

*Katedra elektroniky a vakuové fyziky,
Matematicko – fyzikální fakulta University Karlovy*

a

Ústav fyziky plazmatu AV ČR

Elektrické výboje ve vodě a vodných roztocích



Marcel Fuciman

Disertační práce

Praha, 2006

PŘEDMLUVA

Ústav fyziky plazmatu (ÚFP) AV ČR je jedním z průkopníků metody rozrušování a odstraňování ledvinových konkrementů neinvazivním způsobem, kde byly navrženy originální litotripty s jiskrovým výbojem a jsou používány v rutinní klinické praxi v mnoha českých nemocnicích. V roce 1986 se zde podařilo ve spolupráci s 1. lékařskou fakultou (1. LF) UK úspěšně vyrobit první experimentální zdroj rázových vln k rozrušování konkrementů ve vodě. Počátkem roku 1987 byl zaveden do klinické praxe první litotriptor s ultrazvukovým zaměřením. Dalším krokem ve vývoji této techniky je přístroj, jenž je za pomoci koruně podobného výboje schopen generovat rázové vlny uvolňující podstatnou část své energie v akusticky homogenním prostředí, což otevírá širokou škálu aplikací. Na této problematice jsem pracoval ve skupině, zkoumající tento typ výboje a to konkrétně zabývající se využitím výbojů ke generaci akustických rázových vln a jejich následné aplikaci.

Kapitoly 1 a 2 jsou úvodem do fyziky neprůrazných výbojů ve vodě a do fyziky šíření akustických vln ve vodě a jejich interakci s medii. Také je v nich stručný přehled vývoje této tematiky ve světě a její současný stav. V kapitole 3 uvádím simulace elektrostatických polí, na jejichž základě byly navrženy vhodné tvary anod generátoru tlakových vln. Ve 4. kapitole je popsáno celé experimentální zařízení spolu s měřicí technikou. Nejdůležitější dosažené výsledky získané na experimentálním zařízení jsou obsahem kapitoly 5. V této kapitole jsou uvedeny též výsledky experimentů provedených na živočišných tkáních a diskutováno možné použití v lékařské praxi.

Články a prezentace, na kterých je částečně založena tato práce:

Šunka P., Babický V., Člupek M., Fuciman M., Schmidt J., Beneš J.: *Generation of Focused Shock Waves by Multi-Channel Discharge in Water*. In: Conference Record-Abstract, Pulsed Power Plasma Science 2001, Las Vegas, Nevada 2001, 1134-1137 [The 28th IEEE International Conference on Plasma Science and the 13th IEEE International Pulsed Power Conference. Las Vegas, Nevada (US), 01.06.17-01.06.22]

Šunka P., Fuciman M., Babický V., Člupek M., Beneš J., Poučková P., Souček J.: *Generation of Focused Shock Waves by Multi-Channel Electrical Discharges in Water*, Czechoslovak Journal of Physics, Vol. 52 (2002) Suppl. D, D397-D405

Šunka P., Babický V., Člupek M., Fuciman M., Lukeš P., Šimek M., Beneš J., Locke B., Majcherová Z.: *Potential Applications of Pulse Electrical Discharges in Water*, acta physica slovacica vol. 54 No. 2, 135-145, April 2004

Fuciman M., Šunka P., Beneš J., Babický V.: *Generation and Research of Acoustic Shock Waves in Water*, 13th Annual Conference of Doctoral Students, “Week of Doctoral Students 2004”, Charles University Prague, Faculty of Mathematics and Physics, ed. J. Šafránková, June 15-18, 2004, WDS’04 Proceedings, Part II, 259-263

PODĚKOVÁNÍ

Rád bych poděkoval svému školiteli doc. Ing. Pavlu Šunkovi, CSc. za jeho cenné rady, připomínky, vedení a podporu během celé mé doktorské přípravy v Ústavu fyziky plazmatu AV ČR v Praze.

Mé díky náleží také Ing. Václavu Babickému, CSc. a RNDr. Martinu Člupkovi, CSc. za rady a tipy týkající se elektrických obvodů.

Chtěl bych také poděkovat Prof. MUDr., RNDr. Jiřímu Benešovi, CSc. z 1. lékařské fakulty UK v Praze, který poskytoval biologický materiál na naše experimenty a který zajistil jeho další zpracování v laboratořích 1. LF UK.

Nemohu opomenout Antonína Stupku, člena technického personálu, který nám pomáhal vytvářet naše přístroje a uvádět je v činnost.

Na závěr bych chtěl vyjádřit vděčnost své ženě MUDr. Soně Fucimanové za podporu při sepisování této práce, kdy na sebe převzala většinu rodinných starostí.

OBSAH

Předmluva	ii
Poděkování	iv
OBSAH	1
1. ÚVOD	2
1.1 Cíl práce	10
2. GENERACE TLAKOVÝCH VLN A JEJICH INTERAKCE S PROSTŘEDÍM	11
2.1 Představy o zapálení výboje koronového typu	11
2.2 Generace tlakové vlny	15
2.3 Interakce akustické vlny s prostředím	16
3. SIMULACE ELEKTROSTATICKÝCH POLÍ	22
4. EXPERIMENTÁLNÍ ZAŘÍZENÍ A MĚŘÍCÍ TECHNIKA	28
4.1 Popis pulsního zdroje	29
4.2 Použité anody	30
4.3 Popis katody a reflektoru	31
4.4 Nádrž s generátorem rázových vln	33
4.5 Tlakové sondy	36
4.6 Schlierová metoda	38
5. DIAGNOSTIKA, OPTIMALIZACE A ZKOUMÁNÍ ÚČINKŮ RÁZOVÝCH VLN	40
5.1 Voltampérová charakteristika výboje a optimalizace parametrů elektrického obvodu	40
5.2 Zapálení mnohakanálových výbojů koronového typu	44
5.3 Měření tlaku, pološířka ohniska	46
5.4 Schlierové fotografie	51
5.5 Účinek rázových vln na neživou hmotu	53
5.6 Vliv tlakových vln na rostlinnou tkáň	54
5.7 Interakce rázových vln s živočišnou tkání	56
5.7.1 Hemolýza červených krvinek	57
5.7.2 Sledování účinků rázových vln na suspenzi lymfocytů	61
5.7.3 Expozice parenchymatózních orgánů in vitro a in vivo	64
6. ZÁVĚR	68
SEZNAM LITERATURY	70

1. ÚVOD

Hlavním motivem této práce je rozšiřující se využívání tlakových vln v kapalinách a jejich doprovodných jevů (např. kavitace) v různých odvětvích lidské činnosti (geologie, medicína aj.). Přístrojové vybavení v Ústavu fyziky plazmatu AV ČR umožňuje tvorbu tlakových vln pomocí pulsní techniky, proto se v této práci zabývám především rázovými vlnami a koruně podobným výbojem, jenž je ke generaci těchto vln používán.

V současné době jsou při využívání energie tlakových vln ve vodě nejvýznačnější dva trendy. V prvním případě jsou vytvářeny pulsní rázové vlny, které jsou fokusovány. Využívá se mechanické působení na předmět či tkáň, které se nacházejí v ohnisku. Druhým přístupem je tvorba kontinuálního fokusovaného ultrazvuku. Zde působí tlakové vlny na látku zvyšováním teploty v ohnisku.

Pulsní rázové vlny jsou v současné době téměř výlučně používány v litotriptorech. Litotriptor (z řečtiny „drtič kamenů“) je přístroj sloužící k drcení močových, popř. žlučových kamenů. Existují tři základní typy zdrojů rázových vln: elektrohydraulické, piezoelektrické a elektromagnetické. Jak uvádějí Coleman a Saunders ve své práci [1] shrnující použití rázových vln v litotripsii, je prvním a nejstarším typem generátorů rázových vln používaným v klinické praxi elektrohydraulický generátor, vyvinutý německou firmou Dornier počátkem 80. let. Rázová vlna zde vzniká při elektrickém výboji vybitím energie kondenzátoru ve vodě mezi dvěma hroty elektrod F1, viz obr.

1.1. Jiskrový výboj vyvolá přehřátí kapaliny a prudká expanze se šíří vodou

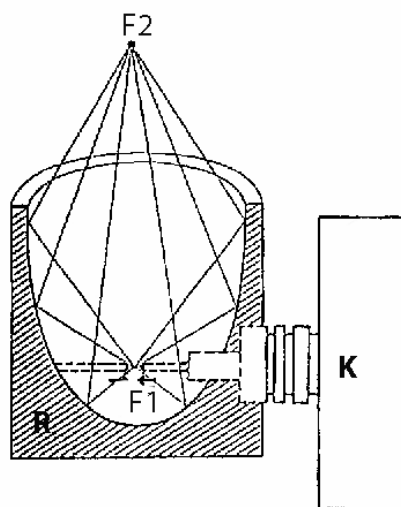
Obrázek 1.1: Schéma jiskrového elektrohydraulického generátoru rázových vln.

F1 – primární ohnisko (místo vzniku rázových vln ve vodě mezi hroty elektrod),

F2 – sekundární ohnisko (kde leží cílený předmět),

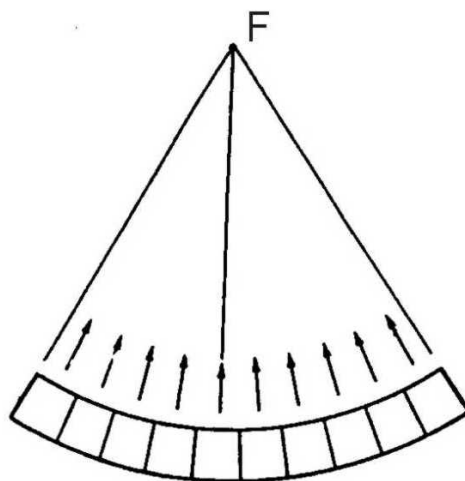
R – kovový reflektor tvaru rotačního elipsoidu,

K – kondenzátor (zdroj napětí)



do okolí jako rázová tlaková vlna. Tato vlna se šíří všemi směry a je eliptickým reflektorem fokusována do sekundárního ohniska F2 [2]. Ačkoli jsou elektrohydraulické generátory rázových vln stále používány, má jiskrový zdroj řadu stinných stránek. Např. lokální pozice jiskry je jen špatně kontrolovatelná, elektrody musí být často vyměňovány z důvodů opotřebovávání, rušivým elementem je vysoká hladina hluku a konečně část rázové vlny je nezaostřena a tudíž v těle pacienta nevyužitelná. Rozměry ohniska závisí na rozměrech fokusačního elipsoidu (reflektoru).

Piezoelektrický generátor vznikl jako další typ generátoru rázových vln jen o pár let později (roku 1985) po zavedení elektrohydraulického generátoru do klinické praxe. Rázová vlna vzniká superpozicí synchronního kmitu stovek (320-3000) piezoelektrických elementů rozložených na ploše sférického talíře, který umožňuje fokusaci rázových vln do ohniska. Výhodou piezoelektrického generátoru je malé ohnisko (F). Touto metodou jsou sice produkovány vlny s nižšími tlaky, mohou však na druhé straně pracovat s vyšší frekvencí a aplikovat tak větší počet rázů. Princip vzniku rázové vlny je na obrázku 1.2 [3].



Obrázek č. 1.2: Schéma piezoelektrického generátoru rázových vln. Šipky ukazují směr šíření rázové vlny, čtverce znázorňují piezoelektrické elementy

Elektromagnetický akustický zdroj

sestává z cívky, připevněné na akusticky tvrdém a elektricky izolujícím nosiči, umístěné naproti kovové membráně a oddělené nevodivou vrstvou. Cívka a membrána tvoří transformátor zapojený na druhé straně nakrátko. Když proudový puls vzniklý z vybití kondenzátoru do cívky začne působit, jsou v membráně indukovány vířivé proudy. Díky výsledné odpudivé síle mezi cívkou a membránou je vyzářen akustický puls do prostředí za membránou. Rovinná vlna, která se šíří vodou je fokusována systémem akustických čoček do ohniska F. Na rozdíl od jiskrového elektrohydraulického zdroje se vytváří nejprve rovinná akustická vlna s dlouhým trváním a teprve ta se stává na své dráze rázovou vlnou. Tyto zdroje netrpí nevýhodou elektrohydraulických generátorů, kde zejména u starších typů je prohloubená napěťová část v rázové vlně, která zvýrazní

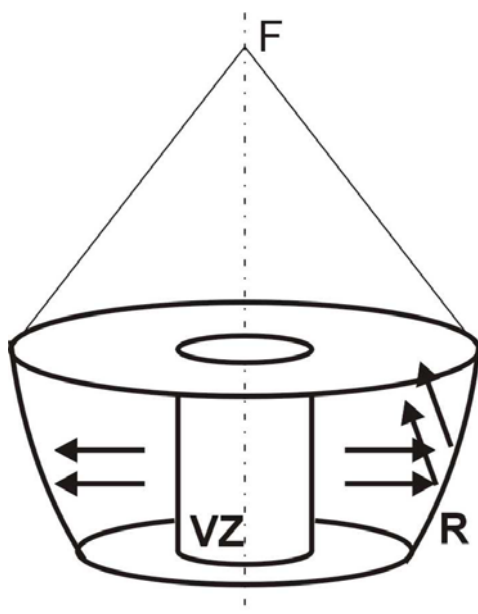
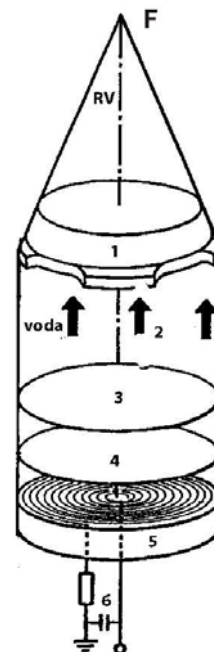
vedlejší účinky terapie (především zvýšeným výskytem kavitací) a vede k traumatizaci okolních tkání. Elektromagnetické generátory produkují mnohem menší rázovou vlnu než elektrohydraulické generátory. Princip elektromagnetického zdroje rázových vln je na obrázku 1.3.

Zvláštní podskupinu elektromagnetických generátorů tvoří litotriptyory firmy Stortz. U tohoto generátoru jsou vytvářeny cylindrické tlakové vlny, které

Obrázek č. 1.3: Elektromagnetický generátor rázových vln. 1 – systém akustických čoček, 2 – pohyb rovinné vlny ve vodě, 3 – kovová membrána, 4 – izolační folie, 5 – cívka připevněná na keramickém dně, 6 – zdroj napětí

jsou fokusovány pomocí rotačního parabolického reflektoru (obr. 1.4). Výhodou je malé (ostré) ohnisko oproti nejčastěji používaným litotriptomům s jiskrovým výbojem s rotačním elipsoidem jako reflektorem.

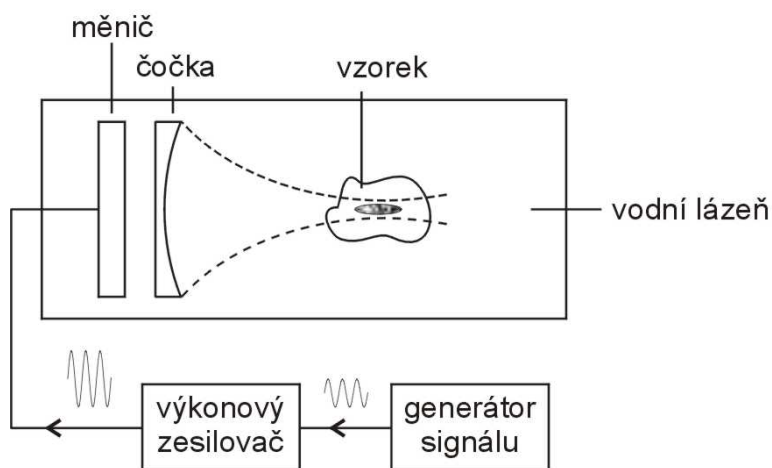
Kontinuálního působení tlakových vln je



Obrázek č. 1.4: Elektromagnetický generátor tlakových vln firmy Stortz. VZ – válcový zdroj tlakových vln, R – kovový parabolický reflektor, F – ohnisko reflektoru, šipky ukazují směr pohybu tlakové vlny

využíváno ve vysokointenzitním fokusovaném ultrazvuku (tzv. HIFU – High Intensity Focused Ultrasound). Zdrojem ultrazvuku je piezoelektrický keramický měnič. Energie ultrazvuku je fokusována akustickou čočkou. [4]. Měnič, čočka i tkáň jsou umístěny v odplyněné vodě. Měnič je napájen kontinuálním sinusoidálním napětím,

produkovaným generátorem signálů. Signály procházejí skrz RF zesilovač, viz obr. 1.5. V ohnisku, kde energie dosahují dostatečně vysokých hodnot, může dojít k destrukci tkáně bez jakéhokoliv poškození okolní tkáně.



Obrázek č. 1.5: Schéma generátoru vysokointenzitního fokusovaného ultrazvuku (HIFU). Elektrický signál z generátoru signálu je zesílen a v měniči převeden na ultrazvukové vlnění. Vlny jsou fokusovány akustickou čočkou.

Posledně jmenovaná technika byla experimentálně použita již v r. 1954 k destrukci malých objemů tkáně v mozku pro neurologický výzkum [5], později např. k léčbě glaukomu (zeleného zákalu) oka [6], nebo jako chirurgická technika pro léčbu primárního nádoru jater [4, 7]. Zkoumány jsou také možnosti netermálního

přenosu genů [7].

Výše popsané přístroje jsou vzhledem k jejich určení využívány v medicínské praxi především k drcení ledvinových, močových a žlučových kamenů. V posledních letech v nemalé míře vzrostlo používání rázových vln v ortopedii a traumatologii [8] jako alternativa chirurgického zákroku, kde se využívají při odstraňování cementu při reoperaci endoprotéz, při léčbě ostruh kosti patní [9], pseudoartroz [8, 10], zánětu svalové povázky chodidla (plantární fasciitis) [11, 12], při ošetřování umělých kyčelních kloubů [13], při léčbě tenisových loktů (zánětu zevního hrbolu kosti pažní) [12, 14-16], vápenaticích zánětů šlach rotátoru manžety na zápěstích [12, 17, 18], zpožděných srůstů zlomenin a zlomenin nesrostlých, při léčbě bolestivých úponů šlach [8] aj. Současné jsou studovány možnosti uplatnění rázových vln a fokusovaného ultrazvuku při léčbě nádorů (mj. myšího melanomu B16 [19, 20], ledvinového karcinomu [19], rakoviny prsu [21]), chronické bolesti při zánětu šlach [22], k lepšímu využití léků cílovými orgány [23] nebo k revaskularizaci cév po mozkové embolii [24].

Uplatnění rázových vln lze vidět i ve veterinární praxi [25, 26], kde jde především o ortopedii koní (poranění šlach a vazů [27], osteoporotické změny [27], léčba zánětlivých onemocnění šlach končetin koní [27, 28]).

V biologii jsou zkoumány možnosti využití akustických vln při přenosu DNA sonoporací pomocí diagnostického ultrazvuku [29, 30]. Fokusovaný ultrazvuk je

schopen zvýšit přenos DNA plazmidů in vitro i in vivo [31, 20], např. Huber a kol. ve své práci [32] ukazují, že rázové vlny jsou schopny zosminásobit transfekci galaktosidázy do HeLa buněk a sinusoidální ultrazvuk vykazoval 80-ti násobnou transfekci při životaschopnosti buněk 45%. Byly provedeny experimenty na prokaryotech, kdy byly prokázány antibakteriální účinky rázových vln [33]. Ultrazvuk je schopen dočasné porace a odstranění povrchového receptoru z lymfocytů [34]. Biologické účinky rázových vln byly prokázány na lidských erytrocytech a lymfocytech [2, 35].

Poněkud nestandardním způsobem generace a užití rázových vln je odpálení exploziva v těle katetrem zavedeným laserovým paprskem. Rázové vlny mají lokální destrukční účinek [36, 37].

Vzhledem k tomu, že oddělení impulsních systémů je vybaveno především pulsní technikou, rozhodli jsme se jít cestou pulsních rázových vln. K jejich generaci byl vybrán koruně podobný výboj ve vodě, který byl na tomto pracovišti již určitou dobu zkoumán.

Koroně podobné výboje patří podobně jako bariérový či diafragmový výboj k neprůrazným výbojům. Počátkem 70. let popisuje Drobyševskij [38] diafragmový výboj jako zdroj chladného a hustého plazmatu. Koncem 80. let studoval např. Kuzhekin [39] „bezelektrokový korunový“ výboj ve vodě, který vzniká na obou stranách otvoru v dielektrické přepážce, která odděluje dvě části výbojové komory. Ve svém článku uvádí vztahy pro výpočet postupu pozitivních a negativních leaderů výboje a časové závislosti elektrického napětí na zdroji (nabitý kondenzátor). Samotný koruně podobný výboj ve vodě popisují Těljašov [40] a Kuskova [41], kteří se zároveň pokouší osvětlit princip jeho zapálení a vývoje a na jeho základě uvádí rovnice pro vývoj napětí a proudů ve výboji.

