

GALAMBOS DOMINIK
TDK DOLGOZAT

BUDAPESTI MŰSZAKI ÉS GAZDASÁGTUDOMÁNYI EGYETEM
GÉPÉSZMÉRNÖKI KAR
MŰSZAKI MECHANIKAI TANSZÉK



BUDAPESTI MŰSZAKI ÉS GAZDASÁGTUDOMÁNYI EGYETEM
GÉPÉSZMÉRNÖKI KAR
MŰSZAKI MECHANIKAI TANSZÉK

GALAMBOS DOMINIK
TDK DOLGOZAT

Nyomáshatároló szelepek tervezési és üzemeltetési szempontjai

Konzulens:

Kádár Fanni

doktorandusz

BUDAPEST, 2023

Tartalomjegyzék

Absztrakt	V
1. Bevezetés	1
1.1. A nyomáshatároló szelepek működése	1
2. Matematikai modell	3
2.1. A mechanikai rendszer	3
2.2. Méretezési alapelvek	7
2.3. Lineáris stabilitás vizsgálat	8
2.4. A szelep bistabil viselkedése	12
3. Problémafelvetés és célkitűzések	16
4. Felső ütköző hatása a szelep viselkedésére	19
4.1. Feltapadás körülményei és hatása	22
4.2. Felső tapadás előírt erő feltétel szerint	22
4.3. Felső tapadás előírt sebesség feltétel szerint	26
5. Eredmények kiértékelése és tervezési javaslatok	28
6. Összefoglalás	35
Summary	38
Irodalomjegyzék	39

Absztrakt

A nyomáshatároló szelepek nagy nyomás alatt álló rendszerek utolsó védelmi vonalát alkotják, így biztonságkritikus feladat a tervezésük és üzemeltetésük. Alkalmazásuk megfelelő mérnöki megfontolások hiányában súlyos problémákhoz vezethet, első sorban a fellépő szeleprezgések miatt. Az elméleti eredmények felhasználásával levonható gyakorlati következtetések állnak a dolgozat fókuszában, melyek a nyomáshatároló szelepek tervezési és beépítési aspektusait segíthetik a jövőben.

A rezgések részletes vizsgálatát a nemlineáris rendszert leíró matematikai modell teszi lehetővé. A lineáris stabilitás vizsgálaton túl fontos a nemlineáris dinamika részletekbe menő ismerete is, ugyanis az úgynevezett öngerjesztett rezgésekhez köthető, a szubvagy superkritikus Hopf bifurkációk során keletkeznek a nemkívánatos rezgések. Fontos azonosítani azon tartományokat, ahol stabilitásvesztés következhet be, továbbá azt, hogy milyen típusú a stabilitásvesztés.

A szelepre vagy akár a teljes hidraulikai rendszerre is káros rezgések elemzése már részben fellelhető a szakirodalomban, azonban kiterjedtebb paramétertartományokban, a szabványok útmutatásait és beépítési szempontokat figyelembe véve szükséges az elméleti eredményeket értelmezni. A legfőbb méretezési szempontok további korlátokat szabnak a lehetséges üzemeltetési tartományoknak, amelyeknek tükrében a lineáris stabilitásvizsgálat eredményei felülbírálásra kerültek. A szelep körüli fémelemek a zárótest mozgását fizikailag korlátozzák, ám ez akár pozitív hatással is lehet a szelep biztonságos üzemére. A matematikai modell segítségével numerikus szimuláció készült, mely figyelembe veszi a zárótest felütkezését a szeleptüléken illetve a felső ütköző elemen, valamint a lehetséges le- és feltapadást. A számos modellezési, méretezési és beépítési szempont kerül összegzésre ebben a munkában, összhangban széleskörű analitikus és numerikus vizsgálatok eredményeivel.

* * *

1. Bevezetés

A TDK dolgozat célja a nyomáshatároló szelepek rezgéseinek vizsgálata, továbbá az elméleti eredmények felhasználása olyan gyakorlati következtetések levonására, melyek a szelepek beépítési és tervezési aspektusait segíthetik. Egyszerű mechanikai kialakításuknak köszönhetően a nyomáshatároló szelepeket széles körben használják a nagy nyomás alatt álló rendszerek védelmére, mivel lehetővé teszik a túlnyomásos folyadék távozását a hidraulikus vagy pneumatikus rendszerből. Az egyszerűség általában azt jelenti, hogy a szelep működtetése egyszerű mechanizmussal történik, amely kevésbé hajlamos a meghibásodásra és kevés karbantartást igényel. A biztonsági szelepek alkalmazási területei közé tartoznak a fűtési rendszerek, a nagynyomású csővezetékek, a volumetrikus gépek, stb. A szelepek működése során rezgések léphetnek fel, amelyek megjelenését a beépítési környezet befolyásolja. A szelep viselkedését befolyásoló paraméterek közül fontos megemlíteni a tartály térfogatot, a szelep előtti vagy utáni csővezetékek hosszát, vagy a csövek átmérőjét. A rezgések vizsgálata szükséges, mivel negatív hatást gyakorolhatnak a szelepre vagy a rendszerre. Ha a szeleptárcsa ütközik a szelepülékkel, a szerkezet megsérülhet. Lehetséges továbbá hogy a folyadék nem tud olyan gyorsan átáramlani a szelepen, mint amennyire a nyomás megfelelő ütemű csökkenése szükségessé tenné azt, ezáltal a rendszer károsodása következhet be. A nyomáshatároló szelep káros rezgéseinek árulkodó jele lehet a hangos zaj, amelyet a szelepülék és a szeleptányér közötti ütközések okoznak. A nyomáshatároló szelepek a nagynyomású rendszerek kritikus biztonsági elemei, ezért rendkívül fontos, hogy mérnöki szempontból tisztában legyünk stabil működésük határaival, ami lehetővé teszi a megfelelő méretezési eljárások kidolgozását.

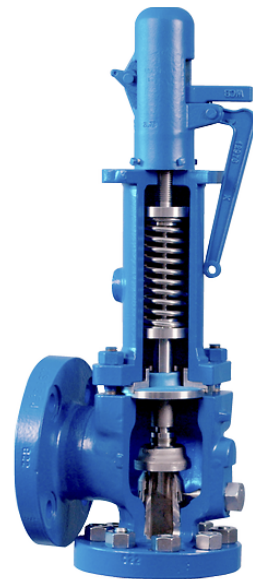
1.1. A nyomáshatároló szelepek működése

A nyomáshatároló szelepek mechanikusan korlátozzák a rendszer nyomását. Amennyiben a nyomás elér egy kritikus értéket, melyet nyitónyomásnak neveznek, a szelep kinyit, azaz a zárótest elválik a szelepüléktől, és a folyadék távozik a rendszerből a szelepen keresztül. Zárt állapotban a zárótest felületére ható folyadékerők kisebbek mint a nyitónyomást meghatározó erő. A nyomáshatároló szelepeknek több típusa is létezik attól függően hogy milyen jellegű erő határozza meg a nyitónyomást. Abban az esetben ha ez az erő a nehézségi erő, akkor súlyterhelésű szelepről, ha rugóerő akkor pedig rugóterhelésű biztonsági szelepről beszélünk. A rugóterhelésű szelepeket további két alcsoportra lehet osztani, melyek az elővezérelt és közvetlen rugóterhelésű szelepek. A TDK dolgozatomban csak a közvetlen rugóterhelésű nyomáshatároló szelepek tervezési és beépítési szempontjait vizsgáltam, mivel ezen szelepek egyszerűbb mechanizmusuk miatt robusztusabbak, kevesebb karbantartást igényelnek. A közvetlen rugóterhelésű szelepek esetében a rugó előfeszítése által a zárótestre átadódó erő szabja meg a nyitónyomás értékét. Az előfeszítés általában utólag is állítható, ezáltal a mechanikus működtetésű nyomáshatároló szelepek egy bizonyos nyitónyomás tartományon belül az igényeknek megfelelően hangolhatóak. Egy

közvetlen rugóterhelésű biztonsági szelepre látható példa a 1.1 ábrán.

Normál üzem során a zárótest a szelepülékhez van nyomva, és onnan csak akkor emelkedik el, amennyiben a nyomás növekedésével a hidraulikus erő nagyobb lesz mint az előfejtés által meghatározott erő. A zárótest elválk az ülétől, ezáltal a rugó összenyomását növelve. A nyitónyomásnál nagyobb nyomást előidéző folyadék szabadon tud távozni a szelepen keresztül, ezáltal csökkentve a rendszer nyomását a nyitónyomás alá. Amikor a nyomás kellően lecsökken, akkor a zárótest visszakerül az eredeti zárt pozíciójába, és megszűnik a folyadék átáramlása a szelepen. A zárótest elmozdulását a szelepüléktől szelepnyitásnak nevezzük. A maximális szelepnyitáshoz tartozik az úgynevezett névleges térfogatáram, mely a szelepek méretezésénél játszik fontos szerepet. A méretezés során a kapacitással jellemezzük a névleges térfogatáramot. A kapacitás az a térfogat- vagy tömegáram, melyet a szelep specifikus körülmények mellett enged át. A nyomáshatároló szelepek kapacitása alatt azt a térfogat- vagy tömegáramot értjük, mely a nyitónyomás 110%-nál folyik át a szelepen. Ezen információk alapján a legfontosabb méretezési elvek a következők:

1. a szelepnek a nyitónyomás elérésekor kell nyitnia, addig tartania kell a zárt állapotát,
2. a szelepnek el kell tudnia érni a kapacitását.



1.1. ábra. Példa egy forgalomban kapható közvetlen rugóterhelésű nyomáshatároló szelepre [3].

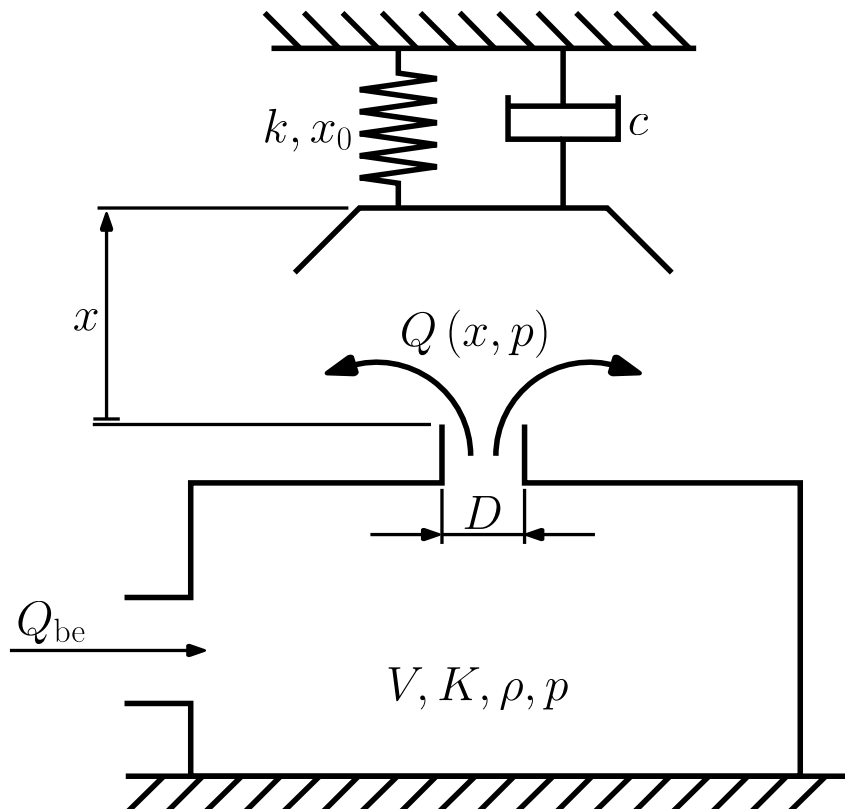
2. Matematikai modell

2.1. A mechanikai rendszer

A matematikai modell alapját képező mechanikai rendszer a 2.1 ábrán látható. A rendszer egy V térfogattal és K Bulk modulusszal rendelkező folyadékkal töltött tartályból, és egy k rugómerevséggel és x_0 előfeszítéssel rendelkező nyomáshatároló szelepből áll, mely csillapítása a c csillapítási tényezőn keresztül lett figyelembe véve. A nyomáshatároló szelepek szabványai/ajánlásai a külső viszkózus elemek beépítését tiltják, elkerülendő a mechanizmus beragadását, ezért a csillapítási tényező csak a belső csillapításokat modellezi, melyek származhatnak a kent felületek egymáson való elcsúszásából, az érintkező elemek kontakt csillapításából, vagy a testek folyadékban való mozgásából. A szeleptányér m tömeggel rendelkezik. A tartályban egy ρ sűrűségű és p nyomású közeg található, mely a tartályba állandó Q_{be} térfogatárammal áramlik be, majd a szelep D átmérőjű és

$$A = \frac{D^2\pi}{4} \quad (2.1)$$

keresztmetszetű kiáramló csonkján keresztül az x szelepnyitás és a p nyomás függvényeként számított $Q(x, p)$ térfogatárammal távozik.



2.1. ábra. A vizsgált rendszer mechanikai modellje

A mechanikai rendszert leíró mozgásegyenlet az

$$m\ddot{x} + c\dot{x} + k(x + x_0) = F_{\text{össz}}, \quad (2.2)$$

ahol az egyenlet jobb oldalán a folyadék nyomásából, impulzusából és a súrlódásból eredő viszkózus erők szummája található. Ezen erők összege leírható mint

$$F_{\text{össz}} = F_{\text{imp}} + F_{\text{p}} + F_{\text{viszk}}, \quad (2.3)$$

ahol az F_{viszk} viszkózus erő elhanyagolásra került, mivel ez a tag várhatóan jelentősen kisebb erőket eredményez mint a nyomás- és impulzuserők [10]. A nyomáskülönbségből eredő tag

$$F_{\text{p}} = Ap, \quad (2.4)$$

ahol A a kiáramlási csőkeresztmetszet területe, és p a környezeti nyomáshoz képesti túlnyomás, mivel a szelep jelen példában atmoszferikus nyomású környezetre nyit. A folyadék impulzusából a szeleptányérra ható erő leírásához szükséges egy új, dimenziótlan paraméter bevezetése. A dimenziótlanításhoz az x_{max} maximum szelepnnyitás került felhasználásra, ami az

$$D\pi x_{\text{max}} = \frac{D^2\pi}{4} \quad (2.5)$$

egyenlet szerint határozható meg. Az egyenlet azt fejezi ki, hogy a $Q(x, p)$ kiáramló térfogatáram csak addig szabályozható a szelepnnyítással, ameddig a szeleptányér alatti hengerpalástnak feltételezett átáramlási keresztmetszet kisebb, mint a kör keresztmetszetű kiáramlási keresztmetszet. A (2.5) egyenlet azt a határesetet írja le, amikor a két felület éppen megegyezik, és ezt az egyenletet átrendezve meghatározható a maximális szelepnnyitás, ami

$$x_{\text{max}} = \frac{D}{4}. \quad (2.6)$$

A maximális szelepnnyitás segítségével előállítható a szakirodalomban [4] elterjedt dimenziótlan nyitás

$$\tilde{x} = \frac{x}{x_{\text{max}}} = \frac{x}{D/4}, \quad (2.7)$$

ami zárt állapotban zérus, a névleges térfogatáramhoz tartozó nyitásnál pedig $\tilde{x} = 1$ értéket vesz fel. A dimenziótlan szelepnnyitás használatával bevezethető az úgynevezett effektív felület, ami a szelepnnyitás függvényeként állítható elő, és az impulzuserőket hivatott figyelembe venni. A szeleptányérra ható erők eredője az effektív felület függvény segítségével felírható mint

$$F_{\text{össz}} = A_{\text{eff}}(\tilde{x})p. \quad (2.8)$$

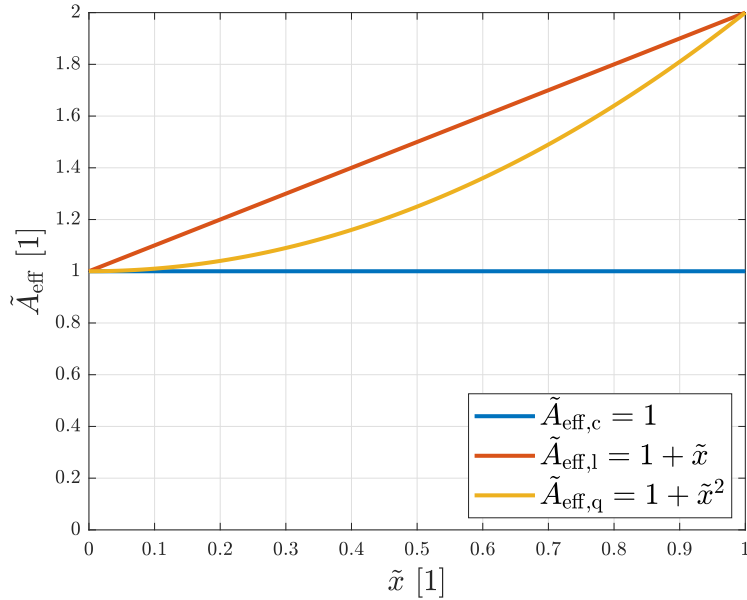
Szakirodalmi előzmények alapján [9, 4] három fő karakterisztikát érdemes vizsgálni, melyek a szelepnnyitás függvényében konstans, lineáris és másodfokú definíciók. Ezen karakterisztikák az

$$A_{\text{eff,c}}(\tilde{x}) = A, \quad A_{\text{eff,l}}(\tilde{x}) = A(1 + \tilde{x}), \quad A_{\text{eff,q}}(\tilde{x}) = A(1 + \tilde{x}^2) \quad (2.9)$$

alakban írhatóak le, ahol az $A_{\text{eff},c}(\tilde{x})$ a konstans, az $A_{\text{eff},l}(\tilde{x})$ a lineáris és az $A_{\text{eff},q}(\tilde{x})$ a másodfokú effektív felület függvényeket jelölik. Az A felülettel leosztva a (2.9) egyenletben feltüntetett kifejezéseket, teljesen dimenziótlan függvények állíthatóak elő:

$$\tilde{A}_{\text{eff}}(\tilde{x}) = \frac{A_{\text{eff}}(\tilde{x})}{A}. \quad (2.10)$$

Az \tilde{x} dimenziótlan szelepnnyitás függvényében a 2.2 ábrán láthatóak a három ismertett effektív felület görbéi. Látható, hogy a konstans esetben a szelepnnyitástól függetlenül változatlan az effektív felület függvény értéke, azonban a lineáris és másodfokú kifejezések esetén a maximális nyitásnál éppen kétszerese lesz az effektív felületek értéke a kiáramlási keresztmetszetnek. Azáltal, hogy a konstans effektív felület értéke nem függ a szelepnnyitástól, csökkenti az egyenletek nemlinearitását és egyszerűsíti a modelljeinket. Emiatt a tulajdonsága miatt vizsgáljuk, de nem méretezünk vele.



