

In view of a considerable drop of the burned gas pressure/density and flow velocity, compared to the Chapman-Jouguet case, fast detonation may be perceived as a variety of weak (undercompressed) detonation.

The current presentation will focus on an extension of the previous studies over a wider channel, $d=10L_r$ (Figure below), and other parameters: ignition pressure, etc. Significant increase of the ignition pressure leads to formation of the precursor shock – an effect also known to occur in tubular charges.

In addition, the impact of the artificial viscosity on the numerical solution will be reported with corresponding resolution tests.

The above modelling approach could conceivably also be used to tackle vacuum suspensions of volatile explosives, and where the detonation wave is sustained solely by a continuous injection of gaseous products.

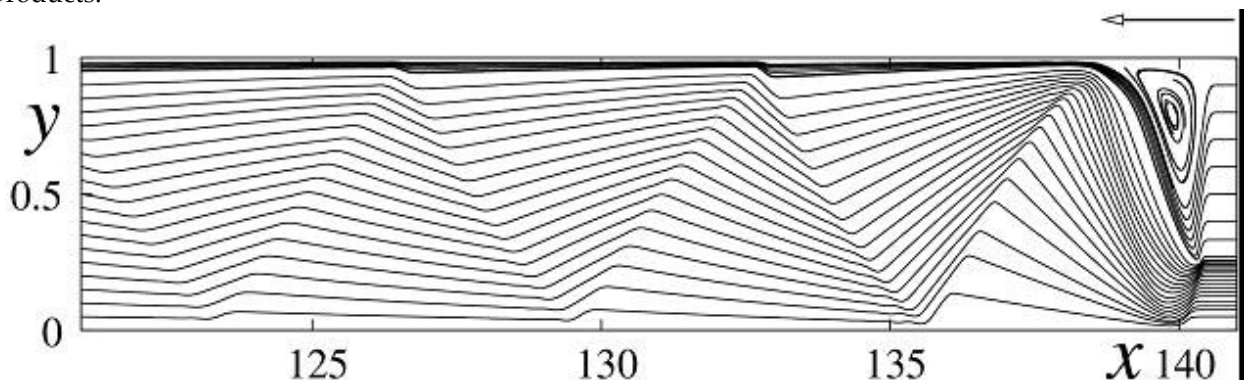


Figure 1. Streamlines in coordinate system attached to the reaction zone.
Arrow represents the oncoming flow

The zigzag nature of the streamlines is caused by a train of oblique shocks reflected by the strip boundaries.

Corresponding Author: *Email address:* kaganleo@post.tau.ac.il

МОДЕЛЬ НЕИДЕАЛЬНОЙ ДЕТОНАЦИИ ДЛЯ ОЦЕНКИ КРИТИЧЕСКОГО ДИАМЕТРА ПО СРЕДНЕЙ СКОРОСТИ РЕАКЦИИ В ДЕТОНАЦИОННОМ ФРОНТЕ

С.Г. Андреев

МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия

Работа направлена на создание простой модели неидеальной детонации, которая позволила бы с использованием аналитических методов установить факторы, механизмы и степень их влияния на детонационную способность открытых цилиндрических зарядов конденсированных ВВ.

В пионерской работе В. О. Розинга и Ю. Б. Харитона [1], посвященной детонационной способности зарядов конденсированных ВВ, было сформулировано необходимое условие устойчивого распространения детонации: превышение временем разброса реагирующего ВВ $-\theta$ времени основного его разложения $-\tau$. Иными словами, условие устойчивого распространения детонации было принято в виде $\theta/\tau = \overline{\theta}_\tau \geq 1$. Позднее Ю. Б. Харитон [2] определил время разброса как диаметр заряда d , деленный на скорость звука c – $\theta = d/c$, а критическое значение получившегося безразмерного комплекса $\overline{\theta}_\tau$ приравнял единице. Критическое условие устойчивого, не замедляющегося распространения детонации, записанное им в виде:

$$\frac{d}{c\tau} = 1, \quad (1)$$

получило название «принципа Харитона». В работе в основном рассматривались различные механизмы превращения конденсированных ВВ в газообразные продукты детонации в детонационном фронте и были получены выражения для оценки времени реакции в нем — τ , при этом «неплоскосоимметричность» течения реагирующего вещества в детонационном фронте не учитывалась, а верхняя оценка скорости звука — c в реагирующем ВВ принималась равной скорости звука в «чистых продуктах взрыва» (продуктах детонации).

