

MISKOLCI EGYETEM



GÉPÉSZMÉRNÖKI ÉS INFORMATIKAI KAR
ENERGETIKAI ÉS VEGYIPARI GÉPÉSZETI INTÉZET

BENZOL TÁROLÓ TARTÁLYBAN, TŰZBEKERÜLÉS HATÁSÁRA BEKÖVETKEZŐ NYOMÁSNÖVEKEDÉS VIZSGÁLATA

KÉSZÍTETTE:
KOVÁCS ZSÓFIA

TERVEZÉSVEZETŐ:
Dr. Szepesi L. Gábor
egyetemi docens

KONZULENS:
Bokros István
c. egyetemi docens

Miskolc, 2021

MISKOLCI EGYETEM GÉPÉSZMÉRNÖKI ÉS
INFORMATIKAI KAR
3515 MISKOLC EGYETEMVÁROS



ENERGETIKAI ÉS VEGYIPARI
GÉPÉSZETI INTÉZET

VEGYIPARI GÉPÉSZETI INTÉZETI
TANSZÉK

MSc gépészmérnöki szak
Vegyipari gépészeti specializáció

Nappali tagozat
Szám: 232 – EVG/VGT – 2020

DIPLOMAMUNKA FELADAT

Kovács Zsófia

neptun kód: MB08NI

MSc gépészmérnök jelölt részére.

**A feladat címe: BENZOL TÁROLÓ TARTÁLYBAN, TÚZBEKERÜLÉS HATÁSÁRA
BEKÖVETKEZŐ NYOMÁSNÖVEKEDÉS VIZSGÁLATA**

1. Ismertesse a hőátviteli módokat valamint az időben változó hővezetés és konvekció differenciál egyenletét
2. Mutassa be a BLEVE jelenséget.
3. Készítsen matematikai modellt egy tűzbekerült tartály nyomás és hőmérsékletviszonyainak számítására

Tervezésvezető: Dr. Szepesi L. Gábor, egyetemi docens

Konzulens: Bokros István, c. egyetemi docens

A Diplomamunka kiadásának időpontja: 2020. szeptember 14.

A Diplomamunka beadásának határideje: 2020. november 27.

Miskolc, 2020. szeptember 14.

.....
Intézetigazgató

1. A Diplomamunka módosítása: *szükséges (módosítást külön lap tartalmazza)
nem szükséges (a megfelelő rész aláhúzendó)*

dátum

tervezésvezető aláírása

2. A tervezést ellenőriztem: (1)

(2)

(3)

(4)

dátum

tervezésvezető aláírása

3. A Diplomamunka *beadható nem adható be*

dátum

konzulens aláírása

tervezésvezető aláírása

4. A Diplomamunka szövegoldalt,

..... db rajzot,

..... db egyéb mellékletet tartalmaz

5. A Diplomamunka bírálatra *bocsátható nem bocsátható (a megfelelő rész aláhúzendó)*

A bíráló neve:

dátum

Intézetigazgató aláírása

6. Osztályzat:

a bíráló javaslata:

az intézeti tanszék javaslata:

a Záróvizsga Bizottság döntése:

Miskolc,

a Záróvizsga Bizottság elnökének aláírása

Eredetiségi Nyilatkozat

Alulírott Kovács Zsófia; Neptun-kód: MB08NI a Miskolci Egyetem Gépészmérnöki és Informatikai Karának végzős gépészmérnöki szakos hallgatója ezennel büntetőjogi és fegyelmi felelősségem tudatában nyilatkozom és aláírással igazolom, hogy *Benzol tároló tartályban, tűzbekerülés hatására bekövetkező nyomásnövekedés vizsgálata* című szakdolgozatom saját, önálló munkám; az abban hivatkozott szakirodalom felhasználása a forráskezelés szabályai szerint történt.

Tudomásul veszem, hogy szakdolgozat esetén plágiumnak számít:

- szószerinti idézet közlése idézőjel és hivatkozás megjelölése nélkül;
- tartalmi idézet hivatkozás megjelölése nélkül;
- más publikált gondolatainak saját gondolatként való feltüntetése.

Alulírott kijelentem, hogy a plágium fogalmát megismertem, és tudomásul veszem, hogy plágium esetén szakdolgozatom visszautasításra kerül.

Miskolc. 2020. november 20.

Tartalomjegyzék

DIPLOMAMUNKA FELADAT.....	2
Eredetiségi Nyilatkozat	4
Jelölésjegyzék, indexek	7
1. Bevezetés.....	10
2. Hőátviteli módok.....	11
2.1. Alapfogalmak	11
2.2. Hővezetés	12
2.2.1. A hővezetés tapasztalati egyenlete a Fourier I.	12
2.2.2. Hővezetés differenciálegyenlete – Fourier II. (időben változó hővezetés)	14
2.3. Konvekció	16
2.3.1. A konvekció differenciálegyenlete	16
2.3.2. Együttes hővezetés és konvekció, a Fourier-Kirchoff egyenlet.....	17
2.3.3. Hőátadás halmazállapot-változás nélkül	18
2.3.4. Hőátadás halmazállapot-változással.....	20
2.4. Hősugárzás	23
3. Folyadék-gőz egyensúlyok	25
3.1. Fázisegyensúlyok.....	25
3.2. Egy komponensű gőz-folyadék egyensúly	27
4. BLEVE	28
5. Biztonsági szelepek.....	31
6. Tűzbe került tartály matematikai modellje	35
6.1. A hőátadó felületek kiszámítása:	36
6.2. A térfogatok kiszámítása.....	36
6.3. Tűzgörbe.....	37
6.4. Hőátadási tényezők	38
6.5. Fajlagos hőáramok.....	39

	6
6.6. Energiamérlegek.....	39
6.7. A páratér jellemzői a kezdeti állapotban	40
6.8. A forrponti hőmérséklet meghatározása.....	40
6.9. Anyagmérleg	41
6.10. A nyomásnövekedés számítása.....	41
7. Számítási eredmények.....	42
Összefoglaló.....	45
Zusammenfassung	47
Irodalomjegyzék.....	48
Mellékletek.....	49
Melléklet A	49

Jelölésjegyzék, indexek

Latin betűvel jelöltek:

a	Hőmérséklet-vezetési tényező	m^2/s
A_{le}	Lefúvó keresztmetszet	m^2
A, B, C	Antoine-állandók	-
c	Fajlagos hőkapacitás	J/kgK
C_f	Fábry-féle korrekciós tényező	-
C_{ff}	A felület-folyadék párosára vonatkozó együttható	-
C_{geom}	Geometriai együttható	-
C_u	Átáramlási tényező	-
C_{sz}	Szabadáramlás tényező	-
d	Jellemző geometriai méret	m
F	Felület	m^2
F_{Gibbs}	Fázisok száma	-
g	Gravitációs gyorsulás	m/s^2
G	Gibbs-féle szabad entalpia	J
Gr	Grashof- szám	-
K_{Gibbs}	Komponensek száma	-
l_h	Lamináris áramlás kialakulási hossza	-
m	Tömeg	kg
$\dot{m}$	Tömegáram	kg/h
M	Moláris tömeg	kg/mol
n	Szabadáramlás kitevő	-
n_{ff}	A felület-folyadék párosára jellemző kitevő	-
Nu	Nusselt-szám	-
p	Nyomás	Pa
p_{atm}	Atmoszférikus nyomás	Pa
p_r	Kritikus nyomásviszony	-
Pe	Pecklet-szám	-
Pr	Prandtl-szám	-
q	Hőáramsűrűség	W/m^2
q_f	Felületi hőáramsűrűség	W/m^2
Q	Hőáram	W
Q_{Bekx}	A térrészbe belépő, x irányú energiamennyiség konvektív esetben	W
Q_{Bex}	A térrészbe belépő, x irányú energiamennyiség vezetékes esetben	W
Q_{Kikx}	A térrészből kilépő, x irányú energiamennyiség konvektív esetben	W

Q_{Kix}	A térrészből kilépő, x irányú energiamennyiség vezetések esetében	W
Q_{konv}	Konvektív hőáram	W
Q_{max}	Maximális kibocsátott/elnyelt hőenergia	W
Q_{maxr}	Reális testek maximális kibocsátott/elnyelt hőenergiája	W
Q_{rad}	Sugárzásos hőáram	W
$Q_{TÉR}$	A térrész energiája vezetések esetében	W
$Q_{TÉRk}$	A térrész energiája konvektív esetben	W
r	Párolgáshő	J/kg
Re	Reynolds-szám	-
s	Falvastagság	m
Sz_{Gibbs}	Szabadsági fokok száma	-
T	Hőmérséklet	K
T_s	Telítési hőmérséklet	$^{\circ}C$
T_w	A fűtött felület hőmérséklete	$^{\circ}C$
V	Térfogat	m^3
w	Áramlási sebesség	m/s
Z	Összenyomhatóság	-

Görög betűvel jelöltek:

α	Hőátadási tényező	W/m^2K
α_{rad}	Sugárzási hőátadási tényező	W/m^2K
β	Köbös hőtágulási együttható	$1/K$
ε	Emissziós tényező	-
η	Dinamikai viszkozitás	$Pa \cdot s$
ϑ	A falhőmérséklet és a folyadék közepes hőmérsékletének különbsége	$^{\circ}C$
κ	Isentropikus kitevő	-
λ	Hővezetési tényező	W/mK
ν	Kinematikai viszkozitás	m^2/s
ρ	Sűrűség	kg/m^3
σ	Stefan-Boltzman-féle állandó	W/m^2K^4
σ_f	Felületi feszültség	N/m
τ	Idő	s
ψ	Segéd tényező	-

Alsó indexek:

<i>b</i>	<i>Benzol</i>
<i>B</i>	<i>Belső</i>
<i>fal</i>	<i>Fal</i>
<i>forr</i>	<i>Forrás</i>
<i>F</i>	<i>Folyadéktér</i>
<i>G</i>	<i>Páratér</i>
<i>K</i>	<i>Külső</i>
<i>kr</i>	<i>Kritikus</i>
<i>l</i>	<i>Levegő</i>
<i>teljes</i>	<i>Teljes</i>
<i>T</i>	<i>Tartály</i>

1. Bevezetés

A diplomamunkám témájának egy olyan jelenséget választottam, amely mindig is veszélyforrásként volt jelen a vegyipari létesítményekben, ez pedig a tűzesetek okozta károsodás, ezen belül is a tartálytűz.

Tartálytűz alatt jelen esetben, azt a jelenséget értem, amikor egy folyadékkal teli tartályt körülvesz a tűz, anélkül, hogy az eresztene vagy szivárogha, így a tartályban lévő anyag nem kap lángra, csupán a felszínét kezdi el melegíteni a keletkező hő. A hő hatására elkezd melegedni az edényben a folyadék és a felette lévő páratér is. A folyadékfázis egy idő után elkezd felforrni, ezzel megnöveli a gőztérben mind az anyagmennyiséget, mind a nyomást. A páratér nyomása a tűz hatására annyira megnövekedhet, hogy azt, a tartályt alkotó acél már nem képes elviselni, ennek következtében az edény felhasad és a hirtelen felszabaduló energia hatására felrobban. Ezt nevezzük BLEVE-nek, ami annyit tesz, hogy a magas nyomású forrponthi folyadék a nyomáscsökkenés következtében hirtelen elforr. A jelenség igen veszélyes és sok káros következménnyel jár.

A BLEVE megelőzésének legegyszerűbb módja, az, ha a tartályra kerül egy megfelelő méretű biztonsági szelep, ami a nyitónyomást elérve kinyit és leürít annyi gőzt, hogy az edényben maradt nyomás már ne legyen veszélyes mértékű.

A fentebb leírtak felkeltették az érdeklődésemet és egy komplex problémával állítottak szembe, melyet a diplomatervemben lépésről-lépésre végig veszek, tanulmányozom a folyamatot és leírom a működését. Ennek eszközeként egy program fog szolgálni, melyben átláthatóan leírom a bekövetkező hő- és anyagátadási folyamatokat és szemléltetem a végbemenő nyomásváltozást.

2. Hőátviteli módok

A hőátviteli módok áttekintésére azért van szükség, mert a tűznek kitett tartályok esetén mind a három, a következő fejezetekben kifejtett jelenség fennállhat.

Hővezetés: A részecskék helyváltztatása nélkül, azok hőmozgása által megy végbe a hőátvitel. Szilárd fázisokban csak ez fordul elő.

Hőátadás/Konvekció: Az áramló közeg és a határoló fal közötti hőátmenet. A részecskék mozgásával megy végbe.

Hősugárzás: Hősugárzás az energia térbeli terjedésének elektromágneses hullámok formájában megvalósuló folyamata, ami közvetítő közeg szükségessége nélküli mechanizmus. [7]

2.1. Alapfogalmak

Ahhoz, hogy részletesebben elemezni tudjuk a hőátvitellel járó jelenségeket tisztáznunk kell pár alapfogalmat, amelyek a következők:

Hőmérsékletmező: Egy tér, illetve térrész minden pontjához hőmérséklet rendelhető. Ha a hőmérséklet eloszlás függ az időtől, akkor instacionernek, ha időfüggetlen stacionernek nevezzük.

$$t = f(x; y; z; \tau) \rightarrow \text{instacioner} \quad (2.1.1)$$

$$t = (x; y; z) \rightarrow \text{stacioner} \quad (2.1.2)$$

Hőmérséklet gradiens: A maximális hőmérsékletnövekedést mutatja az eloszlásfüggvény normális irányban.

$$\frac{\partial t}{\partial n} = g_{adt} \quad (2.1.3)$$

Hőáram: Időegység alatt átáramló energia: Jele: Q , mértékegysége: $J/s = W$

Fajlagos hőáram, hőáramsűrűség: Időegység alatt a felületen áthaladó hőáram.

Jele: q , mértékegysége: W/m^2 [7]

2.2. Hővezetés

Szilárd fázisokon belül csak hővezetés jöhet létre, amelynek folyamatát Fourier írta le két egyenletben. Az első egyenlet az időben állandó, míg a második az időben változó esetet fejt ki.

