

Jegyzet

a

Kavitációtan

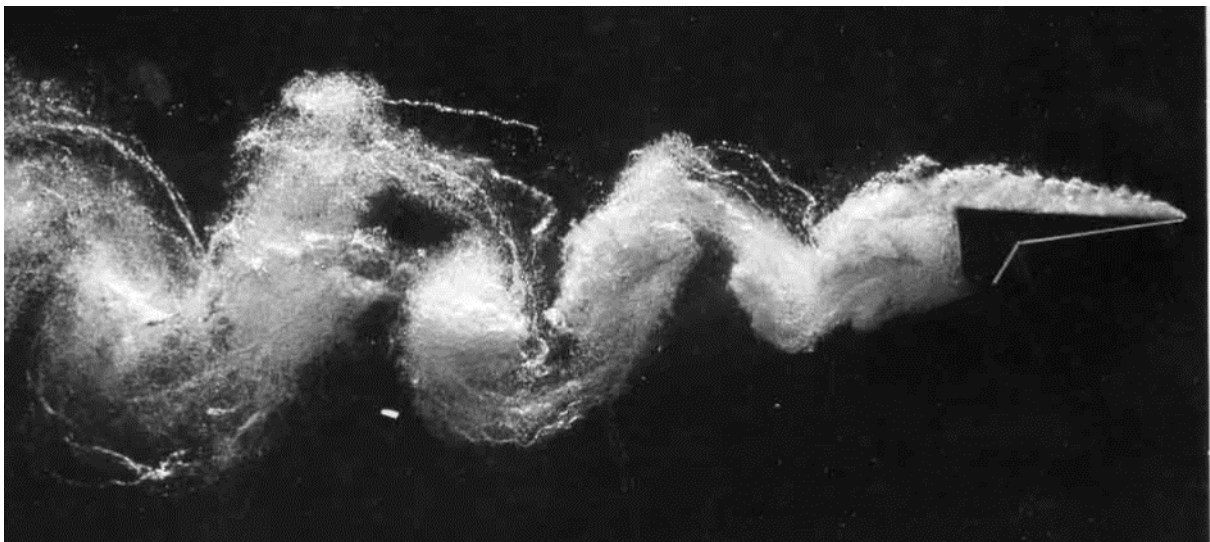
című

BMEGEVGMG29

kódú tárgyhoz

Dr. Hegedűs Ferenc

fhegedus@hds.bme.hu



2018. február 5.

Tartalom

A kavitáció alapjai.....	4
Folyadék és gőz fázisegyensúlya.....	4
Nukleusz képződés elméleti alapjai	7
Homogén nukleáció.....	7
Inhomogén felületi nukleáció.....	10
Inhomogén térfogati nukleáció	12
Nukleuszok áramlásban (kavitáció megjelenése)	16
Buborékok növekedésének dinamikája	20
Inerciális buboréknövekedés	21
Termális buboréknövekedés	24
Buborékok összeroppanása, fizikai, kémia és biológiai hatásai	25
Kavitáció okozta nyomáshullámok és zajkibocsátás	25
Kavitációs buborék belsejében létrejövő extrém körülmények, kémiai reakciók	33
Kavitáció hatása mikroorganizmusok elpusztításában	36
Hidrodinamikai kavitáció alapjai.....	39
Buborékos kavitáció	39
Vortex kavitáció.....	43
Rétegekavitáció	44
Szuperkavitáció	46
Akusztiikus kavitáció alapjai	46
Kavitáció alkalmazása szennyvízkezelésben	49
Biológiai szennyezések	49
Baktériumok	49
Cianobaktériumok és mikroalgák	51
Vírusok	54
Egyéb szennyezők.....	54
Gyógyszerek.....	54
Festékek	55
Rovarirtók.....	56
Kemikáliák	58
Irodalom.....	59
Ábrajegyzék	62

A kavitáció alapjai

Kavitációról egy áramlástechnikai gépben akkor beszélünk, amikor a folyadék az áramlása során olyan alacsony nyomású térbe kerül, hogy a nyomás az adott hőmérséklethez tartozó telített gőznyomás alá csökken. Ekkor a folyadékban gőz buborékok és buborék felhők alakulnak ki, amik továbbhaladva egy nagyobb nyomású térrészbe ott összeroppannak.

A kavitáció a mérnöki gyakorlatban kerülendő káros jelenséggé ismert [1]. Felfedezése az 19. század második felére vezethető vissza, amikor Reynolds megpróbálta megmagyarázni a hajócsavarok szokatlan viselkedését, azaz buborékok megjelenését magasabb fordulatszámokon. Reynolds úgy gondolta, hogy a hajócsavar keltette nyomban valamilyen módon levegő kerül, ezért a jelenséget „ventillációnak” nevezte el. Annak a lehetőségét, hogy a keletkező buborékok valójában gőzbuborékok, amik a folyadék elpárolgásával keletkeznek először Parsons ismerte fel. Ő volt az első, aki tudományos vizsgálatokat végzett kavitációs témakörben (az elnevezést Froude javasolta). A jelenséget a mai napig intenzíven kutatják az áramlástechnikai gépekre gyakorolt, főként negatív hatásai miatt (teljesítmény csökkenés, zaj és mechanikai károsodás).

Vannak azonban olyan, napjainkban rohamosan terjedő alkalmazások, ahol a kavitáció „negatív” hatásait használják ki (kavitációs buborékok összeroppanásakor keletkező magas hőmérséklet, nyomás és lökéshullám). Jelen tanulmány célja, hogy bemutassa a kavitáció alkalmazását a víztisztításban és stabil emulziók képzésében. Ehhez elengedhetetlen, hogy először megismerjük a kavitáció jelenségének alapjait, amire ez a fejezet fókuszál.

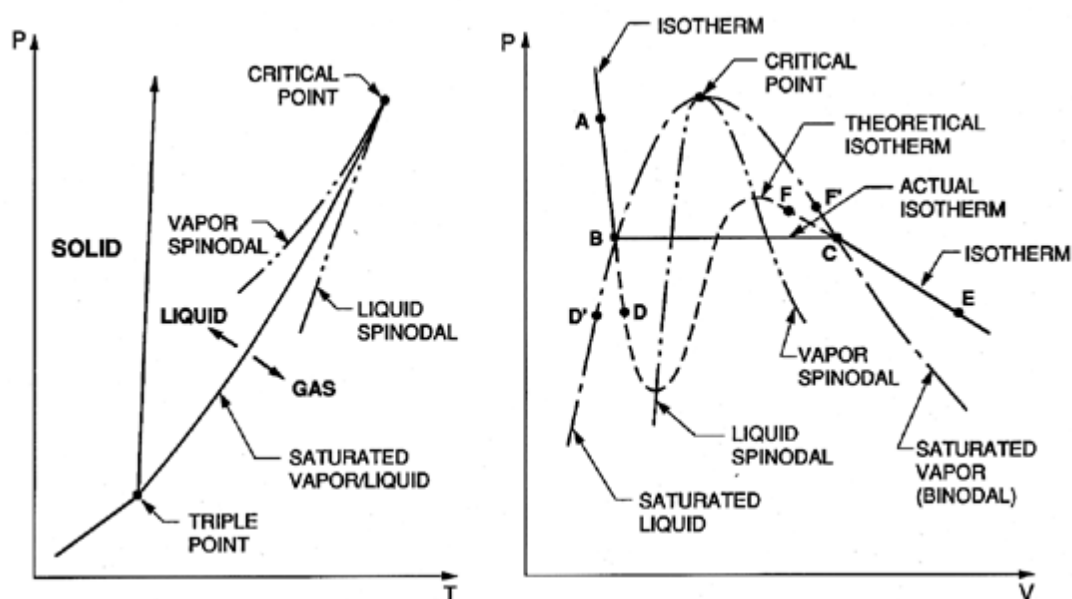
A kavitáció régóta ismeret jelenség, ezért alapjai régóta ismertek. Az elmúlt egy évszázadban több ezer publikáció született a témakörben, amiknek eredményeit számos könyv és szakkikk foglalja össze. Úgy döntöttünk, hogy ebben a fejezetben tartózkodunk referenciák halmozásától a jobb nyomon követhetőség kedvéért. Így az olvasó könnyen el tudja dönteni melyik irodalomban nézzen utána részletesebben az egyes jelenségeknek. A megadott referenciák maguk is több száz referenciát tartalmaznak. Az ebben a fejezetben leírt alapok nagy része Brennen [1], továbbá Pierre-Franc és Marie-Michel [2] könyveiben megtalálhatóak („Folyadék és gőz fázisegyensúlya”, „Nukleuszképződés elméleti alapjai”, „Nukleuszok áramlásban”, „Buboréknövekedés dinamikája”, „Kavitáció okozta nyomáshullámok és zajkibocsátás” és „Hidrodinamikai kavitáció alapjai”). A buborék belsejében létrejövő kémiai reakciók kiválóan össze vannak foglalva Bhangu és Ashokkumar cikkében [3]. A kavitációnak a mikroorganizmusokra gyakorolt hatásának megismerésére Alzamora et. al. könyvrészlete ajánlott [4]. Végül az akusztikus kavitáció alapjait Mettin [5] foglalja össze számunkra kellő részletességgel.

Folyadék és gőz fázisegyensúlya

Mivel a kavitáció intenzív fázisátalakulással jár, ezért a jelenség bemutatását mindenképpen a folyadék és a gőz állapot bemutatásával kell kezdeni. Az 1. ábra egy tipikus folyadék-gőz fázisdiagramot mutat be a hőmérséklet-nyomás (bal oldal) és fajtérfogat-nyomás (jobb oldal) függvényében. A nyomás-

hőmérséklet fázis diagramon jól elkülöníthető egy adott anyag három állapotának tartományai (szilárd, folyadék és gőz). A mi szempontunkból érdekes görbe, ami elválasztja a folyékony és gőz állapotokat, a folyadék-gőz szaturációs (tenzió) görbe. Ez a hármasponttól a kritikus pontig terjed. A folyadék elpárologtatása e görbe átlépésével történik vagy a nyomás csökkentésével (kavitáció) vagy a hőmérséklet növelésével (forrás). Habár a két folyamatot nyelvtanilag megkülönböztetjük, fizikai lényegüket tekintve azonban azonosak.

Ha fázisátalakulás folyamata egyensúlyi állapotokon keresztül zajlik állandó hőmérsékleten (pl. nyomás csökkentésével), akkor a folyamat az A-B-C-E izoterma mentén történik, lásd az 1. ábra jobb oldalát. A B és C szakasz között folyadék és gőz fázis egyszerre létezik, arányuk fokozatosan tolódik el a telített folyadék állapottól (B pont) a telített gőz állapotig (C pont). A hőmérséklet növelésével a B és a C pont közötti távolság fokozatosan csökken, amíg el nem éri a kritikus hőmérsékletet (itt a két pont egybeesik). A kritikus hőmérséklet felett csak egyetlen fázis létezik. Az elméleti izoterma B-C szakasza valójában nem egyenes, hanem a szaggatott görbével leírt függvény. Így a B pontot elérve a nyomás további csökkentésével el tudjuk érni a D pontot a szaggatott vonal mentén haladva. Itt a folyadék metastabil állapotban van, tehát kellően nagy zavarás hatására a gőzképződés megindul és folytatódik, amíg a folyadék-gőz elegy el nem éri az egyensúlyi állapotot. A D állapotban lévő folyadékra azt mondjuk, hogy a tenzió állapotában van, és a B és D pontok közötti nyomáskülönbséget pedig tenziónak hívjuk Δp_c . A D pontban lévő metastabil állapotot elérhetjük úgy is, hogy a D' pontból indulva (ez a pont egy másik izotermához tartozik, tehát a hőmérséklet más, mint a D pontban) a hőmérsékletet fokozatosan növeljük. Ebben az esetben a folyadékot túlhevített folyadéknak hívjuk, és a túlhevítés mértéke ΔT_c .



1. ábra Folyadékok tipikus fázisdiagramja

Látható tehát, hogy a D metastabil állapotot a B és D' telített folyadék állapotából két módon is elérhetjük: a nyomás csökkentésével vagy a hőmérséklet növelésével. A két folyamat közötti a fizikai hatás azonban azonos, így a létrejövő tenzió és a túlhevítés nagysága között kapcsolat teremthető. A termodinamikában jól ismert Clausius-Clapeyron egyenlet

$$\frac{dp}{dT} = \frac{L}{T \left(\frac{1}{\rho_V} - \frac{1}{\rho_L} \right)}$$

segítségével a kapcsolat az alábbi formában közelíthető:

$$\Delta T_C \approx \Delta p_C \frac{T}{L \rho_V}$$

feltételezve, hogy a folyadék sűrűsége ρ_L sokkal nagyobb, mint a gőz sűrűsége ρ_V . A képletekben L a párolgáshőt jelenti. Tehát egy adott nagyságú tenzióhoz mindig tartozik egy adott nagyságú túlhevítés, és fordítva.

Kavitációs szempontból a fő kérdés, hogy az adott munkaközeg mekkora tenziót bír el. Láthatjuk az elméleti izotermából (szaggatott görbe), hogy bizonyos fajtérfogatnál annak lokális minimuma van. A különböző izotermákhoz tartozó minimumokat összekötő görbe a fázisegyensúlyi diagram „spinodal” görbéje. Következésképpen, metastabil állapotok csak a telített folyadék görbéje (amin a B pont is elhelyezkedik) és a spinodal görbe közötti területen helyezkedhet el. Alacsonyabb nyomáson mint az adott izoterma minimum pontja, a folyadék elforr és telített gőznyomás görbéjének jobb oldalán található állapotba kerül (pl. E ponttal jelölt állapot). Ebből logikusan az következne, hogy a folyadék maximális tenzióját az elméleti izoterma minimum pontja határozza meg. A gyakorlatban ez viszont szinte soha nem valósul meg. Egyrészt a telítési görbétől befelé a metastabil állapotok felé haladva, egyre kevesebb és megbízhatatlanabb mérési adatok állnak rendelkezésre (hiszen az állapot metastabil, és egyre kisebb zavarás is meg tudja bontani az egyensúlyt). Ezeket a közbenső állapotokat bizonyos állapotegyenletek jellegre le tudják írni (tehát számítani lehetne), viszont számszerűleg csak annyira pontosak amennyire méréssel lehet őket validálni. Tehát az elméleti megközelítések sem nyújtanak valódi megoldást. Ami viszont ennél is fontosabb, hogy az izoterma minimum pontja a negatív nyomások tartományába is eshet. Tulajdonképpen ennek a minimum pontnak a nyomása csak a $T/T_C > 0.9$ hőmérsékleteken pozitív (T_C a kritikus hőmérséklet), azaz csak meglehetősen magas hőmérsékleteken.

Szobahőmérsékleten tehát a folyadékok, így a leggyakrabban használt közeg a víz is, jelentős tenziót képes elviselni elméletben. A nyomást a telítési gőznyomás alá csökkentve így nem szükségszerű a kavitációs állapot létrejötte. A víz molekulák közötti intermolekuláris potenciált figyelembe véve kiszámítható, hogy a víz molekulái közötti kötés nagyságrendileg $p = -3 \times 10^9 \div -3 \times 10^{10}$ Pa nyomás hatására szűnik meg. Az ehhez hasonló hatalmas negatív nyomást azonban eddig semmilyen eszközzel nem lehetett elérni. Még a leggondosabban előkészített, alapos tisztításon átesett víz esetében

is az eddig elér maximális tenzió körülbelül $p = -200$ bar volt. Sőt, ipari körülmények között a telítési gőznyomás alatt pár ezer pascallal már szinte garantált a kavitációs állapot megjelenése.

Érdekességképpen, az intermolekuláris potenciál felhasználásával kiszámítható, hogy mekkora energia kell a kötések felszakításához. Ez nagyon jó közelítéssel a tipikus párolgáshő értékek nagyságrendjébe esik. Továbbá, a szakadás közeli állapotban hasonlóan becsült termikus mozgások kinetikus energiájából számolt kritikus hőmérséklet is meglehetősen pontosan (nagyságrendileg helyesen) megkapható. Hogy lehet akkor az, hogy az elméleti számításokból kapott maximális lehetséges tenzió ennyi nagyságrenddel távol esik a megfigyelt értékektől? A válasz a folyadékok mikroszerkezetében rejlik. Hasonlóan a fémekhez, ahol az elméleti szakítószilárdságot nem lehet elérni a kristályszerkezetben található hibák miatt, folyadékokban sem lehet elérni az elméleti tenzió értékét a bennük található tökéletlenségek következtében. Ezeknek számos formája lehet, amit a szakirodalom közösen csak nukleuszoknak nevez, és amit a következő fejezetben részletes kifejtünk.

Nukleusz képződés elméleti alapjai

A kavitáció hajtómotorjaként tekinthető nukleuszképződésnek számtalan elméleti háttere van, de sajnos mindegyik csak szűk paramétertartományon közelíti jól a gyakorlatot. Habár az ismeretünk a nukleuszképződés folyamatáról egyre bővül, egy teljes, mindent átfogó elmélettel sajnos még mindig nem tudott előállni a tudományos közösség. A továbbiakban, a nukleuszképződés rendszerezése után bemutatjuk hozzájuk kapcsolódó elméleti és gyakorlati tapasztalatokat. Jelenleg a szakirodalom az alábbi csoportokra bontja a nukleuszok megjelenésének formáit:

- **Homogén nukleáció**ról akkor beszélünk, amikor egy egyébként tiszta folyadékban a termikus inhomogenitások helyileg olyan energiatöbbletet hoznak létre, aminek hatására szub-mikron méretű üregek keletkeznek. Ezek az üregek szolgáltatják a kavitáció, azaz az folyadék szétszakadásához szükséges „tökéletlenséget”.
- Minden más nukleuszképződési formát **inhomogén nukleáció**nak neveznek. Ezeket további alcsoportokba lehet osztani:
 - Folyadék és szilárd test határain lévő, **felületi** egyenetlenségekből adódó hibák. Hatását jelentősen befolyásolja a szilárd test felületi minősége, ugyanis a kavitáció főként a mikron méretű repedésekben indul meg.
 - A folyadék belsejében lévő mikron méretű szennyeződéseknek vagy gázbuborékoknak is jelentős nukleuszképző hatásuk van. Gyakorlati szempontból a szennyeződésekből vagy az apró gázbuborékokból kifejlődő kavitációt nem lehet megkülönböztetni. Ezért is van fontos szerepe a közeg oldott gáztartalmának, amit a következő fejezetekben részletesen tárgyalni fogunk.

Homogén nukleáció

Tiszta folyadékok kinetikai elmélete csak egy típusú nukleációs folyamatot enged meg, ez pedig a homogén nukleáció. A folyadékok részecskéinek véletlenszerű rezgéseiből (hőmozgásból) adódóan

előfordulhatnak olyan esetek, amikor olyan energia koncentráció keletkezik a tiszta folyadék egyes pontjain, ami rövid élettartamú apró üregeket eredményez. Innen kiindulva a gőzképződés és kavitáció elkezdődhet, ha bizonyos körülmények fennállnak, azaz a keletkezett üreg elér egy bizonyos kritikus méretet. Több fázis együttlétezése esetén (folyadék és gáz/gőz) a felületi feszültség σ az, ami egyúttartja a folyadék molekuláit és megakadályozza a nagyobb üregek képződését. Érdekes, hogy a makroszkopikus méretekben definiált felületi feszültség meglepően pontosan írja le a molekulák közötti kölcsönhatás még pár molekulatávolságon belül is. Ezért az összefüggés

$$p_B - p = \frac{2\sigma}{R},$$

ami kapcsolatot teremt a folyadék nyomása p és egy adott R sugarú buborék belsejében lévő nyomás p_B között gyakorlatilag feltétel nélkül használható. Feltételezve, hogy a buborék belsejében az adott folyadék hőmérsékletéhez tartozó telített gőznyomás uralkodik ($p_B = p_V$), a tenzió és a kritikus buborék sugár, ami méret felett a kavitáció és a folyadék gyors szétszakadása lejátszódik, a következő összefüggéssel számolható:

$$\Delta p_C = \frac{2\sigma}{R_C}.$$

Ha adott R_C méret esetén a fenti képlettel számolt tenzió nagyságát állítjuk be a folyadékban, akkor a rendszer éppen egyensúlyban van. Ez az egyensúly azonban instabil. Ha a buborék mérete csak egy kicsivel is kisebb mint a kritikus, akkor a buborék összehúzódik és megszűnik. Ha azonban csak egy kicsivel is nagyobb, akkor a buborék robbanásszerű növekedésnek indul, amíg valamilyen fizikai korlátokba nem ütközik. Például ha egy 20 °C -os vízben a legnagyobb gőzzel töltött nukleusz átmérője 1 μm , akkor a megengedhető tenzió mértéke $\Delta p_C = 1.44$ bar, azaz a folyadék nyomása nem lehet kisebb, mint $p = -1.4$ bar.

A homogén nukleuszképződés esetén a fő kérdés, hogy milyen valószínűséggel keletkezik a termikus hőmozgások hatására R_C méretű nukleusz. A szükséges energia egy R méretű üreg képződéséhez két komponensből tevődik össze és az alábbi összefüggéssel adható meg:

$$W = 4\pi R^2 \sigma + \frac{4}{3}\pi R^3 (p - p_B).$$

Létre kell hozni tehát egy R sugarú gömbfelületet, amihez energia befektetés kell (első tag). A buborék növekedése viszont a folyadékon térfogati munkát végez, amit negatív energia befektetésként realizálunk (második tag; a zárójelben lévő mennyiség $-\Delta p_C = p - p_B$ negatív, hiszen a folyadék nyomása p magas tenzió esetében negatív). A két tag összegének a sugár R függvényében maximuma van, ami az az energia határ, amit mindenképpen át kell lépnünk a kritikus méret eléréséhez. A $W(R)$ függvény deriválásával az a kritikus sugár aminél ez az energia határ fellép pontosan a $\Delta p_C = 2\sigma/R_C$ képletet adja vissza. Így az R_C méretű buborék létrehozásához és méretének átlépéséhez szükséges kritikus energia határ pontosan

$$W_C = \frac{16\pi\sigma^3}{3\Delta p_C}.$$

A homogén nukleuszképződési elméletek valószínűségi folyamatokat írnak le, azaz arra a kérdésre adnak választ, hogy mi az esélye annak, hogy R_C kritikus sugarú nukleusz létrejön. Az irodalom számos összefüggést ad a nukleuszképződési ráta J (egységnyi térfogatban, egységnyi idő alatt bekövetkező kritikus nukleuszképződési folyamat) és a kritikus energia W_C között. Ezek mindegyike az alábbi formát ölti:

$$J = J_0 e^{-\frac{W_C}{kT}},$$

ahol J_0 arányossági tényezőre különböző elméleti összefüggések léteznek, k a Boltzmann konstans és T a folyadék hőmérséklete. Megjegyzésképpen, a kritikus nukleuszképződési ráta dimenzióját figyelembe véve, adott térfogatban V , adott idő alatt t , $N = JVt$ darab kritikus méretű nukleusz képződik. Ebből az következik, hogy egységnyi térfogatban a folyadék szétszakadása

$$t = \frac{1}{J}$$

idő alatt bekövetkezik, feltételezve, hogy a szakadás már az első ($N = 1$) kritikus nukleuszképződésnél végbemegy. Tehát még nem teljesen tiszta és homogén folyadék esetén is nem az a kérdés, hogy lesz-e kavitáció, hanem, hogy mikor. Az időfaktor más kavitációs körülmények között is fontos szerepet fog játszani. Még ha a helyi nyomás létre is tudja hozni az adott körülmények között a szükséges kritikus tenziót, fontos, hogy ez a tenzió annyi ideig fennálljon, hogy a kavitációs buborékok jelentős növekedést tudjanak elérni.

A fenti képletek segítségével, homogén nukleációt feltételezve a kritikus tenziót, amit még a folyadék kibír, az alábbi képlettel lehet becsülni:

$$\Delta p_C = \sqrt{\frac{16\pi\sigma^3}{3kT\ln(J/J_0)}}.$$

Fontos megjegyezni ismét, hogy ezt a tenziót a folyadék csak a nukleációs ráta J által definiált ideig képes elviselni.

Habár a homogén nukleációs elméletek mára már kiforrottak, a mérnöki gyakorlatban releváns körülmények között sajnos nagyon rosszul közelítik a nukleuszképződési folyamatokat. Az a szűk paramétertartomány, ahol valóban jól használhatóak ezek az elméletek, az a kritikus hőmérséklet környezetében van. Ott viszont a mérésekkel nagyon jó egyezést lehet kapni. Az 1. ábra fázisátalakulási diagramján bemutatott folyadék spinodal görbéjét gyakorlat pontosan rekonstruálni lehet (ahogy azt az előző fejezetben tárgyaltuk, ez az az elméleti határ, aminél nagyobb tenziót a folyadék semmiképp nem tud elviselni). Tehát igen magas hőmérsékleten, a kritikus hőmérséklet környezetében ténylegesen a termikus hőmozgások keltette „gyengeségek” okozzák a kavitációs folyamatokat. Természetesen a fejezet elején összefoglalt nukleuszképződési formák egy adott folyadékban együttesen vannak jelen.

Azaz, a kritikus hőmérséklettől távolodva fokozatosan az inhomogén nukleuszképződés veszi át a domináns szerepet a kavitáció kialakulásában.

Összefoglalva a kavitációs folyamatról eddig felépített szemléletet elmondható, hogy a tenzió növelésével

- A kritikus buboréksugár R_C aminél folyadék szakadás következik be **csökken**. Tehát kisebb nukleusz méret (hiba) is elég a kavitáció kialakulásához.
- A kritikus nukleuszképződési folyamathoz szükséges energia W_C **csökken**.
- A kritikus nukleuszképződési ráta J **nő** (több kritikus nukleusz képződik egységnyi térfogatban egységnyi idő alatt).
- Az az időtartam t , amit a folyadék kibír szétszakadás nélkül **csökken**, azaz hamarabb bekövetkezik a kavitáció.