Физически ясное объяснение влияния формы ударного фронта на особенности течения реагирующей среды в детонационной волне, устойчиво распространяющейся по цилиндрическому заряду с открытой боковой поверхностью, было получено В. С. Трофимовым и А. Н. Дреминым [3] (Рисунок 1)

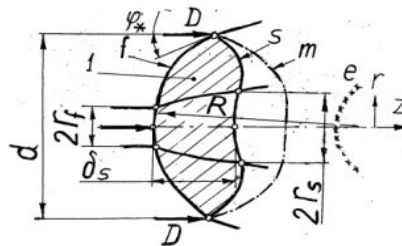


Рисунок 1. Схема течения при детонации заряда ВВ ограниченного диаметра d :

1 — детонационный фронт; f — ударный фронт; s — звуковая поверхность;

m — фронт боковой волны разгрузки; e — поверхность завершения разложения ВВ

Роль боковой волны разгрузки, распространяющейся со стороны свободной поверхности заряда, на стадии установления детонации сводится к такому искривлению ударного фронта, при котором его поверхность наклонена к образующим цилиндрической поверхности заряда под «звуковым углом» φ_* . При этом скорость потока за фронтом ударной волны относительно точек его пересечения с поверхностью заряда и скорость звука за этим фронтом становятся равными, и боковая волна разгрузки уже не способна проникать в детонационный фронт. При установившемся режиме неидеальной детонации боковая волна разгрузки со стороны свободной поверхности заряда никак не может повлиять на реакцию в детонационном фронте, она воздействует только на ее завершение в сверхзвуковом потоке и не влияет на скорость неидеальной детонации.

Исходя из новых представлений о механизме влияния боковых волн разгрузки на протекание реакции в установившемся детонационном фронте и в зоне завершения разложения ВВ за этим фронтом В. Т. Трофимовым совместно с К. М. Михайлюком [4] и затем И.Ф. Кобылкиным [5] были созданы основы теории критического диаметра детонации, альтернативные представлениям В. О. Розинга и Ю. Б. Харитона. Оценка критических диаметров детонации при этом требует знания зависимости скорости детонации от диаметра заряда, что проблематично.

В настоящей работе предлагается способ оценки критических условий распространения детонации, отличающийся от теорий авторов [4] и [5]. Он заключается в выводе с использованием первых принципов уравнения для зависимости скорости детонации от диаметра заряда и нахождении критического диаметра как границы области его значений, при которых существует решение этого уравнения.

Наша модель основана на рассмотрении течения в центральной трубке тока детонационного фронта в зарядах, диаметр которых близок к критическому. Относительное расширение трубки тока $\omega = (r_s/r_f)^2$ выразим приближенно через время t_s перетекания частицы реагирующего потока с поверхности ударного фронта f на звуковую поверхность s и среднее значение градиента радиальной составляющей скорости потока на оси симметрии заряда $|\partial u_r/\partial r|_{eff}$:

$$\omega = (1 + |\partial u_r/\partial r|_{eff} t_s)^2.$$

Если ударный фронт на оси заряда принять сферическим с радиусом R и рассматривать течения, для которых ширина детонационного фронта $\delta_s \ll R$, то верхняя оценка $|\partial u_r/\partial r|_{eff}$ будет равна u_f/R , а нижняя — u_s/R , где u_f и u_s являются значениями массовой скорости относительно

исходного ВВ, соответственно, на ударном фронте и на звуковой поверхности. В дальнейшем для среднего значения градиента радиальной составляющей скорости потока на оси симметрии заряда будем использовать выражение $|\partial u_r / \partial r|_{eff} = u_{eff}/R$, принимая u_{eff} , равной u_f , u_s или средней величине $(u_f + u_s)/2$. При этом будем использовать выражение $\omega = (1 + t_s/t_R)^2$, $t_R = R/u_{eff}$. Величину $t_R = R/u_{eff}$ назовем характерным временем радиального расширения потока.