2.2. ábra. A vizsgált effektív felület függvények diagramja

A tartálybeli nyomás változásának leírásához szükséges [6] a tömegmegmaradást kifejező

$$\frac{d}{dt}(\rho V) = \rho(Q_{\text{be}} - Q(x, p)) \quad (2.11)$$

egyenlet és [2] az átfolyási egyenlet

$$Q(x, p) = A_h(x) C_d \sqrt{\frac{2p}{\rho}} = D\pi x C_d \sqrt{\frac{2p}{\rho}}, \quad (2.12)$$

ahol $A_h(x) = D\pi x$ az átfolyási keresztmetszet a szelepnnyitás függvényeként. Felhasználva azt, hogy a tartály térfogat állandó, és azt, hogy a közeg barotropikus, a (2.11) egyenlet bal oldala felírható [10], mint

$$\frac{d}{dt}(\rho V) = V \frac{d\rho}{dt} = V \frac{d\rho}{dp} \frac{dp}{dt}, \quad (2.13)$$

ahol a láncszabályt alkalmazzuk a sűrűség idő szerinti deriváltjának szétbontására. A hang terjedési sebessége definíció szerint

$$a = \sqrt{\frac{dp}{d\rho}} = \sqrt{\frac{K}{V}}, \quad (2.14)$$

ami alkalmazható a (2.13) egyenlet további egyszerűsítésére, mely a

$$\frac{d}{dt}(\rho V) = V \frac{\rho}{K} \dot{p} \quad (2.15)$$

alakot fogja felvenni. A (2.15) egyenlet segítségével kifejezhető a tartálybeli nyomás megváltozása az időben, mint

$$\dot{p} = \frac{K}{V} \left(Q_{\text{in}} - C_d D \pi x \sqrt{\frac{2p}{\rho}} \right). \quad (2.16)$$

A mozgásegyenlet Cauchy átírásával és a (2.16) egyenlettel előállítható a vizsgált rendszert leíró differenciálegyenlet rendszer.

$$\begin{aligned} \dot{x} &= v \\ \dot{v} &= \frac{A_{\text{eff}}(\tilde{x})p}{m} - \frac{cv}{m} - \frac{k(x_0 + x)}{m} \\ \dot{p} &= \frac{K}{V} \left(Q_{\text{in}} - C_d D \pi x \sqrt{\frac{2p}{\rho}} \right) \end{aligned} \quad (2.17)$$

A könnyebb kezelhetőség érdekében a (2.17) differenciálegyenlet rendszert dimenziótlan formára célszerű hozni. A dimenziótlanításhoz felhasznált kifejezések a

$$\begin{aligned} \tau &= \frac{t}{t_{\text{ref}}}, \quad t_{\text{ref}} = \sqrt{\frac{m}{k}}, \\ y_1 &= \frac{x}{x_{\text{ref}}}, \quad x_{\text{ref}} = \frac{Ap_0}{k}, \\ y_2 &= \frac{v}{v_{\text{ref}}}, \quad v_{\text{ref}} = \frac{x_{\text{ref}}}{t_{\text{ref}}}, \\ y_3 &= \frac{p}{p_{\text{ref}}}, \quad p_{\text{ref}} = p_0, \end{aligned} \quad (2.18)$$

egyenletek felhasználásával lettek előállítva. Szükségesek továbbá a dimenziótlan β rendszer merevség, δ előfeszítés, ζ csillapítás és q térfogatáram kifejezések, melyek

$$\begin{aligned} \beta &= \frac{KC_d AD \pi}{Vk} \sqrt{\frac{2p_{\text{ref}} m}{\rho k}}, \quad \zeta = \frac{c}{2\sqrt{mk}}, \\ q &= \frac{Q_{\text{in}}}{\frac{Ap_{\text{ref}} D \pi C_d}{k} \sqrt{\frac{2p_{\text{ref}}}{\rho}}}, \quad \delta = \frac{p_{\text{ny}}}{p_0}, \end{aligned} \quad (2.19)$$

definíciók szerint lettek számítva [8]. A transzformáció köztes lépéseit előttem már többen is közölték [5, 11, 10], ezért ezek részletes levezetését mellőzőm. A dimenziótlanítás

végeredményeként előállított differenciálegyenlet rendszerben a dimenziótlan idő szerinti deriváltat a

$$\frac{d\Box}{dt} = \frac{\Box'}{t_{\text{ref}}} \quad (2.20)$$

jelöléssel láttam el. A dimenziótlan differenciálegyenlet rendszer [7] leírható mint

$$\begin{aligned} y_1' &= y_2 \\ y_2' &= -2\zeta y_2 - (\delta + y_1) + \tilde{A}_{\text{eff}}(y_1)y_3 \\ y_3' &= \beta(q - y_1\sqrt{y_3}), \end{aligned} \quad (2.21)$$

ahol az effektív felület az y_1 dimenziótlan állapotváltozó függvénye. Az átíráshoz az

$$\tilde{x} = \frac{y_1 x_{\text{ref}}}{D/4} = y_1 \frac{D\pi p_0}{k} \quad (2.22)$$

egyenlet használható fel. Az y_1 függvényében felírhatóak az effektív felületek mint

$$\tilde{A}_{\text{eff},c} = 1, \quad \tilde{A}_{\text{eff},l} = 1 + \alpha_1 y_1, \quad \tilde{A}_{\text{eff},q} = 1 + \alpha_2 y_1^2. \quad (2.23)$$

A (2.23) egyenletben az α_1 és α_2 paraméterek kerültek bevezetésre, melyek a lineáris és másodfokú definíciókhoz tartoznak. Az új paraméterek az

$$\alpha_1 = \frac{D\pi p_0}{k}, \quad \alpha_2 = \left(\frac{D\pi p_0}{k}\right)^2 \quad (2.24)$$

összefüggések szerint számíthatóak.

2.2. Méretezési alapelvek

A nyomáshatároló szelep egyszerű kialakítása abban nyilvánul meg, hogy a zárótestet egy előfeszített rúgó nyomja a szelepléknek. Az előfeszítés módosításával megadott határokron belül eltérő p_{ny} nyitónyomások állíthatóak be a szelep számára. Definíció szerint a nyitónyomás 110%-ához tartozik a névleges térfogatáram, aminek jelölése a dimenziótlan rendszerben q_n . A nyitónyomáshoz és a maximális nyitáshoz tartozó definíciókat felhasználva felírható az egyensúly a rúgóerő és a folyadékerők közt.

$$\begin{aligned} kx_0 &= Ap_{\text{ny}} \\ k(x_{\text{max}} + x_0) &= 1.1A_{\text{eff}}(\tilde{x}_{\text{max}})p_{\text{ny}} \end{aligned} \quad (2.25)$$

A (2.25) egyenletrendszerben az x_0 jelöli az előfeszítést. Az egyenletrendszer átrendezésével kifejezhetőek a keresett paraméterek, mint

$$\begin{aligned} x_0 &= \frac{x_{\text{max}}}{1.1\tilde{A}_{\text{eff}}(\tilde{x}_{\text{max}}) - 1}, \\ k &= \frac{Ap_{\text{ny}}}{x_0}. \end{aligned} \quad (2.26)$$

A rugómerevség és a hozzá tartozó előfeszítés csak a lineáris és másodfokú effektív felület függvények estére lettek meghatározva, mivel a konstans effektív felület függvény alkalmazása nem realiztikus értékeket eredményez x_0 rugó előfeszítésre. A 2.2. ábra szerint látható, hogy a maximális nyitás $\tilde{x} = 1$ esetén a folyadékból származó erőket meghatározó maximális effektív felület érték $\tilde{A}_{\text{eff}} = 2$ lineáris és másodfokú effektív felületek esetén, amelyet a konstans effektív felület elhanyagolna. A konstans effektív felület függvény adta közelítés azonban szakirodalomban elterjedt [7, 8, 6], és a tapasztalat szerint a globális dinamikát jól jellemzi. Mindeközben a zárótest mozgását leíró egytömegű rezgőrendszer egyenletében egy nemlinearitást kiküszöböl, így fókuszba helyezve a folyadékáramlásból származó domináns nemlinearitást. Ezekre alapozva konstans effektív felület közelítést érdemes alkalmazni és vizsgálni, de gyakorlati szempontból fontos megjegyezni, hogy méretezésre nem alkalmas. A számítások során alkalmazott kiáramlási csőátmérő és a nyitónyomás értékei a 2.2 táblázatban láthatóak. A rugómerevség és az előfeszítés értékei

$$k = 47388 \left[\frac{\text{N}}{\text{m}} \right], x_0 = 8.73 [\text{mm}] \quad (2.27)$$

lettek. Érdekességként említendő, hogy a rugómerevség függvényében határozható meg a szeleprugó előfeszítése, ám a gyakorlatban a nyitónyomás beállítása fordított logikával történik. Adott rugómerevséggel az előfeszítés egy csavar vagy anya segítségével utólagosan hangolható. Emiatt a méretezett paraméterkombináció nem megvalósítható pontosan. Vizsgáltam azonban mekkora hatással lehetnek ezen hibák a számításban alkalmazott dimenziótlan paraméterekre, és az eltérés kicsinek bizonyult, így az elméleti értékekkel folytatom a számításokat.

D [m]	p_{ny} [bar]
0.0419	3

2.1. táblázat. A kiválasztott csőátmérő és nyitónyomás értékek

2.3. Lineáris stabilitás vizsgálat

A szelepdinamika vizsgálata során a stabil szelepnnyitás alatt az egyensúlyi helyzetben történő áteresztési folyamatot értjük. Abban az esetben amennyiben a rendszer az egyensúlyi helyzetében van, a vizsgált (y_1, y_2, y_3) állapotváltozók konstans értékeket vesznek fel, azaz a további változásuk zérus lesz. Ebből következően, a triviális megoldás

$$\mathbf{y}' = \begin{bmatrix} y_1' \\ y_2' \\ y_3' \end{bmatrix} = \mathbf{0} \quad (2.28)$$

kritériumból adódik. Az egyensúlyi helyzethez tartozó állapotváltozók értékeit inntől az y_i^* jelöléssel láttam el, ahol $i = 1, 2, 3$. Az egyensúlyi helyzethez tartozó állapotváltozók

meghatározásának részletes bemutatását arra tekintettel mellőzöm, hogy ezt több előzetes munkában is levezették (lásd [10, 5]). A levezetés eredménye az

$$\mathbf{y}^* = \begin{bmatrix} -(y_1^* + \delta) + A_{\text{eff}}(y_1^*) y_3^* \\ 0 \\ \beta (q - y_1^* \sqrt{y_3^*}) \end{bmatrix} \quad (2.29)$$

egyenletrendszer lesz. Látható, hogy az egyensúlyi helyzethez tartozó sebesség zérus, a pozíció és a nyomás azonban egy egyenletrendszer megoldásával határozható meg. Az egyenletek átrendezhetőek úgy, hogy a bal oldalon csak a konstans tagok szerepeljenek, melyek a δ dimenziótlan nyitónyomás és a q térfogatáram. Az

$$\begin{aligned} \delta &= -y_1^* + A_{\text{eff}}(y_1^*) y_3^* \\ q &= y_1^* \sqrt{y_3^*} \end{aligned} \quad (2.30)$$

egyenletrendszer megoldásával meghatározhatóak adott térfogatáramhoz az y_1^* és y_3^* egyensúlyi állapotváltozó értékek. A dimenziótlan térfogatáramra átrendezett egyenlet felhasználható a névleges térfogatáram értékének számítására, mely az

$$q_n = \frac{D/4}{x_{\text{ref}}} \sqrt{\frac{1.1 p_{\text{ny}}}{p_{\text{ref}}}} = y_{1,\text{max}} \sqrt{1.1 \delta} = 6.5397 [1] \quad (2.31)$$

egyenlet szerint határozható meg. Bevezethető az egyensúlyi helyzet kis környezetén belüli zavarás mint

$$\boldsymbol{\eta} = \begin{bmatrix} \eta_1 \\ \eta_2 \\ \eta_3 \end{bmatrix}. \quad (2.32)$$

Az egyensúlyi helyzet körüli zavarás felhasználásával létrehozható egy linearizált egyenletrendszer, mely a

$$\boldsymbol{\eta}' = \mathbf{A} \boldsymbol{\eta} \quad (2.33)$$

formában írható fel. A (2.33) egyenletben szereplő \mathbf{A} mátrix az

$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 2\alpha_2 y_3^* y_1^* + \alpha_1 y_3^* - 1 & -2\zeta & \alpha_2 y_1^{*2} + \alpha_1 y_1^* + 1 \\ -\beta \sqrt{y_3^*} & 0 & -\beta \frac{y_1^*}{2\sqrt{y_3^*}} \end{bmatrix}. \quad (2.34)$$

általános formában írható le. Az α_1 és α_2 paraméterek a választott effektív felület definíció értelmében vesznek fel zérus vagy attól eltérő értéket. Az eltérő effektív felület függvényekhez tartozó α_i értékek a 2.3 táblázatban láthatóak.

A Routh-Hurwitz kritériummal az \mathbf{A} együttható mátrix

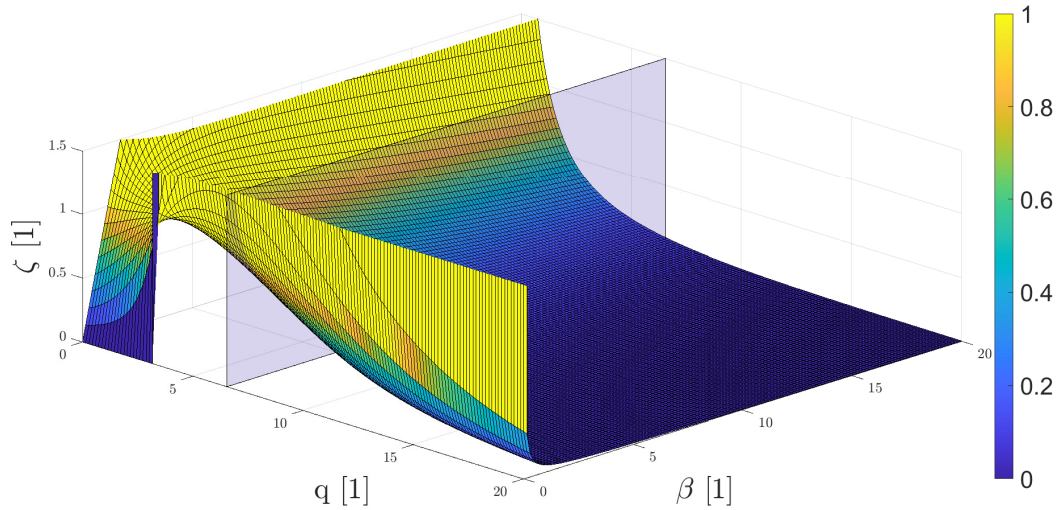
$$p(\lambda) = \lambda^3 + a_2 \lambda^2 + a_1 \lambda + a_0 \quad (2.35)$$

	$\tilde{A}_{\text{eff,c}}(y_1)$	$\tilde{A}_{\text{eff,l}}(y_1)$	$\tilde{A}_{\text{eff,q}}(y_1)$
α_1 [1]	0	0.2778	0
α_2 [1]	0	0	0.0772

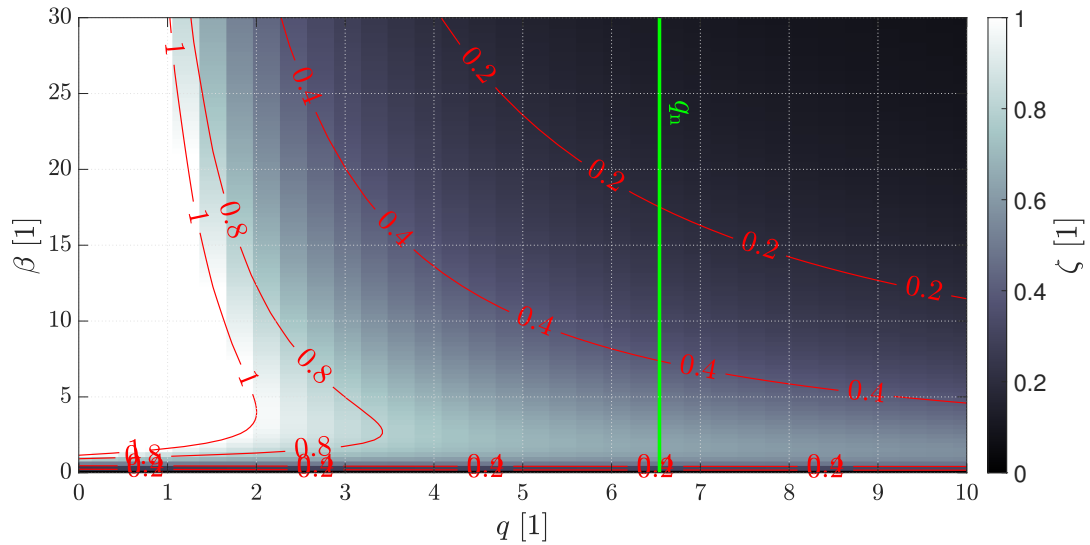
2.2. táblázat. Az effektív felületekhez tartozó α paraméterértékek.

alakban adott karakterisztikus polinomjában szereplő a_0, a_1, a_2 együtthatóinak, és a 2x2-es $H_2 = a_1 a_2 - a_0$ Hurwitz determinánsának előjelét vizsgáljuk. Amennyiben mind az $a_i, i \in \{1, 2, 3\}$ együtthatók, mind a 2x2-es Hurwitz determináns pozitív, akkor az egyensúlyi helyzetet stabilnak tekintjük. Abban az esetben, ha az a_i együtthatók negatívvá válnak, akkor statikus stabilitásvesztésről, a H_2 Hurwitz determináns negatívvá válása esetén pedig dinamikus stabilitásvesztésről beszélhetünk. A $H_2 = 0$ Hurwitz determináns határhelyzetét vizsgálva elkészíthetők a q, β és ζ három dimenziós térben stabilitási határfelületek a három effektív felület definícióhoz. A határfelületek azon minimálisan szükséges ζ dimenziótlan csillapítás értékeket szemléltetik, melyek szükségesek az egyensúlyi helyzet stabilitásához adott dimenziótlan β rendszermerevség és q térfogatáram értékpárokhoz. Abban az esetben tehát, ha adott (q, β, ζ) pont a határfelület alatt helyezkedik el, akkor a rendszer egyensúlyi helyzete instabil. Mivel ezen határfelületekkel is több TDK dolgozat és diplomamunka foglalkozott (lásd [10, 5]), így ezeket a másodfokú effektív felület függvényhez tartozó eseten kívül, mely a 2.3 ábrán látható, nem részletezem. A másodfokú effektív felület függvényhez tartozó határfelület azért érdekes, mert a másik két definícióhoz képest egy szakadás jelentkezik az alacsony β értékekhez tartozó régióban. Ez a szakadás egy strukturális eltérés az egymáshoz hasonló konstans és lineáris effektív felület függvényekhez számított határfelületekhez képest. Mindez a szelepdinamikát rendkívül negatív módon befolyásolja, hiszen a nagy V tartálytérfogatok (alacsony β rendszermerevségek) az egyensúlyi helyzet stabilitására pozitív hatással bírnak a bemenő térfogatáramtól függetlenül, ám a másodfokú effektív felülettel előírható erőkarakterisztika esetén már névleges térfogat áram alatti térfogatáramokra is elveszik ez a stabilizálási stratégia. Javasolt a szelepegeometria CFD segítségével történő célirányos tervezése úgy, hogy ezen határfelületek folytonosak legyenek az üzemi térfogatáram és tartálytérfogat tartományban.