2.2.1. A hővezetés tapasztalati egyenlete a Fourier I.

Ha egy fal vastagsága állandó, anyaga homogén és izotróp, illetve olyan méretű, hogy a vizsgált F felületen a hőáramlás csak a falra merőlegesen mehet végbe, akkor igaz a következő egyenlet [7]:

$$Q = - \lambda \cdot F \cdot \frac{dT}{dx} \cdot d\tau \quad (2.2.1.1)$$

ahol: Q : a hőáram [W]

λ : a hővezetési tényező [W/mK]

F : a keresztmetszet [m²]

$\frac{dT}{dx}$: az x irányú hőmérsékletesés [K/m]

τ : az idő [s]

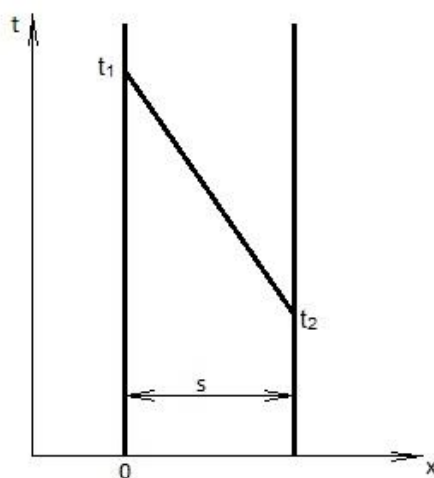
→ Stacioner esetben a képlet a következő:

$$\frac{Q}{A} = - \lambda \cdot \frac{dT}{dx} = q \quad (2.2.1.2)$$

Az egyenlet levezethető különböző geometriák esetén. A levezetések végeredményei a következők:

- Egyrétegű síkfal esetén:

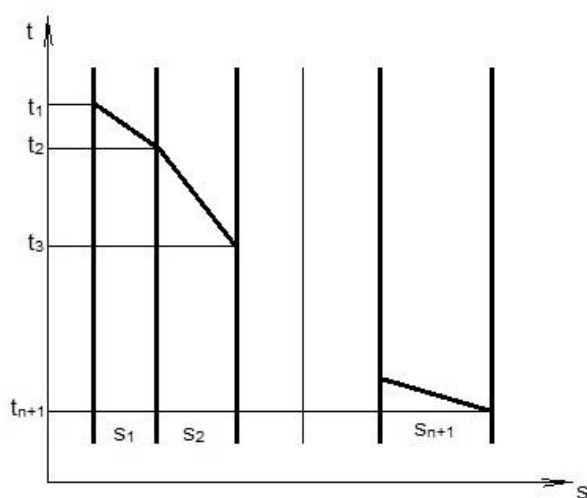
$$q = \frac{\lambda}{s} \cdot \Delta T \quad (2.2.1.3)$$



1. ábra: Hővezetés egyrétegű síkfalban

Többrétegű síkfal esetén:

$$q = \frac{\Delta T}{\sum_{i=1}^n \frac{s_i}{\lambda_i}} \quad (2.2.1.4)$$



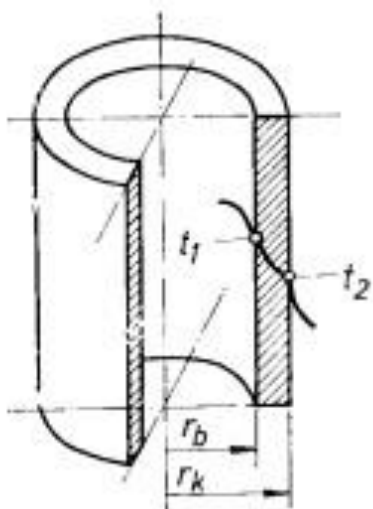
2. ábra: Hővezetés egyrétegű síkfalban

- Egyrétegű hengeres fal esetén:

$$Q = \frac{2 \cdot \pi \cdot L \cdot \Delta T \cdot \lambda}{\ln\left(\frac{r_k}{r_b}\right)} \quad (2.2.1.5)$$

de vékony falvastagság esetén kezelhetjük síkfalként is, ekkor:

$$s = r_k - r_b \quad (2.2.1.6)$$



3. ábra: Hővezetés egyrétegű hengeres falban [7]

- Többrétegű hengeres fal esetén:

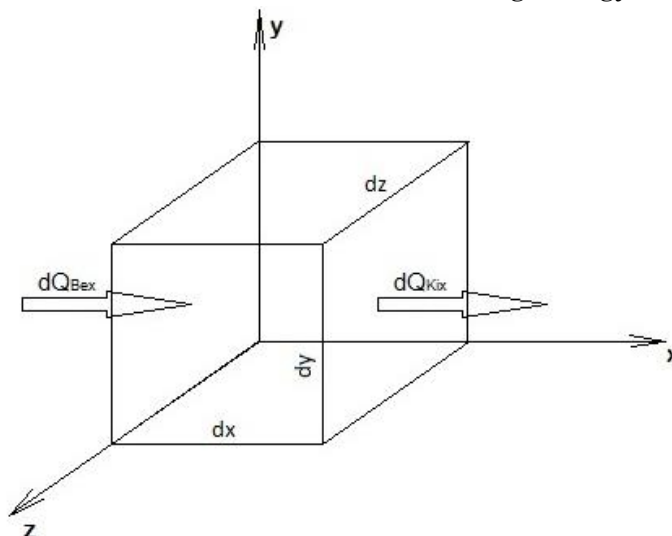
$$Q = \frac{2 \cdot \pi \cdot L \cdot \Delta T}{\sum_{i=1}^n \frac{1}{\lambda_i} \cdot \ln\left(\frac{r_i}{r_{i+1}}\right)} \quad (2.2.1.7)$$

2.2.2. Hővezetés differenciálegyenlete – Fourier II. (időben változó hővezetés)

Feltételezzük, hogy az anyag izotrop és homogén, valamint azzal az egyszerűsítéssel élünk, hogy az elemi térfogatú zárt térbe érkező és abból távozó energiák csak x irányúak lehetnek.

Egy falban, stacioner esetben a hőmérséklet-változás lineáris. Ha a fal egyik oldalán a hőmérséklet megváltozik, akkor a falban a hőmérséklet-eloszlás mindaddig változik, míg elegendő idő után az új stacioner állapot ki nem alakul.

Az elemi térfogatú zárt térbe érkező és abból távozó energiák legyenek csak x irányúak:



4. ábra: Az elemi térfogatú tér energiaáramai

- A vizsgált térrészbe belépő energiaáram:

$$dQ_{Bex} = -\lambda \cdot F \cdot \frac{\partial T}{\partial x} \cdot d\tau = -\lambda \cdot dy \cdot dz \cdot \frac{\partial T}{\partial x} \cdot d\tau \quad (2.2.2.1)$$

- A vizsgált térrészből kilépő energiaáram:

$$dQ_{Kix} = dQ_{Bex} + \frac{\partial(dQ_{Bex})}{\partial x} \cdot dx \quad (2.2.2.2)$$

$$dQ_{Kix} = -\lambda \cdot dy \cdot dz \cdot \frac{\partial T}{\partial x} \cdot d\tau - \lambda \cdot dy \cdot dz \cdot \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \cdot dx \cdot d\tau \quad (2.2.2.3)$$

- A vizsgált térrész energiája:

$$dQ_{TÉR} = c \cdot \rho \cdot dV \cdot \frac{\partial T}{\partial \tau} \cdot d\tau = c \cdot \rho \cdot dx \cdot dy \cdot dz \cdot \frac{\partial T}{\partial \tau} \cdot d\tau \quad (2.2.2.4)$$

- A térrész energiája megegyezik az abba belépő és abból kilépő energiaáramok különbségével:

$$dQ_{TÉR} = dQ_{Bex} - dQ_{Kix} \quad (2.2.2.5)$$

$$c \cdot \rho \cdot dx \cdot dy \cdot dz \cdot \frac{\partial T}{\partial \tau} \cdot d\tau = \lambda \cdot dy \cdot dz \cdot \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \cdot dx \cdot d\tau \quad (2.2.2.6)$$

$$c \cdot \rho \cdot \frac{\partial T}{\partial \tau} = \lambda \cdot \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \quad (2.2.2.7)$$

- Bevezetjük a hőmérsékletvezetési tényezőt:

$$a = \frac{\lambda}{c \cdot \rho} \quad (2.2.2.8)$$

- A hővezetés differenciál egyenlete x irányban tehát:

$$a \cdot \frac{\partial T}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \quad (2.2.2.9)$$

- A hővezetés differenciál egyenlete 3D-ben:

$$a \cdot \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) = \frac{\partial T}{\partial \tau} \quad (2.2.2.10)$$

$$a \cdot \Delta T = \frac{\partial T}{\partial \tau} \quad (2.2.2.11)$$

Tehát az időben változó hővezetést leíró differenciálegyenlet függ a hőmérsékletvezetési tényezőtől, a hővezetés jelensége alatt fennálló hőmérsékletektől és természetesen a folyamat időtartamától. [7]

2.3. Kovekció

2.3.1. A konvekció differenciálegyenlete

A Fourier II-es egyenlethez hasonlóan a konvekció esetén is levezethető egy, a jelenséget leíró differenciálegyenlet.

Az elemi térfogatú zárt térbe érkező és abból távozó energiák legyenek csak x irányúak:

- A vizsgált térrészbe belépő energiaáram:

$$dQ_{Bekx} = w_x \cdot \rho \cdot c \cdot t \cdot dz \cdot dy \cdot d\tau \quad (2.3.1.1)$$

- A vizsgált térrészből kilépő energiaáram:

$$dQ_{Kikx} = dQ_{Bekx} + \frac{\partial(dQ_{Bekx})}{\partial x} \cdot dx \quad (2.3.1.2)$$

$$\frac{\partial(dQ_{Bekx})}{\partial x} = c \cdot dz \cdot dy \cdot d\tau \cdot \frac{\partial(w_x \cdot \rho \cdot T)}{\partial x} \quad (2.3.1.3)$$

$$\frac{\partial(w_x \cdot \rho \cdot T)}{\partial x} = \rho \cdot T \cdot \frac{\partial w_x}{\partial x} + w_x \cdot \rho \cdot \frac{\partial T}{\partial x} \quad (2.3.1.4)$$

- A fenti egyenlet átírva 3D-s alakra:

$$\begin{aligned} \rho \cdot T \cdot \left(\frac{\partial w_x}{\partial x} + \frac{\partial w_y}{\partial y} + \frac{\partial w_z}{\partial z} \right) + \rho \cdot \left(w_x \cdot \frac{\partial T}{\partial x} + w_y \cdot \frac{\partial T}{\partial y} + w_z \cdot \frac{\partial T}{\partial z} \right) = \\ = \rho \cdot T \cdot \text{div} \vec{w} + \rho \cdot w \cdot \nabla T \end{aligned} \quad (2.3.1.5)$$

ahol $\text{div} \vec{w} = 0$, mivel a rendszer, forrásoktól és nyelőktől mentes.

$$\rho \cdot T \cdot \text{div} \vec{w} + \rho \cdot w \cdot \nabla T = \rho \cdot w \cdot \nabla T \quad (2.3.1.6)$$

- A vizsgált térrészből kilépő energiaáram 3D-ben:

$$dQ_{Kik} = dQ_{Bek} + c \cdot dz \cdot dy \cdot dx \cdot \rho \cdot w \cdot \nabla T \cdot d\tau \quad (2.3.1.7)$$

- A vizsgált térrész energiája:

$$dQ_{TÉrk} = c \cdot \rho \cdot dV \cdot \frac{\partial T}{\partial \tau} \cdot d\tau = c \cdot \rho \cdot dx \cdot dy \cdot dz \cdot \frac{\partial T}{\partial \tau} \cdot d\tau \quad (2.3.1.8)$$

- A térrész energiája megegyezik az abba belépő és abból kilépő energiaáramok különbségével:

$$dQ_{TÉrk} = dQ_{Bek} - dQ_{Kik} \quad (2.3.1.9)$$

$$c \cdot \rho \cdot dx \cdot dy \cdot dz \cdot \frac{\partial T}{\partial \tau} \cdot d\tau = - c \cdot dz \cdot dy \cdot dx \cdot \rho \cdot w \cdot \nabla T \cdot d\tau \quad (2.3.1.10)$$

- Tiszta konvekció esetén az egyenlet a következőképpen alakul:

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} = - w \cdot \nabla T \quad (2.3.1.11)$$

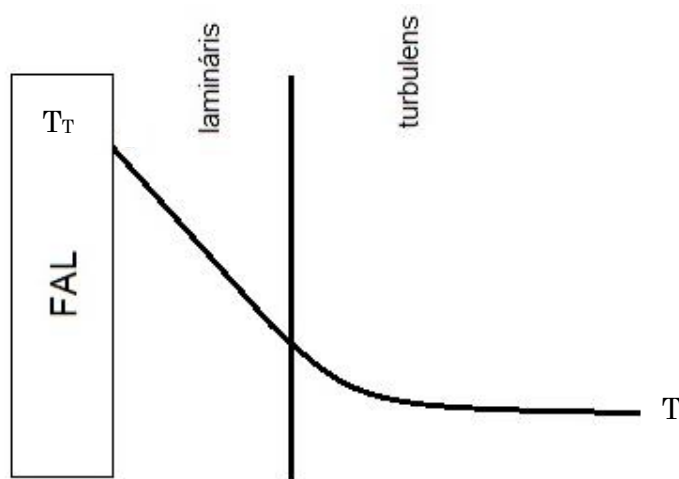
Tiszta konvekció esetén az azt leíró differenciálegyenlet függ a fennálló hőmérsékletektől, az áramlási sebességtől és a folyamat időtartamától.[7]

2.3.2. Együttes hővezetés és konvekció, a Fourier-Kirchoff egyenlet

Azért kell beszélnünk az együttes hővezetés és konvekció jelenségéről, mert a fal mellett áramló közegben, a fal mellett egy δ vastagságú rétegben, hővezetés jön létre, a rétegen kívül pedig hőátadás.