Pomocí koruně podobného výboje jsou vytvářeny mnohokanálové výboje ve vodě. Tyto jsou používány k tvorbě tlakových vln ve vodě. Např. Pozdějev a kol. [42] použili jako jednu elektrodu pole jehel, druhou tvořila mřížka, takže akustická vlna, generovaná pomocí výbojů na jehlách, mohla postupovat skrz mřížku neporušená. Teslenko a kol. [43] vylepšili metodu vícekanálového neprůrazného výboje tak, že mezi jednotlivými jehlami udělali otvory a druhou elektrodu umístili „zezadu“, takže postup

vlny nebyl mřížkou rušen. Aby nebyl produkován diafragmový výboj (tj. v otvorech), bylo nutno zvolit vhodný poměr plochy elektrod a plochy otvorů.

Pomocí elektromagnetického zdroje Reichenberger a Naser [44] ověřovali vztahy, popisující přechod rovinné akustické vlny do rázové [45],[46] (viz kapitolu 2) a odhad vzdálenosti, kdy dojde k přechodu do rázu při použití akustické čočky [46].

Účinností fokusace tlakových vln se zabývali Komissarova a kol. [47] a Suděnkov a kol. [48]. V první práci [47] byl měřen koeficient zesílení tlaku při fokusování dvupolární tlakové vlny (tj. vlny, která má pozitivní i negativní část) ve vodě. Naměřený koeficient podstatně převyšuje veličinu naměřenou při jednapolární vlně (vlna pouze s kladnými tlaky). V druhé práci [48] byla měřena účinnost fokusace tlakových pulsů v závislosti na radiálním rozdělení jejich počáteční amplitudy. V obou případech tlaky ve vlnách nepřevyšovaly hodnotu 20 MPa.

S vylepšujícími se metodami generace a fokusace akustických vln ve vodě (vyšší amplitdy tlaku) stoupají nároky na měřicí techniku. Kromě běžně používaných PVDF sond se používají holografické metody [47], nebo např. hydrofony na bázi optického vlákna [49]. V tomto případě časová výchylka tlaku způsobuje výchylku optické reflektance (odrazivosti) rozhraní voda – konec optického vlákna. Když roste tlak, roste hustota a tím pádem i index lomu vody a optického vlákna. Ale díky nízké stlačitelnosti vlákna převládá změna indexu lomu kapaliny. Výsledná změna optické reflektance je registrována optoelektricky pomocí časově závislé intenzity odraženého světla při konstantní úrovni ozáření. Takovéto hydrofony, na rozdíl od PVDF sond snesou i vlny naředení a kavitace, jsou imunní vůči elektrickým proudům v kapalině a lze vytvořit sondy s rozměry menšími než 0,5 mm.

Jelikož původním posláním většiny generátorů rázových a ultrazvukových vln (s výjimkou diagnostického ultrazvuku) bylo drcení kamenů, zkoumají se dodnes mechanismy rozpadů kamene. Jedním modelem je např. model binární fragmentace [50], kdy při tlacích pod 35 MPa s kameny o poloměrech do 15 mm jsou pozorovány rozpady pouze na dva fragmenty. Model predikuje počet pulsů nutných k fragmentaci kamene na části o velikosti 2 mm. Další model je založen na pozorování, že pohlcené vlny vyvolávají vibrace jednotlivých vrstev kamene (tzv. Lambovy excitace), které se pak postupně odlupují [51].

Ukazuje se také, že jedním z důležitých faktorů působících při drcení kamene je vznik kavitací. Zhu a kol. [52] aby odlišili vliv kavitací od přímého vlivu napěťových vln nořili zkoumané objekty do odplyněné vody a do ricinového oleje. Výsledkem jejich experimentů bylo zjištění, že napěťové vlny jsou důležité na počáteční rozbití kamene, kavitace jsou pak nutné na tvorbu malých fragmentů.

V 90. letech začínají být zkoumány možné aplikace vysokoenergetických rázových vln při ovládnutí experimentální rakoviny. Např. rakovina tkáně měchýře (MBT-2) v C3H myších byla vystavena rázovým vlnám samotným (250-1500 rázů) nebo kombinacím s cisplatinou (5-10 mg/kg,i.p.) [53]. Samostatné rázové vlny neukazují žádný vliv na růst nádorů, ale kombinovaná terapie rázů a cisplatinou potlačila růst nádorů více než samotná cisplatina. Následné studium odhalilo, že rozhraní vzduch-kapalina blízké oblasti nádoru hrálo klíčovou roli pro chemosenzibilizující účinek rázových vln. Léčba rázovými vlnami byla schopna umocnit cytotoxicitu cisplatinou pouze, když se nádory nacházely na rozhraní vzduch - kapalina.

Důležitost přítomnosti rozhraní vzduch - kapalina pochopili mj. Prat a kol. [54] v jejichž experimentech byl indukován mnohočetný rozsev rakoviny v BDIX krysách, injektováním DHDK12PROb buněk. Byly produkovány kavitace kombinací bublin (vzduch-želatinová emulze) napuštěných katetrem do nitropobřišnicové oblasti a rázových vln v různých režimech (250-750 rázových vln). Mikronádory byly vystavovány různým kombinacím kavitací a Fluorouracilu a Cisplatinou. Z výsledků vyplývá, že kavitace jsou cytotoxické in vivo a umocňují efekty Fura a CDDP v krysách. V další práci [55] Prat a kol. popisují procedury umocňující kavitace pomocí saturace ohniskového pole mikrobublinami obsahujícími plyn nebo použitím speciálního generátoru charakterizovaného záporným půlcyklem akustické vlny. Normální kavitace totiž dle autorů nejsou schopny vytvořit ve tkáních nevratné změny. Účinky jsou prokázány na jaterní lézi v králících, cytotoxickými efekty na HT-29 a Hep G₂ buňky a krysí podbřišní rakovině, in vitro efekty na postup růstu podbřišní metastázy rakoviny tračníku v krysách, zvýšenou chemotoxicitou na tračnickovou rakovinu indukovanou kavitacemi, in vivo efekty kavitace samotné a v kombinaci chemoterapií a mimotělní fokusovanou ablací jater kavitacemi v králíkovi.

Nicméně se ukazuje, že kavitace jsou hlavním destrukčním faktorem u většiny experimentů s tlakovými vlnami. Bylo zjištěno, že i diagnostický ultrazvuk tvoří

kavitace [56], které poškozují tkáň obsahující plyny. Experimenty na umělém endotelu [57] vykazují při vystavení 20 ms pulsům ultrazvuku (500 MHz) lézu a odtržení částí fibroplastu. Jako příčina byly zjištěny mikrobubliny a kavitační aktivita. Podobně bylo zjištěno, že při vystavení substrátu s přilnutými HeLa buňkami rázovým vlnám dochází k odlučování HeLa buněk především v oblastech s přítomností kavitačních mikrobublin [58]. Bylo pozorováno zvýšení účinku rázových vln na lýzu červených krvinek, pokud ve zkumavkách zůstávaly zbytky vzduchu [59]. Kavítace jsou hlavním, byť ne jediným, mechanismem při lýze červených krvinek rázovými vlnami z litotriptoru [60], při nekróze buněk způsobené diagnostickým ultrazvukem [29]. Studium kavitací samotných se zabývá např. Williams a kol. [61] Rozhraní dvou nemísitelných kapalin je podrobena dynamickému namáhání tlakovými vlnami. Během experimentů jsou kavitace pozorovány pouze v silnější (větší pevnost v tahu) kapalině. Výsledky jsou vysvětlovány porušením rozhraní kapalina-kapalina při mechanickém napětí a schopností takto vytvořené vrstvy výparů odrážet následné tlakové vlny jako vlny napětí.

Kavitační aktivita může mít různé projevy, např. při kolapsu kavitací se za vhodných podmínek tvoří jety. Tlak vzniklý nárazem jetu v blízkosti akustického rozhraní, může způsobit fragmentaci křehkých objektů jakou jsou ledvinové kameny, zubní tartar nebo oční čočka [62]. Matula a kol. pozorovali kavitacemi způsobenou sonoluminiscenci [63].

Nejdůležitějším projevem účinků tlakových vln nemusí být vždy kavitace. Měřením síly stisku u zadní nohy myši po expozici různými typy rázových vln (jednotlivé vlny, shluky vln) bylo zjištěno, že na sílu stisku má vliv především hypertermie způsobená tepelnými účinky rázových vln [64].

V litotripsii jsou kavitace nežádoucím vedlejším produktem rázových vln, protože poškozují měkkou tkáň v okolí drceného kamene, proto vývoj litotriptorů stále pokračuje. Zajímavým vylepšením je např. použití dvou simultánně spouštěných elektrohydraulických zdrojů se společným ohniskem [65]. Zdvojnásobení tlaku způsobuje prudké zvýšení účinnosti drcení, při zachování, či dokonce zmenšení objemu ohniska. Vyšší účinnost umožňuje kratší dobu terapie, a tím nižší zátěž živé tkáně.

Naproti tomu se ukazuje, že při terapiích pracujících s měkkými tkáněmi jsou účinky kavitací žádoucí. Miller a Song [66] ukázali, že kavitační nukleární agens

(vzduchové bubliny, ultrazvukové kontrastní látky) při terapii litotriporovými rázovými vlnami způsobují pokles růstu tumoru a zvýšení přenosu genů in vivo.

Možnost léčby rakoviny rázovými vlnami v kombinaci s ionizovaným zářením zkoumali Fickweilerová a kol. [67], kde byly měřeny účinky vysokoenergetických rázových vln (generovaných na komečním lithotriporu Siemens) v kombinaci s ^{137}Cs γ -zářením in vitro. Byly pozorovány buď jednotlivé nebo mnohobuněčné sféroidy buněčné linie RT4 rakoviny měchýře. Kombinace rázových vln a ionizujícího záření se ukázala chovat doplňkově nebo jemně naddoplňkově na obou biologických modelech.

Choi a kol. [68] použili klinický litotripor Dornier HM3, kterým působili pulsním ultrazvukem na bublinu. Zkoumali vliv viskozity, povrchového napětí, teploty, složení plynu a velikosti amplitudy na oscilace bublin. Při vyšších negativních tlacích ($p_- = 10 \text{ MPa}$) čas a amplituda kolapsu bublin je méně citlivá na počáteční velikosti bubliny a všechny ostatní parametry s výjimkou složení plynu než při nižších amplitudách ($p_- = 0,2 \text{ MPa}$). Odtud plyne, že rozdíly ve viskozitě, povrchovém napětí a teplotě tělesných tekutin a počáteční velikost bublin budou mít malý vliv na dynamiku ve srovnání s vodou. Tzn. že experimenty prováděné ve vodě budou bez podstatných změn aplikovatelné na lidskou měkkou tkáň.

Při studiu kvantity radikálů vzniklých během aplikace rázových vln na živou tkáň, bylo zjištěno, že radikály nemají vliv na nekrózu tkáně [69].

Přesto se vyskytují práce, ve kterých jsou simulovány lidské tkáně in vitro [70], [57] a experimentálně zkoumány charakteristiky modelového media (viskozita a neuniformita) a potlačení (zeslabení) přetlaku rázové vlny v těchto mediích. Vliv rázových vln a HIFU je často studován na prasečích játrech (jsou podobná lidským) [71]. V uvedeném článku byla u obou typů pozorována léze až v 9 cm hluboko v tkáni.

1.1 Cíl práce

Přístrojové vybavení v Ústavu fyziky plazmatu AV ČR umožňuje tvorbu tlakových vln pomocí pulsní techniky. Cílem práce bylo navrhnout, sestavit a odzkoušet přístroj, který umožní generaci rázových tlakových vln ve vodě a vodných roztocích pomocí koroně podobného výboje a jenž bude mít potenciál k následnému využití především v lékařství.

2. GENERACE TLAKOVÝCH VLN A JEJICH INTERAKCE S PROSTŘEDÍM

V této části disertační práce představuji obecný náhled do problematiky koroně podobného výboje ve vodných roztocích, popisují představy o vzniku akustických vln ve vodě generovaných koroně podobným výbojem a popisují šíření akustické vlny ve vodě a její interakci s prostředím.

Před podrobnějším výkladem definuji pojmy, které se budou v této a dalších kapitolách často používat.

Koroně podobným výbojem rozumíme neprůrazný výboj (tj. nedochází k vytvoření výbojového kanálu mezi elektrodami) ve vodném roztoku, který vzniká na povrchu bodové elektrody, hrany nebo v dutině v oblastech s vysokou elektrickou intenzitou. Elektrické pole ionizuje kapalinu až vytvoří kolem elektrody plazma. Ionty pak rozšiřují výboj do oblastí s nižším potenciálem. Výboj zpravidla jasně září ve viditelné oblasti.

Rázová vlna je velmi silná tlaková vlna v libovolném elastickém prostředí (kapalina, plyn, pevné látky), produkovaná např. nadzvukovými letadly, blesky, výbuchy nebo jinými extrémními fenomény, které způsobují rychlé, enormní změny tlaku.

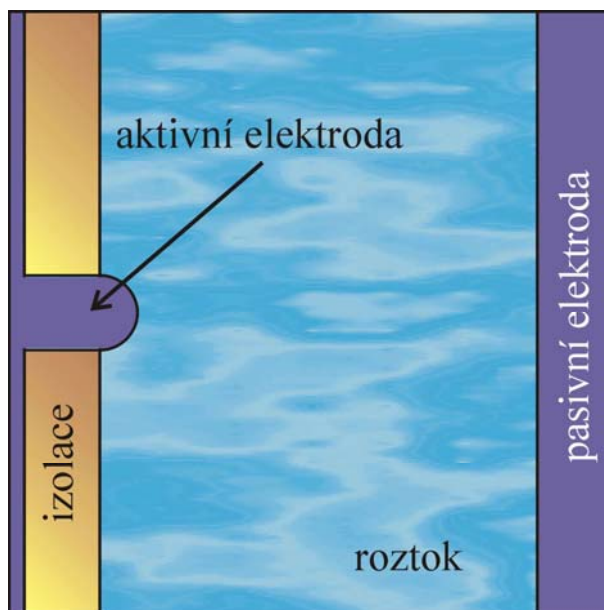
2.1 Představy o zapálení koroně podobného výboje

Pochopení elektrického koroně podobného výboje v kapalně fázi se vyvíjí mnohem méně než je tomu u plynu, díky méně detailní znalosti ionizace a srážkových procesů, které ve vodě probíhají. Rozdíl mezi kapalnou a plynnou fází nespočívá pouze v podstatně vyšší hustotě kapaliny vedoucí k mnohem vyšší srážkové frekvenci a nižší pohyblivosti nábojů, ale také v konečné vodivosti σ kapaliny. Ionty soli, které se v kapalině nacházejí v koncentracích přes $> 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ při $\sigma \sim 1 \text{ mS/cm}$, silně ovlivňují šíření streameru kompenzováním prostorového náboje elektrického pole na čele streameru.

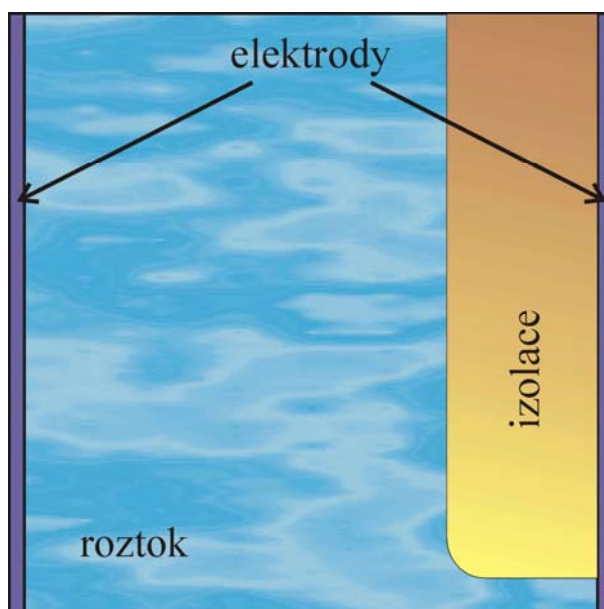
Voda je polární kapalina s vysokou elektrickou permitivitou ($\epsilon_r = 80$) a specifickou elektrickou vodivostí σ . Je-li voda vystavena elektrickému poli po velmi krátkou dobu τ , tj. když $\tau \ll \epsilon/\sigma$, chová se vodný roztok v průběhu časového

intervalu τ jako dielektrikum, zatímco při mnohem delších časech, tj. $\tau \gg \varepsilon/\sigma$, se chová jako iontový polovodič [72]. To vyplývá z faktu, že rychlost nabitě částice je $\vec{v} = \mu\vec{E}$, kde μ je pohyblivost a \vec{E} intenzita elektrického pole. Na rozdíl od plynů, kde hlavními nositeli nábojů jsou elektrony, je proud výboje ve vodě přenášen ionty. Z nich nejvyšší pohyblivost mají protony $\mu_+ = 315 \text{ cm}^2/\text{Vs}$. Pohyblivost protonů ve vodě je větší než pohyblivost elektronů [41], neboť elektrony ve vodě jsou hydrovány a vnitřní polarizační pole elektronu vytváří potenciálovou jámu, ze které elektron unikne až po získání energie $\sim 6,5 \text{ eV}$ [73] z okolí. Experimenty [74] ukazují, že elektronová pohyblivost μ_- je nízká dokonce při $E \approx 25 \text{ MV/cm}$.

Koróně podobné výboje byly studovány při těchto základních konfiguracích elektrod: 1. *jehla – rovina*, obr. 2.1. Zde z izolantu vyčnívá do roztoku špička jehly (simulovaná polokoulí, neboť každý hrot se po určité době používání změní na tento tvar). Bylo zjištěno, že pro zapálení výboje ve vodě je potřeba dosáhnout elektrického pole řádu 1 MV/cm . Pro jehlovou elektrodu zcela odizolovanou od kapaliny s výjimkou její špičky, může být elektrické pole před počátkem výboje odhadnuto jako $E \sim U/r_k$, kde U je přiložené napětí a r_k je poloměr



Obrázek č. 2.1: Konfigurace jehla-rovina



Obrázek č. 2.2: Elektrodová konfigurace dutina - rovina

křivosti špičky jehly [75]. Jehly ($r_k \sim 0,05 \text{ mm}$) ve výboji rychle erodují a např. při průměrném výkonu 100 W je jejich životnost 10 – 20 minut.

Aby se odstranilo toto omezení, byl navržen jiný způsob vytvoření výboje koronového typu - kovová elektroda pokrytá porézní keramickou vrstvou. Smyslem keramické vrstvy je zvětšit elektrické pole na povrchu elektrody vytvářením předvýbojového proudu v malých pórech. Tato kompozitní elektroda může být vyrobena v různých rozměrech a geometrických tvarech. Jedná se o konfiguraci:

2. *dutina - rovina*, kde mezi roztokem a elektrodou se nachází izolační vrstva, ve které je kruhový otvor, jehož poloměr je podstatně menší než šířka izolace. Tato konfigurace je znázorněna na obr. 2.2.

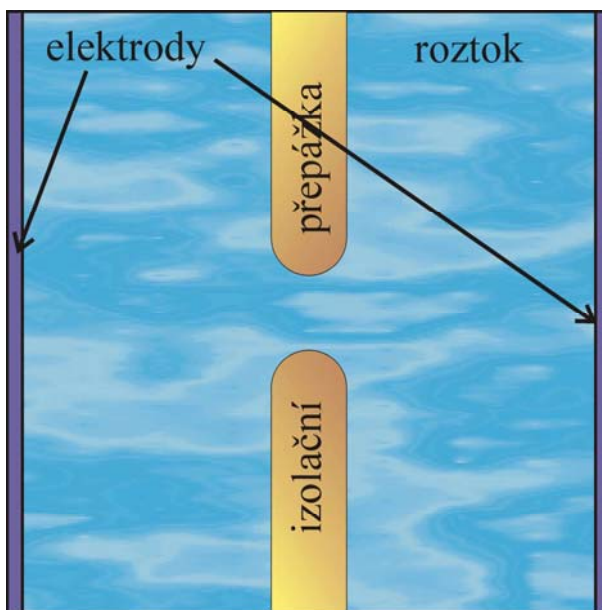
Další studovanou konfigurací elektrod, na které lze zapálit výboj koronového typu ve vodě je:

3. *otvor v diafragma*, obr. 2.3 (tzv. diafragmový výboj), kde je do roztoku mezi elektrody vnořena izolační membrána, ve které se nachází otvor. Tuto konfiguraci je možno srovnávat s jinými pracemi zabývajícími se diafragmovými výboji [38, 39].

V konfiguracích 1 a 2 se předpokládá, že plocha pasivní elektrody (tj. té, na které není pozorován výboj) je mnohem větší než plocha aktivní elektrody a nachází se v dostatečné vzdálenosti, aby podstatně neovlivnila elektrické pole poblíž aktivní elektrody. V konfiguraci 3 se předpokládá několikanásobná velikost ploch obou elektrod oproti průřezu otvoru v diafragmě. Simulacím elektrických polí v těchto konfiguracích je věnována kapitola 3.

