

Лекция VIII

Едномерен взрив.

В днешно време успешно изпробван модел за пресмятане на взрива на зарядите на кондензираните ВВ във въздуха е моделът на идеалната детонация, който предполага мигновеното и пълно отделяне на енергия на фронта на ДВ. Този модел се използва и при пресмятане на газовия взрив.

1. Постановка на задачата и метод за числово решение.

Ще разгледаме задачата при взрив на сферичен (цилиндричен, плосък) заряд на ГВС с радиус r_0 с произволно симетрично разпределение на концентрациите на горивото, иницииран от центъра на симетрията. Вътре в заряда се разпространява детонационна вълна в нормален или сгъстен режим. При излизане на ДВ на повърхността на заряда се формира въздушна УВ. Възникващото едномерно не-стационарно течение на газообразната среда се описва от хиперболична система от уравнения с частни производни променливи на

Ойлер.

Както продуктите от детонацията, така и въздухът в ударната вълна при взрива на ГВС се намира в онази област на термодинамичните параметри, в която тях с достатъчно голяма степен на точност можем да смятаме за идеален газ, и тогава

$$E = \frac{p}{(\gamma - 1)\rho}. \quad (8.1)$$

Показателят на адиабатата на продуктите от детонацията зависи от местната концентрация на сместа (7.4). т.е. може да се променя от частица до частица, поради което към уравнението (8.1) трябва да добавим условие за постоянство на γ в частиците на средата

$$\frac{\partial \gamma}{\partial t} + u \frac{\partial \gamma}{\partial r} = 0. \quad (8.2)$$

В областта на въздуха $\gamma = \gamma_{ок} = \text{const}$ и уравнението (8.1) е изпълнено тъждествено.

Системата от уравнения , (8.1) и (8.2) е затворена и дава възможност числово да

се реши задачата за взрива на заряда на ГВС с произволно разпределение на концентрацията на горивото по радиуса. Началните условия при интегриране на системата за разпределенията на неизвестните функции p, ρ, u, E, γ в малката околност на точката на инициране. В тези пресмятания в ролята на начални условия са използвани стойностите на параметрите зад фронта на ДВ (7.6) – (7.9) в областта $r = 0,01r_0$.

Граничните условия в задачата са: равна на нула масова скорост на средата в центъра на симетрията ($u = 0$ и $r = 0$); непрекъснатост на налягането и скоростта на средата на контактната повърхност на ПД – въздух и съотношенията на динамичната съвместимост на фронта на детонационната или ударната вълна, които можем да запишем като:

$$\rho_2 = \rho_1 \frac{\frac{\gamma_2+1}{\gamma_2-1} p_2 + p_1}{p_2 + \frac{\gamma_2+1}{\gamma_2-1} p_1 + 2\rho_1(Q_1 + E_1)},$$

$$u_2 = \sqrt{(p_2 - p_1) \left(\frac{1}{\rho_1} - \frac{1}{\rho_2} \right)}, \quad (8.3)$$

$$D = \frac{1}{\rho_1} \sqrt{(p_2 - p_1) \left(\frac{1}{\rho_1} - \frac{1}{\rho_2} \right)}, \quad u_2 + \sqrt{\frac{\gamma_2 p_2}{\rho_2}} \geq D$$

Тук индексите **1** и **2** се отнасят до параметрите пред и зад фронта на вълната, като първите от които, в зависимост от местоположението на фронта, съвпадат с параметрите на сместа или на въздуха. Първото съотношение (8.3) представлява само по себе си ударна адиабата за идеален газ с отделяне на енергия на фронта Q_1 . При $Q_1 = 0$ то преминава в адиабата на Хюгио. Последното съотношение (8.3) поставя ограничение за възможните режими за разпространение на детонационните вълни, като изключва от разглежданите случаи изкуствено поддържаните недосвити режими. В този случай на равенство това условие съответства на условието на Чапмън-Жуге и дава възможност да изразим всички параметри на вълната чрез топлината на взрива $Q_1 = Q_{sm}$ и показателя на адиабатата $\gamma_2 = \gamma$. Системата уравнения (8.1) няма аналитично решение, и все пак може да бъде интегрирана числено. В днешно време знаем за голямо количество методи за числово интегриране на едномерни газо-динамични уравнения в частните производни.

За решаване на едномерната задача за взрива на газовите заряди е разработен алгоритъм, който включва в себе си комбинацията от метода на характеристиките по схемата на Хертри и Лакс-Вендроф. В този случай параметрите в точките, които лежат на фронта на основната ударна вълна, контактната граница ПД-въздух и в центъра на симетрията се пресмятат с помощта на метода на характеристиките, а във всички междинни точки – с помощта на метода на Лакс-Вендроф. Този алгоритъм притежава предимствата на двата числови методи, дава възможност за достатъчно точно пресмятане на параметрите на основната ударна вълна и в същото време не отделя под формата на особености “вторичните” ударни вълни, които се формират в областта на течението на газа. Системата от уравнения (8.2) има три групи характеристики

$$\begin{aligned} \frac{1}{\rho c} dp \pm du &= \frac{Nuc}{r} dt & npu \, dr &= (u \pm c) dt, \\ d\left(\frac{p}{\rho^\gamma}\right) &= 0; \quad \gamma = const & npu \, dr &= u dt, \end{aligned} \tag{8.4}$$

където c е скоростта на звука.

Записаните в нарастванията (8.4), с достигане на граничните условия ни дават възможност според известните параметри за течението от предишния времеви слой да определим неизвестните функции p, ρ, u на фронта на вълната, контактния взрив и в центъра на симетрията на следващия времеви слой. Вътрешната енергия на газа E се определя от уравненията за състоянието (8.1). При пресмятане на параметрите на фронта на детонационната вълна се проверява четвъртото съотношение на граничните условия (8.3) и в случай на неговото изпълнение, се пресмятат параметрите на Чапман–Жуге, които съответстват на местния състав на сместа. Използването на метода на Лакс–Вендроф е свързано с въвеждането на нова редуцирана пространствена координата $\xi = r/R$, където R е радиусът на пресмятаната област, който съвпада с координатата на фронта на основната вълна. Системата от уравнения (8.2) е преписана с нови координати и се интегрира на два етапа. На първия етап се изчисляват параметрите на полуцял времеви ход $n + 1/2$ в точките с полуцели пространствени индекси $i + 1/2$ като в този случай се използват следните апроксимации на частните производни:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{2(f_{i+1/2}^{n+1/2} - f_{i+1/2}^n)}{\Delta t}; \quad \frac{\partial f}{\partial \xi} = \frac{f_{i+1}^n - f_i^n}{\Delta \xi}.$$

На втория етап според намерените стойности на функцията в точките на полуцелия слой $n + 1/2$ и известните ни стойности за слоя n се определя стойността на функциите u, ρ, E, γ на $n + 1$ временен слой във възлите на веригата, чрез използването на следните апроксимации на частните производни:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{f_i^{n+1} - f_i^n}{\Delta t}; \quad \frac{\partial f}{\partial \xi} = \frac{f_{i+1/2}^{n+1/2} - f_{i-1/2}^{n+1/2}}{\Delta \xi}.$$

Налягането на газа p се определя от уравнението за състоянието (8.1). Ходът по времето Δt при интегриране се избира според условията на устойчивост на Курант с оглед на скоростта на преместване на възлите на мрежата за пресмятане

$$\Delta t = Kr \frac{\Delta r}{\max |u \pm (c - \omega_i)|}$$

където ω_i е скоростта на преместване на i -ия ъгъл на мрежата за пресмятане.