Inhomogén felületi nukleáció

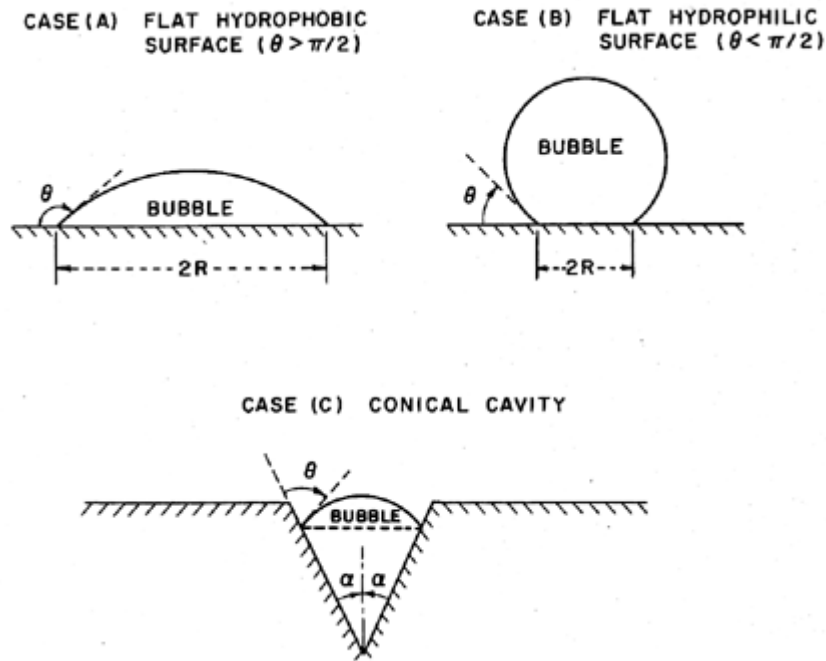
Mivel a homogén nukleáció összefüggései csak egy igen szűk paramétertartományon érvényesek, ezért szükséges más elméleteket és tapasztalatokat is megvizsgálni, hogy elfogadható magyarázatot tudjunk adni a gyakorlatban megfigyelt kavitációs jelenségekre (a folyadék gyenge tenzióbíró képessége miatt akár már pár ezer pascal nyomással a gőznyomás alatt fellépő erőteljes gőzképződés). Egyik kézzelfogható elmélet lehet a szilárd felületek hatása, lásd 2. ábra. Ezt vízforralásnál is meg lehet figyelni, ahol a szilárd felület hőmérsékletének emelésével egyre nagyobb számú helyeken, pontokban indul meg a buborékképződés. Sima felületekre a befektetendő energia még analitikus képletekkel számolható:

$$W_C = \frac{16\pi\sigma^3}{3\Delta p_C} \frac{(2 - \cos \theta)(1 + \cos \theta)^2}{4},$$

ahol

$$\theta = \frac{\sigma_{SV} - \sigma_{SL}}{\sigma},$$

a folyadék és szilárd test kölcsönhatásából számítható anyagjellemző (hidrofób $\theta > \pi$, hidrofil $\theta < \pi$). Itt σ_{SV} a szilárd-gőz és σ_{SL} a szilárd-folyadék komponensek közötti felületi feszültség. Látható, hogy a tenzió erőssége hidrofób anyagok esetén jelentősen csökkenhet. Határhelyzetben, amikor $\theta = 0$, a folyadék gyakorlatilag elveszti a tenzióbíró képességét. Azt is láthatjuk, hogy ennek csak kellően nagy θ szög esetén van hatása, $\theta = 53^\circ$ esetén is csak 10%-os csökkenést érhetünk el a szükséges kritikus energiában. Továbbá erősen megkérdőjelezhető a gyakorlatban ennyire simának tekinthető felületek létezése, azaz a valóságban a kavitáció a felületek mikro repedéseiből indul ki, lásd 2. ábra, c panel. Ezért tapasztaljuk azt, hogy víz forralásánál először csak bizonyos helyeken indul meg a gőzképződés, amibe fokozatosan több pont is bekapcsolódik. Ezek nem véletlenszerűen változó helyek, hanem a gőzképződés stabilnak tekinthető forrásai. Ebből következik, hogy a kavitáció megjelenésében és a tenzióbíró képességben a felület mikro szerkezetének nagy jelentősége van.



2. ábra: Számos példa felületi nuklációra

Sajnos egy felület mikro repedéseiből induló kavitáció nehezen kvantifikálható és eddig a szakirodalomban csak statisztikai módszerek léteznek. Felmerül továbbá két fontos egyenlőre megválaszolatlan kérdés:

- Még ha a szilárd test jelenléte jelentősen csökkenti is egy folyadék tenzióbíró képességét, hogy kerülnek a repedésbe az első gőz/gáz csomagok. Ez azért fontos kérdés, mert mint a következő fejezetben látni fogjuk egy telítetlen folyadékban bármilyen gázbuborék idővel beoldódik a folyadékba és eltűnik. Ez ellentmond a gyakorlati tapasztalatnak, ami sokáig feloldatlan maradt.
- Az aktív párolgás következtében milyen mechanizmuson keresztül jutnak a gőzbuborékok a folyadék belsejébe.

Ezekre a kérdésekre a szakirodalom még nem tudott kielégítő választ adni. Amivel a problémát kezelni lehet az az, hogy megmérjük egy adott felülethez tartozó nukleuszképződési helyek számának eloszlását $N(R_p)$, ahol $N(R_p)dR_p$ a nukleuszok számát adja meg R_p és $R_p + dR_p$ méretek között egységnyi felületen. Tehát $N(R_p)$ gyakoriságfüggvény és mértékegysége m^{-3} . Ezt a mennyiséget egyszerűen meg lehet mérni úgy, hogy egy folyadékot elkezdünk melegíteni az adott felületen keresztül, és megszámláljuk, hogy egy adott túlhevítés ΔT_c esetén mennyi aktív nukleusz hely van. Emlékeztetőül, a túlhevítés mértéke ΔT_c és a tenzió Δp_c között a Clasiuss-Clapeyron egyenlet teremt kapcsolatot. Ha az $N(R_p)$ függvényt megmértük, akkor az egységnyi felületen létező aktív nukleuszok száma egy adott túlhevítés hatására a következő képlettel számítható:

$$n(R_p) = \int_{R_c}^{\infty} N(R_p) dR_p ,$$

ahol $R_C = \beta\sigma/\Delta p_C$ a már fent említett kritikus nukleusz méret, ami fölött az aktiválódik, és a helyén gőzképződés indul meg. A β szorzótényezőre, melynek értéke nagyságrendileg egységnyi, azért kell, mert a nukleuszok alakja eltér az elméleti gömbi alaktól (közelítésként sok esetben használható az elméleti $\beta = 2$). Vegyük észre, hogy az aktív nukleuszok száma $n(R_p)$ erősen függ a létrehozott tenzió mértékétől a kritikus buboréksugáron keresztül.

Inhomogén térfogati nukleáció

Mint azt az előző fejezetben láttuk, a felületi inhomogén nukleációs elméletek meg tudják magyarázni a valós kavitációs folyamatokat, habár csak statisztikai módszerekkel kezelhetők. Tehát továbbra is fennállnak egyelőre a tudomány által megválaszolatlan kérdések. Ez ugyanúgy fennáll azokra a nukleációs folyamatokra, amik a folyadék belsejében játszódnak le. Ezeknek a magja lehet szub-mikron méretű szennyeződések vagy gázbuborékok. Tulajdonképpen egy folyadékból a gáztartalmat lehetetlen teljes mértékben eltávolítani. Vízen az oldott levegő telítési koncentrációja 15 ppm. Azért hogy a koncentrációt 3 ppm –re szorítsuk le, legalább 3 hét gáztalanítási folyamat szükséges. Mivel gyakorlati szempontból az oldott levegőtartalom miatt a folyadékban jelenlévő gázbuborékok hatása dominál, ezért részletesebben csak ezzel a lehetőséggel foglalkozunk.

Először vizsgáljuk meg, hogy milyen hatásmechanizmuson keresztül csökkenti egy folyadék tenzióbíró képességét a benne lévő gázbuborékok. Egy ilyen gázbuborék egyensúlyban van, ha teljesül a következő feltétel

$$p_V + p_{GE} = p_\infty + \frac{2\sigma}{R_E},$$

azaz, a buborékban lévő gőz p_V és gáz p_{GE} parciális nyomásainak összege egyenlő a környezeti nyomással p_∞ és a felületi feszültség hatására létrejövő nyomásnövekedéssel. Ha a környezeti nyomás p_∞ és ezzel együtt a tenzió $p_V - p_\infty$ változik, akkor a buborékban lévő gáztartalom állapotváltozást szenved, és az egyensúlyi buboréksugár is változik. Feltételezve, hogy ez az állapotváltozás olyan lassú, hogy a buborék belsejének van ideje felvenni a folyadék hőmérsékletét T_∞ , az egyensúlyt leíró egyenlet kiegészíthető az izotermikus állapotváltozás egyenletével:

$$p_V + p_{G0} \left(\frac{R_0}{R_E} \right)^3 = p_\infty + \frac{2\sigma}{R_E},$$

ahol p_{G0} és R_0 a referencianyomás és buborék méret, amik meghatározzák a buborékban lévő gáz tömegét

$$m_{G0} = \frac{4p_{G0}R_0^3\pi}{3\mathcal{R}T_\infty},$$

Itt $\mathcal{R}$ a specifikus gázállandó. Adott tömeg esetén (fix p_{G0} és R_0 értékek) a tenzió az egyensúlyi buboréksugár függvényében már számolható:

$$\Delta p_C = p_V - p_\infty = p_{G0} \left(\frac{R_0}{R_E} \right)^3 + \frac{2\sigma}{R_E}.$$

Különböző gáztömegek estén a kialakuló egyensúlyi buboréksugár – tenzió kapcsolatokat a 3. ábra mutatja be. A szaggatott vonal az stabil és instabil állapotokat határolja el. Figyeljük meg, hogy $m_{G0} = 0$ tömeg esetén (tisztá gőzbuborék) visszkapjuk a homogén nukleációs elméletekkel kapott $\Delta p_C = 2\sigma/R_E$ összefüggést, ahol az egyensúlyi buboréksugár a kritikus nukleusz méretének felel meg. Mint az fentebb említettük, a kritikus nukleusz méret ténylegesen egyensúlyi állapotot testesít meg, ami instabil. Tehát nem kerültünk ellentmondásba.

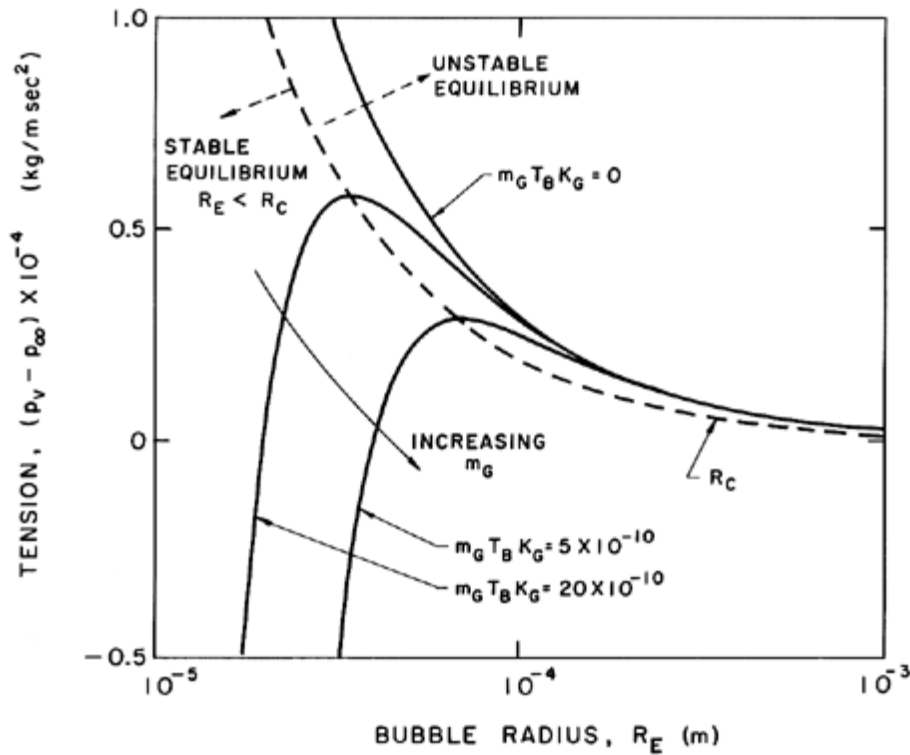
Folyamatát tekintve a gázzal töltött buborék a következő keppen viselkedik. Ahogy a nyomást csökkentjük, azaz a tenziót növeljük, a buborék elkezd növekedni, lásd például az $m_{G0} = 20 \times 10^{-10}$ kg tömeghez tartozó görbét. Ez alatt a növekedés során kavitációról még nem beszélhetünk, az alacsonyabb nyomás hatására a gáz egyszerűen kitágul, ami nagyobb egyensúlyi buborékméretet eredményez. A növekedés során azonban elérünk egy kritikus tenzió értékhez Δp_C , ahol a görbe visszahajlik, és ami fölött az adott tömeghez már nem létezik egyensúlyi állapot. Ekkor a buborék robbanásszerű növekedésnek indul, azaz a folyadék kavitálni fog. Ezt a határt Blake-féle kritikus határnak hívjuk. A kritikus pontban a buboréksugár mérete

$$R_C = \sqrt{\frac{9m_{G0}T_{\infty}\mathcal{R}}{8\pi\sigma}},$$

és a kritikus tenzió mértéke

$$\Delta p_C = \frac{4\sigma}{3} \sqrt{\frac{8\pi\sigma}{9m_{G0}T_{\infty}\mathcal{R}}}$$

számítható. Számszerűsítve a dolgokat, egy $p_{\infty} = 1$ bar nyomáson létező, $R_E = 0.03$ mm egyensúlyi sugarú buborék (ekkora méretű nukleusz) $\Delta p_C = 315$ Pa tenziót bír ki. A kritikus állapotban ekkor a buborék sugara $R_C = 0.3$ mm, tehát közel tízszeresére növekedett a nyomás csökkenése során. Összehasonlításképpen egy $R_E = 0.03$ mm méretű nukleuszhoz, homogén nukleációs elmélettel számolva $\Delta p_C = 4000$ Pa tenzió szükséges. Tehát a folyadék gáztartalmától függően a kritikus tenzió mértéke nagyságrendekkel csökkenhet. Ezt a tényezőt mindenképpen figyelembe kell venni kavitációs berendezések tervezésénél, amit részletesebben lentebb tárgyalunk.



3. ábra Egyensúlyi buboréksugár függvényében a kritikus tenzió

Annak ellenére, hogy a gáztartalom hatását egzakt módon, analitikus képletekkel le tudjuk írni, a nukleuszok kiinduló mérete és darabszáma egy adott folyadék belsejében továbbra is ismeretlen tényező. Ezt hasonlóan a felületi nukleáció fejezetében leírtakhoz, statisztikai módszerekkel tudjuk csak kezelni, azaz definiálunk egy térfogaton értelmezett gyakoriságfüggvényt $N(R_N)$ ahol $N(R_N)dR_N$ a nukleuszok számát adja meg R_N és $R_N + dR_N$ méretek között egységnyi térfogatban. Tehát adott tenzió Δp_C hatására aktiválódott nukleuszok száma az

$$n(R_N) = \int_{R_C}^{\infty} N(R_N) dR_N,$$

képlettel számítható. Itt előzőekhez hasonlóan $R_C = \beta\sigma/\Delta p_C$ a kritikus nukleusz méret, β pedig egy állandó szorzótényező. Az $N(R_N)$ térfogati gyakoriságfüggvény méréssel való meghatározása sajnos sokkal nehezebb feladat, mint a felületi $N(R_P)$ gyakoriságfüggvény. A szakirodalomban az alábbi módszerek az elterjedtek:

- Coulter számláló.
- Akusztikus és fényszóródás elvén működő módszerek.
- Hologram (ez a legmegbízhatóbb).
- Kevés számú nukleusz esetén Venturi cső.

Fontos kérdés továbbá, hogy milyen fizikai mechanizmuson keresztül létezhetnek stabil mikron méretű gázbuborékok egy folyadék tömegben. Mint már korábban említettük, ha a folyadék az adott gázban nem telített, akkor elméletileg minden gázbuborék idővel beoldódna az adott folyadékba. Ez azért lehetséges, mert a felületi feszültség a buborék belsejében mindig nyomásnövekedést hoz létre. A

környezeti nyomás és a gáz parciális nyomása közötti különbség indukálja a gáz diffúzióját a folyadékba. Ez a hatás annál nagyobb minél kisebb a buborék, mert a felületi feszültség annál nagyobb nyomáskülönbséget generál. Az, hogy a valóságban miért létezhetnek stabilan gázbuborékok egy folyadékban még akkor is, ha az atmoszférikus nyomás sokszorosa hat rá, arra sokáig nem tudtak kielégítő választ adni a kutatók. Csak nemrég derült ki, hogy a szub-mikron méretű buborék felületét kisméretű szerves szennyeződések borítják, amik megakadályozhatják a gáz távozását a buborékokból. Ez az elmélet a szakirodalomban „organic skin”, azaz szerves bőr néven vált ismerté. Részletes elméleti levezetés nélkül egy adott méretű gázbuborék teljes beoldódásának idejét közelíteni lehet az alábbi képlettel:

$$t_{CS} \approx \frac{\rho_G R_0^2}{2\alpha_G (c_S - c_\infty)},$$

ahol α_G a gáz diffúziós tényezője a folyadékban (értéke víz esetén, 20 °C -on körülbelül $2 \times 10^{-5} \text{ cm}^2/\text{s}$), ρ_G a gáz sűrűsége a buborékban, c_S a gáz szaturációs koncentrációja a folyadékban, c_∞ gőz koncentrációja a buboréktól távol (aktuális gőz koncentráció a folyadéktérben) és R_0 a kezdeti buborékméret. A fenti képletet használva kiszámolható, a $(c_S - c_\infty)/\rho_G = 10^{-2}$ közelítéssel élve, hogy egy 10 μm átmérőjű buborék teljes beoldódási ideje 2.5 s. Más megfigyelt kavitáció utáni buborékméretekkkel a becsült beoldódási idő korrigálható.

Habár a 2.5 s rövid időnek tűnik, kavitációs berendezések, csatornák tervezésénél mindenképpen figyelembe kell venni a hatását. Az első kavitációs csatornákat a szélcsatornák mintájára tervezték (vízszintes elrendezés), és meglepődve tapasztalták, hogy már pár perces üzem után is a teljes csatorna szakasz „ellevegősödött”. A magyarázat az, hogy kavitációs állapotban az eredeti méretükhöz képest kitágult buborékba a folyadékban oldott gáz könnyen be tud diffundálni, hiszen a diffúziós felület ekkor igen nagy és a tágulás hatására a gáz parciális nyomása a buborékban igen kicsi. Az összeroppanás következtében a buborék mérete nagyságrendekkel csökken, vele együtt a diffúziós felület is. Így a kezdeti nukleusz mérete jelentősen növekedhet a kavitációs állapothoz képest, ha a buboréknak nincs ideje az eredeti méretére visszaoldódni mire körbeér a kavitációs csatornában. Pár ciklus után a gáz buborék mérete akkora lehet, hogy a tényleges kavitációs üzem megszűnik, és az alacsony nyomású térben csak a buborék belsejében lévő gáz tágulása lesz tapasztalható. Tényleges buboréknövekedés a párolgás hatására megszűnik. Ezt az üzemállapotot „pseudo-kavitációnak” hívja a szakirodalom. Mivel erős összeroppanásokra csak akkor számíthatunk, ha a megnövekedett buborék belsejében túlnyomó részt gőz van, így ez az állapot kedvezőtlen az olyan alkalmazásokban ahol a kavitáció okozta jelenségeket szeretnénk kihasználni (pl. víztisztításban). Az a kezdeti nukleusz méret és/vagy buborékméret ahol ez a jelenség tapasztalható nagyságrendileg 100 μm méretnél kezdődik. Fontos megjegyezni, hogy ekkora méretű buborékok létezhetnek egy folyadékban akkor is, ha a kavitáció nem „hizlalta” fel őket mesterségesen akkor, ha a folyadék oldott gáztartalma meglehetősen magas (egyébként az a visszaoldódás idejét is jelentősen megnövelheti). Pár pontban összefoglalt javaslatok a munkaközeg oldott gáztartalmával kapcsolatban:

- Az oldott gáz koncentrációja lehetőleg 25 – 50% -a legyen a saturációs koncentrációnak. De ennél semmiképpen se legyen magasabb.
- Fontos a rendszerbe valamilyen gáztalanító rendszert beépíteni.
- Zárt rendszer esetén a visszatérő ág a mérőtér vagy munkatér felé legyen kellően hosszú és lehetőség szerint pár méterrel a munkatér alatt legyen visszavezetve. Így kellően nagy idő és nyomás áll majd rendelkezésre a visszaoldódásra.

Nukleuszok áramlásban (kavitáció megjelenése)

Amint azt az előző fejezetben láttuk, a nukleuszoknak (méret és darabszám) jelentős szerepük van a kavitáció megjelenésében. Ebben a fejezetben a nukleuszokról tanultakat átültetjük valós áramlástani problémába. Az egyszerűség kedvéért vizsgálatainkban állandó sűrűségű Newtoni folyadékokkal foglalkozunk. Szilárd testek körüli áramlásban egy adott áramvonal mentén minden esetben tudunk definiálni egy úgy nevezett nyomásszámot

$$C_p(x_i) = \frac{p(x_i) - p_\infty}{\rho_L U_\infty^2 / 2},$$

ahol p_∞ és U_∞ megegyezés szerint a felvázoldali nyomás és átlagsebesség, ρ_L a folyadék sűrűsége, végül x_i és $p(x_i)$ a helykoordináta és a nyomásváltozás az áramvonal mentén. A 4. ábra egy jellegre helyes nyomásszám lefutást mutat a helykoordináta függvényében. Figyeljük meg, hogy $C_p(x_i)$ alapvetően negatív szám, ugyanis szilárd testek körül a sebesség növekszik azok megkerülésével, így a nyomásnak a felvázoldali nyomáshoz képest csökkennie kell. Tehát a $p(x_i) - p_\infty$ tag negatív számot fog eredményezni. Azt a helyet az áramvonal mentén, ahol a nyomásszám minimális x_i^* -al jelöljük, és a nyomásszám értéke ezen a helyen C_{pmin} . Fontos megjegyezni, hogy a nyomásszám veszteségmentes áramlás esetén csakis kizárólag a berendezés geometriájától függ. Ezt könnyen le lehet ellenőrizni a veszteségmentes Bernoulli egyenlet felírásával az áramvonalon kiválasztott két tetszőleges pont között.

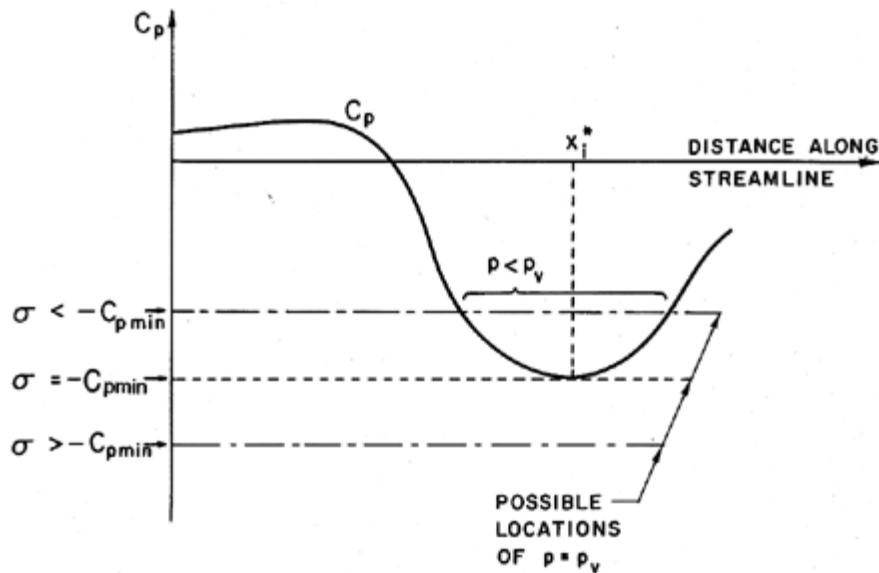
Kavitációs szempontból a kérdés az, hogy milyen p_∞ környezeti nyomásnál kezd el a berendezés kavitálni. Ehhez definiálnunk kell a Thoma-féle kavitációs számot

$$\sigma = \frac{p_\infty - p_v(T_\infty)}{\rho_L U_\infty^2 / 2},$$

ahol $p_v(T_\infty)$ telítési gőznyomás értéke a környezeti hőmérsékleten. Minden áramláshoz, akár kavitál akár nem, hozzá lehet rendelni egy kavitációs számot, ami az adott áramlásra jellemző mennyiség. Összehasonlítva a nyomásszám és a Thoma-féle kavitációs szám képletét a kavitáció megjelenésének határa, az a kritikus kavitációs szám ahol először tapasztalunk kavitációt, jól definiálható:

$$\sigma_i = -C_{pmin},$$

feltételezve, hogy a folyadék tenzióbíró képessége $\Delta p_c = 0$ (ez természetesen a valóságban nem áll fent, ezért a tényleges kavitációs szám a kavitáció megjelenésénél σ_i el fog térni a fenti elméletitől).



4. ábra Nyomákszám változása egy áramvonal mentén szilárd test körüli áramlásban.

Mint láthatjuk, a nyomákszám görbéjének fontos szerepe van, hogy hol és mikor jelenik meg a kavitáció. Annak ellenére, hogy a fent tárgyalt legegyszerűbb esetben a nyomákszám csak geometriafüggő, meghatározása nem magától érthető feladat a gyakorlatban előforduló komplex geometriák miatt. Ezért ezt **méréssel** vagy **numerikus szimulációval** (CFD) tudjuk elvégezni. A kavitáció megjelenésének σ_i meghatározását tovább bonyolítja és módosítja számtalan faktor, amit a következőekben végig veszünk.

Az egyik legfontosabb tényező a már előző fejezetben részletesen bemutatott tenzióbíró képesség. Ez a következő módon befolyásolja a kavitáció megjelenését:

$$\sigma_i = -C_{pmin} - \frac{\Delta p_c}{\rho_L U_\infty^2 / 2}.$$

A kritikus tenzió értékét jelentős mértékben befolyásolja a nukleuszok mérete és száma. Ami szintén sok tényezőtől függ, pl. a folyadék gáztartalmától. Tehát hasonló nehézségekbe ütközünk a kavitáció megjelenésével kapcsolatban, mint amit a felületi és térfogati nukleációnál már megfogalmaztunk. Amit statisztikai módszerekkel el tudunk érni az az, hogy megmérjük milyen tenzió hatására hány kritikus nukleáció zajlik le. Elméletben annál a kritikus tenziónál jelenik meg a kavitáció, ahol már lehet észlelni kritikus nukleuszképződést. Viszont még ha meg is tudjuk mérni a nukleuszok méretének eloszlását a nyomákszám eloszlásának hatását még mindig nem vettük figyelembe, aminek meghatározása komplex mérési vagy szimulációs munkát igényel. Gyakorlati szempontból az egyik járható út, hogy a paraméterek szisztematikus változtatásával meghatározzuk azt a kavitációs számot, ahol a kavitációt először tapasztaljuk. Az áramlási sebesség növelésével vagy a környezeti nyomás csökkentésével a rendszert biztosan kavitációs állapotba tudjuk hozni. A kérdés csak az, hogy mi lesz σ_i értéke. Azt is tudjuk továbbá, hogy a nukleuszok mennyiségét és méretét nagymértékben befolyásolja a folyadék

oldott gáztartalma. Így másodlagos paraméterként figyelembe kell vennünk a folyadékban oldott gázkoncentráció mértékét is.

