

Лекция XVI

Взрив на заряди от кондензирани ВВ във вода

Значителният интерес към въпросите за възникване и развитие на подводните взривове се обяснява с интензификацията на изследванията, които се извършват в моретата, океаните и големите водоеми. При провеждането на сеизмологични проучвания на подводните райони на земната повърхност, изпълнението на дълбоководни работи, анализът на изкуствените и естествените цунами, въздействието на взривните вълни спрямо хидробионтите и инженерните съоръжения е необходимо детайлното изучаване на законите за разпространение на ударните вълни.

При взрива във вода възникват сложни физични явления, чието точно количествено описание е доста трудно да бъде извършено. Най-цялостно са проучени взривите, които се случват в безкрайната течност. В редица случаи качествената и количествената картина на явленията взрив във вода е добре известна – например за химични (ВВ) от типа на тротил картината на явленията може да се опише, като се дадат основните количествени данни за затихване на ударните вълни и движението на газовия мехур, който се образува при взрива във вода.

Постановка на задачата за подводен взрив:

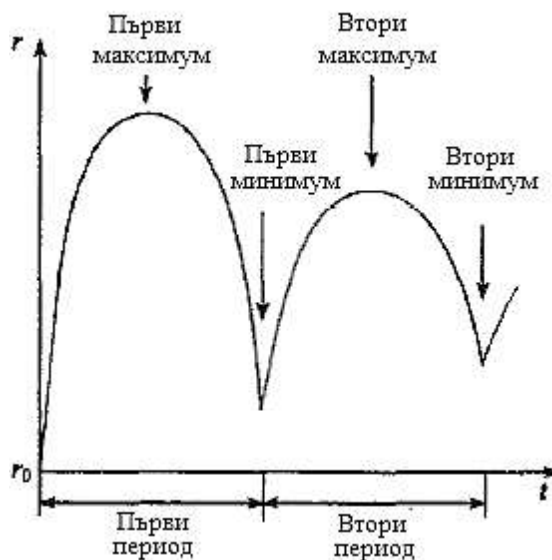
При взривяване на заряда започва да се разпространява детонационна вълна, на чийто фронт изходното ВВ се превръща в силно свити ПД. При движението на тази вълна към повърхността на границата заряд-вода в последната се образува ударна вълна, а в продуктите на взрива – вълна на разреждане (ако $\rho_{ВВ} > 1 \text{ g/cm}^3$). Областта на ПД и водата са разделени помежду си чрез контактна повърхност.

Амплитудата на налягане в ударната вълна, която се разпространява във водата, бързо спада и на разстояния от приблизително 10 радиуса от заряда за сферичната вълна представлява приблизително 1/100 от началното налягане (в цилиндричните и плоските вълни затихването ще бъде съответно по-малко интензивно). Такъв рязък спад на налягането се обяснява с дивергенцията на вълната и загубите при разсейването на ударния фронт. Скоростта на разпространение на ударната вълна доста бързо спада до скоростта на звука, а самата вълна асимптотично преминава в звукова.

В началния стадий на разширение на газовия мехур (ГМ) скоростта и налягането на неговата повърхност рязко спадат, което на свой ред води до интензивни вълнови явления в ПД. По-подробно ще се спрем на тези процеси по-долу. По-нататъшното разширяване продължава да се извършва в течение на сравнително голям период от време. Според развитието на този процес вътрешното налягане на газа спада по-ниско от равновесната стойност, което се образува от атмосферното и хидростатичното налягане. Появата на отрицателен спад на налягането на повърхността на мехура води до прекратяване на разходящите движения на водата, границите на мехура започват да се съкращават с непрекъснато нарастване на скоростта. Сходящото движение на повърхността на газовия мехур продължава дотогава, докато налягането в него не уравни инерцията на радиалния поток.

По такъв начин възниква колебателно движение на газовата плоскост около средния диаметър. Тези фази на колебание на мехура схематично са представени на фигура 16.1, което показва изменението на размерите на мехура, изразено чрез времевата функция. Колебанията на газовия мехур могат да продължават в течение на редица цикли; при благоприятните случаи се забелязват до десет и повече такива колебания.

От плавателността на газообразните продукти изплува мехур, като максималната скорост на изплуване се наблюдава в моментите на достигане на мехура на минималния му размер. Освен описаните явления, мехурът се оттласква от свободната повърхност и твърдата граница го притегля към себе си. В качествено отношение движението на мехура около твърдата стена и свободната повърхност може да бъде представено по долуописания начин.