Такова определение за времеви ход ни дава възможност да получим устойчиво решение при число на Курант $Kr = 0,9$ и значително намалява времето за решаване на задачата. За отстраняване на осцилацията при отражение на ударните вълни от центъра на симетрията и контактния взрив ПД-въздух се провежда едно-параметрично полу-процентно изглаждане по цялата област за пресмятане. Точността на решенията се контролира от проверка по интегралните закони за съхранение на масата и енергията, които се спазват с отклонение в границите на 1% до самото привършване на пресмятанията. За удобство при използване на получените резултати, решението на задачата се

извършва в безразмерна форма. За мащаби на измеренията са възприети параметрите на атмосферата при температура $T = 15^\circ\text{C}$ и радиус на заряда на сместа ацетилен-въздух със стехиометричен състав r_{50} :

$$r_M = r_{50}; \quad p_M = 1,013 \cdot 10^5 \text{ Pa}; \quad \rho_M = 1,225 \text{ kg/m}^3;$$

$$u_M = \sqrt{\frac{p_M}{\rho_M}} = 287,6 \text{ m/s}; \quad t_M = \frac{r_M}{u_M}.$$

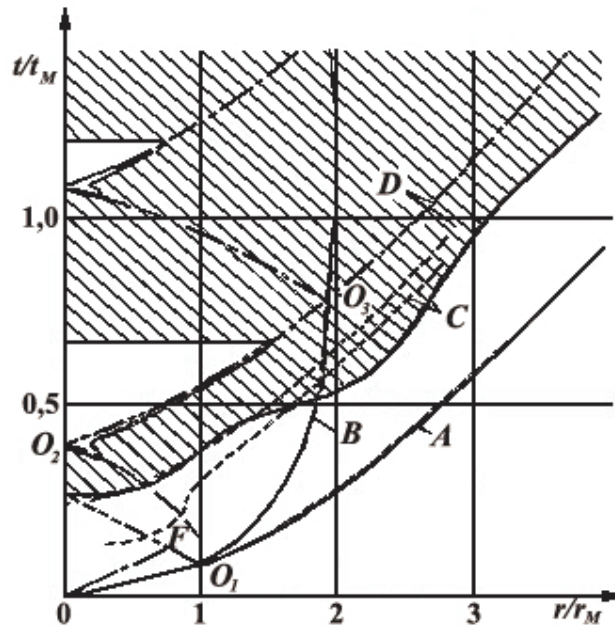
При такъв избор мащабите на измеренията на величините във вид на интегрирани уравнения и гранични условия не се променят. Всички резултати от решенията по-нататък се привеждат в безразмерни величини.

2. Заряди със стехиометричния състав.

На фиг. 8.1 за резултатите от пресмятането е извършено построение $(r - t)$ на диаграмата на процеса на взрива на сферичен заряд от ацетилен със стехиометричен състав. Линия OO_1 съответства на фронта на детонационната вълна в заряда; линията OF съответства на слабия разрыв, който отделя областта на вълната на Тейлър на разреждане от областта на покой на ПД. В момента на излизане на детонационната вълна на повърхността на заряда в точката $O_1 (r/r_M = 1)$ се извършва образуване на въздушна ударна вълна, чийто фронт съответства на линия А, контактната повърхност на ПД-въздух (линия В) и вълната на разреждане, чиято първа характеристика е изобразена от линията O_1F . В опашката на вълната на разреждане се формира “вторична” ударна вълна (линия O_1O_2), която след отразяване от центъра на симетрията (в точка O_2) и контактната повърхност (в точка O_3) поражда втора ударна вълна във въздуха (щрих-пунктирната линия D). На фигурата чрез заштриховане е отделена областта на отрицателните свръх налягания, плътната линия С съответства на движението на края на фазата на свиване на основната ударна вълна.

От фиг. 8.1 се вижда, че в централната част на заряда $r < 0,5r_M$ свръх налягането спада до нула, практически едновременно веднага след пристигане в центъра на вълната на разреждане. При отражението на “вторичната” ударна вълна от центъра на симетрия възниква още една област на положително свръх налягане, която се разширява след отразената зад фронта “вторична” вълна, до момента, в който налягането върху него стане по-малко от атмосферното. По-нататъшното разпространение на “вторичната” ударна вълна се извършва във

фазата на отрицателно свръх налягане на основната ударна вълна във въздуха и максималното налягане в нея е по-малко от атмосферното. Границата на газовия мехур получава допълнителна скорост при излизане на “вторичната” вълна на контактната повърхност ПД-въздух и достига максимален размер, който е равен например на два начални радиуса на заряда.



Фиг. 8.1 ($r - t$) диаграма на процеса на взрива на сферичния газов заряд

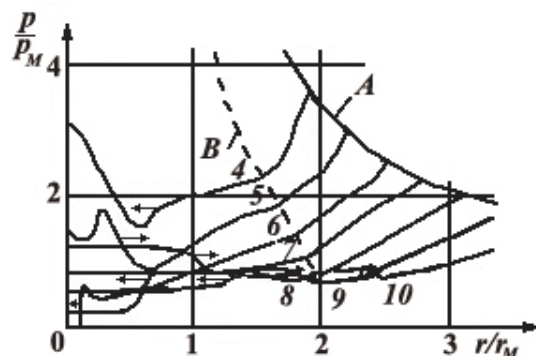
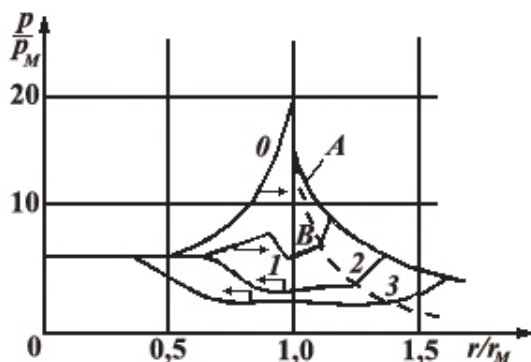
Аналогична картина се наблюдава и при взрива на цилиндричен заряд с единствената разлика, че налягането в центъра на взрива спада по-ниско от атмосферното едва след отразяването на “вторичната” ударна вълна от оста на симетрия, която се разпространява във фазата на свиване на основната въздушна вълна и догонва фронта на последната на разстояния от порядъка на **10** радиуса на заряда. Максималният радиус на газовия мехур на продуктите на цилиндричния взрив достига стойности от порядъка на **2,7** начални радиуса на заряда.