A második befolyásoló tényező a folyadék viszkozitása. Az elméleti kavitációs határt veszteségmentes áramlásokra határoztuk meg. Ezekben az esetekben a sebesség növelés vagy a környezeti nyomás csökkentésével ugyanakkora kavitációs szám mellett jelenne meg a kavitáció, tehát σ_i kritikus kavitációs szám mértéke minkét paramétersöpítés esetén megegyezne. Ez azért van, mert a nyomásszám ehhez hasonló ideális esetekben csak a geometria függvénye. A valóságban, veszteséges áramlások esetén az áramlás és ezáltal a nyomásszám is a Reynolds számon ($Re = LU_\infty/\nu_L$) keresztül függ a viszkózus hatásoktól. Itt L az áramlásra jellemző méret ν_L pedig a folyadék kinematikai viszkozitása. Az explicit Reynolds szám függés azt jelenti, hogy nem mindegy hogy a kavitációs állapotot a sebesség növelésével vagy a környezeti nyomás csökkentésével érjük el. A két különböző esetben az egyes σ_i értékek különbözni fognak, így a Reynolds számot is figyelembe kell venni a mérés során, mint paramétert. Erőteljes turbulens áramlásokban az örvények belsejében sokkal kisebb lehet a nyomás, mint az áramlás fő részében. Ezért sok esetben a kavitáció ezekben az örvénymagokban jelenik meg. Mivel a turbulencia és örvényleválás hatása tulajdonképpen Reynolds szám függő, így ezeket nem kell külön paraméterként/hatásként kezelni.

A harmadik fontos tényező a kavitáció megjelenésében a nukleuszok tartózkodási ideje az alacsony nyomású zónában. A nukleuszok növekedéséhez idő kell, a nukleusz méretének időbeli változását közönséges és parciális differenciálegyenletek írják le. Tehát ha a nukleusznak nincs elég ideje jelentős növekedést elérnie, akkor ez „késleltetheti” a kavitáció megjelenését, azaz sokkal kisebb kritikus kavitációs számot σ_i fogunk tapasztalni. A következő fejezetben részletesen ki fogunk térni a buborékok növekedésének leírására. Egyelőre annyit kell itt megjegyeznünk, hogy a buborékok növekedésének üteme nagymértékben függ a közeg hőmérsékletétől. Tehát ezt is mint paramétert a mérések során figyelembe kell venni. A konkrét tartózkodási idő áramlási és ezáltal geometriai jellemző; ezen tényezők hatását az előzőekben már tárgyaltuk.

A következőekben pár pontban összefoglaljuk, hogy a kavitáció megjelenésének mérése és meghatározása során milyen tényezőkre és hatásokra kell odafigyelnünk:

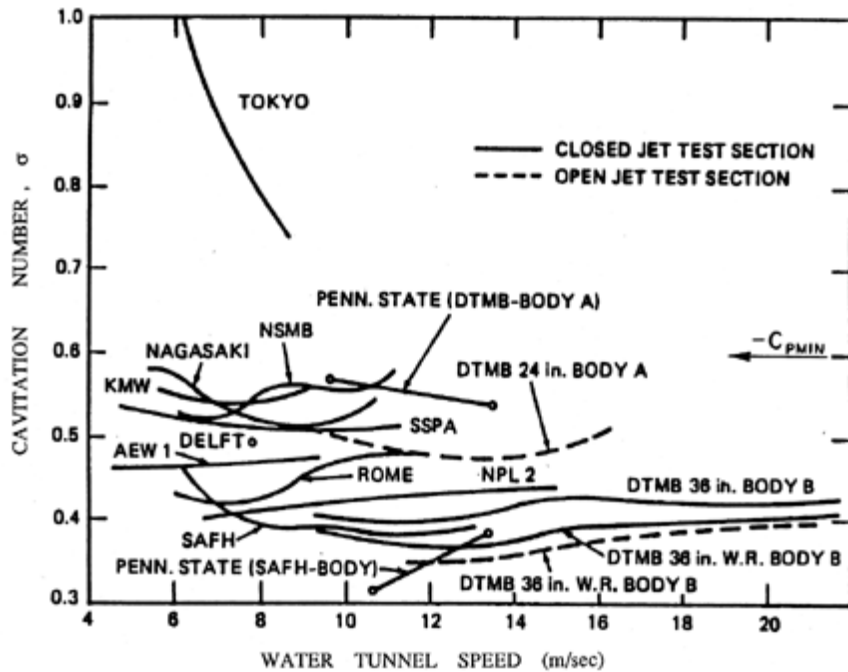
- **Geometria:** Hatása van az áramlásra és ezen keresztül a nyomásszámra és a nukleuszok tartózkodási idejére az alacsony nyomású zónákban. Egy adott konstrukció esetén erre nincs befolyásunk. Tervezési fázisban viszont ezeket a hatásokat figyelembe kell venni. Cél a minél kiterjedtebb alacsony nyomású térrészek létrehozása a lehető legnagyobb kavitációs szám mellett. Továbbá olyan áramlási szerkezet létrehozása, hogy az elúszó már nagyméretű gőzbuborékok vagy buborék felhők lehetőleg ne a berendezés szilárd felületei közelében roppanjanak össze (tehát csökkentsük a kavitáció okozta roncsolódást a berendezésben).
- **Folyadék gáztartalma:** Jelentős hatása van a nukleuszok méretére és a kritikus tenzióra, amit a folyadék elbír és ezzel a kavitáció megjelenésének határára. Vegyük figyelembe,

hogyan a folyadék gáztartalmának hatása kettős. Alacsony gáztartalom esetén a kritikus tenzió növekszik és csökkenti a kritikus kavitációs számot σ_i (késlelteti a kavitáció megjelenését). Magas gáztartalom esetén hamarabb észlelünk kavitációt, viszont fennáll a pseudo-kavitációs állapot létrejötte. Ajánlott gázkoncentráció a telítési koncentráció 25 – 50% -a.

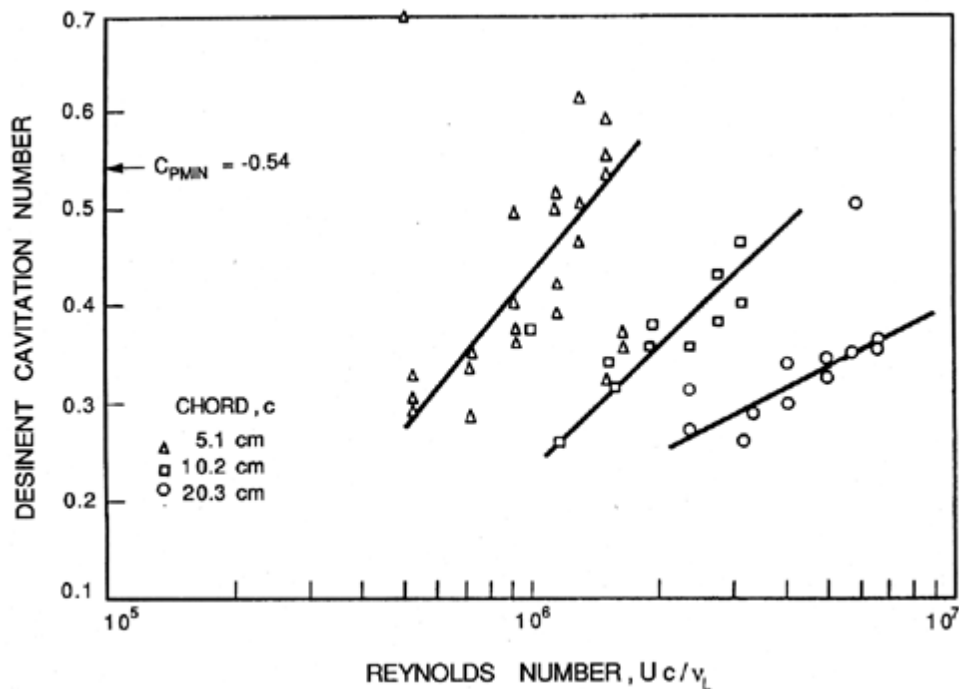
- **Reynolds szám:** Az áramlás tulajdonságaira és ez által a nyomásszámmra van hatással.
- **Környezeti nyomás:** A környezeti nyomás csökkentésével már kisebb áramlási sebesség esetén is tapasztalhatunk kavitációt. Magas nyomás esetén viszont a buborékok összeroppanása erőteljesebb, de természetesen ekkor nagyobb sebesség kell a kavitációs állapot létrehozásához. Tehát megfontolandó túlnyomás létrehozása a rendszerben ha az nem jár túl nagy többlet energiával.
- **Hőmérséklet:** A magas hőmérséklet jelentősen csökkenti a nukleuszok növekedésének sebességét ezzel késleltetve a kavitáció megjelenését.

A fenti tényezőket figyelembe véve nem véletlen, hogy a szakirodalomban megtalálható különböző berendezéseken mért σ_i értékek nagymértékben szórnak, lásd 5. ábra. Tehát a kritikus kavitációs számot mindenképpen az adott berendezésre egyénileg kell kimérni, a fent említett paraméterek figyelembevételével: $\sigma_i = f(c_\infty, Re, T_\infty)$. Sajnos a kisminta kísérletek ebben az esetben nem segítenek, ugyanis a kritikus kavitációs szám nem skálázódik a geometriával. A 6. ábra jól szemlélteti ezt a problémát, ahol látható, hogy a különböző méretű Joukowski szárnyakon mért kritikus kavitációs számok a Reynolds szám függvényében más-más görbéken helyezkednek el. Az egyik magyarázat az eltérésre, hogy a tipikus nukleusz méret és a tipikus geometria méretének aránya is szerepet játszik a kavitáció megjelenésében. Ezt hatást azonban, mint ahogy a nukleuszok méretének eloszlását is, nehéz számszerűsíteni és figyelembe venni. Ezért a biztos módszer az adott valós méretű berendezéseken végzett mérések.

Végül fontos kérdés a kavitáció megjelenésének detektálása. A vizuális megfigyelés sokszor nem lehetséges és megbízhatatlan. Az egyik legbiztosabb módszer az összeroppanó buborékok keltette zaj (nyomásjel) mérése. Ezzel részletesebben a következő fejezetekben fogunk foglalkozni.



5. ábra Különböző kavitációs csatornákon, tengelyszimmetrikus tompa test körül mért kritikus kavitációs szám σ_i értékei.



6. ábra Különböző méretű Joukowski szárnyakon végzett mérésekből adódó kritikus kavitációs számok.

Buborékok növekedésének dinamikája

Az előző fejezetben említésre került, hogy a nukleuszok tartózkodási ideje jelentősen befolyásolja a kavitáció észlelését. Ha egy nukleusz olyan nyomású térbe érkezik, ahol a tenzió mértéke a méretéhez tartozó kritikus tenziónál nagyobb, akkor elkezd növekedni. A növekedés ütemét csatolt parciális és/vagy közös differenciálegyenletek írják le. Tehát a nukleuszok növekedésének is megvan a magunk dinamikája, amit figyelembe kell venni, ha kavitációs áramlásokkal foglalkozunk. A növekedés

ütemét fizikai hatás szerint két csoportra szokás osztani. Ha a környezeti hőmérséklet alacsony, akkor a növekedés ütemét alapvetően a folyadék tehetetlensége határozza meg. Ezt inerciális buboréknövekedésnek nevezzük. Ha a hőmérséklet kellően magas (a környezeti nyomáshoz tartozó tenzió görbe közelében vagyunk), akkor a párolgás során fellépő termikus hatásoknak egyre nagyobb szerep jut a buborék növekedése során. Ezt termális buboréknövekedésnek hívjuk. A két esetet azért fontos megkülönböztetni, mert más-más modellel lehet a két folyamatot közelíteni/leírni. Továbbá a két fizikai határ lényegesen különböző buboréknövekedési rátákat eredményez. Vizsgáljuk meg részletesebben a két különböző esetet.

Inerciális buboréknövekedés

Alacsony hőmérsékleten a buborékok növekedésének dinamikáját a jól ismert Rayleigh—Plesset egyenlet

$$\frac{p_V(T_\infty) - p(t)}{\rho_L} + \frac{1}{\rho_L} \left(p_\infty - p_V(T_\infty) + \frac{2\sigma}{R_E} \right) \left(\frac{R_E}{R} \right)^{3\gamma} = R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 + \frac{4v_L\dot{R}}{R} + \frac{2\sigma}{\rho_L R}$$

írja le, ahol R a buborék sugara az idő t függvényében, $p_V(T_\infty)$ szokás szerint a környezeti hőmérséklethez tartozó gőznyomás, $p(t)$ az áramvonal mentén változó nyomásérték (ezt érzékeli a buborék, mint környezeti nyomás), $p_\infty = p(0)$ környezeti nyomás (általában a felvízoldali nyomás) ahol a stabil buborék/nukleusz méret R_E , γ a gáz állapotváltozását leíró politropikus kitevő ($\gamma = 1$ izotermikus állapotváltozás; $\gamma = 1.4$ adiabatikus állapotváltozás), v_L a folyadék kinematikai viszkozitása. A pont az idő szerinti deriválást jelöli. A fenti egyenlet egy másodrendű közönséges differenciálegyenlet, aminek analitikus megoldása csak speciális feltételezésekkel létezik. Így megoldásához valamilyen numerikus, közönséges differenciálegyenlet megoldó algoritmust kell használni. Az egyenlet megoldásához legalább két kezdeti feltétel megadása szükséges, lévén az egyenlet másodrendű.

A környezeti hőmérséklet és nyomás ismeretében az anyagjellemzők számolhatók. Továbbá a nyomáslefutás $p(t)$ és a kezdeti buborék és/vagy nukleusz méret ismeretében a buborék sugár-idő függvény a Rayleigh—Plesset egyenlet segítségével számolható. Erre mutat példát a 7. ábra, ahol egy Venturi csövön áthaladó $R_0 = R_E$ kezdeti méretű buborék sugarának időbeli változása látható. A számítás pontos paramétereit mellőzve vizsgáljuk a megoldás jellegzetességeit. A növekedési szakasz első fázisában a buborék növekedése elhanyagolható. Ennek a szakasznak az időtartamát a következő képlettel becsülhetjük (ha nem akarjuk megoldani a teljes differenciálegyenletet):

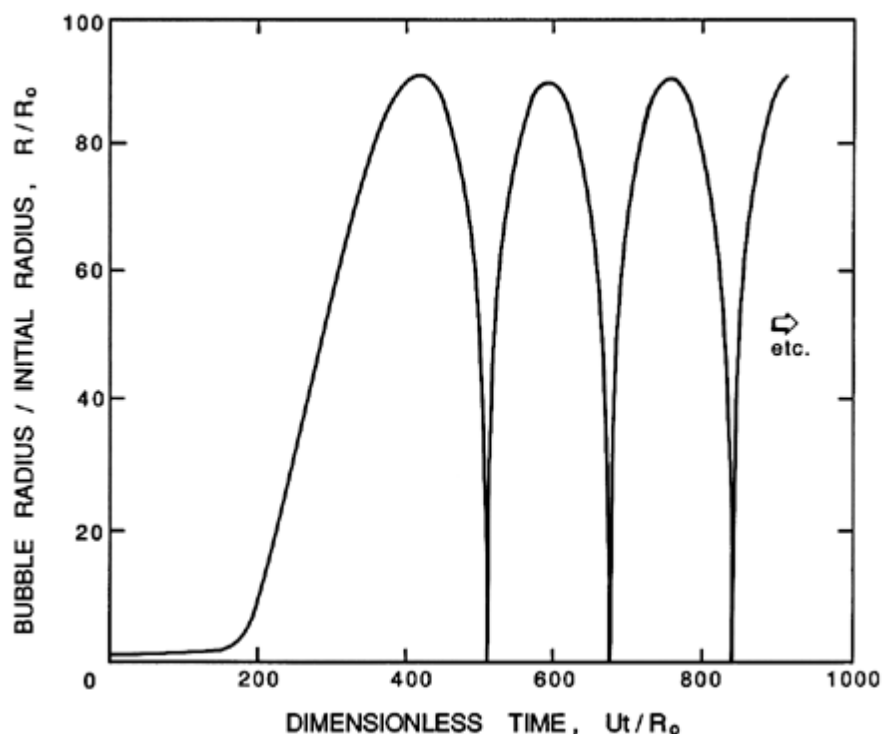
$$t_A \approx \sqrt{\frac{2\rho_L R_E^2 (p_V - p^*)}{3(p_\infty - p^*)^2}},$$

ahol p^* a telítési gőznyomásnál alacsonyabb, konstans nyomásérték. Tehát ebben a becslésben változó $p(t)$ áramvonal menti nyomás esetén p^* értékét valamilyen formában becsülni kell (például a p_V alatti terület integrálataként). A buboréknövekedés második fázisa egy jó közelítéssel állandó sebességgel

növekedést mutat (a görbe meredeksége jó közelítéssel konstans). Ezt az aszimptotikus sebességértéket is lehet becsülni a

$$\dot{R} \approx \sqrt{\frac{2}{3} \frac{(p_V - p^*)}{\rho_L}},$$

képlettel. Figyeljük meg, hogy a lényeges, az eredeti mérethez képest több nagyságrenddel történő növekedés ebben a szakaszban történik.

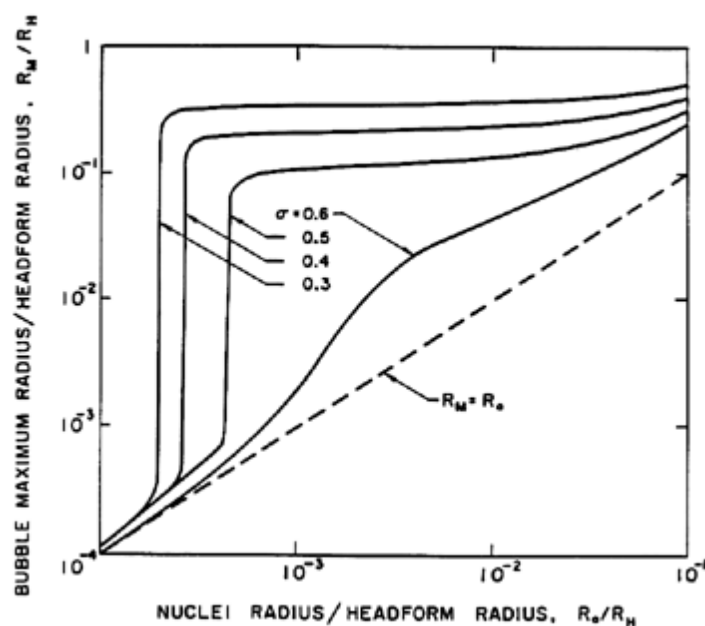


7. ábra Rayleigh—Plesset egyenlettel számolt tipikus buboréksugár-idő görbe egy Venturi csövön áthaladó buborékról.

Ha a buborék az áramvonal mentén haladva nagy nyomású térbe ér, akkor a növekedése lelassul, majd a mérete fokozatosan elkezd csökkenni. Látható, hogy a méret csökkenése az utolsó szakaszban nagyon nagy sebességgel történik. Ezt a buborék összeroppanásának nevezzük. Az összeroppanás során elért minimális sugár R_{min} (habár ez az ábrából nehezen kivehető a lineáris skála miatt) több nagyságrenddel kisebb lehet az eredeti egyensúlyi mérethez R_E képest. Ez a gyors és nagy térfogat csökkenés (jelentős gáz kompresszió) a felelős a már bevezetőben említett extrém kavitációs körülmények létrejöttéért. Fontos megemlíteni, hogy a Rayleigh—Plesset egyenlet nagyon rosszul közelíti a buborékok összeroppanó szakaszát. Ez abból is látszik, hogy a minimális méret elérése utáni újbóli expanzió („rebound”) gyakorlatilag ugyanakkora buborékméretet eredményez. Ez abból adódik, hogy a Rayleigh—Plesset egyenletben lévő csillapítás csak a víz viszkozitásából származik, ami meglehetősen csekély. Az összeroppanás során azonban jelentős akusztikus energia távozik a folyadéktérbe lökés/nyomás hullám formájában. Ezt a fent modell nem veszi figyelembe. Az

összeroppanás tulajdonságaival, fizikai, kémiai és biológiai hatásaival részletesen a következő fejezetben foglalkozunk.

A Rayleigh—Plesset egyenlettel kapott számítások felhasználhatóak a folyadékban megtalálható kritikus nukleusz méret meghatározására feltéve, ha a $p(t)$ nyomáslefutás egy áramvonal mentén a kavitációs szám σ függvényében valamilyen formában ismert, azaz számolható, mérhető vagy egyéb formában becsülhető. Emlékeztetőül, a kavitációs szám a környezeti nyomás vagy a felvázoldali sebesség növelésével változtatható, és egy adott áramláshoz egy adott kavitációs szám rendelhető. Ebben az esetben a kialakuló maximális buborékméret $R_{max} = f(R_E; \sigma)$ számolható a kezdeti méret $R_0 = R_E$ függvényében fix kavitációs szám esetén. Az $R_{max} = f(R_E)$ függvény ismeretében a kritikus nukleusz méret ott van, ahol a függvényben hirtelen növekedés, „ugrás” tapasztalható. Ha ilyen növekedést nem tapasztalunk, akkor az azt jelenti, hogy az adott kavitációs számnál az áramlás kavitáció mentes.



8. ábra Maximális buborék méret a kiindulási méret függvényében a Rayleigh—Plesset egyenlettel számolva Venturi csőben kialakuló áramlásban, különböző kavitációs számok esetén.

A fentiekre mutat számítás példát a 8. ábra. Látható, hogy $\sigma = 0.6$ kavitációs szám esetén nem tapasztalunk kavitációt, a buborék sugarának változásában nem tapasztalható robbanásszerű növekedés (ami a kavitáció egyik jellegzetessége). A kavitációs számot $\sigma = 0.5$ -re csökkentve az $R_{max} = f(R_E)$ függvényben egy adott $R_0 = R_E$ méretnél egy szinte függőleges szakasz található. Ez testesíti meg a kritikus nukleusz méretet. E méret fölötti nukleuszok kavitálni fognak az alattiak pedig nem. Az ábrából az is látható, hogy a kavitációs szám további csökkentésével a kritikus nukleusz mérete csökken, azaz egyre több nukleusz kapcsolódik be a kavitációs folyamatba. Megállapítható továbbá, hogy a kavitáció megjelenése, azaz σ_i értéke valahol 0.5 és 0.6 között van.

Termális buboréknövekedés

A buborék növekedését a közeg hőmérséklete is befolyásolja. Ha környezeti hőmérséklet T_∞ és nyomás p_∞ a tenzió görbe közelébe esik, akkor a buborék belsejében lévő gőz parciális nyomása növekszik a gázéhoz képest. Így adott buboréknövekedéshez sokkal intenzívebb párolgás szükséges, ugyanis sokkal több gőzmolekulának kell a buborék belsejébe jutnia. A párolgáshoz szükséges hő csak a folyadék belsejéből érkezik hővezetés formájában. Tehát ebben az esetben a Rayleigh—Plesset egyenlet mellett szükséges a folyadéktérre felírt hővezetési egyenlet megoldása is. A Rayleigh—Plesset egyenlet alakja kicsit módosul az alábbiak szerint:

$$\frac{p_V(T_\infty) - p(t)}{\rho_L} + \frac{p_V(T_B) - p_V(T_\infty)}{\rho_L} + \frac{1}{\rho_L} \frac{T_B}{T_\infty} \left(p_\infty - p_V(T_\infty) + \frac{2\sigma}{R_E} \right) \left(\frac{R_E}{R} \right)^3 \\ = R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 + \frac{4\nu_L\dot{R}}{R} + \frac{2\sigma}{\rho_L R},$$

ahol T_B a buborék belsejében lévő homogén hőmérséklet értéke, amit a folyadéktérre felírt hővezetési egyenlet megoldásaként számítható. Az egyenletben szereplő második tag a Clausius—Clapeyron egyenlettel közelíthető:

$$\frac{p_V(T_B) - p_V(T_\infty)}{\rho_L} = \frac{\rho_V(T_\infty)L(T_\infty)}{\rho_L T_\infty}.$$

A hővezetés egyenlete megoldása gömbi koordinátákban

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{dR}{dt} \left(\frac{R}{r} \right)^2 \frac{\partial T}{\partial r} = \frac{\alpha_L}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial T}{\partial r} \right)$$

megadja hőmérsékletmezőt $T(r, t)$ a folyadéktérben, amiből a buborék belsejében lévő hőmérsékletet az idő függvényében már könnyen számítható: $T_B(t) = T(r = R, t)$. A fenti parciális differenciálegyenlet megoldáshoz szükséges két peremfeltétel

$$T(\infty, t) = T_\infty,$$

$$\frac{dR}{dt} = \frac{k_L}{\rho_L L} \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)_{r=R},$$

ahol az első egyenlet azt fejezi ki, hogy a hőmérséklet a buboréktól kellően messze a folyadéktömeg környezeti hőmérsékletével egyenlő. A második egyenlet azt a feltételt testesíti meg, hogy a gőz buborékba való párolgásához (ami a buborék növekedéséhez kell) szükséges hő a folyadéktérből vezetéssel érkezik. Az egyenletekben α_L a hőmérsékletvezetési tényező, k_L pedig a hővezetési tényező.

A fenti csatolt közönséges-parciális egyenletrendszernek most sincs analitikus megoldása. Továbbá a parciális differenciálegyenlet jelenléte a szükséges numerikus algoritmust is bonyolultabbá teszi, azaz az egyenletet térben és időben is fel kell bontani. Bizonyos közelítések alkalmazásával viszont a buborék növekedése a következő képlettel jól közelíthető:

$$R(t) = \frac{1}{2C(1/2)} \frac{\rho_L c_{PL} \Delta T_C}{\rho_V L} \sqrt{(\alpha_L t)},$$

ahol $C(n)$ konstans az alábbi integrál kiszámításával megkapható:

$$C(n) = n \left(\frac{4n+1}{\pi} \right)^{1/2} \int_0^1 \frac{z^{3n-1}}{(1+z^{4n+1})^{1/2}} dz.$$

Látható, hogy a buboréknövekedés a gyökös kifejezés miatt jóval lassabb magas hőmérsékleten mint alacsonyan. A valóságban nehéz persze éles határt húzni, hogy hol van a kettő közötti határ. A gyakorlatban célszerű azonban ezt az explicit hőmérséklettől függő hatást a kavitáció megjelenésében figyelembe venni.