Уточняя квазидвумерную модель течения в центральной трубке тока детонационного фронта Л.Г.Болховитинова [6] запишем уравнения сохранения массы, импульса, энергии, правило отбора скорости детонации (применительно к продуктам реакции с уравнением состояния в форме идеального газа) и соотношения на ударном фронте детонационной волны:

$$\begin{aligned} \rho_0 D &= \omega_s \rho_s (D - u_s), & \rho_0 D^2 &= p_s + \rho_s (D - u_s)^2, & Q \cdot W_s + \frac{D^2}{2} &= e_s + \frac{p_s}{\rho_s} + \frac{(D - u_s)^2}{2}, \\ e_s &= \frac{p_s}{\rho_s (n_s - 1)}, & c_s &= D - u_s, & c_s &= \sqrt{n_s \frac{p_s}{\rho_s}}, \\ \omega &= (1 + t_s/t_R)^2, & t_R &= R/u_{eff}, & D &= a + bu_f, & p_f &= \rho_0 u_f (a + bu_f), \end{aligned}$$

где: ρ — плотность; D — скорость детонации; p — давление; Q — удельная теплота взрыва, e — удельная внутренняя энергия; W — массовая доля конечных продуктов разложения ВВ; c — скорость звука; n — показатель изэнтропы; $0, f$ и s — индексы, означающие, соответственно, начальное состояние среды (перед ударным фронтом), на ударном фронте и состоянии реагирующей среды на звуковой поверхности (поверхности Чепмена-Жуге).

Так как мы рассматриваем течения только **вблизи** критических условий распространения детонации, то диаметр заряда можно связать с радиусом сферы R простым соотношением:

$$R = K_R \cdot d, \quad K_R \cong 1, \quad (2)$$

которое выполняется для ВВ, не зависимо от их различия по степени неидеальности детонации. Зависимостью K_R от скорости детонации пренебрежем.

С учетом приближения (2) и выражения для скорости идеальной детонации (индекс i) $D_i = \sqrt{2(n_i^2 - 1)Q}$ из решения приведенной выше системы уравнений можно получить выражение для скорости неидеальной детонации D , или степени неидеальности детонации — $N = D/D_i$:

$$N^2 = \frac{n_i^2 - 1}{n_s^2 - 1} \cdot \left\{ 1 + n_s^2 \cdot \left[\left(1 + \frac{1}{\theta_i^*} \right)^4 - 1 \right] \right\}^{-1} \cdot W_s, \quad \theta_i^* = t_R/t_s = \left[\frac{d \cdot K_R}{u_{eff}} \right] \cdot \left[\frac{1}{t_s} \right], \quad (3)$$

и других характеристик детонационного процесса:

$$\begin{aligned} u_f &= \frac{N \cdot D_i - a}{b}, & \omega_s &= (1 + t_s/t_R)^2, & t_R &= R/u_{eff}, & u_s &= N \cdot D_i \cdot \frac{1 - n_s(\omega_s - 1)}{n_s + 1}, & p_s &= \frac{\rho_0 (N \cdot D_i)^2}{n_s + 1}, \\ p_f &= \rho_0 \cdot N \cdot D_i \cdot (N \cdot D_i - a)/b. \end{aligned}$$

Величину W_s в (3) представим как произведение t_s и средней скорости разложения ВВ в детонационном фронте η_{fs} :

$$\eta_{fs} = \frac{\int_0^{t_s} \eta dt}{t_s}, \quad (4)$$

где η — скорость разложения, зависящая от давления, степени разложения ВВ W и интенсивности сжатия ВВ на ударном фронте.

Положим, что время t_s при неидеальной детонации связано с длительностью химика при идеальной детонации t_{si} соотношением:

$$t_s = t_{si}/T(N), \quad (5)$$

где $T(N)$ функция, вид которой зависит от уравнения формальной кинетики (УФК) разложения ВВ (ее вид будет приведен далее).

Рассмотрим детонационный фронт в случае простого УФК, соответствующего представлению о разложении ВВ за ударным фронтом, как горении вокруг первоначальных центров эффективных горячих точек;

$$\begin{aligned} \eta &= k(p_f) \cdot \psi(W) \cdot p^v, & (6) \\ \psi(W) &= (W_0 + W)^x \cdot H(W_m - W) + \left[\frac{(W_0 + W_m)^x}{(1 - W_m)^y} (1 - W)^y \right] \cdot H(W - W_m) \cdot H(1 - W) \end{aligned}$$

Первый сомножитель в (6), пропорциональный концентрации начальных центров очагового горения и константе B (в законе горения $u_B = Bp^v$), зависит от интенсивного сжатия BB на ударном фронте p_f . Эту зависимость можно представить так же как функцию N : $K = A^*(p_{fi})/\varphi(N)$.