Фигура 16.1. Зависимост на радиуса на газовия мехур от времето след детонацията.

За твърдата повърхност присъствието на граница нарушава радиалния поток на водата в близост до сферичната повърхност без зависимост от посоката му. Първоначално, когато налягането в мехура надвишава хидростатичното налягане, водата от страна на повърхността на мехура, обърната в посока към преградата, се поддава по-трудно на смесване и мехурът се отделя от преградата. Този ефект не е голям поради факта, че свръх налягането е положително за неголяма част от периода на разширяване, когато мехурът е малък. Когато налягането в ПД спада по-ниско от хидростатичното налягане, ускорението на потока по посока на повърхността на мехура от свободната страна не се извършва толкова бързо, както от страната, обърната към стената. Вследствие на това потокът трябва да бъде такъв, че повърхността на мехура да се приближава към твърдата стена. По такъв начин при взрив в близост до твърдата повърхност значителна част от количествата движения се предава от голямата маса вода в този момент, когато размерът на мехура е голям. Според степента на свиване на мехура придобитото количество движения се съсредоточава в най-малката маса вода в близост до мехура и скоростта на потока в този район нараства. Тогава повърхността на мехура трябва да се придвижва в посока към преградата с цялата нарастваща скорост, така сякаш мехурът бива притеглен към нея. Това явление се проявява в толкова по-голяма степен в сравнение с явлението на оттласкване, че преобладаващото движение на мехура е преместването към повърхността.

Свободната повърхност оказва противоположно влияние върху преместването на мехура, тъй като в този случай водата в близост до повърхността може свободно да се премества. Когато мехурът започва да се разширява, движението на водата в посока към свободната повърхност среща по-малко препятствия и повърхността на мехура се премества по-горе. И все пак, когато налягането на газа става по-малко от хидростатичното, възниква движение на водата от свободната повърхност. Както и в

случая на взрива в близост до твърдата повърхност, значителна част от количеството движения, предавана по водата при разширяване на мехура, се преразпределя в движението на незначителна маса вода с голяма скорост в близост до повърхността на свиващия се мехур. Мехурът се отгласква от свободната повърхност с нарастваща скорост според свиването.

Движението на газовия мехур е свързано с разпространяване на енергия във вид на вълна на налягане в радиални посоки от повърхността. Освен основната ударна вълна във вълната се излъчват също така вълни на налягане при колебанията на газовия мехур.

Макар и максималното налягане във вълната на свиване да е много по-малко от налягането на основната вълна, техните импулси са сравними, и поради това при действието на преградата вълната от първата пулсация може да има значителна стойност.

Основна задача на теорията на подводния взрив в безграничната среда е изучаването на описаното по-горе неспирно движение на течността между две гранични повърхности: фронта на ударната вълна и повърхността на газовия мехур.

Трудностите от математически характер при анализа на системата от уравнения в случая на пространствено движение на течността могат да бъдат преодоляни чрез помощта на числени методи. Досега са извършени редица изследвания за движението в едномерната постановка, при която се подразбира инициране на сферичния (цилиндричен или плосък) заряд от точката (линия или плоскост) на симетрия.

За решаването на задачата за подводния взрив в едномерната постановка е необходимо да интегрираме системата от диференциални уравнения, която се състои от уравнението на движение.

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} = 0, \quad (16.1)$$

уравнението на неразрушимост:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial r} + \rho \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{N u \rho}{r} = 0 \quad (16.2)$$

и уравнението за съхранение на енергията, което за идеалната течност непроводник на топлина може да бъде записано или чрез ентропията:

$$\frac{dS}{dt} = \frac{\partial S}{\partial t} + u \frac{\partial S}{\partial r} = 0 \quad (16.3)$$

или чрез вътрешната енергия:

$$\frac{\partial E}{\partial t} + u \frac{\partial E}{\partial r} - \frac{p}{\rho^2} \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial r} \right) = 0. \quad (16.4)$$

При решаване на задачата уравнението за енергия може да бъде използвано както във вид на (16.3), така и във вид на (16.4). И накрая последното уравнение, което свързва системата е уравнението за състояние на средата. Както се вижда от (16.3) и (16.4), това уравнение е удобно да имаме под формата:

$$S = S(p, \rho); \quad E = E(p, \rho). \quad (16.5)$$

Системата от уравнения (16.1) до (16.3) или (16.4) и (16.5) е затворена спрямо неизвестните функции p , ρ , u и S (или E). Тази система трябва да решаваме при определени начални и гранични условия.