Po přiložení elektrického napětí na elektrody vzniká elektrické pole, které má v okolí geometrických zlomů (rozhraní izolant, voda, vodič) vysokou intenzitu (pro 10 kV řádově 100 MV/m). V těchto místech je dle

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} \quad (2.1)$$



Obrázek č. 2.3: Konfigurace otvor v diafragmě

vysoká proudová hustota a také vysoká hustota Jouleova ohřevu

$$n = \vec{j} \cdot \vec{E} \quad (2.2)$$

Pokud je ohřev dostatečně rychlý, tj. přísun energie je vyšší než disipace energie do okolní kapaliny a kovu, dojde k zahřátí kapaliny nad bod varu a její vypaření. Jestliže však dojde k předání energie dostačující ke skupenské změně ve velmi krátkém časovém úseku (cca $1 \mu s$), dochází k lokálnímu přehřátí kapaliny (tj. nejedná se o kvazistatický proces a kapalina se ohřeje vysoko nad bod varu dříve než dojde ke skupenské změně). Místa, kde vznikla přehřátá kapalina, se chovají vzhledem k okolnímu prostředí jako dielektrikum a zmenšují tak plochu vodivého povrchu elektrody. Tím se zvýší intenzita elektrického pole a celý proces ohřevu kapaliny se lavinovitě zrychlí. Toto probíhá až do úplného překrytí povrchu elektrody (resp. otvoru diafragmy) přehřátou kapalinou. Pokud je zdroj napětí dostatečně tvrdý, popř. probíhá proces dostatečně rychle, dostává se výboj do stavu, kdy se systém chová jako by bylo napětí přivedeno mezi elektrodu a rozhraní přehřátá kapalina – voda. Toto rozhraní se též nazývá kapalná elektroda. V této fázi výboje se začne „plynné“ prostředí (směs páry a přehřáté kapaliny) ionizovat a na anodě dojde k tvorbě streamerů, které pak dále procházejí skrze rozhraní do kapaliny. Tyto streamery následně zahřívají a přehřívají kapalinu a rozšiřují tak vrstvu přehřáté kapaliny směrem od elektrody. Tím se zvětšuje objem a velikost výboje. [3] Tento proces je však omezen působením prostorového náboje tvořeného ionty chloru a sodíku. V 1ml roztoku NaCl při vodivosti $10 \text{ mS} / \text{cm}$ se nachází $> 10^{18}$ iontů Na^+ a iontů Cl^- [76, 77]. Při takto velké hustotě prostorového náboje stačí i malá pohyblivost nosičů náboje ke kompenzaci prostorového náboje čela streameru, a tudíž i k jeho zpomalení, zastavení a ve výsledku zániku. V závislosti na vodivosti roztoku, lze pozorovat různou délku výboje koronového typu. Čím dále od elektrody se streamer pohybuje, tím větší množství kapaliny se zapojuje do stínění jeho náboje. Existuje tedy v závislosti na přiloženém napětí maximální vzdálenost, po jejímž dosažení se již streamer nepohybuje. Výboj se již nemůže dále vyvíjet. Ze skutečnosti, že přehřátá kapalina má konečný odpor plyne, že lze zapálit v jednom elektrickém obvodu více výbojů koronového typu aniž by bylo potřeba zapojovat vyrovnávací odpory, tj. vzniká možnost použití více elektrod.

Z experimentů, které jsou prezentovány v této práci však plyne, že Jouleův ohřev není jediným procesem, který se na zapálení výboje podílí. Na obr. 5.2c jsou

vidět výbojové kanály s délkou větší než několik mm. Přitom na vypaření polokoule vody o poloměru 1 mm je zapotřebí 5,42 J, což při maximální možné energii dodávané kondenzátory 450 J omezuje počet výbojů na 83. Ve skutečnosti je jich však pozorováno přes 1000. Tzn., že při nižších měrných vodivostech převažují jiné procesy než tepelné zapálení koroně podobného výboje.

Jedním z nich může být změna dipólového momentu a natažení molekul vody způsobené vysokým elektrickým polem v okolí elektrody. Tím se sníží disociační energie molekul vody. Kuskova [41] tvrdí, že při elektrických polích $\sim 1 \text{ MV/cm}$ je disociační energie molekul H_2O $U = 0,38 \text{ eV}$ a k ionizaci prostředí a zapálení výboje postačí menší množství energie než u tepelného zapálení.

2.2 Generace tlakové vlny

Výboje ve vodě byly dosud studovány především ve spojitosti s drcením ledvinových kamenů pomocí jiskrových výbojů. U tohoto typu výboje bylo pozorováno, že amplituda tlakové vlny je úměrná hustotě výkonu elektrické energie dodávané do výboje ve vodě. To lze vyvodit z úvahy, že energii je nutno do výboje dodat v omezeném časovém intervalu. V procesu buzení vlny působí dva jevy. Na jedné straně ohřev vody/plynu Joulovým teplem, na straně druhé dochází k expanzi, při které se medium snaží nalézt termodynamickou rovnováhu. Rozpínání plynu je omezeno rychlostí zvuku ve vodě.

Podobné chování lze očekávat i při výboji koronového typu. Rozdíl tkví v délce předávání energie vlně. Náběžná hrana tlakové vlny u jiskrových výbojů je $\sim 65 \text{ ns}$ a délka pulsu cca $0,6 - 1 \mu\text{s}$ (kladná část) [78], u koroně podobných výbojů jsou náběžná hrana vlny i délka pulsu $\sim \mu\text{s}$. Rychlost procesu, kdy je do výboje dodávána elektrická energie, je závislá na časové konstantě obvodu τ . Ta je určena kapacitou obvodu, v našem případě především kapacitou zdrojových kondenzátorů, indukčností, simulovanou vloženou cívkou, a rezistencí resp. měrnou vodivostí roztoku, v kterém je výboj generován.

Další odlišností od jiskrového výboje je možnost vytváření mnohakanálových výbojů. Tj. jsme schopni vygenerovat takový počet zdrojů tlakových vln, jako je počet výbojových kanálů. Zatímco u jiskrového výboje je energie do tlakové vlny uvolňována v bodě popř. úsečce, v mnohakanálových výbojích koronového typu lze předávání

energie do tlakové vlny považovat za plošné. Díky časovému a tomuto geometrickému rozdílu vznikají v jiskrových výbojích tlakové vlny s vysokou amplitudou ($\sim 100 \text{ MPa}$) a strmým náběhem vlny (vznikají přímo rázové vlny), vlny generované ve výbojích koronového typu mají amplitudu tlaku $\sim 1 \text{ MPa}$ a vlna není rázová. Jeli např. celkový povrch elektrody 280 cm^2 , pak je plošná hustota energie uvolněná ve výboji cca $1,8 \text{ J/cm}^2$. To lze pak srovnávat s jednokanálovým výbojem, pro který můžeme stanovit plochu $3,14 \text{ mm}^2$, kde je plošná energie 60 J/cm^2 při uvolnění 2 J do výboje.

Pokud je generován mnohokanálový výboj v prostředí s optimální vodivostí kapaliny, vznikají výbojové kanály s téměř dokonalým polokulovým povrchem. Tyto jsou posléze zdrojem akustických vln s polokulovou vlnovou obálkou. Je-li jejich hustota dostatečně vysoká, vznikne jejich superpozicí tlaková vlna s vlnoplochou kopírující tvar elektrody. Takto lze generovat tlakové vlny s rovinnou, cylindrickou, sférickou sbíhavou či rozbíhavou vlnoplochou.

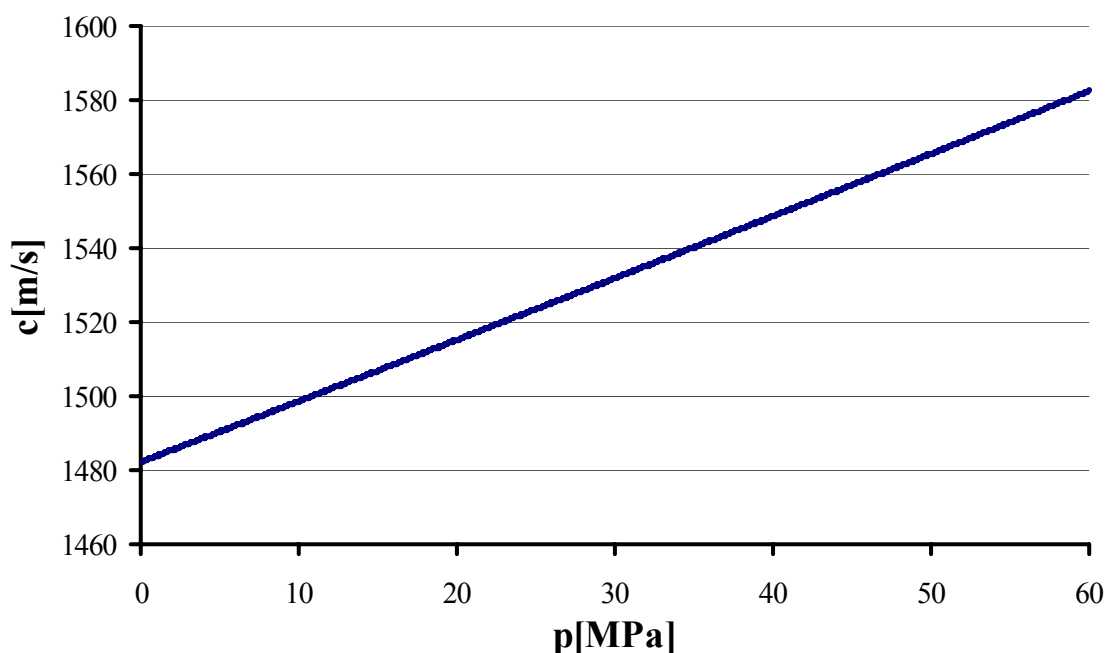
Lze předpokládat, že jednotlivé jehlice navzájem ovlivňují elektrická pole sousedních jehlic. Bylo tedy třeba zjistit, v jaké vzdálenosti mezi jehlicemi ještě nedochází k takovému vzájemnému narušení elektrostatických polí, aby na jedné z jehel nedošlo k zapálení výbojového kanálu. Podobný jev je pozorován u porézni vrstvy, kdy počet a hustota výbojových kanálů jsou závislé na vodivosti roztoku v němž je výboj zapálen (viz kap. 5.2).

Závěrem shrňme, že nabíjecím napětím na kondenzátorech lze ovlivňovat energii uvolněnou do výboje, tj. amplitudu tlaku. Totéž lze říci i o kapacitě kondenzátoru, která navíc ovlivňuje časový průběh výboje. Pomocí ní a vodivosti roztoku pak lze ovlivňovat tvar elektrického impulsu a v důsledku i tlakové vlny.

2.3 Interakce akustické vlny s prostředím

V předešlé části bylo řečeno, že jsme schopni vytvořit tlakovou vlnu s vlnoplochou, která kopíruje tvar anody. Vytvoříme-li tímto způsobem rovinnou vlnu, začne se tato pohybovat v kapalině daným směrem. Nejedná se však o šíření vlny v lineárním prostředí, jako je tomu např. u vln elektromagnetických. Vlna generovaná mnohokanálovými výboji má na povrchu anody relativně malou amplitudu a hladký tvar. Vysokých amplitud a ostrého tvaru rázové vlny dosahují vlny až po fokusaci v těsné blízkosti ohniska a to vlivem jak prostorové, tak časové komprese.

Časová komprese vlny je způsobená nelineární odezvou prostředí, ve kterém se vlna šíří. Nelinearita spočívá ve faktu, že rychlost zvuku v kapalině je díky stlačitelnosti reálné kapaliny závislá na okamžitém tlaku v místě pohybu vlny. Belogoľskij, Sekoyan et al. [79] sestavili dle svých měření následující rovnici, která



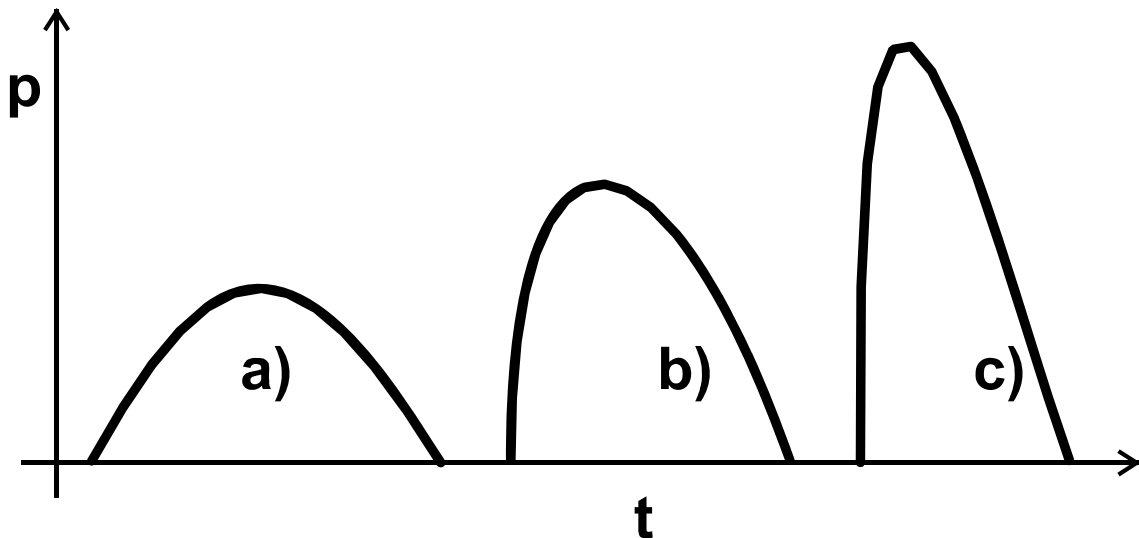
Obrázek č. 2.10: Graf závislosti rychlosti zvuku v čisté vodě na tlaku kapaliny při teplotě 20°C

popisuje rychlost zvuku v čisté vodě v mezích 0 – 40°C , 0,1 – 60 MPa :

$$c(T, p) = c(T, 0) + M_1(T)(p - 0,101325) + M_2(T)(p - 0,101325)^2 + M_3(T)(p - 0,101325)^3 \quad (2.4)$$

kde T [°C] je teplota, p [MPa] tlak kapaliny. Koeficienty mají při teplotě 20°C následující hodnoty: $c(20; 0) = 1482,36 \text{ ms}^{-1}$, $M_1(20) = 1,63844 \text{ ms}^{-1} \text{ Pa}^{-1}$, $M_2(20) = 6,33178 \cdot 10^{-4} \text{ ms}^{-1} \text{ Pa}^{-2}$, $M_3(20) = 1,50510 \cdot 10^{-6} \text{ ms}^{-1} \text{ Pa}^{-3}$. Grafická závislost rychlosti zvuku ve vodě na tlaku vody při teplotě 20° C je na obr. 2.10.

Je-li např. výbojem generována vlna mající sinusový tvar (viz obr. 2.11a) a tlak v neporušené kapalině je např. 1 atm, šíří se čelo rychlostí zvuku $c = 1482,66 \text{ ms}^{-1}$. Za čelem vlny je však tlak již vyšší a tudíž je i vyšší rychlost zvuku. Proto se část vlny, která má vyšší tlak než okolní prostředí, pohybuje rychleji než čelo. Tvar vlny se ze sinového tvaru mění na pilovitý, šířka vlny se zmenšuje a amplituda roste (obr. 2.11b).



Obrázek č. 2.11: Představa vývoje tlakové vlny v akusticky nelineárním prostředí. a) na počátku vygenerovaná vlna, b) vlna prochází vývojem, části vlny v oblasti zvýšeného tlaku se pohybují rychleji než čelo vlny, které se pohybuje rychlostí zvuku za normálního tlaku, c) vlna se stává rázovou vlnou

V okamžiku, kdy maximum amplitudy dožene čelo vlny, stává se z vlny vlna rázová (obr. 2.11c).

Při vzniku výboje se tvoří tlaková vlna. Podobně při zániku výboje, dochází ochlazením prostředí k naředění kapaliny v oblasti výbojového kanálu. Tzn., že po tlakové vlně následuje vzápětí vlna zředění, podtlaková neboli negativní část akustické vlny. Na ní působí stejné nelineární procesy, pouze jejich projev je opačný. Šířka vlny se zvětšuje a zmenšuje se amplituda, celková energie (pokud zanedbáváme disipativní ztráty) zůstává stejně jako u přetlakové části zachována.

Dle [44-46] lze vypočítat vzdálenost, po které dojde k přeměnu vlny ve vlnu rázovou.

$$S = \frac{3}{\pi} \frac{\rho_0 c_0^3 t_{1/2}}{p_m} \left(2 + \frac{B}{A}\right)^{-1} \quad (2.5)$$

Zde ρ_0 a c_0 jsou hustota vody a rychlost zvuku v mediu při normálním tlaku, $t_{1/2}$ je šířka v polovině maxima akustického pulsu, která je při předpokladu sinového tvaru jedna třetina periody. A a B jsou parametry nelinearity media: B/A má hodnotu 5,1 pro vodu při 25°C [45]. Např. při tlakové vlně s amplitudou 1 MPa, pološířkou 2 μ s, ve vodě s hustotou a rychlostí zvuku odpovídající teplotě 25°C je vzdálenost přechodu do rázu 0,9 m. Je vidět, že vliv nelinearity je relativně malý díky malé

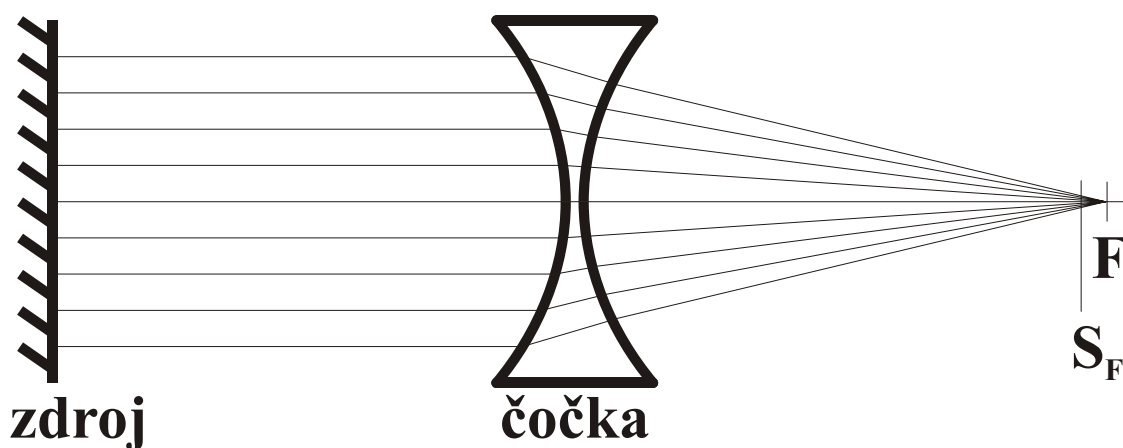
stlačitelnosti vody. Vlny s malou amplitudou se rozptýlí dřív vlivem vzdálenosti než se projeví nelineárnost prostředí.

Prostorová komprese vlny je dosažena fokusováním akustických vln. Fokusování lze dosáhnout dvěma způsoby. Jeden způsob spočívá v tvorbě sférické, již konvergentní vlny. Tento způsob začal být využíván až po objevení možnosti napařování porézní keramiky na kovovou elektrodu. Proto byl předtím zkoumán především způsob fokusování pomocí akustických čoček (obr. 2.12) a zrcadel. V našem případě se jedná o reflektory z nerezové oceli. Tento materiál byl vybrán s ohledem na to, že akustická impedance reflexního materiálu musí být řádově vyšší než akustická impedance roztoku, aby docházelo k minimální absorpci vln do materiálu reflektoru. Akustická impedance je dána jako součin hustoty media ρ a rychlosti zvuku c v daném mediu. Např. poměr impedance podélné vlny v kovu k impedanci vlny ve vodě je cca 32. Proto je tento materiál vhodný pro odrážení zvukových vln ve vodě.

Fokusovaná vlna postupuje směrem ke geometrickému ohnisku. Protože se zmenšuje její vlnoplocha, zvětšuje se amplituda tlaku a to jak kladné části, tak negativní. Dle rovnice

$$S_F = F(1 - e^{-S/F}) \quad (2.6)$$

z [44], [46] platí, že fokusování vlny výrazně zkracuje vzdálenost, během které vlna



Obrázek č. 2.12: Schéma fokusování akustické vlny. Rovinná vlna generovaná zdrojem je fokusována spojnou akustickou čočkou s ohniskem v bodě F . Vlna přechází do rázu ve vzdálenosti S_F od čočky. Spojná akustická čočka má konkávní tvar (na rozdíl od optické), protože rychlost zvuku v materiálu, ze kterého je čočka vyrobená, je vyšší než rychlost zvuku ve vodě.

přejde do rázu. Zde S_F je vzdálenost, při které fokusovaná vlna přechází do rázu, F je ohnisková vzdálenost akustického prvku a S vzdálenost ze vztahu (2.5).