Buborékok összeroppanása, fizikai, kémia és biológiai hatásai

Mint azt az előző fejezetekből láttuk, a kellően alacsony nyomású térben áramló nukleuszok növekedésnek indulnak és egyedi kavitációs buborékokat vagy buborékfelhőket hoznak létre. Ha az így képződött buborékok nagynyomású térbe áramlanak, akkor a külső folyadéktér inerciális hatása miatt összeomlanak és megszűnnek. Az esetek túlnyomó többségében ez az összeomlás olyan vehemens, hogy az összeomlás pillanatában a buborékok belsejében uralkodó hőmérséklet és nyomás elérheti a több ezer Kelvin és bar értékeket. Az összeomlás pillanatban a buborék lökéshullámot is bocsáthat ki a folyadéktérbe, aminek maximális mértéke elérheti a több száz bár nyomást ezzel nagy nyíróerőket hozva létre a környezetében. A fent felsorolt extrém körülmények felelősek a jól ismert kavitációs roncsolódásért.

A buborékok összeomlásának hatását három részfejezeten keresztül fogjuk tárgyalni. Először ismertetni fogjuk az összeomlás hatását a buborék környezetére. Azaz a kibocsátott nyomáshullám és az általa keltett zaj tulajdonságait foglaljuk össze. Ezután kitérünk a buborék belsejében uralkodó magas hőmérséklet és nyomás okozta kémiai reakciókra és azok szerepére a víztisztításban. Majd végül a kavitáció okozta biológiai hatásokat foglaljuk össze, azaz milyen hatékonysággal lehet a mikroorganizmusokat elpusztítani.

Kavitáció okozta nyomáshullámok és zajkibocsátás

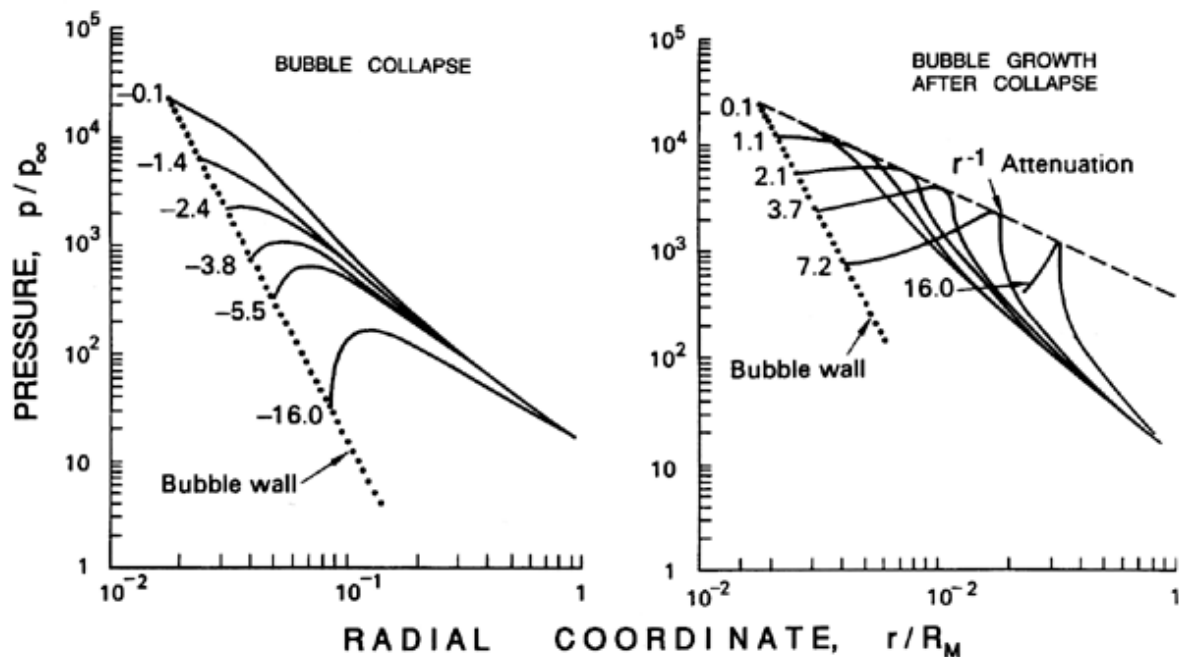
Ahogy azt a 7. ábra is mutatja, egy egyedi buborék a növekedési fázisa után igen nagy sebességgel képes összeroppanni, ha nagy nyomású térbe érkezik. A buborék fal sebessége akár a folyadéktérbeli hangsebességet is megközelítheti. Ezekben az esetben természetesen a Rayleigh—Plesset egyenlet már nem érvényes és a folyadék összenyomhatóságát is figyelembe kell venni. Mint az már említettük, a Rayleigh—Plesset egyenlet nem modellezi azt az akusztikus energia veszteséget, amit a buborék elszenved az összeroppanása során. Az irodalom bővelkedik modellekben (a legkülönbözőbb bonyolultsági szinten) amik képesek a folyadékba kibocsátott nyomáshullámot szimulálni. A jelen dolgozat terjedelme és célja miatt a modellezés részleteibe nem megyünk bele, csak a főbb eredményeket mutatjuk be és értékeljük.

A legtöbb kutató eredményeiből egyértelműen kiderül, hogy már egyetlen gömbszimmetrikus buborék összeroppanásakor is kialakulhatnak erős lökéshullámok. Erre mutat számítási példát a 9. ábra. A bal oldali ábrán látható, hogy az összeroppanás szakaszában (buborék térfogat csökkenés) nincsenek

nagy gradiensek a nyomáseloszlásban, tehát nincs lökéshullám, habár maga a nyomásérték maximuma a 10^4 bar nagyságrendbe esik. Az összeroppanás után a buborék újra kitágul (a benne lévő erősen komprimált gáz expandál) és a fala közelében a folyadékban felépült nyomás elkezd betérjedni a folyadéktér belsejébe (jobb oldal). A nyomáshullám nemlineáris terjedése következtében a hullámalak erősen deformálódik és meredek lökéshullám alakul ki (utolsó 16-al jelölt eloszlás). A számítások azt mutatják, hogy a nyomásmaximum értéke a távolság függvényében fordítottan arányos, amit a

$$p_P \approx 100R_M \frac{p_\infty}{r}$$

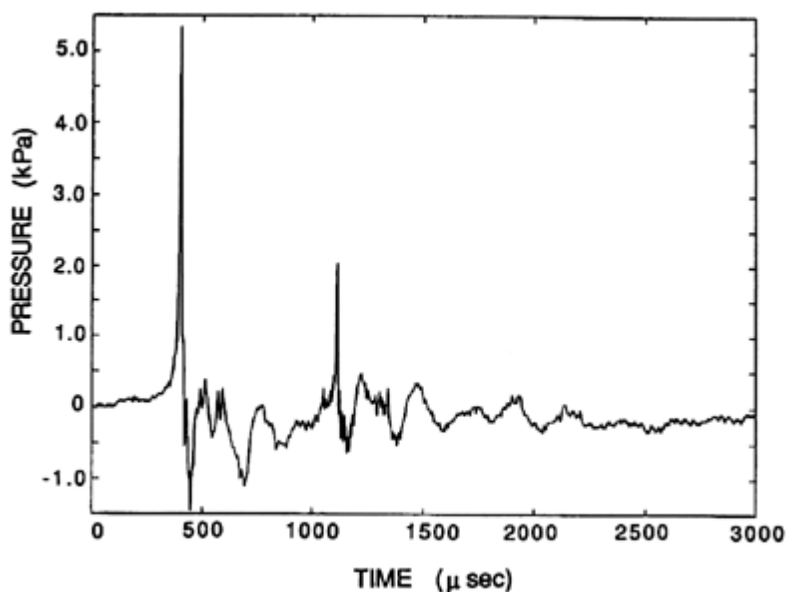
képlettel lehet becsülni, ahol R_M a maximális buboréksugár, ahonnan az összeomlás elkezdődik, p_∞ pedig a környezeti nyomás. Tehát 1 bar környezeti nyomáson, egy buborék összeroppanása során megközelítőleg 100 bar maximális nyomás alakul ki tőle egy buboréknyi távolságra ($r = R_M$).



9. ábra Nyomáseloszlás a folyadéktérben összeomlás előtt (bal oldal) és összeomlás után (jobb oldal).

A kialakuló meredek lökéshullámokat az egy buborék közelében mért nyomásjelek is megerősítik. Erre mutat példát a 10. ábra, ami egy kavitációs buborék összeomlása közelében, hidrofonnal mért nyomásjelet ábrázol. Látható, hogy az összeomlás időtartománya a ns nagyságrendbe esik (első csúcs). A valóságban természetesen buborékfelhőkkel találkozunk, tehát ebben az esetben mért nyomásjel a véletlenszerűen összeroppanó egyedi buborékok által kibocsátott nyomásjelek összege. Mindazonáltal a 10. ábra egy fontos mérési problémára világít rá. Annak ellenére, hogy a buborékok sajátfrekvenciája az 5 kHz – 10 kHz tartományban van, az erős impulzusszerű nyomáscsúcs akár több száz kilohertzes felharmonikusakat eredményezhet. Így ha a kavitációs buborékok és felhők által kibocsátott zajt mérni szeretnénk, akkor olyan eszközt kell használnunk, ami legalább 100 kHz-el képes a nyomásjelet mintavételezni. De ha lehetséges, akkor az 1 MHz-es mintavételezés az ideális. A szükséges nagy mintavételezési frekvenciának előnye is van. Az általában alacsony frekvenciás mechanikai rezgésektől

a kavitáció által kibocsátott zaj jól elkülöníthető. Felüláteresztő szűrő alkalmazásával (kb. 0.5 – 1 kHz) ezek a mechanikai jellegű zajforrások a spektrumból ki is szűrhetők. Pontos vágási határt nehéz felállítani, ezt mindenképpen az adott berendezésen kell kikísérletezni.



10. ábra Egy buborék összeomlása során mért nyomásjel.

A valóságban még egyedi buborékok összeomlása is gyakran eltér a gömbszimmetrikustól, ezért a következőkben fokozatosan eltérünk az egyedi gömbszimmetrikus buborékok vizsgálatától és rátérünk a buborék felhőkkel kapcsolatos eredményekre. Ennek ellenére a gömbszimmetrikus esetre kapott eredmények értékes becslést adhatnak az összeroppanás során lezajló eseményekre. Azt feltételezve, hogy a gömbszimmetrikus összeomlás a lehető leghatékonyabb energiakonzentrációs mechanizmus, az így kapott eredmények a maximális hőmérsékletre és nyomásra jó felső becslést tudnak adni. Eltérés a gömbi alaktól mindenképpen az energia fókuszálást „elkeni”.

A buborék elveszítheti gömbi alakját még akkor is, ha a közelében nincsenek zavaró tényezők. A nagy sebességű összeroppanás során a buborékfal sebessége egy ponton eléri a maximumot, majd az összeroppanás sebessége elkezd lassulni. Ez a lassulási folyamat növekvő amplitúdójú felületi hullámokat indukál az összeroppanás során, aminek hatására a gömbi alak instabil lesz, és a buborék szétesik kisebb buborékokra az összeroppanás végső stádiumában. Tehát az újbóli növekedési fázis, aminek során az erősen komprimált gáz a buborék(ok) belsejében kitágul, buborékfelhőként jelenik meg. A buborékfelhő ezután kollektíven újból összeomlik, de természetesen a maximális nyomásérték ebben az esetben már kisebb lesz, lásd 10. ábra második nyomáscsúcs az időjelenben.

Instabilitást okozhat a buborék összeroppanása közben az aszimmetrikus nyomáseloszlás is. Ennek okozója lehet gravitáció, szilárd fal jelenléte, nyílt felszín közelében történő összeroppanás vagy más közeli buborékok hatása. Bármilyen okozza is az aszimmetriát, az a buborék összeroppanása közbeni jet (folyadék sugár) képződéssel jár, azaz a térfogat csökkenése közben a buborék egyik oldala gyorsabban közelít a középpont felé, majd továbbhaladva „átüt” a buborék túloldalán. Az első mérési felvételek után

a kutatók a jetek tanulmányozására összpontosítottak feltételezve, hogy a jet képződési folyamat a fő felelőse a kavitációs roncsolódásnak. Ezt okkal feltételezhatték azokat a felvételeket nézve, ahol egy buborék szilárd fal közelében omlik össze. A valóságban azonban a legnagyobb roncsolást nem a jet szilárd falon történő felütközése okozza. Az aszimmetrikus összeomlás során, hasonlóan az egyszerű instabilitási folyamathoz, a buborék szétesik buborékfelhőre. Egyidejű kamerafelvételek és nyomásmérés egy szilárd falon (ami közelében egy buborék összeomlik) azt bizonyítják, hogy a legnagyobb mért nyomásjel abban az időpillanatban van, amikor a gőzzel teli összes térfogat minimális. Ebben a fázisban már a jet képződés és a buborék szétesése megtörtént. Tehát a legnagyobb indukált nyomáshullámot valójában a buborékfelhő összeomlása okozza. Nem keverendő össze ez azzal az esettel amikor egy buborék gömbszimmetrikusan omlik össze. Ott természetesen az első egyedi összeroppanás okozza a legnagyobb nyomáskibocsátást. A stabilitásvesztés miatti buborékfelhő újbóli koherens összeomlása összességében kisebb nyomáskibocsátással jár, mert a buborékok kezdeti mérete a szétadarabolódás miatt kisebb lett. Ha aszimmetriáról beszélünk, akkor tulajdonképpen nincs kezdeti nagy összeroppanás. A jetképződés folyamata az első összeomlás folyamata során rögtön szétadarabolja a buborékot.

Fontos megemlíteni, hogy szakirodalmi mérések alapján egy buborékfelhőben található buborékok koherens összeomlása sokkal erőteljesebb lehet, mintha csak az egyéni buborék összeomlásokat vennénk figyelembe. Erre a jelenségre egyenlőre még nincs egyértelmű és koherens elméleti válasz. Az egyik magyarázat az lehet, hogy az egyéni buborék az összeomlása közben a környező folyadéktérben a nyomást jelentősen megnöveli, lást 9. ábra bal oldal. Tehát az összeomlás során az egyedi buborékok a felhőben egyre nagyobb nyomásteret érzékelnek, mintha a környezeti nyomást pár 10 bar értékkel fokozatosan megnövelnék. A lokálisan megnövekedett környezeti nyomás pedig erőteljesebb összeomlásokat eredményezhet, ami fokozott kavitációs aktivitással és zajkibocsátással jár. Tehát ha a kavitációs aktivitás fokozása a célunk, akkor érdemes olyan áramlási teret létrehozni, ami periodikusan létrejövő és leváló, majd koherensen összeomló buborékfelhőket produkál. Ez természetes konstrukció és üzemeltetési paraméterektől függő tényező is lehet, ezért egy adott berendezésre célszerű méréssel is meghatározni a kialakult kavitáció típusát. Ennek az egyik fontos eszköze lehet a kavitáció okozta zaj mérése. Ugyanis feltételezhető, hogy az erőteljesebben összeroppanó buborékok nagyobb zajszintet is eredményeznek.

Valamilyen fizikai folyamatnak, amely sztochasztikus komponenst is tartalmaz, az egyik bevett és hatékony elemzési módszere a spektrális analízis. Ennek egyik meghatározó eleme a Fourier transzformáció (FT – Fourier Transformation), ami egy folytonos nyomásjel $p(t)$ esetén az alábbiak szerint számítható ki

$$F(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} p(t)e^{-i\omega t} dt ,$$

ahol i a képzetes számsíkban a képzetes egységvektor, ω pedig a körfrekvencia amit a transzformáció során független változóként használunk. Vegyük észre, hogy egy adott körfrekvencián F értéke komplex

s szám, tehát $F(\omega)$ egy komplex értékű függvény a körfrekvencia függvényében. A valóságban a $p(t)$ folytonos nyomásjelet csak egy bizonyos mintavételezési frekvenciával tudjuk mérni véges időtartományon $t \in (0, T)$. Ezért a gyakorlatban mindig a Fourier transzformáció diszkrét változatát (DFT – Discrete Fourier Transformation) használjuk:

$$DF(\omega_k) = \Delta t \sum_{n=1}^N p_n e^{-i\omega_n t_n},$$

ahol N a mérési pontok száma, Δt a mintavételezés időlépése, t_n az n -dik diszkrét időpillanat, $p_n = p(t_n)$ az n -dik időpillanatban a mért nyomásérték és $\omega_n = 2\pi k/T$ a diszkrét körfrekvenciák ($k = -N/2 \dots +N/2$). Diszkrét esetben a vizsgálható frekvencia tartomány nem folytonos, hanem véges és diszkrét. A maximális frekvenciaértéket az időlépés határozza meg $\omega_{max} = \pi/\Delta t$, a minimális frekvencia értékét, ami egyben a frekvencia tartomány lépésköze is, pedig a mintavételezési idő befolyásolja $\omega_{min} = \Delta\omega = \omega_n = 2\pi/T$. A mérés során figyelniünk kell a mintavételezési frekvencia helyes beállítására. Ha a legnagyobb frekvencia komponens amit meg szeretnénk mérni $f_{max} = \omega_{max}/2\pi$, akkor a Shannon-féle mintavételezési törvényt figyelembe véve legalább kétszeres mintavételezési frekvenciát kell beállítanunk, de a gyakorlatban célszerű 3 – 5 -szörös értékkel mintavételezni a nyomásjelet.

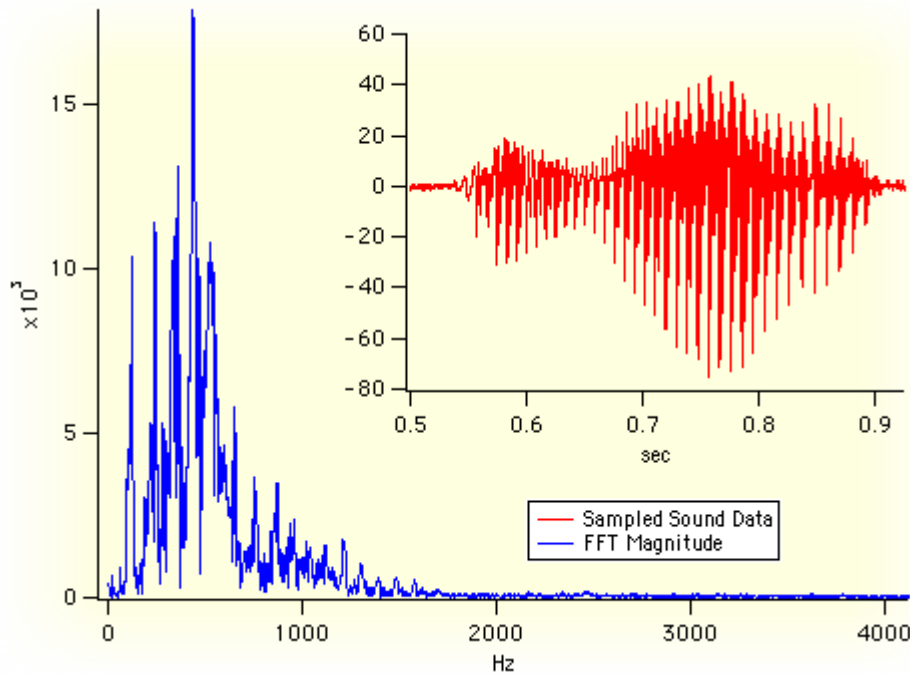
A komplex harmonikus függvény alkalmazása miatt a kapott Fourier transzformált értékek komplex számok, és a frekvencia tartomány szimmetrikusan a $-\pi/\Delta t$ és $+\pi/\Delta t$ tartományon helyezkednek el. Az ω_k és ω_{-k} frekvenciákhoz tartozó Fourier transzformált érték komplex konjugált párt alkotnak, amikből az alábbi, valós értékű számokat lehet előállítani:

$$\begin{aligned} a_j &= DF(\omega_j) + DF(\omega_{-j}), \\ b_j &= i \left(DF(\omega_j) - DF(\omega_{-j}) \right), \end{aligned}$$

ahol a j index most már csak $j = 0 \dots N/2$ értékek között mozog. A kapott valós értékű számokból az adott frekvenciához tartozó amplitúdót

$$A_j = \sqrt{a_j^2 + b_j^2}$$

már ki lehet számolni. A frekvencia $f_k = \omega_k/2\pi$ függvényében az amplitúdókat A_k ábrázolva kapjuk a spektrumot. Erre mutat példát a 11. ábra. Tehát a Fourier transzformáció segítségével meg tudjuk határozni, hogy egy mért jelben a különböző frekvenciás összetevők milyen amplitúdóval vannak jelen. Vegyük észre, hogy a $j = 0$ indexhez tartozó amplitúdó érték a függvény integrál átlagával való eltolást jelenti. Sok esetben a mért függvények átlagértéke sokkal nagyobb lehet, mint maga az ingadozás az átlagérték körül. Ez azt eredményezi, hogy az $\omega_k = 0$ értékhez tartozó jel amplitúdója a spektrumban nagyon magas a többi frekvencia komponenshez képest. Ebben az esetben célszerű a Fourier transzformálás előtt a mért jelből kivonni az integrál átlagát (egyenközű mintavételezés esetén ez az egyszerű átlagolással megkapható).



11. ábra Egy mért nyomásjel (piros) diszkrét Fourier transzformáltjának amplitúdója a frekvencia függvényében (spektrum, kék).

Nagyon sok esetben nem az az érdekes, hogy egy mért nyomásjelben az egyes frekvencia komponensek mekkora amplitúdóval vannak jelen, hanem hogy az adott frekvencia értékhez mekkora energia vagy teljesítmény tartozik. Ezért sok esetben az egyszerű Fourier transzformáció és spektrum helyett a teljesítménysűrűség-spektrumot szokás vizsgálni (PSD – Power Spectral Density). Levezetés nélkül a diszkrét változatát az alábbi módon lehet kiszámolni

$$PSD(\omega_k) = \frac{\Delta t^2}{T} \left| \sum_{n=1}^N p_n e^{-i\omega_n t_n} \right|^2.$$

Látható, hogy ez a mennyiség szoros összefüggésben áll a mért jel négyzetével. A teljesítménysűrűség-spektrum használható egy adott nyomásjel zajszintjének p_s (RMS érték) meghatározásához

$$p_s^2 = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N p_n^2 = \Delta\omega \sum_{k=-N/2}^{N/2} PSD(\omega_k).$$

A p_s zajszintet, ami a kavitáció jellemzésében egy fontos mennyiség, tehát elő lehet állítani magából a mért nyomásjelből vagy a PSD spektrum diszkrét integrálásából. A két módszer a gyakorlatban nem teljesen kompatibilis. Mint említettük, a mért nyomásjel tartalmaz nagy amplitúdójú és energiájú mechanikus és áramlási (itt főként például a turbulens áramlás hatásaira gondolunk nem pedig a kavitációra) rezgéseket is amiknek nincs köze a kavitációhoz és a buborékok/felhők okozta összeroppanáshoz. Mivel ezeknek a rezgéseknek az energiatartalma igen nagy lehet, így a zajszint meghatározásában dominálni tudnak és „elnyomják” magával a kavitációs buborékok összeomlásából adódó zajszintet és változását valamilyen paraméter függvényében. Mivel a mechanikus rezgések általában alacsony frekvencia tartományon jelentkeznek, ezért a PSD diagramon egy már említett felül

áteresztő szűrő alkalmazásával ezek a komponensek kiszűrhetők. Így a PSD-ből meghatározott zajszint megbízhatóbb, a mérési eredményekkel jobban korreláló értékeket eredményezhet.

A fenti jelfeldolgozási eszközök általában a legtöbb mérőrendszerben be vannak építve, tehát általában nem kell nekünk leprogramozni. Ezen algoritmusok segítségével egy kavitációs áramlás már kiértékelhető. Sajnos a kavitáció megjelenéséhez hasonlóan a kavitációs zajszint és a spektrum (PSD) alakjára vonatkozóan nem tudunk általánosítható következtetéseket levonni. Ezek többnyire a konstrukciótól függenek. Szerencsére azért a számtalan mérés kiértékelésből általános trendek levonhatóak a szakirodalom áttanulmányozása után.

Az egyik általános trend a zajszint és a kavitációs szám közötti kapcsolat, a Reynolds szám függvényében mint másodlagos paraméter. Fix kavitációs szám mellett a zajszint növekszik növekvő áramlási sebesség mellett (növekvő Reynolds szám). Ha viszont a Reynolds számot állandó értéken tartjuk és a kavitációs számot csökkentjük (például a környezeti nyomás csökkentésével), akkor a zajszint először növekszik majd a kavitációs szám további csökkentésével a zajszint is elkezd csökkenni. Emlékezzünk vissza, hogy a kritikus kavitációs szám (ahol a kavitáció először megjelenik) a környezeti nyomás és a Reynolds szám függvénye, és nem ugyanazt az értéket kapjuk a környezeti nyomás csökkentésével vagy a Reynolds szám (azaz referencia sebesség) növelésével. Ez a „kettősség” a fentiek szerint a zajszint tendenciájában is megfigyelhető. A nagyobb sebesség hatására bekövetkező zajszint növekedés viszonylag egyszerűen belátható: nagyobb sebesség nagyobb áramlási zajjal is jár általában véve. A sebesség fixen tartásából adódó lokális maximum a zajszintben a kavitáció típusának alakulásával magyarázható. Magas kavitációs szám esetén, hiába vagyunk már kavitációs állapotban, csak kevés kritikus nukleuszképződés zajlik le, így kevés buborék járul hozzá a zajszint emelkedéséhez. A kavitációs szám csökkenésével egyre több aktív kavitációs buborék keletkezik, ezek felhőt képeznek. Továbbá egy bizonyos pont (populáció) után a buborékok kollektíven omlanak össze (lásd fent) ami tovább növeli a kavitációs roncsolás hatásait és a zajszint növekedését. Ha a kavitációs szám nagyon alacsony lesz, akkor kialakul az úgy nevezett szuperkavitációs állapot, amikor egy körbeáramlott test körül egy jó közelítéssel zár nagy kiterjedésű stabil üreg képződik. Ebben az állapotban csak kevés buborék szakad le a szuperkavitációs üregről, azaz kevés buborék tud nagyobb nyomású térbe jutni, ahol összeroppan. Ez a zajszint csökkenésében is megmutatkozik. Kavitációs víztisztításnál tehát a szuperkavitációs állapotot kerülni kell. Mint azt már fentebb kifejtettük, a legjobb eset ha rendszeres kisebb méretű kavitációs felhők keletkeznek, amik utána koherensen omlanak össze. Erre az állapotra a kavitációs zajszint egy jó mérőszám lehet. Előzetes méréssel a berendezés „kalibrálható” a legnagyobb roncsolódást okozó kavitációs állapotra olyan mennyiségek felhasználásával, mint például a fordulatszám, ami könnyen mérhető mennyiség.