Legyen a fal hőmérséklete T_T , a fal mellett áramló közeg átlagos hőmérséklete pedig T . A faltól távolodva az áramló közeg hőmérséklete monoton változik. A fal melletti lamináris határrétegben a hőmérsékletváltozás nagyobb, mint a közeg belsejében, ahol az áramlási turbulencia miatt a hőmérséklet gyorsabban kiegyenlítődik.

A lamináris határrétegben hővezetés van.



5. ábra: Hőmérséklet-változás a fal környezetében

Az elemi felületen átmenő hőmennyiség Newton tapasztalati törvényével írható fel:

$$dQ = \alpha \cdot dF \cdot (T_T - T) \cdot dt \quad (2.3.2.1)$$

ahol: Q : a hőáram [W]

α : a hőátadási tényező tényező [W/m^2K]

F : a keresztmetszet [m^2]

T_T : a falhőmérséklet

T : az áramló közeg átlagos hőmérséklete

τ : az idő [s]

A hővezetés és a konvekció együttes differenciálegyenletét úgy kapjuk, hogy a tiszta hővezetésre és a tiszta konvekcióra vonatkozó differenciálegyenleteket összevonjuk, így [7]:

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} = \alpha \cdot \Delta t - w \cdot \nabla T \quad (2.3.2.2)$$

2.3.3. Hőátadás halmazállapot-változás nélkül

Amikor a hőátadást csoportosítjuk, az egyik nagy csoport azokat a konvekciós jelenségeket sorakoztatja fel, amelyek során a folyamat anélkül megy végbe, hogy az áramló anyag halmazállapota megváltozna.

A. Szabadáramlás (természetes konvekció):

Szabadáramlás esetén a hajtóerőt a sűrűségkülönbség biztosítja, amivel nem lehet nagy hőátadási tényezőket elérni, a értéke nagyjából a 10-40 W/m²K-es intervallumba fog esni. A hőátadás a felület méreteitől, az áramló fluidum anyagjellemzőitől és a hőmérséklettől függ.

A hőátadási tényező meghatározásánál szükségünk van az úgynevezett Nusselt-számra, amely minden áramlási forma esetén máshogy alakul. Szabadáramlásnál a Prandtl-szám és a Grashof-szám függvénye. [7]

$$\alpha = \frac{\text{Nu} \cdot \lambda}{d} \quad (2.3.3.1)$$

$$\text{Pr} = \frac{\nu}{a} \quad (2.3.3.2)$$

$$\text{Gr} = \frac{g \cdot d^3 \cdot \rho^2}{\eta^2} \cdot \beta \cdot \Delta T \quad (2.3.3.3)$$

ahol: λ : a fluidum hővezetési tényezője [W/mK]

ν : a fluidum kinematikai viszkozitása [St]

a : a hőmérséklet-vezetési tényező [m²/s]

g : a gravitációs gyorsulás [m/s²]

d : a jellemző geometriai méret [m]

ρ : a fluidum sűrűsége közepes hőmérsékleten [kg/m³]

η : a fluidum dinamikai viszkozitása [Pas]

β : a köbös hőtágulási tényező [1/K]

ΔT : a hőmérsékletkülönbség [K]

$$\text{Nu} = C_{sz} \cdot (\text{Pr} \cdot \text{Gr})^n \quad (2.3.3.4)$$

1. táblázat: C_{sz} és n értéke

Áramlás	Feltétel	C_{sz}	n
lamináris	$\text{Pr} \cdot \text{Gr} < 500$	1,18	0,125
átmeneti	$500 < \text{Pr} \cdot \text{Gr} < 2 \cdot 10^7$	0,54	0,25
turbulens	$2 \cdot 10^7 < \text{Pr} \cdot \text{Gr}$	0,135	0,33

B. Kényszerkonvekciós áramlás csőben:

a) Lamináris áramlás:

Lamináris áramlásról akkor beszélünk, ha a Reynolds-szám nem haladja meg a 2320-as értéket. A Reynolds-szám az áramlás jellegére vonatkozó hasonlósági kritérium, melynek számítása a következő:

$$Re = \frac{w \cdot d \cdot \rho}{\eta} \quad (2.3.3.4)$$

ahol: w : a fluidum áramlási sebessége [m/s]

Az áramlás örvénymentes. A hőátadási tényező értéke a száz-as nagyságrendbe esik.

Teljesen tiszta lamináris áramlás esetén szabályos (parabola) sebességprofilunk kapunk, és ekkor az a kiszámításához szükséges Nusselt-szám értéke 3,65-höz tart. A teljesen tiszta lamináris áramlás kialakulását megelőzi egy szakasz, amelyet a lamináris áramlás kialakulási hosszának nevezünk. Jele l_h , értékének meghatározása, a következőképpen alakul:

$$l_h = 0,03 \cdot Re \cdot d \quad (2.3.3.5)$$

Ezen a szakaszon belül van örvénykialakulás, így a Nusselt-szám meghatározása is változik. A Nusselt-szám ebben az esetben a Pecklet-szám függvénye.

$$Pe = \frac{w \cdot d}{a} \quad (2.3.3.6)$$

b) Turbulens áramlás:

Turbulens áramlásról akkor beszélünk, ha a Reynolds-szám meghaladja a 10000-es értéket. A hőátadási tényező értéke a 3000-4000-es nagyságrendbe esik, a számításához szükséges Nusselt-szám pedig a Reynolds-szám és a Prandtl-szám függvényeként adódik.

c) Átmeneti áramlás:

Átmeneti áramlásról akkor beszélünk, ha a Reynolds-szám értéke 2320 és 10000 közé esik. A hőátadási tényező ebben az esetben a lamináris esetben meghatározott érték közel kétszerese, a számításához szükséges Nusselt-szám pedig a Reynolds-szám és a Prandtl-szám függvényeként adódik.

d) Kényszerkonvekció csőkégyőben:

Ebben az esetben az egyenes csőre meghatározott Nusselt-szám értéket korrigálni kell, mivel a folyadék ilyenkor kap egy plusz perdületet, amitől több örvény keletkezik. [7]

2.3.4. Hőátadás halmazállapot-változással

A hőátadás másik nagy csoportjába azok a jelenségek sorolhatók, melyek során a vizsgált közeg halmazállapota megváltozik a lejátszódó folyamat során.

A. Kondenzációs hőátadás:

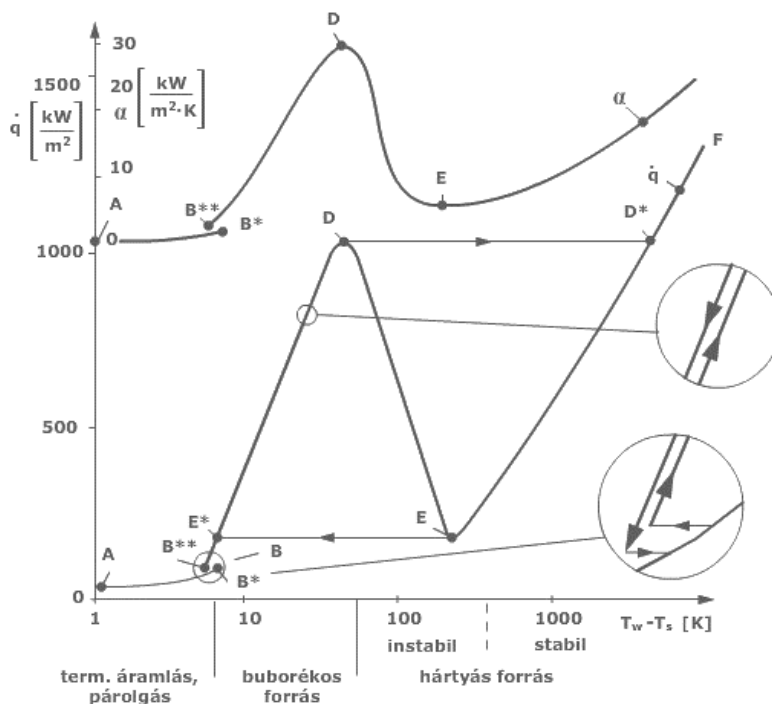
Amikor a gőz a telítési hőmérsékleténél alacsonyabb hőmérsékletű felülettel találkozik, akkor lekondenzál. A kondenzációnak két típusa ismert, a film- és a cseppkondenzáció. Cseppkondenzáció esetén a hőátadó felületet csak részben borítja a kondenzátum. Ahogy egyre több gőz kondenzál le, a felületen lévő cseppek növekednek, majd leszakadnak és legördülnek, miközben magukkal ragadják az útjukba kerülő cseppeket. Ebben az esetben a gőz és a hideg felület között igen nagy hőtranszport alakul ki. Sajnos a cseppkondenzáció igen kis ideig tartható fent, mivel a sok csepp, ahogy összeolvad, egy folyadékfilmet eredményez a felületen, így létrehozva a filmkondenzáció jelenségét.

A filmkondenzáció esetén a folyadékfilm paraméterei határozzák meg az egész hőátadási folyamatot. A folyadékfilm ugyan nagy ellenállást eredményez, de még így is ez a hőátadási folyamat biztosítja a legjobb hőtranszportot. [7]

B. Hőátadás forralásnál:

A folyadék-gőz fázisátalakulás sok technológia alapvető folyamata. Forralás során a folyadék-gőz fázisátalakulás a felszín alatt megy végbe, és az ekkor keletkező gőz buborékok formájában áramlik át a folyadékon. A nagy térfogatban történő forralásnál a folyadék áramlását döntően a buborékok mozgása okozza.

Azt a hőmérsékletet, amelyen a gőz- és a folyadék fázis egyensúlyban van, a folyadék nyomása határozza meg. A forralás során azonban a fűtőfelülettel érintkező folyadékfilm hőmérséklete ennél magasabb értékű, a folyadék túlhevített állapotban van. A fűtőfelület hőmérséklete egy vékony (néhány mm-es) rétegben lecsökken a telítési hőmérsékletet megközelítő értékig. A folyadék jelentős része ekkor is közel azonos hőmérsékletű, de csak a felszín felett összegyűlt gőzfázis lesz ténylegesen telítési hőmérsékletű. A fűtött felületről a forrásban lévő közeg felé irányuló hőterjedés folyamatát két lépcsőre bonthatjuk. Először a felülettel érintkező folyadékot a fűtött felülettől átvett energia túlhevíti, majd a túlhevített folyadékból fázisátalakulással a hő gyakorlatilag ellenállás nélkül jut a gőzbuborékba. A fűtött felületről a gőzfázis felé a közvetlen hőterjedés elhanyagolható, így a forrásos hőátadás mértékét a fűtött felület és a túlhevített folyadékréteg közötti hőellenállás határozza meg.



6. ábra: A hőáramsűrűség és a hőmérséklet-különbség közötti kapcsolat [12]

Részletesebben a forrás a következő szakaszokra bontható:

- *A természetes áramlás szakasza:* A fűtött felületen kialakul egy hőmérsékleti gradiens, amely olyan természetes áramlást idéz elő, ami a hőt a felszínhez szállítja. Amikor az áramlás eléri a felszínt, párolgást és így gőzképződést idéz elő. A hőátadást a természetes áramlás határozza meg, melynek következtében a hőáramsűrűség értéke viszonylag kicsi lesz.
- *A buborékos forrás szakasza:* Akkor alakul ki, amikor a hőáramsűrűség, elég nagy ahhoz, hogy a fűtött felületen a buborékképződés meginduljon. Ha a hőáramsűrűséget tovább növeljük, akkor a buborékképződés is egyre intenzívebb lesz. A hőátadást a buborékok képződése és mozgása határozza meg.
- *Stabil filmforrás, vagy Leidenfrost-jelenség:* A jelenség akkor következik be, amikor a hőáramsűrűség már olyan nagy, hogy a fűtött felületen a buborékok képződése annyira erőteljessé válik, hogy azok összeállnak egy összefüggő, stabil hőszigetelő gőzhártyává. A keletkező gőzréteg hővezetése nagyon rossz, így megnő a felület túlhevítettsége. Amennyiben csökkentjük a hőterhelést, csökken a hőáramsűrűség, ami, ha elér egy bizonyos értéket, a gőzhártya a felületről leszakad, s ekkor a hőmérséklet hirtelen lecsökken, és újra megindul a buborékos forralás. Stabil filmforrás esetén a hőátadást a gőzhártyán belüli konvekció és a rajta keresztül történő hővezetés, valamint a fűtőfelület hősugárzása határozza meg.

- *Instabil filmforrás:* Állandó hőmérsékleten tartott felülettel valósítható meg. A fűtött felületet borító gőzhártya nagy darabjai időnként leszakadnak, és a felület ilyenkor részlegesen nedvesítetté válik.

A gyakorlatban az utóbbi két esetet érdemes elkerülni.

A nagy térfogatban történő buborékos forrás esetén a felületi hőáramsűrűség a Roshenow-féle összefüggéssel határozható meg:

$$q_f = \eta_f \cdot \left[\frac{g \cdot (\rho_F - \rho_G)}{\sigma_f} \right]^{0,5} \cdot \left[\frac{c_F \cdot (T_w - T_s)}{C_{ff} \cdot r \cdot Pr_F^{1/4}} \right]^3 \quad (2.3.4.1)$$

ahol: η_F : a folyadék dinamikai viszkozitása [Pa·s]

ρ_F : a folyadék sűrűsége [kg/m³]

ρ_G : a gőz sűrűsége [kg/m³]

σ_f : a felületi feszültség [N/m]

c_F : a folyadék fajhője [J/kgK]

T_w : a fűtött felület hőmérséklete [K]

T_s : a telítési hőmérséklet adott nyomáson [K]

C_{ff} : a felület-folyadék párosára vonatkozó együttható [-]

Pr_F : a folyadék Prandtl-száma [-]

n_{ff} : a felület-folyadék párosra jellemző kitevő [-]

Felírható a kritikus hőterhelés is, amelyet Kutateladze és Zuber fogalmazták meg:

$$q_{krit} = C_{geom} \cdot r \cdot [\sigma_f \cdot g \cdot \rho_G^2 \cdot (\rho_F - \rho_G)]^{0,25} \quad (2.3.4.2)$$

ahol C_{geom} együttható értéke sík felület esetén 0,149; hengeres felületre 0,12; gömbre 0,11.