Jak již bylo řečeno, díky prostorové kompresi se zvětší také amplituda negativní části vlny. V těsné blízkosti před geometrickým ohniskem může podtlak dosáhnout takových hodnot, že dojde k mechanickému narušení soudržnosti vody. Vznikají tzv. kavitace. Kavitace jsou mikrotrhliny v kapalině vyplněné směsí kapaliny, vakua a plynů, kterými je kapalina nasycena. Tyto „mikrotrhliny“ jsou nestabilní útvary, které rychle zanikají ($\sim \mu s$). Jejich kolaps je velice rychlý proces ($\sim 70 ns$, viz kap. 5), jenž sám se stává zdrojem akustické rázové vlny. Tyto jevy způsobují disipaci energie vlny do prostředí a především narušují homogenitu samotného prostředí. Proto se kavitací využívá pro uvolňování energie vlny v homogenním prostředí, aniž by bylo potřeba akustického zlomu. Uvolňování energie na akustickém zlomu, tj. rozhraní dvou prostředí s různými akustickými impedancemi (určenými především rychlostí zvuku a hustotou) je využíváno např. u drcení ledvinových a žlučových kamenů. Odrážená část energie rázové vlny na přední ploše namáhá cílový konkrement (např. ledvinový kámen) tlakem a část energie, která projde, se na jeho zadní ploše odrazí za vzniku tahových sil. Při překročení mezí pevnosti kamene dochází k jeho postupné fragmentaci [8].

V ideálně homogenním prostředí se energie pozitivní, rázové části vlny neuvolňuje takovým způsobem jako u části negativní, ale dochází k pozvolné nelokalizované disipaci energie. Proto rázovou vlnu samotnou nelze k uvolňování energie v homogenním prostředí využít. Její využití ale spočívá v následujících možnostech:

Prostředí není zcela ideálně homogenní, např. buněčná tkáň (živočišná či rostlinná) sestává sice z více než 90% z vody, je však lokálně nehomogenní (buněčná stěna, vakuoly apod.). Rázová vlna, jejíž vlnová délka je navíc srovnatelná s rozměry buněk, při průchodu takovýmto prostředím mechanicky ničí (nejprve tlakem, posléze napětím) membrány buněk, způsobuje tak jejich destrukci a nekrózu. Tento jev je, v případě, že půjde dobře lokalizovat jeho účinky, možno využít v lékařské praxi pro neinvazivní destrukci např. rakovinných buněk.

Ve zcela homogenním prostředí se nabízí takové řešení uvolňování energie rázové vlny, kdy jsou vyslány dvě interagující rázové vlny. První, slabší slouží

k vytvoření akustických nehomogenit ve formě kavitací, druhá, s plným energetickým výkonem, pak interaguje s nehomogenitami dosud nerelaxovaného media. Ty tvoří akustické rozhraní, na kterém lze uvolnit energii rázové vlny.

3. SIMULACE ELEKTROSTATICKÝCH POLÍ

Znalost elektrostatických polí nám umožňuje vytvořit si alespoň základní představu o tvaru skutečného elektrického pole v okolí elektrod, tj. v místech, kde dochází k zapálení výbojů. Tato kapitola popisuje simulace elektrostatických polí a jejich výsledky budou použity k návrhu vhodných tvarů anod generátoru rázových vln. Hned na začátku je třeba zdůraznit, že simulovaná elektrická pole jsou ve stacionárním stavu a tudíž v nich nejsou započteny počáteční změny, které mohou mít vliv na zapálení a vývoj výboje. V reálném experimentu dochází k napěťovému skoku z 0 V až na 30 kV. Poté napětí opět klesá a kmitá s periodou cca 6 μ s.

Souvislost mezi potenciálem a intenzitou elektrostatického pole můžeme popsat rovnicí

$$\vec{E} = -\text{grad}(\varphi), \quad (3.1)$$

kde \vec{E} , resp. φ je vektor intenzity, resp. elektrický potenciál elektrostatického pole. Pro spojitě rozložený náboj s hustotou ρ dostaneme pro rovinný případ Poissonovu rovnici, která je popsána vztahem

$$\frac{\partial}{\partial x}(\epsilon_x \frac{\partial \varphi}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y}(\epsilon_y \frac{\partial \varphi}{\partial y}) = -\rho \quad (3.2)$$

a pro případ osově symetrický je rovnice dána výrazem

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r}(\epsilon_r r \frac{\partial \varphi}{\partial r}) + \frac{\partial}{\partial z}(\epsilon_z \frac{\partial \varphi}{\partial z}) = -\rho, \quad (3.3)$$

kde jednotlivé komponenty tenzoru elektrické permitivity ϵ_x , ϵ_y nebo ϵ_r , ϵ_z a hustota náboje ρ jsou konstanty v každém definovaném bloku této simulace.

Všechny výpočty rozložení elektrostatického pole ukázané v této práci byly provedeny pomocí softwaru „QuickFieldTM“ [80]. Pro vyřešení problému bylo potřeba postupovat podle následujících kroků:

grafický návrh modelu

definování jednotlivých částí modelu (potenciál, permitivita, hustota náboje)

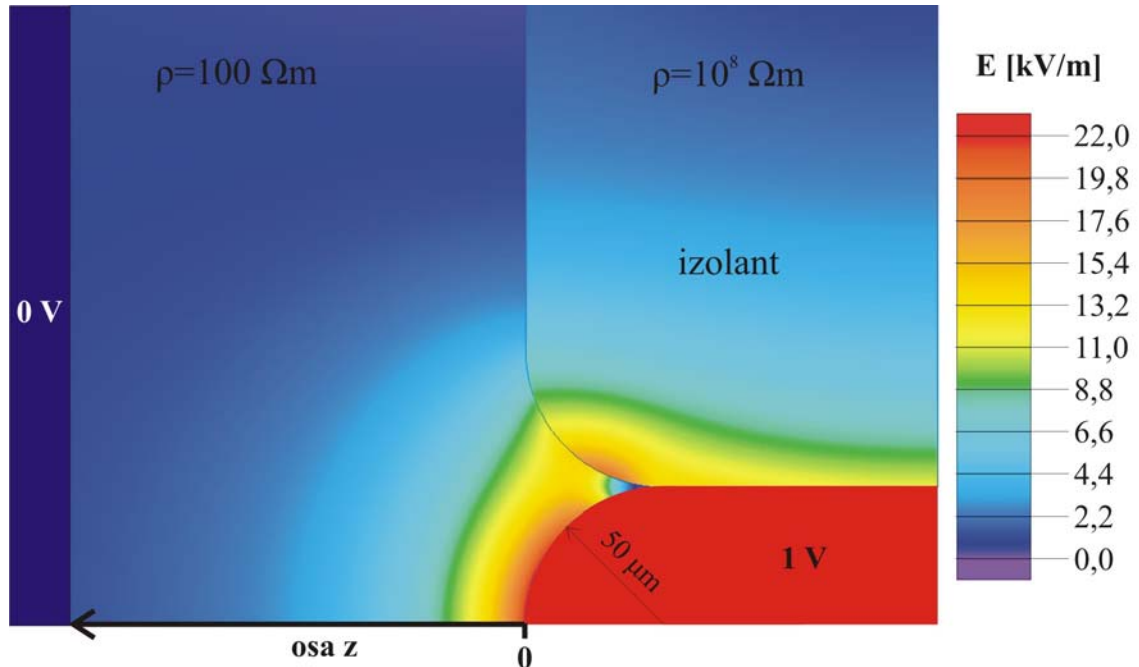
vytvoření sítě v definovaných oblastech

řešení metodou konečných prvků

interpretace výsledků

Programem „QuickField“ jsem simuloval tvar elektrostatického pole v následujících podmínkách. Do kapaliny (měrná vodivost $\sigma = 100 \mu$ S/cm, odpovídá

měrnému odporu $\rho = 100 \Omega m$) byla vložena jehlová elektroda s hrotem tvaru polokoule o poloměru $r = 0,05 \text{ mm}$, která vyčnívala z izolujícího materiálu s měrným odporem $\rho = 10^8 \Omega m$. Na tuto elektrodu byl přiveden elektrický potenciál 1 V . Druhá, rovinná

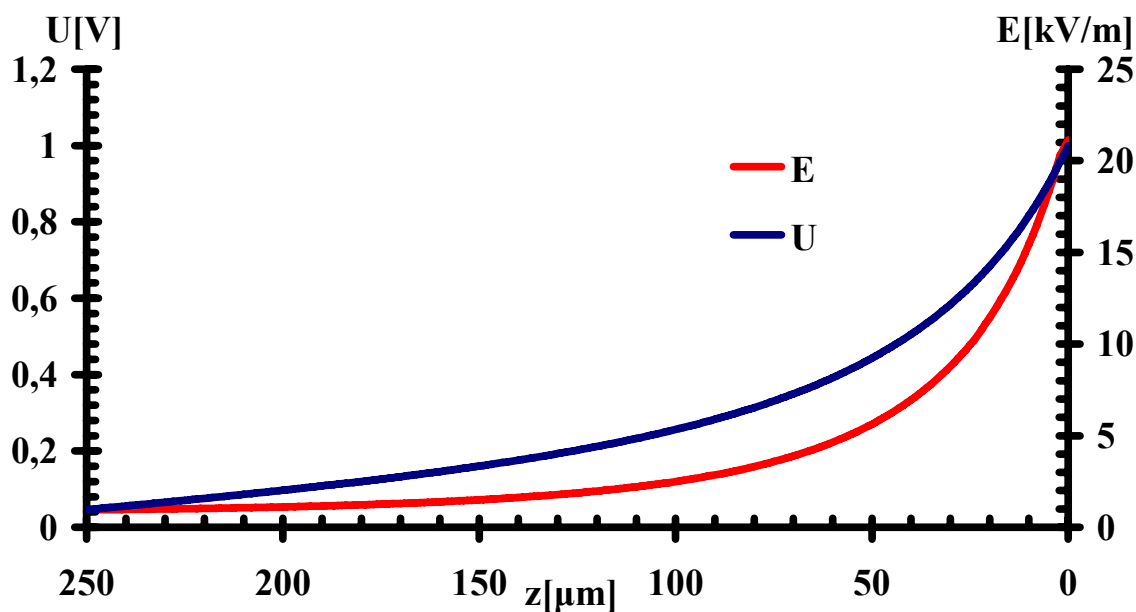


Obrázek č. 3.1: Rozložení elektrostatického pole při napětí na elektrodě 1 V . Elektroda vyčnívá z izolantu s měrným odporem $10^8 \Omega m$ do kapaliny s měrným odporem $100 \Omega m$. Poloměr elektrody je $50 \mu m$. Vypočteno v rotační symetrii kolem osy elektrody z .

elektroda byla umístěna v dostatečné vzdálenosti tak, aby minimálně ovlivňovala elektrické pole v okolí první elektrody. Hodnota elektrického potenciálu na jejím povrchu byla nastavena na 0 V . Simulace probíhala ve válcové konfiguraci s osou symetrie z totožnou s osou první elektrody.

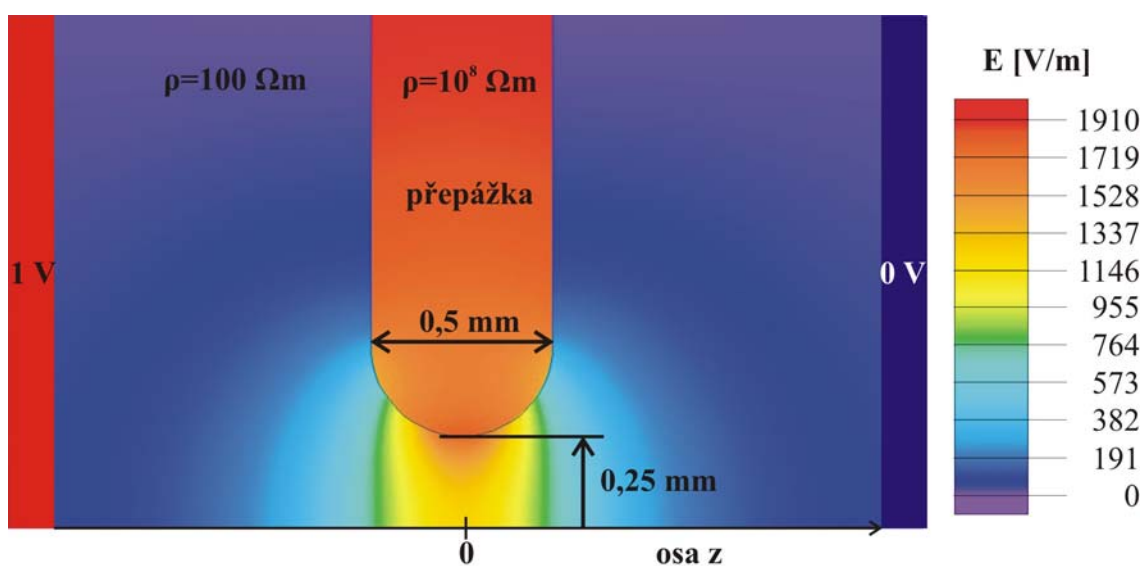
Výsledek simulace je znázorněn na obr. 3.1, který ukazuje rozložení elektrostatického pole. Na něm je vidět, že velikost intenzity elektrického pole dosahuje nejvyšších hodnot na hrotu jehlové elektrody, kdy nabývá hodnot až $20 \text{ kV} / m$.

Na obr. 3.2, je znázorněno rozložení napětí a velikosti elektrické intenzity podél osy symetrie z . Graf potvrzuje domněnku, že intenzita elektrického pole je v této konfiguraci úměrná přiloženému napětí dle vztahu $E(r) = U_0 / r$. Kde E je velikost elektrické intenzity ve vzdálenosti r od hrotu elektrody, U_0 je napětí mezi elektrodami [40,43,75].



Obrázek č. 3.2: Graf napětí a elektrické intenzity podél osy rotace jehlové elektrody. Počátek souřadnice z je na hrotu jehlové elektrody.

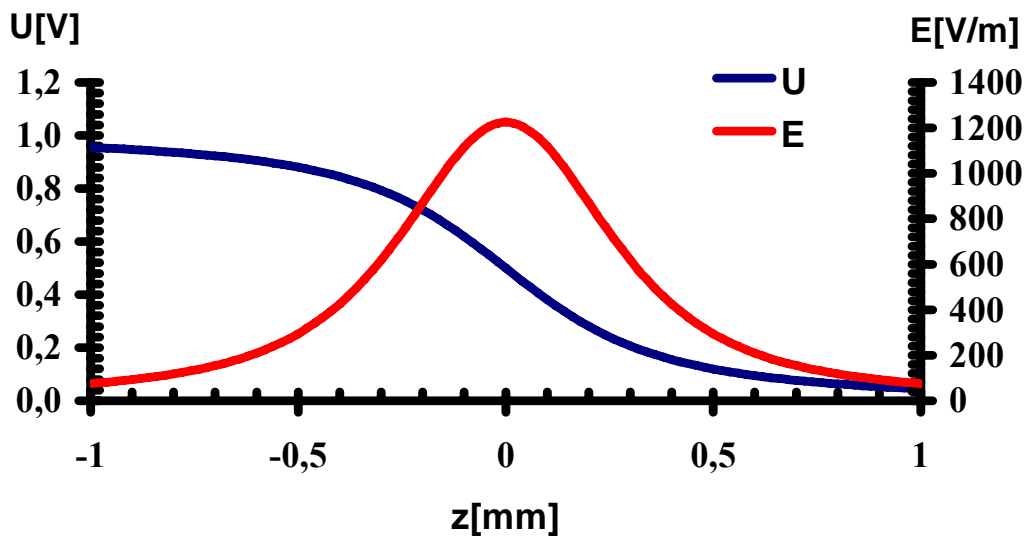
Dále byl proveden výpočet intenzity elektrického pole pro konfiguraci otvoru v diafragmě. V tomto případě byla simulována diafragma tloušťky $0,5\text{ mm}$ s otvorem o poloměru $0,25\text{ mm}$. Ta byla ponořena do kapaliny s měrným odporem $\rho = 100\ \Omega\text{m}$ a oddělovala od sebe rovinné kovové plochy s plochou mnohonásobně větší než průřez otvoru v diafragmě. Vzdálenost elektrod byla nastavena tak, aby významně neovlivňovaly elektrické pole v okolí otvoru. Měrný odpor diafragmy byl nastavena na



Obrázek č. 3.3: Rozložení elektrického pole v konfiguraci - otvor v diafragmě. Kapalina s měrným odporem $100\ \Omega\text{m}$ je rozdělena nevodivou přepážkou s měrným odporem $10^8\ \Omega\text{m}$, ve které je otvor poloměru $0,25\text{ mm}$.

$\rho = 10^8 \Omega m$ (izolant). Rozdíl elektrického potenciálu mezi elektrodami činil $1 V$.

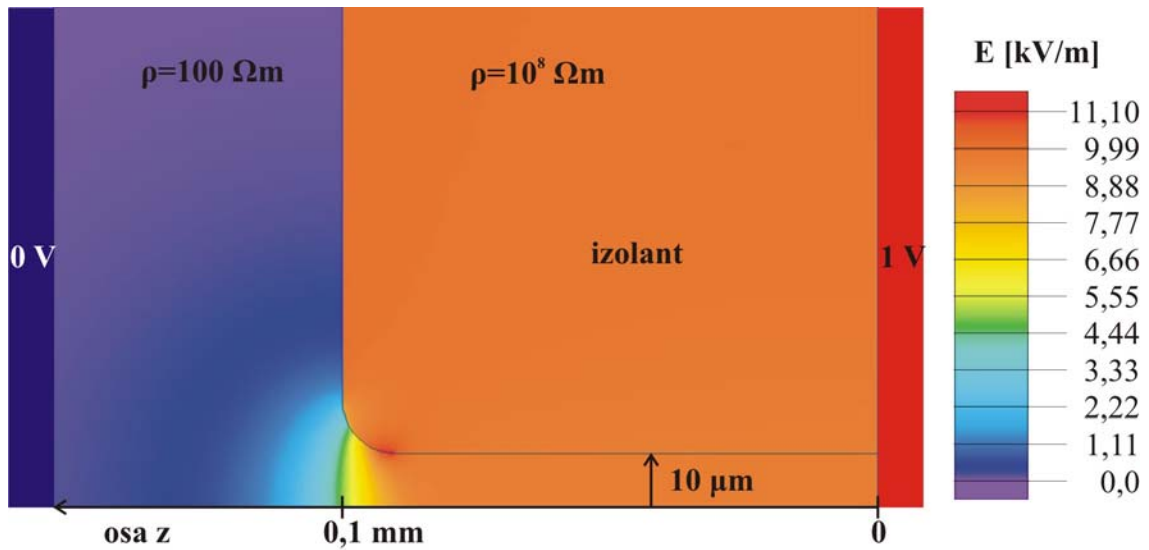
Výsledek výpočtu je graficky znázorněn na obr. 3.3 a 3.4. Na něm je vidět, že nejvyšších hodnot dosahuje intenzita elektrického pole na okraji otvoru v nejužší části přepážky, kde je největší geometrické zakřivení. Při srovnávání s ostatními konfiguracemi je nutno brát v úvahu, že v oblasti otvoru je elektrický potenciál a potažmo i elektrické pole poloviční vzhledem k hodnotám na povrchu nabitých elektrod.



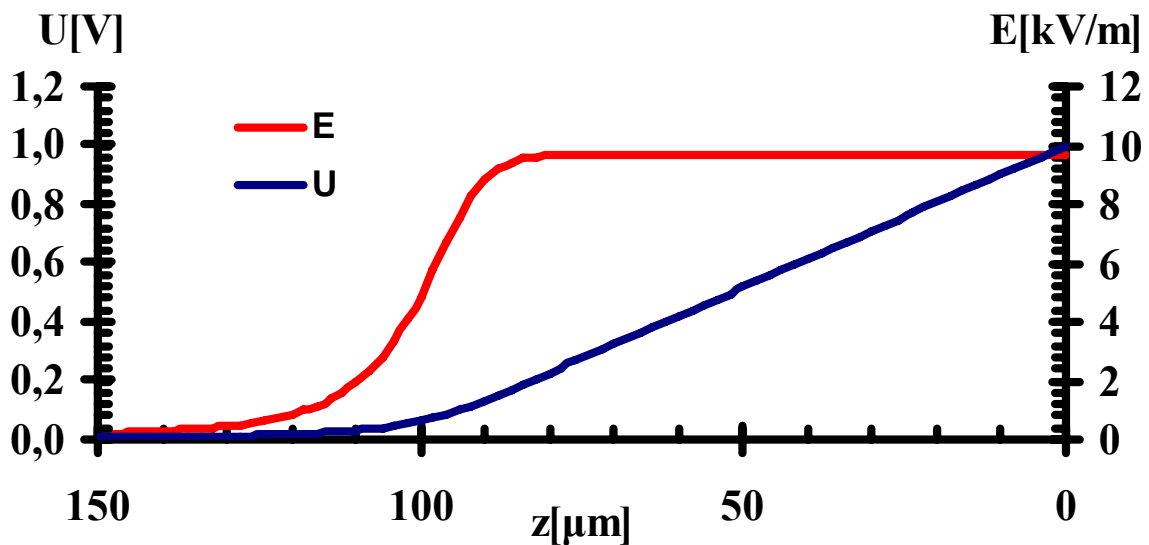
Obrázek č. 3.4: Graf průběhu elektrického potenciálu a velikosti intenzity podél osy rotace otvoru v diafragmě.