A stabilitási határfelületek könnyebben értelmezhetőek két dimenziós megjelenítésben, ezért előre megválasztott ζ szintvonalak feltüntetésével a (β, q) síkban ábrázoltam a stabilitási határfelületeket, melyek közül a konstans effektív felülethez tartozó a 2.4 ábrán látható. A térképeken szürke színskála az egyensúlyi helyzethez szükséges minimális csillapítás értékét mutatja adott (q, β) paraméterpárokhoz. A színskála értékéhez a csillapítások $\zeta = 1$ határra szaturáltak, hiszen ennél nagyobb Lehr-féle csillapítási tényező értékek nem realiztikusak. Összehasonlítva a 2.4 ábrán látható konstans effektív felület függvény esetét a 2.5 ábrán szereplő lineáris effektív felület függvény esetével, ezek strukturálisan hasonlóak, szakadás nem található bennük a releváns paramétertartományban. Lineáris effektív felület függvény alkalmazása esetén a kis β dimenziótlan rendszer merevség régiójában az egyensúlyi helyzethez szükséges minimális csillapítás értéke nagy, vagyis széles

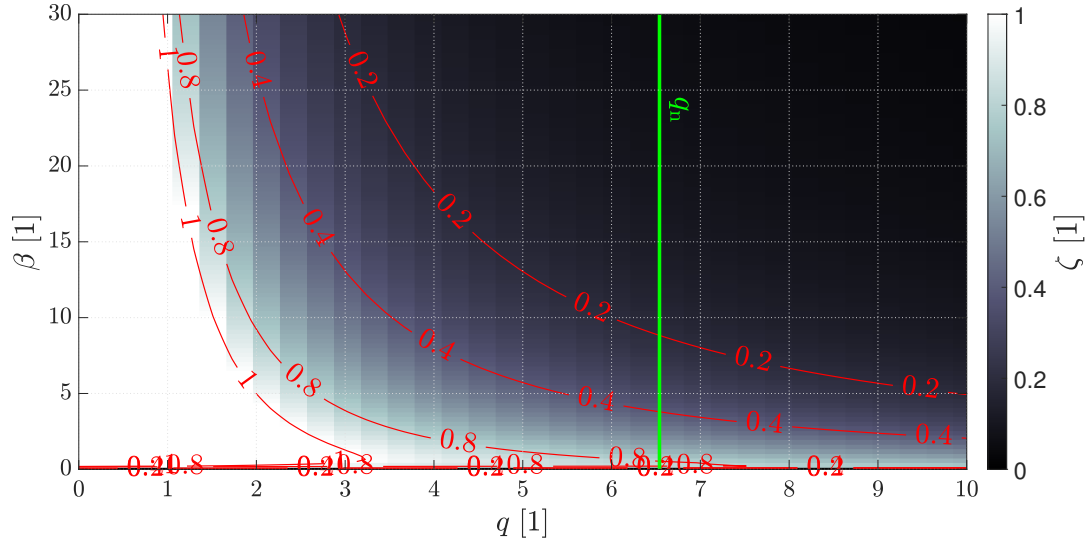


2.3. ábra. Lineáris stabilitási határfelület másodfokú effektív felület definíció alkalmazása mellett. A felületet elmetsző sík $q = q_n$ értéknél van feltüntetve, azt jelezve, hogy a valós üzem esetén az ennél a térfogatáramnál kisebb értékek relevánsak.

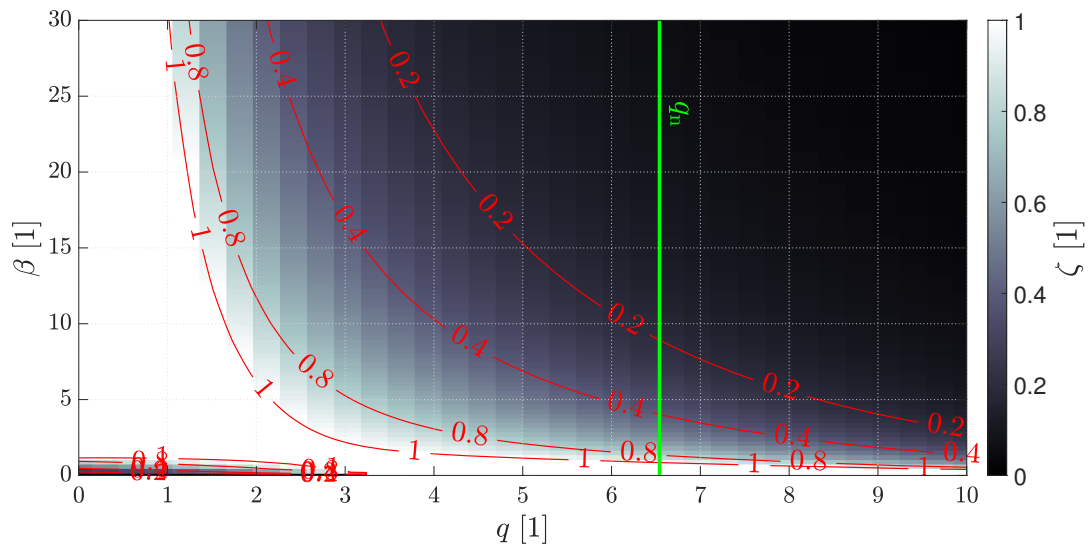


2.4. ábra. A minimális csillapítási tényező térképe konstans effektív felület függvény alkalmazása mellett.

tartományban megvalósíthatatlanul nagy csillapítás mellett lehet stabilizálni az egyensúlyi helyzetet. A másodfokú effektív felület függvényhez tartozó 2.6 diagramon jelenik meg először egy olyan jelenség, ami az eddig bemutatott két esetben nem volt felfedezhető. A kis β régióban egy látványos szakadás van a felületen, mely a 2.3 három dimenziós diagramon is felfedezhető. Ez a jelenség azt a jóslatot adja, hogy kis β rendszer merevség esetében csak nagyon nagy csillapítások mellett lehet stabilizálni a nyitást.



2.5. ábra. A minimális csillapítási tényező térképe lineáris effektív felület függvény alkalmazása mellett.



2.6. ábra. A minimális csillapítási tényező térképe másodfokú effektív felület függvény alkalmazása mellett.

2.4. A szelep bistabil viselkedése

A bistabilitás a vizsgált rendszer esetében azt jelenti, hogy a kezdeti értékek függvényében adott paraméterek mellett (β =konstans, q =konstans és ζ =konstans) létezik egy stabil egyensúlyi helyzet és ennek környezetében egy stabil határciklus, amelyek vonzáskörzeteit egy instabil határciklus választja el. A vizsgálatok szempontjából kiemelten fontos azon régió, ahol bistabilitás léphet fel, mivel az ezen régióban való üzemelés a szelep, továbbá a rendszer károsodását is okozhatja. Az általam vizsgált paraméterkombináció a 2.4 táblázatban látható. Az alacsony csillapítás választása azért indokolt, mivel a nyomáshatároló

szelepek szabványai tiltják a külső viszkózus elemek beiktatását, elkerülendő a mechanizmus beragadását. Biztonságkritikus elemként a nyomáshatároló szelepek ritkán nyitnak, ami növeli egy külső viszkózus csillapító elem berágódásának kockázatát, azonban akkor elvárás a megbízható üzemük.

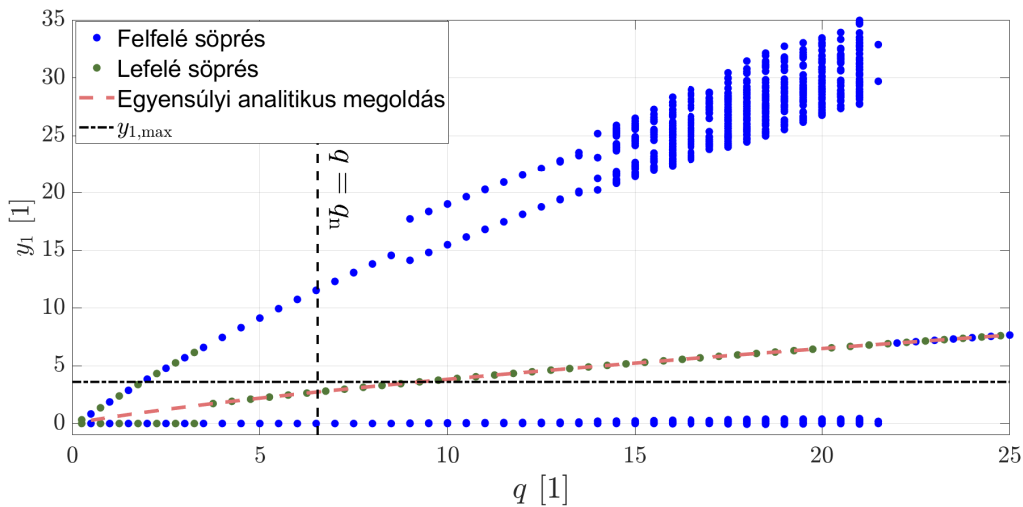
β [1]	ζ [1]	r_1 [1]	m [kg]
30	0.25	0.8	0.2

2.3. táblázat. A térfogatáram söpréshez választott rögzített rendszer paraméterek, ahol az r_1 a szeleplék és a zárótest közti ütközési tényező (lásd [1])

Abban az esetben, ha a szeleplék és a zárótest ütközik, akkor a szimuláció az

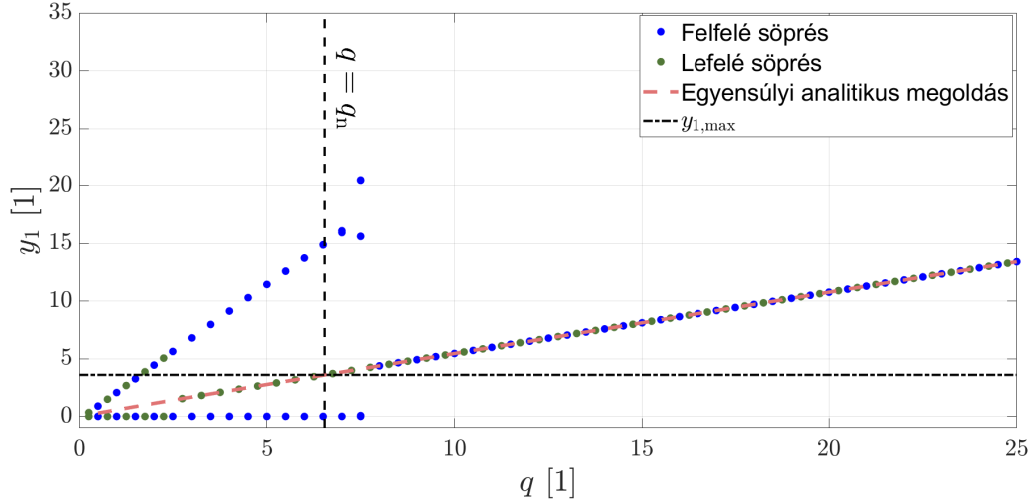
$$y_1^{n+1} = y_1^n, y_2^{n+1} = -r_1 y_2^n, y_3^{n+1} = y_3^n \quad (2.36)$$

új kezdeti értékekkel fut tovább, ahol a felső indexben az megoldás vektor elemeire utal az n index. A választott paraméterek mellett térfogatáram söprés segítségével megvizsgáltam milyen tartományban várható bistabil zóna kialakulása. A numerikus szimulációt szükségesen hosszú ideig, $\tau = 500$ [1] dimenziótlan időlépésig futtattam, majd a pozíció jel utolsó harminc százalékában kialakuló lokális maximumokat és minimumokat ábrázoltam egy diagramon, a szimulációhoz tartozó térfogatáram értékhez párosítva. A térfogatáramot növelve, majd visszafelé csökkentve is elvégeztem a szimulációkat, mivel a zárótest a bistabil zónán belül végezhet stabil periodikus pályához tartozó mozgást, vagy felveheti a stabil egyensúlyi helyzetet. Kezdeti értékeknek az első szimuláció esetében zérus pozíciót és sebességet tételtem fel, továbbá a nyitónyomással megegyező értékű kezdeti nyomást. A térfogatáram változtatásával a kezdeti értékeket is módosítottam, ezeket mindig az előző szimulációból nyert utolsó időpillanatban számított értékeknek vettem. A vizsgálatokat mindhárom effektív felület esetére elvégeztem.



2.7. ábra. Konszants effektív felület függvényhez tartozó bifurkációs diagram $\zeta = 0.25$ [1], $\beta = 30$ [1] és $r_1 = 0.8$ [1] paraméterek mellett.

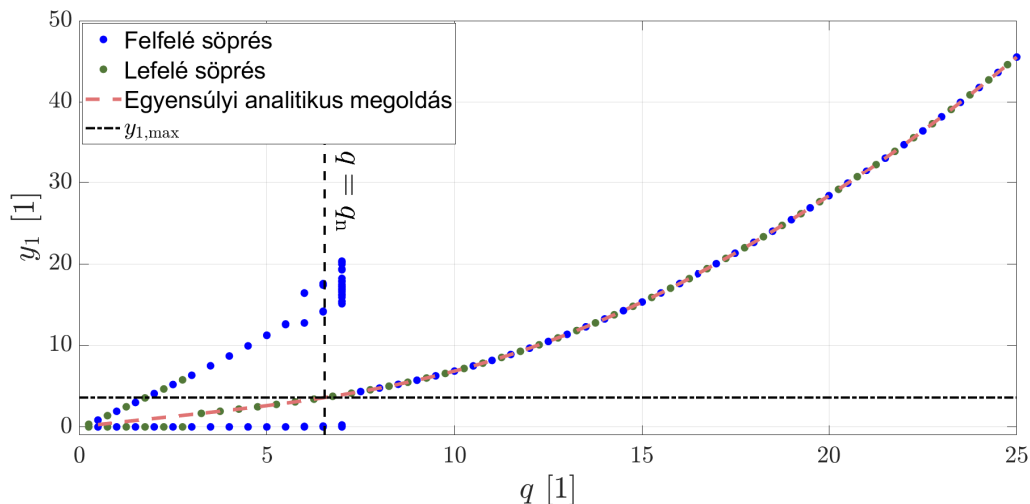
A konstans effektív felület függvényhez tartozó diagram a 2.7 ábrán látható. A fel- és visszafelé söprés eltérő pályákra vezettek, és a $3.75 \lesssim q \lesssim 21.5$ [1] tartomány bistabilnak tekinthető a vizsgálat szerint. Látható továbbá, hogy az y_1 tartomány jóval túllépi a maximális nyitáshoz tartozó $y_{1,\max} = 3.6$ [1] értéket, vagyis a felső ütköző elem hiányában kialakuló rezgések nagyobb amplitúdójú rezgést végeznének mint amit a valós összeállítás lehetővé tesz. Ezen rezgések továbbá csak akkor konvergálnak az egyensúlyi megoldáshoz, ha annak megfelelően kis környezetéből indul a megoldás.



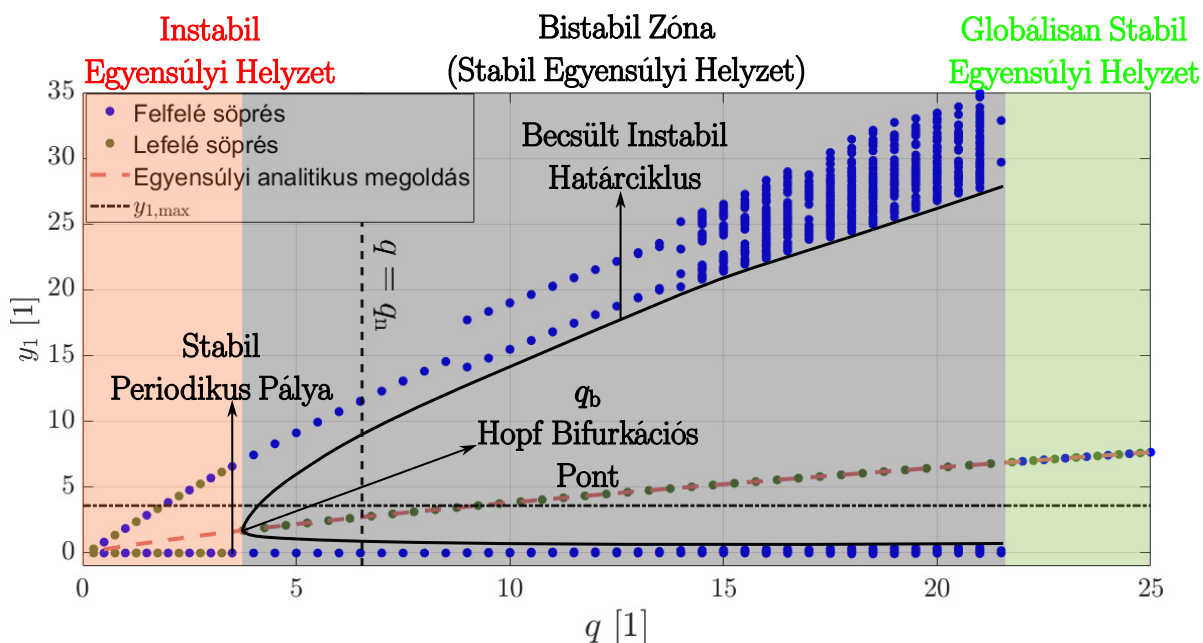
2.8. ábra. Lineáris effektív felület függvényhez tartozó bifurkációs diagram $\zeta = 0.25$ [1], $\beta = 30$ [1] és $r_1 = 0.8$ [1] paraméterek mellett.