A kavitáció okozta PSD alakjára viszonylag kevés információ áll rendelkezésére. A spektrum csúcsa megközelítőleg az 5 kHz – 10 kHz frekvencia tartományban van (ez a tipikus nukleusz méretek sajátfrekvenciája). Az ez alatti tartomány jó közelítéssel az f^4 hatványfüggvénnyel írható le. A csúcs utáni tartomány messze a 100 kHz –es tartomány fölé esik és a spektrum negatív kitevőjű

hatványfüggvénnyel írható le f^{-m} , ahol m kitevőre nincsenek konzisztens mérési eredmények, értéke megközelítőleg a -1 és -2 értékek között változik. Tehát valószínűsíthető, hogy ez a szakasz is a berendezéstől függő m konstanssal írható le és specifikusan egy adott gépre kell kimérni. Ha m kitevő a zajszinthez hasonlóan a rendszer paramétereitől függő tényező, akkor ezt a mennyiséget is lehet használni a kavitációs állapot erősségének jellemzésére. De megjegyzendő, hogy a zajszint használata nagyobb lehetőségeket hordoz. Mindazonáltal a spektrum (PSD) meghatározása amúgy sem megkerülhető a megbízható, kavitáció okozta zajszint meghatározásában.

Foglaljuk össze végezetül azokat a fontos szempontokat pár pontban amikre kavitációs zaj mérésénél oda kell figyelni:

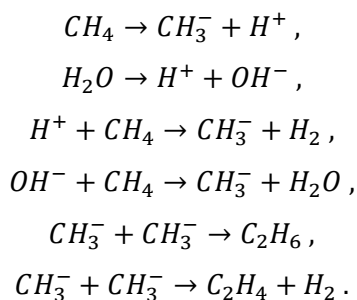
- A kavitáció okozta zajkibocsátás nagyságrendileg az $1\text{ kHz} - 1\text{ MHz}$ frekvencia tartományba esik. Ezt figyelembe kell venni a műszerválasztásnál, azaz legalább 100 kHz -es mintavételezést szükséges, de a pontos mérésekhez az 1 MHz ajánlott. Ez a pontos zajszint meghatározásához elengedhetetlen.
- A mérések kiértékelésénél és zajszint meghatározásában érdemes felüáteresztő szűrő alkalmazása, hogy a mechanikai jellegű zajokat kiszűrjük a spektrumból.
- A mérések elvégzéséhez a legjobb eszköz a nyomásmérő hidrofon alkalmazása, ami közvetlenül a buborékok összeroppanása okozta kavitációs zajt regisztrálja. Ennek az ára meglehetősen magas, így áthidaló megoldásként a berendezés felületére szerelt rezgés gyorsulásmérő alkalmazása is szóba jöhet. Szerencsére a mechanikai eredetű zajok frekvencia tartománya sokkal alacsonyabb a kavitációs zajétól, ezért ez a műszer is használható. Ugyanakkor vegyük figyelembe, hogy a fentiekben tárgyalt trendek és mérési eredmények nyomásmérésen alapulnak, így ezek valamelyest eltérhetnek gyorsulásmérő alkalmazása esetén.
- A kavitációs szám függvényében a zajszintnek maximuma van (optimuma kavitációs roncsolás szempontjából). Így ez a mennyiség kalibrálható például a berendezés fordulatszámaival az optimum későbbi beállításához. Mindenesetre a kavitációs zajszint viselkedését és a spektrum tulajdonságait mindenképpen az adott berendezésre célszerű meghatározni a paraméterek függvényében.
- Ezek a paraméterek a kritikus kavitációs szám tárgyalásánál már említésre kerültek: környezeti nyomás, Reynolds szám (áramlás referencia sebessége), a folyadék tulajdonságai (legfontosabb az oldott géztartalom) és a környezeti hőmérséklet. Célszerű továbbá olyan másodlagos paramétereket is regisztrálni és a mérési eredményeket ezekkel összehasonlítani mint a berendezés fordulatszáma, teljesítményfelvétele és hatásfoka stb...

Kavitációs buborék belsejében létrejövő extrém körülmények, kémiai reakciók

Egy buborék belsejében a fizikai és kémiai folyamatok az összeroppanás során sokkal nehezebben számszerűsíthetőek, mint amilyen hatással az összeroppanás van magára a folyadéktérben. A buborék által kibocsátott nyomás- és lökéshullám kellően nagy felbontóképességű hidrofonnal mérhető, amiből a teljesítménysűrűség spektrum és a zajszint előállítható. Ezzel szemben a buborék belsejében létrejövő extrém körülményeket (hőmérséklet és nyomás) csak nagyon nehezen lehet mérni. Ugyanis ezek a körülmények csak nagyon rövid ideig tartanak (*ns*) és nagyon kis helyre koncentrálnak (szub-mikron méret). Ezért az egyetlen buborék összeroppanásakor keletkező maximális hőmérséklet és nyomás nagy pontatlansággal mérhető csak. Ez a szonolumineszcencia kutatása kapcsán okozott nagy problémát, amikor a pulzáló buborék fénykibocsátására próbáltak magyarázatot adni (annyira, hogy ma már a szofisztikált modellekkel kapott számításokat pontosabbnak tételezik fel egyes kutatók).

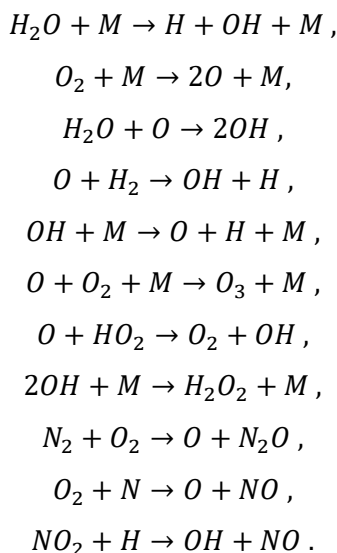
Az első számítások a buborék belsejében létrejövő maximális hőmérsékletet jelentősen túlbecsülték, bizonyos körülmények között több tízezer Kelvin fokos hőmérsékletet számoltak egyes kutatók. Egyik, mára már hibás számításnak és mérésnek tekintett tanulmány az 1 millió fokos hőmérsékletet sem tartotta kizártnak, és a szerzők állítása szerint ki tudtak méréssel mutatni egy összeroppanó buborék belsejében fúziós folyamatokat. Ezeket az eredményeket a mai napig nem sikerült reprodukálni és a tudományos közélet hibás eredményeknek tartja. A matematikai modellek fejlődésével a becsült maximális hőmérséklet fokozatosan csökkent. Kiderült, hogy a számítások során kulcsfontosságú a főbb kémiai reakciók figyelembe vétele, ugyanis a buborék belsejében lévő gáz és gőz disszociációjához szükséges energia a kialakuló maximális hőmérsékletet csökkenti. Jelenleg az az elfogadott álláspont (amit főként numerikus számításokkal állapítottak meg), hogy 10000 K feletti hőmérséklet a gyakorlatban nem megvalósítható. Ezt az értéket megközelíteni csak nagyon jó közelítéssel gömb szimmetrikusan összeomló buborékkal lehet egy szűk paramétertartományon. Tipikus maximális hőmérséklet értékek, amiket méréssel is alá tudtak támasztani, a 2000 K és 6500 K tartományban van.

Összességében tehát, ha a buborékban lezajló körülményeket szeretnénk leírni, akkor a fizikai (hőmérséklet és nyomás kialakulása) és a kémiai folyamatokat együttesen kell figyelembe venni és modellezni. Ezen belül is a kutatások fő kérdése, hogy milyen kémiai folyamatok zajlanak le a buborék belsejében (ez fontos például a szabad gyökök létrehozásához) és mi a kialakuló maximális hőmérséklet, ami természetesen szükséges a kémiához? A nyomás kérdése általában másodlagos. Ez a kapcsolt fizikai-kémiai folyamat a numerikus modellezés szintjén természetesen nehézséget okoz, viszont lehetőségeket is rejt magában. Ha tudjuk ugyanis az egyes kémiai reakciók együtthatóinak hőmérsékletfüggését, akkor az egyes kémiai termékek arányát megmérve következtetni tudunk a kialakuló hőmérsékletre. Ezen az elven alapul az MRR (methyl radical recombination) néven ismert módszer, ahol ultrahanggal besugárzott vízben akusztikus kavitációt hoznak létre zárt térben, ahol a folyadék fölött argon és metángáz keveréke van. A vízben oldott metán és argon gáz idővel stabil nukleuszokat hoznak létre, amit ultrahanggal gerjesztve „aktiválnak”. A buborék belsejében lévő metán és vízgőz a magas hőmérséklet hatására a következő kémiai reakciókban vesznek részt:

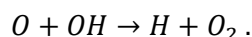
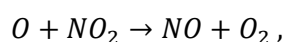
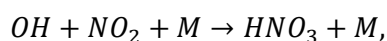
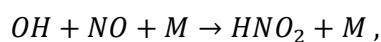


Az utolsó két reakcióban etán (C_2H_6) és etilén (C_2H_4) keletkezik, amiknek a termelődési aránya a kialakuló hőmérséklettől függ. Megmérve tehát az arányt, a hőmérséklet mérhető/becsülhető. Vegyük észre, hogy ezekkel a módszerekkel nem az egyetlen buborék összeroppanása során tapasztalható maximális hőmérsékletet lehet mérni, hanem egy buborék sokszori, vagy egy buborékfelhőben történő sok összeroppanás átlagaként értelmezhető hőmérsékletet kapunk. A fenti mérési eredményt akusztikus kavitáció létrehozásával történtek, a mért hőmérsékletek becsült értéke 2000 K és 3600 K között ingadoztak. Fontos megjegyezni, hogy az irodalomban található mérési és számolási eredmények többsége az akusztikus kavitációhoz kapcsolódik a jó szabályozhatósága miatt. Ezért a továbbiakban bemutatott eredmények mind akusztikus kavitációs környezetben történtek. Ettől függetlenül feltételezhető, hogy a kémiai reakciók hidrodinamikus kavitáció esetén hasonlóképpen mennek végbe feltéve, ha a körülmények (hőmérséklet nagysága, azaz erős összeroppanás) ezt lehetővé teszi.

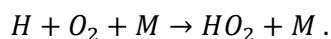
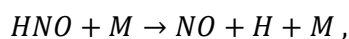
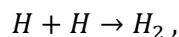
Ipari szempontból sokkal érdekesebb eset, amikor a víz oldott levegőt tartalmaz. Ebben az esetben a következő főbb reakciók zajlanak le egy buborék belsejében. Oxidánsokat termelő reakciók:



Oxidánsokat „fogyasztó” reakciók:



Egyéb reakciók:



Ezekben a reakciókban M egy inert harmadik gáz, levegő esetében ezt a szerepet többnyire az argon tölti be.

Kémiai elem	Keletkező molekulák száma összeroppanásonként
HNO_2	4.0×10^7
HNO_3	3.7×10^7
O	1.6×10^7
H_2O_2	5.1×10^6
O_3	2.7×10^6
HO_2	2.3×10^6
NO_3	1.1×10^6
H_2	1.0×10^6
OH	9.9×10^5
NO_2	3.9×10^5
N_2O	3.0×10^5
NO	1.3×10^5
H	1.1×10^5
HNO	2.8×10^4
N	2.7×10^3
N_2O_5	6.8×10^2

1. táblázat Egy buborék összeroppanása során keletkező kémiai elemek.

Egy buborék tipikus összeroppanása esetén keletkező elemek mennyiségét az 1. táblázat tartalmazza. Látható, hogy a buborék belsejében jelenlévő nitrogén miatt jelentős mennyiségű salétromossav HNO_2 és salétromsav HNO_3 keletkezik, amik a buborék belsejéből a vízbe oldódva azt fokozatosan elsavasítja így csökkentve a PH-t. A keletkező főbb oxidánsok az oxigén atom O , hidrogén-peroxid H_2O_2 és hidroxidion OH . Az oxidánsok beoldódása a vízbe hatással lehet a baktérium populációra a vízben, amit a következő fejezetben részletesen kifejtünk, ezért fontos lehet a keletkező oxidánsok mérése egy adott folyadékban. Erre a legelterjedtebb módszerek a jód ion vagy kálium-iodid oxidációjának mérése. Fontos megjegyezni, hogy zárt rendszerben a vízbe oldott levegő tartalma

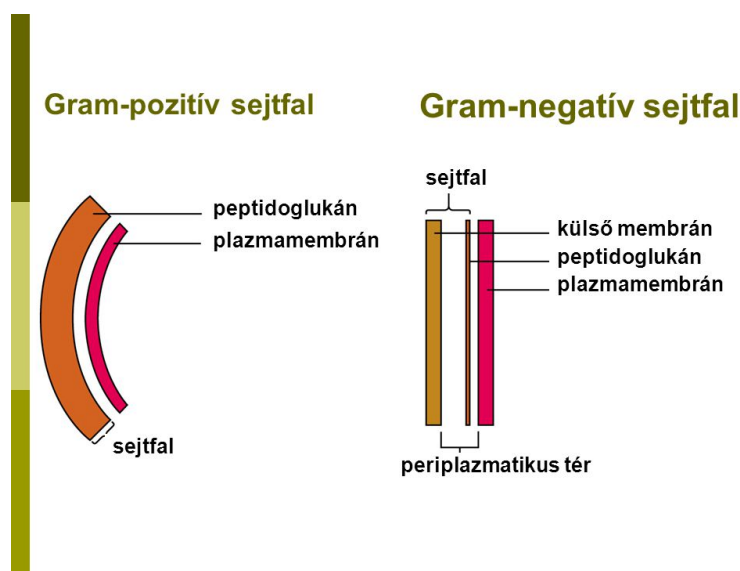
csökkenhet a fent említett kémiai reakciók során. Ezért a vízben gáz tartalma a más elemekkel kémiai reakcióba nem lépő inert gáz irányába tolódik el. Tehát szélsőséges esetben a vízben lévő gáz jelentős része argon lesz. Argon gázzal telített vízben történő összeroppanás esetén a fő oxidáns a hidroxidion OH^- . Szerencsére a keletkező oxidáns mennyisége nem változik jelentősen a levegővel telített esethez képest.

Kavitáció hatása mikroorganizmusok elpusztításában

A kavitáció okozta fizikai és kémiai folyamatok a vízben lévő mikroorganizmusokra is hatással van. Számos kutatás mutatta ki mikroorganizmusok populációjának csökkenését bizonyos idejű kavitációs állapot létrehozása után. Az egyik fő mechanizmus a buborékok összeroppanásakor keletkező lökéshullám, ami nagy nyíróerőket hoz létre a folyadékban ezzel mechanikailag roncsolva a baktériumokat. Egyes tanulmányok kimutatták, hogy erős összeroppanás nélkül, a buborékok viszonylag gyenge oszcillációja is tud akkora nyíróerőket létrehozni, ami a mikroorganizmusok roncsolódásához vezethet. A harmadik mechanizmus a kémiai reakciók során létrejövő oxidánsok roncsoló hatása.

Bármelyik hatás is domináljon, a kutatók egyetértenek abban, hogy önmagában a kavitáció nem hatékony módszer a mikroorganizmusok elpusztítására. Ezért más módszerekkel együtt szokás használni. Ennek az egyik oka, hogy a különböző baktériumok ellenállása a kavitációval szemben jelentősen eltérnek. Egyes baktériumok képesek például az úgy nevezett spóráképzésre, ami a kedvezőtlen körülmények átvészelésére szolgál. Az életfeltételek romlásakor a sejt belsejében az örökítő anyag és egy kevés sejtplazma nagyon ellenálló, vastag sejtfallal burkolózik be, a sejt pedig elpusztul körülötte. Az így létrejött spóra az órákig tartó főzést, sőt, rövid ideig a világűr körülményeit is képes elviselni. Megfelelő körülmények között a spórából újra sejt lesz, majd az elszaporodik. Tehát a spóra alakot felvett baktériumok sokkal ellenállóbbak a vegetatív állapotban lévőktől. Továbbá a gombák általában véve ellenállóbbak a vegetatív baktériumoknál.

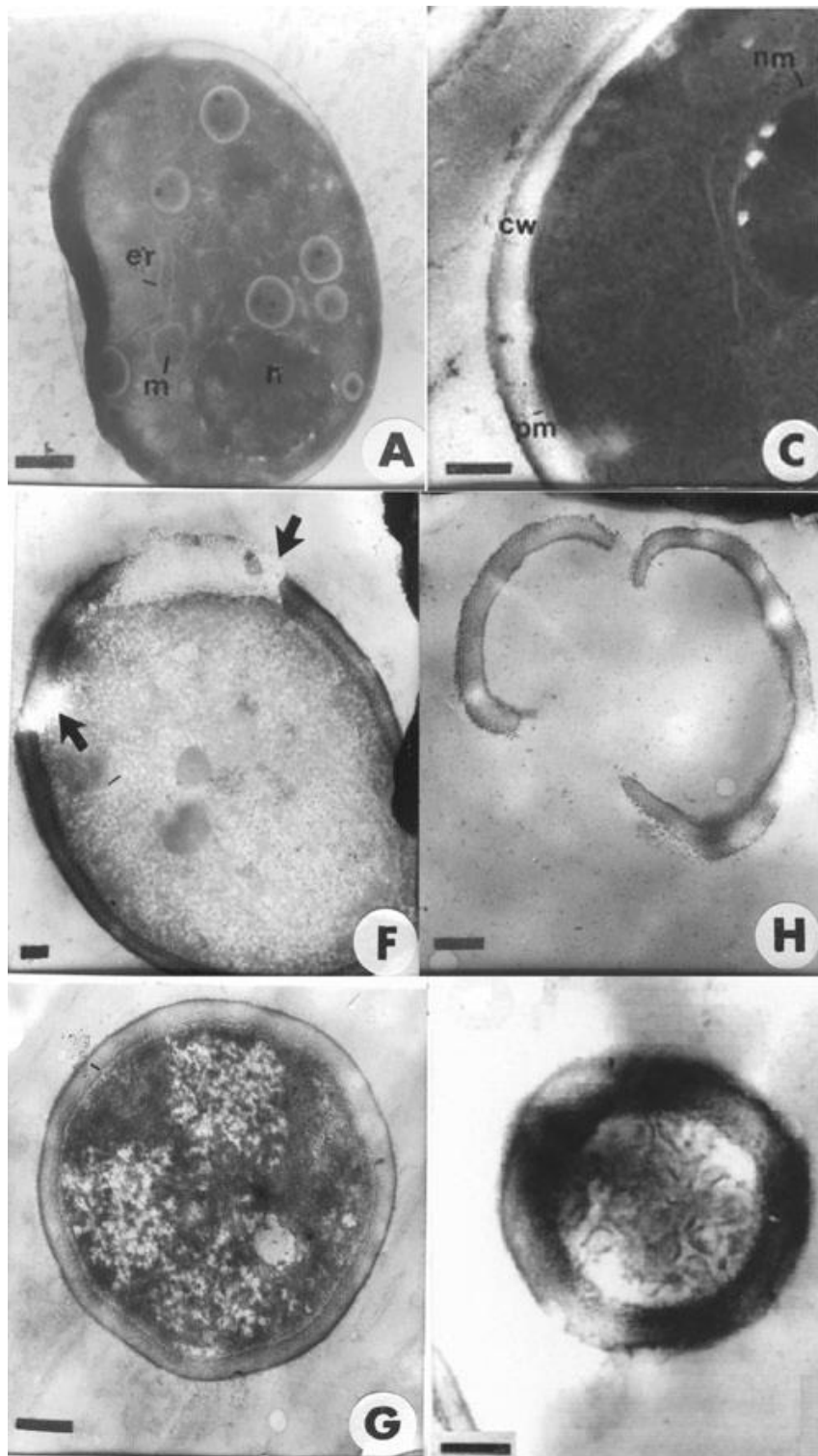
Egy másik fő különbség az egyes baktériumok között a sejtfal felépítése, amit két csoportra lehet osztani: gramm-pozitív és gramm-negatív. Az elnevezés a baktériumok csoportosítására használt Gramm-festés empirikus módszerből ered. A két sejtfal közötti felépítésbeli különbséget a 12. ábra szemlélteti. Az egyik fő különbség a sejtfal vastagsága. A gramm-pozitív sejtfal sokkal vastagabb (20 – 30 nm) a gramm-negatív sejtfalnál (8 – 12 nm). Így az várható, hogy a gramm-pozitív sejtfallal rendelkező baktérium sokkal ellenállóbb a kavitációval szemben. A gramm-negatív sejtfal ellenben összetettebb és egy külső membránnal is rendelkezik. Ez a kompozit fal sok esetben ugyanolyan ellenálló lehet mint a gramm-pozitív sejtfal. Ezt támasztja alá az is, hogy a mai napig nincs konszenzus arra vonatkozóan, hogy melyik sejtfal az ellenállóbb. Az egyes mérési eredmények vegyesek, sokszor egymásnak ellentmondó eredményeket mutatnak.



12. ábra Gram-pozitív és gram-negatív típusú sejtfalak felépítése.

Egyes kutatók azt állítják, hogy a kavitációnak mindent vagy semmit hatása van. Ha egy baktérium túléli a kavitációt, akkor az adott baktériumra semmilyen hatása nem volt. Az újabb kutatások azonban ennek ellentmondanak. Vannak olyan esetek, amikor a baktérium a kavitációs hatás után is aktív marad, viszont egyes helyeken citoplazma rétegek váltak le a sejtfalról, a mitokondrium membránja helyenként töredezett. Tehát történtek fizikai változások a baktérium szerkezetében, annak ellenére, hogy életképes maradt. Ezek a kutatások arra is rámutattak, hogy egy baktériumot nem csak úgy pusztíthat el a kavitációs hatás, hogy tönkreteszi a sejtfalat. A buborékok összeroppanás során keletkező lökéshullámok tovaterjednek a baktériumok belsejében is. Természetesen a sejtfal csillapítási hatást jelent, de a nyomáshullámokat nem tudja teljesen „blokkolni”. Így a sejt belső szerkezete roncsolódhat anélkül, hogy a sejtfal szerkezetében bármilyen sérülés lenne megfigyelhető. Ha a roncsolódás kellően nagy, akkor a baktérium inaktív lesz. Az egyik példa a DNS óriásmolekula széttöredezése a lökéshullám hatására. A DNS-ben történő fizikai sérülés jól elkülöníthető a kémiai oxidációs hatástól, ahol „csak” az egyes bázisok közötti hidrogénkötések szakadnak fel. Tehát általában a fizikai és kémiai hatások jól szétválaszthatóak.

A 13. ábra jól összefoglalja a különböző roncsolódási mechanizmusokat. Az A és a C panelek sértetlen baktériumokat mutatnak referenciaként. Az F esetben a baktérium sejtfalán apró lukak, rések keletkeztek ahonnan a belső tartalom kiürült. A H ábra egy olyan esetet mutat, ahol a sejt a kavitáció hatására teljesen szétesett. Külsőleg ép, de inaktív baktériumot mutat a G panel. Látható, hogy a sejt belseje teljesen roncsolódott. Az utolsó F ábrán a baktérium sejtfala a kavitáció hatására megduzzadt és így a belső szerkezetet összehúszta. Ezek a roncsolódási típusok még ugyanolyan baktérium populáción belül is változhat. A kavitáció ugyanis összetett hidrodinamikai folyamat. A kibocsátott lökéshullám terjedésére, szóródására és disszipációjára a környező többi buborék is hatással van. Ezért a roncsolódási mechanizmus nem csak a kavitáció paramétereitől függhet, hanem az áramlási térben pótról pontra változhat.



13. ábra Baktériumok roncsolódás különböző mechanizmusokon keresztül.

Összefoglalva a fent leírtakat elmondható, hogy a kavitációs hatás és a spórás baktériumok, vegetatív baktériumok és a gombák között egyértelmű trend figyelhető meg. A spórás állapotban lévő baktériumok a legellenállóbbak, majd következnek a gombák és a vegetatív állapotban lévő baktériumok. Ezen kívül további trendek nehezen figyelhetők meg. Az egyes mérési eredmények szórnak, sokszor ellentmondásosak. Még a kavitációs roncsolás hatásmechanizmusa is eltérő lehet akár ugyanazon baktérium populáción belül. Léteznek hatékony mérési módszerek, amikkel szét lehet

választani a szerkezeti (külső, azaz sejtfal) és a működésbeli (belső) sérüléseket. Ilyen például az MFCA (Multiparameter Flow Cytometry Analysis) mérési módszer. Fontos továbbá megjegyezni, hogy önmagában a kavitáció nem hatékony módszer a baktériumok elpusztításában, azért más módszerekkel együtt szokták használni (a fentiekben leírtak alapján ez nem meglepő). Ezeket a módszereket és a mérési eredményeket a következő fejezet vége foglalja össze, így itt most nem részletezzük.

Hidrodinamikai kavitáció alapjai

A hidrodinamikai kavitációt a kavitációs struktúra alapján lehet osztályozni. Amíg a kavitációs események (kritikus nukleuszképződés, ami látható méretűre növekszik) sűrűsége időben és térben alacsony, akkor egyszerű buborékos kavitációról beszélhetünk. Ebben az esetben a kavitációs események között nincs vagy nagyon kicsi a kölcsönhatás. Ez a fajta kavitáció magas kavitációs számnál jelentkezik. Ahogy a kavitációs szám csökken, a kavitációs események száma növekszik, egymással kölcsönhatásba lépnek és visszahatnak magára az áramlásra is. Ebben az esetben a kavitáció megjelenési formája és struktúrája igen változatos lehet. Ide sorolható a vortex- és réteg kavitáció valamint a kavitációs felhők kialakulása. A kavitációs szám további csökkentésével kialakul az úgy nevezett szuperkavitációs állapot. Ilyenkor a testek körül egy nagy gőzzel teli, tartós kavitációs üreg képződik. A különböző kavitációs állapotok roncsolódás (kavitációs hatás) és zajkibocsátás szempontjából különböznek. Mint az már a kavitációs zajkibocsátás részben kifejtettük, a kavitációs szám csökkenésével a kavitációs hatás és zajszint nő, majd elérve egy maximumot csökkenni kezd. Tehát nem a szuperkavitációs üzem a leghatékonyabb víztisztítás szempontjából.

Buborékos kavitáció

Ennél a kavitáció típusnál a kavitációs struktúrát főként a folyadékban lévő nukleuszok eloszlása, minősége és dinamikája határozza meg. A kavitáció kutatásának kezdeti szakaszában úgy hitték, hogy a nukleuszok, amikből a kavitáció kiindul, az áramvonalak mentén haladnak egy test körül áramlás esetén (a kavitáció megjelenésének elfogadott állapota az, amikor a nukleuszok mérete eléri az 1 mm értéket). Továbbá, hogy a szilárd fal közelében kialakuló határrétegnek is nagy szerepe lehet a kavitáció kialakulásában. Egy test körüli áramlásban ugyanis nagy valószínűséggel a felület közelében tapasztalható a legkisebb nyomású tér. Tehát a felületi kavitáció megjelenése is igen valószínű. A technika fejlődésével azonban sikerült nagy felbontású (térben és időben) képeket készíteni, ahol kiderült, hogy a folyadék belsejében lévő térfogati nukleuszoknak van a kavitáció kialakulásában döntő szerepe.