Poslední simulace byla provedena pro konfiguraci dutina – rovinná elektroda. V daném případě byla jedna elektroda překryta izolační vrstvou tlustou $0,1 mm$ s měrným odporem $\rho = 10^8 \Omega m$. V ní se nacházela válcová dutina o poloměru $0,01 mm$. Prostor mezi elektrodami byl zaplněn kapalinou s měrným odporem $\rho = 100 \Omega m$. Vzdálenost druhé elektrody byla nastavena tak, aby výrazně neovlivňovala elektrické pole v oblasti dutiny. Potenciálový rozdíl mezi elektrodami byl nastaven na $1 V$ (obr. 3.5).

Z grafu na obr. 3.6 je patrné, že intenzita elektrického pole uvnitř dutiny je konstantní a odpovídá vztahu $E = U / r$, kde E je velikost intenzity elektrického pole, U rozdíl potenciálů elektrod a r je poloměr dutiny. Nejvyšších hodnot dosahuje velikost intenzity elektrického pole na konci dutiny, kde končí izolační vrstva a nachází se zde největší geometrické zakřivení.



Obrázek č. 3.5: Rozložení elektrostatičkého pole v konfiguraci dutina – rovina. Jedna z elektrod je pokryta $100\mu m$ tlustou izolační vrstvou s měrným odporem $10^8 \Omega m$, v které se nachází dutina o poloměru $10\mu m$. Oblast mezi elektrodami je vyplněna kapalinou s měrným odporem $100 \Omega m$.



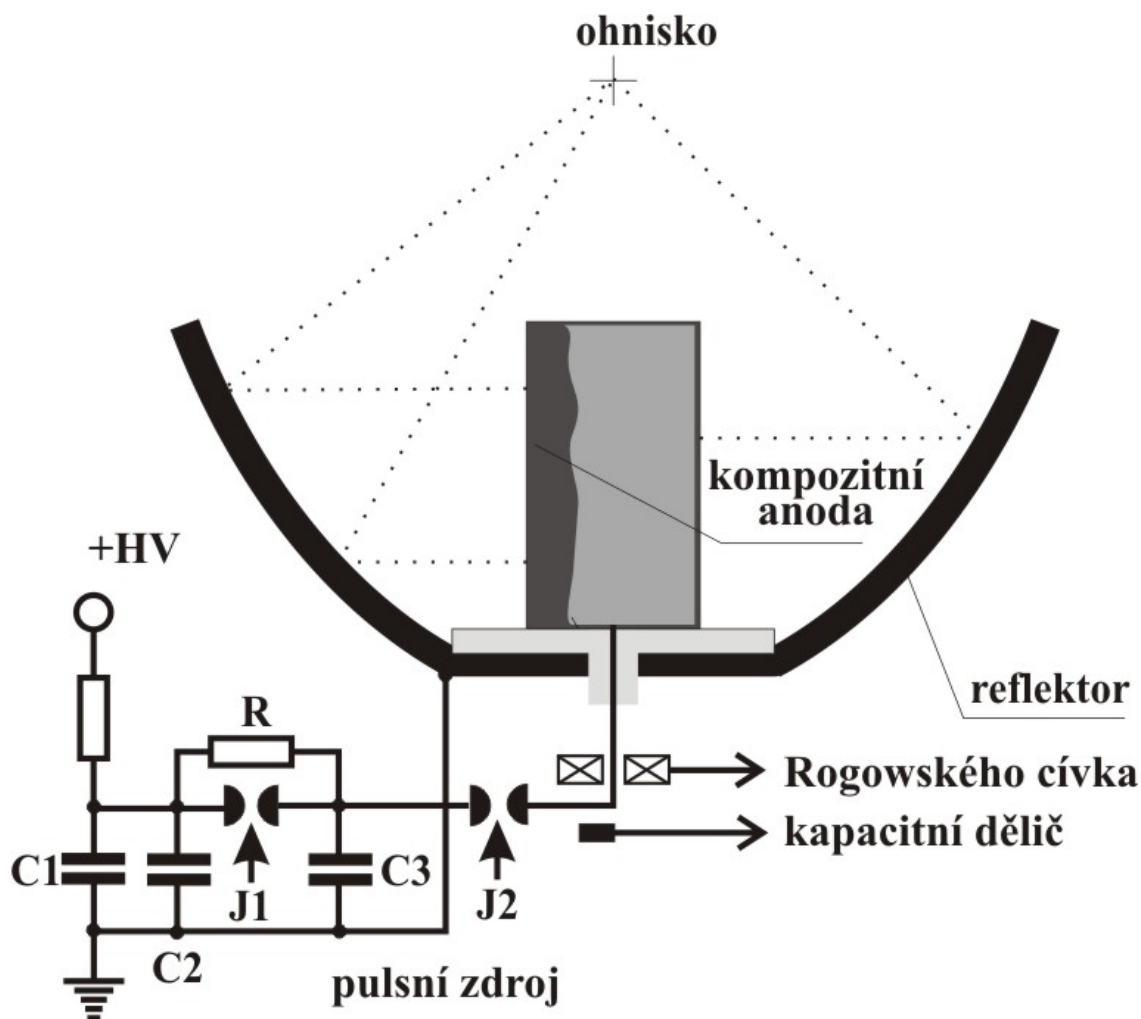
Obrázek č. 3.6: Graf elektrického potenciálu a intenzity podél osy rotace dutiny v konfiguraci dutina – rovina.

Ve zmíněných simulacích jsem se snažil nastavit rozměry a hodnoty tak, aby odpovídaly reálným podmínkám. Ve skutečném experimentu nabývá napětí hodnot 15 až 30 kV. Dosadíme-li do simulací tyto hodnoty uvidíme, že elektrická intenzita v těchto konfiguracích běžně dosahuje desítek MV/m postačujících k zapálení výboje.

Nejdůležitějším poznatkem těchto simulací je fakt, že elektrická intenzita dosahuje hodnot postačujících k zapálení koroně podobného výboje v oblasti (objemu), která nepřesahuje charakteristický rozměr dané konfigurace elektrod (tj. průměr jehlové elektrody, průměr otvoru v diafragmě a průměr otvoru dutiny). Z toho byl na základě faktu, že koroně podobný výboj je neprůrazný učiněn závěr, že pole vytvořené na jedné elektrodě (jehlové) či dutině a jím zapálený výboj neovlivní rozložení elektrického pole ve zbytku kapaliny natolik, aby oslabilo nebo potlačilo jiný výboj na elektrodě (dutině), která je vzdálena alespoň o její charakteristický rozměr.

4. EXPERIMENTÁLNÍ ZAŘÍZENÍ A MĚŘÍCÍ TECHNIKA

Základní schéma generátoru akustických vln je na obr. 4.1. Výbojový obvod je napájen zdrojem napětí spínaným systémem dvou jiskřišť umožňujících vyslání kaskády dvou vysokonapěťových pulsů. Zdroj je připojen ke kompozitní anodě, na



Obrázek č. 4.1: Schéma uspořádání generátoru akustických rázových vln. Sestává z kompozitní anody, nerezové katody, která slouží zároveň jako reflektor tlakových vln a zdroje vysokonapěťových pulsů. Proudové a napěťové charakteristiky výbojů jsou proměřovány Rogowského cívkou a kapacitním napěťovým děličem.

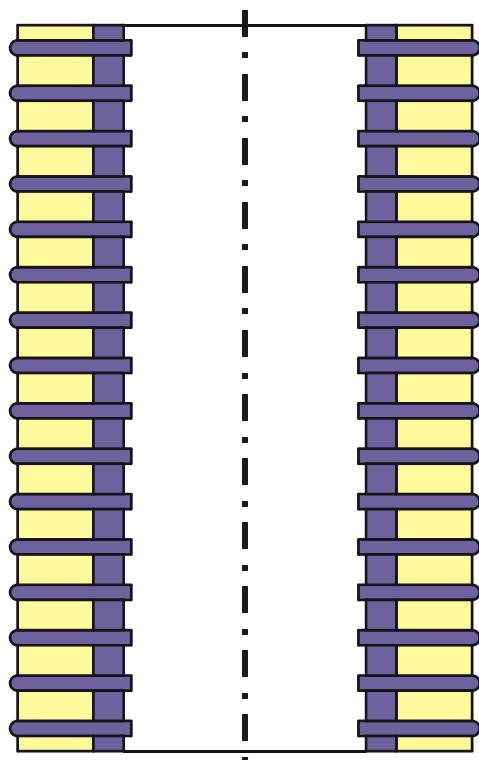
kteří jsou generovány koróně podobné výboje. Ta je spolu s nerezovou katodou, která zároveň slouží jako reflektor akustických vln, ponořena do vodného roztoku soli. Katoda je uzemněna a tímto je obvod uzavřen. K proměření charakteristik výboje slouží Rogowského cívka (proud ve výboji) a kapacitní dělič (napětí). Měřené signály

jsou pak vedeny dvakrát stíněnými koaxiálními kabely do Faradayovy klece, kde jsou zaznamenávány a zobrazovány na osciloskopu HP 54542A (s časovým rozlišením 500 MHz a digitální vzorkovací frekvencí 2 GSa/s). Obrazovka osciloskopu byla snímána CCD kamerou a zobrazena na televizi umístěné v experimentální místnosti, aby bylo možno kontrolovat a pružně měnit parametry obvodu. Tlaková pole generovaná výboji jsou měřena buď přímo polyvinylidín fluoridovými (PVDF) sondami, nebo Schlierovou metodou. Veškeré experimenty, ve kterých byly studovány účinky tlakových polí, byly prováděny v destilované vodě, která byla od roztoku soli oddělena akusticky propustnou avšak elektricky nevodivou membránou, která umožňovala průchod tlakového pulsu s minimálními ztrátami. Náboj z PVDF sond byl měřen na osciloskopu Iwatsu TS-8123 umístěném v laboratoři. Podrobnému popisu jednotlivých částí experimentu a experimentálních metod jsou věnovány následující podkapitoly.

4.1 Popis pulsního zdroje

Zdroj je tvořen třemi kondenzátory, každý s kapacitou $0,5 \mu F$, které bylo možno nabít až na napětí $30 kV$. V obvodu byly zapojeny: generátor vysokého napětí HV, kondenzátory C1 a C2, jiskřiště J1 přemostěné elektrolytickým rezistorem, který umožňoval nabít kondenzátoru za jiskřištěm, kondenzátor C3, jiskřiště J2 a koaxiální kabel vedoucí na anodu (obr. 4.1). V závislosti na typu experimentu lze libovolný kondenzátor odpojit a měnit tak kapacitu obvodu a celkovou energii ve výboji. Jiskřiště byla uzavřena v kovové krabici, aby bylo minimalizováno rušení měřících přístrojů a jiných experimentů. Jiskřiště sestávají ze dvou kovových polokoulí oddělených vzduchem popř. vhodným plynem, který je schopen izolovat napětí až $30 kV$. Dále se zde nachází pomocná elektroda, která slouží k sepnutí jiskřiště. Pomocný výboj ionizuje plyn v jiskřišti a umožní vytvoření výbojového kanálu mezi hlavními elektrodami, a tím sepnutí obvodu. Jiskřiště byla spouštěna externím zdrojem, který generoval $13 kV$ napěťové pulsy. V případě kaskádového vybití kondenzátorů bylo nejdříve spuštěno jiskřiště J2 a poté buď spuštěním pomocí externího zdroje pulsů anebo samoprůrazem jiskřiště J1. Aby bylo v případě potřeby zabráněno předčasnému průrazu jiskřišť, byl do jiskřišť vpouštěn vzduch o vyšším tlaku, popř. SF_6 . Jiskřiště tak bylo možno spouštět s předem nastaveným časovým odstupem (od cca 2 do $30 \mu s$). K nastavení příslušného zpoždění sloužil generátor pulsů. Odpor nad jiskřištěm J1 umožňuje nabít

kondenzátoru C3. Jedná se o elektrolytický rezistor s minimální indukčností, který odolá vysokým hodnotám elektrického proudu. Jeho odpor $R = 5 \text{ k}\Omega$ (časová konstanta RC obvodu $\tau \sim 5 \text{ ms}$), je však dostatečně veliký, že při spuštění jiskřiště J2 dochází k vyrovnávání nábojů mezi kondenzátory mnohem pomaleji, než jaké je běžně používané zpoždění mezi odpálením jiskřišť J2 a J1 ($\sim 10 \mu\text{s}$).

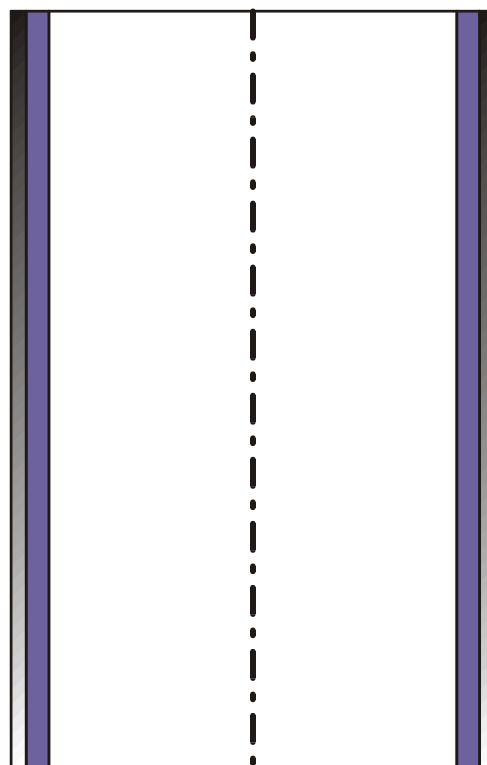


Obrázek č. 4.2: Schéma válcové anody s kovovými hroty. Na kovové trubce je nasazena trubka z alkamidu. Do ní jsou vyvrtány otvory, do kterých jsou umístěny kovové hroty, které jsou zaraženy do kovové trubky.

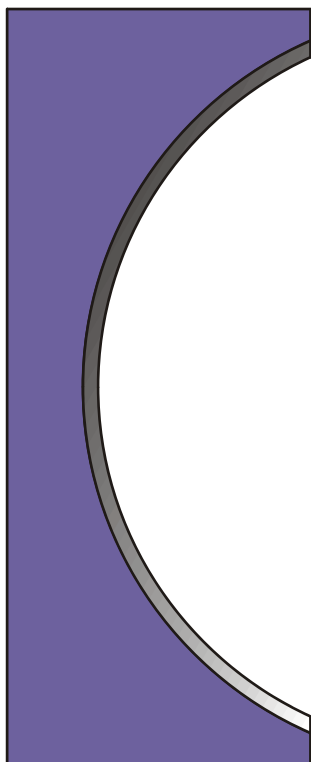
Obrázek č. 4.3: Schéma válcové anody. Na ocelovou trubku je napařena porézní keramická vrstva z almandinového prachu.

4.2 Použité anody

V našich experimentech byly používány dva typy anod. První typ anody spočíval v umístění určitého počtu nerezových hrotů (jehel) do izolačního materiálu (alkalický polyamid) tvaru dutého válce (obr. 4.2). Do izolantu byly vraženy měděné dráty, které byly za izolaci spojeny s kovovou trubkou. Výhodou tohoto přístupu byla možnost určit si vzdálenosti mezi jednotlivými hroty, jejich poloměry a počet.



Nevýhodou byla naopak pracná výroba, malá homogenita generovaných vln a opotřebení vyčnívajících hrotů. Průměr takové anody byl 60 mm , výška 100 mm , počet hrotů se pohyboval od 80 do 275.



Tento typ anody byl později nahrazen anodou s keramickou vrstvou (obr. 4.3). Na kovovou elektrodu (válec či konvexní kulovou plochu) byla v oddělení materiálového inženýrství ÚFP AV ČR metodou plasmatického nástřiku nanесena pórovitá keramická vrstva (almandinový prášek). Tyto póry pak sloužily jako zdroje jednotlivých výbojových kanálů. Výhodou této porézní vrstvy byla vysoká hustota pórů, jejich homogenní distribuce

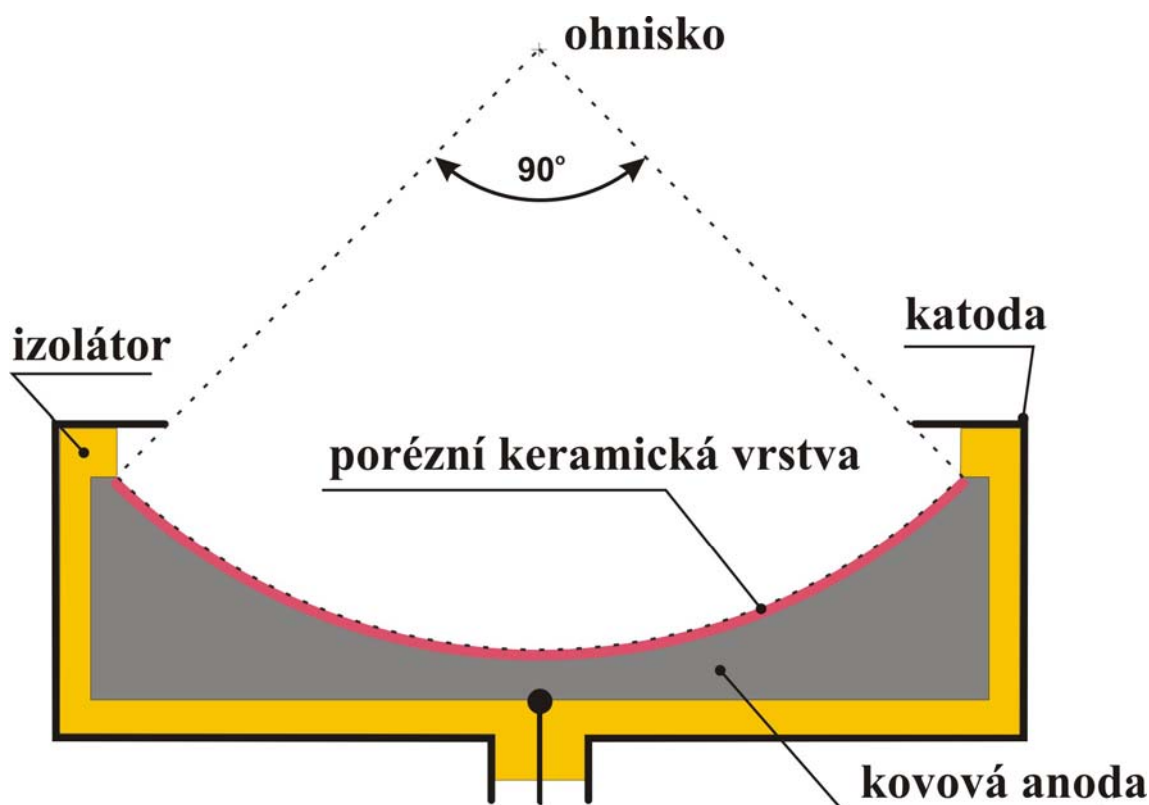
Obrázek č. 4.4: Schéma anody tvaru kulové dutiny. V nerezové oceli byla vysoustružena dutina tvaru kulového povrchu. Do ní je napařena porézní keramická vrstva. Napařeným materiálem je almandinový prášek.

a také vysoká mechanická odolnost. Keramická vrstva odolává vysokoteplotním, mechanickým a elektrickým vlivům mnohem lépe než kovové jehly, které se po jistém množství výbojů opotřebují a tudíž se s časem mění jejich geometrie a elektrické vlastnosti. Průměr válcové anody je 60 mm , výška 100 mm , tloušťka keramické vrstvy $0,3\text{ mm}$ s otevřenou porositou $\sim 3\%$.

Stejný princip, tj. plasmatický nástřik almandinového prášku, byl použit u anody ve tvaru kulové dutiny (obr. 4.4). Byla vyrobena ocelová kovová dutina o poloměru $R = 150\text{ mm}$ s průměrem otvoru 200 mm . Na ní pak byla nanесena porézní vrstva s týmiž vlastnostmi jako u válcové anody. Tato anoda pak byla používána jako zdroj sférických sbíhavých akustických vln.

4.3 Popis katody a reflektoru

V závislosti na použité anodě byly používány dva typy katody. Pokud byly používány cylindrické anody, sloužila katoda také jako reflektor akustické vlny. V případě anody tvaru kulové dutiny toto nebylo potřeba a katodu tvořil nerezový prstenec vzdálený cca 25 mm od apertury anody (obr. 4.5).