A hőátadási tényező meghatározására egzakt képlet nincs, számítása függ a forralandó anyagtól és a forraló felülettől.

A hőátadási tényező értéke számítható a Fábry-féle összefüggéssel, amely a következő:

$$\alpha = 88 \cdot C_f \cdot \vartheta^2 \cdot p^{0,6} \quad (2.3.4.3)$$

ahol C_f : korrekciós tényező, melynek értéke az anyagjellemzőktől függ, víz esetén pedig értéke: 1.

ϑ : a falhőmérséklet és a folyadék közepes hőmérsékletének különbsége [K]

p : a nyomás [bar] [12]

2.4. Hősugárzás

A hősugárzás független a hőt elnyelő vagy kibocsátó test vastagságától, viszont függ annak hőmérsékletétől, a geometriai viszonyaitól, a felület szerkezetétől és tulajdonságaitól. A sugárzás minden törvénye a hősugárzásra is érvényes, tehát a hősugárzás valamennyi testre nézve jellemző és az energiát minden test folyamatosan sugározza.

Ez az energia egy másik testben vagy elnyelődik, vagy visszaverődik róla, vagy áthalad rajta. Amennyiben a testre érkező energia teljes egészében elnyelődik abszolút fekete testről, ha visszaverődik róla, akkor tükröző- vagy abszolút fehér testről, ha áthalad rajta, úgy abszolút átbocsátó- vagy átlátszó testről beszélünk.

A hősugárzás alaptörvénye a Stefan-Boltzmann törvény, ami a testek által kibocsátott vagy elnyelt hőenergiát írja le:

$$Q_{\max} = \delta \cdot F \cdot T^4 \quad (2.4.1)$$

ahol F : a sugárzásnak kitett felület [m^2]

T : a hőmérséklet [K]

δ : a Stefan-Boltzman-féle állandó ($= 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ W/m}^2\text{K}^4$)

Ennyi energiát csak egy tökéletesen sugárzó test tud kibocsátani, azaz egy tökéletesen fekete test. A valóságban ennek az értéknek csak egy részét képesek a testek „kisugározni”, ezeket a testeket szürke testeknek nevezzük. A fekete és szürke testek emissziós értékének arányát pedig emissziós tényezőnek, vagy feketeségi foknak nevezzük. A feketeségi fok tehát azt fejezi ki, hogy a sugárzó testünk az abszolút fekete testhez viszonyítva a hőenergia hányad részét emittálja.

Reális testek sugárzásakor a Q hőáram:

$$Q_{\max} = \varepsilon \cdot \delta \cdot A \cdot T^4 \quad (2.4.2)$$

ahol ε az ún. emissziós ill. abszorpciós tényező ($\varepsilon < 1$). Mivel a test felülete egyidejűleg kibocsát és el is nyel hőt, ezért a Q hőáram az alábbi formulával adható meg:

$$Q_{\max} = \varepsilon \cdot \delta \cdot A \cdot (T_w^4 - T_K^4) \quad (2.4.3)$$

ahol T_K a környezet hőmérséklete. Feltételezzük, hogy az ε emissziós tényező ill. az abszorpciós tényező értéke azonos. [14]

A vákuum jelenségét leszámítva, a hősugárzás a konvektív hőátadással együttesen lép fel. A konvektív hőátadás lehet természetes vagy kényszerített. Egységes felületi hőmérsékletnél itt is a Stefan-Boltzmann-törvény használható a hősugárzás számítására. Az összes hőátvitelt a sugárzási- és a konvektív hőáramok összege adja. Ennek értelmében a hőáramok a következőképpen alakulnak:

- A konvektív hőáram:

$$Q_{\text{konv}} = \alpha \cdot F \cdot (T_w - T_K) \quad (2.4.4)$$

- A sugárzásos hőáram α_{rad} sugárzási hőátadási tényező alaki bevezetésével:

$$Q_{\text{rad}} = \alpha_{\text{rad}} \cdot F \cdot (T_w - T_K) \quad (2.4.5)$$

- Az összes hőáram:

$$Q_{\text{össz}} = Q_{\text{konv}} + Q_{\text{rad}} = (\alpha + \alpha_{\text{rad}}) \cdot F \cdot (T_w - T_K) \quad (2.4.6)$$

Külön kell kezelni a gázok hősugárzását a szilárd testekétől, hiszen azok jelentősen eltérnek egymástól, ugyanis sok három- és többatomos gáz az egyes hullámsávokban elnyeli, illetve ugyanezen sávokban képes ki is bocsátani a hősugarakat. A gázok szelektív hősugárzása az abszolút hőmérséklettől, a gáz parciális nyomásától és a rétegvastagságtól függ. [15]

3. Folyadék-gőz egyensúlyok

Ebben a fejezetben a felhevülő tartályban lejátszódó folyamatok megismeréséhez szükséges egyensúlyi feltételekről írok. Feltételezzük, hogy a tartályban egy tiszta, egy komponensű anyag található, így a következőkben erre az esetre korlátozom a folyamatok ismertetését.

3.1. Fázisegyensúlyok

Általánosan az egyensúly feltétele az, hogy a rendszert leíró függvény deriváltja legyen zérus. Ha a hőmérséklet a szempontjából vagyunk kíváncsiak a rendszeregyensúlyra, akkor természetesen a feltétel leszűkül arra, hogy az adott hőmérséklet függvény deriváltja 0 legyen.

A környezetben minden magától beinduló folyamat az egyensúlyra törekszik.

A fázisegyensúlyokat a következőképpen csoportosíthatjuk:

- Gőz-folyadék rendszerek egyensúlya
- Gáz-folyadék rendszerek egyensúlya
- Szilárd-gáz rendszerek egyensúlya
- Szilárd-folyadék rendszerek egyensúlya
- Folyadék-folyadék rendszerek egyensúlya

Az egyensúlyok jellemzésére két módszer létezik az egyik a kvantitatív-, a másik a kvalitatív jellemzés.

A. Egyensúlyok kvantitatív jellemzése:

Ebben az esetben a Gibbs-féle fázisszabályt alkalmazzuk, amely a következőképpen néz ki:

$$F_{\text{Gibbs}} + S_{\text{ZGibbs}} = K_{\text{Gibbs}} + 2 \quad (3.1.1)$$

ahol F_{Gibbs} : a fázisok száma

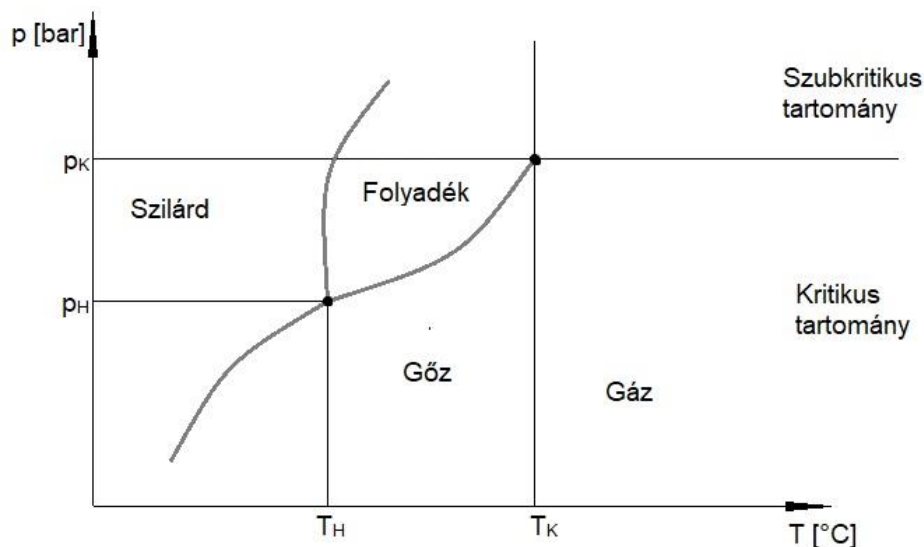
S_{ZGibbs} : a szabadságfokok száma

K_{Gibbs} : a komponensek azáma

A szabadsági fokok száma megegyezik az ismeretlenek számának és a felírható egyenletek számának különbségével.

A +2-es tag az intenzív paramétereket jelzi. [17]

B. Egyensúlyok kvalitatív jellemzése:



7. ábra: Egykomponensű rendszerek fázisdiagramja

Amennyiben egy tetszőlegesen kiválasztott közeg összes fázisgörbéjét ábrázoljuk a p - T síkon, megkapjuk annak fázisdiagramját. Ez a diagram tartalmaz minden, a közegre jellemző, elsőrendű fázisátalakulással kapcsolatos információt. A 7. ábra egy ilyen fázisdiagramot mutat. A folyadék és a gőz fázisok közötti görbét forrponti- vagy harmatponti görbének, a szilárd és a folyadék fázisok közötti görbét olvadáspont- vagy fagyáspont görbének, míg a szilárd és gőz fázisok közötti görbét szublimációs görbének nevezzük egy komponensű anyagok esetében. A harmatpont- vagy forrpont görbe és a szublimációs görbe meredeksége mindig pozitív, azaz a növekvő telítési nyomáshoz növekvő telítési hőmérséklet tartozik. Az olvadáspont- vagy fagyáspont görbe meredeksége ezzel szemben lehet pozitív és negatív is. Fontos megjegyezni, hogy az egyes fázisgörbék átlépéséhez látens hőt kell közölnünk a rendszerrel.

A közeg p - T síkon ábrázolt fázisgörbéi az úgynevezett hármaspontban találkoznak. Ebben a pontban az anyag három fázisa termodinamikai egyensúlyban van egymással. A hármaspont minden anyag esetében adott nyomás-hőmérséklet párhoz tartozik, így jól definiálható és reprodukálható. Az egyes anyagok hármasponti hőmérsékleteit a hőfokskálák kialakításánál használják fel.

A harmatpont görbe a hármaspontból indul, és minden esetben egy jól meghatározott hőmérsékletig tart, amelyet kritikus hőmérsékletnek nevezünk. A kritikus pont felett nem lehet különbséget tenni a folyadék- és a gőzállapot között, mivel e pontban a gőz sűrűsége eléri a vele egyensúlyban lévő folyadékfázis sűrűségét. A kritikus pont a közegre jellemző pont, amelyet a hozzátartozó kritikus nyomás vagy kritikus hőmérséklet egyértelműen megad. A párologáshő ehhez a ponthoz érve nullává válik. Fontos ismernünk a kritikus pont nyomását és hőmérsékletét, mert így fel tudjuk állítani az állapotegyenleteket.

Megállapodás alapján a kritikus hőmérséklet alatti hőmérsékletű légnemű fázist gőznek, az efölötti hőmérsékletűt gáznak nevezzük. [12]

3.2. Egy komponensű gőz-folyadék egyensúly

Ha a folyadék és a gőz tiszta, vagyis csak egy molekuláris komponensből áll, és nem tartalmaz szennyeződések, akkor a két fázis közötti egyensúlyi állapotot a következő egyenletek írják le:

$$p_F = p_G \quad (3.2.1)$$

$$T_F = T_G \quad (3.2.2)$$

$$G_F = G_G \quad (3.2.3)$$

ahol p_F és p_G a folyadék és a gőz nyomása, T_F és T_G a folyadék és a gőzfázis hőmérséklete a G_F és a G_G pedig az egyes fázisok Gibbs-féle szabad entalpiái.

Tehát a két fázis nyomása, hőmérséklete és Gibbs-féle szabad entalpiája azonos abban az esetben, ha egyensúlyban vannak. [1]

Ha a keverékben csak egyetlen komponens van, mint esetemben, akkor csak egy lehetséges hőmérséklet van (egy adott nyomáson), amelyre a fázis egyensúly lehetséges. Például a víz normál nyomáson (1 atm) csak 100 ° C-on maradhat egyensúlyban.

