Лекция XVII

Експериментално изучаване на подводния взрив

Най-подробно е изучен взрив на заряд тротил (с характеристики $\rho = 1{,}6\ \mathrm{g/cm^3}$, $D = 7000\ \mathrm{m/s}$ и $Q = 1060\ \mathrm{kcal/kg}$), който често се използва в ролята на еквивалент за бризантните ВВ. Наскоро също така бяха получени много резултати за ТЕН (с характеристики $\rho = 1{,}6\ \mathrm{g/cm^3}$, $D = 7900\ \mathrm{m/s}$ и $Q = 1400\ \mathrm{kcal/kg}$), което е обусловено от удобството за постановка на експериментите със заряди с малко тегло. Поради това ще дадем резултати от експерименталните изследвания за тези взривни вещества и някои препоръки за пресмятането им в случай на взрив на заряд от друго ВВ.

Експерименталните изследвания на взрива във вода обикновено се ограничават с изучаването на пулсацията на газовия мехур, параметрите на ударния фронт и диаграмата на налягане във вълната.

Движението на газовата кухина се изучава с помощта на високоскоростно кино- и фотозаснемане, което дава възможност да получим закона за разширение на мехура, неговия максимален радиус, времето за достигане до този радиус, отплуване и други. За апроксимацията на експерименталните данни се използват формулите (16.46), (16.47) и (16.51):

$$r_{max} = \left(\frac{M}{p_0^{\frac{1}{3}}}\right) r_0; \tag{17.1}$$

$$t_{max} = \left(\frac{N}{p_0^{\frac{5}{6}}}\right) \frac{r_0}{c_0}, \tag{17.2}$$

където $c_0 = 1500\ \mathrm{m/s}$ е скоростта на звука във вода, а p_0 се измерва в $\mathrm{kg/cm^2}$.

От (16.47) можем да получим следния израз за скоростта на разширение на газовата сфера:

$$u_n = u_0 \left(\frac{r_0}{r_n}\right)^{1{,}5} \sqrt{1 - \left(\frac{r_n}{r_{max}}\right)^3}, \tag{17.3}$$

което при $r_n < 0{,}6\, r_{max}$ с голяма точност преминава в

$$u_n = u_0 \left(\frac{r_0}{r_n}\right)^{1{,}5}. \tag{17.4}$$

Като интегрираме (17.4) можем да получим закона за движение на газовата кухина в началния участък на разширение ($r_n < 0{,}6\, r_{max}$).

$$r_n = r_0 \left[1 + \eta \left(\frac{c_0}{r_0}\right) t\right]^{0{,}4}, \tag{17.5}$$

където $\eta = 2{,}5 u_0 / c_0$.

Формулите (17.3) и (17.4) можем да използваме при $r > 1{,}5\, r_0$, когато свиваемостта на водата практически престава да оказва влияние върху движението на мехура.

При $r_n > 0{,}6\, r_{max}$ за апроксимация на експерименталните данни обикновено се използва зависимостта:

$$r_n = r_{max} \left(\sin \frac{\pi}{2} \frac{t}{t_{max}}\right)^{\beta}. \tag{17.6}$$

Стойността на коефициентите във формулите (17.1)÷(17.6) според направените изчисления са представени в таблица 17.1.

Таблица 17.1.

Константи, които определят движението на газовия мехур във водата

ВВ	M	N	u_0, m/s	η	β
Тротил	30,7	4350	1200	2,00	0,36
ТЕН	33,2	3850	1450	2,42	0,42

Показаните данни могат да бъдат използвани за определяне в първото приближение на параметрите на движение на газовия мехур при взрив на заряд от друго ВВ по формулите:

$$r_{max} = \left(\frac{[Q\rho]}{[Q\rho]_{\text{тен}}}\right)^{\frac{1}{3}} \frac{M_{\text{тен}}}{p_0^{\frac{1}{3}}} r_0; \tag{17.7}$$

$$t_{max} = \left(\frac{[Q\rho]}{[Q\rho]_{\text{тен}}}\right)^{\frac{1}{3}} \frac{N_{\text{тен}}}{p_0^{\frac{5}{6}}} \frac{r_0}{c_0}. \tag{17.8}$$