Kiderültek továbbá egyéb jelentős, befolyásoló tényezők is. Egy test torlópontja környezetében nagy nyomás gradiensek jöhetnek létre, amik a nukleuszokat lesodorják a torlópontra és a környezetében lévő áramvonalokról. Így a nukleuszok a tétől távolabbra sodródnak, ezzel késleltetve a kavitáció kialakulását (a legkisebb nyomású tér a test közelében van). Továbbá a test közelében kialakuló határréteg is kihat a buborékok fejlődésére. A nagyméretű buborékok egyes részére a test közelében

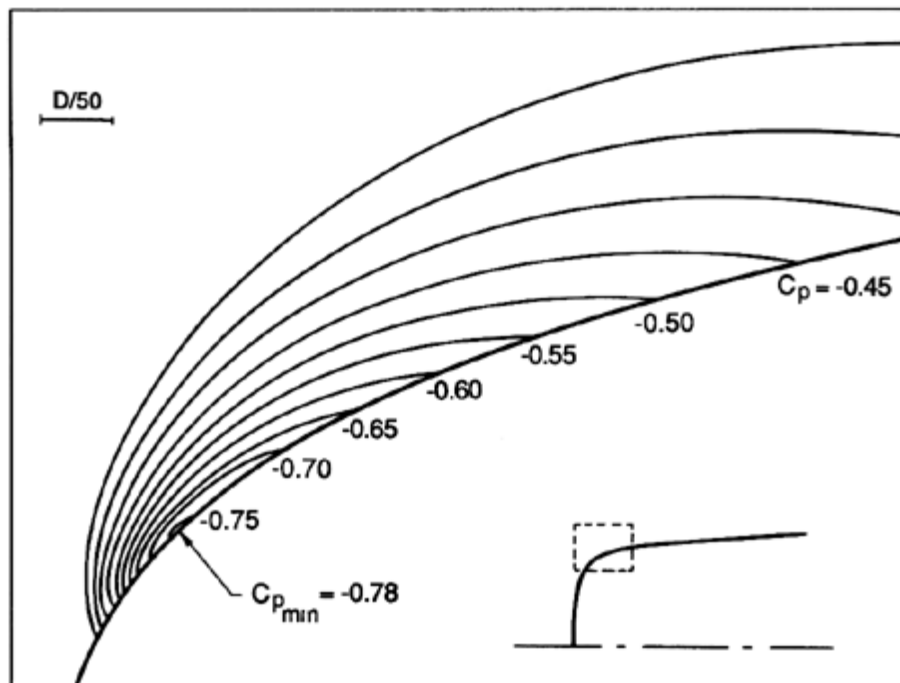
lévő határréteg nagy hatással van, míg a testtől távolabbi részére a jó közelítéssel viszkózus mentes áramlás van hatással. Ez a buborékok fejlődésében aszimmetriát eredményez.

Mint említettük, egy áramlásban a minimális nyomás a test közelében jön létre, kivétel a vortex kavitáció, ahol az örvényleválás és turbulens hatások miatt a nyomás csökken. A kialakuló nyomás gradiens a fal közelében a falra merőleges, ami a buborékokat a fal felé tolja (nem keverendő össze a torlópont hatásával). A fal és a határréteg komplex buborék-áramlás interakciót hoz létre. A kezdetben lamináris határréteg turbulensbe való átmenete általában a legkisebb nyomású pont után az alvíz oldalon helyezkedik el. Ez azt jelenti, hogy a kavitáció létrejöttékor jó közelítéssel még a lamináris határréteg befolyásolja azt. A határréteg vastagság és a maximális buborék méretének hányadosa a következő képlettel becsülhető:

$$\frac{\delta}{R_m} = \frac{1}{2(-\sigma - C_{pmin})} \sqrt{\frac{\nu_L}{lU_\infty}},$$

ahol lU_∞/ν_L a Reynolds szám. Nagy Reynolds szám esetén a határréteg vastagsága kicsi, a buborék egy része a határrétegben van egy része pedig a jó közelítéssel a viszkózusmentes, határrétegen kívüli áramlással leírható közegben. Ilyen áramlásban a kavitációs buborék leginkább félgömb alakú és a fal és közte egy vékony folyadék film helyezkedik el. Alapvetően két fajta testen vizsgálják ezt a fajta kavitációt: Schiebe test (nincs leválás a minimális nyomás környékén), ITTC test (lamináris leválás a kavitáció közelében). Minkét test esetében a minimális nyomáspontból kiindulva nagy nyomás gradiensnek jönnek létre. Az állandó nyomásvonalak hosszúak és elnyúltak, ezek határolják az a területet, ami egy adott kavitációs szám esetén a gőznyomás alatt vannak. Csak azok a nukleuszok kavitálnak, amik ezen áthaladnak. Schiebe test nyomásvonalaira mutat példát a 14. ábra.

Schiebe test esetében, a nyomásvonalakkal határolt térrészben, a létrejött félgömb alakú kavitációs buborék, ami egy vékony filmmel van elválasztva a testtől, a 15. ábra bal oldalán látható. Az áramlás jobbról balra halad. A buborék a növekedése közben nagy keresztirányú örvényességet halmoz fel. Továbbbúszva az eleje „behorpad” és elkezdődik az összeomlás, közben a buborék elvékonyodik és kereszt irányban megnyúlik. A felhalmozott örvényesség miatt az összeroppanás következtében 1 vagy 2 kereszt irányú tengellyel rendelkező kavitációs örvénycső jön létre (15. ábra középső panel). Az összeroppanás tovább folytatódik, miután buborék felhő keletkezik, ami újra koherensen összeomlik, ha az áramlás nem szórja őket szét nagyon, lásd 15. ábra jobb oldal. Ennek a szóródásnak nagy hatása lehet a generált hangszintre is.

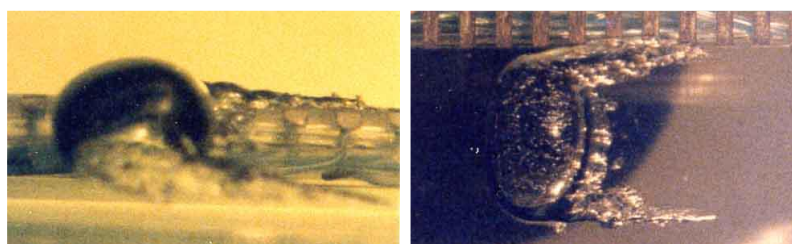


14. ábra Schiebe test körül kialakuló nyomásvonalak.



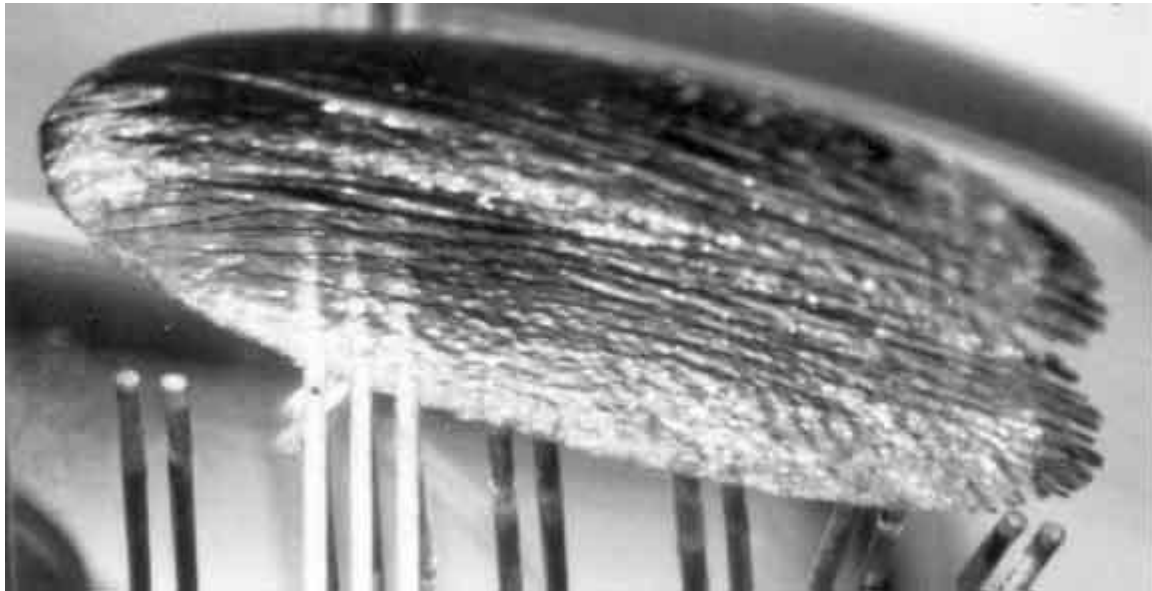
15. ábra Schiebe test körül kialakuló buborékos kavitáció különböző állapotokban. Az áramlás jobbról balra halad.

Az ITTC testen további, egyéb jelenségek figyelhetőek meg. A folyadék film a lamináris leválás következtében instabillá válik, és a félgömb alakú buborék az áramlása közben kisebb buborékfelhőt, nyomot hagy maga után. Ezzel már az összeroppanás előtt megkezdődik a nagyobb kavitációs buborék szétesése. Továbbá előfordulhat, hogy a lamináris határréteg leválásánál az áthaladó buborék helyben fix rétegekavitációt hagy maga után a buborék széleitől kiindulva vékony rétegben, lásd 16. ábra. Először a fő buborék roppan össze, majd a határréteg kavitáció.



16. ábra ITTC testen kialakuló buborékos kavitáció. A nagyobb buborék egy viszonylag stabil rétegekavitáció hagy maga után.

A Reynolds szám növelésével (mind a Schiebe test és az ITTC test) réteg kavitáció jelenik meg, aminek a mérete a Reynolds számmal növekszik. Nagyobb Reynolds szám esetén az elúszó kavitációs buborék egész nyomában rétegkavitáció alakul ki. Továbbá, a fő buborék összeomlása után is a rétegkavitáció hosszabb ideig is megmarad. Még tovább növelve a Reynolds számot, a rétegkavitáció hosszú ideig stabil marad. Ilyen kialakult stabil rétegkavitációra mutat példát a 17. ábra. Fontos megjegyezni, hogy ezekben az esetekben, habár a Reynolds szám magasabb (kavitációs szám alacsonyabb), még nem alakul ki nagyobb skálákon létrejött réteg, vortex vagy szuperkavitáció.

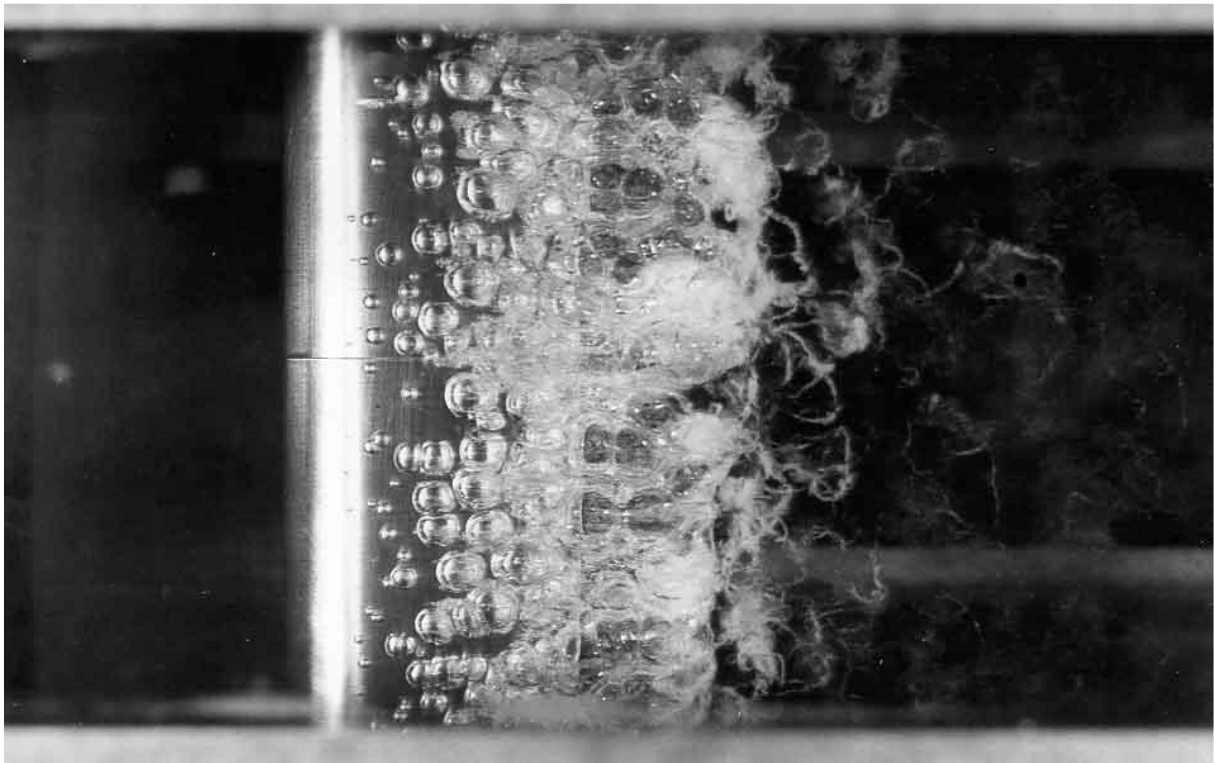


17. ábra Buborékos áramlás során létrejött stabil rétegkavitáció.

A összetett áramlás- kavitáció kölcsönhatás, ami természetesen Reynolds szám függő, a mai napig nincs rendesen feltérképezve. A különböző kavitációs struktúráknak az összeomlása jelentősen eltérő lehet, ami a zajkibocsátásra is hatással van. Például, a fent bemutatott kavitációs réteg kialakulása következtében a kibocsátott zaj szignifikánsan csökken (kisebb kavitációs roncsolódás potenciál). Ez nem meglepő, hiszen a stabil rétegkavitáció kevesebb periodikusan összeomló buborékot vagy buborék felhőt eredményez. A kavitáció struktúrája tehát igen változatos lehet, amit döntően a geometria befolyásol. Vegyük észre, hogy a Schiebe és az ITTC test közötti apró geometriai különbségek szignifikáns különbségeket okozhatnak (lásd 16. ábra és 17. ábra). A kavitációs struktúra természetesen egyéb paraméterektől is függ, mint például Reynolds szám, folyadék minősége és gáztartalma stb. Ezeket a paramétereket és hatásaikat a „Nukleuszok áramlásban” című részben részletesen kifejtettük, így itt most nem tárgyaljuk. Az ott megállapított következtetések itt is érvényesek.

Ha a kavitációs események száma növekszik, akkor elkezdene egymással kölcsönhatásba lépni és jelentősen visszahatnak magára az áramlásra is. Ez azt eredményezheti, hogy több aktív nukleusz lesz (kisebb méretű is aktiválódik), vagy több lesz magának a nukleusz populációnak száma (zárt rendszer esetén visszernek a szétesett buborékok). Az egyedi buborékok továbbá összeállhatnak nagy kavitációs felhővé, erre mutat példát a 18. ábra. A kilépésnél látható köd az összeomlás során megmaradó gázbuborékok. Zárt rendszerben speciális körülményt igényel, hogy ne levegősödjön el a rendszer és

a buborékoknak elég idejük legyen visszaoldódni a folyadékba (ezt a hatást a fejezet elején már részletesen kifejtettük). Az ehhez hasonló állapotot már nagy-skálájú kavitációnak hívunk. Ezeknek számtalan változata lehetséges, amiket a következőekben próbálunk összefoglalni.

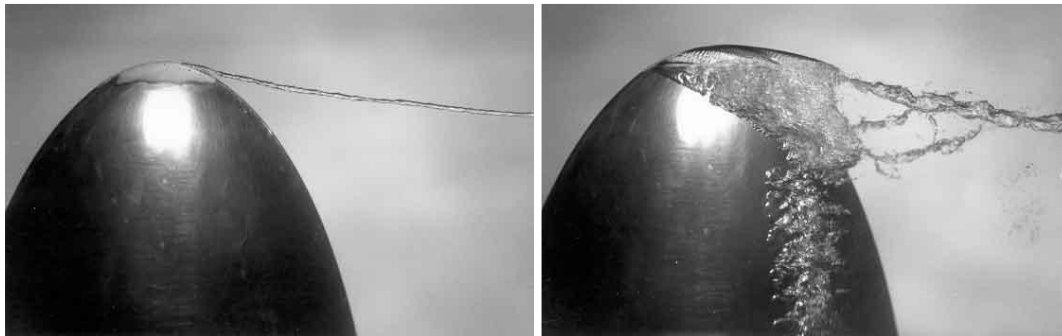


18. ábra Buborékos áramlás nagy skálán. A kavitációs események sűrűsége olyan nagy, hogy a buborékok már egymásra is és az áramlásra is hatnak.

Vortex kavitáció

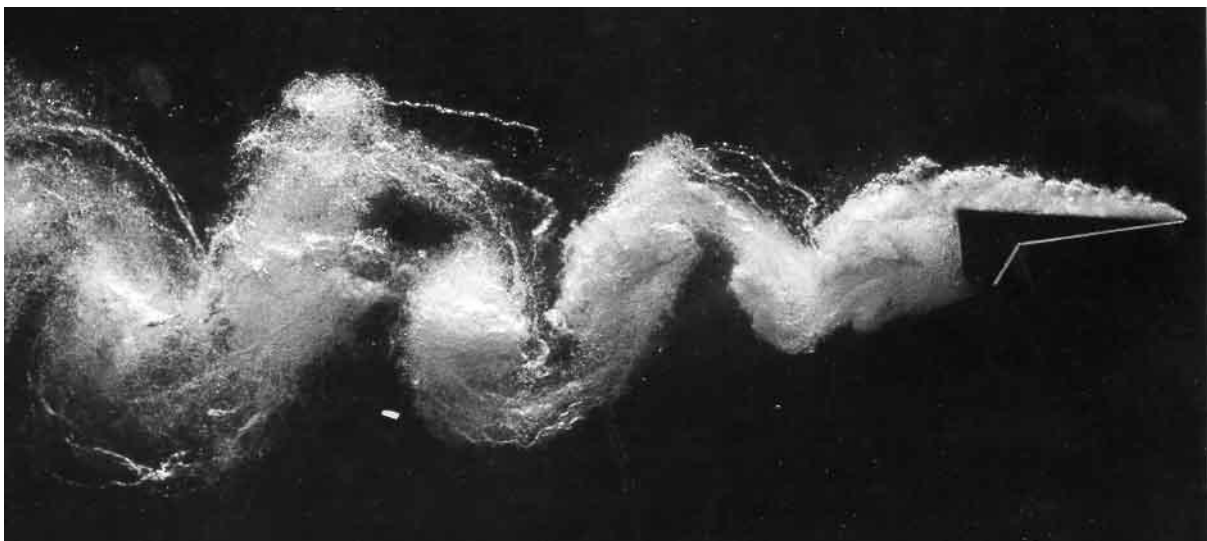
Számos áramlás van, ahol a tér bizonyos részein erős örvények keletkeznek. Ezeknek a magjában a nyomás sokszor jelentősen alacsonyabb, mint a környező térben, így sokszor itt jelenik a kavitáció nagyobb struktúraként. A kavitációs szám csökkentésével az egész örvény mag megtelik gőzzel. Két jellemző példa ilyen esetre a szilárd, tompa testek mögötti örvényleválás vagy valamilyen csúcs körüli áramlás („tip vortex”), ami például turbinalapát végeknél alakulhat ki.

Csúcs körüli áramlás esetén a kavitáció megjelenése a csúcstól távolabb az alvíz oldalon jelenik meg először. A kavitációs szám csökkentésével a kavitáció „csatlakozik” a csúcshoz és egy folytonos kavitációs örvény keletkezik (19. ábra bal oldal). Tovább csökkentve a kavitációs számot a csúcshoz stabil rétegekavitáció is kapcsolódik (19. ábra jobb oldal). Az ilyen kavitációs állapot meglepően stabil kavitációs struktúrát képes létrehozni.



19. ábra Csúcs körül kialakuló kavitációs áramlás.

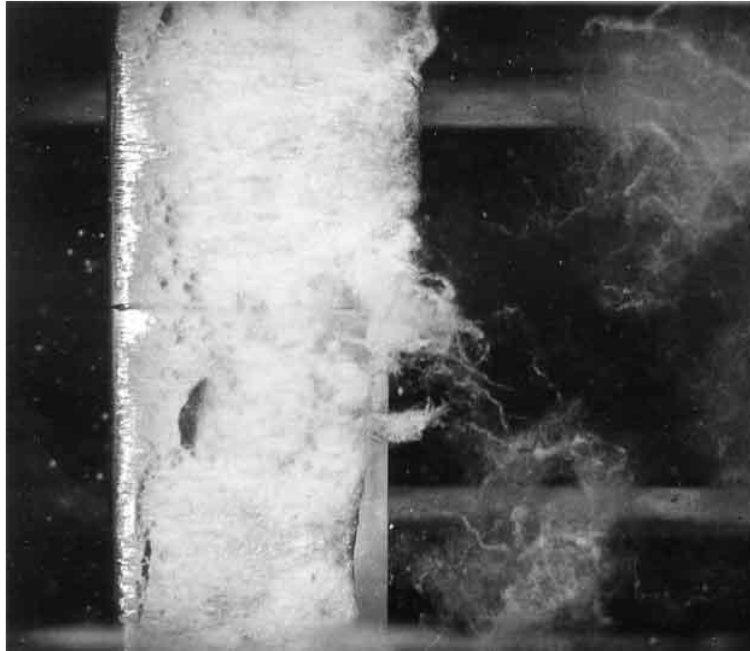
Tompa testek mögötti örvényleválás következtében létrejövő kavitációs áramlásra mutat példát a 20. ábra. Látható, hogy nemcsak buborékokkal töltött nagy örvények keletkeznek, hanem vékony szálakba rendeződött kavitációs „csíkok” is. Ez az állapot kedvezhet azokban az esetekben, ahol a kavitáció roncsoló hatását szeretnénk kihasználni. Amint az a kavitációs zajszint tárgyalásánál kifejtettük, periodikusan leszakadó felhők kollektív összeomlása nagyobb roncsolódással jár.



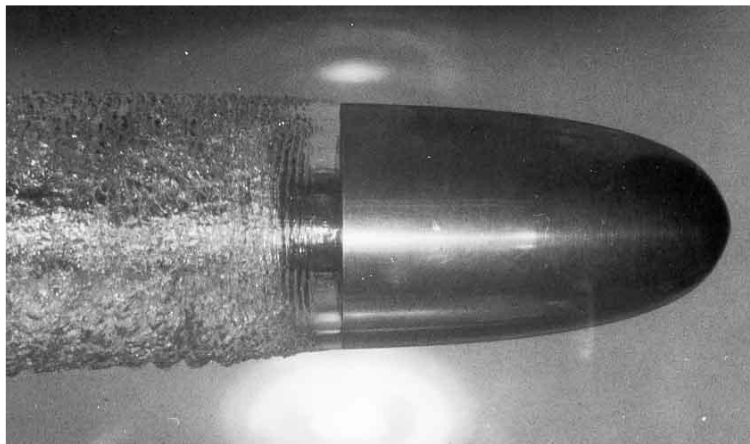
20. ábra Tompa test mögötti kavitációs örvényleválás.

Rétegekavitáció

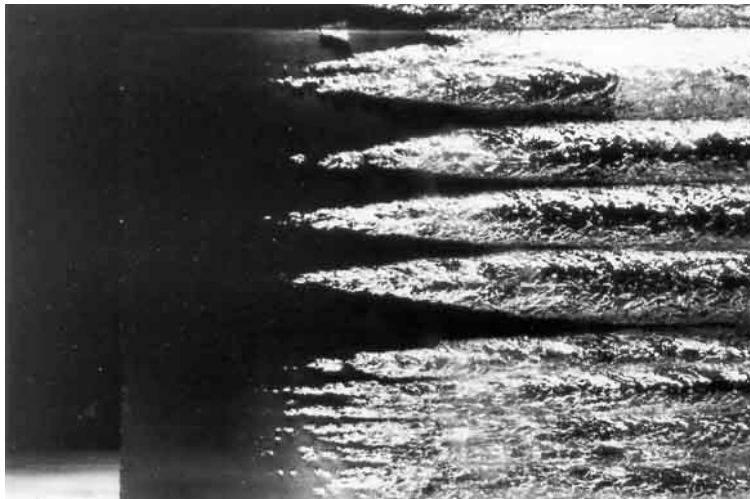
Rétegekavitáció akkor jelentkezik, amikor egy leválási zóna stabilan gőzzel telítődik meg, lásd 21. ábra. Ha van éles sarok, ami az áramlás leválását élesen meghatározza, akkor a kavitációs zóna eleje sokszor tükör sima, majd a lamináris turbulens átmenet során széttöredezhet. Erre mutat példát a 22. ábra. Tompa testeknél, ahol a leválás helye nem egyértelmű, hanem a komplex áramlási struktúrából adódik, a kavitációs szám csökkentésével az egyszerű buborékos kavitációs állapot hirtelen csaphat át rétegekavitációba. Számos speciális eset is előfordulhat. Sok esetben a leválás vonala jól definiálható görbe mentén történik (21. ábra és 22. ábra). Vannak viszont olyan állapotok, amikor a kavitációs zóna a leválási vonal mentén nem egyenletesen jelenik meg, hanem térbeli periodicitást mutat, lásd 23. ábra ábra.



21. ábra Rétegekavitáció kialakulása NACA 4412 szárny körül.



22. ábra Éles leválási határ sima lamináris kavitációs zónát hoz létre. A lamináris-turbulens átmenet során a sima határ széttöredezik.



23. ábra Keresztirányban periodikusan változó rétegekavitációs zóna.

Mint azt a buborékos áramlás okozta kisebb skálájú rétegekavitációnál már megemlítettük, az ilyen kavitáció általában kisebb roncsolódással és zajkibocsátással jár, ha a rétegekavitáció stabil. A Reynolds szám növelésével és/vagy a kavitációs szám csökkentésével a rétegekavitáció részben instabillá tehető és a rétegekavitációs zónából, a szilárd test felületéről periodikusan buborék felhők válhatnak le. Ezt jól szemlélteti a 21. ábra. Ebben az esetben tehát előállítható a buborékfelhők időről-időre bekövetkező kollektív összeomlása, ami a kavitációs roncsolódáshoz hasznos. Hasonló periodicitás érhető el az áramlás periodikus megzavarásával is, például álló és forgó részek egymás melletti periodikus elhaladásával vagy egy áramlásba helyezett tárgy ismétlődő lengetésével vagy mozgatásával. Részben ehhez az állapothoz sorolható a fent már említett kavitációs örvényleválás is (20. ábra).