Egy adott hőmérsékleten azt az egyedi nyomást, amelyen a tiszta folyadék forrni kezd, gőznyomásnak nevezzük. A gőznyomás az a minimális nyomás, amely a folyadék folyadékfázisban tartásához szüksége. Ha a légköri nyomás magasabb, mint a gőznyomás, akkor a folyadék nem fog forrni. A gőznyomás erősen függ a hőmérséklettől. Egy komponensű gőz-folyadék rendszerek esetén az anyag gőznyomása legegyszerűbben az Antoine-egyenlettel határozható meg. Ez a formula csak ideálisnak tekintett gázoknál ad pontos eredményt. Alakja a következő:

$$\lg_{10} p = A - \frac{B}{T + C} \quad (3.2.4)$$

ahol: p : az anyag gőznyomása [bar]

T : a hőmérséklet [K]

A, B, C : az anyagtól függő Antoine-állandók

Az Antoine-egyenlet általában nem használható a teljes telített gőznyomás-görbe leírására. Ezt úgy küszöbölik ki, hogy egy komponenshez több paraméterkészletet használnak. Egy alacsony nyomású paraméterkészletet használunk a gőznyomás-görbe leírására a normál forráspontig, a második paraméterkészletet pedig a normál forráspont és a kritikus pont közötti tartományban használjuk. [2] [3]

4. BLEVE

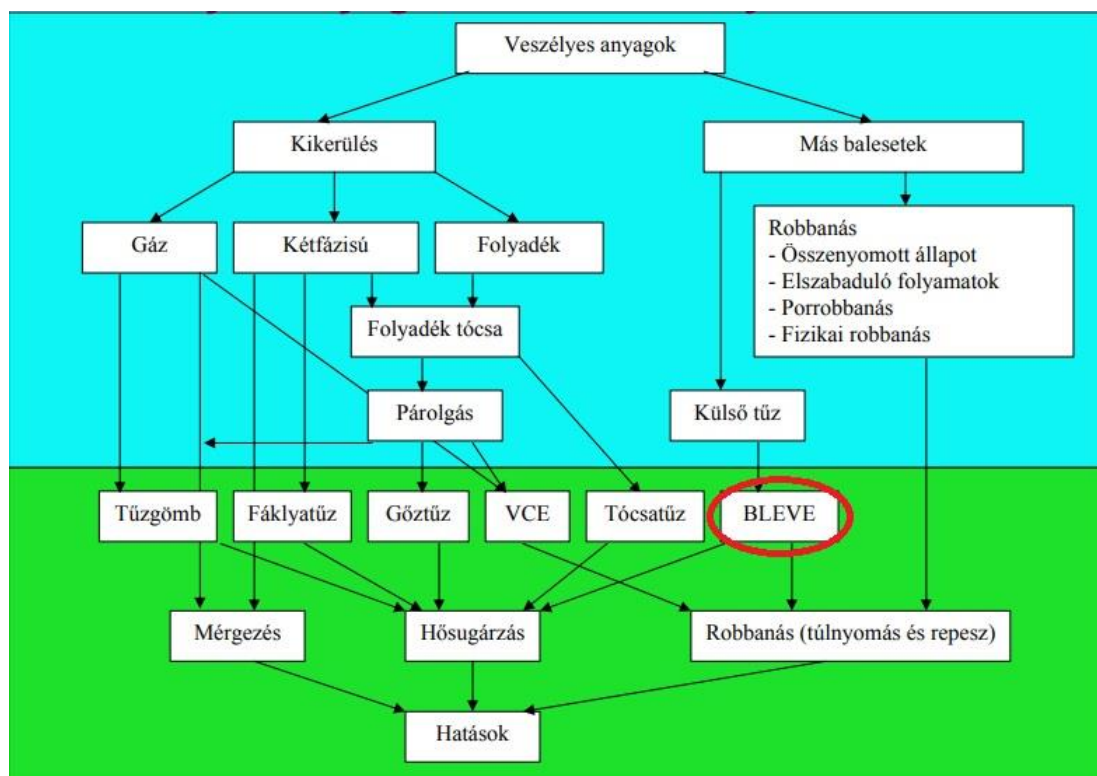


8. ábra: BLEVE jelentése [9]

BLEVE alatt egy gyors fázisátalakulást értünk, amely során a légköri forráspont feletti folyadék nyomása hirtelen lecsökken, ami majdnem azonnali átmenetet eredményez a folyadék- és a gőzfázis között, ennek következtében hatalmas energia szabadul fel.

A forró folyadék robbanásszerű elpárolgása az egyik legsúlyosabb baleset, amely a feldolgozóiparban vagy a veszélyes anyagok szállításakor előfordulhat.

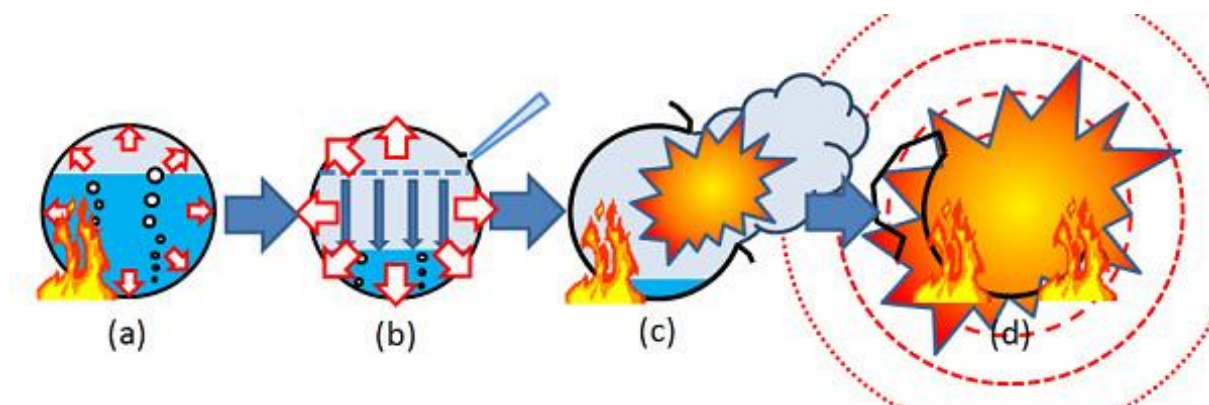
A következő ábra a veszélyes anyagok környezetbe jutásának jelenségeit részletezi, amelyen jól látható, hol is helyezkedik el az általunk vizsgált jelenség.



9. ábra: Veszélyes anyagok jelenségei [13]

Szigorúan véve, ezek a robbanások nem feltétlenül járnak termikus hatással. A legtöbb esetben azonban az érintett anyag olyan gyúlékony folyadék, amely a robbanás után tűzgolyót eredményez.

A külső hőhatásnak kitett tartály a nyomásnövekedés következtében felhasad. A hirtelen nyomáscsökkenés nagysebességű párolgáshoz vezet a tartályon belüli folyadék hirtelen vált át gáz vagy gőz állapotba. Az így képződött gyulladás-képes elegy begyulladásra robbanási sebességű (több száz m/s-os), a létrejövő térfogat-növekedés akár a 2000-szeres értéket is elérheti. A lökéshullám pusztító hatással van a környezetre és az emberi szervezetre, továbbá a fellépő hő-terhelés, valamint a repeszek okoznak sérüléseket. A fizikai erő, amely hatására a BLEVE bekövetkezik, a folyadék gőztágulása a tartályban. Az LPG térfogat növekedése 250-szerese a folyadék állapot térfogatának, a víz 1700-szorosára tágul az eredeti térfogatának.



10. ábra: BLEVE bekövetkezése [9]

A BLEVE az alábbi veszélyeket jeleníti meg:

- Tűzlabda termikus sugárzással
- Lövedékek és jelentős repeszhatás
- Tartályalkatrész robbanás
- Kisebb lökéshullámok okozta túlnyomás

Ha az érintett anyag nem éghető, akkor a robbanás csak nyomáshullámot és repeszhatást fog okozni. Ha azonban az anyag tüzelőanyag, amint ez a feldolgozóiparban gyakran előfordul, akkor a robbanás során felszabaduló folyadék/gáz keveréke valószínűleg meggyullad, és tűzlabdát eredményez. [9]

A nagy hőhatásnak kitett tartály üzemeltetési ideje növelhető különböző módszerekkel, ezzel lehetővé téve azt, hogy nagyobb időmennyiség álljon rendelkezésünkre a tönkremenetel/katasztrófa bekövetkezéséig. A hőhatás ellen kétféleképpen védekezhetünk, passzív-, vagy aktív védelemmel.

- *Passzív védelem:*

Ebben az esetben csak az acélszerkezetet módosítjuk, vagyis vagy megnöveljük a falvastagságot, vagy pedig jobb acélminőséget alkalmazunk.

- *Aktív védelem:*

Ebben az esetben tűzvédelmi borításokat használunk, melyek lehetnek szórással, fúvással felvitt bevonatok, illetve habosodó festékek.

5. Biztonsági szelepek

A nyomáshatároló berendezések feladata, a nyomástartó edényben létrejövő veszélyes túlnyomás kialakulásának megelőzése.

A nyomáshatárolóknak több fajtája létezik, amik a következők:

- Biztonsági szelepek;
- Hasadó tárcsák;
- Szippantó szelep;
- Robbanóajtó (kazán tűztérnél, szénórlő malomnál).

A nyomáshatároló kiválasztásának szempontjai:

- A nyomásnövekedés karakterisztikája;
- A lefúvandó közeg tulajdonságai;
- A szükséges lefúvóteljesítmény és nyitónyomás nagysága;
- Gazdaságossági szempontok.

Mivel a vizsgált tűzbe került tartály biztonsági szeleppel van felszerelve, így a nyomáshatárolókon belül ebben a fejezetben a biztonsági szelepek leírása kerül előtérbe.

Biztonsági szelepek csoportosítása:

- A szelep záróelemének terhelési módja szerint:
 - Mechanikus terhelésű:
 - Rugó terhelésű (közvetlen/közvetett);
 - Súly terhelésű;
 - Pneumatikus vagy hidraulikus terhelésű;
 - Vegyes terhelésű.
- A szelep záróelemének elmozdulása szerint:
 - Nyomásváltozással arányosan működő (elsősorban folyadékok lefúvására);
 - Nyomásváltozással nem arányosan (lökésszerűen) működő.
- A szelep záróelemének emelkedése szerint:
 - Arányos emelkedésű (a nyitás után max. 10%-os nyomásnövekedésen belül eléri a max. emelkedést);
 - Normál emelkedésű (olyan, mint az arányos, de nincs követelmény a nyitókarakteristikára);
 - Teljes emelkedésű (nyitást követően 5% nyomásnövekedésen belül lökésszerűen nyit, a lökésszerű nyitás pillanatáig elmozdulása nem haladhatja meg a teljes löket 20%-át).

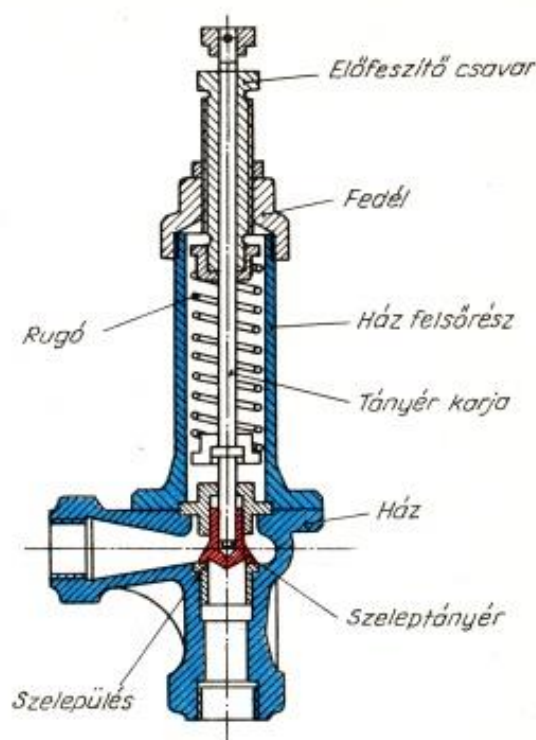
- A szelepház kialakítása szerint:
 - Zárt házú, ellennyomásra érzékeny
 - Zárt házú, ellennyomásra nem érzékeny
 - Nyitott házú

A biztonsági szeleppel szemben támasztott követelmények:

- A szükséges nyomáson nyisson.
- Nyitás előtt tömören zárjon.
- Nyitás után a megengedett nyomásnövekedésen belül tegye szabaddá a lefúvó keresztmetszetet.
- Nyitáskor a biztonsági szelep ne rezegjen, csattogjon.
- A túlnyomás kiváltó zavar megszűnése után, megengedett nyomáscsökkenésen belül zárjon.

A biztonsági szelepek ellenőrzése során:

- Meg kell állapítani, hogy azok száma, keresztmetszete, kivitelezési módja és elhelyezése megfelel-e a vonatkozó szabványok előírásainak és ellenőrizni kell a biztonsági szelep bizonylatát,
- El kell végezni a biztonsági szelep szerkezetének ellenőrzését, ellenőrizni kell az ellensúly nagyságát,
- Szelepnnyitási próbát kell végezni. [4]



11. ábra: Rugóterhelésű biztonsági szelep [5]

A biztonsági szelepek kiválasztásának fő szempontja az, hogy mekkora a lefúvatni kívánt tömegáram. A méretezés történhet szabványi számítások, gyártói ajánlások vagy áramlástan számítások alapján. A következőkben én az utóbbit ismertetem.

A számítás első lépéseként meg kell határozni a kritikus nyomásviszony értékét.

$$p_r = \left(\frac{2}{\kappa + 1} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}} \quad (5.1)$$

A képletben található κ tényező az úgynevezett izentropikus kitevő, melyet a következőképpen határozhatunk meg: c_p

$$\kappa = \frac{c_p}{c_v} \quad (5.2)$$

ahol c_p és c_v az állandó nyomáson illetve az állandó hőmérsékleten vett fajlagos hőkapacitása az adott anyagnak.

A következőkben két nyomást különböztetünk meg a belső nyomást, mely esetünkben a páratér nyomása, valamint a külső nyomást, ami az atmoszférikus nyomással fog megegyezni. Ezen nyomások hányadosát kell összehasonlítanunk a kritikus nyomásviszonnyal. Két esetet különböztetünk meg:

$$1. \text{ eset: } \frac{p_G}{p_{\text{atm}}} \leq p_r \text{ (kritikus eset)}$$

A gőz kezdeti sűrűsége a tartályból való kilépés előtt:

$$\rho_G = \frac{p_{\text{atm}} \cdot M}{R \cdot T \cdot Z} \quad (5.3)$$

A gőz kritikus sűrűsége:

$$\rho_{kr} = \rho_b \cdot \left(\frac{2}{\kappa + 1} \right)^{\frac{1}{\kappa - 1}} \quad (5.4)$$

A kritikus hőmérséklet:

$$T_{kr} = \frac{2 \cdot T_G}{\kappa + 1} \quad (5.5)$$

A kritikus gőzsebesség:

$$v_{kr} = \sqrt{\frac{\kappa \cdot R \cdot T_{kr}}{M}} \quad (5.6)$$

A lefújatható tömegáram:

$$\dot{m} = A_{le} \cdot \rho_{kr} \cdot v_{kr} \cdot C_v \quad (5.7)$$

$$2. \text{ eset: } \frac{p_G}{p_{\text{atm}}} > p_r$$

Ebben az esetben felvesszünk egy segédtényezőt, ami a végképlet felírását fogja megkönnyíteni:

$$\Psi = \sqrt{\frac{\kappa}{\kappa - 1} \cdot \left(\left(\frac{p_G}{p_{\text{atm}}} \right)^{\frac{2}{\kappa}} - \left(\frac{p_G}{p_{\text{atm}}} \right)^{\frac{\kappa + 1}{\kappa}} \right)} \quad (5.8)$$

A kezdeti gőzsűrűség kiszámítási módja megegyezik az *1. esetben* meghatározottakkal.