Периодът на първата пулсация се определя по формулата:

$$T = 2\, t_{max}. \tag{17.9}$$

При следващите пулсации периодът постепенно намалява пропорционално на енергията, която остава в продуктите на взрива. При първата пулсация в основната вълна се излъчват приблизително 60% от цялата енергия на взрива. При втората пулсация във вторичната вълна се излъчват още приблизително 25% от енергията, при третата пулсация – приблизително 8%. Импулсът на вълната на налягане при втората пулсация е 5-6 пъти по-малък, отколкото при първата, а при третата – 3 пъти по-малък, отколкото при втората. Параметрите на ударния фронт могат да бъдат определени с помощта на съотношенията на динамичната съвместимост (16.11)÷(16.13) чрез свръх налягането зад фронта на вълната $\Delta p_{\text{уд}} = p_{\text{уд}} - p_0$. Експериментално този пример се измерва с помощта на пиезоелектрически датчици при налягане $\Delta p_{\text{уд}} < 3000\ \text{kg/cm}^3$. За по-големи налягания се използват фоторегистрациите на процеса, според които се определя скоростта на разпространение на ударната вълна, а според нея се определя налягането от (16.11)÷(16.13).

Анализът на експерименталните данни показва, че свръх налягането на ударния фронт при взрив на заряда във водата се описва от функцията:

$$\Delta p_{\text{уд}} = A\left(\frac{r_0}{r}\right)^{\alpha}, \tag{17.10}$$

където r_0 е радиус на заряда.

Според изчисленията коефициентите в (17.10) за сферичната ударна вълна са равни на:

за тротил:

при $6 < \dfrac{r}{r_0} < 12$: $A = 37000\ \text{kg/cm}^2;\ \alpha = 1{,}50;$

при $12 < \dfrac{r}{r_0} < 240$: $A = 14700\ \text{kg/cm}^2;\ \alpha = 1{,}13;$

за ТЕН:

при $1 < \dfrac{r}{r_0} < 2{,}1$: $A = 147500\ \text{kg/cm}^2;\ \alpha = 3{,}0;$

при $2{,}1 < \dfrac{r}{r_0} < 5{,}7$: $A = 74800\ \text{kg/cm}^2;\ \alpha = 2{,}0;$

при $5{,}7 < \dfrac{r}{r_0} < 283$: $A = 21900\ \text{kg/cm}^2;\ \alpha = 1{,}2.$

За цилиндричната ударна вълна според тези коефициенти са равни на:
за тротил:

при $35 < \dfrac{r}{r_0} < 3500$: $\quad A = 15450\ \mathrm{kg/cm^2};\ \alpha = 0{,}72;$

за ТЕН:

при $1{,}3 < \dfrac{r}{r_0} < 17{,}8$: $\quad A = 48000\ \mathrm{kg/cm^2};\ \alpha = 1{,}08;$

при $17{,}8 < \dfrac{r}{r_0} < 240$: $\quad A = 17700\ \mathrm{kg/cm^2};\ \alpha = 0{,}71.$

За оценката с приближение на налягането на фронта на вълната при взрив на заряда от друго ВВ стойността на коефициента А може да бъде изчислена според принципа на енергетичното подобие:

$$A = A_{\text{тен}} \left(\frac{[Q\rho]}{[Q\rho]_{\text{тен}}} \right)^{\frac{\alpha}{N+1}}, \tag{17.11}$$

където N е параметърът на симетрия: $N = 2$ за сферичната вълна;
$N = 1$ за цилиндричната вълна.

Трябва да отбележим, че параметрите на цилиндричните ударни вълни са били получени за заряди с различна плътност. Тук са дадени коефициентите, пресметнати по формулата (17.11) за стандартната плътност $\rho = 1{,}6\ \mathrm{g/cm^3}$.

Като започваме на разстояние от заряда $r/r_0 > 18 \div 20$, пиезоелектрическите датчици предоставят надежден запис на профила на вълната на налягане. При не много голяма дълбочина на потапяне на заряда $p_0 < 10\ \mathrm{kg/cm^2}$ свръх налягането в околността на фронта на ударната вълна се описва добре от изразите:

$$\Delta p(t) = \Delta p_{\text{уд}} \begin{cases} \exp\left\{-\dfrac{t}{\theta}\right\} & \text{при } t < \theta; \\ 0{,}368\,\dfrac{\theta}{t} & \text{при } \theta < t < (5 \div 10)\theta, \end{cases} \tag{17.12}$$

където θ е константа на експоненциалното затихване, зависеща от разстоянието.