В плоския случай вторична УВ не се образува, и все пак за сметка на нахлуване на ПД на задържащата контактна повърхност, налягането върху нея в някакъв момент започва да нараства, което поражда вълна на свиване във въздуха, която се разпространява зад основната УВ и водеща до подхранване на фронта, чиито параметри в диапазона **(5 ... 9) r_M** си остават практически постоянни. Максималният размер на областта на продуктите на взрива в този случай достига примерно **7** начални размера на заряда. На фиг. 8.2 са представени разпределения на налягането в областта на течение

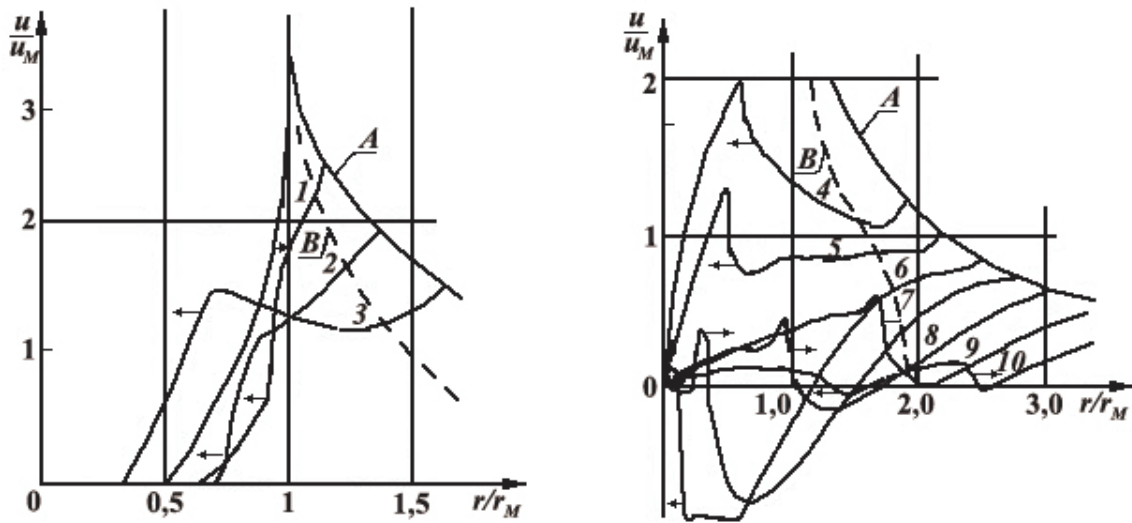
в различни моменти от време при взрив на сферичен заряд от ацетилен със стехиометричен състав. Кривата А съответства на налягането на фронта на ударната въздушна вълна, пунктирната крива Б съответства на налягането на повърхността на газовия мехур на ПД. С непрекъснатите линии, които са отбелязани с цифри, са нанесени разпределенията на налягане във въздуха и продуктите на взрива в последователни моменти от време. Разпределението, отбелязано с цифрата 0 съответства на момента на излизане на детонационната вълна на повърхността на заряда.

От фигурата се вижда, че във вълната на разреждане в продуктите от взрива се формира “вторична” ударна вълна, чиято интензивност нараства с приближаване към центъра на симетрия (фронтът на “вторичната” вълна е отбелязан на рисунката със стрелки). При отражението от центъра на симетрия налягането на нейния фронт става по-голямо от налягането на фронта на основната ударна вълна и теоретични клони към безкрайност. Отражението на “втората” вълна от контактната повърхност на ПД-въздух води до образуването на две ударни вълни: във въздуха и в ПД, последната от които се отразява от центъра на взрива, и също така води до нарастване на налягането в околността на точката на симетрия.

На фиг. 8.3 са представени разпределенията на скоростта в областта на течение, в същите моменти от време, които са показани и на фиг. 8.2 (обозначенията на фигурата съответстват на фиг. 8.2). Вълновият характер на течението при скоростите е изразен по-ярко, отколкото при наляганята. При разпространението на “вторичната” вълна към центъра, на фронта съответства рязко намаление на скоростта, а при разпространението от центъра – нарастване на скоростта. При излизане на “вторичната” вълна на повърхността на газовия мехур неговата скорост нараства до известна степен.



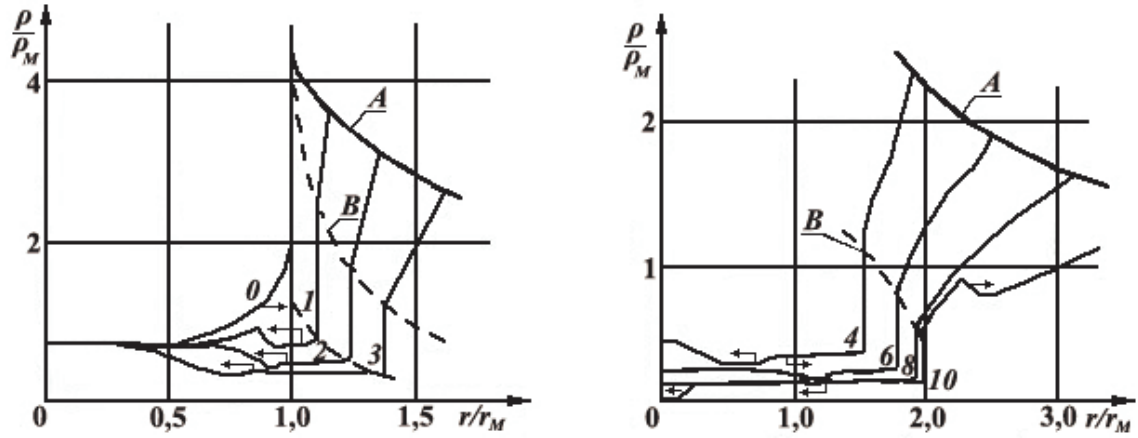
Фиг. 8.2 Разпределение на налягането в областта на течение при сферичния газов взрив: 0 ... 10
 – последователни моменти от време



Фиг. 8.3 Разпределение на масовата скорост в областта на течение при сферичен газов взрив (обозначенията съответстват на фиг. 8.2)

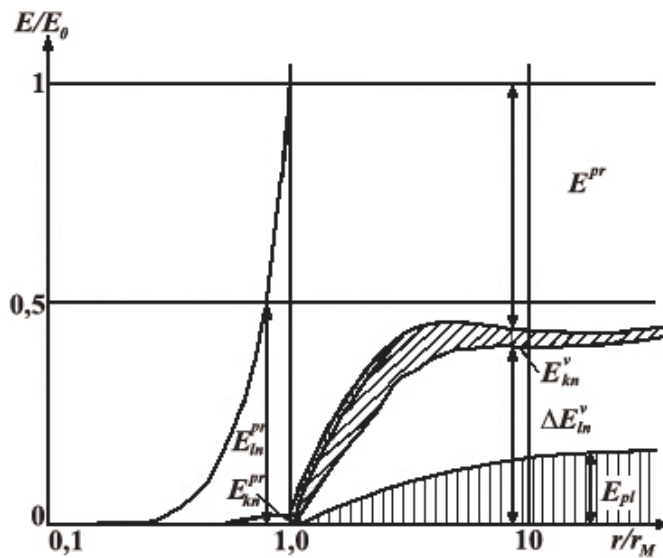
На фиг. 8.4 са представени разпределенията на плътностите на средата в областта на течение (обозначенията съответстват на фиг. 8.2). Вълновата картина на течението при плътностите повтаря картината за наляганята, и все пак тя е изразена по-малко интензивно. На контактната повърхност ПД-въздух плътността претърпява прекъсване и при преход от ПД към въздух нараства примерно три пъти. Законът за съхранение на енергията във всеки един момент на газовия взрив може да се запише по следния начин:

$$E_{ex} = \Delta E_{in}^{pr} + E_{kn}^{pr} + \Delta E_{in}^v + E_{kn}^v,$$



Фиг. 8.3. Разпределение на плътността в областта на течение при сферичен газов взрив (обозначенията съответстват на фиг. 8.2)

