараства при преминаване към кислородни смеси.

3. Апроксимация на числовите резултати

Анализът на получените резултати показва, че свръх налягането на фронта на УВ по целия диапазон на разстояние $r > r_0$ може да се опише чрез една зависимост:

$$\Delta p_m = A \left(\frac{r_0}{r} \right) + \frac{B}{\left(\frac{r}{r_0} - 0,5 \right)^{1,5}}. \quad (20.8)$$

Тук първият член съответства на акустичния закон на затихването, а вторият описва по-интензивен спад на налягането в близост до заряда. В този случай между константите A и B съществува очевидната връзка:

$$B = 0,5^{1,5}(\Delta p_n - A) \cong 0,354(\Delta p_n - A), \quad (20.9)$$

където Δp_n е началното излишно налягане на УВ (при $r = r_0$).

Както бе отбелязано по-горе, при ниските параметри на детонацията $A \approx \Delta p_n$ и с тяхното нарастване започва да намалява. В този случай понижаването на коефициента A по отношение на Δp_n е свързано с нелинейните процеси на затихване на УВ и ще бъде толкова по-голямо, колкото е по-голямо налягането в областта на взрива. Като вземем предвид, че свръх налягането на фронта на ДВ е $\Delta p_D \cong \rho_{sm} D^2 / (\gamma + 1)$, за коефициента A можем да предложим зависимостта:

$$A = \frac{\Delta p_n}{\left(1 + \frac{a}{\gamma + 1} \frac{\rho_{sm} D^2}{\rho_0 c_0^2} \right)^\alpha}, \quad (20.10)$$

където D е скоростта на детонация на сместа, а константите според данните от числените пресмятания са равни на $a = 1710$ и $\alpha = 0,25$.

Началното свръх налягане на УВ Δp_n се определя от точката на пресичане в $(p-u)$ координатите на ударните адиабати на водата и ПД и лежи в диапазона от Δp_D до Δp_{rf} , където Δp_{rf} е свръх налягането на нормалното отражение на ДВ от твърдата стена, което се определя от съотношението (16.24):

$$\Delta p_{rf} \cong \Delta p_D \left(1 + \frac{\gamma + 1}{4\gamma} \left(1 + \sqrt{1 + \left(\frac{4\gamma}{\gamma + 1} \right)^2} \right) \right). \quad (20.11)$$

При промяна на показателите на адиабатата на ПД в границите $\gamma = 1,1 \div 1,4$, които обхващат целия диапазон на газо-въздушните и газо-кислородните смеси, стойността на отношението $\Delta p_{rf} / \Delta p_D$ според (20.11) се понижава от 2,585 до 2,516, т.е. само с 3%. Поради това за всички смеси можем да вземем средна стойност на $\Delta p_{rf} / \Delta p_D \approx 2,55$ и ударната адиабата на ПД можем с приближение да запишем във вида:

$$\Delta p = \Delta p_D + \Delta p_D \left(1 - \frac{u}{u_D} \right) + 0,55 \Delta p_D \left(1 - \frac{u}{u_D} \right)^2, \quad (20.12)$$

където u_D е масовата скорост на ПД на фронта на ДВ.

В съотношението (20.12) вторият член съответства на акустичното нарастване на налягането при спиране на ПД, а третият е квадратична добавка, която осигурява изпълнение на условието $\Delta p_{rf} = 2,55 \Delta p_D$ при $u = 0$.

За водата ударната адиабата в $(p-u)$ координатите има вида (16.25):

$$\Delta p = \rho_0 u (c_0 + 2u). \quad (20.13)$$

Като приравним свръх налягането в ПД (20.12) и водата (20.13) в момента на разпад на взрива и като решим квадратното уравнение за масовата скорост, получаваме:

$$\frac{u}{u_D} = \frac{\frac{\rho_0 c_0 u_D}{\Delta p_D} + 2,1}{2 \left(\frac{2\rho_0 u_D^2}{\Delta p_D} - 0,55 \right)} \left(\sqrt{1 + 10,2 \frac{\frac{2\rho_0 u_D^2}{\Delta p_D} - 0,55}{\left(\frac{\rho_0 c_0 u_D}{\Delta p_D} + 2,1 \right)^2}} - 1 \right).$$

Като вземем предвид малката стойност на второто събираемо под корена при малки дълбочини на взрива и като се ограничим до разлагане на първия член в реда, с приближение ще имаме:

$$\frac{u}{u_D} \approx \frac{2,55}{\frac{\rho_0 c_0 u_D}{\Delta p_D} + 2,1}. \quad (20.14)$$