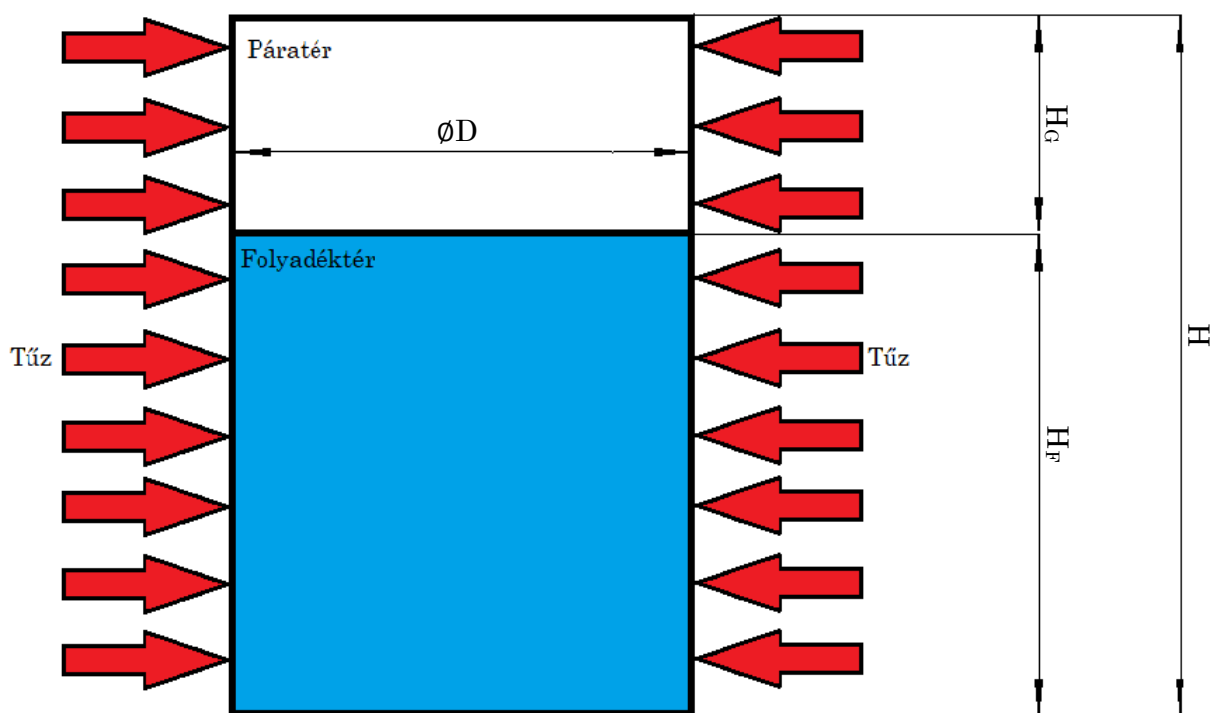
Így a lefúvatható tömegáram:

$$\dot{m} = A_{le} \cdot C_v \cdot \psi \cdot \sqrt{2 \cdot p_{atm} \cdot \rho_G} \quad (5.9)$$

6. Tűzbe került tartály matematikai modellje

A vizsgált tartály elrendezése függőleges és a számítások során csak a hengeres köpenyt tekintem hőátadó felületnek. A tartály anyaga homogén és izotróp.

Az általam ismertett matematikai modell csak abban az esetben ad valósághoz közeli eredményt, ha a páratér térfogata a folyadéktérhez viszonyítva elég kicsi, vagy, ha a tűz egyszerűen nem éri el a páratér magasságát, valamint akkor, amikor az API 521-ben leírtaknak megfelelően a lángmagasságot csak 7 méterig vesszük figyelembe, ám a páratér ezen magasságon felül helyezkedik el.



12. ábra: Álló hengeres tartály elrendezési vázlata

6.1. A hőátadó felületek kiszámítása:

A hőátadó felületek számítására azért van szükség, hogy kiszámíthassuk, az egyes terek között áramló hőmennyiségek nagyságát.

- A folyadéktér belső felülete:

$$A_{FB} = (D - 2 \cdot s) \cdot \pi \cdot H_F \quad (6.1.1)$$

- A folyadéktér külső felülete:

$$A_{FK} = D \cdot \pi \cdot H_F \quad (6.1.2)$$

- A páratér belső felülete:

$$A_{GB} = (D - 2 \cdot s) \cdot \pi \cdot H_G \quad (6.1.3)$$

- A páratér külső felülete:

$$A_{GK} = D \cdot \pi \cdot H_G \quad (6.1.4)$$

- A tartály teljes külső felülete:

$$A_T = A_{FK} + A_{GK} \quad (6.1.5)$$

- A két fázis érintkezési felülete:

$$A_{FG} = \frac{(D - 2 \cdot s)^2 \cdot \pi}{4} \quad (6.1.6)$$

6.2. A térfogatok kiszámítása

A térfogatok ismerete lehetővé teszi az egyes térrészek energiaváltozásának meghatározását.

- A folyadéktér térfogata:

$$V_F = \frac{(D - 2 \cdot s)^2 \cdot \pi}{4} \cdot H_F \quad (6.2.1)$$

- A páratér térfogata:

$$V_G = \frac{(D - 2 \cdot s)^2 \cdot \pi}{4} \cdot H_G \quad (6.2.2)$$

- A tartály teljes térfogata:

$$V_T = V_F + V_G \quad (6.2.3)$$

- A tartályfal térfogata:

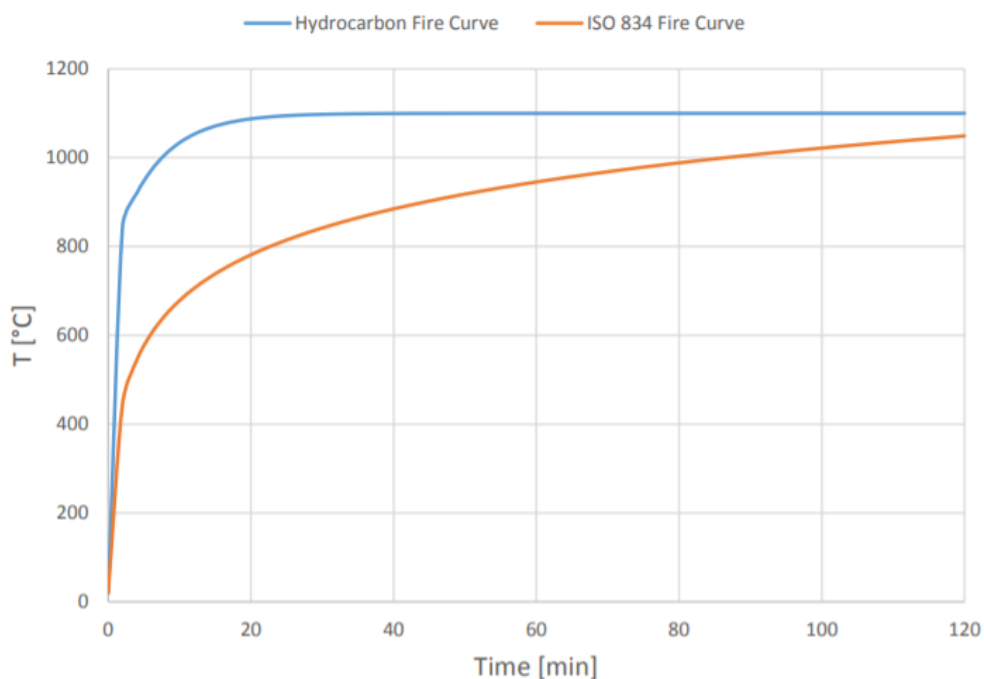
$$V_{fal} = \frac{[D^2 - (D - 2 \cdot s)^2] \cdot \pi}{4} \cdot H \quad (6.2.4)$$

6.3. Tűzgörbe

A vizsgált tartályt tűz veszi körül, melynek hőmérsékletváltozását, az úgynevezett tűzgörbe írja le.

A valódi tüzek három szakaszból állnak:

- *Növekedési szakasz:* az égés még csak a meggyulladás közvetlen környezetére korlátozódik. A szakasz végén következik be a teljes lángbaborulás.
- *Kifejlett tűz szakasza:* az égés a térfogat egészére kiterjed
- *Hanyatlási szakasz:* általános értelmezés szerint akkor beszélünk róla, ha a térfogat átlaghőmérséklete a csúcshőmérséklet 80%-ára csökken.



13. ábra: A szabványos tűzgörbe és a szénhidrogén égésgörbéjének összehasonlítása [8]

Azonban a legtöbb a nemzetközi szabvány, csupán a tűz fűtés közbeni viselkedésére utal. Ezek a görbék pedig nem jellemzik a tényleges tüzeseteket, ezért a szabványos tűzgörbe helyett a szénhidrogén égését leíró görbét fogom alapul venni a számításaimhoz. Amikor egy nyomástartó edény tűzbe kerül, a keletkezett tűznek nagy valószínűséggel valamilyen szénhidrogén égése az oka.

Az ábrán jól látszik, hogy a tűz hőmérséklete 7,5 perc után eléri az 1000 °C-ot és 30 perc után az 1100 °C-ot, és innen nem emelkedik tovább.

A szénhidrogén égési egyenlete:

$$T_K = 20 + 1080 \cdot (1 - 0,325 \cdot e^{-0,167 \cdot t} - 0,675 \cdot e^{-2,5 \cdot t}) \quad (6.3.1)$$

A számítások során feltételezhető, hogy az edényt teljesen elzárják a lángok. A tűz hőátadással és hősugárzással továbbítja a hőt az edény falára.

Az irodalom szerint a tűz hőátadással továbbított hőmennyisége a teljes hőmennyiség kisebbik részét képezi. A konvekciós hőátadási tényező (α_c) értéke 5-50 W /m²K tartományban vehető fel. A sugárzó hőátadási tényező (α_r) értéke azonban nagymértékben függ a tűz és a fal közötti hőmérsékletkülönbségtől.

Ahhoz, hogy megállapítsuk a tűz radiális hőátadási együtthatóját a következő egyszerűsítéseket és feltételezéseket kell tennünk:

- A tűz tulajdonságai homogének a vizsgált térfogatban.
- Feltételezzük, hogy a forró gázok és az edény szürke testekként viselkednek.
- A nyomástartó edény felülete átlátszatlan.
- A tűz és az edény felülete két végtelenül párhuzamos síknak tekinthető.

Ezekkel a megfontolásokkal a sugárzó hőátadási együttható értéke:

$$\alpha_R = \frac{\varepsilon_K \cdot \varepsilon_T}{\varepsilon_K + \varepsilon_T - \varepsilon_K \cdot \varepsilon_T} \cdot \sigma \cdot [T_K^2(t) + T_T^2(t)] \cdot [T_K(t) + T_T(t)] \quad (6.3.2)$$

ahol: ε_K a tűz emissziós képessége, amit a számítások során 1-nek feltételezek, ε_T a felület emissziós képessége, amit 0,8-as értékkel veszek fel, σ a Stefan Boltzmann-állandó ($5,67 \cdot 10^{-8}$ W /m²K⁴), T_K a tűz hőmérséklete, T_T pedig az edény hőmérséklete, mindkettő Kelvinben kifejezve.

A tűz tényleges hőátadási tényezőjét tehát a konvektív és a sugárzási együttható együttesen teszik ki:

$$\alpha_{KT} = \alpha_c + \alpha_r \quad (6.3.3)$$

6.4. Hőátadási tényezők

Az egyes hőáramok kiszámításához tudnunk kell a hőátadási tényezők értékét, amik az egyes térrészek között más és más módon számolandók.

- Hőátadási tényező a tűz és a tartály fala között: Részletes leírása az 5.3.-es fejezetben található.

$$\alpha_{KT} = \alpha_c + \alpha_r \quad (6.4.1)$$

- Hőátadási tényező a tartály fala és a folyadéktér között, ha forráspont alatti a hőmérséklet:

Amikor elkezd felmelegedni a tartály, a benne lévő folyadék szabad konvekció útján fog mozogni. Így ennek megfelelően a 2.3.3. fejezet A. pontja alapján határozható meg a hőátadási tényező.

$$Nu_F = C_F \cdot (Pr_F \cdot Gr_F)^{n_F} \quad (6.4.2)$$

$$\alpha_{TF} = \frac{Nu_F \cdot \lambda_F}{d} \quad (6.4.3)$$

ahol λ_F jelen esetben a folyadék hővezetési tényezője, d pedig a folyadéktér magassága.

- Hőátadási tényező a tartály fala és a folyadéktér között, ha forráspont feletti a hőmérséklet:

Ha a hőmérséklet eléri az adott nyomáshoz tartozó forráspontot a folyadék hőátadási tényezőjét a 2.3.4. fejezet B. pontjában ismertetett Fábry-féle összefüggéssel számítható:

$$\alpha_{TF} = 88 \cdot C_f \cdot (T_T - T_F)^2 \cdot p^{0,6} \quad (6.4.4)$$

ahol a C_f értéke 0,35.

A folyadéktér és a páratér között folyadék-gőz egyensúlyt feltételezek, ezért a páratérbe belépő hőáramoktól eltekintek és azt mondom, hogy a két tér hőmérséklete legyen egyenlő a teljes folyamat során. Továbbá az egyensúly figyelembevételével a folyadéktér és a páratér közötti anyagátadástól is eltekintek forrpont alatti hőmérséklet esetén.

6.5. Fajlagos hőáramok

Ahhoz hogy az energiamérlegeket fel tudjuk írni, szükséges az egyes fajlagos hőáramik meghatározása, amelyek a következőképpen néznek ki:

- Fajlagos hőáram a tűz és a tartály fala között:

$$q_{KT} = \alpha_K \cdot (T_K - T_T) \quad (6.5.1)$$

- Fajlagos hőáram a tartály fala és folyadéktér között:

$$q_{TF} = \alpha_{TF} \cdot (T_T - T_F) \quad (6.5.2)$$

6.6. Energiamérlegek

A számítások során egy veszteségmentes esetet tekintek.