Obrázek č. 4.5: Schéma uspořádání katody s anodou tvaru sférické dutiny. Kovová anoda je pokryta porézní keramickou vrstvou a nevodivě izolována od katody. Vše tvoří kompaktní celek.

Základním požadavkem na katodu bylo, aby byla v takové vzdálenosti od anody, aby nemohla ovlivňovat rozložení elektrického pole na anodě a aby plocha povrchu katody byla mnohem větší vzhledem k velikosti plochy všech pórů anody, tj. aby elektrické pole ovlivňovala pouze anoda a izolace. Cílem bylo vytvoření co nejhomogennějšího pole výbojových kanálů při každém výboji.

V případě, kdy byla používána cylindrická anoda, byl používán ocelový, nerezový reflektor tvaru rotované výseče paraboly, který je vyobrazen na obr. 4.6. Osa rotace z vede ohniskem paraboly F a je kolmá na hlavní osu paraboly y . Používaly se dva reflektory stejného typu, které se lišily pouze ohniskovou vzdáleností. Povrch vnitřní strany reflektoru je dán rovnicí (jednotky jsou v mm):

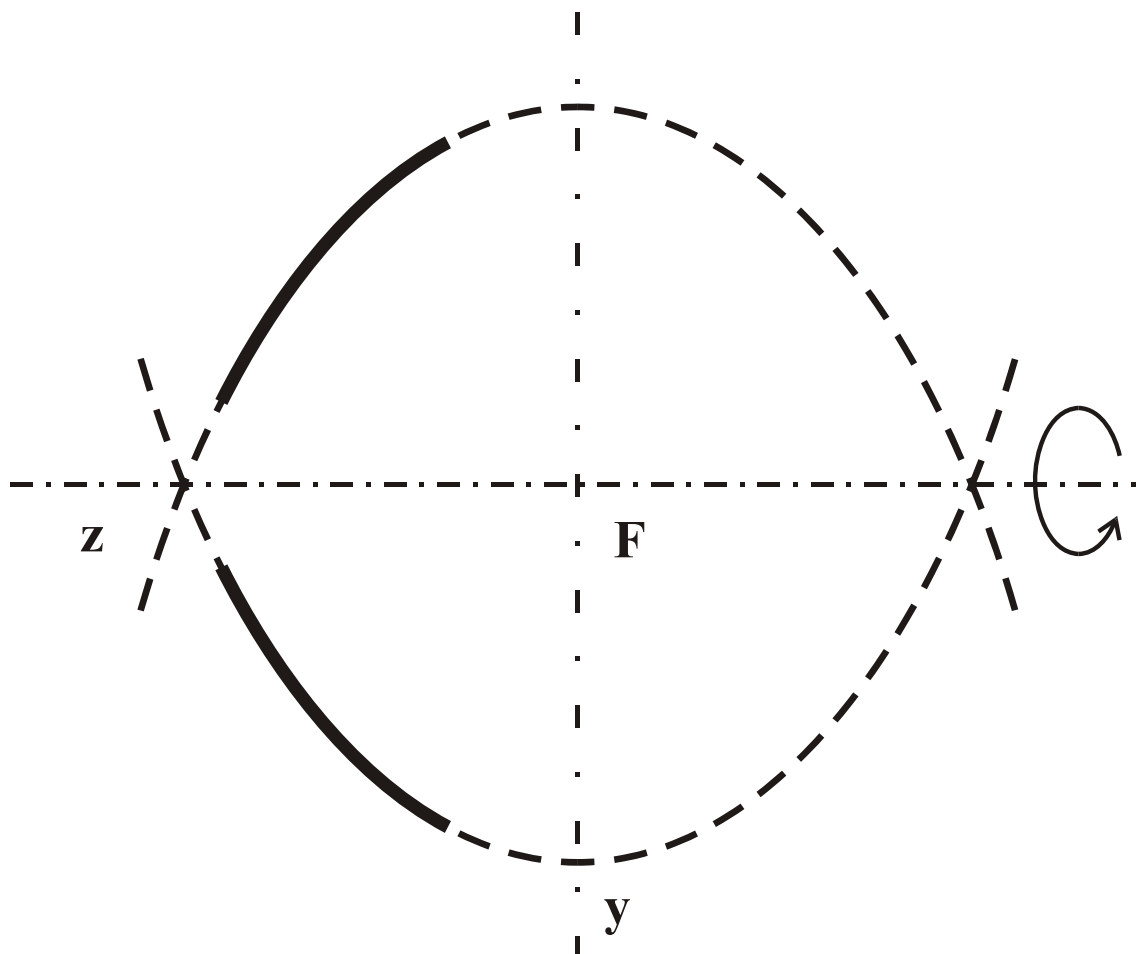
$$y = 250 - [250(250 - 2x)]^{1/2}, x \in \langle 60; 115 \rangle, y \in \langle 70; 180 \rangle$$

Povrch vnitřní strany druhého reflektoru je dán rovnicí:

$$y = 320 - [320(320 - 2x)]^{1/2}, x \in \langle 60; 125 \rangle, y \in \langle 67; 170 \rangle$$

Ohnisková vzdálenost byla volena tak, aby se do reflektoru vešla celá anoda (důležité kvůli homogenitě elektrického pole, aby se minimalizovaly okrajové efekty na

anodě), aby ohnisko bylo v dostatečné vzdálenosti od anody (je potřeba mít jistý prostor na manipulaci se vzorky a měřicími zařízeními) a aby anoda nestála v cestě tlakovým

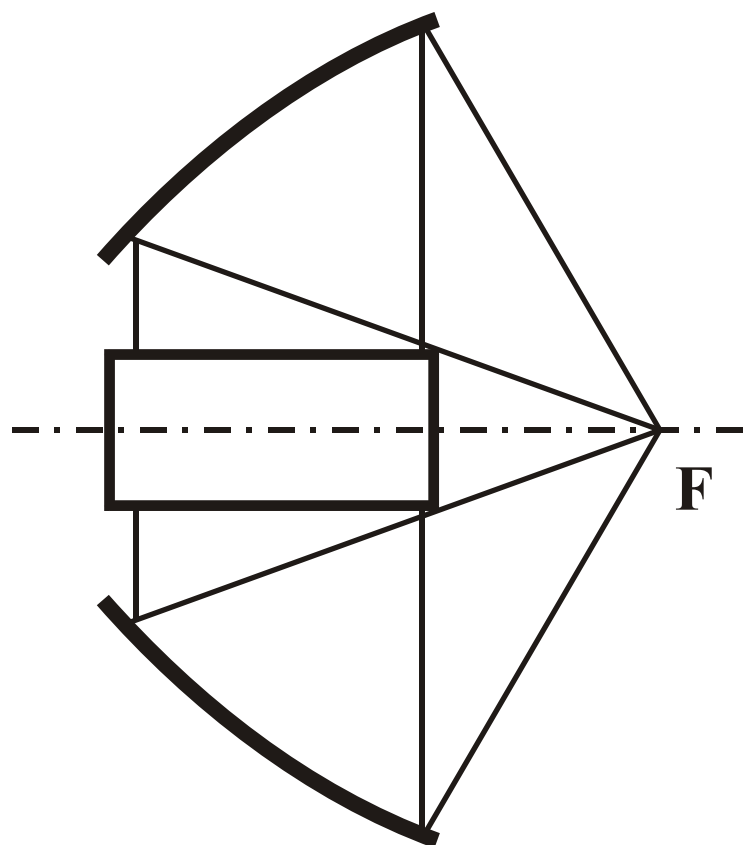


Obrázek č. 4.6: Schéma katody sloužící jako reflektor akustických vln. Mějme parabolu (čárkovaná čára), kterou protne přímkou z , která je kolmá na osu symetrie paraboly y a která zároveň protíná ohnisko paraboly F . Toto je osa rotace reflektoru, kolem které rotujeme výseč paraboly (plná čára).

vlnám. Schéma geometrického uspořádání této konfigurace elektrod je zobrazeno na obr. 4.7. Osa rotace reflektoru je totožná s osou rotace válcové anody. Takto jsou rozbíhavé cylindrické vlny odrazeny a transformovány na sbíhavé sférické vlny se středem v ohnisku reflektoru F .

4.4 Nádrž s generátorem rázových vln

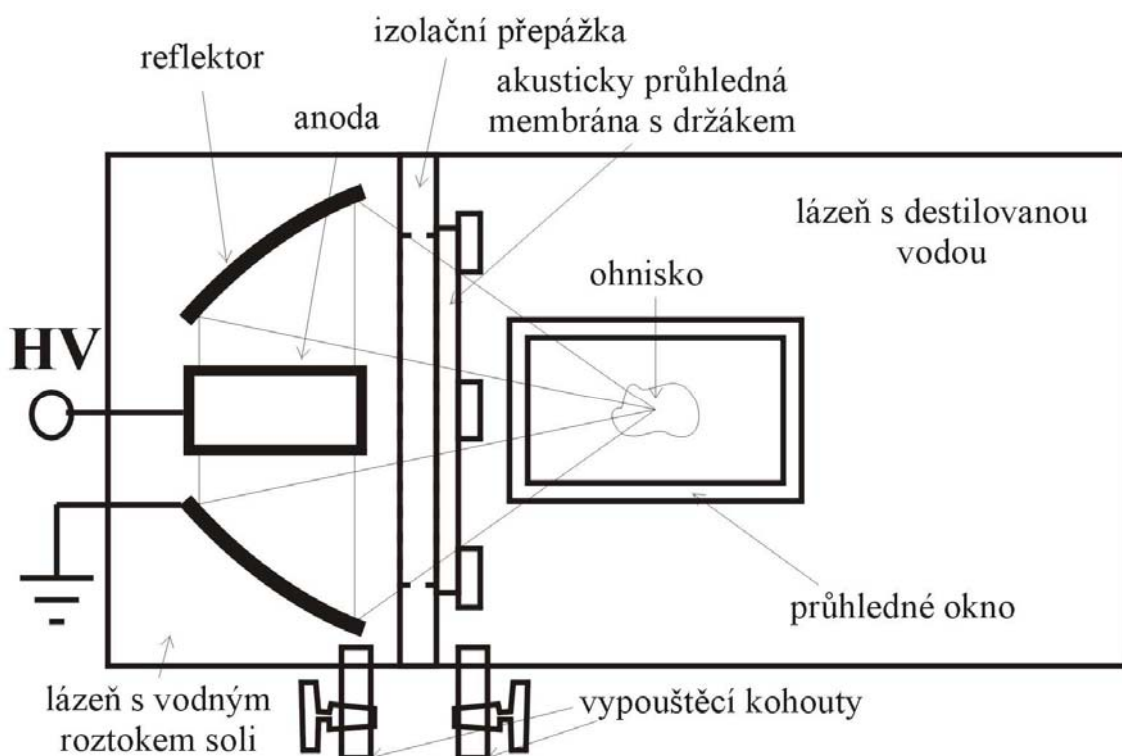
Většina experimentů popisovaných v této práci byla provedena v experimentální nádrži (obr. 4.8 a 4.9). Ta je rozdělena do dvou částí. Ve výbojové části, kde se nacházely elektrody, byl používán roztok NaCl v destilované vodě s měrnou



Obrázek č. 4.7: Schéma umístění reflektoru a cylindrické anody. Osa rotace anody je shodná s osou rotace reflektoru. Tak je zajištěno, že cylindrické vlny generované anodou budou fokusovány do ohniska **F**. Reflektor je zhotoven tak, aby byla využita maximální možná plocha, proto je jeho hloubka o něco vyšší než je výška anody. Podobně poloměr anody byl volen tak, aby neclonil procházející akustickou vlnu.

vodivosti v rozmezí $5 - 30 \text{ mS} / \text{cm}$. V druhé komoře byla používána destilovaná voda s měrnou vodivostí $< 5 \mu\text{S}$ a to z následujících důvodů. Probíhaly zde experimenty, které byly citlivé na přítomnost náboje ve vodě, např. měření tlaku pomocí piezoelektrických sond. Dále zde byly prováděny experimenty na živých tkáních, kde by přítomnost elektrických proudů mohla mít negativní vliv na membrány a jiné části buněk, a v neposlední řadě z důvodů vlastní bezpečnosti experimentátorů, kdy by náhodné samovolné spuštění jiskřiště mohlo mít za následek úraz elektrickým proudem.

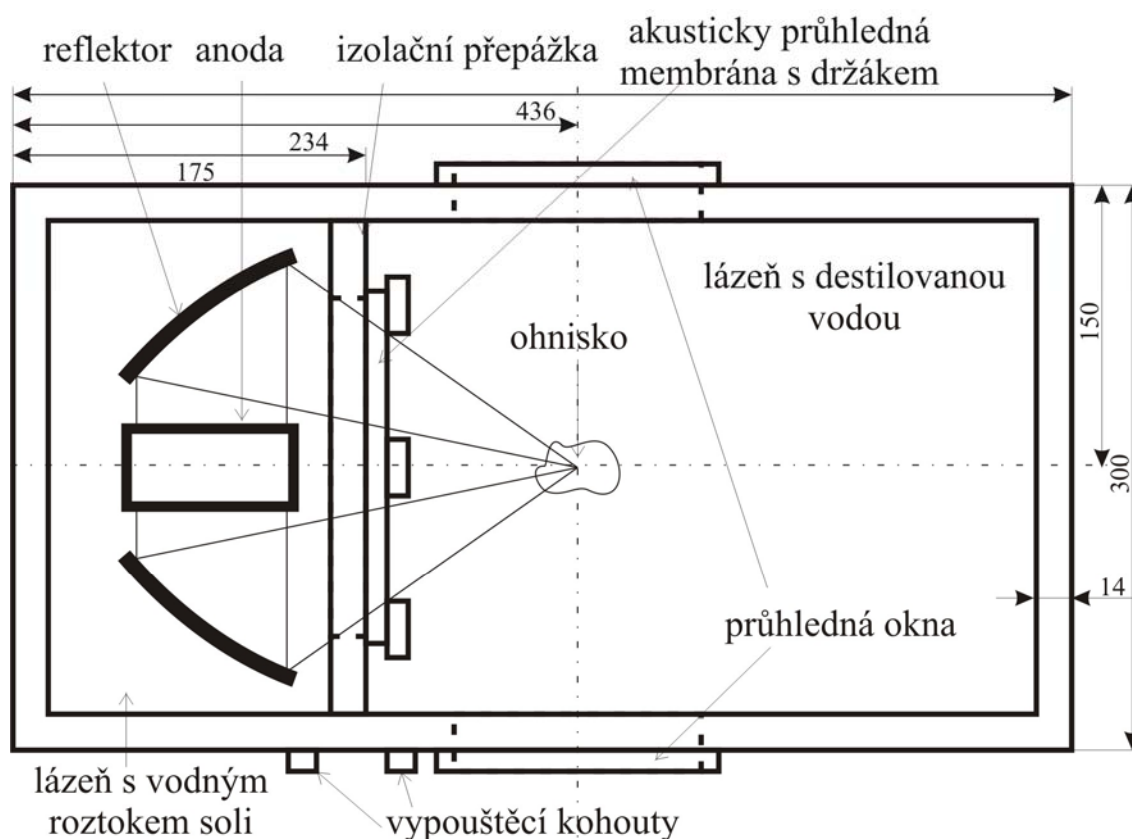
Obě komory mají u dna výpustný kohout ke zjednodušení jejich vyprazdňování, čištění a pro sycení vody plynem. Komora, v níž se nacházely elektrody, byla také uzpůsobena k zavedení vysokoproudých a vysokonapěťových kabelů dovnitř komory a byly v ní úchyty pro připojení elektrod. Komora, v které se nacházela destilovaná voda, byla prostornější z důvodů lepší manipulace se vzorky a



Obrázek č. 4.8: Vertikální řez nádrží, pohled ze strany. Výbojová komora je naplněna vodným roztokem NaCl, v kterém jsou ponořeny anoda s katodou. Komory jsou odděleny nevodivou přepážkou s aperturou 200 mm. Apertura je zakryta folií, která je upevněna v kruhovém rámu, který je přišroubován k přepážce. Druhá komora je vyplněna destilovanou vodou. Na obou stranách komory jsou symetricky umístěna skleněná okénka. Obě komory jsou vyprazdňovány ventily u dna.

nutnosti proměřování tlaků na větším prostoru a vzdálenostech. Jsou v ní dvě průhledná skleněná okénka umístěná ze stran naproti sobě v úrovni předpokládaného geometrického ohniska sbíhavé akustické vlny. Tato okénka byla využívána nejen k jednodušší orientaci při umísťování a kontrolování vzorků v nádobě, ale také při experimentech využívajících Schlierovou zobrazovací metodu.

Komory jsou odděleny izolační přepážkou, v níž se nacházel kruhový otvor o průměru 200 mm, který je zakryt akusticky transparentní membránou z nevodivého materiálu. Membrána bývá napnutá na kruhovém rámu, který je podložen pryží a šrouby připevněn k přepážce. Takto je zajištěn průchod tlakových vln s minimálními ztrátami a zároveň elektrická i chemická izolace mezi kapalinami v nádrži. Materiál, z něž byly membrány vyráběny byl dle potřeby průhledný - folie z mylaru (používán především v počátečních fázích studia, kdy byla mj. zkoumána homogenita výbojů na anodě), nebo neprůsvitný - Ti folie (v případě Schlierové metody nebo v případech, kdy



Obrázek č. 4.9: Pohled do nádrže shora, hloubka nádrže 300 mm

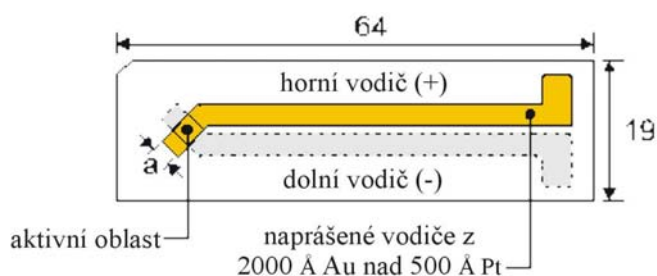
je potřeba aby záření z výbojů nerušilo experimenty). Fólie z tohoto materiálu se méně opotřebovává a snese více průchodů akustických vln.

4.5 Tlakové sondy

Proměření tlakových polí ve vodě bylo prováděno za pomoci PVDF (polyvinylidín fluorid) piezoelektrických sond.

Sondy sestávají ze dvou přes sebe překřížených kovových plátků (viz obr. 4.10). Mezi nimi se v místě překřížení v tzv. aktivní

zóně nachází piezoelektrický polyvinylidín fluorid, na kterém se vlivem tlaku hromadí elektrický náboj. PVDF film je při výrobě ve význačném směru natažen. V tomto směru se projevují jeho piezoelektrické vlastnosti. Piezoelektrická aktivita může být popsána



Obrázek č. 4.10: Schéma PVDF piezoelektrické sondy S₂₅

pomocí koeficientů piezoelektrického tenzoru d_{ij} [C/N] ($i, j = 1, 2, 3$). Když je látka vystavena tlaku $1 Pa$ podél některé z os $j = 1, 2, 3$, dochází k uvolnění elektrického náboje. Vzhledem k malému podélnému rozměru aktivní zóny ($25 \mu m$) lze koeficienty d_{31} a d_{32} zanedbat a náboj uvolněný na povrchu PVDF filmu je dán vztahem $Q(t) = p(t)S d_{33}$, kde $Q(t)$ je náboj v aktivní oblasti sondy, $p(t)$ tlak v kapalině a $S = a^2$ velikost plochy povrchu sondy. Tzn. že sondy se chovají téměř jako rovinné a směry jiné než je normála k ploše S lze vzhledem k tomuto význačnému směru zanedbat.