Тъй като $\rho_0 c_0 u_D / \Delta p_D \approx \rho_0 c_0 / \rho_{sm} D$, то като положим (20.14) в (20.12) за началното свърх налягане на УВ получаваме:

$$\Delta p_n = 2,55 \Delta p_D \left(1 - \frac{1}{1 + \frac{0,476 \rho_0 c_0}{\rho_{sm} D}} + \frac{0,318}{\left(1 + \frac{0,476 \rho_0 c_0}{\rho_{sm} D} \right)^2} \right).$$

Влиянието на последното събираемо в скобите се проявява само на много големи дълбочини, когато точността на разлагане в реда се понижава, поради което коефициентът при него има нужда от уточняване. Според данните на числените пресмятания него можем да вземем за равен на 0,4, тогава за началното налягане на УВ във водата окончателно ще получим:

$$\Delta p_n = 2,55 \Delta p_D \left(1 - \frac{1}{1 + \frac{0,476 \rho_0 c_0}{\rho_{sm} D}} + \frac{0,4}{\left(1 + \frac{0,476 \rho_0 c_0}{\rho_{sm} D} \right)^2} \right). \quad (20.15)$$

Зависимостта (20.8) с коефициенти, които са определени според (20.9), (20.10) и (20.15) описва резултатите от числените пресмятания за свърх налягането на фронта на УВ при детонация на газо-въздушни и газо-кислородни смеси с отклонение до 5%.

Като оставим настрана сложния характер на измененията на продължителността на фазата на свиване, извън областта на максималното разширение на газовия мехур на ПД ($r > 3r_0$) при взрив на смес с конкретен състав на която и да било дълбочина диапазонът на изменение на τ лежи в границите $\pm 15\%$ от дадена средна стойност. Поради това с дадената точност според теорията на подобие (16.26) за продължителността на фазата на свиване можем да запишем:

$$\frac{\tau}{r_0 \sqrt{\rho_0 / p_0}} = \text{const} \sim \sqrt[3]{\frac{E_0 / p_0}{r_0}},$$

където $E_0 \sim \rho_{sm} Q_{sm} r_0^3$ е цялата енергия на взрива.

Като вземем предвид, че $\rho_{sm} Q_{sm} \sim \rho_{sm} D^2 / (\gamma^2 - 1)$, окончателно ще получим:

$$\frac{\tau}{r_0 \sqrt{\rho_0 / p_0}} = C \sqrt[3]{\frac{\rho_{sm} D^2}{(\gamma^2 - 1) p_0}}, \quad (20.16)$$

където според данните от числените пресмятания можем да вземем $C = 0,23$.

От графиките на фигура 20.7 се вижда, че като започваме с разстояние от $r \cong 3r_0$, импулсът на свърх наляганетов УВ се понижава обратнопропорционално на разстоянието, т.е. за него можем да запишем:

$$\frac{i}{r_0 \sqrt{p_0 \rho_0}} = G \frac{r_0}{r},$$

където G е параметърът, който зависи от дълбочината и състава на сместа.

Както е показал проведенят анализ за диаграмите на налягането, те се състоят от два характерни участъка, първият от които (пик на налягането) е интензивността на Δp_m , който се определя от началното свърх налягане на УВ Δp_n и има малка продължителност, свързана с процесите на отражение на ДВ, и не зависи от цялата продължителност на фазата на свиване, и вторият, чиято интензивност се определя от налягането на мигновената детонация Δp_{MD} по своята същност, съвпада по продължителност с фазата на свиване. Поради това за параметъра G можем да запишем:

$$G = K \frac{\Delta p_n}{p_0} + L_1 \frac{\Delta p_{MD}}{p_0} \frac{\tau}{r_0 \sqrt{\rho_0/p_0}}.$$

Като използваме (20.16) и вземем предвид това, че $\Delta p_{MD} \approx \rho_{sm} D^2 / 2(\gamma + 1)$, за отделения импулс на положителната фаза на свърх наляганетов УВ окончателно ще получим:

$$\frac{i}{r_0 \sqrt{p_0 \rho_0}} = K \left(\frac{\Delta p_n}{p_0} + L \frac{\rho_{sm} D^2}{(\gamma + 1) p_0} \sqrt[3]{\frac{\rho_{sm} D^2}{(\gamma^2 - 1) p_0}} \right) \frac{r_0}{r}, \quad (20.17)$$

където според резултатите от численото пресмятане стойностите $K = 0,042$ и $L = 0,35$.

Съотношението (20.17) описва резултатите от числените пресмятания за всички изследвани смеси на която и да било дълбочина с отклонение в границите на 7%.