В най-общата постановка на задачата за подводния взрив се разглежда системата ПД-вода. В този случай начално условие за решаването ще бъде решението на задачата за едновременната детонация на сферичния (цилиндричен или плосък) заряд, т.е. задачата за разпределяне на налягането, скоростта и плътността в детонационната вълна в момента на нейното излизане на повърхността на заряда:

$$p_{\text{пд}} = p(r); \quad u_{\text{пд}} = u(r); \quad \rho_{\text{пд}} = \rho(r). \quad (16.6)$$

Според стойностите на налягането и скоростта на фронта на детонационната вълна се определят началните параметри на ударната вълна във водата.

В задачата за подводния взрив в безграничната течност има две гранични повърхности: повърхността на границата на ПД-вода и фронта на ударната вълна. На повърхността на границата има разпръскване на плътността, ентропията и вътрешната енергия на частиците, като в същото време налягането и скоростта се променят непрестанно. По такъв начин на повърхността на газовия мехур трябва да се изпълняват съотношенията:

$$\begin{aligned} u_{\text{ПД}} &= u_{\text{вода}}; \\ p_{\text{ПД}} &= p_{\text{вода}}. \end{aligned} \quad (16.7)$$

По ударната вълна претърпяват разпръскване всички параметри на течението. И все пак при нея трябва да се спазват интегралните закони за съхранение на масата, импулса и енергията. При разпространение на вълната по неподвижна течност тези съотношения се записват в следния вид:

$$D\rho_0 = \rho_{\text{уд}}(D - u_{\text{уд}}); \quad (16.8)$$

$$p_{\text{уд}} - p_0 = \rho_0 D u_{\text{уд}}; \quad (16.9)$$

$$E_{\text{уд}} - E_0 = \frac{p_{\text{уд}} + p_0}{2} \left(\frac{1}{\rho_0} - \frac{1}{\rho_{\text{уд}}} \right). \quad (16.10)$$

Ако заместим в (16.10) уравнението за състояние на водата (16.5), то можем да получим зависимостта между налягането и плътността на ударния фронт. Тази зависимост е наречена ударна адиабата.

Като имаме предвид това, че общоприето уравнение за състоянието на водата досега не съществува, за решаването на практическите задачи обикновено се използват емпирични формули, които апроксимират многочислените експериментални данни според динамичното свиване на водата. Най-широко разпространение е получила ударната адиабата на водата във формата на уравнение на Тет:

$$p_{\text{уд}} - p_0 = B \left[\left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^n - 1 \right], \quad (16.11)$$

където: при $p_{\text{уд}} > 30000 \text{ kg/cm}^2$: $B = 4250 \text{ kg/cm}^2$; $n = 6,29$;
при $p_{\text{уд}} < 30000 \text{ kg/cm}^2$: $B = 3045 \text{ kg/cm}^2$; $n = 7,15$.

Като имаме ударната адиабата на водата, не е трудно да пресметнем останалите параметри на фронта на вълната. От (16.8) и (16.9) получаваме:

$$D = \sqrt{\frac{p_{\text{уд}} - p_0}{\rho_0 \left(1 - \frac{\rho_0}{\rho_{\text{уд}}} \right)}}; \quad (16.12)$$

$$u_{\text{уд}} = \sqrt{\left(\frac{p_{\text{уд}} - p_0}{\rho_0} \right) \left(1 - \frac{\rho_0}{\rho_{\text{уд}}} \right)}. \quad (16.13)$$

Трите уравнения (16.11)÷(16.13) дават зависимостта между четирите параметъра на ударната вълна и могат да бъдат използвани в ролята на гранични условия на фронта на вълната.

Освен указаните по-горе условия, във всеки един момент от време скоростта на частиците на газа в центъра на симетрия трябва да бъде равна на нула:

$$u = 0 \quad \text{при} \quad r = 0. \quad (16.14)$$

По такъв начин, за определяне на хидродинамичните полета на подводния взрив е необходимо да интегрираме системата от уравнения (16.1)÷(16.3) или (16.4) и (16.5) при начални условия (16.6) и гранични условия (16.7), (16.11)÷(16.14).