Az egyes térrészek energiája megegyezik a vizsgált térrészbe belépő, és abból kilépő energiaáramok összegével.

Energiaáram lép fel a tűz és a tartály fala között, a tartály fala és a folyadéktér, a tartály fala és a páratér, valamint a folyadéktér és a páratér között.

- A tartály falának energiamérlege:

$$V_T \cdot c_T \cdot \rho_T \cdot \frac{\partial T_T}{\partial \tau} = q_{KT} \cdot A_T - q_{TF} \cdot A_{FB} \quad (6.6.1)$$

- A folyadéktér energiamérlege:

$$V_F \cdot c_F \cdot \rho_F \cdot \frac{\partial T_F}{\partial \tau} = q_{TF} \cdot A_{FB} \quad (6.6.2)$$

Az energiamérlegeket kis időléptékekre vonatkoztatva és átrendezve megkapjuk a hőmérsékletek $d\tau$ idő alatti megváltozásait.

$$dT_T = \frac{q_{KT} \cdot A_T - q_{TF} \cdot A_{FB}}{V_T \cdot c_T \cdot \rho_T} \cdot d\tau \quad (6.6.3)$$

$$dT_F = \frac{q_{TF} \cdot A_{FB}}{V_F \cdot c_F \cdot \rho_F} \cdot d\tau \quad (6.6.4)$$

6.7. A páratér jellemzői a kezdeti állapotban

Kezdetben, a páratérben levegő és benzol párája van jelen. Tudom, hogy a tartályban mekkora nyomás uralkodik, ennek ismeretében, ha kiszámolom a benzol tenzióját, meghatározható a levegő tenziója is.

A benzol tenzióját az Antoine-egyenlet átrendezésével tudom kiszámolni.

$$p_b = 10^{A - \frac{B}{T_F + C}} \quad (6.7.1)$$

A levegő páratéri nyomása ebből egy egyszerű kivonással meghatározható.

$$p_l = p_{\text{üzemi}} - p_B \quad (6.7.2)$$

A nyomások ismeretében meghatározható a páratérben jelen lévő összetevők tömegei is, abban az esetben, ha az egyes anyagok tökéletesnek tekinthetők és követik az ideális gáztörvényt. Ez utóbbi feltételezést igaznak tekintjük, így az egyes tömegek könnyen meghatározhatók.

$$m = \frac{p \cdot V_G \cdot M}{R \cdot T_G} \quad (6.7.3)$$

ahol p : az adott anyag nyomása

V_G : a páratér térfogata

M : az anyag moláris tömege

R : az egyetemes gázállandó

T_G : a páratér hőmérséklete

Az egyes tömegek meghatározásához először a benzol, majd a levegő adatait kell a fenti képletbe behelyettesíteni.

6.8. A forrponti hőmérséklet meghatározása

A forrásponthoz tartozó hőmérsékletet nevezhetném egy határhőmérsékletnek is, mivel alatta még nincsen anyagátadás a jelenlévő terek között, felette viszont már van. A forrponti hőmérséklet elérésekor a folyadékfázis forrásnak indul, amivel egyidejűleg megkezdődik a benzol fázisátalakulása. A forrás megkezdődéséhez tartozó hőmérsékletet szintén az Antoine-egyenlet megfelelő alakjával határozhatjuk meg.

$$T_{\text{forr}} = \frac{B}{A - \log_{10} p_{\text{teljes}}} - C - 273,15 \quad (6.8.1)$$

273,15-ös érték levonására azért van szükség, hogy a végeredményt Celsius-fokban kapjam meg.

6.9. Anyagmérleg

Anyagátadás akkor valósul meg a rendszerben, ha a folyadék forrásnak indul, hiszen ekkor gőz keletkezik. Az egységnyi idő alatt gőzzé váló folyadék tömege (dm_G) lesz az az anyagmennyiség, ami megváltoztatja mind a kettő térrész tömegét.

Az elpárolgott anyag tömege:

$$dm_G = \frac{q_{TF} \cdot A_{FB}}{r} \quad (6.9.1)$$

ahol r a folyadék párolgáshője.

A folyadéktér anyagmérlege:

$$\frac{\partial m_F}{\partial \tau} = - dm_G \quad (6.9.2)$$

A gőztér anyagmérlege:

$$\frac{\partial m_G}{\partial \tau} = dm_G \quad (6.9.3)$$

A tömeg megváltozásával egyidejűleg a tartályban lévő folyadékszint is megváltozik, ami értelemszerűen a páratér magasságára hatással lesz. A szintváltozás mértéke a következőképpen számítható:

$$dH = \frac{dm_G}{A_{FG} \cdot \rho_F} \quad (6.9.4)$$

Természetesen a szintváltozások a felületek és a térfogatok változását is maguk után vonják.

6.10. A nyomásnövekedés számítása

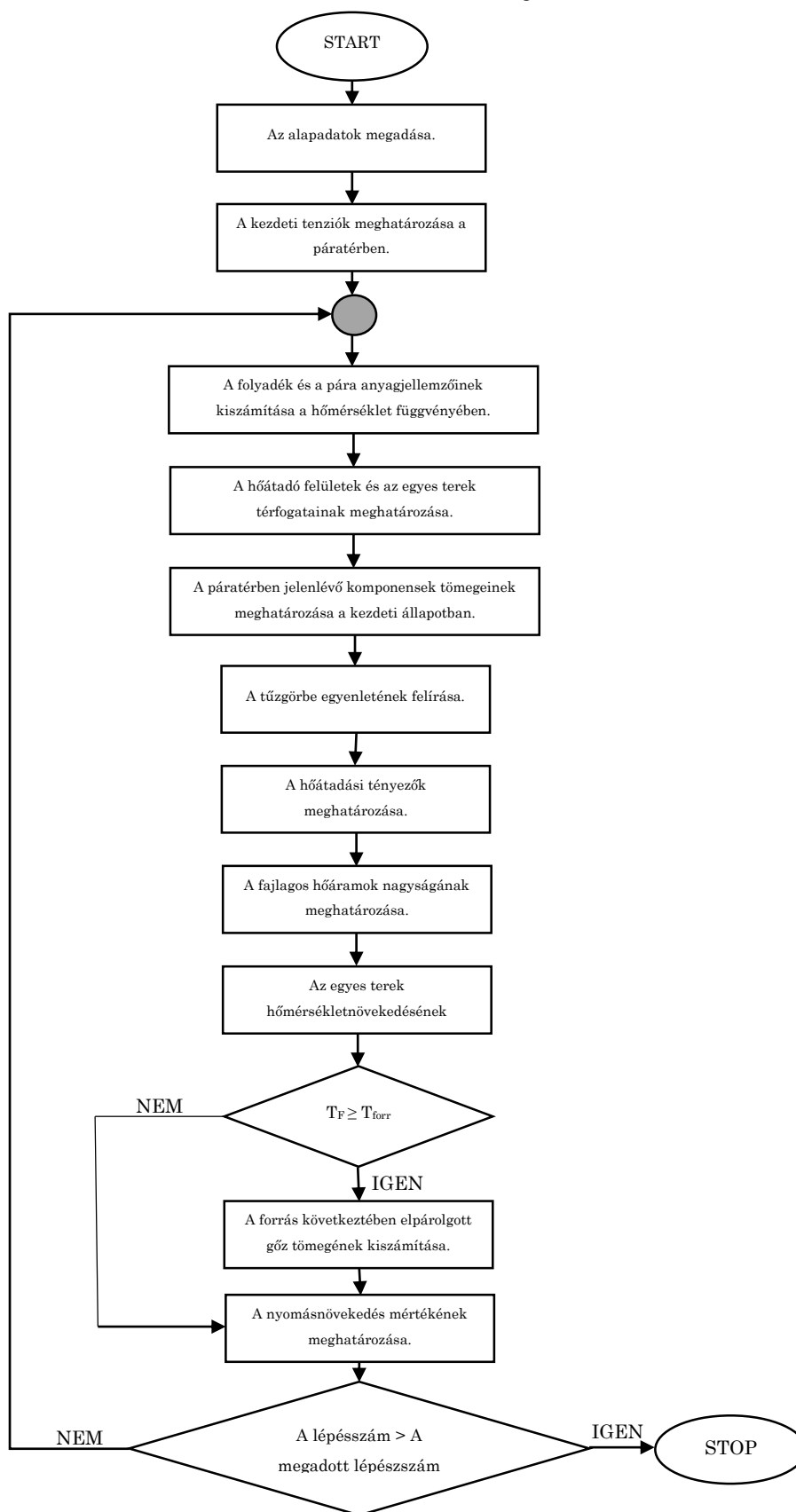
A tartály páratérében lévő benzol nyomásnövekedése folyamatos, hiszen a nyomás hőmérséklet függő, ami az Antoine-egyenlet megfelelő alakjából is jól látszik.

$$p_B = 10^{A - \frac{B}{T_F + C}} \quad (6.10.1)$$

A levegő parciális nyomása változatlan marad a vizsgált folyamat során, így az össznyomás növekedés csak a benzol nyomásnövekedéséből adódik.

$$p_{teljes} = p_B + p_L \quad (6.10.2)$$

7. Számítási eredmények



14. ábra: A program algoritmus

A 6. fejezetben ismertetett képletek és a véges differenciák módszerének segítségével Matlab környezetben írtam egy programot, ami kiszámítja a tűzbe került tartályban végbemenő nyomás- és hőmérsékletnövekedést. A program algoritmusát a 14. ábrán látható.

A vizsgált tartály adatait a 2. táblázat tartalmazza.

2. táblázat: A vizsgált tartály adatai

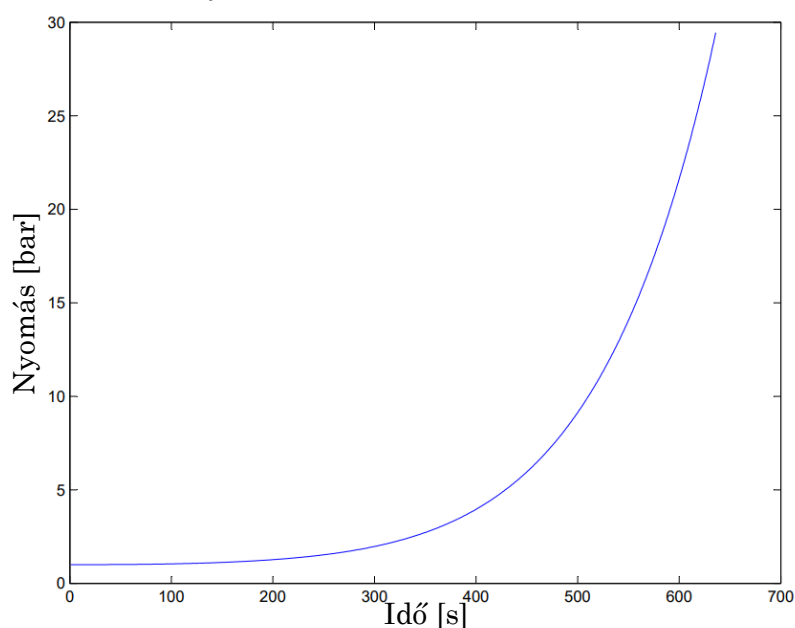
Külső átmérő	1000 mm
Falvastagság	6 mm
L/D viszony	1,5
Töltöttség	80 %
Teljes térfogat	1,15 m ³
Hőátadó felület	4,7124 m ²
Tervezési nyomás	4 bar
Üzemi nyomás	1 bar

A kezdeti feltételeket a 3. táblázatban foglaltam össze:

3. táblázat: Kezdeti feltételek

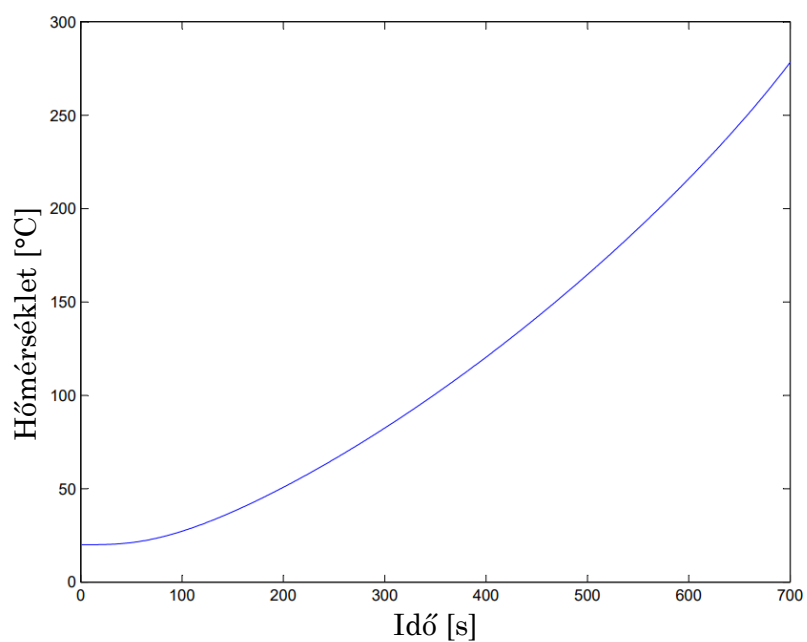
$p_{üzemi}(0)$	1 bar
$T_K(0)$	20 °C
$T_T(0)$	20 °C
$T_F(0)$	20 °C
$T_G(0)$	20 °C

A diplomamunkám céljából kitűzött feladat az volt, hogy meghatározzam a tartályban a tűz hatására bekövetkező nyomásnövekedést, ami a 15. ábrán látható.



15. ábra: Nyomásnövekedés az idő függvényében.

A 16. ábrán pedig a folyadéktérben fellépő hőmérsékletnövekedést ábrázoltam.



16. ábra: Hőmérsékletnövekedés az idő függvényében.