където E_{ex} е енергията, която се отделя в процеса на взрива; ΔE_{in}^{pr} е изменението на вътрешната енергия на ПД (по отношение на началната вътрешна енергия на сместа); E_{kn}^{pr} е кинетичната енергия на ПД; ΔE_{in}^v е изменението на вътрешната енергия на въздуха във вълната; E_{kn}^v е кинетичната енергия на въздуха.



Фиг.8.5 Разпределение на енергията в областта на течение при сферичен газов взрив

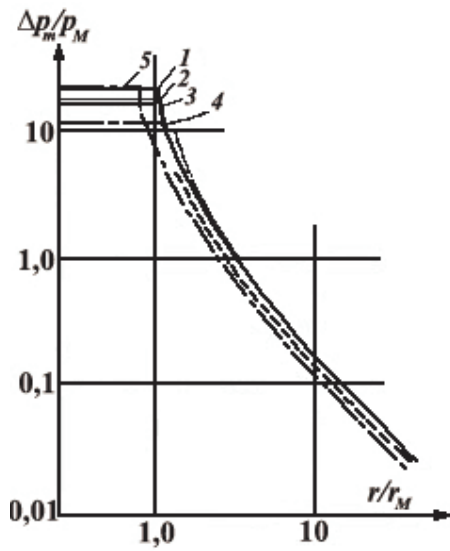
Разпределение на енергията в областта на течението, съотнесено към цялата енергия на взрива E_0 в зависимост от радиуса на фронта на вълната при взрив

на сферичен заряд на ацетилен със стехиометричен състав е представено на фиг. 8.5. Разпространението на детонационната вълна вътре в заряда ($r/r_M < 1$) е придружено с отделяне на енергия, и енергията на взрива E_{ex} расте. Тя се разделя на кинетична и вътрешна енергия на ПД в съотношение примерно от **1:40**. След излизане на вълната във въздуха, цялата енергия на взрива остава постоянна и се разпределя между продуктите от взрива E^{pr} и въздуха. Последната част се състои от кинетична и вътрешна енергия. Кинетичната енергия на ПД бързо спада и при $r/r_M > 3$, практически става равен на нула. Кинетичната енергия на въздуха отначало нараства, като достига своя максимум от порядъка на $0,1E_0$ при $r/r_M = 2,5 \dots 3$, а след това монотонно спада и при $r/r_M = 30$ представлява по-малко от 2% от E_0 . Цялата енергия, която се излъчва във въздуха, има колебателен характер, свързан с пулсациите на газовата кухня на ПД, и при първия максимум представлява примерно **0,44E₀**. На фигурата с E_{pt} са обозначени необратимите загуби на енергия на фронта на въздушната ударна вълна, които отиват за нагряване на средата. При $r/r_M = 30$ в необратимите загуби преминават примерно 40% от цялата излъчвана във въздуха енергия. Разпределението на енергията при цилиндричните и плоските взривове има аналогичен характер, като в този случай делът на енергията, която преминава във въздушната вълна, практически не се различава от сферичния случай. Сравнението на параметрите на взрива на различните газови смеси е свързано с извършване на избор спрямо единен еквивалент, за който може да бъде взета цялата енергия, която може да се отдели при взрива на някаква маса гориво. Тази енергия съвпада с енергията на взрива на зарядите със стехиометричен състав, и от условията за нейното постоянство не е трудно да получим съотношение между радиусите на стехиометричните заряди за различните газови смеси:

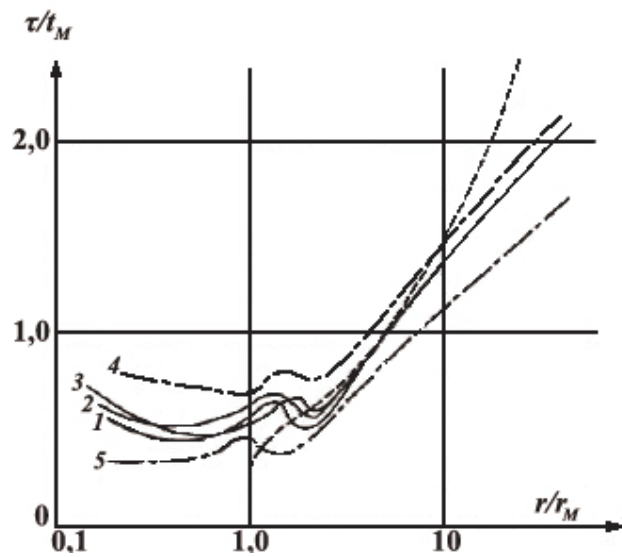
$$r_s = r_{s0}^{(N+1)} \sqrt{\frac{Q_{fs0} \cdot \frac{1/\delta_{st} - 1 + \mu_{ok}/\mu_{fl}}{Q_{fs} \cdot \frac{1/\delta_{st0} - 1 + \mu_{ok}/\mu_{fl0}}{}}}{}} \quad (8.5)$$

Тук индексът “0” се отнася за сместа, която е избрана за еталон, а в нашия случай – ацетилено-въздушна смес със стехиометричен състав. В съответствие с (8.5) радиусите на сферичните заряди на стехиометричните смеси на основата на ацетилен, пропан и метан, които са еквивалентни по своята енергия, са в съотношение **1: 1,06: 1,09**. На фиг. 8.6 са представени зависимостите на максималното свръх налягане на