При разглеждане на системата ПД-вода е необходимо да знаем уравнението за състоянието както на газообразната, така и на течната среда. Ще се спрем по-подробно на уравнението за състояние на водата.

Многобройните опити да се получи по теоретичен път уравнението за състояние на водата досега не са довели до желания резултат. Голямото количество експериментални данни за свиването на водата в широк диапазон на температурата и налягането, които са създадени със статичните инсталации, бе получено от Бриджмън. Той е успял да получи статични данни до 50000 kg/cm^2 . Данните на Бриджмън са били използвани от много изследователи за получаването на емпирични и полуемпирични уравнения за състоянието на водата.

Един от първите е получил уравнението за състояние на водата под формата на:

$$v(T, p) = v(T, 0) \left[1 - \left(\frac{1}{n} \right) \ln \left(1 + \frac{p}{B} \right) \right], \quad (16.15)$$

където v е отделеният обем, а T е абсолютната температура.

Уравнение (16.15) може да се приведе във вида:

$$p = B(S) \left(\left(\frac{v(T, 0)}{v(T, p)} \right)^n - 1 \right). \quad (16.16)$$

Тук $B(S)$ е функция на една ентропия и n с приближение може да бъде прието във вид на постоянна стойност. Определянето на коефициентите B и n според експерименталните данни е показало, че в интервала на температурите от 20° до 60° C и налягане до 25000 kg/cm^2 те могат да бъдат смятани за постоянни и равни.

$$B = 3047 \text{ kg/cm}^2; \quad n = 7,15. \quad (16.17)$$

От статистическата физика е известно, че при големи налягания уравнението за състояние на водата може да бъде представено във вида:

$$p = \Phi(v) + f(v)T, \quad (16.18)$$

където Φ и f са функции със собствен аргумент.

Резултатите от експерименталните изследвания показват, че топлинният капацитет на водата при постоянен обем при големи налягания слабо зависи от температурата. Като смятаме $c_v = \text{const}$ можем да намерим връзката:

$$T = \exp \left\{ \frac{S - S_0}{c_v} \right\} \exp \left\{ - \frac{1}{c_v} \int_{v_0}^v f(v) dv \right\} = \frac{p - \Phi(v)}{f(v)}; \quad (16.19)$$

$$p = \Phi(v) + f(v) \exp \left\{ - \frac{1}{c_v} \int_{v_0}^v f(v) dv \right\} \exp \left\{ \frac{S - S_0}{c_v} \right\}. \quad (16.20)$$

Ако за големи налягания търсим адиабатата на водата във вида:

$$p = A(S)F(v), \quad (16.21)$$

то при направените допускания за уравнението на състоянието, уравнението на адиабатата и изразът за вътрешната енергия се получават в следния вид:

$$p = F(v) \left(1 + \frac{c_v T}{\chi - \int F(v) dv} \right); \quad (16.22)$$

$$p = \left(1 + \exp \left\{ \frac{S - S_0}{c_v} \right\} \right) F(v); \quad (16.23)$$

$$E = c_v T - \int F(v) dv + E_0, \quad (16.24)$$

където χ е някаква произволна постоянна величина.

Според експерименталните данни на Бриджмън са били определени функциите $F(v)$ и постоянните стойности в уравненията (16.22)÷(16.24).

Необходимо е да отбележим, че дадените уравнения важат само за областта на големи налягания. Както се вижда от (16.23), всички адиабати при нулево налягане се събират в една точка, което противоречи на експерименталните данни.

Уравнението за състояние на водата, което апроксимира данните на Бриджмън при високи налягания, може да се представи в следния вид:

$$p = (109 - 93,7v)(T - 348) + 5010v^{-5,58} - 4310. \quad (16.25)$$

Тук p се измерва в atm, v – в cm^3/g , T – в градуси по Келвин. Като изключим от (16.25) температурата с помощта на термодинамичните преобразувания, ще получим израз за адиабатата на водата във вида:

$$\frac{p + c^*}{p^*} = \left(\frac{\rho}{\rho^*}\right)^{\chi(S)}, \quad (16.26)$$