A következő vizsgált eset a lineáris effektív felület függvényhez tartozik, és a 2.8 ábrán látható. A konstans effektív felület függvényhez tartozó 2.7 bifurkációs diagramhoz képest a bistabil tartomány egy jelentősen kisebb, megközelítőleg a $2.75 \lesssim q \lesssim 7.5$ [1] tartományra szűkül le. A harmadik vizsgálat a másodfokú effektív felülethez tartozik, és a 2.9 ábrán látható. A bistabil régió ebben az esetben $3.25 \lesssim q \lesssim 7$ [1] lesz. A bifurkációs diagramok értelmezését elősegítendő, a 2.10 ábrán látható egy részben sematikus diagram, melyen be lettek jelölve a fontosabb definíciókhoz tartozó jelenségek. Az instabil egyensúlyi helyzetként jelölt szakaszon periodikus rezgések kialakulása várható, mivel az egyensúlyi helyzet már kis zavarások jelenlétében sem tartható a szelep számára. A bistabil régióban a stabil egyensúlyi helyzet akkor érhető el, ha a kezdeti értékek az instabil határcikluson belülről kerülnek kiválasztásra, egyéb esetben a stabil periodikus pályához tartanak a megoldások. A határciklus csak jelleghelyesen szerepel az ábrán, nem analitikus vagy numerikus számítások eredményeként. A globálisan stabil egyensúlyi helyzet a bistabil régió után található, ezen a szakaszon a megoldások az analitikus egyensúlyi helyzethez tartanak. A q_b térfogatáram a Hopf bifurkációs pont, amelynél a bistabil viselkedés először megjelenik a vizsgált szubkritikus esetekben.

A következőkben a névleges térfogatáramot $q_n = 6.5397$ [1], valamint egy bistabil zónában található, névlegesnél kisebb $q = 5$ [1] térfogatáramot vizsgálunk mindhárom típusú effektív felület függvény esetére. A szelepet legfeljebb névleges térfogatáramon történő



2.9. ábra. Másodfokú effektív felület függvényéhez tartozó bifurkációs diagram $\zeta = 0.25 [1]$, $\beta = 30 [1]$ és $r_1 = 0.8 [1]$ paraméterek mellett.



2.10. ábra. Sematikus ábra a bifurkáció és a hozzá tartozó jelenségek magyarázatára.

üzemre tervezzük, így ezek két elképzelhető üzemiállapotot írnak le. Gyakorlati problémát jelent azonban, hogy a védett hidraulikai rendszer normál üzemében a szelep zárva van, és a vészhelyzetben történő kinyitás pillanatában a kezdeti feltételei adottak: zárt szelep ($y_1 = 0 [1]$), nulla kezdősebesség ($y_2 = 0 [1]$) és nyitónyomás ($y_3 = \delta [1]$). Ezek kívül esnek az egyensúlyi helyzet vonzáskörzetén, így a szelep rezgésmentes üzemre nem valósulhat meg, hiszen a szelep nem fog stabil egyensúlyi helyzetében áteresztetni. A választott bifurkációs paraméterekre összehasonlításra került a szelep viselkedése a felső ütköző beiktatásával és anélkül. Az összehasonlítás alapját az a feltételezés adja, hogy az ütközésnek pozitív hatása is lehet a szelep stabilitására, mivel az ütközés után a sebesség csökken, és az egyensúlyi megoldás vonzáskörzetébe kerülhetnek a vizsgált állapotváltozóink, ezzel

elősegítve a stabil nyitás létrejöttét.

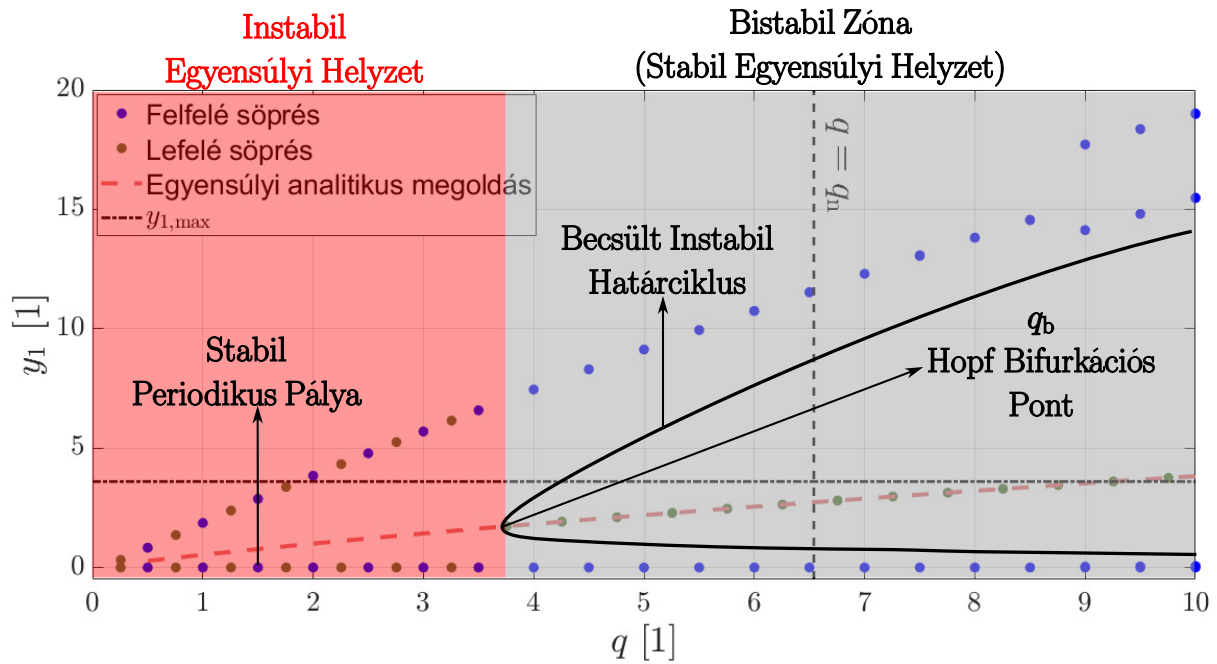
3. Problémafelvetés és célkitűzések

Az elméleti eredmények több tervezési és megvalósítási kérdést vetnek fel, amiket a gyakorlatban figyelembe kell venni. Az egyik ilyen kérdés a felső ütközés hatása a szelep stabilitására. Maga a szelepház geometriája korlátozhatja a maximálisan megvalósuló nyitást, mivel bizonyos esetekben a (2.6) egyenletben bevezetett maximális nyitás helyére fizikai akadály kerül elhelyezésre, amely nem engedi a szelepnyitás további növekedését. A létrejövő kontaktus az ütköző elem és a zárótest hátfala közt bonyolult lehet, így kérdéses ennek helyes modellezése. Az egyszerű ütközési modellt alkalmazva, amennyiben bekövetkezik az ütközés a zárótest hátfala és a szelepház megfelelő fém eleme közt (továbbiakban felső ütköző) a sebesség az

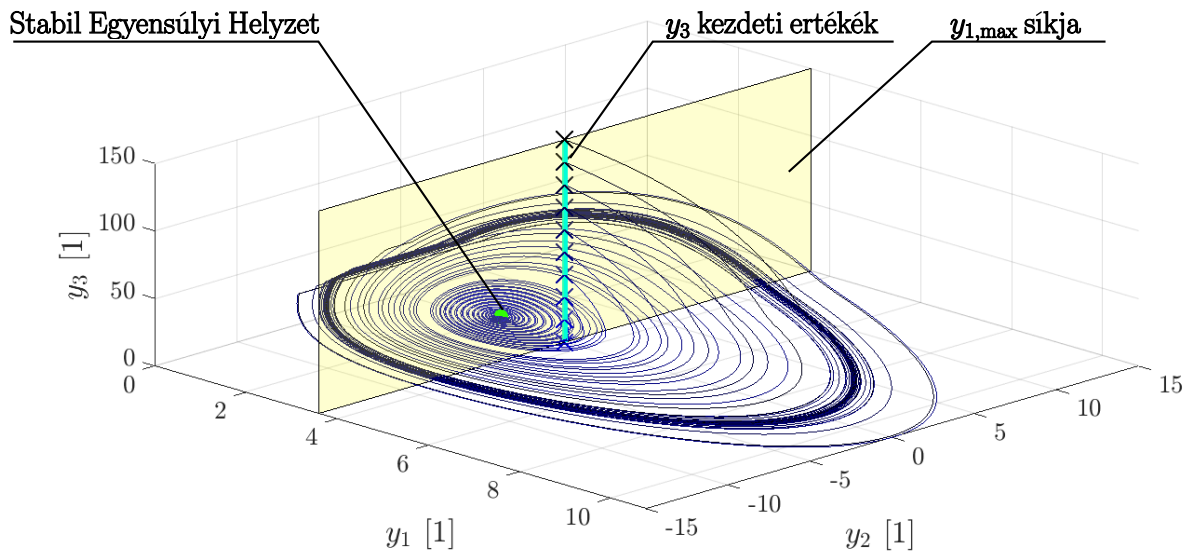
$$v^+ = -r_u v^- \quad (3.1)$$

egyenlet szerint fog változni, ahol v^- jelöli az ütközés előtti, és v^+ az ütközés utáni sebességeket. Az újonnan bevezetett r_u ütközési tényező a felső ütköző és a zárótest hátoldala közötti visszapattanás esetét veszi figyelembe. Az ütközési tényező reális esetekben nulla és egy közti értéket vehet fel, vagyis az ütközés utáni sebesség kisebb lesz mint az azelőtti. Ez a jelenség segítheti a három állapotváltozót egy olyan régióba juttatni, ami a bistabil zónában az egyensúlyi helyzet vonzáskörzetén belülre esik, azaz a szelep az analitikusan meghatározott egyensúlyi helyzetébe fog kerülni és létrejön a stabil nyitás. Fizikailag az a lehetőség is elképzelhető, hogy bizonyos erőhatások és körülmények hatására sorozatos ütközések helyett feltapadás következik be a felső ütköző elemen.

A 3.1a ábrán látható, hogy a felső ütköző az instabil határcikluson belüli pozícióhoz tartozik egy adott térfogatáram tartományon belül. Amennyiben ez az ütköző képes megállítani vagy nagy mértékben lelassítani a zárótestet, azaz amennyiben a sebességet nullával tudjuk közelíteni, akkor a rendszer képes lehet elérni az egyensúlyi helyzetét csak a nyomástól függően. A 3.1b ábrán a fázistérben erre az esetre látható példa, vagyis amennyiben sikerült elérni a zárótest feltapadását ($y_1 = y_{1,\max}$ [1], $y_2 = 0$ [1]), és ha a nyomás kellően le tud csökkenni ebben az állapotban, akkor a zárótest leválhat a felső ütközőről és képes lehet elérni a stabil egyensúlyi helyzetet. A 3.1b ábrán az y_3 dimenziótlan nyomás kezdeti értékei változnak az $y_{1,\max}$ síkban látható világos kék egyenes mentén, $y_3 = 1 \dots 150$ [1] értékek között. Jól látható, hogy a megoldások egy adott y_3 kezdeti nyomás értékig az egyensúlyi helyzethez tartanak, azonban az instabil határciklus átlépése után, stabil periodikus pályákra állnak rá. A feltapadás esetében megközelítőleg $y_3 \approx 60$ [1] kezdeti túlnyomásnál kisebb értékek esetén a megoldásaink az egyensúlyi helyzetre állnak rá, így az esetek jelentős hányadában ez stabilizálja a szelepet. Fontos megjegyezni, hogy centrikus ütközést tételezünk fel a vizsgálatok során, ami több elhanyagolást is tartalmazhat a valós esethez képest. Ameddig a szelepelemek és a zárótest várhatóan egy keskeny körgyűrűn kerül fém-fém kapcsolatba, addig a felső felütközés a zárótest hátfelülete és



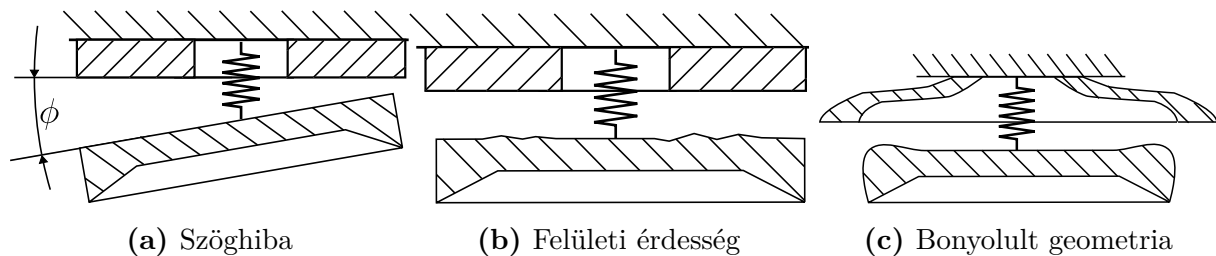
(a) Kinagyított sematikus ábra a bifurkáció és a hozzá tartozó jelenségek magyarázatára.



(b) Az állapotváltozók fázisterében vizsgált y_3 dimenziótlan nyomás kezdeti érték hatásának vizsgálata $r_1 = 0.8$ [1], $\zeta = 0.25$ [1], $q = 5$ [1] és $\beta = 30$ [1] paraméterértékek mellett, konstans effektív felület függvény használatával.

3.1. ábra. A feltapadás feltétel lehetséges hatása a vizsgált rendszerre

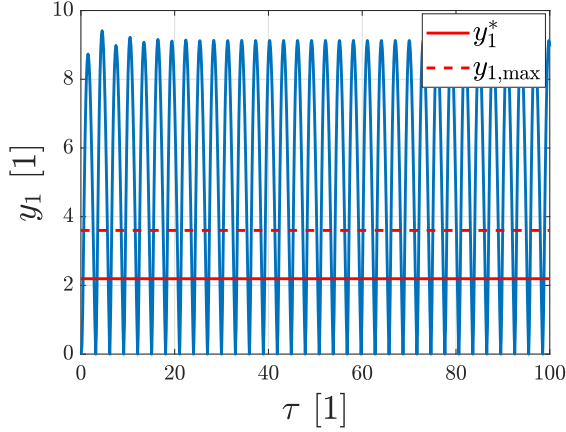
a szelepház megfelelő eleme közt történik. Felső ütközéskor két bonyolult geometriájú felület kerül kapcsolatba, így a viselkedésre kihatással lehetnek az elhanyagolt szabadsági fokok, mint például a laterális rezgések. Mindezek indokolttá teszik, hogy megfontoljunk a centrikus ütközésnél bonyolultabb, egyéb feltételeket, amelyekkel ez a kontaktus modellezhető, valamint az esetleges feltapadás figyelembe vehető. Az ütközés során kontaktba kerülő felületek tudatos kialakítása, ami történhet például bevonatolással vagy a hátfali geometria változtatásával, akár tervezési szemponttá is válhat, amennyiben ezen pozitív hatások előre felmérhetőek, jósolhatóak. Vizsgálatom célja tehát egy felső ütköző elemmel történő interakció modellezési lehetőségeinek és hatásainak részletes feltérképezése és összegzése. A centrikus ütközési modell általi elhanyagolások közül a szelepház ütköző eleme és zárótest közti szöghibát szemlélteti a 3.2a ábra, a zárótest hátfelületének felületi érdességét pedig a 3.2b ábra. A valós kialakítások esetében a zárótest és a szelepház felső ütköző eleme is több lekerekítést és egyéb geometriai sajátosságot foglalhat magában, amit sematikusan a 3.2c ábrán tüntettem fel.



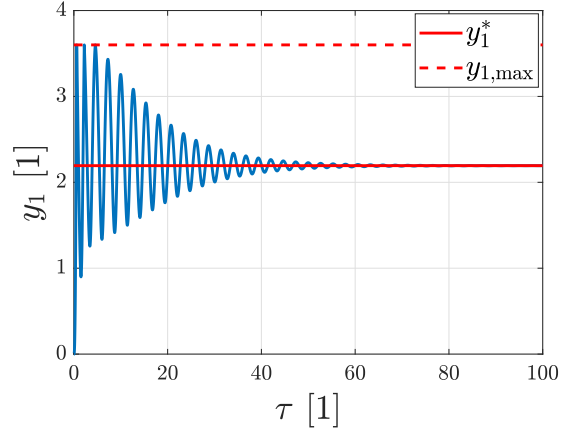
3.2. ábra. A centrikus ütközési modell által figyelembe nem vett esetek három releváns típusa.

Motivációs példaként bemutatható egy $q = 5$ [1] dimenziótlan térfogatáramhoz tartozó, $y_1 = 0$ [1], $y_2 = 0$ [1] és $y_3 = 3$ [1] kezdeti értékekkel indított eset, ahol egy felső ütköző elemmel ellátott, és egy ütköző nélküli modell viselkedése figyelhető meg az eredetileg binstabil tartományban. A 3.3a ábrán látható, hogy a megoldás egy stabil periodikus pálya, amelyhez nagy amplitúdójú rezgések társulnak abban az esetben, ha nincs felső ütközés. Ez az eset a sok ismétlődő ütközés miatt kerülendő, mivel a szelepüléket nagy mechanikai igénybevétel fogja terhelni. Mindeközben a tartály anyagát is sorozatos periodikus nyomásingadozás fárasztja. A 3.3b panelben felül centrikus ütközést alkalmazva $r_u = 0.3$ [1] ütközési tényező mellett a rezgések néhány visszapattnás után megszűnnek.