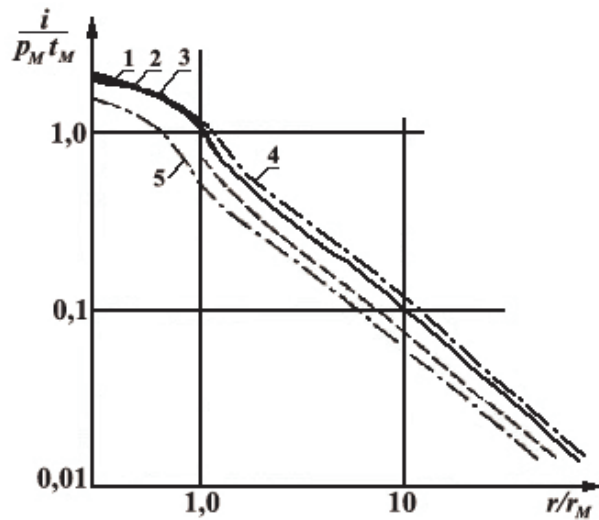
фронта на вълната от разстоянието при взрива на сферичните заряди на ацетилена, пропана и метана със стехиометричен състав (плътни линии, отбелязани с цифрите **1**, **2**, и **3** съответно). Вътре в зарядите налягането съвпада с детонационното и съответно е равно на $\Delta p_m / p_M = 18,89; 17,89; 16,83$. След излизане на вълната от заряда на разстояние $r/r_M = 1,2$, налягането на фронта на въздушната ударна вълна за всичките три случая практически съвпада с точност от порядъка на 5%. Характерна особеност на поведението на свръх налягането на фронта на въздушната ударна вълна при газовия взрив, е неговият много рязък спад в близост до заряда на разстояния от порядъка на единица и половина от началните радиуси на сместа. Това е свързано с интензивното намаляване на налягането на контактната повърхност ПД-въздух на началния етап на нейното движение във вълната на Тейлър за разреждане зад детонационния фронт (вижте фиг. 8.2). Резултатите от пресмятанията за продължителността на положителната фаза на свиване във вълната r при взрив на сферичните заряди са представени на фиг. 8.7 във вид на графики с полу-логаритмични координати. Обозначенията съответстват на фиг. 8.6. Измененията на τ в близката до взрива зона имат немонотонен вид, свързан с вълновия характер на течението на ПД. И все пак за разстояния от $r/r_M = 2,5$, резултатите от пресмятанията за всички три вида заряда съвпадат с точност от порядъка на 5% и дават приблизително линейно нарастване τ в избраните координати. Зависимостите на импулсите на свръх налягането във фазата на свиване i и скоростния поток j във вълната от радиуса на фронта при сферичен взрив на зарядите на ацетилена, пропана и метана със стехиометричен състав са представени на фиг. 8.8 и фиг.8.9 с плътни линии и са отбелязани съответно с **1**, **2** и **3**. Импулсът на свръх налягането (фиг. 8.8) спада с разстоянието от центъра на взрива и слабо се различава във всичките три случая. Например, във въздушната вълна при $r/r_M > 1,5$ той се различава с не повече от 5% за всички смеси. Известна не-монотонност в поведението на импулса се наблюдава във въздушната вълна в близката до взрива зона. При увеличаване на разстоянието, изменението на импулса асимптотично клони към хиперболично, т.е. пропорционално на $1/r$. Импулсът на скоростния поток (фиг. 8.9) нараства от нулева стойност в центъра на взрива и достига максимума на разстояние от порядъка на **1,5** радиуса на заряда.



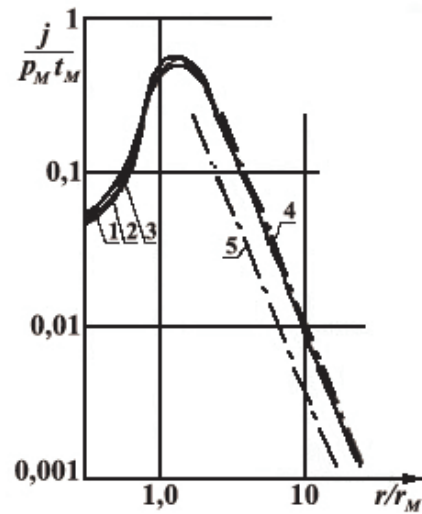
Фиг. 8.6. Зависимост на максималното свръх налягане на фронта на УВ при сферичен газов взрив



Фиг. 8.7. Зависимост на продължителността на фазата на свиване във вълната при сферичен газов взрив



Фиг. 8.8. Зависимост на импулса на свръх налягането на фазата на свиване във вълната при сферичен газов взрив.



Фиг. 8.9. Зависимост на отделеният импулс на скоростния поток във вълната при газов взрив.

където той може да бъде сравнен с импулса на свръх налягането. При по-нататъшното разпространение на вълната стойността на j спада бързо и на разстояние от **10** радиуса на заряда става по-малка от импулса на налягане i . В областта на въздушната вълна при $r/r_M > 2$ импулсът на скоростния напор за всички три смеси практически съвпада и се променя обратно пропорционално на радиуса на вълната в степен **2,45**.

Експерименталните данни по измерване на сферичните взривове на стехиометричните смеси на ацетилена, пропана и метана с въздух ни дават възможност да оценим точността на модела на идеалната детонация при газов взрив. На фиг. 8.1, 8.6 – 8.8 чрез пунктир са нанесени данните, които са пресметнати в избраните мащаби. От сравнението се вижда, че качествената картина на течението при газов взрив (вижте фиг. 8.1) при пресмятанията и при провеждане на експеримента съвпада, особено по отношение на координатите на фронта на вълната и границата на газовия мехур. Експерименталните данни за максималното свръх налягане във въздушната вълна (фиг. 8.6) са с **10....15%** по-ниски, отколкото получените при пресмятанията. Експерименталните стойности за продължителността на фазата на свиване във вълната (фиг. 8.7) са малко по-високи от пресметнатите (до 25% при $r/r_M = 30$). Импулсът на свръх налягането на фазата на свиване (фиг. 8.8) във въздушната вълна при пресмятанията е **15....20%** по-висок от експерименталните стойности. Грешките при числовите пресмятания могат да бъдат намалени до няколко процента по който и да било параметър, ако използваме при пресмятанията топлината на взрива, изчислена за състоянието на продуктите от детонацията в плоскостта на Чапман-Жуге, която е **1,2 – 1,4** пъти по-малка от топлината на реакцията, която се отделя при разширение на ПД до атмосферното налягане. И все пак дори и споменатите стойности съдържат редица грешки при експерименталните измервания и са напълно допустими при числовото моделиране на газовия взрив. Пресмятането на взрива на цилиндричните заряди на избрани газови смеси ни предоставя аналогични зависимости за основните параметри на вълната от разстояние с тази разлика, че тяхното затихване е по-малко интензивно и съответства на осевата симетрия на процеса. Също така следва да отбележим, че намаляването на налягането на фронта на въздушната вълна на разстояние от порядъка на **10** радиуса на заряда до известна степен се забавя за сметка на излизане на “вторична” вълна на фронта на основната въздушна ударна вълна, а продължителността на положителната фаза на свиване във вълната се променя

монотонно и на големи разстояния нараства пропорционално на степенната зависимост от **r**.

При плоския взрив, както вече бе отбелязано, свръх налягането на фронта на УВ на разстояние от **5 ... 9** дължини на заряда си остава практически постоянно, а импулсът на свръх налягането в началото значително спада, а след това започва да нараства и на големи разстояния става равен на стойността в центъра на взрива.

3. Взрив на заряди с постоянна концентрация на горивото.

Една от отличителните характеристики на газовите взривове е възможността за получаване при постоянна маса на горивото заряди с различни геометрични размери. От условията за постоянство на масата на горивото е лесно да получим израз за началния радиус на сместа

$$r_0 = r_s^{(N+2)} \sqrt{\frac{1/\delta - 1 + \mu_{ок}/\mu_{fl}}{1/\delta_{sc} - 1 + \mu_{ок}/\mu_{fl}}} \quad (8.6)$$

където r_s е радиусът на сместа със стехиометричен състав.