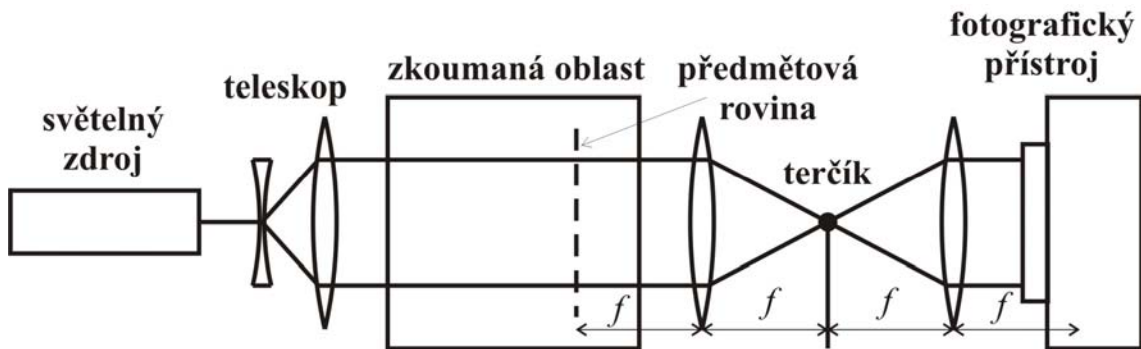
V našich experimentech jsme používali sondy firmy Piezotech s plochami o velikosti $a^2 = 1 \times 1 mm^2$, $2 \times 2 mm^2$, $3 \times 3 mm^2$ a $5 \times 5 mm^2$, které mají (dle specifikací od výrobce) měrnou kapacitu $5 pF/mm^2$, $d_{33} = 22,5 - 24,5 pC/N$ a odpor každého vodiče 5Ω [81]. Náboj byl odečítán osciloskopem se zátěží $300 k\Omega$ dle vztahu $Q(t) = CU(t)$, kde $C = 350 pF$ je kapacita měřicího systému (tj. sondy, přívodního kabelu a osciloskopu) a $U(t)$ napětí měřené osciloskopem. Tlak lze pak vypočítat vztahem $p(t) = CU(t)/S d_{33}$. Toto uspořádání má výhodu v rychlosti odezvy, časová konstanta $\tau = 350 pF \times 10 \Omega = 35 ns$ je dost krátká, aby byla schopna měřit $100 ns$ procesy, naproti tomu časová konstanta osciloskopu $\tau = 350 pF \times 300 k\Omega = 105 \mu s$ je dostatečně dlouhá, takže měřené hodnoty nejsou ovlivněny osciloskopem během měření procesu. Velikost aktivní plochy pak určuje prostorové rozlišení a přesnost měření. Měření je přesné pouze pokud je sonda orientována kolmo na směr tlakové vlny.

K odečítání napětí (náboje) na sondě byl používán osciloskop Iwatsu TS-8123 Stagescope (časová základna až $20 ns/div$). Při digitalizaci signálu byla při jakékoliv časové základně celá obrazovka převedena na 512 bodů. Data z osciloskopu byla odečítána buď manuálně z displeje nebo zavedena pomocí GPIB karty do počítače.

Elektromagnetické rušení proudy ve výboji a nízkou odolnost vůči negativním tlakům dokázali překonat Staudenraus a Eisenmenger [49], kteří použili hydrofony z optických vláken. Tato metoda je bezesporu kvalitní avšak klade vysoké nároky na kalibraci (přes $100 MPa$), kdy by náklady byly neúměrné požadované přesnosti. Především kvůli častým změnám na aparatuře, jednoduchému a častému měření vzorků a jednoduchému použití PVDF sond jsme tuto metodu nevyužili.

4.6 Schlierová metoda

Schlierová metoda slouží k zobrazování změn indexu lomu ve zkoumaném prostředí. Do zkoumané oblasti se vyšle rovnoběžný svazek světla (např. laserový paprsek), který je za zkoumanou oblastí fokusován do ohniska a druhou čočkou se stejnou ohniskovou vzdáleností opět převeden na rovnoběžný svazek, který je zaveden



Obrázek č. 4.11: Schéma schlierového experimentu. Světelný svazek ze zdroje (Nd:YAG laser, 15 ns puls) je rozšířen v teleskopu na požadovaný průřez. Pak je naveden do zkoumané oblasti a po jejím průchodu fokusován do ohniska, v němž se nachází terčik. Paprsky, které byly ve zkoumané oblasti vychýleny míjí clonu a jsou vedeny to fotografického přístroje.

do otvoru fotoaparátu nebo na CCD kameru. Pokud je v celé zkoumané oblasti homogenní index lomu, je paprsek dokonale fokusován. Nyní vložíme do ohniska terčik. Pokud nedošlo k narušení homogenity indexu lomu ve zkoumané oblasti, je paprsek zcela zastíněn. Pokud k narušení optické homogenity zkoumané oblasti došlo, pak odchýlené paprsky neprocházejí skrz ohnisko, nejsou odcloněny terčikem a projdou skrz druhou čočku do objektivu fotoaparátu, kde jsou vyfotografovány. Tímto způsobem lze pozorovat, popř. měřit změny indexu lomu. Volbou vhodné doby zpoždění měřicího svazku pak lze měřit časový vývoj změny indexu lomu.

Tuto metodu jsme použili k zobrazení gradientu tlakových polí, abychom si udělali lepší představu o průchodu akustických vln v prostředí. Toto je možno udělat, protože index lomu je závislý na hustotě kapaliny. Jelikož voda není ideální kapalina, mění se její hustota v závislosti na tlaku. Tlaková vlna mění lokální tlaková pole v kapalině, kde dochází k lokální změně hustoty a tím ke změně indexu lomu kapaliny.

V našem případě jsme použili paprsek zeleného Nd:YAG laseru ($\lambda = 532 \text{ nm}$) pracujícího v pulsním režimu (pološírka jednotlivých pulsů 15 ns), který byl teleskopem rozšířen na průměr 6 cm. Tento paprsek byl veden skrz okna nádrže a

ohnisko do systému dvou totožných čoček $f = 150 \text{ mm}$ a pak do fotoaparátu (viz obr. 4.11). Ohnisko v systému čoček bylo zakrýváno kruhovými terči poloměru $2 - 5 \text{ mm}$.

Laserové pulsy byly vysílány s různým zpožděním vzhledem ke spuštění jiskřiště. Tímto způsobem byly měřeny změny indexu lomu v různých časových intervalech po výboji a tím postup tlakové vlny v čase. Malá pološířka laserového pulsu umožnila krátkou expoziční dobu. Tím byla zachycena okamžitá změna stavu tlakových polí. Experiment probíhal tak, že byla otevřena (manuálně) uzávěrka fotografického přístroje (resp. zapnul se odečet CCD kamery), sepnulo se jiskřiště, následoval příslušně zpožděný laserový puls a zavřela se uzávěrka fotografického přístroje. Fotografie byly poté vyvolány, skenovány (resp. záznam z CCD kamery uložen na pevný disk) a zpracovány na počítači.

5. DIAGNOSTIKA, OPTIMALIZACE A ZKOUMÁNÍ ÚČINKŮ RÁZOVÝCH VLN

V této kapitole jsou uvedeny a diskutovány výsledky měření provedené na aparaturách popsaných v kapitole 4. Nejprve byly optimalizovány elektrické parametry výbojového obvodu. Pak jsou popsána pozorování chování výboje při změnách elektrických parametrů. Další část se zaměřuje na proměrování tlakových polí akustických vln pomocí PVDF sond a Schlierovou metodou. Druhá polovina této kapitoly se zabývá především zkoumáním mechanických účinků rázových vln na neživou hmotu a posléze živé tkáně.

5.1 Voltampérová charakteristika výboje a optimalizace parametrů elektrického obvodu

Voltampérové charakteristiky byly použity pro optimalizaci parametrů výbojového obvodu. Cílem bylo dosáhnout maximální transformace elektrické energie na energii tlakové vlny. Napětí a proud ve výboji byly měřeny pomocí kapacitního napěťového děliče a Rogowského pásku. Byly umístěny před kontaktem vodiče s anodou (obr. 4.1). Kalibrace Rogowského pásku byla provedena v zapojení nakrátko. Vychází se přitom z předpokladu, že proudy protékající Rogowského páskem jsou zanedbatelně malé v porovnání s proudy ve výbojovém obvodu. Z obr. 5.1 je vidět, že v obvodu při zapojení nakrátko dochází k tlumenému periodickému kmitání, které lze popsat rovnicí:

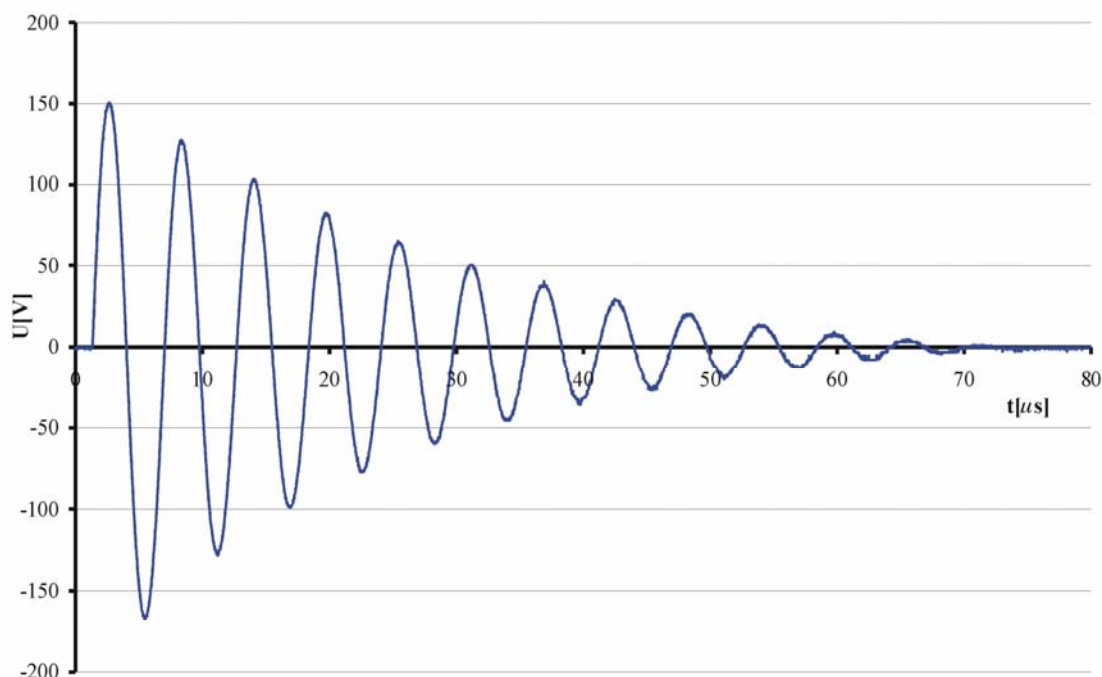
$$I = \frac{U_0}{\omega L} \exp\left(-\frac{R}{2L}t\right) \sin \omega t \quad (5.1)$$

Zde I je měřený proud, U_0 počáteční napětí v obvodu odpovídající nabíjecímu napětí kondenzátorů, L celková indukčnost obvodu, R celkový odpor obvodu, t čas a ω úhlová frekvence daná vztahem:

$$\omega = \left(\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (5.2)$$

kde C je celková kapacita obvodu, daná především kapacitou kondenzátorů zapojených ve zdroji. V případě uvedeném na obr. 5.1 bylo $U_0 = 30 \text{ kV}$ a $C = 1 \text{ } \mu\text{F}$.

Z průběhu napětí odečteného z osciloskopu (obr. 5.1) byla určena perioda $\tau = 5,71 \pm 0,03 \mu s$, úhlová frekvence $\omega = 1,100 \pm 0,006 \times 10^6 s^{-1}$, indukčnost $L = 824 \pm 15 nH$, resistance obvodu $R = 75 \pm 5 m\Omega$. Konstanta úměrnosti mezi skutečným proudem a napětím měřeným na osciloskopu je $k = 170,2 \pm 4,0 \Omega^{-1}$.

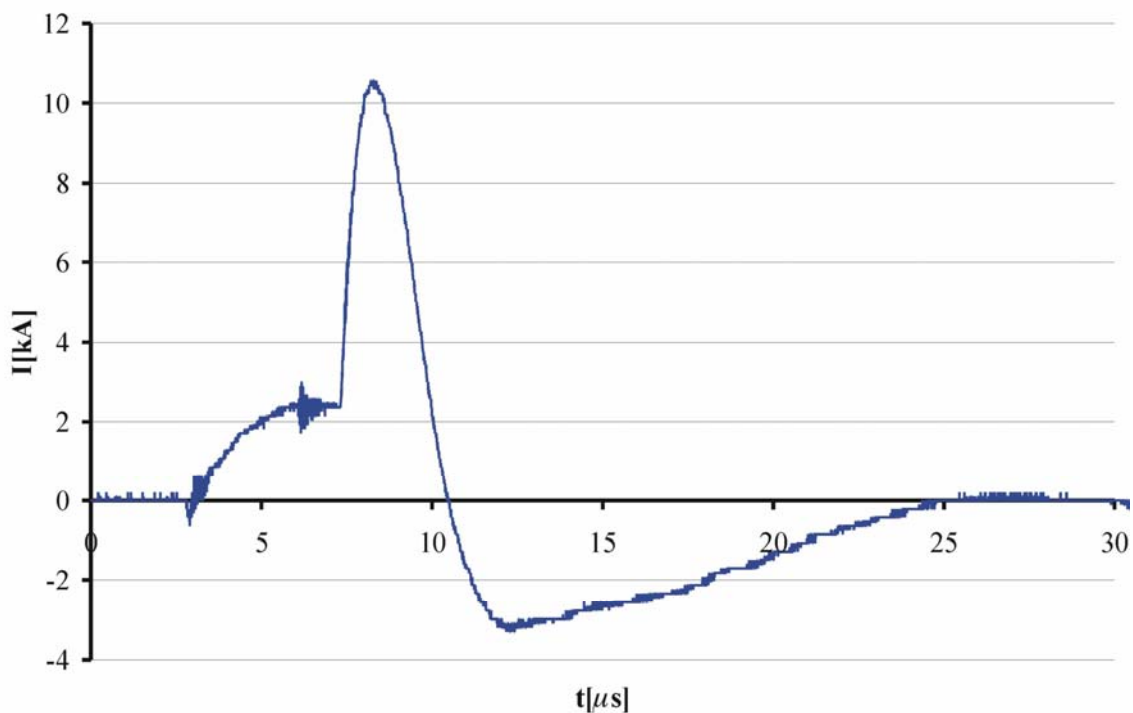


Obrázek č. 5.1: Graf odezvy Rogowského pásku, při vybití kondenzátoru při zapojení nakrátko. Zdrojem energie byly kondenzátory o celkové kapacitě $1 \mu F$ nabité na napětí $30 kV$.

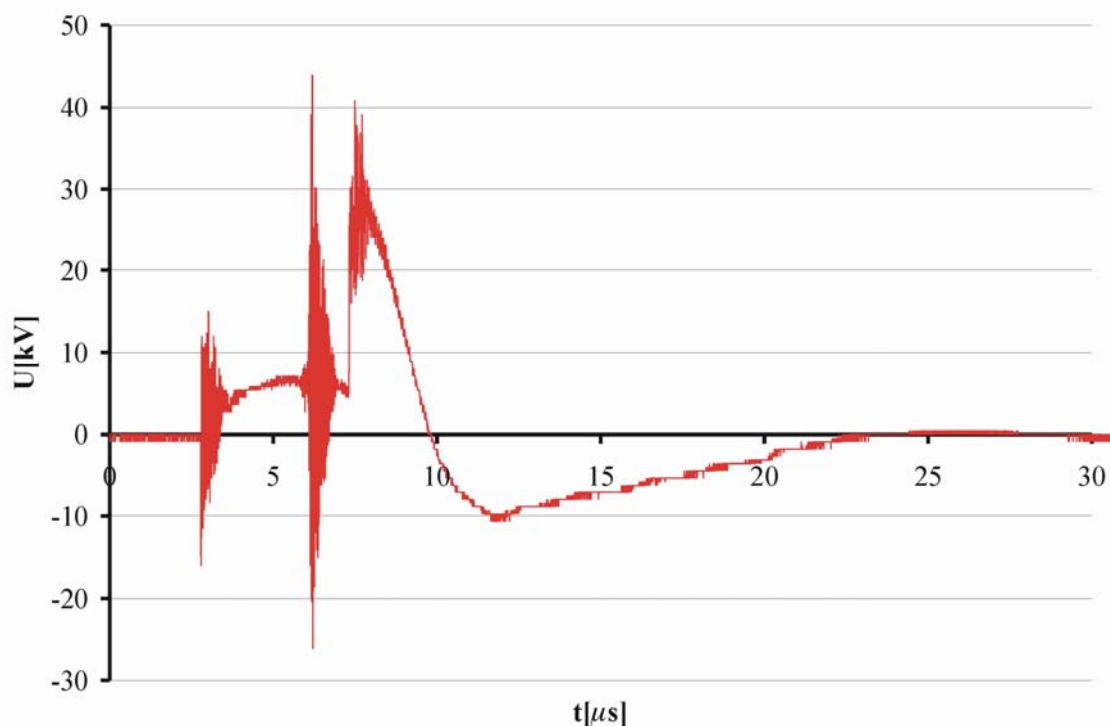
Konstanta úměrnosti mezi skutečným napětím a napětím měřeným na kapacitním děliči se určuje z předpokladu, že počáteční hodnota napětí v obvodu je rovna nabíjecímu napětí kondenzátorů.

Na obr. 5.2 a 5.3 jsou příklady průběhů proudu a napětí ve výboji při vybití kondenzátorů o kapacitě $0,5 \mu F$ nabitých na $30 kV$ a následném vybití kondenzátorů o celkové kapacitě $1 \mu F$ nabitých na $30 kV$ do výbojového obvodu s měrnou vodivostí $14 mS/cm$. „Zakmitání“ v čase $t = 3 \mu s$ a $t = 7 \mu s$ jsou rušení od zážehů jiskřišť. Na obr. 5.4 je pak graf průběhu výkonu ve výboji v závislosti na čase.

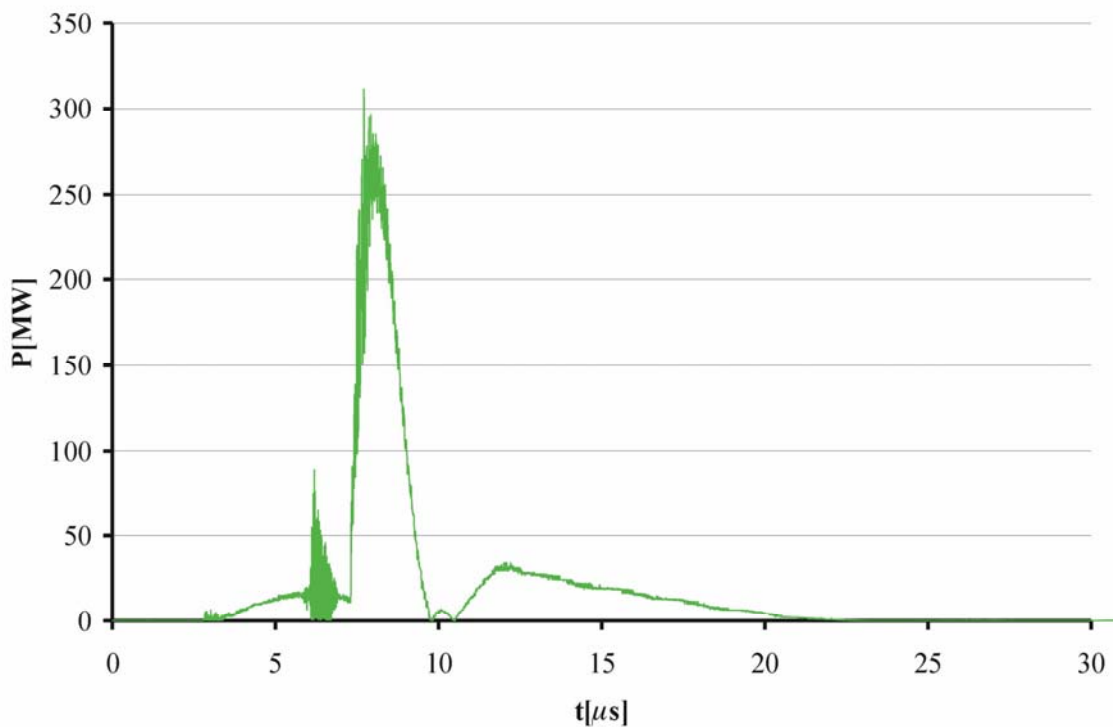
Pro optimální využití energie kondenzátorů, byl proveden experiment, při kterém byla měněna měrná vodivost výbojové kapaliny při současném zachování ostatních parametrů výbojového obvodu. Byl měřen celkový výkon ve výboji.



Obrázek č. 5.2: Průběh proudu při kaskádovém vybití kondenzátoru o kapacitě $0,5 \mu\text{F}$ a následném vybití kondenzátorů o celkové kapacitě $1 \mu\text{F}$. Zákmity v časech $3 \mu\text{s}$ a $7 \mu\text{s}$ ukazují okamžiky, kdy byla spouštěna jiskřiště externím zdrojem.