Зависимость $\psi(W)$ отображает две стадии изменения удельной поверхности горения: прогрессирующую (при $0 \leq W \leq W_m$) и регрессивную ($W_m < W \leq 1$). (H — функция Хевисайда, равная 1 при положительных значениях аргумента и 0 при остальных). Давление p будем принимать равным среднему значению для химпика: $p = (p_f + p_s)/2$.

Параметры УФК таковы, что при степени неидеальности детонации $N = 1$, т. е. при $D = D_i$, средняя скорость реакции в детонационном фронте η_{fs} становится равной η_{fsi} . Скорость η_{fsi} , в свою очередь, является величиной, обратной длительности химпика идеальной детонации t_{si} :

$$\eta_{fsi} = \frac{1}{t_{si}} \quad (7)$$

При такой форме задания УФК окончательно получим:

$$\eta_{fs}(N) = W_s/t_s \quad (8)$$

$$W_s = [A(1-x)t_s - W_0^{1-x}]^{\frac{1}{1-x}} \text{ при } 0 \leq t_s \leq t_m, \quad t_m = \left[\frac{1}{(1-x)A} \right] \cdot [(W_0 + W_m)^{1-x} + W_0^{1-x}], \quad (9)$$

$$W_s = 1 - \left[(1 - W_m)^{1-y} - (1 - y) \frac{(W_0 + W_m)^x (t_s - t_m) A^{\frac{1}{1-x}}}{(1 - W_m)^y} \right] \text{ при } t_m < t_s \quad (10)$$

$$A = t_{si}^{-1} \left(\frac{p_{fs}}{p_{fsi}} \right)^v \frac{(1-y)[W_0 + W_m - W_0^{1-x}(W_0 + W_m)^x] + (1-x)(1 - W_m)}{\varphi(N) \cdot (1-x)(1-y)(W_0 + W_m)^x}, \quad p_{fsi} = \frac{p_{fs} + p_{fsi}}{2}. \quad (11)$$

В соответствии с представлением Haskins P. J. воспользуемся приближенным соотношением (5) при $T(N) = N^{2\nu-1} [a + D_i(b-1)N]/[a + D_i(b-1)]$. (12)

После подстановки в (3) выражения для $W_s = \eta_{fs} \cdot t_s$, записываемого с использованием УФК (6), соотношений (7) и (8)-(12), и последующих простых преобразований получим уравнение относительно степени неидеальности детонации N :

$$\frac{n_s^2 - 1}{n_i^2 - 1} N^2 \cdot T(N) \left\{ 1 + n_s \left[\left(1 + \frac{t_{si}}{K_R \cdot d} \cdot \frac{u_{eff}(N)}{T(N)} \right)^4 - 1 \right] \right\} = \eta_{fs}(N) \cdot t_{si} \quad (13)$$

Левая часть уравнения (13), обозначаемая в дальнейшем как H_- , является отношением к средней скорости реакции в химпике идеальной детонации ($1/t_{si}$) скорости разложения BB , необходимой для поддержания детонации на уровне неидеальности N . Правая часть уравнения (13), обозначаемая H_+ , — это отношение к средней скорости реакции в химпике идеальной детонации ($1/t_{si}$) скорости разложения BB , достигаемой при заданном УФК при степени неидеальности N . Решение уравнения определяется параметром V (диаметр заряда, деленный на длительность химпика идеальной детонации — $V = \frac{d}{t_{si}}$). Каждому значению параметра V соответствует безразмерный комплекс $\bar{\theta}_t^* = t_R/t_s = \left[\frac{d \cdot K_R}{u_{eff}} \right] \cdot \left[\frac{1}{t_s} \right]$, аналогичный безразмерному соотношению в принципе Харитона (1) $\bar{\theta}_t = \theta/\tau = d/(c \cdot \tau)$.