Така например радиусите на сферичните заряди на сместа на ацетилен с въздух с концентрация $\delta = 0,03$ и $\delta = 0,16$ представляват съответно **1,33** и **0,765** от радиуса на стехиометричния заряд. В този случай ако в богатите смеси ($\delta = 0,03$) цялата енергия на взрива се намалява (в съответствие със 7.3), например пропорционално на куба на радиуса на заряда), то за бедните смеси тя си остава практически постоянна. Това води до зависимост на параметрите на взрива от концентрацията на горивото в сместа. На фиг. 8.6 – 8.9 чрез щрих-пунктирни линии с цифри **4** и **5** са нанесени зависимостите на параметрите на взривните вълни от разстоянието за сферичния заряд на ацетилена с концентрация на горивото $\delta = 0,03$ и $\delta = 0,16$ съответно.

При намаление на концентрацията на горивото в заряда, свръх налягането в детонационната вълна намалява (фиг. 8.6) и при $\delta = 0,03$ е равно на $\Delta p_m/p_m = 11,67$, и все пак това налягане съществува на големи разстояния и в периферията на заряда става по-голямо от налягането във вълната при взрива със стехиометричен състав. Във въздушната вълна свръх налягането клони към

налягането на стехиометричния заряд и едва при $r/r_M > 2$ практически съвпада с него. Налягането в детонационната вълна при $\delta = 0,16$ е малко по-голямо от стехиометричното ($\Delta p_m/p_M = 21,86$), и все пак във въздушната вълна то е навсякъде по-малко с 30 – 35%. Понижаване на налягането във въздушната вълна при взрива на “богати” смеси е свързано с намаление на цялата енергия, която се отделя при взрива. Продължителността на фазата на свиване във вълната (фиг. 8.7) в богатите смеси намалява, като в този случай във въздушната ударна вълна спада също така интензивността на нейния ръст. Така при $r/r_M = 3$, τ се намалява приблизително с 10% а при $r/r_M = 30$ – с 20% в сравнение със заряда със стехиометричен състав. В бедните смеси τ нараства, при това в областта на въздушната вълна практически става постоянна величина: в разглеждания случай до $(0,1 \dots 0,12)t_M$. Тъй като първите отрицателни излишни налягания възникват в продуктите на взрива, и времето на тяхното появяване е свързано с разпространението на вълната на разреждане, то изменението на абсолютната стойност на τ може да бъде свързано с промяната на радиуса на заряда, а понижението на интензивността на нейния ръст при $\delta = 0,16$ с намалението на пълната енергия на взрива. Импулсът на свръх налягането във въздушната вълна i (фиг. 8.8) в бедните смеси нараства, приблизително пропорционално на $\sqrt{\tau_0}$, което е свързано с ръста на τ , а в богатите смеси – спада по-интензивно, отколкото излишното налягане, приблизително при $\delta = 0,16$ до 40%. Последното може да бъде обяснено както с намалението на τ , така и с понижението на цялата енергия на взрива и като следствие, излишното налягане на фронта на въздушната вълна.

4. Заряди с променлива концентрация на горивото.

Формирането на газовите заряди без специални допълнителни мерки като правило води до неравномерно разпределение на концентрацията на горивото в обема, което може да повлияе и на параметрите, които се образуват при взрива на вълната. Влиянието на разпределението на концентрацията на горивото вътре в заряда върху параметрите на взрива е разгледано в примера с ацетилено-въздушната смес чрез прилагане на параболичния закон за разпределение на концентрацията по радиуса:

$$\delta = \delta_0 + (\delta_R - \delta_0) \left(\frac{r}{r_0} \right)^{N+1}, \quad (8.7)$$

където δ_0, δ_R е концентрацията на горивото в центъра на заряда ($r = 0$) и в края на заряда ($r = r_0$).
 Разпределението на концентрацията в този вид (8.7) дава възможност да определим аналитично масата на горивото и средната концентрация в заряда

$$\bar{\delta} = \frac{m_{fl}}{m_{ок} + m_{fl}} = \frac{1}{\alpha} - \frac{\delta_R - \delta_0}{\ln \frac{1 - \alpha \delta_0}{1 - \alpha \delta_R}} \quad (8.8)$$

където $\alpha = 1 - \frac{\mu_{ок}}{\mu_{fl}}$.

В случаите, когато максималната концентрация в заряда δ_{max} е по-голяма от стехиометричната, а минималната δ_{min} – по-малка, масата на реагиращото гориво m_{fl}^e се определя от съотношението

$$m_{fl}^e = m_{fl} \frac{1 - \alpha \bar{\delta}}{\delta(\delta_{max} - \delta_{min})} \left(\frac{1}{\alpha^2} \ln \frac{1 - \alpha \delta_{min}}{1 - \alpha \delta_{st}} - \frac{\delta_{st} - \delta_{min}}{\alpha} + \frac{1}{1/\delta_{st} - 1} \left(\frac{\delta_{max} - \delta_{st}}{\alpha} + \frac{1 - \alpha}{\alpha^2} \ln \frac{1 - \alpha \delta_{min}}{1 - \delta_{st}} \right) \right) \quad (8.9)$$

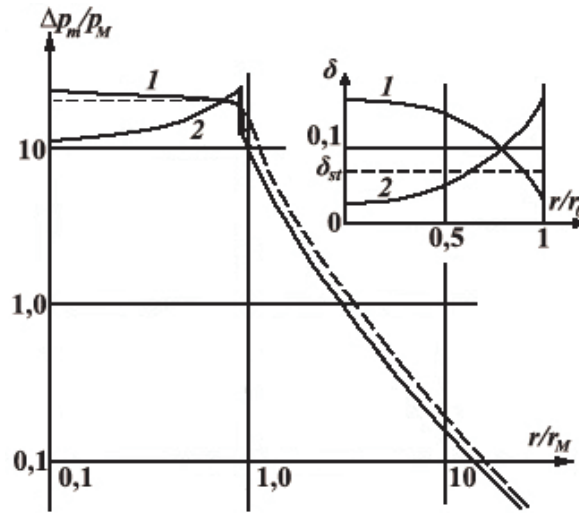
Съответно при взрива се отделя едва част от енергията, която е равна на

$$E_0 = m_{fl}^e Q_{fs}$$

На фиг. 8.10 чрез плътни линии са представени резултатите от пресмятанията за максималното свръх налягане във вълната Δp_m за два случая на разпределение на концентрацията в сферичния заряд:

- 1) при $\delta_0 = 0,16$, $\delta_R = 0,03$ и
- 2) при $\delta_0 = 0,03$, $\delta_R = 0,16$,

които са отбелязани съответно с цифрите **1** и **2**. Разпределенията на концентрацията на δ по радиуса в заряда са представени чрез графики на полето на фигурата. Тук с пунктирна линия са нанесени параметрите за стехиометричния заряд.