A két összehasonlított esetet a 3.4 ábra paneljeiben három dimenziós fázisportrékon is megfigyelhetjük. Míg a 3.3a panelben egy ütközéseket tartalmazó stabil periodikus pálya rajzolódik ki, addig a 3.3b panelben látható trajektória a fázistér egy pontjába, a stabil egyensúlyi helyzetbe konvergál a felső ütközővel kiegészített modell esetében. Így megvalósul a stabil nyitás; azaz a rezgésmentes üzem. Mindeközben, ha megfigyeljük a nyomáscsúcsokat, a maximális értékük nagyságrendileg megegyező, azaz az ütköző elhelyezése nem növeli a kockázatát a tartály tönkremenetelének.

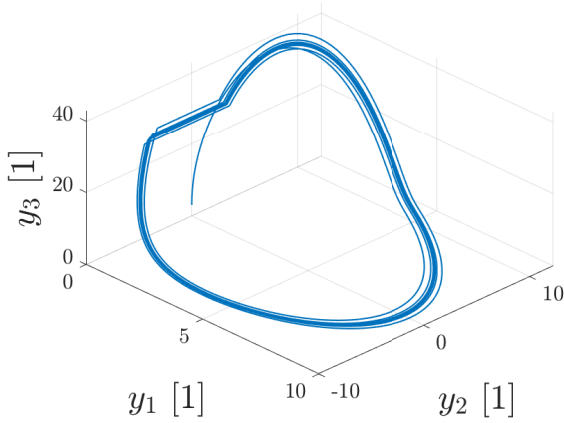


(a) Felső ütköző elem nélküli eset

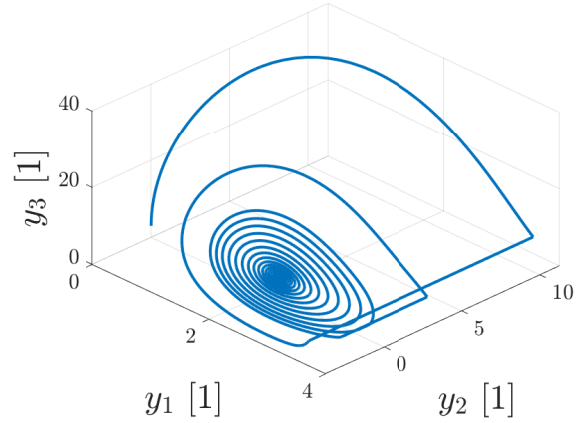


(b) Felső ütközővel kiegészített modell

3.3. ábra. Felső ütköző nélküli és azzal kiegészített modellek összehasonlítása $r_1 = 0.8$ [1], $r_u = 0.3$ [1], $\zeta = 0.25$ [1], $q = 5$ [1] és $\beta = 30$ [1] paraméterértékek mellett, másodfokú effektív felület függvény használatával.



(a) Felső ütköző elem nélküli eset



(b) Felső ütközővel kiegészített modell

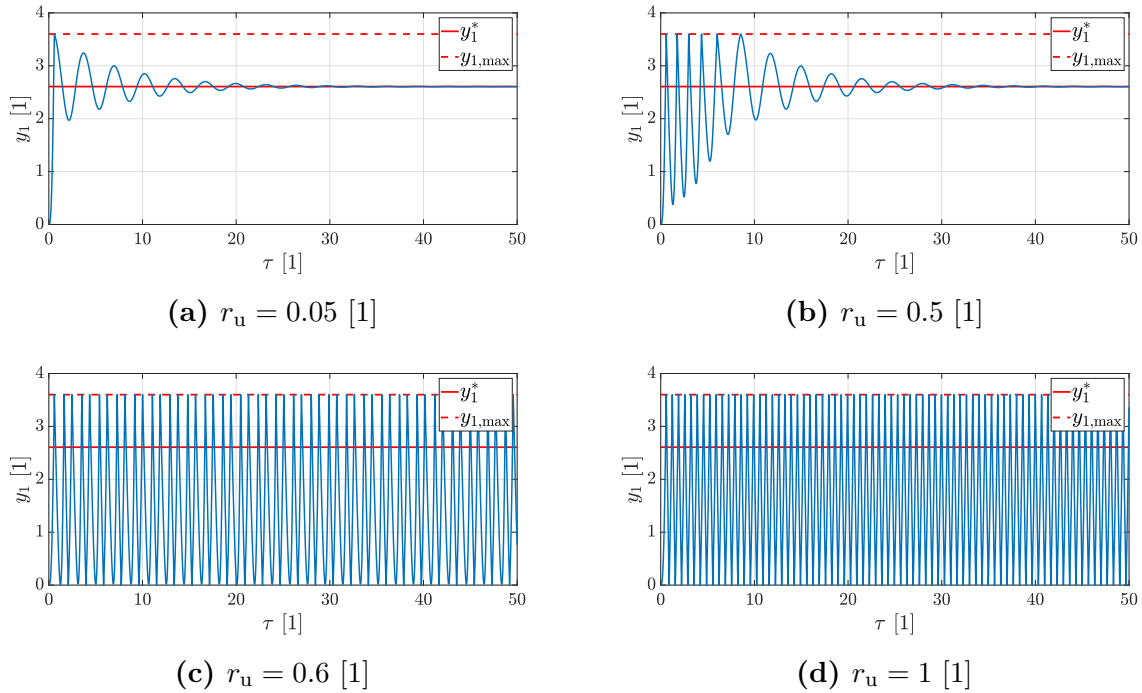
3.4. ábra. Felső ütköző nélküli és azzal kiegészített modellek összehasonlítása $r_1 = 0.8$ [1], $r_u = 0.3$ [1], $\zeta = 0.25$ [1], $q = 5$ [1] és $\beta = 30$ [1] paraméterértékek mellett, másodfokú effektív felület függvény használatával.

4. Felső ütköző hatása a szelep viselkedésére

A felső ütköző elem hatását több feltételrendszer szerint vizsgáltam, melyek közül az első az egyszerű centrikus ütközés volt. Ez az feltétel könnyen implementálható és vizsgálható, azonban a legfőbb bizonytalanság az ütközési tényező értékét terheli. Mivel az alkalmazás szempontjából a legfontosabb feltétel az hogy a szelepnnyitás stabil legyen, ezért a kérdés megfordítható, és célkitűzéssé válhat egy olyan ütközési tényező azonosítása, mely a stabil nyitást segíti elő. Ez a paraméter a gyakorlatban kivitelezésre kerülhet egy olyan felső ütköző elem kialakításával, mely azonos ütközési tényezőt eredményez. A lehetséges megvalósítási szempontok közt szerepelhet bevonatolás, megfelelő geometria tervezése,

továbbá az anyagválasztás.

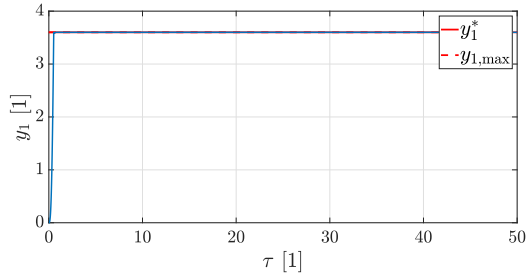
A felső ütköző szelepnitásra gyakorolt hatását nagy mértékben befolyásolja a választott ütközési tényező értéke. A vizsgálatot a két választott térfogatáramra ($q = 5$ [1], $q = q_n$ [1]) végeztem el. A felső ütközési tényező értékét $r_u = 0.05..1$ [1] közt változtattam mindkét esetben, és vizsgáltam a szelepnitás stabilitását. A 4.1 ábrán a $q = 5$ [1] értékhez tartozó nyitások közül látható négy eltérő eset, melyek közül kettő stabil nyitást eredményez, kettő pedig stabil periodikus pályát követ.



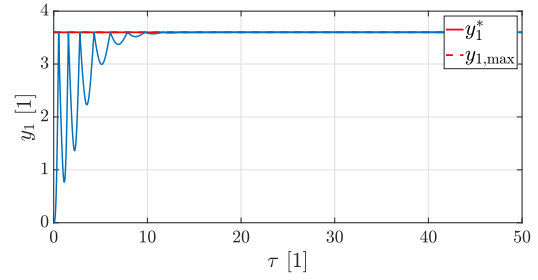
4.1. ábra. A felső ütköző elem figyelembevételével szimulált szelepnitás diagramjai másodfokú effektív felület függvény, $\beta = 30$ [1], $q = 5$ [1], $\zeta = 0.25$ [1] és $r_l = 0.8$ [1] konstans paraméterek mellett, eltérő felső ütközési tényezőkre.

Felső ütközés nélkül az eredetileg 3.3a ábrán bemutatott stabil periodikus pályát követő viselkedés pozitívan befolyásolható megfelelően kicsit ütközési tényezők alkalmazásával, és stabil nyitás érhető el. A 4.1 ábra első két paneljében látható a fentebb említett jelenség, ami megközelítőleg $r_u = 0.05..0.5$ [1] értékek mellett eredményezi a kívánt viselkedést. A felső ütközési tényező nagyobb értékei azonban negatívan hatnak, és chatterhez tartozó periodikus mozgást idéznek elő, ahogy az a 4.1 ábra alsó két paneljében látható. A névleges térfogatáramhoz tartozó vizsgálatok eredményei a 4.2 ábrán láthatóak.

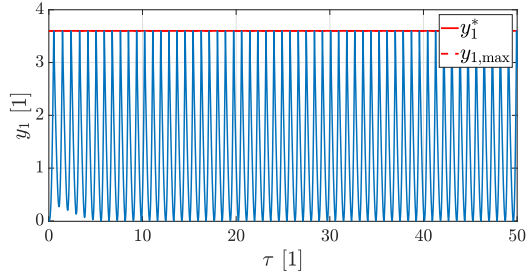
A 4.2 ábra alapján hasonló megfigyelések vonhatóak le mint a $q = 5$ [1] esetben, azzal a fontos különbséggel, hogy az egyensúlyi helyzet ebben az esetben megegyezik az $y_{1,max}$ maximum szelepnitással, ami eredményeként a szelep stabil nyitása akkor jön létre, ha a szeleptányér a felső ütköző elemnek nyomódva képes megállni a mozgásában. Ez az eset a felső ütköző elemen való feltapadás jelenségének vizsgálatát teheti szükségessé, mivel az eddig vizsgált modellben a mozgás soha nem szűnik meg, a zárótest hátfelülete és a szelepház megfelelő eleme közt folytonos ütközések következnek be, melyek a stabil nyitás



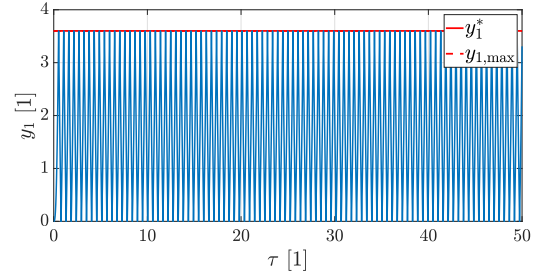
(a) $r_u = 0.05$ [1]



(b) $r_u = 0.5$ [1]



(c) $r_u = 0.6$ [1]



(d) $r_u = 1$ [1]

4.2. ábra. A felső ütköző elem figyelembevételével szimulált szelepnyitás diagramjai másodfokú effektív felület függvény, $\beta = 30$ [1], $q = q_n$ [1], $\zeta = 0.25$ [1] és $r_l = 0.8$ [1] konstans paraméterek mellett, eltérő felső ütközési tényezőkre.

esetén csökkenő amplitúdóval történnek. Ez feltételezhetően hosszabb futási időket eredményez a szimulációk során, továbbá utalhat arra is, hogy az egyszerű visszapattanásokon kívül bonyolultabb jelenségek is bekövetkezhetnek.

4.1. Feltapadás körülményei és hatása

A maximális nyitáshoz tartozó nagy sebességű ütközések jelentős zajjal járhatnak, továbbá nagy mechanikai igénybevételnek teszik ki a szelepet, ami kopáshoz és végül tönkremenetelhez is vezethet. Mivel az ütközési modell sok egyszerűsítést foglal magában, ezért érdemes az ütközésen kívül a feltapadás lehetőségével is számolni. A tapadás bekövetkezését erő és sebesség feltételek szerint vizsgáltam a TDK dolgozat keretein belül.

4.2. Felső tapadás előírt erő feltétel szerint

Fizikai tapasztalat alapján, a zárótest üzem közben olykor elér egy felső fém elemet a szelepházban, melyhez odanyomódik. Később megfelelő nyomásviszonyok között elválik a szelepház ezen elemétől. A felső ütközővel létrejött kontakt legjobban a zárótestre ható erő segítségével jellemezhető. Ha ez az erő nullává válik, akkor a zárótest levál a felső ütközőről. Hasonlóan a feltapadás is elképzelhető oly módon, hogy a zárótestre egy nagy felfelé irányuló erő hat a folyadékából és az összenyomott rugóból származóan. Mindezeket a zárótest gyorsulásával lehet leírni, tehát az erőt a felütközés pillanatában az akkor érvényes gyorsulással számszerűsítjük. A feltapadás vizsgálata azért is fontos, mert nem lehetünk abban biztosak hogy ténylegesen centrikus az ütközés a zárótest hátfala és a szelepház felső ütközőjének tekintett eleme között. A erő feltétel esetében azt feltételezzük, hogy amennyiben a szeleptányér eléri a felső ütköző elemet akkor kellően nagy pozitív, azaz felfelé mutató erő hat ahhoz, hogy a centrikus ütközés már ne érvényesüljön. A vizsgált feltétel az

$$y_2' = -2\zeta y_2 - (\delta + y_1) + \tilde{A}_{\text{eff}}(y_1) y_3, \quad (4.1)$$

ahol $y_1 = y_{1,\text{max}}$ a felső ütközés esetében. A dimenziótlan gyorsulás átszámítható SI mértékegységre, majd a szeleptányér tömegével való szorzással erőre. A dimenziótlan gyorsulásból számított erő az

$$F_a = y_2' \frac{x_{\text{ref}}}{t_{\text{ref}}^2} m = y_2' \frac{Ap_0}{\frac{k}{m}} m = y_2' Ap_0 \quad (4.2)$$

összefüggéssel írható le. Ahhoz, hogy egy reális feltételt lehetséges legyen előírni, a maximális nyitáshoz tartozó rugó erő lett megválasztva mint viszonyítási alap. A rugó erő

$$F_r = k(x_{\text{max}} + x_0) \approx 910 \text{ [N]} \quad (4.3)$$

a maximális szelepnitítás esetén. Amennyiben a (4.1) egyenlet szerint számított gyorsuláshoz tartozó erő nagyobb mint egy meghatározott limit, akkor felső tapadást tételezünk fel, azaz a pozíció rögzítve lesz mint $y_1 = y_{1,\text{max}}$ [1], a sebesség pedig mint $y_2 = 0$ [1]. A nyomás új kezdeti értéke a feltapadás előttivel lesz azonos, és a dimenziótlan nyomás numerikus integrálása történik meg az

$$y_3' = \beta(q - y_{1,\text{max}}\sqrt{y_3}) \quad (4.4)$$

egyenlet értelmében. A szeleptányér akkor fog elválni a felső ütköző elemtől, ha a felső felütközőből átadódó kontakterő nulla. Ezen jelenség figyelembevételére az

$$f_{\text{leválás}} = -(\delta + y_{1,\text{max}}) + \tilde{A}_{\text{eff}}(y_{1,\text{max}}) y_3 < 0 \quad (4.5)$$

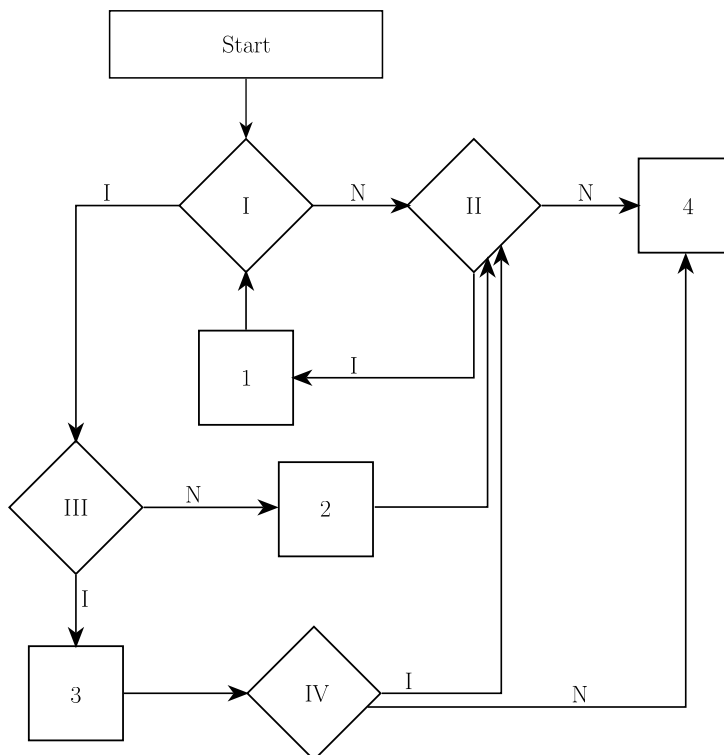
feltételt vizsgáltam. Az egyenlőtlenség teljesülése esetén megáll a (4.4) egyenlet megoldása, és megtörténik a szeleptányér elválása a felső ütköző elemtől, azaz a megoldó újra a (2.21) egyenletben leírt, három dimenziós egyenlet szimulációját végzi. Az új kezdeti értékek a maximális nyitás, nulla sebesség és az utolsó időlépésben érvényes nyomás lesznek.