където c^* , p^* и ρ^* са постоянни величини, чиито стойности са следните:

$$c^* = 5400 \text{ kg/cm}^2, \quad p^* = 912000 \text{ kg/cm}^2 \text{ и } \rho^* = 2,53 \text{ g/cm}^3.$$

Коефициентът $\chi(S)$ в (16.26) зависи от ентропията на системата и в диапазона на промяна на началните данни $0 < p < 250 \cdot 10^3 \text{ atm}$, $T = 2000 \text{ K}$ се намира в границите от 5,55 до 4,60. Тази стойност може да бъде определена според една точка, която например лежи на ударната адиабата (16.11):

$$\chi(S) = \frac{\lg \left[\frac{p_{\text{уд}} + c^*}{p^*} \right]}{\lg \left[\frac{\rho_{\text{уд}}}{\rho^*} \right]}. \quad (16.27)$$

При ударното свиване на водата до налягане 30 000 atm стойността $\chi(S)$ практически не се променя и остава равна на 5,55. Необходимо е да отбележим, че уравнението за състояние (16.22) и (16.25) са получени въз основа на експериментите за статичното свиване на водата до налягане от 50000 kg/cm^2 . Поради това използването им за големи налягания е обичайна екстраполация на данните на Бриджмън.

В следвоенните години (50-60^{-те}) динамичните методи за изследване на свиваемостта на различните материали започват да се развиват с бурни темпове. В резултат на тези изследвания са получени експериментални данни за свиваемостта на водата при налягане в широк диапазон.

Ударната адиабата на водата в диапазона от налягане $0 < p < 450 \text{ kbar}$ може да се представи в следния вид:

$$D = 1,483 + 25,306 \lg \left[1 + \frac{u}{5,19} \right], \quad (16.28)$$

където D и u се измерват в km/s.

За получаване на уравнение за състоянието на водата в околността на ударната адиабата ще използваме съотношението:

$$\left(\frac{\partial i}{\partial v}\right)_p = \frac{c_p}{\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p} = \xi(p), \quad (16.29)$$

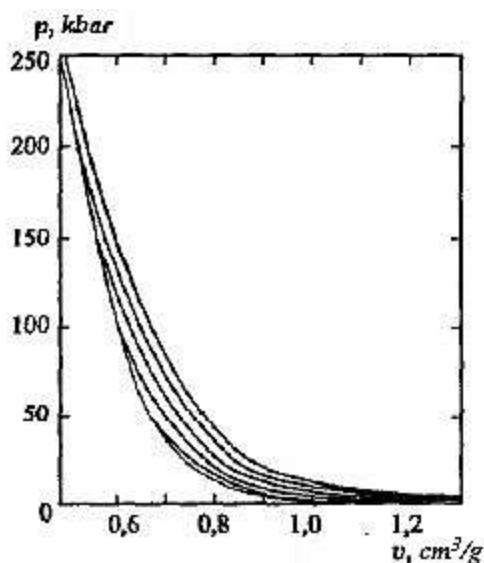
където: i е отделената енталпия;

c_p – отделеният топлинен капацитет на водата при постоянно налягане;

$\xi(p)$ – функция единствено на налягането, която се определя експериментално при ударните тествания.

Чрез помощта на (16.29) числово се интегрира термодинамичното уравнение за състоянието и са получени изотермите и адиабатите на водата при разтоварването след ударното свиване до самото налягане от 250 kbar.

На фигура 16.2 са представени пет изоентропи на разтоварването и ударната адиабата на водата.



Фигура 16.2. Ударна адиабата и изоентропи на разтоварването на водата.

За решаване на различни динамични задачи можем да използваме адиабатата на разтоварване на водата във вида:

$$p - p_0 = A \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^n - B, \quad (16.30)$$

където коефициентите A , B и n се намират по следния начин:

при $0 < p_{уд} < 30000 \text{ kg/cm}^2$:	$A = 3045 \text{ kg/cm}^2$; $B = 3045 \text{ kg/cm}^2$; $n = 7,15$;
при $30000 < p_{уд} < 150000 \text{ kg/cm}^2$:	$A = 1220 + 0,0606p_{уд}, \text{ kg/cm}^2$; $B = 3045 \text{ kg/cm}^2$;
при $150000 < p_{уд} < 250000 \text{ kg/cm}^2$:	$A = 2680 + 0,0509p_{уд}, \text{ kg/cm}^2$, $B = 6100 - 0,0204p_{уд}, \text{ kg/cm}^2$.