На рисунке.2 приведены графики для зависимостей $H_- = H_-(N)$ и $H_+ = H_+(N)$, построенные для модельного BB с характеристиками: $\rho_0 = 1,61 \text{ г/см}^3$, $D_i = 7,0 \text{ км/с}$, $n_i = 2,73$, $a = 2,39 \text{ км/с}$, $b = 2,05$, $W_0 = 0$, $x = 0,67$, $y = 0,67$, $B = 1 \text{ м/(с} \cdot \text{ГПа)}$, $\nu = 1$. При этом принято $\varphi = N^{-3}$ и $n_s = n_i$. Значения параметра V для кривых V_1, V_2, V_3 равны, соответственно: 5000 мм/мкс , 225 мм/мкс , 115 мм/мкс . Кривая W_{m1} (рис.2) получена при $W_m = 0,5$, а кривая W_{m2} — при $W_m = 0,2$.

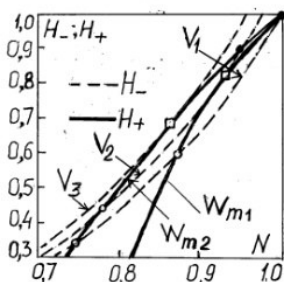


Рисунок 2. Решение уравнения скорости неидеальной детонации

В приведенном примере пересечение кривых H_- и H_+ происходит в двух точках (черных и светлых кружках), отображающих решения уравнения скорости неидеальной детонации. В точках, отмеченных черными кружками, выполняется условие $dH_+/dN < dH_-/dN$ — условие устойчивого «равновесия» необходимой и достигаемой скоростей разложения ВВ. Это неравенство является условием устойчивого распространения детонации. По мере уменьшения диаметра заряда (уменьшения параметра V) кривая $H_-(N)$ приближается к положению, при котором она касается кривой $H_+(N)$, в точке, отмеченной квадратиком. При дальнейшем уменьшении диаметра заряда кривые $H_-(N)$ и $H_+(N)$ уже не имеют общих точек, следовательно, уравнение (13) уже не имеет решения. Условие касания $H_+(N)$ и $H_-(N)$ определяет критическое значение параметра $V - V_{cr}$ и критическое значение степени неидеальности детонации — N_{cr} . Критические значения диаметра заряда и скорости детонации находятся как: $d_{cr} = V_{cr} \cdot t_{si}$, $D_{cr} = N_{cr} \cdot D_i$. Величина V_{cr} как и t_{si} зависит от параметров УФК, а следовательно, и от микроструктуры заряда ВВ. Но изменение параметров УФК влияет на V_{cr} сильнее, чем на t_{si} .

На рисунке 3 показаны результаты расчетов (прямые линии и точки на прямых II, III и IV, отмеченные крестиками) и экспериментов (с прессованными зарядами из флегматизированного гексогена (1), из ТНТ (2), из ТАТВ со связующим (3), из мелкозернистого литого ТНТ (2*) и крупнозернистого литого ТНТ (2**)). Расчетные зависимости $d_{cr} = d_{cr}(t_{si})$ получены при следующих параметрах УФК и величинах u_{eff} : I — $W_0 = 0$; $W_m = 0,3$; $y = 0,67$; $u_{eff} = (u_f + u_f)/2$; II — $W_0 = 0,2$; $W_m = 0,5$; $y = 0,67$; $u_{eff} = (u_f + u_f)/2$; III — $W_0 = 0,3$; $W_m = 0,05$; $y = 0,77$; $u_{eff} = (u_f + u_f)/2$; IV — $W_0 = 0,3$; $W_m = 0,05$; $y = 0,77$; $u_{eff} = u_s$. Остальные параметры модели такие же как для рисунка 1. У расчетных точек, отмеченных крестиками, и экспериментальных точек 2 и 2* абсциссы t_{si} равны 90 и 140 наносекундам.

Не трудно увидеть, что изменение параметров УФК, отображающее изменение микроструктуры заряда ТНТ, изменяет длительность химика приблизительно в 1,5 раза, а расчетный критический диаметр 4...6 раз.