A 4.3 ábrán látható az erő kritérium szerinti felső letapadáshoz tartozó logikai diagram. Az ábrán rombuszok jelölik a vizsgált kritériumokat, melyek igazságtartalmának függvényében vagy további feltétel vizsgálat, vagy megvalósított szimulációs lépés következik, melyeket az arab számokkal jelölt négyzetek szimbolizálnak. A szimuláció indítását a *Start* felirattal jelölt téglalap jelzi. A szimuláció inicializálása során a kezdeti feltételek mindig a következők voltak: $y_1 = 0$ [1], $y_2 = 0$ [1], $y_3 = 3$ [1], azaz a szelep zárt állapotból zérus sebességgel indul, a nyitónyomás megléte mellett. Ez a kezdeti érték kombináció a szelep vészhelyzeti nyitásának felel meg. A római számok jelentése a 4.3 ábrán:

- I : $y_1 = y_{1,\text{max}}$ feltétel vizsgálata, a szeleptányér találkozik a felső ütköző elemmel
- II : $y_1 = 0$ feltétel vizsgálata, a szeleptányér találkozik a szelepeüléssel
- III : $F_a > F_{a,\text{lim}}$ feltétel vizsgálata, a feltapadás bekövetkezése, ahol $F_{a,\text{lim}}$ az feltapadás bekövetkezéséhez szükséges előírt erő
- IV : $f_{\text{leválás}} < 0$ feltétel vizsgálata, a szeleptányér elválása az ütköző elemtől, azaz a feltapadás megszűnése.

A szimulációs lépéseket jelölő arab számok jelentése:

1. : a szeleptányér ütközése a szelepeüléssel, a numerikus szimuláció megáll, és az $y_1^{(n+1)} = 0$, $y_2^{(n+1)} = -r_1 y_2^{(n)}$, $y_3^{(n+1)} = y_3^{(n)}$ új kezdeti feltételekkel indul el.
2. : a szeleptányér ütközése a felső ütköző elemmel feltapadás nélkül. A numerikus integrálás megáll és az $y_1^{(n+1)} = y_{1,\text{max}}$, $y_2^{(n+1)} = -r_u y_2^{(n)}$, $y_3^{(n+1)} = y_3^{(n)}$ új kezdeti feltételekkel indul el.
3. : a felső feltapadás bekövetkezik, és a (4.4) differenciál egyenlet kerül megoldásra egészen addig, ameddig a IV. feltétel nem teljesül. Az új kezdeti feltételek $y_1^{(n+1)} = y_{1,\text{max}}$, $y_2^{(n+1)} = 0$, $y_3^{(n+1)} = y_3^{(n)}$ lesznek.
4. : Amennyiben a szeleptányér nem éri el sem az $y_1 = 0$, sem az $y_1 = y_{1,\text{max}}$ pozíciót, akkor a szimuláció a meghatározott τ dimenziótlan időpillanatig le fog futni köztes esemény nélkül.



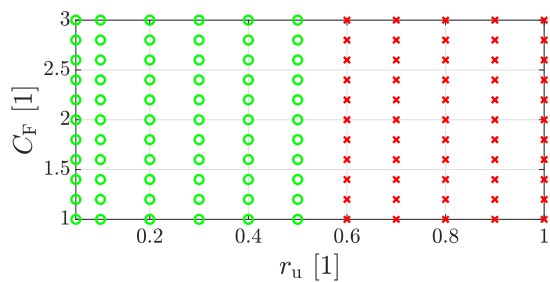
4.3. ábra. Az erő kritériumhoz tartozó numerikus szimuláció logikai diagramja.

Abban az esetben amikor csak felső ütközés volt előírva feltapadás nélkül, elég volt egy paraméter, az r_u szerint vizsgálni a szelepnitász viselkedésének változását, azonban a feltapadás feltétel bevezetése miatt szükséges egy új paraméter, a

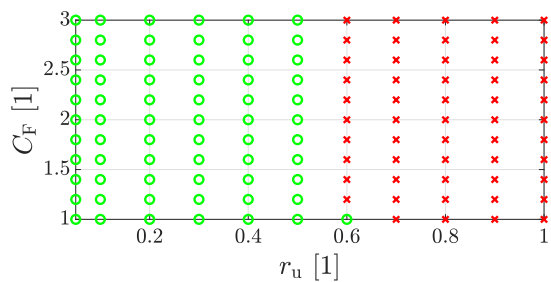
$$C_F = \frac{F_{a,\text{lim}}}{F_r} = \frac{y'_{2,\text{lim}} A p_0}{k(x_{\text{max}} + x_0)} \quad (4.6)$$

bevezetése. A C_F paraméter egy arányszám, amely összehasonlítja a rugóerővel a gyorsulásból számított erőt, amely a zárótestre ható összes erő az ütközés előtti időpillanatban. Ezt az összehasonlítást annak érdekében szükséges megtenni, mert a zárótestre ható erők nagyságrendjét nehéz megítélni, a rugóerő megfelelő összehasonlítási alapként szolgál. Érdeemes megjegyezni, hogy a gyorsulásból származó erő szintén tartalmazza a rugóerőt, amely lefelé hat, így csökkenti az F_a erőt. Ahhoz, hogy teljesebb képet kaphassunk a gyorsulásra előírt limit és a felső ütközési tényező hatásáról, ezen két paraméter függvényében látható mely kombinációk eredményeznek stabil nyitást vagy stabil periodikus mozgást a 4.4 ábra paneljeiben.

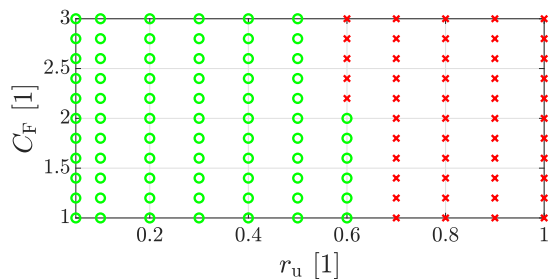
A 4.4 ábrán a piros jelölők az stabil periodikus mozgást, a zöldek pedig a stabil szelepnitásokat jelzik. Látható, hogy mindkét vizsgált térfogatáram érték és minden effektív felület definíció esetén alacsony r_u tartományokon stabil lesz a szelepnitász a C_F paramétertől függetlenül, azonban egy adott ütközési tényező felett a letapadás stabilizáló hatása jelentőssé válhat, amire példaként hozható a 4.4c panelből kiragadott két időjel, melyek a 4.5 ábrán láthatóak. A 4.5 ábra diagramjain másodfokú effektív felületet függvény és $q = 5$ [1] térfogatáramot alkalmazva $r_u = 0.6$ [1] ütközési tényező mellett, a $C_F = 2$ [1] és $C_F = 2.2$ [1] paraméterek hatása került összehasonlításra, mivel az előbbi esetén



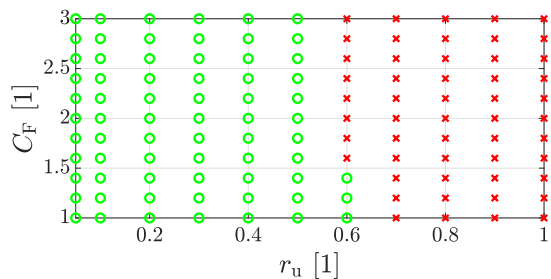
(a) Konstans effektív felület, $q = 5$ [1]



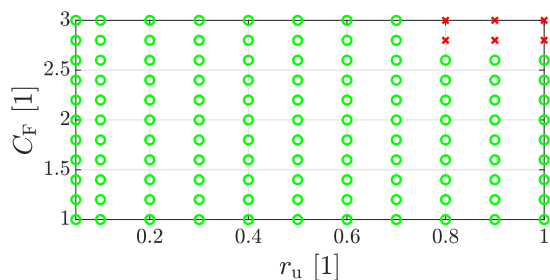
(b) Lineáris effektív felület, $q = 5$ [1]



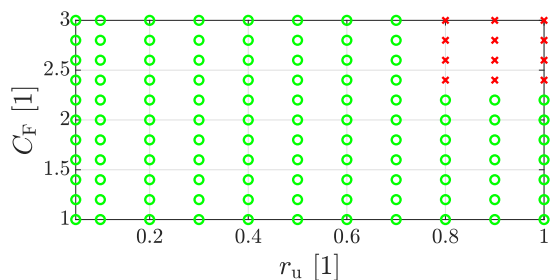
(c) Másodfokú effektív felület, $q = 5$ [1]



(d) Konstans effektív felület, $q = q_n$ [1]



(e) Lineáris effektív felület, $q = q_n$ [1]

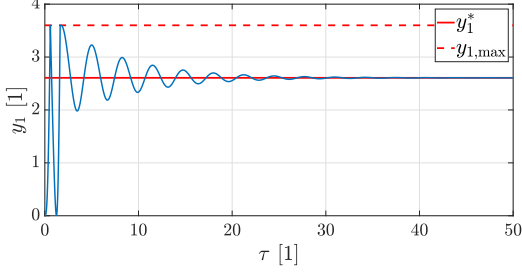


(f) Másodfokú effektív felület, $q = q_n$ [1]

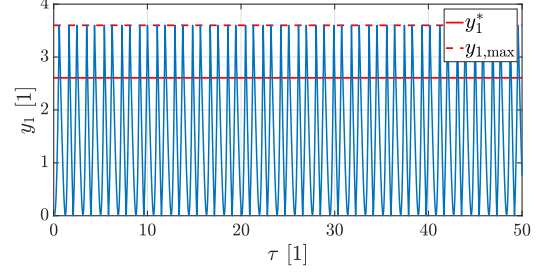
4.4. ábra. A felső ütköző elem figyelembevételével szimulált szelepnýtás stabilitásának vizsgálata eltérő effektív felülete függvények esetén, $\beta = 30$ [1], $\zeta = 0.25$ [1] és $r_1 = 0.8$ [1] konstans paraméterek mellett, eltérő felső ütközési tényezőkre és C_F paraméterekre.

stabil nyitás várható, azonban az utóbbi már periodikus mozgást fog eredményezni. A 4.5a panelban látható hogy stabil szelepnýtás megy végbe, és a szimuláció során történik egy rövid idejű feltapadás is, ami képes stabilizálni a szelepdinamikát. A 4.5b panelban a feltapadásra előírt feltétel nem teljesül, ezért egy periodikus pálya szerinti mozgás fog létrejönni.

Az előírt erőhöz tartozó feltételrendszer logikája numerikus szimulációk megvalósítására egyszerűen kódba foglalható, azonban a mögöttes gondolat új kérdéseket vethet fel. Olyan esetek is előfordulhatnak, ahol például nagy sebességgel mozog az ütközés előtt a szeleptányér, azonban a predikció szerint mégis letapadás következik be a nagy sebességű visszapattanás helyett.



(a) $C_F = 2$ [1]



(b) $C_F = 2.2$ [1]

4.5. ábra. A felső ütköző elem figyelembevételével szimulált szelepnýtás stabilitásának vizsgálata másodfokú effektív felület esetén, $\beta = 30$ [1], $q = 5$ [1], $\zeta = 0.25$ [1], $r_1 = 0.8$ [1] és $r_u = 0.6$ [1] konstans paraméterek mellett, eltérő C_F értékekre.

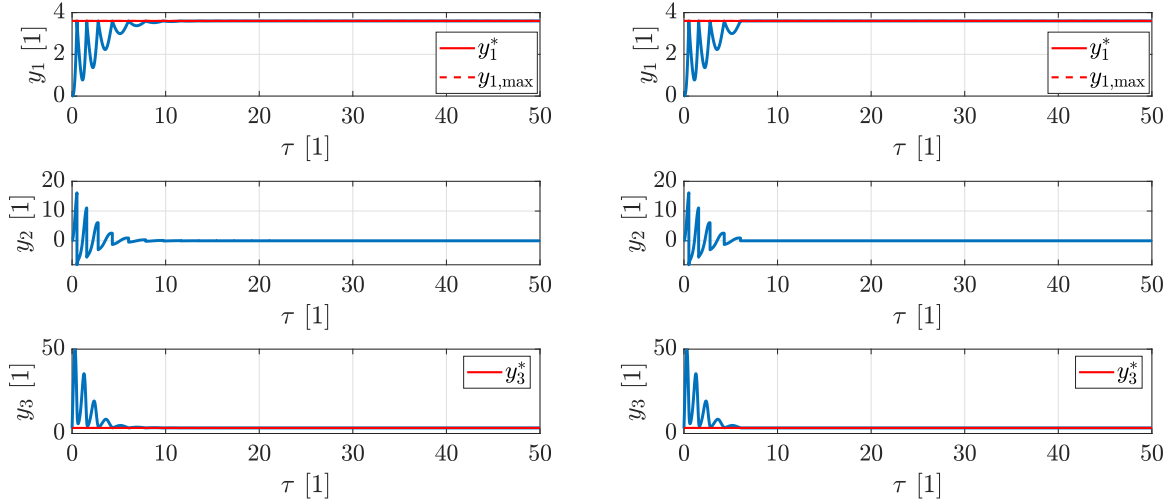
4.3. Felső tapadás előirt sebesség feltétel szerint

Egy másik intuitív megközelítés lehet egy sebességre vonatkozó feltétel megfogalmazása. Amennyiben a felső ütköző elemmel egy előre definiáltan kis sebességgel ütközik a szeleptányér, akkor feltételezhetjük hogy nem fog onnan már elválni, hiszen az ütközési tényező egynél kisebb értéke miatt a maximum szelepnýtásnak csak egy még közelebbi környezetébe tudna eljutni, és onnan már csak még kisebb sebességgel visszatérni. Egyszerűsítve az a feltételezésünk, hogy a végtelen számú ütközést az ütköző elemmel nem hagyjuk fellépni, hanem egy megfelelően kis sebesség értéknél numerikusan feltapasztjuk. Ez a kritérium az ütközés előtti y_2^- sebességre az

$$y_2^- < y_{2,\text{lim}} \quad (4.7)$$

egyenlettel fogalmazható meg. A feladat nehézsége hasonlóan az erő alapú feltapadás esetéhez az, hogy a limit megválasztására nincs kellően objektív szempontrendszerünk, ezért ez tapasztalati úton történhet. A 4.6 ábra paneljeiben látható egy letapadási feltétel nélküli, és egy azt tartalmazó modellel szimulált eset összehasonlítása. Látható, hogy mindkét esetben megvalósul a szelep stabil nyitása, azonban a feltapadás nélküli esetben végtelen számú kis amplitúdójú ütközés történik a szelepház megfelelő eleme és a zárótest hátoldala között. A sebesség alapú letapadással ezeket a kis ütközéseket egy definiált sebességlimit alatt elhanyagoljuk, és a 4.6b panelben látható módon a zárótest pozícióját rögzítjük az $y_{1,\text{max}}$ értékben, egészen addig ameddig a leválás (4.5) feltétele teljesül, és a zárótest elválik a felső ütköző elemtől. A feltapadás jelensége miatt az ütközési modellhez képest láthatóan kevesebb felső ütközés történik, azonban a nyomásjelek nem térnek el jelentősen egymástól. A sebesség jeleken látható, hogy a 4.6a panel középső diagramján még csillapodó sebességamplitúdók vannak a nulla körül, azonban a letapadás esetén a 4.6b panelben már sokkal hamarabb tekinthető rezgésmentesnek az üzem. Ez numerikus szempontból is előnyös lehet, mivel a kevesebb ütközés miatt gyorsabb futási időkre is számíthatunk. Megfigyelés alapján olyan esetekben, amikor q_n névleges térfogatáram mellett a feltapadás bekövetkezik, nagyjából a futásidő 15 – 20%-át takaríthatjuk meg ahhoz az esethez képest amikor a kizárólag ütközéseket tartalmazó modellt alkalmazzuk.

A névlegesnél kisebb térfogatáramok esetén azonban a feltapadás megszűnik és bekövetkezik a leválás, mivel a megoldásnak az egyensúlyi helyzethez kell beállnia, ami eltér az $y_{1,\max}$ maximum szelepnyitástól. A leválás feltételének vizsgálata számottevően lassítja a kód futását, így ilyen esetekben nem éri meg a sebesség kritérium alapján előírt feltapadást tartalmazó modell alkalmazása. A futásidőre vonatkozó megfigyelések és a 4.6 ábra alapján tárgyalt összehasonlítás alapján elmondható, hogy az előírt sebesség feltétel inkább technikai jelentőséggel bír, a szelepdinamikát nem befolyásolja szignifikánsan az alkalmazása.



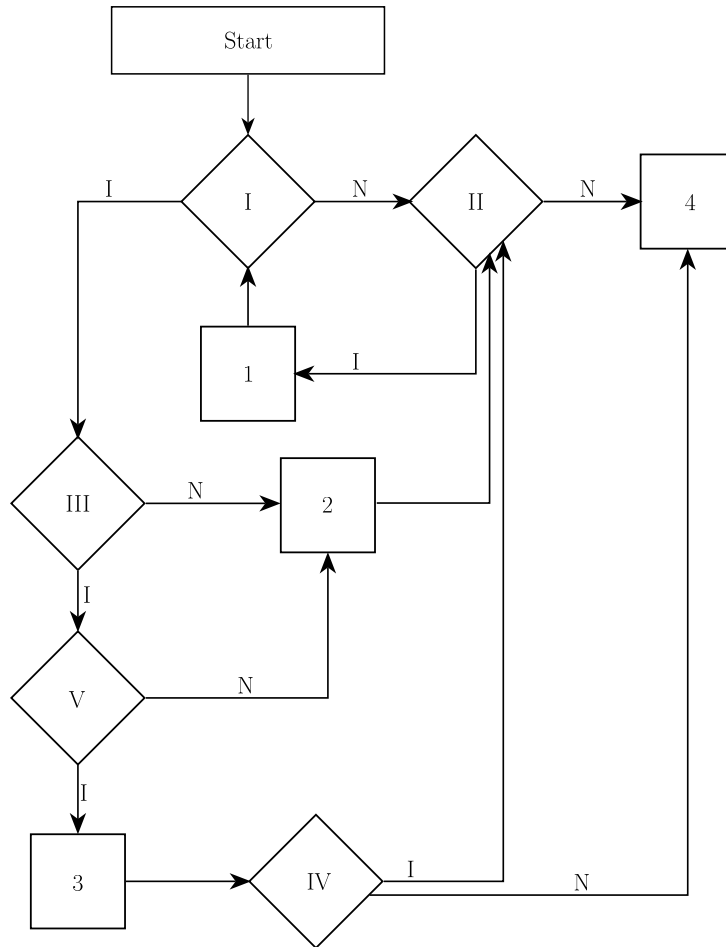
(a) Felső és alsó ütközést alkalmazó modell. (b) Feltapadást tartalmazó modell $y_{2,\lim} = 1$ [1] limitértékkel.

4.6. ábra. A dimenziótlan szelepnyitás, sebesség és nyomás diagramjai másodfokú effektív felület, $\beta = 30$ [1], $q = q_n$ [1], $\zeta = 0.25$ [1], $r_1 = 0.8$ [1], és $r_u = 0.5$ [1] konstans paraméterek mellett.