Показателят n при налягане при $p_{уд} > 30000 \text{ kg/cm}^2$ се намира от условията за преминаване на адиабатата на разтоварване (16.30) през ударната адиабата на водата (16.11):

$$n = 6,29 \frac{\lg \left[\frac{p_{уд} + B}{A} \right]}{\lg \left[\frac{p_{уд} + 4250}{4250} \right]}.$$

Обширният експериментален материал, който е натрупан за статичната и динамичната свиваемост на водата, е дал възможност на някои изследователи да получат уравнение за състоянието на водата в широк диапазон на термодинамичните параметри.

Уравнението за състояние на водата може да бъде взето във вида:

$$p = p_0(\rho) + \rho f(\rho)T. \quad (16.31)$$

Функциите $p_0(\rho)$ и $f(\rho)$ се определят според експерименталните данни на различни автори чрез използването на някои теоретични предпоставки, които дават възможност за изчисляване на отделения топлинен капацитет на водата c_v .

Уравнение (16.31) определя налягането на водата според нейната температура и плътност в широк диапазон на термодинамичните параметри ($273 \text{ K} < T < 5 \cdot (10^3 \div 10^4) \text{ K}$; $0 < \rho < 2,3 \text{ g/cm}^3$) с отклонение от $15 \div 20\%$.

Както вече бе отбелязано, за решаване на динамичните задачи за подводен взрив уравнението за състояние трябва да бъде представено под формата на (16.5). Поради това с помощта на общите термодинамични съотношения можем да изключим налягането от уравнението (16.31) и да получим израз за вътрешната енергия и ентропията на водата под формата на (16.6):

$$\begin{aligned} E &= E(\rho, T); \\ S &= S(\rho, T). \end{aligned} \quad (16.32)$$

Като използваме (16.31) от (16.32) е лесно да изключим температурата и да получим удобна за решаване на динамичните задачи форма на уравнение на състоянието $S = S(p, \rho)$ или $E = E(p, \rho)$.

Уравнението за състояние на водата под формата на $p = p(v, E)$ в областта на термодинамичните параметри, ограничени от адиабатата на Хюгонио и изоентропията на разтоварване на водата след ударното свиване до налягане от 250 kbar, може да бъде представено във вида на ред от нечетни степени на отделения обем:

$$p = \frac{f_1}{v} + \frac{f_2}{v^3} + \frac{f_3}{v^5} + \frac{f_4}{v^7}, \quad (16.33)$$

където f_1, f_2, f_3 и f_4 са полиноми на отделената вътрешна енергия E , които се определят по експериментални данни.

Дадените уравнения за състоянието могат да бъдат използвани в съответните диапазони на изменение на термодинамичните параметри за решаването на различни задачи за подводен взрив.

Извършеното сравнение на различните уравнения за състоянието (в частност уравнения (16.25), (16.31) и (16.33)) за изоентропите на разтоварване на водата след ударното свиване е показало, че до налягането на фронта на вълната $p_{уд} = 150000 \text{ kg/cm}^2$ те показват практически съвпадащи (с точността на експеримента) резултати. За вълните с голяма интензивност се проявяват забележителни различия. В тази връзка следва да отдадем предпочитание на уравнение (16.33), което само по себе си представлява достатъчно точна апроксимация на голямото количество експериментални данни без въвеждането на допълнителни термодинамични условия.

Решаването на общата задача за подводен взрив с прилагане на уравнението за състояние на продуктите на взрива и водата е сложно. Поради това при решаването на конкретни задачи често се използват различни опростявания, които се отнасят както до уравнението за състояние на средата, така и до схемата за протичане на процеса.

Разглеждането на водата като среда с два параметъра безусловно усложнява решаването на задачата. В същото време изменението на началната ентропия на частиците се наблюдава само в малката област, която е около заряда (където налягането на фронта на вълната е било $p_{уд} \geq 30000 \text{ atm}$). Обемът на тази зона при радиус на фронта $r_{уд} = 10r_0$ (r_0 е радиусът на заряда) представлява приблизително 0,5% от обема на цялата област на течението (в случай на сферичен заряд). Поради това с приближение можем да разглеждаме водата като баротропна течност, която отговаря на уравнението за състоянието във вид на адиабата под формата на уравнение на Тет (16.11).