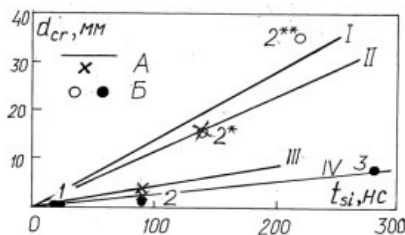


Рисунок 3. Расчетные и экспериментальные данные по критическим диаметрам детонации и длительности химика идеальной детонации. (А — расчет, Б — эксперимент)

При критических условиях распространения детонации отношение характерного времени разброса реагирующего ВВ t_R времени основной реакции t_s — $\bar{\theta}_\tau^*$ не является постоянной величиной. Так при изменении критического значения степени неидеальности детонации N_{cr} в диапазоне 0,5...0,95 за счет варьирования параметра УФК W_m эта связь описывается приближенным соотношением $lg \bar{\theta}_\tau^* = 2,16 \cdot N_{cr}$. Между величиной $\bar{\theta}_\tau^* = t_R/t_s = \frac{d \cdot K_R}{u_{eff} \cdot t_s}$ и безразмерной величиной в принципе Харитона $\bar{\theta}_\tau = \frac{d}{c \cdot \tau}$ нетрудно установить формальное соотношение:

$$\bar{\theta}_\tau = \bar{\theta}_\tau^* \cdot \Lambda(N), \quad \Lambda(N) = \frac{D_i N - a}{bc} \cdot \frac{t_{si}}{\tau} \cdot \frac{a + D_i(b-1)}{a + D_i(b-1)N} \cdot N^{1-2\nu}$$

В приближении равенств $t_{si} = \tau$ и $c = 3D_i/4$ для нашего модельного ВВ получим график, показанный на рисунке 4. Отсюда можно заключить, что безразмерная величина $\bar{\theta}_\tau$ в формуле принципа Харитона при учете влияния искривления ударного фронта и расходимости потока на

реакцию в детонационном фронте уже не может считаться константой. Ее значение может быть равным 1 лишь в случае «сильно неидеальных ВВ».

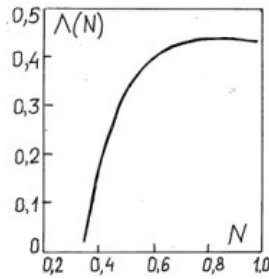


Рисунок 4. Соотношение между комплексами $\bar{\theta}_\tau$ и $\bar{\theta}_\tau^*$ в моделях [2] и настоящей работы

Список литературы

1. Розинг В., Харитон Ю. Прекращение детонации взрывчатых веществ при малых диаметрах заряда. ДАН СССР, 1940. Т. 26. №4. С.360-361.
2. Харитон Ю.Б. О детонационной способности взрывчатых веществ. В сб. Проблемы химической кинетики, горения и взрывов. Вып. 1, М.-Л.: Изд. АН
3. Трофимов В.С., Дремин А.Н. О структуре фронта неидеальной детонации в твердых ВВ // Физика горения и взрыва. 1971. Т.7. №3. С. 427-428.
4. Михайлюк К.М., Трофимов В.С. О возможном газодинамическом пределе распространения детонации // Физика горения и взрыва. 1977.Т.13. №4 С. 606-613.
5. Кобылкин И.Ф., Соловьев В.С., Бойко М.М. Природа критического диаметра стационарной детонации в конденсированных ВВ // Труды МВТУ. Механика импульсных процессов 1982. №387.- С. 13-22.

NON-IDEAL DETONATION MODEL FOR EVALUATING A CRITICAL DIAMETER ACCORDING TO AVERAGE REACTION RATE IN A DETONATION FRONT

S.G. Andreev

Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russia

The paper aims to provide a simple model of non-ideal detonation that would allow determining factors, mechanisms and their degree of influence on detonation ability of open cylindrical charges of condensed explosives by usage of analytical methods.

V. O. Rosing and Yu. B. Khariton [1] formulated a necessary condition of stable detonation propagation in their pioneering work devoted to detonation ability of condensed explosive charges: scattering time θ of reacting explosive should exceed its main decomposition time τ . In other words, the condition of stable detonation propagation was taken as $\theta/\tau = \bar{\theta}_\tau \geq 1$. Afterwards Yu. B. Khariton [2] determined scattering time as a charge diameter d divided by sound velocity c , $\theta = d/c$, and equated the critical value of the resultant dimensionless complex $\bar{\theta}_\tau$ to one. Khariton wrote the critical condition of the stable and non-decelerating detonation propagation in the form:

$$\frac{d}{c\tau} = 1, \quad (1)$$