A 4.7 ábrán látható a sebesség alapú feltapadás logikája. Ez alapvetően azonos mint a 4.3 ábra, azzal a tartalmi különbséggel hogy egyes vizsgálatok más egyenletek és kritériumok szerint lettek elvégezve, továbbá megjelenik egy új, V-el jelölt feltétel. A négyzetekkel szemléltetett szimulációs lépések teljesen az előzőleg ismertetettekkel, ezért ezeket nem részletezem. A római számokkal jelölt és új jelentéssel rendelkező kritériumok:

III : $y_2 < y_{2,\lim}$ feltétel vizsgálata, a feltapadás bekövetkezése

V : $f_{\text{leválás}} < 0$ feltétel vizsgálata, közvetlenül a dimenziótlan nyomás (4.4) egyenlet szerinti numerikus integrálásának elindítása előtt. Amennyiben ez a feltétel teljesül, akkor felső visszapattnás következik be feltapadás helyett.

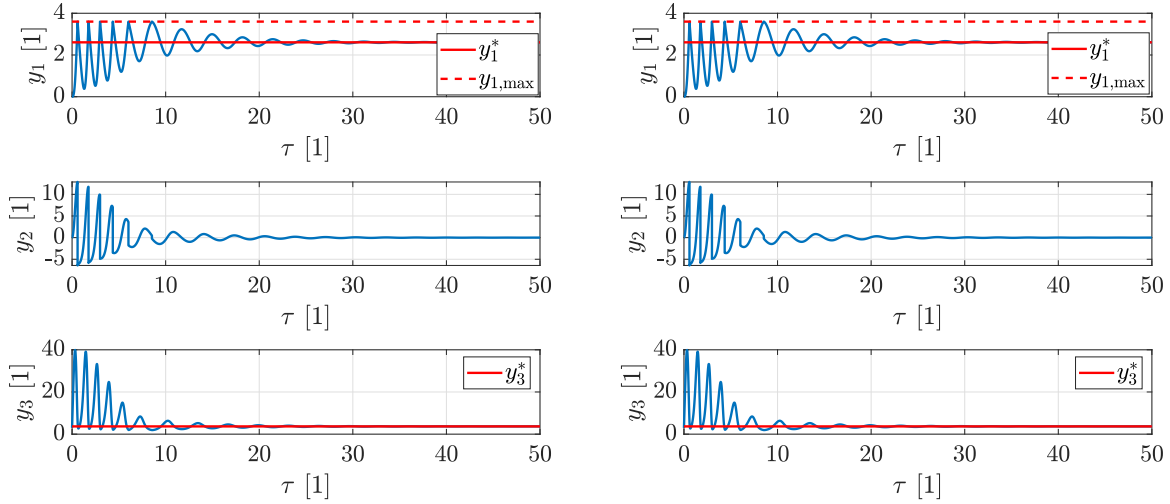


4.7. ábra. A gyorsulás kritériumhoz tartozó numerikus szimuláció logikai diagramja.

5. Eredmények kiértékelése és tervezési javaslatok

A bemutatott modellek összehasonlítására a 3.3a panelben látható felső ütköző nélkül stabil periodikus viselkedést mutató esethez tartozó paramétereket használtam fel, melyek a $q = 5$ [1], $\zeta = 0.25$ [1], $\beta = 30$ [1] és $r_1 = 0.8$ [1]. A felső ütköző jelenléte nagy mértékben módosítja a szelepdinamikát, amire két példa látható az 5.1 ábrán $r_u = 0.5$ [1] felső ütközési tényező esetén. Az 5.1a panelben csak ütközések lettek figyelembe véve a feltapadás lehetősége nélkül. Az 5.1b panelban szereplő ábra már tartalmazza az erő kritériumra épülő feltapadási modellt, azonban a sebességjelen látható hogy még a legkisebb alkalmazott határérték mellett, mely a $C_F = 1$ [1] volt, sem történt feltapadás. A sebességjel vizsgálata alapján állapítható meg a legkönnyebben hogy visszapattanás vagy feltapadás történt, ugyanis feltapadás esetében a zárótest sebessége zérusra változik. Elmondható hogy a tárgyalt esetben a szelepdinamika az alkalmazott modelltől függetlenül megegyezik, és kialakul a rezgésmentes üzemállapot.

Az 5.2 ábrán az előzetesen tárgyalt esethez képest eltérő, $r_u = 0.6$ [1] felső ütközési tényező került alkalmazásra. Egy olyan eset látható az 5.2a panelben, ahol abban az esetben ha csak ütközéseket tartalmazó modellt alkalmazunk, akkor a zárótest stabil pe-



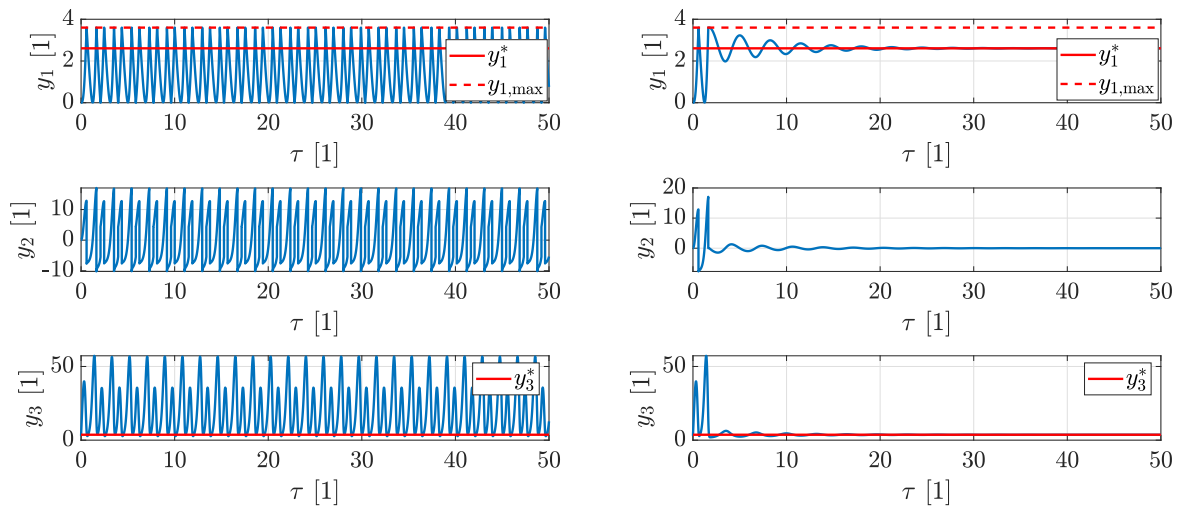
(a) Felső és alsó ütközést alkalmazó modell. (b) Feltapadást tartalmazó modell $C_F = 1$ [1] limitértékkel.

5.1. ábra. A dimenziótlan szelepnyitás, sebesség és nyomás diagramjai másodfokú effektív felület, $\beta = 30$ [1], $q = 5$ [1], $r_1=0.8$ [1], $r_u=0.5$ [1] és $\zeta = 0.25$ [1] konstans paraméterek mellett.

riodikus mozgás fog végezni. Ezt a viselkedést nevezzük *chatter*-nek, ami kifejezetten hátrányos lehet a többszöri szelepnélkül-zárótest és zárótest-felső ütköző elem közti ütközés miatt, ugyanis bekövetkezhet a szelep károsodása. További kockázatot jelent, hogy a nagy amplitúdójú és gyorsan ismétlődő nyomásváltozások fárasztó igénybevételt jelentenek a tartálynak, ezzel annak biztonságos üzemét veszélyeztetve. Ha a feltapadás lehetőségét is figyelembe vesszük, akkor $C_F = 2$ [1] limit alkalmazása mellett az 5.2b panelben szereplő ábra jóslata szerint a szelep mindössze egy felső ütközést és egy feltapadást követően el fogja érni az egyensúlyi állapotát, mely körül beáll a rezgésmentes üzem. A sebességjelen jól látható az éles változás a feltapadás pillanatában. A nyomás kezdeti csúcsai ugyan közel megegyeznek a feltapadás nélküli modell alkalmazásával számított értékekkel, de a periodikus mozgás hiányában gyorsan megközelítik az egyensúlyi nyomás értékét. Összefoglalva elmondható, hogy az $r_u = 0.6$ [1] felső ütközési tényező esetén feltapadást nem feltételezve chatter viselkedés alakul ki, ahogyan az 5.2a panelben látható, azonban a feltapadás stabilizálhat az 5.2b ábra szerint. Kérdéses, hogy az ütközés mennyire centrikus, és hogy melyik eset rendelkezik több realitással. Amennyiben ez előre adott feltétel jobban leírja a valóságot, ez egy előnyös tulajdonsága lehet az ütközőnek, ami indokolhatja a feltapadási jelenségek részletes vizsgálatát a jövőben.

Lehetséges felvetés, hogy mesterségesen idézzük elő a centrikus ütközést, és bevonatolással/anyagválasztással csökkentjük a felső ütközési tényező értékét. Abban az esetben ha ez megvalósítható, akkor az 5.1a panelben szereplő esethez juthatunk, ahol az r_u tényező értéke mindössze egy tizeddel kisebb az 5.2a esethez képest, viszont ez a jóslatunk szerint elegendő a stabil szelepnyitás létrejöttéhez. A feltapadást és a kizárólag ütközése-

ket feltételező modellek közti átmenet figyelhető meg az 5.2b ábrán, ahol még $C_F = 1$ [1] esetében sem következik be feltapadás, így ekvivalens eredményt kapunk az 5.2a esettel.

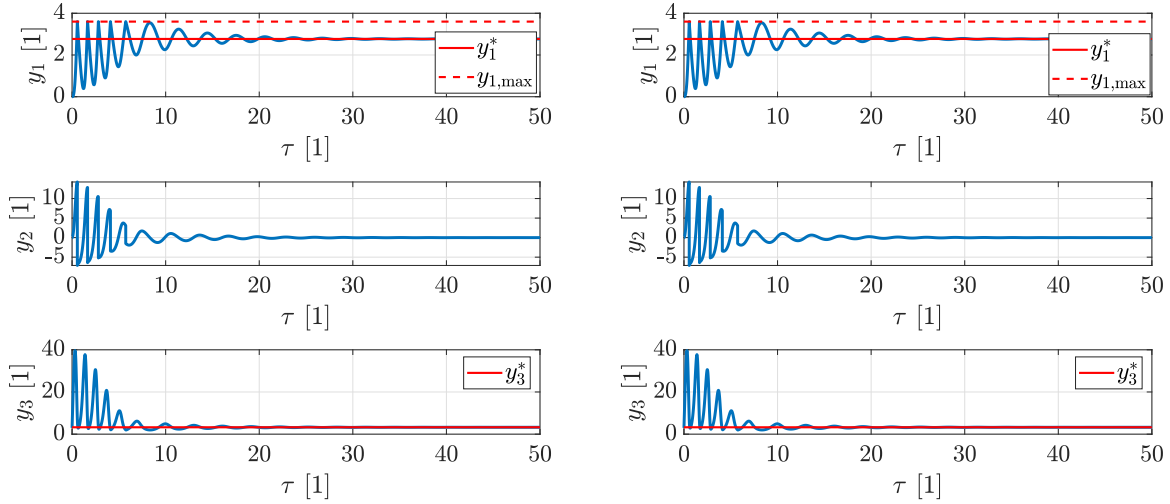


(a) Felső és alsó ütközést alkalmazó modell. (b) Feltapadást tartalmazó modell $C_F = 2$ [1] limitértékkel.

5.2. ábra. A dimenziótlan szelepnnyítás, sebesség és nyomás diagramjai másodfokú effektív felület, $\beta = 30$ [1], $q = 5$ [1], $r_u = 0.6$ [1] és $\zeta = 0.25$ [1] konstans paraméterek mellett.

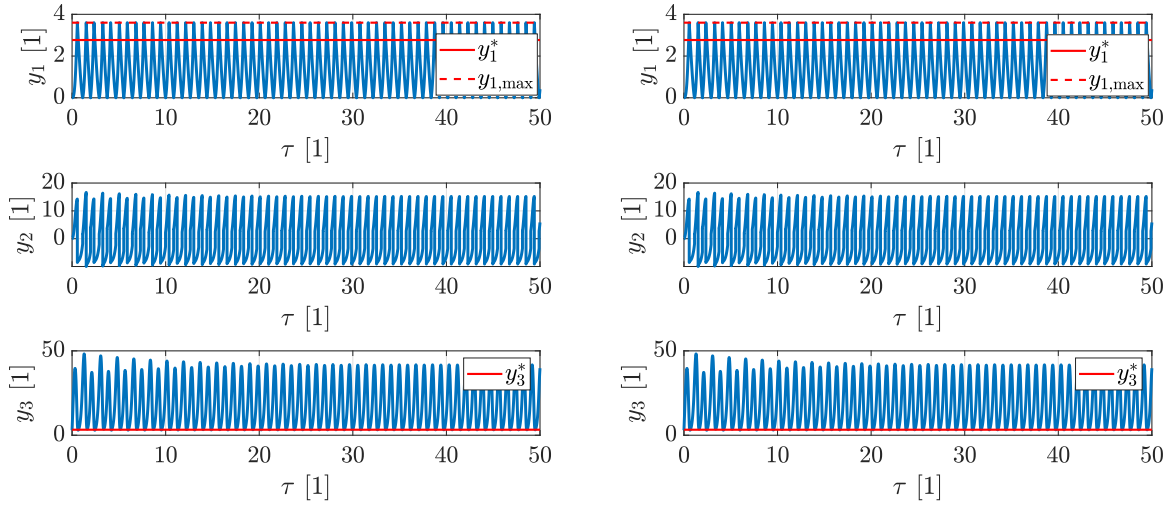
Mivel a másodfokú effektív felület függvény alkalmazása esetén kihasználható volt az erő kritérium szerinti feltapadás jelensége, ezért az összehasonlítást elvégeztem a lineáris és konstans effektív felület függvények alkalmazásával is. Az 5.3 ábrán lineáris effektív felület definícióhoz és $r_u = 0.5$ [1] felső ütközési tényezőhöz tartozó modellek eredményei láthatóak. Megfigyelhető, hogy a lineáris effektív felület függvény alkalmazása gyakorlatilag azonos eredményre vezetett mint az 5.1 ábrán bemutatott esetek. Az erő feltétel alkalmazása nem módosította a szelepdinamikát, mivel ebben az esetben sem történt feltapadás. Elmondható, hogy az alkalmazott paraméterek mellett a két effektív felület függvény közel ekvivalens szelepdinamikát eredményez, hiszen a két eset még a felső ütközések számában is megegyezik. Az 5.4 ábrán szintén a lineáris effektív felület definícióhoz tartozó, de $r_u = 0.6$ [1] felső ütközési tényezővel szimulált időjeleket láthatjuk. Az 5.2b esethez képest az 5.4b esetben nem történik feltapadás, és chatter viselkedés jelenik meg. Elmondható hogy a lineáris effektív felület függvény esetén az erő alapú feltapadás modell alkalmazása nem módosítja szignifikánsan az ütközési modell szerint fellépő szelepdinamikát. Ez összhangban van a 4.4b panelben megfigyelhető vizsgálat eredményével.

A konstans effektív felület függvény $q = 5$ [1] térfogatáram mellett szimulált eredményei az 5.5 ábrán láthatóak. Az 5.5a panelben megfigyelhető, hogy az előző két esethez képest a rezgések többször ütköznek a felső ütközővel, és lassabb a szelepdinamika. Hasonlóan az 5.3 és 5.1 ábrákon látható szimulációkhoz, a feltapadás nem következik be ebben az esetben sem, és a két panelben vizsgált modell azonos szelepdinamikát eredményez. Az



(a) Felső és alsó ütközést alkalmazó modell. (b) Feltapadást tartalmazó modell $C_F = 1$ [1] limitértékkel.

5.3. ábra. A dimenziótlan szelepnnyitás, sebesség és nyomás diagramjai lineáris effektív felület, $\beta = 30$ [1], $q = 5$ [1], $r_1=0.8$ [1], $r_u=0.5$ [1] és $\zeta = 0.25$ [1] konstans paraméterek mellett.



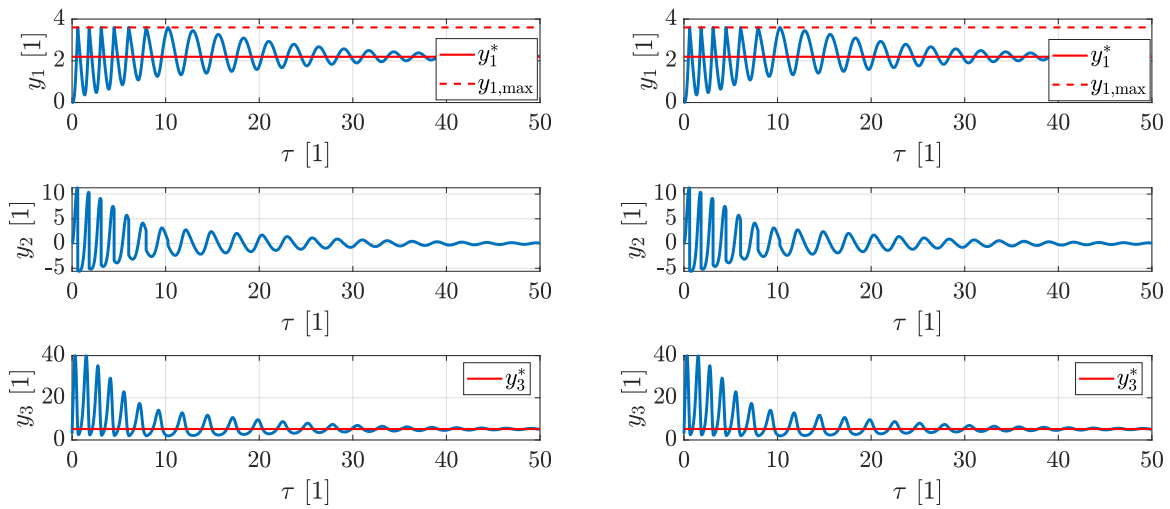
(a) Felső és alsó ütközést alkalmazó modell. (b) Feltapadást tartalmazó modell $C_F = 2$ [1] limitértékkel.