Изцяло можем да пренебрегнем влиянието на зоната на голямо налягане и да разглеждаме задачата за подводен взрив с изоентропно приближение, като смятаме, че ентропията в частиците не се променя при преминаване на вълната и водата в цялата област на течение отговаря на уравнението за началните изоентропи.

При налягане по-малко от 1000 atm, като допускаме отклонения не по-големи от 10%, можем да линеаризираме изоентропата на водата:

$$\Delta p = \frac{Bn}{\rho_0} \Delta \rho. \quad (16.34)$$

В този случай скоростта на звука е равна на:

$$c^2 = \frac{dp}{d\rho} = \frac{Bn}{\rho_0} = c_0^2 = \text{const} \quad (16.35)$$

и не зависи от стойността на смущението. По такъв начин при малки налягания задачата за подводен взрив може да бъде разглеждана с акустично приближение като смятаме, че което и да било смущение в средата се разпространява с постоянна скорост, равна на скоростта на звука.

При построяване на модела за процеса често се използва хипотезата „мигновена детонация“, при която се предполага, че взривното вещество на заряда мигновено преминава в газообразни продукти със среден и равен по целия обем на налягането. На малки разстояния от мястото на взрива (от порядъка на $3 \div 5r_0$) полето на реалния взрив се приближава до полето в случая на мигновената детонация. Понякога въобще се изключва от разглеждането областта на ПД, като нейното влияние се заменя с граничните условия на повърхността на границата ПД-вода. Това условие може да се зададе или за налягането, или за скоростта. В първия случай взривът се моделира чрез разширяване на газовата кухина със зададеното вътрешно налягане. Ако смятаме, че налягането в газовата кухина се променя равномерно, то граничното условие на контактната повърхност приема вида:

$$p_n = p_H \left(\frac{r_0}{r_n} \right)^{(N+1)k}, \quad (16.36)$$

където: p_H е началното налягане в кухината;

k е показателят за изоентропата на разтоварване на продуктите на взрива, който при големи налягания можем да вземем за равен на три;

$N = 2$ за сфера; $N = 1$ за цилиндър; $N = 0$ за плоския случай.

Във втория случай взривът се моделира чрез процеса на разширяване на сферичното (цилиндрично или плоско) бутало според зададения закон. Законът за разширение на мехура може да се определи от експеримента.

И все пак споменатите опростявания не дават възможност за получаването на общо решение на задачата. Поради това цялата история на теоретичните изследвания за подводния взрив се състои в намирането на частни решения за някои модели на процеса и средата.

Първото допускане, което е дало възможност да се получи свързано решение, е хипотезата за несвиваемостта на течността. Така Ламб през 1923 година е решил задачата за разширяването на газовата кухина в безграничната течност.

За сферичната симетрия основните уравнения (16.1) и (16.2) за несвиваемата среда приемат вида:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial r} = 0; \quad (16.37)$$

$$\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{2u}{r} = 0 \quad (16.38)$$

и се допуска следното общо решение:

$$ur^2 = f(t) = u_n r_n^2; \quad (16.39)$$

$$\frac{p - \varphi(t)}{\rho_0} = \frac{1}{r} \frac{df(t)}{dt} - \frac{f^2}{2r^4}, \quad (16.40)$$

където $f(t)$ и $\varphi(t)$ са произволни времеви функции.

Като допуснем, че в безкрайността налягането клони към налягането на обкръжаващата среда, от (16.40) получаваме $\varphi(t) = p_0$ и тогава за полето на налягане достигаме до израза:

$$p = p_0 + \left(p_n - p_0 + \frac{\rho_0 u_n^2}{2} \right) \frac{r_n}{r} - \frac{\rho_0 u_n^2}{2} \left(\frac{r_n}{r} \right)^4. \quad (16.41)$$

За закона за движение на границата на газовата сфера от (16.40) можем да получим уравнението:

$$\frac{du_n}{dt} = \frac{p_n - p_0}{\rho_0 r_n} - \frac{3 u_n^2}{2 r_n}. \quad (16.42)$$