Szuperkavitáció

A Reynolds szám növelésével a rétegekavitáció hossza növekszik, először instabil lesz és periodikusan kavitációs felhők válnak le a testről. A Reynolds szám további növelésével a kavitációs zóna messze a test mögött „záródik” be. Ebben az esetben beszélünk szuperkavitációs állapotról, lásd 24. ábra. Ilyenkor a test mögött egy stabil, nagy, gőzzel teli zóna alakul ki. Kavitációs felhő leválás megszűnik vagy nagyon ritka lesz. A szuperkavitáció roncsolás szempontjából kevésbé veszélyes állapot, így kavitációs víztisztásánál kerülendő jelenség. Tehát a kavitációs szám szemszögéből vizsgálva a dolgot létezik egy olyan optimális kavitációs szám, ami mellett a kavitáció jelensége a maximális kavitációs hatással és zajjal jár. Mint említettük, ez geometria és paraméterfüggő. Tehát minden konstrukciónál ki kell mérni az optimális állapotot, amihez a zajszint és spektrum mérése hasznos eszköz.



24. ábra Szuperkavitációs állapot egy NACA 0009 szárnyprofil mögött.

Akusztikus kavitáció alapjai

Az akusztikus kavitáció alapvetően különbözik a hidrodinamikai kavitációtól. A fizikai alapja, hogy a folyadékot nagy intenzitású és frekvenciájú (10 kHz – 1 MHz) ultrahanggal sugározzuk be, aminek hatására radiálisan pulzáló buborékok és buborékfelhők alakulnak ki. Ezeknek a szerkezete igen változatos lehet, amire a 25. ábra mutat egy tipikus buborékok hálózatából álló példát. Az ultrahang a folyadéktér egy pontjában periodikus nyomásváltozást okoz. Ennek amplitúdója a környezeti nyomás többszöröse is lehet, elegendően nagy intenzitás esetén akár 2 bar. Az intenzitás I és a nyomás amplitúdója p_A között az alábbi kapcsolat áll fent:

$$I = \frac{p_A^2}{2\rho_L c_L},$$

ahol ρ_L és c_L a folyadék sűrűsége és a benne terjedő hang sebessége. Tehát periodikusan, bizonyos ideig a folyadékban nagy húzófeszültségek, azaz tenzió keletkezik. Az erőteljes tenzió hatására a folyadékban megtalálható nukleuszok növekedésnek indulnak. Ha a periodikus, akusztikus gerjesztés a pozitív, nagy nyomású fázisba ér, akkor a folyadékban nagy túlnyomás keletkezik, ami a megnövekedett nukleuszt (buborékot) összeroppantja. Mivel az erőteljes tenzió csak igen rövid ideig van jelen, amit rögtön egy nagy túlnyomás követ, a fent leírt ciklus stabilan fenntartható, amíg az akusztikus gerjesztés fennáll. Az a nyomás amplitúdó határ, ami felett a nukleuszok „aktívak” Blake-féle kritikus határnak

$$p_{A,B} = p_{\infty} - p_V + \frac{4}{3}\sigma \sqrt{\frac{2\sigma}{3\left(p_{\infty} + 2\frac{\sigma}{R_E} - p_V\right)R_E^3}},$$

hívjuk, ahol p_{∞} a környezeti nyomás, p_V az adott környezeti hőmérsékletéhez tartozó telítési gőznyomás, σ a felületi feszültség, R_E pedig a nukleusz mérete. A kritikus amplitúdónál alacsonyabb besugárzás esetén is pulzálni fognak a nukleuszok, viszont nem fognak megnőni látható méretre, és nem fogunk tapasztalni semmilyen kavitációs hatást.



25. ábra Akusztikus kavitáció által létrehozott buborékfelhők hálózata.

Az akusztikus kavitáció viselkedését számos tényező befolyásolja. Az egyik az úgy nevezett „egyenirányított” diffúzió, ami már az előző fejezetekben említésre került. Egy nem telített folyadékban az oldott mikron méretű buborékok a felületi feszültség hatására vissza „szeretnének” oldódni a folyadékba. Az hogy miért nem történik meg ez teljesen az a már említett „organikus bőr” hatásának köszönhető, amit csak mostanában sikerült bizonyítani. Ennek a hatása természetesen függ a buborék méretétől is. A felületi feszültség hatására tehát alapvetően egy beoldódási folyamat megy végbe. Az akusztikus kavitáció kellően nagy intenzitás mellett egy ezzel ellentétes folyamatot generál. A buborékok/nukleuszok radiális pulzálásuk során, a kitágult fázisban a folyadékban oldott gázt

összegyűjtik. Mivel a buborék belsejében a bennük lévő gáz nyomása lecsökken, így egy diffúziós folyamat indul meg. Az összeroppanás során a gáz a megnövekedett nyomás miatt igyekszik visszaoldódni a folyadékba, ami viszont sokkal kisebb felületen megy végbe mint a gáz diffúziója a buborékba. Ez a hatás a buborék méretét a gáztartalom keresztül növelni igyekszik. Az hogy a két hatás közül (felületi feszültség vagy akusztikus kavitáció) melyik dominál az alapvetően a gerjesztés paramétereitől függ. Kellően nagy intenzitású besugárzás esetén (jó közelítéssel ez is a Blake-féle határnál van) a buboréknövekedése megindul.

Akusztikus kavitáció esetén tehát a folyadékban lévő aktív buborékok mérete időben nem állandó, azok az egyenirányított diffúzió hatására folyamatosan növekednek. Ez a növekedés azonban nem tart örökké, bizonyos méret felett a buborék elveszti alakstabilitását és az eredetileg gömbszimmetrikus buborék szétesik kisebb buborékokra. A gömbi alakot a felületi feszültség tartja meg feltéve, ha a méret kellően kicsi, ugyanis a felületi feszültség hatása a mérettel fordítottan arányos. A szétesés során keletkező apró buborékok újra elkezdnek növekedni a diffúzió hatására. Ezt hívjuk a buborékok életciklusának. Fontos megjegyezni, hogy a buborék radiális pulzálása és a buborék növekedésének időskálája nagyságrendekkel eltér. Mire egy buborék az instabilitás határára növekedik, addigra már akár több tízezer radiális pulzáson mehet keresztül. Ezért láthatunk egy akusztikus kavitációval létrehozott buborékfelhőben túlnyomórészt gömbszimmetrikus buborékokat.

Az akusztikus kavitáció által generált buborékfelhő struktúrájára a folyadéktérben létrehozott nyomáseloszlásnak is nagy szerepe van. Az ultrahanggal keltett nyomáseloszlás térbeli deriváltja (gradiense) hatással van a buborékok mozgására, azaz pozíciójuknak változására a folyadéktérben. Hasonlóképpen, mint amikor a gravitáció okozta nyomásrétegződés hatására egy buborék a folyadékban felfelé mozog, az akusztikus kavitáció okozta nyomás gradiensek is hatással vannak a buborékok térbeli mozgására. Azt az erőt, ami az akusztikus besugárzás hatására a buborékot mozgásba hozza, elsődleges Bjerknes erőnek nevezzük. Ez a hatás azt eredményezheti, hogy a buborékok vándorlásuk során összeolvadhatnak nagyobb buborékokat képezve. Ezek aztán a gömbi instabilitás hatására hamarabb szétesnek.

A buborékok vándorlására maguknak a buborékok pulzálásból adódó nyomás eloszlás is hatással van, ezt másodlagos Bjerknes erőnek hívjuk. A fizikai magyarázat és mechanizmus teljesen hasonló az elsődleges Bjerknes erőéhez. Ez az erő tovább bonyolítja a buborékok térbeli vándorlását. A fentiekben leírt hatások összessége hozza létre az akusztikus kavitációval létrehozott buborék felhők változatos struktúráját, ami nagymértékben függ a besugárzás paramétereitől (amplitúdó és frekvencia).

A hidrodinamikai kavitációval szemben az akusztikus kavitáció egyik nagy hátránya az ipari méretekre való nehézkes felskálázása. Előnye viszont, hogy a paraméterek változtatásával jól kontrollálható. Ezért például célzott helyen történő felülettisztításnál az akusztikus kavitáció kedvezőbb tulajdonságokkal rendelkezik. A víztisztításhoz és stabil emulziók előállításához használt rendszerek és technológiák a következő fejezetekben kerülnek részletesen ismertetésre.

Kavitáció alkalmazása szennyvízkezelésben

A víz és szennyvízkezelés során sokféle szennyezővel találkozunk, ezek lehetnek élőlények, anyagok és energiák. A szennyvizek - a tisztán ipari szennyvizektől eltekintve - jó táptalajai a **mikroorganizmusoknak**. A szennyező mikrobák között vannak vírusok, fertőző baktériumok, gombák, algák és állati egysejtűek is. Az emberi szervezetre legveszélyesebb mikroorganizmusok 20-30 fertőző komponenst jelentenek. Mivel a sokféle fertőző kórokozó identifikálása nehézségekbe ütközik, az a gyakorlat alakult ki, hogy a fertőzőttség megállapítására nem fertőző, de jól reprodukálható reakciót szolgáltató mikroorganizmusokat használnak. A **szennyező anyagok** olyan szervetlen elemek, ionok, illetve szervetlen és szerves vegyületek, amelyek a vízbe jutva az élőlények élettevékenységét kedvezőtlenül befolyásolják, életüket veszélyeztetik, az ember tevékenységét akadályozzák. Sajátos szennyező anyagok az ún. kontaminánsok, amelyek abban a formában, ahogy az ember ezeket a környezetbe juttatja, még nem szennyezők, de átalakulásuk, helyváltoztatásuk, környezeti elemekkel való reakcióik révén szennyezőkké válnak. Ilyen kontaminánsok a műtrágyák, amelyek a növénytermesztés, vagy a kertészeti hulladék terhelés technológiája keretében a kivont tápanyagok pótlása céljából juttatnak a talajba. A vízkezelés területén kiemelten fontos környezetvédelmi feladatnak számít továbbá a gyógyszeripari maradványok, mint szennyező anyagok hatástalanítása. A továbbiakban ezek részletesebb áttekintését adjuk meg, táblázatos formában összefoglalva az adott szennyező eltávolítására vizsgált berendezések típusát és a szerzőket, elsősorban [6]–[8] munkák alapján.

Biológiai szennyezések

Magyarországon a következő kórokozókat kötelező vizsgálni a vízben¹:

- 1) *Pseudomonas aeruginosa* (100 ml-ben megengedhető mennyiség: 0)
- 2) *Fekális Streptococcus* (100 ml-ben megengedhető mennyiség: 0)
- 3) *Escherichia coli* vagy *fekális coliform* (100 ml-ben megengedhető mennyiség: 0)
- 4) *Szulfitredukáló anaerob spórás baktérium (Clostridium)* (50 ml-ben megengedhető mennyiség: 0)
- 5) *Enterális vagy egyéb kórokozó mikroorganizmus* (5000 ml-ben megengedhető mennyiség: 0)
- 6) *Enterális baktériumokat oldó bakteriofág* (100 ml-ben megengedhető mennyiség: 0)
- 7) *Enterális vagy egyéb kórokozó mikroorganizmus lehet pl. Campylobacter, Salmonella, Shigella, Staphylococcus aureus, kórokozó gomba, protozoon, férgekpete, humánpatogén vírus*

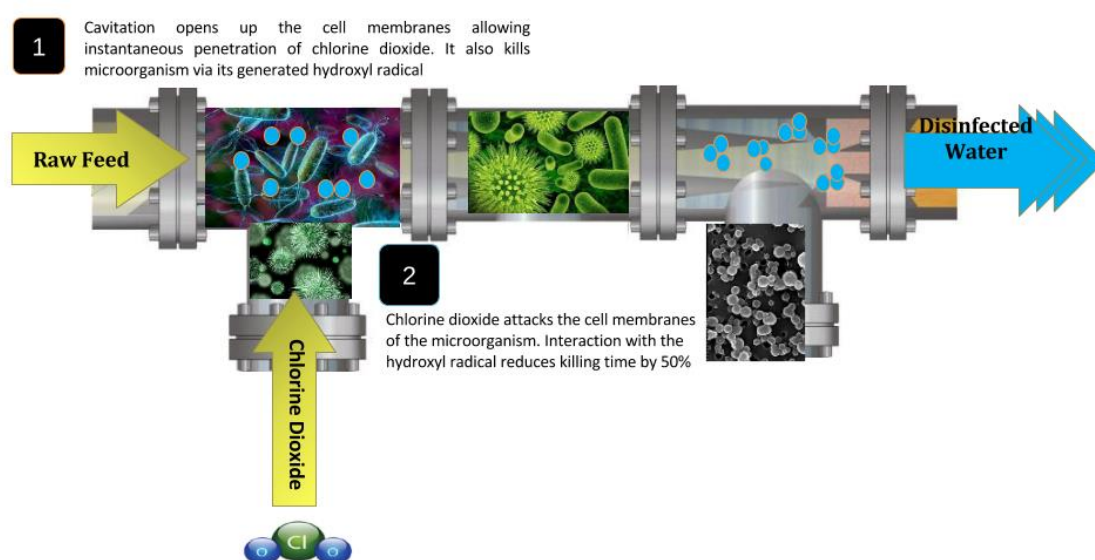
Baktériumok

A vízben is megtelepedő patogén baktériumok olyan betegségeket okozhatnak, mint a tífusz, paratífusz, dizentéria, szifilisz, kolera, gastroenteritis, tuberkulózis. Ezek mellett olyan betegségek forrásai is lehetnek, mint a pneumónia. Az elmúlt években megnövekedett a *Legionella pneumophila* baktérium által okozott „légionárius megbetegedések” száma. Ez a baktérium kis koncentrációban nem okoz problémát, azonban elszaporodása esetén végzetes következményei lehetnek.

¹ Forrás: <http://www.agr.unideb.hu/ebook/vizminoseg/index.html>

A vízbe került fertőzések meghatározása alkalmasan kiválasztott (steril) táptalajon történő tenyésztéssel történhet. Ez azonban nagyon időigényes, és kis baktériumszám esetén a kitenyésztés csak nagy mennyiségű vízből (akár 5-10 l) lehetséges. Emiatt a biztonságosan kimutatható kólibaktériumokat (pl. *Escherichia coli*) határozzák meg. A kólibaktériumok az ember béltraktusának természetes, az emésztéshez nélkülözhetetlen flórájához tartoznak, így a fekáliában is jelen vannak, tehát a fekáliás eredetű szennyeződések kockázatmentes bioindikátorai. Ha a vízben kólibaktériumok mutathatók ki, az azt jelzi, hogy a víz a közelmúltban szennyeződött. Ekkor érdemes az egyes, fent említett járványos betegségeket (hastífusz, kolera, dizentéria) okozó baktériumokat is kitenyészteni.

Az akusztikus kavitáció széles körben elfogadott fertőtlenítési módszer baktériumok ellen, azonban muszáj megemlíteni hátrányait: nagy mennyiségek kezelésére mindeztidáig alkalmatlan; így a



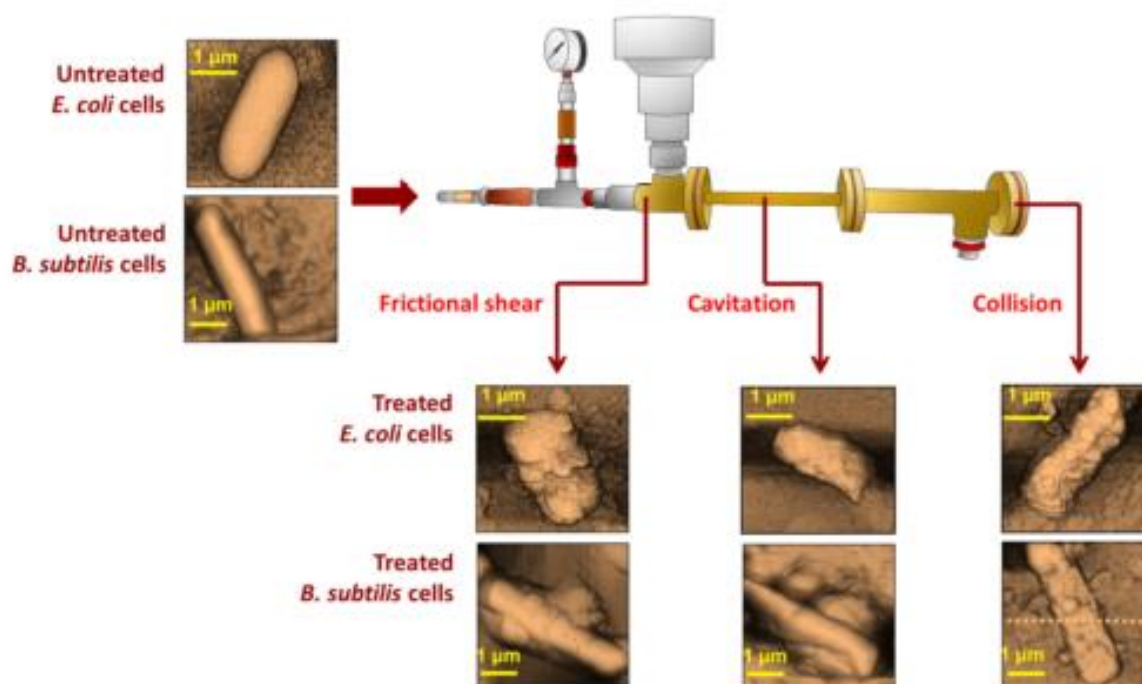
26. ábra: A kavitációs technológia baktériumokra gyakorolt hatásának illusztrációja (MEC Novelty Technology Solutions, Cavitator)

laboratóriumi méretek iparra történő felskálázása nem megoldott; és mindemellett nagyon magasak a működtetés költségei. Természetesen, mivel régóta kutatott téma, nagy számú kutatócsoport is vizsgálta alkalmazhatóságát (pl. [6], [9]–[14]), legtöbbször kombinált UH módszerekkel. A 26. ábra a kavitáció baktériumokra gyakorolt hatását mutatja be, egy kereskedelmi forgalomban kapható berendezés alapján².

A hidrodinamikai (HD) kavitációs módszereket a nagyszámú akusztikussal ellentétben eddig csak néhány munka vizsgálta baktériumok ellen. Mezule et al. [15] laboratóriumi méretű berendezést tesztelt *E. coli* baktériumok ellen; Arrojo et al. [16] HD kavitáció és korszerűsített oxidációs módszert vizsgált elméleti és kísérleti úton; míg Balasundaram és Harrison [17] réselt peremes kavitációt vizsgált szintén erre a baktériumra. Loraine et al. [18] kavitációs szabadsugaras technikát alkalmaztak több baktérium degradációjára. Xie et al. [19] hibrid módszert használt, közben nemcsak a degradáció mértékét, hanem

² Forrás: <http://mec.my/cavitator-2/>

a baktériumok szerkezetét is vizsgálta, egyik eredményüket mutatja a 27. ábra. A fent említett



27. ábra: *E. coli* és *B. subtilis* baktériumok kavitációval segített degradációja Xie et al. alapján

vizsgálatok részletei a hivatkozott cikkekben nyomon követhetők, legfontosabb jellemzőik áttekintését foglalja össze a 2. Táblázat.

Cianobaktériumok és mikroalgák

Gyakori probléma napjainkban a Föld felszíni vizeinek szennyeződése, és ennek következményei: az élőhelyek drasztikus átalakulása, az élőlények pusztulása, és egyes esetekben a mikrobiális tömegprodukción. Az eutrofizációt, mint a környezetszennyezés egyik következményeként számon tartható jelenséget, a 20. század közepén ismerték fel; azóta a jelenség jelentős károkat okozott a vízi környezetben, komoly nehézségek mutatkoztak, és mutatkoznak napjainkban is a vízhasználatban, horgásztavak, természetes fürdőhelyek vizének kezelésében, és sok esetben az ivóvízkezelésben is. A vízhasználatot és kezelését érintő problémák része az eutrofizáció alkalmával megfigyelhető vízvirágzás, azaz a planktonszervezetek (cianobaktériumok és eukarióta algák) tömeges elszaporodása.” [20]. A cianobaktériumok és a mikroalgák tehát a vizes ökoszisztémák legfontosabb organizmusai között vannak. Előbbiek prokarióta, sejtjeik felépítése alapvetően megegyezik a baktériumokéval, de nincsenek ostoros formáik; utóbbiak eukarióta élőlények.

Vizsgált baktérium	Kavitációs berendezés	Kezelt közeg	Szerzők
Escherichia coli	UH kád + hipoklorit só	szintetikus vizes oldat	Duckhouse et al.(2004)
Escherichia coli	UH kád TiO ₂ katalizátorral	szintetikus vizes oldat	Dadjour et al. (2005)
Escherichia coli	UH/UV reaktor	szennyvízkezelőmű kifolyó víz	Naddeo et al. (2009)
Escherichia coli	UH szonda	szintetikus vizes oldat	Furuta et al. (2004)
Escherichia coli	forgó tárcsás HD kavitáció	szintetikus vizes oldat	Mezule et al. (2009)
Escherichia coli	Venturi és réselt perem	szintetikus vizes oldat	Arrojo et al. (2008)
Escherichia coli	réselt peremes HD kavitáció	szintetikus vizes oldat	Balasundaram és Harrison (2006)
Escherichia coli, Klebsella pneumoniae, Pseudomonas syringae, Pseudomonas aeruginosa, gram pozitív Bacillus subtilis	szabadsugaras kavitáció	szintetikus vizes oldat	Loraine et al. (2012)
Klebsella pneumoniae	UH kád + elektrolízis	szintetikus vizes oldat	Joyce et al. (2003)
Legionella pneumophila	UH kád TiO ₂ katalizátorral	szintetikus vizes oldat	Dadjour et al. (2006)
Legionella pneumophila	pulzáló, Venturi típusú és forgó rotoros HD kavitáció reaktorok	ioncserélt vizes oldat és valós szennyvíz	Dular et a. (2016)
Pseudomonas aeruginosa	UH kád klórral kombinálva	víz minta	Phull et al. (1997)
Pseudomonas aeruginosa	UH szonda TiO ₂ katalizátorral	másodlagosan tisztított városi szennyvíz	Drakopoulou et al. (2009)
Total coliform	UH kád H ₂ O ₂ -vel párosítva, UH kád ózonkezeléssel párosítva	kútvíz	Jyoti és Pandit (2004)
Total coliform	UH szonda TiO ₂ katalizátorral, UH szonda klórral kombinálva, UH/UV reaktor	szintetikus vizes oldat	Paleologou et al. (2007)
Total coliform	UH/UV reaktor	szennyvízkezelőmű kifolyó víz	Naddeo et al. (2009)
Total coliform	UH szonda TiO ₂ katalizátorral	másodlagosan tisztított városi szennyvíz	Drakopoulou et al. (2009)

2. Táblázat: Baktériumok degradációját vizsgáló kutatások áttekintő táblázata

A közelmúltban terjedt el széles körben az a felismerés, hogy a cianobakteriális toxinok megjelenése a felszíni vizekben humán- egészségügyi problémákat okozhat. A cianobaktériumok számos speciális metabolitot termelnek, amelyeknek természetes funkciója nem világos, jóllehet több közülük kedvezőtlen hatással van más élőlényekre. A cianotoxinok mind kémiai, mind toxikológiai szempontból a természetes toxinok egy igen változatos csoportját képviselik. Az első megismert cianotoxinok sokkal veszélyesebbnek mutatkoztak a szárazföldi gerincesekre, mint a vízi élőlényekre. Néhány cianotoxin erős idegméreg, mások elsősorban a májat károsítják, megint mások gastroenteritis-hez hasonló egészségromlást idéznek elő. A legújabb kutatási eredmények azt bizonyítják, hogy a cianotoxinok hatással lehetnek a fito- és zooplankton képviselőire és a magasabb rendű növényekre is. A cianotoxinok az elpusztuló baktériumsejtekből a vízbe kerülve a vizet fogyasztó vad- és haszonállatokra, de a vezetékhálózatba kerülve az emberre is potenciális veszélyt jelenthetnek [20].

A *Microcystis aeruginosa* a cianobaktériumok legelterjedtebb fajtája, azért a legintenzívebben kutatott terület, míg az algák területén a *Chlorella*-ra fókuszálnak a kutatások. Ultrahangos kezelést vizsgáltak Zhang és Wang [21], Rajasekhar et al. [22] és Xu et al. [23]; hidrodinamikus kavitációt pedig Pan Li et al. [24] és Jancula et al. [25] a cianobaktériumok degradációjára. Ez utóbbi kutatócsoport vizsgálta a zöld mikroalga (*Chlorella*) degradációját is HD kavitáció alkalmazásával. A *Microcystis aeruginosa* ellen hatékonyak bizonyultak a módszerek, míg a *Chlorella* ellenállónak bizonyult a kezelésre. A legfontosabb kutatásokat foglalja össze a 3. Táblázat.

Vizsgált organizmus	Kavitációs berendezés	Kezelt közeg	Szerzők
<i>Microcystis aeruginosa</i>	UH szonda	laboratóriumi minta	Zhang és Wang (2006)
<i>Microcystis aeruginosa</i> , <i>A. circinalis</i> és <i>Chlorella</i>	laboratóriumi méretű UH	szennyvízkezelő műből elkülönített, tenyésztett minta	Rajasekhar et al. (2012)
<i>Microcystis aeruginosa</i>	szabadsugaras HD kavitációgenerátor	laboratóriumi minta	Xu et al. (2006)
<i>Microcystis aeruginosa</i>	áramlástechnikai gépben kialakuló HD kavitáció	laboratóriumi minta	Pan Li et al. (2014)
<i>Microcystis aeruginosa</i> , <i>Chlorella</i>	Venturi HD kavitáció	laboratóriumi minta	Jancula et al. (2014)

3. Táblázat: Cianobaktériumok és mikroalgák kezelése kavitációval

Vírusok

Az emberi fogyasztásra alkalmas vizekben a vízi baktériumoknak és vírusoknak is a megengedhető határérték alatt kell lenniük. A legfontosabb vízben élő vírusok a rotavírus, norovírus, adenovírus és asztrovírus; a Hepatitis A és E; és az enterovírus. Ezek a vírusok hosszú ideig (hetekig, hónapokig) megélhetnek a vízben, és némelyikük nagyon kevés elfogyasztott egyed esetben is betegséget okoz. Így mind a szennyvízkezelés során, mind az ivóvíz tisztítás területén kockázatot jelentenek. A jelenleg alkalmazott módszerek a vírusok ártalmatlanítására –összes előnyükkel és hátrányukkal– a különböző filterek, a kémiai kezelések (klóros és ózonos) és a fizikai fertőtlenítés (UV fény, nagy nyomású, nagy hőmérsékletű kezelés). Eleddig sem az akusztikus, sem a hidrodinamikus kavitáció vírusok fertőzőképességére gyakorolt hatását nem vizsgálták még. Tekintettel arra, hogy a kavitációs buborékok összeroppanása során helyileg magas nyomás és hőmérséklet alakul ki, és általa fokozódik a szabadgyökök képződése is, a vírus-fertőtlenítés sokat ígérő felfedezendő területe lehet a kavitációs technikáknak [8].