Фиг. 8.10. Зависимости на максималното излишно налягане във вълната при сферичния взрив на газовите заряди с променлива концентрация на горивото

В съответствие с (8.8) и (8.9) за двата случая

$$\bar{\delta} = 0,0948, \quad m_{f_i}^* = 0,656, \quad r_0 = 0,909r_z.$$

В случая $\delta_0 < \delta_R$ детонацията по целия заряд се разпространява в режим на Чапман-Жуге (т.е. съответства на параметрите на сместа). При $\delta_0 > \delta_R$, като започва приблизително от половината на радиуса на заряда, детонацията преминава в режим на свръх-компресия. Налягането вътре в заряда се различава до два пъти (в центъра на симетрията), и все пак във въздушната вълна, като започва с **1,2** радиуса на заряда, то практически съвпада за двата случая (с точност до 5%). Понижението на свръх налягането във въздушната вълна в сравнение със заряда със стехиометричен състав до 15 – 20% е свързано с намалението на цялата енергия, която се отделя при взрива.

Останалите параметри на вълната (τ, l, j) , които са интегрални характеристики на взрива и зависят основно от отделящата се енергия, и за двата варианта на разпределение на концентрацията, с точност до 5% не се променят не само в областта на въздушната вълна, но и вътре в заряда. По такъв начин, при газовите взривове, параметрите на въздушните ударни вълни практически не зависят от разпределението на концентрацията на горивото в обема на сместа. Вътре в зарядите концентрацията се отразява едва на параметрите на фронта на детонационната вълна и може да бъде пресметната с помощта на зависимостите (7.1)–(7.4).

5. Влияние на външните условия.

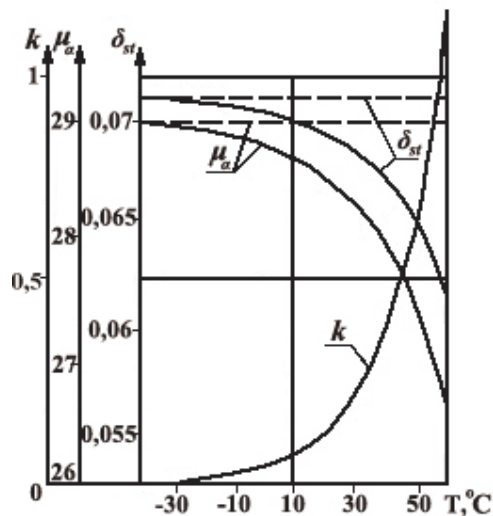
При взрив на смес от горим газ с въздух изменението на параметрите на атмосферата непосредствено влияе на характеристиките на взрива. Тези параметри, които се променят в широк диапазон, са температурата и влажността на въздуха. При промяна на температурата от $+60^\circ\text{C}$ до -50°C , плътността на въздуха ρ_a нараства приблизително един и половина пъти, което при всички останали равни условия, съгласно (7.1) води до съответното нарастване на налягането на фронта на детонационната вълна. Присъствието във въздуха на водни пари води до промяна на целия ред характеристики на сместа, включително нейната плътност, молекулярна маса и стехиометрична концентрация, което също така влияе и на параметрите на детонацията. Промяната на свойствата на околната среда и параметрите на детонацията следва да оказват влияние на параметрите, които се формират при взрива на въздушната ударна вълна. Влиянието на температурата и влажността на въздуха на параметрите на взрива е разгледано в примера за сферичната детонация на стехиометрична смес на ацетилен с въздух. Реакцията на окисление на ацетилена с кислорода от въздуха при наличие на водни пари може да бъде записана във вида :



Коефициентът k в (8.10) зависи от температурата T и относителната влажност на въздуха ψ . За сухия въздух ($\psi = 0$) при която и да била температура $k = 0$. При зададени стойности на k реакцията на взривното превръщане (8.10) ни дава възможност да определим молекулярната маса на влажния въздух μ_a и

стехиометричната концентрация на горивото δ_{st} . Зависимостите k , μ_α и δ_{st} от температурата при стопроцентова влажност на въздуха ($\psi = 100\%$) са нанесени на графиката на фиг. 8.11. Пунктирните линии на фигурата съответстват на случая за сухия въздух ($\psi = 0\%$). От графиките се вижда, че влажността на въздуха оказва значително влияние на параметрите на сместа само при положителни температури, а при $T < 20^\circ\text{C}$ параметрите на влажния и сухия въздух практически съвпадат. В съответствие с изложеното по-горе, за извършване на оценка на влиянието на външните условия спрямо параметрите на газовия взрив бяха пресметнати четири варианта на сферична детонация на ацетилено-въздушна смес със стехиометричен състав при температура $T = +15^\circ\text{C}, +60^\circ\text{C}, -50^\circ\text{C}$ за сух въздух ($\psi = 0\%$) и $T = +60^\circ\text{C}$ при $\psi = 100\%$. Изходните данни за пресмятанията са дадени в таблица 8.1. Изменението на плътността и молекулярната маса на въздуха води до изменение на радиуса на заряда при фиксирана маса на горивото. С оглед на показаните параметри, съотношението (8.5) за началния радиус на заряда може да бъде преписано във вида

$$r_S = r_{S0}^{(N+1)} \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho_\alpha} \frac{1/\delta_{st} - 1 + \mu_\alpha/\mu_{fl}}{1/\delta_{st0} - 1 + \mu_0/\mu_{fl}}} \quad (8.11)$$



Фиг.8.11. Зависимости на параметрите на въздуха от температурата при 100% влажност

Тук индексът "0" се отнася до стандартното състояние на атмосферата при $T = +15^{\circ}\text{C}$ и $\psi = 0\%$, чиито параметри са взети за мащаби за измеренията на величините. В съответствие с (8.11) началните радиуси на сферичните заряди по редове 1 ... 4 на таблица 8.1 се отнасят както следва: 1: 1,05; 0,918; 1,127. При избраната реакция на взривното превръщане на сместа (8.10) топлината на окисление на единица маса на горивото Q_{fs} не зависи от външните условия и е взета за равна на величината, дадена в таблица 8.1

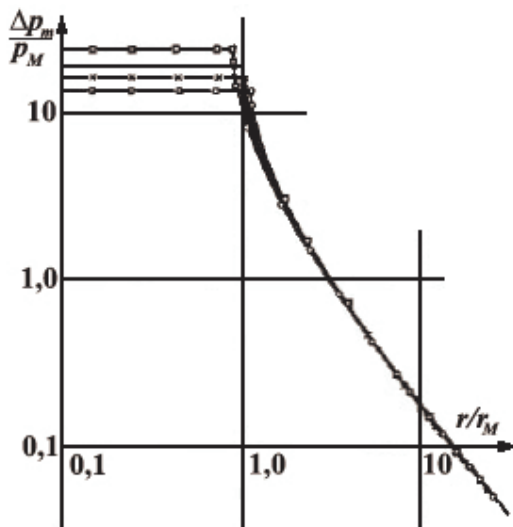
Таблица 8.1

Параметри на атмосферата при различни температури и влажност

№	T , °C	ψ , %	μ_a	ρ_a , kg/m ³	δ_{st}
1	+15	0	29	1,225	0,07
2	+60	0	29	1,059	0,07
3	-50	0	29	1,582	0,07
4	+60	100	26,7	0,976	0,061