Ако пренебрегнем вълновия характер на движение на ПД и сметнем, че налягането в кухината се променя според закона:

$$p_n = p_1 \left(\frac{r_1}{r_n} \right)^{3k}, \quad (16.43)$$

а началната скорост на нейната граница е равна на u_1 , то решението (16.42) приема вида:

$$u_n^2 = \left[u_1^2 + \frac{2}{3(k-1)} \frac{p_1}{\rho_0} + \frac{2p_0}{3\rho_0} \right] \left(\frac{r_1}{r_n} \right)^3 - \left[\frac{2}{3(k-1)} \frac{p_1}{\rho_0} \left(\frac{r_1}{r_n} \right)^{3k} + \frac{2p_0}{3\rho_0} \right]. \quad (16.44)$$

Полето на скоростта в течността се определя от (16.39):

$$u = u_n \left(\frac{r_n}{r} \right)^2. \quad (16.45)$$

Полученото решение дава възможност да определим закона за движение на газовата кухина (16.44) и полето на налягане (16.41) и скоростта (16.45) в течността според зададеното налягане в газа (16.43). И все пак следва да отбележим, че като използваме решенията (16.39) и (16.40) за ударната вълна, която се разпространява дори и в много малко свиваема среда, няма физичен смисъл, тъй като скоростта на разпространение на смущението в такава среда е винаги крайна, а не – безкрайно голяма, тъй като това формално следва от решението. Освен това от (16.39) следва, че скоростта винаги спада при отделяне от границата на разделната линия, дори и всъщност налягането на фронта на вълната да е по-голямо, отколкото зад фронта.

В същото време теорията за несвиваемата течност дава възможност с голяма точност да опишем пулсацията на газовия мехур. Като започнем с определен радиус r_1 , когато ударната вълна се отдалечи на достатъчно разстояние от повърхността на мехура, неговото движение се описва от уравнение (16.44).

От (16.44) можем да намерим израз за максималния радиус на разширение на газовата кухина. Като положим $u_n = 0$ и пренебрегнем членовете u_1^2 , $\left(\frac{r_1}{r_n} \right)^{3k}$ и $\left(\frac{r_1}{r_n} \right)^3$ в сравнение с единицата, ще получим:

$$r_{max} = \left(\frac{5p_1}{2p_0} \right)^{\frac{1}{3}} r_1. \quad (16.46)$$

Като използваме (16.46) от (16.44) ще получим следното съотношение за скоростта на разширяване на мехура:

$$u_n = \frac{dr_n}{dt} = \sqrt{\frac{2p_0}{3\rho_0} \left[\left(\frac{r_{max}}{r_n} \right)^3 - 1 \right]}. \quad (16.47)$$

Като интегрираме израза (16.47) в границите от началния радиус на заряда r_0 до настоящата стойност r_n ще намерим закона за разширение на газовата кухина:

$$t = \sqrt{\frac{3\rho_0}{2p_0}} \int_{r_0}^{r_n} \frac{dr_n}{\sqrt{\left(\frac{r_{max}}{r_n}\right)^3 - 1}}. \quad (16.48)$$

За времето на разширяване на газовата кухина до максималния радиус според (16.48) получаваме:

$$t_{max} = \sqrt{\frac{3\rho_0}{2p_0}} \int_{r_0}^{r_{max}} \frac{dr_n}{\sqrt{\left(\frac{r_{max}}{r_n}\right)^3 - 1}}. \quad (16.49)$$

При условие $r_0 \ll r_{max}$ този интеграл може да бъде взет с помощта на Γ -функция:

$$t_{max} = 0,915 \frac{\rho_0^{\frac{1}{2}} r_{max}}{p_0^{\frac{1}{2}}} \quad (16.50)$$

или като се има предвид (16.46)

$$t_{max} = 0,915 \frac{\rho_0^{\frac{1}{2}} r_1 \left(\frac{5}{2p_1}\right)^{\frac{1}{3}}}{p_0^{\frac{5}{6}}}. \quad (16.51)$$

При съответния избор на стойност на радиуса r_1 формулите (16.46)÷(16.51) дават резултати, които до голяма степен съответстват на експерименталните измервания. Баум и Санасарян са предложили да се определи неговата стойност в момента на достигане на критичното налягане в мехура, т.е. в момента на изменение на показателя на изоентропата на разширение на ПД от 3 на 7/5.

По-нататъшното теоретично изучаване на взрива във вода се извършва паралелно с натрупването на експериментални данни и често се основава на качествените и количествените резултати от експеримента. Поради това ще се спрем по-подробно на тези резултати в следващите лекции.