Összefoglaló

A diplomatervem célja egy olyan program megírása volt, amely képes végig követni egy tűzbe került tartályban lejátszódó hő- és anyagátadási folyamatokat, valamint végeredményként kirajzolja az edény belső nyomásának idő szerinti változását.

A folyamat során a hő terjedésének mind a három ismert módja megjelenik, ezért a 2. fejezetben ezeket foglaltam össze. Először a hőátviteli módokat definiáltam, majd a hozzájuk szorosan kapcsolódó alapfogalmakat foglaltam össze. Az alapok ismertetése után az egyes hőátviteli folyamatokra külön kitértem és összegyűjtöttem a legfontosabb aleteket és azok tulajdonságait. Így külön részt szenteltem a hővezetésnek, a konvekciónak és a hősugárzásnak.

Ahogy egyre több hőt közlünk a tartállyal a benne tárolt folyadék halmazállapotú benzol a forráspontját elérve elkezd kipárologni a felette lévő páratérbe, így kialakítva egy egyensúlyi gőz-folyadék rendszert. Emiatt a harmadik fejezetben egybegyűjtöttem a fázisegyensúlyokra vonatkozó definíciókat és meghatározásokat. Mivel az edény tartalmául szolgáló benzol egykomponensű és homogén, így ebben a fejezetben helyet kapott az egykomponensű gőz-folyadék rendszerek leírása és a rájuk vonatkozó Antoine-egyenlet bemutatása.

A negyedik fejezetben a tűzesetek következtében bekövetkező jelenségre, az úgynevezett BLEVE-re tértem ki. Leírtam a jelenség lefolyásának körülményeit és menetét, áttekintettem a lehetséges következményeit, valamint néhány védelmi módot is összegyűjtöttem.

Minden tartályt és egyéb nyomástároló eszközt el kell látni túlnyomás elleni védelemmel, hogy megakadályozhassuk a káros nyomásnövekedésből fakadó baleseteket. Ezen okból kifolyólag a diplomatervem ötödik fejezetében a nyomáshatárolással, azon belül is a biztonsági szelepekkel foglalkoztam. A biztonsági szelepek azért kerültek előtérbe, mivel az általam vizsgált edény is egy ilyen eszközzel van felszerelve. Áttekintettem a biztonsági szelepek egyes fajtáit, a vele szemben támasztott követelményeket, azt is összefoglaltam, hogy a jogszabályok szerint, hogyan kell ellenőrizni egy ilyen típusú nyomáshatárolót. Végül egy áramlástanai számítás lépéseit is foglaltam össze.

A hatodik fejezetben az előző fejezetekben leírtakat felhasználva felírtam a tűzbe került tartály matematikai modelljét, melynek segítségével meg tudtam írni a szükséges számításokat tartalmazó programot.

A program algoritmusát és az általa kapott eredményeket a hetedik fejezetben foglaltam össze. Szemléltettem a tűz okozta nyomásnövekedést.

Igen sok tapasztalatot sikerült gyűjtenem ennek a komplex feladatnak az áttekintése során, amit igyekeztem a legjobb tudásom szerint megoldani.

Zusammenfassung

Das Ziel meines Diplomplans war ein Program zu beschreiben, das einen Tank prüft, der in dem Feuer steht. In dem prüfenden Tank sind wärme- und materiüberreichungende Verlaufen. Das Program kann die eintretende Druckvergrößerung in den Folge der Zeit zeichnen.

Die Warmüberführung hat drei Möglichkeiten: die Warmleitung, die Konvektion und die Warmluftwerferung. Alle drei Phänomen kann Mann in dem Gang beobachten. In dem zweiten Abschnitt hat ich die Möglichkeiten der Warmüberführungen defienirt und zusammengefasst. Ich habe die Eigenschaften, die Arten und die Grundbegriften der Warmüberführungen gesammelt.

Die Temperatur wächst fließend. Alle Materi hat einen Siegenpunkt. Wenn die Temperatur bis nach der Größe des Siegenpunktes reichnet, dann wird die Materi sieden. In dem Tank wird ein gleichgewichtige flüßigkeitige-dampfge Ordnung. In erstem Teil des drieres Abschnittes habe ich die Phasegleichgewichten beschrieben. In dem Tank liegt Bensol, das einkomponentted und homgen ist. In zweitem Teil des drieres Abschnittes habe ich von den einkomponenteden, flüßigkeitigen-dampfgen Ordnungen und von der Antoine-Gleichung beschreiben.

In dem vierten Abschnitt habe ich mich über BLEVE ausgelassen. Im Abschnitt habe ich von BEVE's Verlauf und Folge beschreiben. Ich habe ein paar mögliche Verteidigung gegen BLEVE gesammelt.

Auf dem Tank sietzt ein Sicherheitvertil, das die Verteidigung gewährt gegen des Überdrucks. Der fünfte Abschnitt handelt von den Druckbegrenzungen, innerhalb der Druckbegrenzungen von den Sicherheitvertilen. Ich habe die Arten des Sicherheitvertils und die gestellte Folge gegen des Sicherheitvertils übergesehen. Und ich weiß es schon, wie muss man die Sicherheitvertilen überwachsen. Ich habe ein strömunglehre Berechnung zusammengefasst.

In dem sechsten Abschnitt habe ich das matemetische Modell des Tanks beschreiben. Das matematische Modell hat mir geholfen das Program zu schreiben.

Das Algorithmus und das Ergebnis des Programs habe ich in dem siebten Abschnitt beschreiben. Ich habe das bekomnte Zeit-Druck Diagram geprüft.

Es war eine komplexe Aufgabe, aber ich könnte viele Erfahrungen sammeln, und ich bin darum sehr glücklich.

Irodalomjegyzék

- [1] https://en.wikipedia.org/wiki/Vapor-liquid_equilibrium
- [2] https://en.wikibooks.org/wiki/Introduction_to_Chemical_Engineering_Processes/Vapor-Liquid_equilibrium#Single-Component_Phase_Equilibrium
- [3] https://en.wikipedia.org/wiki/Antoine_equation
- [4] NYOMÁSTARTÓ BERENDEZÉSEK MŰSZAKI-BIZTONSÁGI SZABÁLYZATA
- [5] <https://tudasbazis.sulinet.hu>
- [6] G. Fejes and G. Fábry, “Vegyipari Gépek és Műveletek II.”
Budapest: Tankönyvkiadó, 1975, pp. 17–108.
- [7] G. Szepesi, “Vegyipari műveletek II.” 2016.
- [8] I. Sebe, K. Jármái, and G. Szepesi, “Evaluation of welded pressure
vessels for fire safety.”
- [9] A. Elabbani, “Boiling-Liquid Expanding-Vapor Explosion (BLEVE),” 2015.
- [10] “Antoine constants - Benzine.”
- [11] Máté Petrik, Antal Erdős, Gábor Szepesi, Károly Jármái, „Optimum design of an air
tank for fatigue and fire load”
- [12] Péter Bihari „Műszaki hőtan” (2012)
- [13] Gyula Vass „Súlyos ipari baleseti eseménysorok, lehetséges hatások és
következmények bemutatása” (2006)
- [14] Seppo Louhenkilpi, Felde Imre „Anyagtudományi folyamatszimuláció – Hőátadás
modellezése” (2011)
- [15] Dr. Fonyó Zsolt, Dr. Fábry György „Vegyipari művelettani alapismeretek” Nemzeti
Tankönyvkiadó Rt.
- [16] G. Szepesi, “Speciális vegyipari technológiák”

Mellékletek

Melléklet A

clear all

%Antoine állandók:

A = 4.72583;

B = 1660.642;

C = -1.461;

%A tartály alapadatai:

Dk = 1; %[m] a tartály külső átmérője

H = 1.5 * Dk; %[m] a tartály magassága

HF(1) = 0.8*H; %[m] a folyadéktér magassága

HG(1) = H-HF; %[m] a páratér magassága

s = 0.01; %[m] a tartály falvastagsága

Db = Dk - 2*s; %[m] a tartály belső átmérője

%Anyagjellemzők:

%Acél sűrűsége:

rhoT = 7600;

%Acél fajhője:

cT = 500;

%Acél hővezetési tényezője:

lambdaT = 57;

%A folyadékfázis köbös hőtágulási együttható:

betaF = 1.23*10^(-3);

%Moláris tömegek:

MB = 0.0781121; %[kg/mol] benzol moltömege

ML = 0.028; %[kg/mol] levegő moltömege

epsf = 1;

epss = 0.8;

sigma = 5.67*10^(-8);

%Kezdeti hőmérsékletek:

TK(1) = 20; %[°C] A környezet (tűz) kezdeti hőmérséklete

TT(1) = 20; %[°C] A tartály falának kezdeti hőmérséklete

TF(1) = 20; %[°C] A folyadéktér kezdeti hőmérséklete

TG(1) = 20; %[°C] A páratér kezdeti hőmérséklete

%Segédmenntényiségek:

ido(1) = 0;

dtau = 1; %[s] időlépték

e = 2.7182818284; %természetes szám

dmG(1) = 0;

g = 9.81; %[m/s²] a gravitációs gyorsulás

R = 8.314; %[J/molK] az univerzális gázállandó

%A gőznyomások:

pB(1) = 10^(A-(B/(TG(1)+273.15+C)));

pL = 1-pB(1);

pTeljes(1) = pB(1)+pL;

for j = 2:636

 %Anyagjellemzők:

 etaF = 4.167*10^(-17)*TF(j-1)^6 - 2.8686*10^(-14)*TF(j-1)^5 + 8.258*10^(-12)*TF(j-1)^4 - 1.3873*10^(-9)*TF(j-1)^3 + 1.6086*10^(-7)*TF(j-1)^2 - 1.4295*10^(-5)*TF(j-1) + 0.00088;

 lambdaF = 1.3889*10^(-14)*TF(j-1)^6 - 6.9551*10^(-12)*TF(j-1)^5 + 1.2911*10^(-9)*TF(j-1)^4 - 1.1485*10^(-7)*TF(j-1)^3 + 5.0980*10^(-6)*TF(j-1)^2 - 0.000367*TF(j-1) + 0.1383;

 roF = -4.1665*10^(-14)*TF(j-1)^6 - 2.1571*10^(-11)*TF(j-1)^5 - 2.58*10^(-10)*TF(j-1)^4 - 1.5588*10^(-6)*TF(j-1)^3 - 0.00049*TF(j-1)^2 - 1.044*TF(j-1) + 898.7225;

 cF = 1800;

 rF = 4.9441*pTeljes(j-1)^6-117.1546*pTeljes(j-1)^5+1130.2094*pTeljes(j-1)^4-5801.5961*pTeljes(j-1)^3+17764*pTeljes(j-1)^2-40231*pTeljes(j-1)+422446;

 %Forráspont adott nyomás esetén:

 Tforr(j) = B/(A-log10(pTeljes(j-1)))-C-273.15;

 %Felületek:

 AFB(j-1) = Db * pi*HF(j-1); %[m²] A folyadéktér belső felülete;

 AFK(j-1) = Dk * pi*HF(j-1); %[m²] A folyadéktér külső felülete;

 AGB(j-1) = Db * pi*HG(j-1) ; %[m²] A gőztér belső felülete;

 AGK(j-1) = Dk * pi*HG(j-1); %[m²] A gőztér külső felülete;

 AFG = Db^2*pi/4; % [m²] A folyadék- és gőztér érintkezési felülete;

 AK = Dk*pi*H; %[m²] A tartály külső felülete.;

 %Térfogatok:

 VF(j-1) = Db^2*pi/4*HF(j-1); %[m³] A folyadéktér térfogata;

```

VG(j-1) = Db^2*pi/4*HG(j-1); %[m^3] A gőztér térfogata;
VT = Db^2*pi/4*H; %[m^3] A tartály teljes térfogata;
Vfal = (Dk^2-Db^2)*pi/4*H; %[m3] A tartály falának a térfogata;
%A páratéri anyagok tömege:
mB(1) = pB(1)*10^5*VG(1)*MB/(R*(TG(1)+273.15)); %[kg];
mL = pL*10^5*VG*ML/(R*(TG+273.15)); %[kg];
%Tűzgörbe egyenlete:
TK(j-1) = TK(1) + 1080 * (1 - 0.325 * e^(-0.167*ido(j-1)/60)-0.675*e^(-2.5*ido(j-1)/60));
%A tűz hőátadási tényezője:
alfar = epsf*epss/(epsf+epss-epsf*epss)*sigma*((TK(j-1)+273.15)^2 + (TT(j-1)+273.15)^2
*((TK(j-1)+273.15)+(TT(j-1)+273.15));
alfac = 25;
alfaKT = alfac + alfar;
%A folyadéktér hőátadási tényezője:
alfaTF=1000;
%A páratér hőátadási tényezője:
alfaTG=0;
%A fajlagos hőáram:
qKT = alfaKT*(TK(j-1)-TT(j-1));
qTF = alfaTF*(TT(j-1)-TF(j-1));
qTG = 0;
%A hőmérsékletváltozások:
dTt = (qKT*AK-qTF*AFB(j-1)-qTG*AGB(j-1))/(Vfal*cT*roT)*dtau;
dTf = (qTF*AFB(j-1))/(VF(j-1)*cF*roF)*dtau;
dTg = 0;
if (TF(j-1)>=Tforr(j))
    dmG(j) = qTF*AFB(j-1)/rF;
    mB(j) = mB(j-1)+ dmG(j-1);
    TF(j) = Tforr(j);
    dH = dmG(j-1)/(roF*AFG);
    HF(j) = HF(j-1) - dH;
    HG(j) = HG(j-1) + dH;
else
    dmG(j)= dmG(j-1) ;
    TF(j) = TF(j-1) + dTF;

```

```

    mB(j) = mB(j-1);
    HF(j) = HF(j-1);
    HG(j) = HG (j-1);
end
TG(j) = TF(j);
TT(j) = TT(j-1)+ dTT;
pB(j) = 10^(A-(B/(TF(j-1)+273.15+C)));
pTeljes(j)= pB(j)+pL(1);
ido(j) = ido(j-1) + dtau;
j = j + 1;
end
plot(pTeljes)
plot(TF)

```