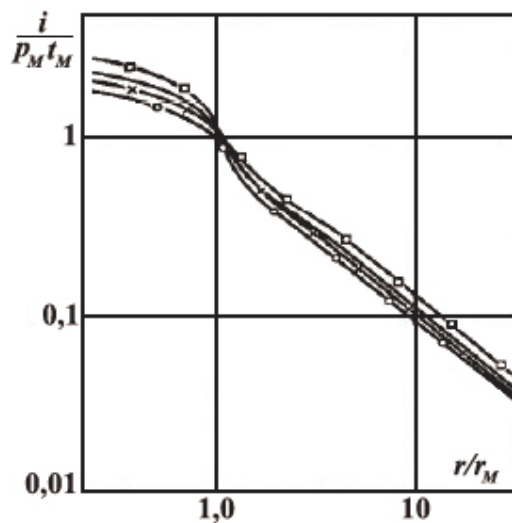
На фиг. 8.12 са представени зависимостите на максималното свръх налягане във вълната Δp_m от разстояние r от центъра на взрива. Чрез плътна линия на графиката е нанесен базовият вариант при $T = +15^{\circ}\text{C}$ (вариант 1 на таблица 8.1). Чрез линиите, които са отбелязани с кръстчета, квадратчета и кръгчета, са нанесени съответно варианти 2 ... 4 на таблица 8.1. В областта на заряда свръх налягането във вълната (налягане на детонацията) силно зависи от температурата и влажността на въздуха. Така повишението на температурата от -50°C до $+60^{\circ}\text{C}$ води до понижаване на свръх налягането от $26,3p_M$ до $17,5p_M$, т.е. приблизително един и половина пъти. Повишението на влажността при температура $T = +60^{\circ}\text{C}$ от $\psi = 0\%$ до $\psi = 100\%$ води до по-нататъшно понижение на свръх налягането до $14,15p_M$, т.е. с още 25%. Заедно с това, практически веднага след излизане на детонационната вълна във въздуха (*при* $r > 1,2r_M$) резултатите от пресмятанията за всички варианти се подреждат на една крива. Максималното отклонение се наблюдава за варианти 3 и 4 на таблица 8.1 и представлява около 10%. На фиг. 8.13 със същите обозначения са приведени зависимостите на импулса на свръх налягането \dot{i} от разстоянието r . Максималното изменение на импулса се

наблюдава вътре в заряда и достига 60% (за варианти 3 и 4 на таблица 8.1). В областта на въздушната ударна вълна разликата в импулсите е по-малка и практически е постоянна по целия пресметнат диапазон ($\approx 14,15r_M$). По този начин увеличението на температурата на сухия въздух от -50°C до $+60^\circ\text{C}$ води до намаляване на импулса на налягането на въздушната вълна приблизително с 25%, а повишението на относителната влажност при $T = +60^\circ\text{C}$ от $\psi = 0\%$ до $\psi = 100\%$ намалява импулса в границите на 10%. Сумарното изменение на импулса във въздушната вълна достига 30...35%.



Фиг. 8.12. Зависимост на максималното
излишно налягане от разстоянието при газов

сферичен взрив в атмосферата с различни параметри
 $T = +15^\circ\text{C}$, $\psi = 0\%$; $\times - T = +60^\circ\text{C}$, $\psi = 0\%$;
 $\square - T = -50^\circ\text{C}$, $\psi = 0\%$; $\circ - T = +60^\circ\text{C}$, $\psi = 100\%$



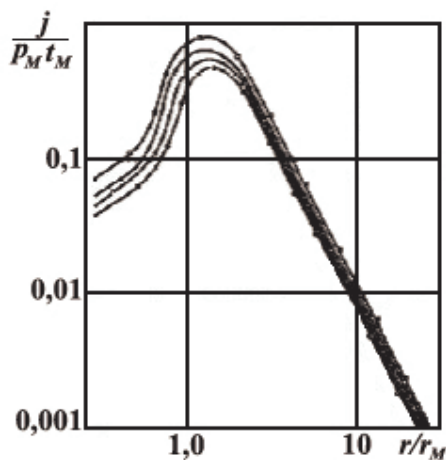
Фиг. 8.13. Зависимост на импулса на
излишното налягане от разстоянието при

газов сферичен взрив в атмосферата с
различни параметри (обозначенията
съответстват на фиг. 8.12)

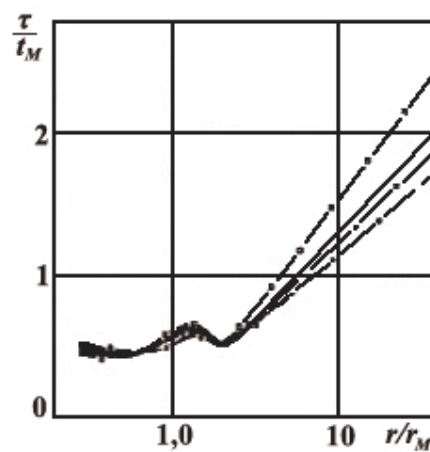
Импулсът на скоростния напор j , графиките на промените от разстоянието са дадени на фиг. 8.14 (обозначенията съвпадат с фиг. 8.12) в областта на заряда за различни външни условия може да се различава до 2-3 пъти, и все пак във

въздушната вълна, като започва от разстояние **2-3** радиуса на заряда, тази характеристика значително намалява и по-нататък остава практически постоянна. Качествено и количествено влиянието на температурата и влажността на атмосферата върху импулса на скоростния напор във въздушната вълна съвпада с влиянието на тези параметри върху импулса на налягането.

В математическата постановка на задачата за газовия взрив изменението на температурата и влажността на въздуха се проявява само чрез плътността на обкръжаващата среда в гранични условия на фронта на вълната. Лесно е да се забележи, че импулсите на налягане и на скоростния напор на въздушната вълна за всички пресметнати варианти са пропорционални на плътността на обкръжаващата атмосфера в степен $\frac{1}{2}$. На фиг. 8.15 чрез същите обозначения са представени зависимостите на продължителността на фазата на свиване във вълната τ от разстоянието за всички четири варианта. В близката до взрива зона (*при $r < 2r_M$*) влиянието на температурата и влажността върху τ е нееднозначно и се намира в границите на 10%. При отделяне от заряда, отчетливо се забелязва тенденцията към понижаване на τ с намаляване на плътността на въздуха. В този случай се понижава не само абсолютната величина τ , но и интензивността на нейното нарастване. Така например ако при $r = 2r_M$ продължителността на фазата на свиване за разглежданите случаи практически съвпада, то при $R = 30r_M$ в третия вариант на пресмятането тя е приблизително 35% по-голяма, отколкото в четвъртия.



Фиг. 8.14. Зависимост от импулса на скоростния напор от разстоянието при газовия сферичен взрив



Фиг. 8.15. Зависимост на продължителността на фазата на

в атмосферата с различни параметри
(обозначенията съответстват на фиг. 8.12)

свиване във вълната от
разстоянието при газовия
сферичен взрив в атмосферата
с различни параметри
(обозначенията съответстват на
фиг. 8.12)