Според изчисленията константата може да бъде определена по формулата:

$$\theta = B_1 \left(\frac{r}{r_0} \right)^{\beta} \frac{r_0}{c_0}, \tag{17.13}$$

където коефициентите B_1 и β за сферичния заряд са равни на:
за тротил:

при $20 < \dfrac{r}{r_0} < 240$: $\quad B_1 = 1{,}4;\ \beta = 0{,}24;$

за ТЕН:

при $18{,}9 < \dfrac{r}{r_0} < 189$: $\quad B_1 = 0{,}995;\ \beta = 0{,}3.$

За цилиндричния заряд тези коефициенти са съответно равни на:
за тротил:

при $35 < \dfrac{r}{r_0} < 3500$: $\quad B_1 = 1{,}565;\ \beta = 0{,}45;$

за ТЕН:

при $17{,}8 < \dfrac{r}{r_0} < 240$: $\quad B_1 = 1{,}96;\ \beta = 0{,}43.$

Както и преди, за оценката с приближение на полето на взрива на заряда от произволно взривно вещество можем да използваме принципа за енергетичното подобие, като изчислим коефициента по формулата:

$$B_1 = B_{1_{\text{тен}}} \left(\frac{[Q\rho]}{[Q\rho]_{\text{тен}}} \right)^{\frac{1-\beta}{N+1}}. \tag{17.14}$$

В съответствие с (17.12) стойността на импулса на налягането в ударната вълна:

$$i_{\text{уд}} = \int_0^t \Delta p dt = \Delta p_{\text{уд}} \theta \begin{cases} 1 - \exp\left\{-\dfrac{t}{\theta}\right\} & \text{при } t < \theta; \\ 0{,}632 + 0{,}368 \ln\left(\dfrac{t}{\theta}\right) & \text{при } \theta < t < (5 \div 10)\theta. \end{cases} \tag{17.15}$$

Важна характеристика на движението на течността при взрива е плътността на потока на енергията:

$$E_{\text{уд}} = \int_0^t \rho u \Delta \left(e + \frac{1}{2} u^2 + \frac{p}{\rho} \right) dt, \tag{17.16}$$

където Δ е нарастването на стойностите, поставени в скоби.

По такъв начин уравнение (17.16) дава свръх енергията, която се пренася от ударната вълна за единица повърхност. При налягания по-малки от 1000 kg/cm^2 първите два члена в скобите в (17.16) можем да пренебрегнем. Ако за скоростта на частиците в околността на фронта на вълната използваме с акустично приближение, то за плътността на потока на енергията ще получим израза:

$$E_{\text{уд}} = \frac{1}{\rho_0 c_0} \int_0^t \Delta p^2 dt + \frac{1}{\rho_0 r} \int_0^t \Delta p \left(\int_0^{t'} \Delta p dt' \right) dt.$$

Според увеличението на разстояние r вторият член бързо става пренебрежимо малък в сравнение с първия. Като използваме (17.12), ще получим:

$$E_{\text{уд}} = \frac{\Delta p_{\text{уд}}^2 \theta}{2 \rho_0 c_0} \left(C_1 + D_1 \frac{c_0 \theta}{r} \right), \tag{17.17}$$

където:

$$C_1 = \begin{cases} 1 - \exp\left\{-\dfrac{2t}{\theta}\right\} & \text{при } t < \theta; \\ 1{,}135 + 0{,}27 \dfrac{\theta}{t} & \text{при } \theta < t < (5 \div 10)\theta; \end{cases}$$

$$D_1 = \begin{cases} \left(1 - \exp\left\{-\dfrac{t}{\theta}\right\}\right) \left(2 - \exp\left\{-\dfrac{t}{\theta}\right\}\right) & \text{при } t < \theta; \\ 0{,}4 + 0{,}135 \ln\left(\dfrac{2t}{\theta}\right) & \text{при } \theta < t < (5 \div 10)\theta. \end{cases}$$

Според формулите (17.15) и (17.17) като приложим (17.10) и (17.13) можем да пресметнем импулса и плътността на потока на енергията, които се пренасят от вълната за който и да било промеждутък от време от момента на пристигане на вълната в дадена точка от пространството. За получаване на стойността на импулса и потока на енергия на ударната вълна в тези формули трябва да заместим с цялото време на действие на вълната. Обикновено се смята, че действието на ударната вълна се ограничава до приблизително време от приблизително $(5 \div 10)\theta$.