Egyéb szennyezők

Az előbbieken felsorolt biológiai szennyezőkön kívül kémiai és fizikai szennyezők is terhelhetik vizeinket. A továbbiakban ezeket tekintjük át a teljesség igénye nélkül.

Gyógyszerek származékai

Napjainkban a gyógyszeripari származékok egyre növekvő feladatot jelentenek környezetvédelmi szempontból. A humán és állatgyógyászati iparban és az állattenyésztés során keletkeznek. Környezetünkbe többféleképpen kerülhetnek (kórházakból, háztartásokból, el nem használt gyógyszerek által... stb.), de elsősorban a szennyvízkezelő művek kifolyó vize számít kritikus forrásnak. Az EU ajánlása alapján lista készült azokról az elsődleges legfontosabb anyagokról, amiket monitorozni és szabályozni szükséges [26]. Néhány gyógyszeripari származék (pl. a *klofibrát sav*, *karbamazepin* és *a diklofenák*) rezisztensnek bizonyult a biológiai szennyvízkezelésre. Az irodalom a témában még igen hiányos. Az utóbbi években néhány kutatás foglalkozott a HD kavitáció gyógyszer-származékokra gyakorolt hatásával: Braeutigam et al. [27], Bagal és Gogate [28], Dular et al. [8] és Zupanc et al. [29]. A fent említett kutatások áttekintését foglalja össze az 4. *Táblázat*.

Vizsgált gyógyszerszármazék	Kavitációs berendezés	Kezelt közeg	Szerzők
karbamazepin	UH és HD kavitációs (réselt peremes) párosítás	szintetikus vizes oldat	Braeutigam et al. (2012)
diklofenák	Venturi típusú HD kavitációs reaktor / TiO ₂ katalizátorral párosítva	szintetikus vizes oldat	Bagal és Gogate (2014)
klofibrát sav, ibuprofén, naproxen, ketoprofén, diklofenák, karbamazepin	Venturi típusú HD kavitációs reaktor	városi szennyvíz	Zupanc et al. (2013)
klofibrát sav, ibuprofén, naproxen, ketoprofén, diklofenák, karbamazepin	Összefoglaló munka: pulzáló, Venturi típusú és forgó rotoros HD kavitáció reaktorok	ioncserélt vizes oldat és valós szennyvíz	Dular et al. (2016)

4. Táblázat: Gyógyszerszármazékok degradációját vizsgáló munkák összefoglalása Rajoriya et al. és Dular et al. nyomán

Festékek

Gyakran vizsgált anyagok a különböző festékanyagok, amik a textilipari szennyvizek káros hatású (mérgező, rákkeltő) összetevői. Mivel ezekről az anyagokról bebizonyosodott, hogy a hagyományos biológiai szennyvízkezelés nem képes eltávolítani, a festéket tartalmazó kifolyó ipari szennyvizet szükséges más módszerekkel megtisztítani (javasolt pl. a Fenton módszeres előkezelés). Viszonylag kiterjedt kutatásokat folytatnak a festékek környezet- és energiahatékony degradációjára vonatkozóan azokban az országokban, ahol a textilipar a vezető húzóágazatok között van. (A ruhafestésben és -kezelésben használt vegyi anyagok környezetvédelmi hatásáról tudnunk kell, hogy az európai székhelyű multinacionális ruhaipari cégek a ruhák gyártását szinte teljes egészében a Távol-Keleten, Kínában, Bangladesben, Thaiföldön, Pakisztánban, Indiában, Törökországban, esetleg valamelyik latin-amerikai országban végeztetik.)

Az akusztikus, UH kavitációval és ezzel párosított kezelésekkel kiterjedt kutatások foglalkoztak, legtöbbször laboratóriumi körülmények között. A legjelentősebb munkák összefoglalását tartalmazza Vajnhandl és Marechal munkája [30]. Néhány kutatócsoport több festék degradációját is vizsgálta saját módszerével, ilyen munkák például: Joseph et al. [31], akik aromás azovegyületekre tesztelték az UH kavitációt, Lorimer et al. [32] és Tezcanli-Güyer és Ince [33]. Az utóbbi években a hatékonyabb hidrodinamikus kavitációs kezelések kerültek előtérbe. Vajnhandl és Marechal [34] és Gogate és Bhosale [35] is végzett összehasonlítást, különböző festékanyagok esetében, ahol az UH és a HD kavitációs eljárás hatékonyságát vetették össze. Következtetésükben a kémiai kezeléssel párosított hidrodinamikus kavitációt jelölték meg legjobb megoldásnak. A festékdegradációra alkalmazható HD kavitációs eljárásokkal nagyszámú tanulmány foglalkozik. Leggyakrabban a Venturi csöves [36], réselt peremes [37] és forgó szabadsugaras kavitációgenerátort [38] vizsgálták.

Több kutatás is vizsgálta a *Rhodamine B* degradációját. Ez egy szerves vegyület, [fluoreszcens](#) festék, amit gyakran használnak [nyomjelző](#) festékként a vízben, hogy meghatározzák a folyadék áramlás irányát és mértékét. Sivakumar és Pandit [37] valamint Mishra és Gogate [39] is vizsgálták ennek a rákkeltőnek minősített festéknek a lehetséges degradációját különböző HD kavitációs reaktort és velük párosított kezeléseket alkalmazva. A felsorolt kutatások áttekintő összefoglalását a 5. Táblázat tartalmazza.

Rovarirtók

A vízszennyezés legfőbb okozója az ipari (főként vegyipari, textilipari) szennyezés. Napjainkban is az iparból a szabadba jutó vizek fele tisztítatlan. A vízszennyezés második nagy okozója a mezőgazdaság, a földművelés során használt vegyszerek, gyomirtók, rovarirtók, műtrágyák, növényvédőszer, amelyek a felszíni vízkészletbe kerülnek.

A világ különböző országaiban az engedélyezett rovarirtók egymástól nagyon eltérőek. Míg Magyarországon és az EU-ban a szigorú szabályok miatt a lent felsorolt vegyületekkel nem vagy csak alig találkozhatunk, mert egészségkárosító hatásuk miatt tiltott vagy szigorúan korlátozott az alkalmazásuk, ez nem feltétlenül igaz minden államra. (Meg kell jegyezni azonban, hogy a szigorú szabályok ellenére a „Magyar Tudományos Akadémia Növényvédelmi Kutatóintézetének munkatársai 2001-ben a vizsgált élő- és nyersvíz-minták 58%-ában találtak növényvédőszer maradékot. Az élővizekben olykor az ivóvízre megengedett határérték ezerszeresét is meghaladta a növényvédőszer-koncentráció”³.) A rovarirtó és növényvédő szerek károsítják a talaj és a vizek élővilágát, rákkeltők valamint káros hormonális és immun-moduláns hatásúak lehetnek. A kavitációs technikákkal történő degradáció témakörében végzett legfrissebb kutatások összefoglalóját tartalmazza a 6. Táblázat [40]–[44] irodalmak alapján.

³ Forrás: <https://www.levego.hu/sites/default/files/kiadvanyok/vegyszer2008.pdf>

Vizsgált festék	Kavitációs berendezés	Kezelt közeg	Szerzők
Acid Red 88	Venturi / Venturi + kémiai kezelés	szintetikus vizes oldat	Saharan et al. (2012)
Reactive Red 120	Venturi / Venturi + kémiai kezelés	szintetikus vizes oldat	Saharan et al. (2011)
Orange-G	körshelvényű Venturi, szögletes Venturi, réselt perem	szintetikus vizes oldat	Saharan et al. (2013)
Reactive Orange 4	Venturi / Venturi + kémiai kezeléssel (H ₂ O ₂ , HC)kezelés	szintetikus vizes oldat	Gore et al. (2014)
C.I. Reactive Red 2	Venturi	szintetikus vizes oldat	Wang et al. (2011)
Orange acid II	UH fürdő és réselt peremes HD kavitáció összehasonlítása	szintetikus vizes oldat	Gogate és Bhosale (2013)
C.I. Reactive Black	UH kavitáció	szintetikus vizes oldat	Vajnhandl és Marechal (2007)
Brilliant Green	UH fürdő és réselt peremes HD kavitáció összehasonlítása	szintetikus vizes oldat	Gogate és Boshale (2013)
Reactive Brilliant Red K-2BP	forgó szabadsugaras HD	szintetikus vizes oldat	Wang et a. (2011)
Rhodamine B	réselt perem	szintetikus vizes oldat	Sivakumar és Pandit (2002)
Rhodamine B	Venturi és réselt perem, HD kémiai kezeléssel (H ₂ O ₂ , CCl ₄) párosítva, HD Fenton módszerrel párosítva	szintetikus vizes oldat	Mishra és Gogate (2010)
Aromás azovegyületek	UH kavitáció	szintetikus vizes oldat	Joseph et al. (2000)
Yoracyl Brilliant Red, Astrazon Golden Yellow GL, Astrazon Red GTLN, Maxilon Blue 5G	UH kavitáció. UH kavitáció elektrolízissel párosítva	szintetikus vizes oldat	Lorimer et al. (2001)
C.I. Reactive Red 141, C.I. Reactive Black 5, C.I. Basic Brown 4, C.I. Basic Blue 3	UH kavitáció	szintetikus vizes oldat	Tezcanli-Güyer és Ince (2003)

5. Táblázat: Festékanyagok degradációjára használt kavitációs eljárások összefoglalója

Vizsgált rovarirtószer	Kavitációs berendezés	Kezelt közeg	Szerzők
Imidakloprid	Venturi, Venturi + Fenton kezelés,	szintetikus vizes oldat	Raut-Jadhav et al. (2013)
Alaklór	forgó szabadsugaras HD kavitáció	szintetikus vizes oldat	Wang és Zang (2009)
Alaklór	UH szonda	szintetikus vizes oldat	Bagal és Gogate (2012)
2,4-diklór-fenoxi-ecetsav (2,4-D sav)	réselt peremes HD kavitáció + Fenton kezelés	szintetikus vizes oldat	Bremner et al. (2008)
Diklórfosz	réselt peremes HD kavitáció	szintetikus vizes oldat	Joshi és Gogate (2012)
Diklórfosz	UH, UH + hidrogén-peroxid, Fenton reakciós, CCl ₄	szintetikus vizes oldat	Golash és Gogate (2012)
Metil paration	réselt peremes HD kavitáció	szintetikus vizes oldat	Patil és Gogate (2012)
Triazofosz	réselt peremes HD kavitáció	szintetikus vizes oldat	Gogate és Patil (2015)

6. Táblázat: Rovarirtószer HD kavitációs degradációjának témájában folyó kutatások áttekintése

Kemikáliák

A hidrodinamikus kavitációt hatékonynak találták különböző egyéb kemikáliák kezelésére is [45]–[47], ezeket foglalja össze a 7. Táblázat.

Vizsgált kemikália	Kavitációs berendezés	Kezelt közeg	Szerzők
p-nitrofenol	Venturi és réselt peremes HD kavitáció, Fenton kezelés	szintetikus vizes oldat	Pradhan és Gogate (2010)
kloroform	réselt peremes HD kavitáció	szintetikus vizes oldat	Franke et al. (2011)
alkilarenes	réselt peremes HD kavitáció kálium permanganáttal	szintetikus vizes oldat	Ambulgekar et al. (2005)
kitozán	forgó örvény (turbináról leúszó) kavitáció	szintetikus vizes oldat	Wu et al. (2014)
2,4-dinitro-fenol (DNP)	réselt peremes HD kavitáció	szintetikus vizes oldat	Bagal et al. (2013)

7. Táblázat: Kemikáliák degradációjára vizsgált hidrodinamikus kavitációs technikák

Irodalom

- [1] C. E. Brennen, *Cavitation and bubble dynamics*. 2013.
- [2] J.-P. Franc, J.-P. Franc, J.-M. Michel, and J.-M. Michel, *Fundamentals of cavitation*. 2004.
- [3] S. K. Bhangu and M. Ashokkumar, "Theory of Sonochemistry," *Topics in Current Chemistry*. 2016.
- [4] S. M. Alzamora, S. N. Guerrero, M. Schenk, S. Raffellini, and A. López-malo, "Inactivation of Microorganisms," in *Ultrasound technologies for food and Bioprocessing*, J. W. Hao Feng, Gustavo Barbosa-Canovas, Ed. Springer New York, 2011, pp. 321–343.
- [5] R. Mettin, "From a single bubble to bubble structures in acoustic cavitation," *Oscil. Waves Interact.*, 2007.
- [6] V. Naddeo, A. Cesaro, D. Mantzavinos, D. Fatta-Kassinos, and V. Belgiorno, "Water and wastewater disinfection by ultrasound irradiation-a critical review," *Glob. Nest J.*, vol. 16, no. 3, pp. 561–577, 2014.
- [7] S. Rajoriya, J. Carpenter, V. K. Saharan, and A. B. Pandit, "Hydrodynamic cavitation: An advanced oxidation process for the degradation of bio-refractory pollutants," *Rev. Chem. Eng.*, vol. 32, no. 4, pp. 379–411, 2016.
- [8] M. Dular *et al.*, "Use of hydrodynamic cavitation in (waste)water treatment," *Ultrason. Sonochem.*, 2016.
- [9] H. Duckhouse, T. J. Mason, S. S. Phull, and J. P. Lorimer, "The effect of sonication on microbial disinfection using hypochlorite," *Ultrason. Sonochem.*, vol. 11, no. 3–4, pp. 173–176, 2004.
- [10] M. F. Dadjour, C. Ogino, S. Matsumura, and N. Shimizu, "Kinetics of disinfection of Escherichia coli by catalytic ultrasonic irradiation with TiO₂," *Biochem. Eng. J.*, vol. 25, no. 3, pp. 243–248, 2005.
- [11] E. Joyce, S. S. Phull, J. P. Lorimer, and T. J. Mason, "The development and evaluation of ultrasound for the treatment of bacterial suspensions. A study of frequency, power and sonication time on cultured Bacillus species," *Ultrason. Sonochem.*, vol. 10, no. 6, pp. 315–318, 2003.
- [12] K. K. Jyoti and A. B. Pandit, "Ozone and cavitation for water disinfection," *Biochem. Eng. J.*, 2004.
- [13] A. Paleologou *et al.*, "Disinfection of water and wastewater by TiO₂ photocatalysis, sonolysis and UV-C irradiation," vol. 129, pp. 136–142, 2007.
- [14] S. Drakopoulou, S. Terzakis, M. S. Fountoulakis, D. Mantzavinos, and T. Manios, "Ultrasound-induced inactivation of gram-negative and gram-positive bacteria in secondary treated municipal wastewater," *Ultrason. Sonochem.*, vol. 16, no. 5, pp. 629–634, 2009.
- [15] L. Mezule, S. Tsyfansky, V. Yakushevich, and T. Juhna, "A simple technique for water disinfection with hydrodynamic cavitation: Effect on survival of Escherichia coli," *Desalination*, vol. 248, no. 1–3, pp. 152–159, 2009.
- [16] S. Arrojo and Y. Benito, "A theoretical study of hydrodynamic cavitation," *Ultrason. Sonochem.*, vol. 15, no. 3, pp. 203–211, 2008.
- [17] B. Balasundaram and S. T. L. Harrison, "Study of Physical and Biological Factors Involved in the Disruption of E. coli by Hydrodynamic Cavitation," *Biotechnol. Prog.*, vol. 22, no. 3, pp. 907–913, 2006.
- [18] G. Loraine, G. Chahine, C. T. Hsiao, J. K. Choi, and P. Aley, "Disinfection of gram-negative and gram-positive bacteria using DynaJets® hydrodynamic cavitating jets," *Ultrason. Sonochem.*, vol. 19, no. 3, pp. 710–717, 2012.
- [19] L. Xie, A. Terada, and M. Hosomi, "Disentangling the multiple effects of a novel high pressure jet device upon bacterial cell disruption," *Chem. Eng. J.*, vol. 323, pp. 105–113, 2017.
- [20] I. Bácsi, "toxikus Aphanizomenon ovalisporum cianobaktérium cilindropermopszin termelésére," Debreceni Egyetem, Természettudományi Kar, 2007.
- [21] G. Zhang, P. Zhang, H. Liu, and B. Wang, "Ultrasonic damages on cyanobacterial photosynthesis," *Ultrason. Sonochem.*, vol. 13, no. 6, pp. 501–505, 2006.

-
- [22] P. Rajasekhar, L. Fan, T. Nguyen, and F. A. Roddick, "Impact of sonication at 20kHz on *Microcystis aeruginosa*, *Anabaena circinalis* and *Chlorella* sp.," *Water Res.*, vol. 46, no. 5, pp. 1473–1481, 2012.
 - [23] Y. Xu, J. I. Yang, Y. Wang, F. Liu, and J. Jia, "The Effects of Jet Cavitation on the Growth of *Microcystis Aeruginosa*," *J. Environ. Sci. Heal. Part A Toxic/Hazardous Subst. Environ. Eng.*, vol. 41, no. 10, pp. 2345–2358, 2006.
 - [24] P. Li, Y. Song, and S. Yu, "Removal of *Microcystis aeruginosa* using hydrodynamic cavitation: Performance and mechanisms," *Water Res.*, vol. 62, pp. 241–248, 2014.
 - [25] D. Jančula, P. Mikula, B. Maršálek, P. Rudolf, and F. Pochylý, "Selective method for cyanobacterial bloom removal: Hydraulic jet cavitation experience," *Aquac. Int.*, vol. 22, no. 2, pp. 509–521, 2014.
 - [26] P. for a Directive, "Proposal for a DIRECTIVE OF THE EUROPEAN PARLIAMENT AND OF THE COUNCIL amending Directives 2000/60/EC and 2008/105/EC as regards priority substances in the field of water policy," 2012.
 - [27] P. Braeutigam, M. Franke, R. J. Schneider, A. Lehmann, A. Stolle, and B. Ondruschka, "Degradation of carbamazepine in environmentally relevant concentrations in water by Hydrodynamic-Acoustic-Cavitation (HAC)," *Water Res.*, vol. 46, no. 7, pp. 2469–2477, 2012.
 - [28] M. V. Bagal and P. R. Gogate, "Degradation of diclofenac sodium using combined processes based on hydrodynamic cavitation and heterogeneous photocatalysis," *Ultrason. Sonochem.*, vol. 21, no. 3, pp. 1035–1043, 2014.
 - [29] M. Zupanc *et al.*, "Removal of pharmaceuticals from wastewater by biological processes, hydrodynamic cavitation and UV treatment," *Ultrason. Sonochem.*, 2013.
 - [30] S. Vajnhandl and A. Majcen Le Marechal, "Ultrasound in textile dyeing and the decolouration/mineralization of textile dyes," *Dye. Pigment.*, vol. 65, no. 2, pp. 89–101, 2005.
 - [31] J. M. Joseph, H. Destailats, H.-M. Hung, and M. R. Hoffmann, "The Sonochemical Degradation of Azobenzene and Related Azo Dyes: Rate Enhancements via Fenton's Reactions," *J. Phys. Chem. A*, vol. 104, no. DECEMBER, pp. 301–307, 1999.
 - [32] J. P. Lorimer, T. J. Mason, M. Plattes, S. S. Phull, and D. J. Walton, "Degradation of dye effluent," *Pure Appl. Chem.*, vol. 73, no. 12, pp. 1957–1968, 2001.
 - [33] G. Tezcanli-Guyer and N. H. Ince, "Degradation and toxicity reduction of textile dyestuff by ultrasound," *Ultrason. Sonochem.*, vol. 10, no. 4–5, pp. 235–240, 2003.
 - [34] S. Vajnhandl and A. M. Le Marechal, "Case study of the sonochemical decolouration of textile azo dye Reactive Black 5," *J. Hazard. Mater.*, vol. 141, no. 1, pp. 329–335, 2007.
 - [35] P. R. Gogate and G. S. Bhosale, "Comparison of effectiveness of acoustic and hydrodynamic cavitation in combined treatment schemes for degradation of dye wastewaters," *Chem. Eng. Process. Process Intensif.*, vol. 71, pp. 59–69, 2013.
 - [36] M. M. Gore, V. K. Saharan, D. V. Pinjari, P. V. Chavan, and A. B. Pandit, "Degradation of reactive orange 4 dye using hydrodynamic cavitation based hybrid techniques," *Ultrason. Sonochem.*, vol. 21, no. 3, pp. 1075–1082, 2014.
 - [37] M. Sivakumar and A. B. Pandit, "Wastewater treatment: a novel energy efficient hydrodynamic cavitation technique."
 - [38] J. Wang, X. Wang, P. Guo, and J. Yu, "Degradation of reactive brilliant red K-2BP in aqueous solution using swirling jet-induced cavitation combined with H₂O₂," *Ultrason. Sonochem.*, vol. 18, no. 2, pp. 494–500, 2011.
 - [39] K. P. Mishra and P. R. Gogate, "Intensification of degradation of Rhodamine B using hydrodynamic cavitation in the presence of additives," *Sep. Purif. Technol.*, vol. 75, no. 3, pp. 385–391, 2010.
 - [40] S. Raut-Jadhav, V. K. Saharan, D. V. Pinjari, D. R. Saini, S. H. Sonawane, and A. B. Pandit, "Intensification of degradation of imidacloprid in aqueous solutions by combination of hydrodynamic cavitation with various advanced oxidation processes (AOPs)," *J. Environ. Chem. Eng.*, vol. 1, no. 4, pp. 850–857, 2013.
 - [41] X. Wang and Y. Zhang, "Degradation of alachlor in aqueous solution by using hydrodynamic cavitation," *J. Hazard. Mater.*, vol. 161, no. 1, pp. 202–207, 2009.

- [42] D. H. Bremner, S. D. Carlo, A. G. Chakinala, and G. Cravotto, "Mineralisation of 2,4-dichlorophenoxyacetic acid by acoustic or hydrodynamic cavitation in conjunction with the advanced Fenton process," *Ultrason. Sonochem.*, vol. 15, no. 4, pp. 416–419, 2008.
- [43] R. K. Joshi and P. R. Gogate, "Degradation of dichlorvos using hydrodynamic cavitation based treatment strategies," *Ultrason. Sonochem.*, vol. 19, no. 3, pp. 532–539, 2012.
- [44] P. N. Patil and P. R. Gogate, "Degradation of methyl parathion using hydrodynamic cavitation: Effect of operating parameters and intensification using additives," *Sep. Purif. Technol.*, vol. 95, pp. 172–179, 2012.
- [45] M. Franke, P. Braeutigam, Z. L. Wu, Y. Ren, and B. Ondruschka, "Enhancement of chloroform degradation by the combination of hydrodynamic and acoustic cavitation," *Ultrason. Sonochem.*, vol. 18, no. 4, pp. 888–894, 2011.
- [46] Y. Wu, Y. Huang, Y. Zhou, X. Ren, and F. Yang, "Degradation of chitosan by swirling cavitation," *Innov. Food Sci. Emerg. Technol.*, vol. 23, pp. 188–193, 2014.
- [47] G. V. Ambulgekar, S. D. Samant, and A. B. Pandit, "Oxidation of alkylarenes using aqueous potassium permanganate under cavitation: Comparison of acoustic and hydrodynamic techniques," *Ultrason. Sonochem.*, vol. 12, no. 1–2 SPEC. ISS., pp. 85–90, 2005.

Ábrajegyzék

1. ábra Folyadékok tipikus fázisdiagramja	5
2. ábra: Számos példa felületi nuklációra	11
3. ábra Egyensúlyi buboréksugár függvényében a kritikus tenzió	14
4. ábra Nyomásszám változása egy áramvonal mentén szilárd test körüli áramlásban.	17
5. ábra Különböző kavitációs csatornákon, tengelyszimmetrikus tompa test körül mért kritikus kavitációs szám σ_i értékei.	20
6. ábra Különböző méretű Joukowski szárnyakon végzett mérésekből adódó kritikus kavitációs számok.	20
7. ábra Rayleigh—Plesset egyenlettel számolt tipikus buboréksugár-idő görbe egy Venturi csövön áthaladó buborékról.....	22
8. ábra Maximális buborék méret a kiindulási méret függvényében a Rayleigh—Plesset egyenlettel számolva Venturi csőben kialakuló áramlásban, különböző kavitációs számok esetén.	23
9. ábra Nyomáseloszlás a folyadéktérben összeomlás előtt (bal oldal) és összeomlás után (jobb oldal).	26
10. ábra Egy buborék összeomlása során mért nyomásjel.	27
11. ábra Egy mért nyomásjel (piros) diszkrét Fourier transzformáltjának amplitúdója a frekvencia függvényében (spektrum, kék).	30
12. ábra Gramm-pozitív és gramm-negatív típusú sejtfaalak felépítése.	37
13. ábra Baktériumok roncsolódás különböző mechanizmusokon keresztül.	38
14. ábra Schiebe test körül kialakuló nyomásvonalak.	41
15. ábra Schiebe test körül kialakuló buborékos kavitáció különböző állapotokban. Az áramlás jobbról balra halad.	41
16. ábra ITTC testen kialakuló buborékos kavitáció. A nagyobb buborék egy viszonylag stabil rétegekavitáció hagy maga után.	41
17. ábra Buborékos áramlás során létrejött stabil rétegekavitáció.	42
18. ábra Buborékos áramlás nagy skálán. A kavitációs események sűrűsége olyan nagy, hogy a buborékok már egymásra is és az áramlásra is hatnak.....	43
19. ábra Csúcs körül kialakuló kavitációs áramlás.	44
20. ábra Tompa test mögötti kavitációs örvényleválás.	44
21. ábra Rétegekavitáció kialakulása NACA 4412 szárny körül.....	45
22. ábra Éles leválási határ sima lamináris kavitációs zónát hoz létre. A lamináris-turbulens átmenet során a sima határ széttöredezik.....	45
23. ábra Keresztirányban periodikusan változó rétegekavitációs zóna.	45
24. ábra Szuperkavitációs állapot egy NACA 0009 szárnyprofil mögött.	46
25. ábra Akusztikus kavitáció által létrehozott buborékfelhők hálózata.	47
35. ábra: A kavitációs technológia baktériumokra gyakorolt hatásának illusztrációja (MEC Novelty Technology Solutions, Cavitator).....	50
36. ábra: E. coli és B. subtilis baktériumok kavitációval segített degradációja Xie et al. alapján	51