5.4. ábra. A dimenziótlan szelepnnyitás, sebesség és nyomás diagramjai lineáris effektív felület, $\beta = 30$ [1], $q = 5$ [1], $r_1=0.8$ [1], $r_u=0.6$ [1] és $\zeta = 0.25$ [1] konstans paraméterek mellett.

$r_u = 0.6$ [1] felső ütközőhöz tartozó esetek az 5.6a ábrán tekinthető meg. Az 5.4 ábrán látható esethez hasonlóan a konstans effektív felület függvény alkalmazásával sem láthatunk feltapadást. Ennek eredményeképp a modelljeink ekvivalensen viselkednek a 5.6a

és 5.6b panelek értelmében. Ez a viselkedés is megfigyelhető a 4.4a panelben, ahol a erő feltétel vizsgált értékeitől független a stabil nyitás létrejötte, és kiértékelt eseteket csak az r_u felső ütközési tényező befolyásolja.

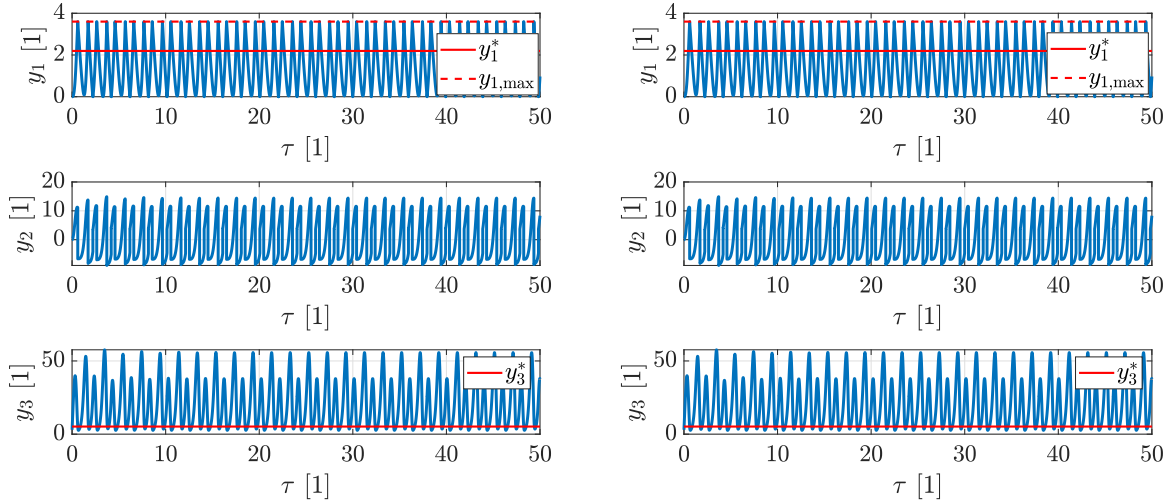
A 4.4 ábra tanulsága, hogy az erő feltétel várhatóan nem okoz jelentős eltérést a centrikus ütközési modellhez képest konstans és lineáris effektív felület függvényeket alkalmazva, mivel ezen vizsgálatok eredményei $q = 5$ [1] térfogatáram esetén szinte csak a felső ütközési tényező értékétől függenek, a C_F paramétertől való függésük elhanyagolható. Továbbá az eltérő effektív felület függvényekhez eltérő instabil határciklus alakok tartoznak, amik a szelepdinamikát nagy mértékben megváltoztatják. A határciklus alakján kívül fontos azt is részletesen vizsgálni, hogy a felső ütköző pozíciója hogyan viszonyul az instabil határciklus sugarához.



(a) Felső és alsó ütközést alkalmazó modell. (b) Feltapadást tartalmazó modell $C_F = 1$ [1] limitértékkel.

5.5. ábra. A dimenziótlan szelepnívó, sebesség és nyomás diagramjai konstans effektív felület, $\beta = 30$ [1], $q = 5$ [1], $r_1=0.8$ [1], $r_u=0.5$ [1] és $\zeta = 0.25$ [1] konstans paraméterek mellett.

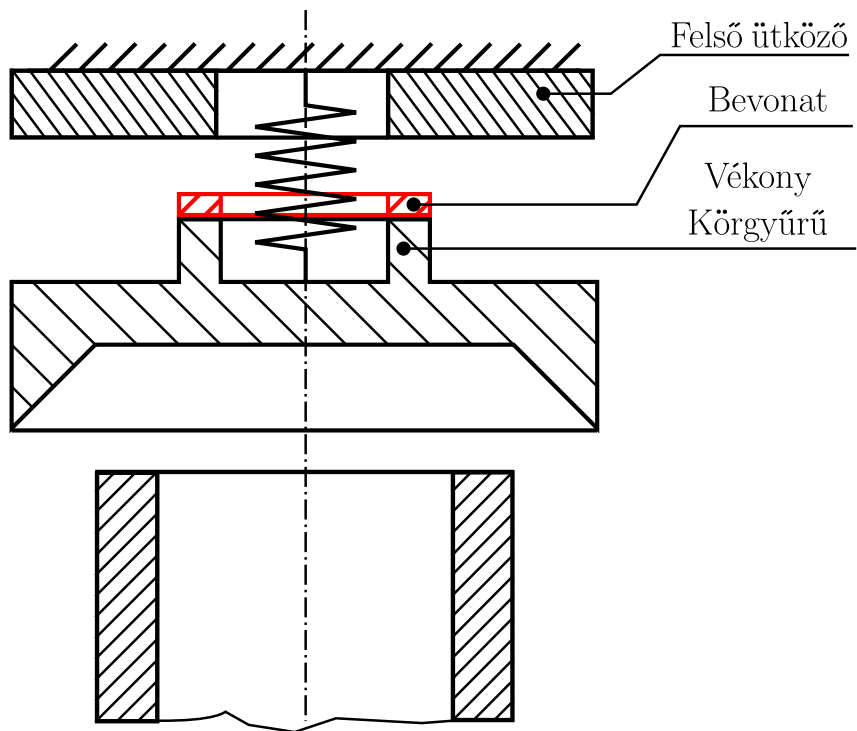
Következtetésképp levonható hogy a kis ütközési tényezők előnyösek amennyiben a szelep rezgésmentes üzemére törekszünk, ezért célkitűzés lehet egy olyan zárótest-felső ütköző kialakítás, mely több mozgási energia disszipációját teszi lehetővé és elősegíti azt, hogy centrikus ütközés következhesse be. Legfőképp a megfelelő geometria tervezése és az anyagválasztás adhat megoldást erre a problémára, azonban lehetséges olyan megoldások számbavétele is, mint például a zárótest hátoldalának bevonatolása. Egy lehetséges megoldás lehet a centrikus ütközés elősegítésére egy vékony, kis belső rádiusszal rendelkező fém körgyűrű kialakítása a zárótest hátoldalán, ami csökkenti azt a felületet ami kontaktba kerül ütközés során a felső ütköző elemmel, továbbá a kis rádiusz által csökkenhetnek a szöghibák is. A két érintkező felület megfelelő megmunkálása is cél lehet, továbbá a körgyűrű felső felülete bevonatolással is ellátható. A bevonatolás célja az ütközési té-



(a) Felső és alsó ütközést alkalmazó modell. (b) Feltapadást tartalmazó modell $C_F = 2$ [1] limitértékkel.

5.6. ábra. A dimenziótlan szelepnitítás, sebesség és nyomás diagramjai konstans effektív felület, $\beta = 30$ [1], $q = 5$ [1], $r_1=0.8$ [1], $r_u=0.6$ [1] és $\zeta = 0.25$ [1] konstans paraméterek mellett.

nyező értékének a csökkentése, ami a bemutatott esetek alapján elősegíti a stabil nyitás létrejöttét. A 5.7 ábrán látható egy lehetséges megvalósítás sematikus rajza, mely tartalmazza a bevonatolást és fel van tüntetve rajta a kis belső rádiuszú vékony körgyűrű, mely a zárótest hátoldalán foglal helyet.



5.7. ábra. Egy lehetséges megvalósítás ábrája.

6. Összefoglalás

A dolgozat egy közvetlen rugóterhelésű nyomáshatároló szelepből és tartályból álló rendszer dinamikájával foglalkozik, mely leírására egy dimenziótlan differenciálegyenlet rendszer került felhasználásra. A differenciálegyenletek tartalmaznak egy effektív felületnek nevezett, a szelepnitástól konstans, lineáris vagy másodrendben függő kifejezést, mely a zárótestre ható impulzus- és nyomáserőket veszi figyelembe. A dolgozatban ismertetésre került az egyensúlyi helyzet meghatározásához szükséges egyenletrendszer, melyhez lineáris stabilitásvizsgálatot kell elvégezni. Abban az esetben, ha a szelep az egyensúlyi helyzetében üzemel, akkor beszélünk stabil nyitásról. A Routh-Hurwitz kritérium szerinti stabilitásvizsgálat eredményei határfelületek segítségével lettek szemléltetve a három ismertett effektív felület esetére. A határfelületek felhasználásával az adott dimenziótlan rendszer merevség és térfogatáram értékekhez tartozó minimálisan szükséges csillapítások határozhatóak meg, vagyis a felület alatti pontok az instabil, míg a felület felettiak a stabil szelepműködéshez tartoznak.

A lineáris stabilitásvizsgálaton kívül térfogatáram szerinti söprés alkalmazásával bifurkációs diagramokon azonosításra kerültek olyan térfogatáram tartományok, melyek az ú.n. bistabil zónában helyezkednek el, azaz egy olyan régióban ahol a kezdeti értékektől függően stabil periodikus mozgás vagy stabil nyitás alakulhat ki. A stabil periodikus pályákat és a stabil egyensúlyi helyzetet egy instabil határciklus választja el egymástól. A bifurkációs diagramok készítése során a zárótest mozgását csak annyiban korlátoztuk, hogy a szelepház elérését követően egy adott ütközési tényezővel figyelembe vett visszapattanás történik, mely feltételezhetően centrikus ütközésként modellezhető.

A bistabil zónába eső névleges térfogatáramot, és egy lehetséges, névlegesnél kisebb üzemi térfogatáramot választottunk a dinamika vizsgálatára. A bifurkációs diagramok alapján láthatóvá vált, hogy a stabil periodikus mozgás jelentős mértékben meg tudja haladni az ú.n. maximális szelepnitást, ami definíció szerint a nyitónyomás 110%-ához tartozó szelepnitás. A valós szelepkialakítások esetén a zárótest egy adott nyitásnál nem képes nagyobb értéket elérni, ugyanis a szelepház megfelelő eleme fizikai akadályt képez a mozgásban. Ezt az elemet felső ütközőnek nevezzük, és numerikus szimulációk segítségével a szelepdinamikára gyakorolt hatása került vizsgálatra. A numerikus szimulációk elvégzéséhez egy relatív kis dimenziótlan csillapítás lett kiválasztva, ugyanis a nyomáshatároló szelepek esetében csak belső csillapítások léphetnek fel. A kezdeti értékek minden esetben oly módon lettek felvéve mintha a szelep valós üzeme során egy vészhelyzeti nyitás következne be. A vizsgálatok célja az volt, hogy meghatározzuk a szelepház megfelelő eleme és a zárótest közti ütközési tényező értékének hatását a szelepdinamikára. Ennek eredményeképp megállapítható, hogy ezen tényező alacsony értékei mellett képes kialakulni a stabil szelepnitás, azonban egy határérték felett chatter alakulhat ki, ami károsíthatja a szelepet vagy a rendszert.

A zárótestnek a szelepház megfelelő elemén való feltapadása is modellezésre került, két eltérő megfontolás alapján. Az első vizsgált modell feltételezése szerint akkor alakul ki

feltapadás, ha a zárótest és az ütköző kontaktba kerülésekor a zárótestre megfelelően nagy, felfelé mutató erő hat, mely az ütközőhöz szorítja azt. Az erőlimit kiválasztására többféle értékkel készült numerikus szimuláció. A feltapadás megszűnése után nulla kezdeti sebességgel és viszonylag alacsony tartálynyomás mellett mozdul meg újra a zárótest, ami stabil nyitás kialakulásához vezethet. A második megfontolás az ütközés előtti sebességre ad feltételt. Az ütközési modell azt eredményezheti, hogy többszörös egyre csökkenő amplitúdójú visszapattanás történik a felső ütköző elemről, azonban ha a sebesség már kisebb egy adott értéknél, akkor feltapadást írunk elő, ami rezgésmentes üzemet biztosít, továbbá bizonyos esetekben rövidíti a szimulációs időt.

A vizsgált modellek alapján az a következtetés vonható le, hogy az alacsony felső ütközési tényező alacsony értékei előnyösek a stabil szelepnitás kialakulására, vagyis tervezési szemponttá válhat egy olyan geometria vagy művelet (például bevonatolás) azonosítása, mely képes az ütközési tényező értékét csökkenteni. A másik fontos szempont az, hogy törekedni kell egy olyan kialakításra, amely biztosítja az ütközés centrikusságát. Erre megoldást jelenthet a dolgozatban említett kis belső rádiuszú vékony körgyűrű a zárótest hátoldalán, ami csökkenti az érintkezési felületeket és a zárótest és a szelepház eleme közti szöghibákat.

Summary

The paper deals with the dynamics of a direct spring-loaded pressure relief valve and tank system, which is described by a system of dimensionless differential equations. The differential equations include an expression called the effective area, which is a constant, linear or quadratic function of the valve opening, and takes into account the impulse and pressure forces acting on the closing body. To determine the equilibrium position, a system of equations has been presented which requires a linear stability analysis. Stable valve opening occurs if the valve operates in its equilibrium position. The results of the stability analysis according to the Routh-Hurwitz criterion have been illustrated by means of limit surfaces utilizing the three effective surface functions described. Using the limit surfaces, the minimum required damping for a given dimensionless system stiffness and flow rate value can be determined, i.e. the points below the surface belong to unstable valve operation, while the points above the surface belong to stable valve operation.

In addition to the linear stability analysis, bifurcation diagrams were obtained by a flowrate sweeping method, and these diagrams were used to identify a range of flowrates that fall within the so-called bistable zone, i.e. a region where stable periodic motion or stable opening can occur depending on the initial values. The stable periodic orbits and the stable equilibrium position are separated by an unstable limit cycle. During the construction of the bifurcation diagrams, the motion of the closing body was limited only to the extent that, after reaching the valve seat, a bounce occurs, which was considered utilizing the simplest impact model, taking into account a given coefficient of restitution.

From the bistable zone the nominal flowrate and a possible operating flowrate lower than the nominal one were chosen to study the dynamics. From the bifurcation diagrams, it was shown that the stable periodic motion can significantly exceed the so-called maximum valve opening, which is defined as the valve opening corresponding to 110% of the opening pressure. In real valve designs, the closing body cannot reach a value higher than a given opening, since the corresponding element of the valve body forms a physical barrier to the movement. This element is called the upper stopper and its effect on the valve dynamics has been investigated by numerical simulations. A relatively small dimensionless damping was chosen to perform the numerical simulations, as only internal damping can be present in pressure relief valves. In all cases, the initial values were taken as if an emergency opening would occur during the real operation of the valve. The purpose of the investigations was to determine the effect of the coefficient of restitution between the corresponding element of the valve body and the closing body on the valve dynamics. As a result, it was found that at low values of this coefficient, stable valve opening can occur, but above a threshold value, chatter can develop, which can damage the valve or the system.

The sticking of the closing body on the corresponding element of the valve body was also modelled, based on two different considerations. The first model considered assumes that sticking occurs when a sufficiently large upward force is applied to the closing body

when it comes into contact with the upper stopper, forcing the closing body against the stopper. Numerical simulations were performed with several different values to select the force limit. After the sticking has ceased, the closing body resumes its movement with zero initial velocity and at a relatively low tank pressure, which can lead to a stable opening. The second consideration gives a condition for the velocity before impact. The collision model may result in multiple bounces of decreasing amplitude from the upper stopping element, but if the velocity is already below a certain value, sticking is imposed, providing vibration-free operation and shortening the simulation time in certain cases.

Based on the models investigated, it can be concluded that low values of the upper coefficient of restitution are beneficial for the development of stable valve openings, i.e. it may become a design consideration to identify a geometry or procedure (e.g. coating) that can reduce the value of this coefficient. Another important consideration is the need to strive for a design that ensures that the occurring impacts are close to the ideal case considered in our model. This can be achieved by the use of a thin ring with a small internal radius on the back of the closing body, as mentioned in this thesis, which reduces the contact surfaces and the angular misalignment between the closing body and the upper stopper.

Keywords: pressure relief valve, Hopf bifurcation, mechanical vibrations

Irodalomjegyzék

- [1] Bazsó, C. [2016], Instability phenomena of pressure relief valves, PhD thesis, Budapest University of Technology and Economics (Hungary).
- [2] Bazsó, C. and Hős, C. [2013], ‘An experimental study on the stability of a direct spring loaded poppet relief valve’, *Journal of fluids and structures* **42**, 456–465.
- [3] *Emerson Automation Solutions Katalógus* [n.d].
URL: <https://www.emerson.com/documents/automation/article-addressing-bellows-failures-in-relief-valve-applications-crosby-en-en-9446012.pdf>
- [4] Erdődi, I. and Hős, C. [2017], ‘Prediction of quarter-wave instability in direct spring operated pressure relief valves with upstream piping by means of cfd and reduced order modelling’, *Journal of Fluids and Structures* **73**, 37–52.
URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0889974616303784>
- [5] Facskó, V. [2022], ‘Periodikus pályák a nyomáshatároló szelep dinamikájában’.
- [6] G., L., Champneys, A. and Hos, C. [2009], Nonlinear analysis of a single stage pressure relief valve’, *IAENG International Journal of Applied Mathematics* **39 Issue 4**, 286 – 299.
- [7] Hős, C. and Champneys, A. R. [2012], Grazing bifurcations and chatter in a pressure relief valve model’, *Physica D: Nonlinear Phenomena* **241**(22), 2068–2076.
- [8] Kadar, F., Hos, C. and Stepan, G. [2022], Delayed oscillator model of pressure relief valves with outlet piping’, *Journal of Sound and Vibration* **534**, 117016.
URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0022460X22002358>
- [9] Kádár, F. [2016], Nyomáshatároló szelep zárótestére ható erő kísérleti vizsgálata’.
- [10] Kádár, F. [2019], Nyomáshatároló szelep stabilitása és nemlineáris dinamikája’.
- [11] Sümegi, V. [2022], Nonlinear dynamics of a pressure relief valve’.