За извършване на практическите пресмятания често е удобно да представим основните параметри на ударните вълни във вид на функции на теглото на заряда q и разстоянието R.

В съответствие с теорията на размерността свръх налягането, отделеният импулс и плътността на потока на енергия в ударната вълна от съсредоточения заряд могат да бъдат представени във вид на следните функционални зависимости:

$$\Delta p_{\text{уд}} = k\left(\frac{q^{\frac{1}{3}}}{R}\right)^{\alpha}; \qquad i_{\text{уд}} = lq^{\frac{1}{3}}\left(\frac{q^{\frac{1}{3}}}{R}\right)^{\beta}; \qquad E_{\text{уд}} = mq^{\frac{1}{3}}\left(\frac{q^{\frac{1}{3}}}{R}\right)^{\gamma}, \tag{17.18}$$

където q е изразено в kg, а R – в m.

Коефициентите и границите на приложимост на формулите (17.18) според данните за някои ВВ $\rho_{\text{ВВ}} > 1{,}5$ g/cm^3 са представени в таблица 17.2.

Таблица 17.2.

Стойности на коефициентите във формулите (17.18)

ВВ	$\Delta p_{\text{уд}}$, kg.cm/cm^2		$i_{\text{уд}}$, kg.s/cm^2		$E_{\text{уд}}$, kg.cm/cm^2	
	k	α	l	β	m	γ
Тротил $\rho_{\text{ВВ}}$=1,52 g/cm^3	533	1,13	0,059	0,89	83	2,05
	$1{,}57 > \frac{q^{\frac{1}{3}}}{R} > 0{,}078$		$0{,}95 > \frac{q^{\frac{1}{3}}}{R} > 0{,}078$			
ТЕН $\rho_{\text{ВВ}}$=1,6 g/cm^3	645	1,2	0,0772	0,92	171	2,16
	$3{,}3 > \frac{q^{\frac{1}{3}}}{R} > 0{,}067$		$1 > \frac{q^{\frac{1}{3}}}{R} > 0{,}1$			
Пентолит (ТЕН/Тротил=50/50) $\rho_{\text{ВВ}}$=1,6 g/cm^3	555	1,13	0,0926	1,05	106	2,12
	$1{,}5 > \frac{q^{\frac{1}{3}}}{R} > 0{,}082$		$1 > \frac{q^{\frac{1}{3}}}{R} > 0{,}088$			

Дадените експериментални зависимости предоставят възможност да пресметнем някои практически интересни параметри на подводния взрив в безкрайната течност.

Важен проблем за теорията на подводния взрив е изучаването на влиянието на дълбочината върху параметрите на взрива. Провеждането на такива изследвания е започнало отдавна и все пак те се ограничават основно до изучаването на влиянието на противоналягането p_0 спрямо параметрите на движение на газовия мехур, а техните резултати се свеждат до получаването на формулите (16.46)÷(16.48), (17.1) и (17.2).

Влиянието на p_0 върху вълната на налягането е започнало да се изучава от сравнително скоро време и е имало основно експериментален характер. Баум и Санасарян са разгледали тази задача от гледна точка на теорията на подобието и размерността. Този подход е дал възможност да бъде получена за свърх налягането на фронта на вълната зависимостта:

$$\Delta p_{\text{уд}} = \Delta p_0 \left(\frac{r_0}{r}\right)^{\alpha} \left(\frac{p_0}{B} + 1\right)^{\frac{N+1-\alpha}{N+1}}, \tag{17.19}$$

където: Δp_0 е свърх налягането на границата на разделната линия ПВ-вода при $p_0 = 1$ atm; α е коефициентът на затихване на налягането във вълната при $p_0 = 1$ atm (от (17.10)); B = 3045 kg/cm^2 е константа в изоентропата на водата (16.16).

От (17.19) се вижда, че при $p_0 \ll B$ противоналягането практически не оказва влияние върху свръх налягането на фронта на вълната. Експерименталните проверки са показали, че формулата (17.10) може да бъде използвана до налягане от $p_0 = 400$ kg/cm^2. Влиянието на противоналягането върху отделения импулс на вълната нараства с разстоянието от центъра на взрива и се изразява чрез зависимостта $i_{\text{уд}} \sim 1/p_0^{\frac{5}{6}}$. Дялът енергия, който отива в ударната вълна, също така намалява с дълбочината.

И все пак този подход не дава възможност да построим хидродинамичното поле на взрива на различна дълбочина.