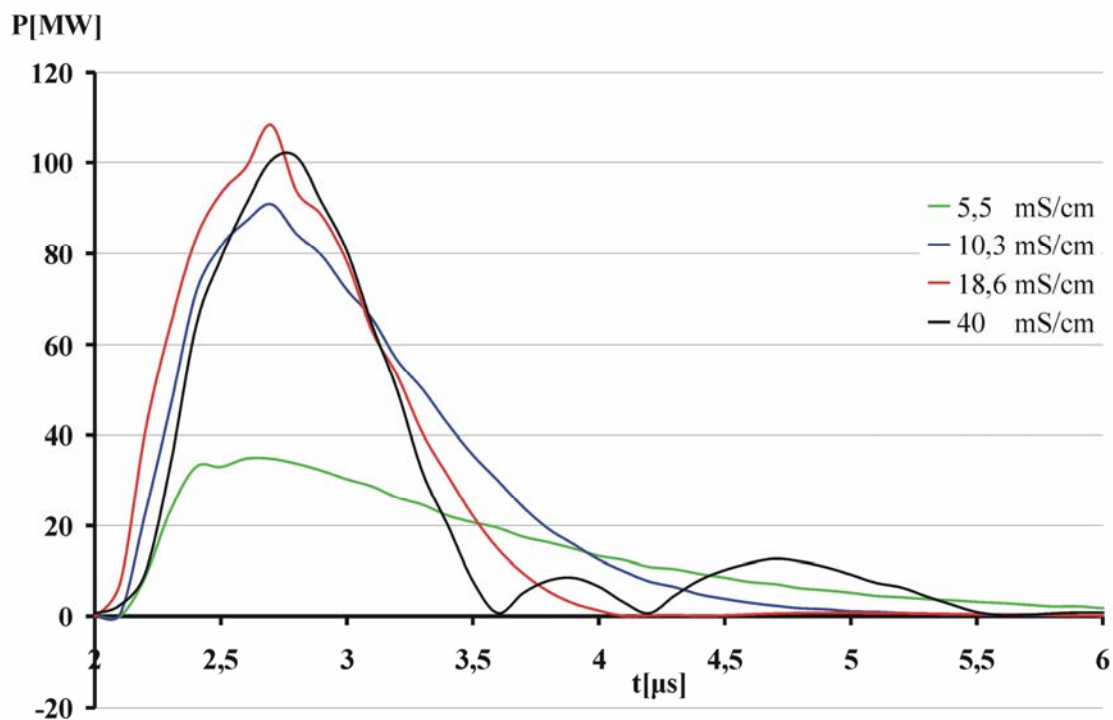


Obrázek č. 5.3: Průběh napětí při kaskádovém vybití kondenzátoru o kapacitě $0,5 \mu\text{F}$ a následném vybití kondenzátorů o celkové kapacitě $1 \mu\text{F}$. Zákmity v časech $3 \mu\text{s}$ a $7 \mu\text{s}$ ukazují okamžiky, kdy byla spouštěna jiskřiště externím zdrojem.



Obrázek č. 5.4: Průběh výkonu při kaskádovém vybití kondenzátoru o kapacitě $0,5 \mu F$ s vloženou indukčností $L = 30 \mu H$ a následném vybití kondenzátorů o celkové kapacitě $1 \mu F$. Zákmity v časech $3 \mu s$ a $7 \mu s$ ukazují okamžiky, kdy byla spouštěna jiskřiště externím zdrojem.

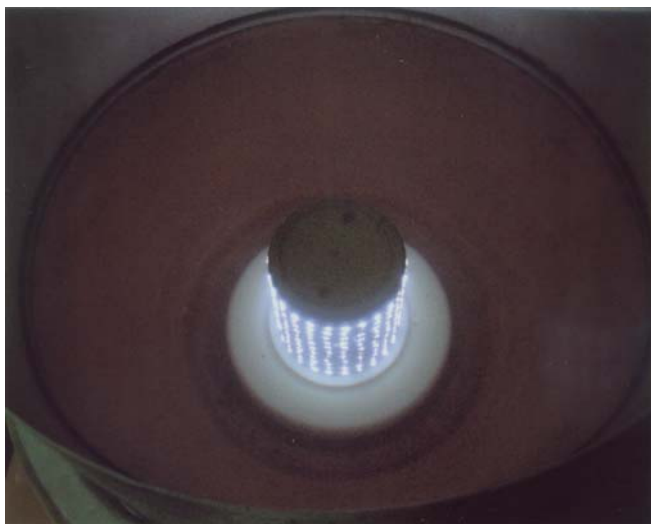
Graf, v kterém jsou porovnány průběhy výkonů v závislosti na měrné vodivosti kapaliny je zobrazen na obr. 5.5. Ukazuje se, že při nízkých vodivostech roztoku, jako např. $5,5 mS/cm$ (zelená křivka), dochází k uvolňování energie do roztoku velmi pomalu, obvod je přetlumený. Naopak při vysoké měrné vodivosti kapaliny ($40 mS/cm$) se veškerá energie do výboje nestačí dodat, graf na obrázku 5.5 ukazuje ještě dva překmity, obvod osciluje. Na grafu je nejvyšší dosažená hodnota výkonu při měrné vodivosti $18,6 mS/cm$ (červená křivka). Po delší době experimentování jsme stanovili pro naše měření optimální měrnou vodivost roztoku při použití $1 \mu F$ kondenzátoru na $14 mS/cm$. Všechna pozdější měření jsou proto prováděna s měrnou vodivostí kapaliny $14 \pm 1 mS/cm$. Roztok byl připravován z destilované vody s původní měrnou vodivostí cca $6 \mu S/cm$, ve které byla rozpuštěna jedlá kuchyňská sůl. Měrná vodivost roztoku byla kontrolována před každým měřením konduktometrem a byla udržována ve výše uvedených mezích.



Obrázek č. 5.5: Graf průběhů výkonů ve výboji v čase při různých měrných vodivostech kapaliny, $C = 1 \mu F$, $U = 20 kV$

5.2 Zapálení mnohakanálových výbojů koronového typu

V prvních experimentech byla použita anoda se 144 jehlami vyčnívajícími z izolantu a katoda tvaru rotační paraboly. Kondenzátor o kapacitě $0,5 \mu F$ byl nabíjen na napětí $20 kV$. Při vybití kondenzátoru do výbojového obvodu byly zapáleny kanály

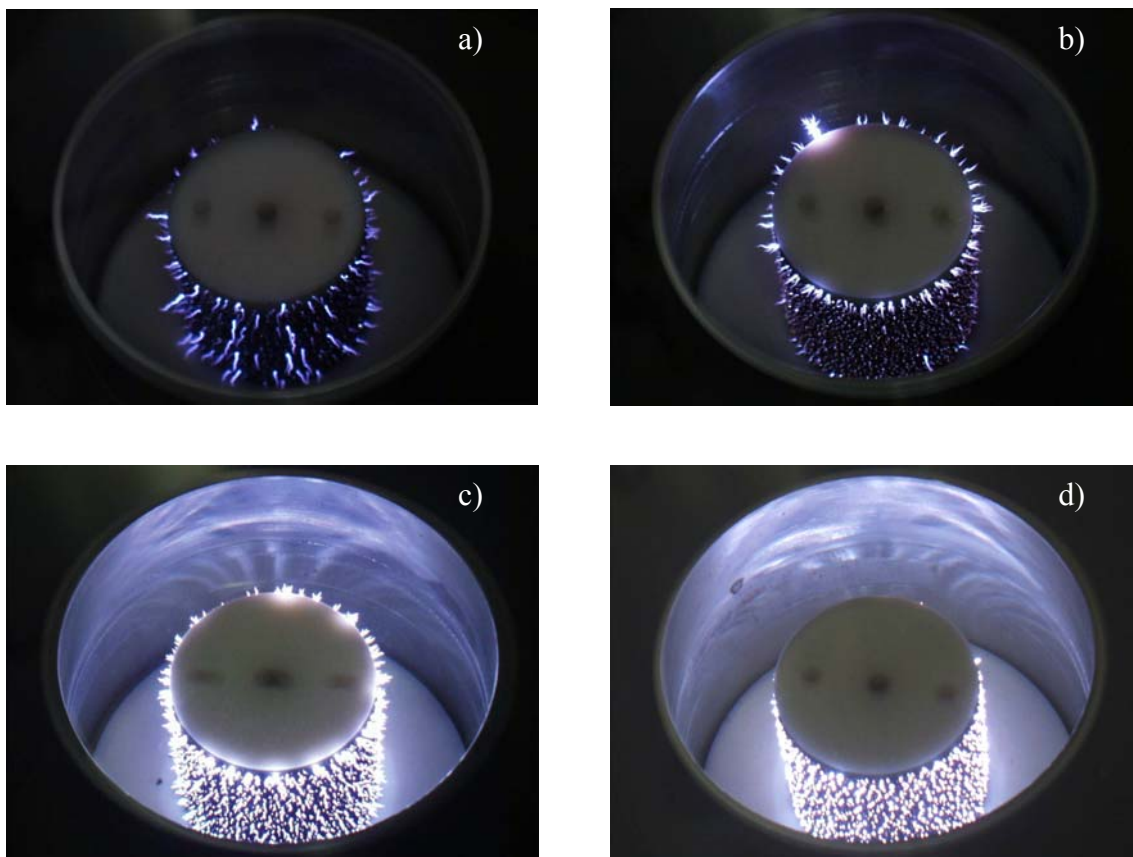


Obrázek č. 5.6: Mnohakanálový výboj koronového typu zapálený na anodě se 144 jehlami.

koroně podobného výboje na všech jehlách (obr. 5.6).

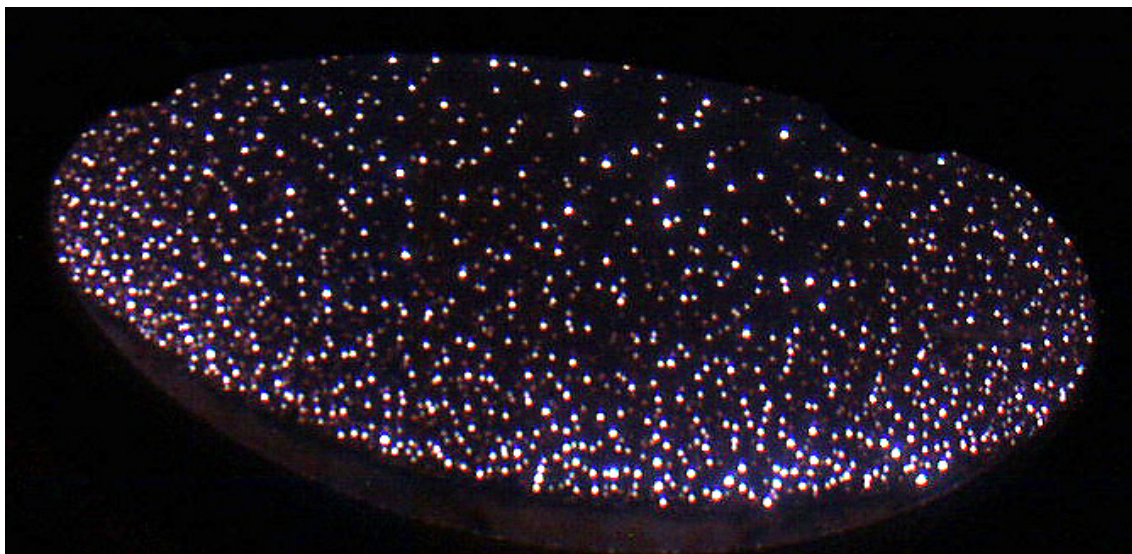
Poté byla testována konfigurace s válcovou anodou pokrytou porézní keramickou vrstvou. I zde byly úspěšně generovány kanály výboje koronového typu. S touto anodou byla pozorována závislost hustoty a délky výbojových kanálů na napětí vybíjeného kondenzátoru a na měrné vodivosti roztoku.

Kondenzátory s celkovou kapacitou $1 \mu F$ byly nabíjeny na konstantní napětí $30 kV$ a byla měněna měrná vodivost solného roztoku v němž byl systém ponořen. Na obrázcích



Obrázek č. 5.7: Fotografie mnohakanálových výbojů korónového typu, zapálených při stejném nabíjecím napětí kondenzátoru ($30 kV$), ale s různou měrnou vodivostí roztoku. a) $0,6 mS/cm$, b) $1,5 mS/cm$, c) $6,0 mS/cm$, d) $15 mS/cm$

5.7 a,b,c,d jsou fotografie výboje při vodivostech $\sigma = 0,6 mS/cm$ (a), $1,5 mS/cm$ (b), $6,0 mS/cm$ (c) a $15 mS/cm$ (d). Na fotografiích lze vidět, že s rostoucí měrnou vodivostí se délka výbojových kanálů zkracuje, ty získávají symetričtější tvar a jejich hustota se zvyšuje. To odpovídá představě, že větší množství iontů soli rychleji stíní náboje streamerů a tím je zkracuje. Výbojové kanály se tak stávají symetričtější. Při vyšší hustotě kanálů je jejich rozložení na povrchu zároveň homogennější. Při zvyšování energie ve výboji se zvětšuje délka výbojových kanálů. Na fotografiích 5.7 b) a c) jsou viditelné delší výbojové kanály na okraji anody. Ty jsou vyvolány silnějším elektrickým polem vzniklým v důsledku okrajových jevů. Při měrných vodivostech nad $10 mS/cm$, viz např. obr. 5.7 d), již nebyly okrajové efekty patrné. Třetí zkoumanou konfigurací byla anoda tvaru kulové dutiny s katodou tvaru prstence (viz obr. 4.5). I zde se podařilo během jediného vybití soustavy kondenzátorů generovat více kanálů

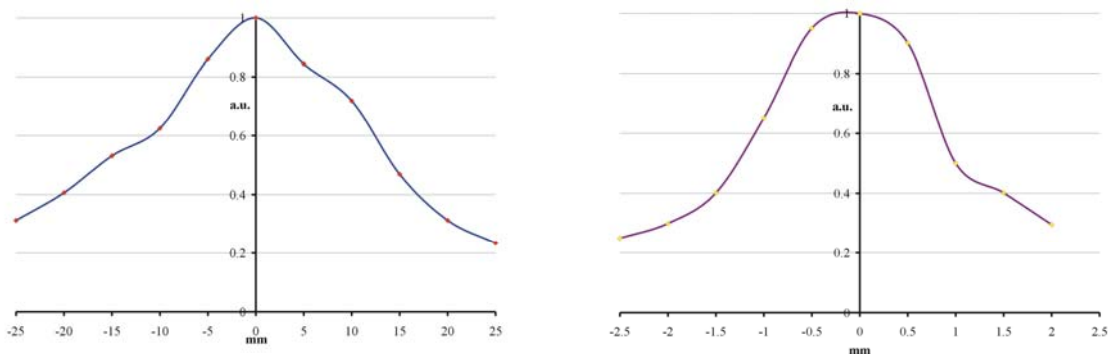


Obrázek č. 5.8: Mnohakanálový výboj zapálený na anodě tvaru kulové dutiny.
 $U = 28 \text{ kV}$, $C = 1 \text{ } \mu\text{F}$, $\sigma = 12 \text{ mS/cm}$

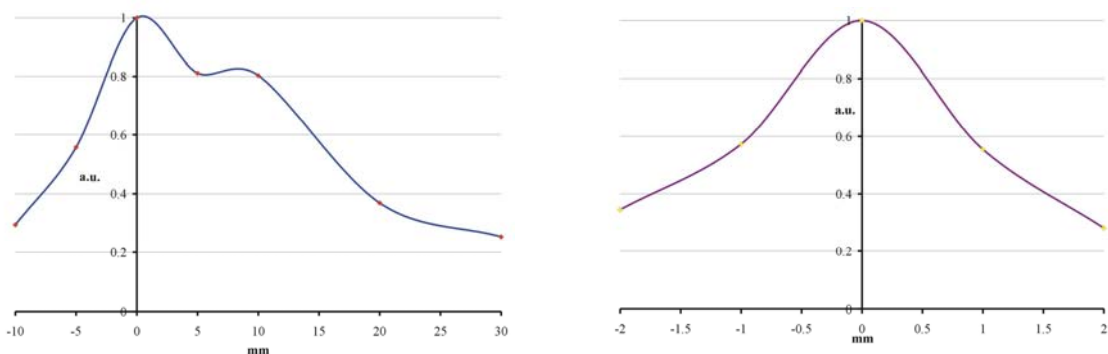
najednou. Na obr. 5.8 je fotografie mnohakanálového koroně podobného výboje při konfiguraci elektrického obvodu $U = 28 \text{ kV}$, $C = 1 \text{ } \mu\text{F}$, $\sigma = 12 \text{ mS/cm}$. Rovněž v tomto případě byla výbojovými kanály homogenně pokryta celá anoda.

5.3 Měření tlaku, pološířka ohniska

V první fázi měření tlaku bylo při pevné hodnotě energie dodávané do výboje hledáno ohnisko reflektoru, resp. fokusované vlny. Při každém výboji byl v okolí geometrického ohniska reflektoru, resp. sférické anody, měřen tlak PVDF sondami s aktivní plochou $1 \times 1 \text{ mm}^2$. Protože nebylo možno zaručit, že výboj proběhne vždy za optimálních podmínek (občas se do výboje uvolnilo méně energie), byl pro kontrolu zároveň měřen časový průběh napětí na napěťovém děliči. Pokud mělo maximální napětí požadovanou hodnotu (při proměřování profilu ohnisek zpravidla 25 kV), bylo vzato v úvahu i měření tlaku. Poloha sondy byla měněna tak dlouho, dokud nebylo dosaženo maximální možné hodnoty tlaku. Tato poloha byla brána jako referenční a byla považována za ohnisko. K ní se pak vztahovala ostatní měření poloh tlakové sondy. Tímto způsobem byla proměřena tlaková pole akustických vln a tvar ohniska. Na obr. 5.9 je zobrazena hloubka ostrosti ohniska (vlevo) a horizontální profil ohniska reflektoru. Hodnoty jednotlivých bodů jsou maximální hodnoty z časového vývoje tlaku v dané pozici sondy. Ty jsou v grafech na obr. 5.9 a 5.10 normované k 1. Hloubka ostrosti ohniska (vlevo) a horizontální profil ohniska v konfiguraci s anodou tvaru



Obrázek č. 5.9: Hloubka ostrosti (vlevo) a horizontální profil (vpravo) ohniska reflektoru v konfiguraci válcová anoda – reflektor. Záporné hodnoty u hloubky ostrosti ukazují směrem k reflektoru. Proměřováno PVDF sondou velikosti $1 \times 1 \text{ mm}^2$



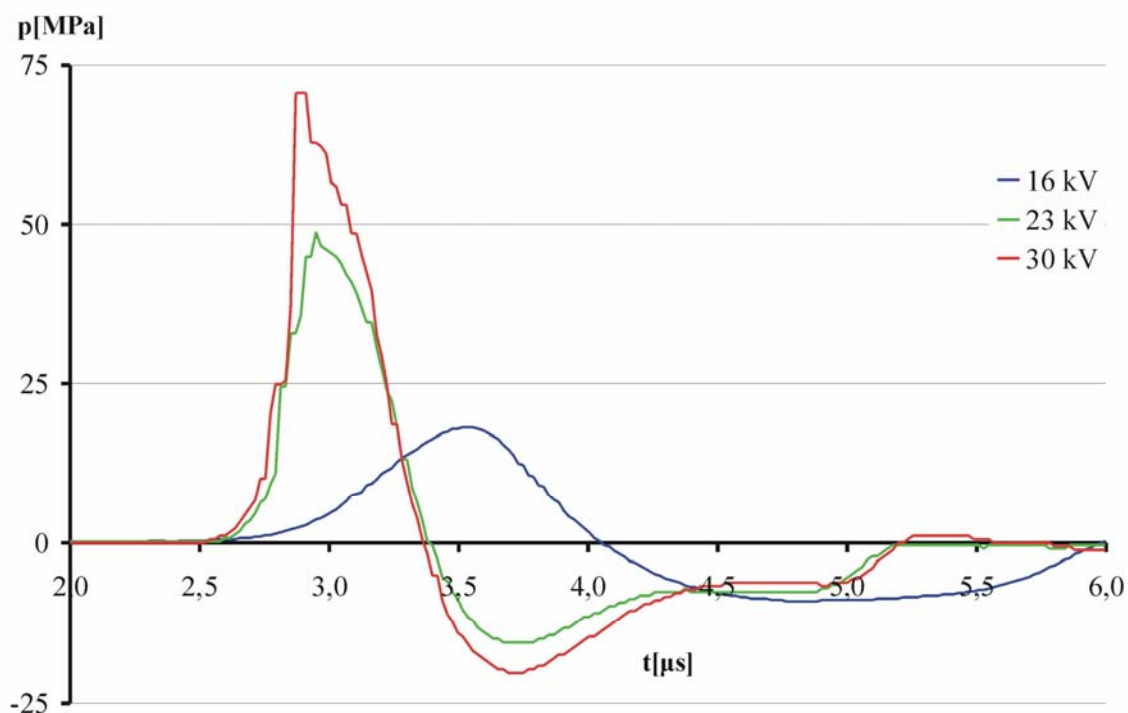
Obrázek č. 5.10: Hloubka ostrosti (vlevo) a horizontální profil (vpravo) ohniska anody tvaru kulové dutiny. Proměřováno PVDF sondou velikosti $1 \times 1 \text{ mm}^2$.

sférické dutiny je na obr. 5.10. Horizontální profil byl proměřován sondou orientovanou kolmo k ose rotace reflektoru. Hloubka ostrosti byla měřena podél osy rotace. Osy hodnot pozice vůči ohnisku v grafech s hloubkami ostrosti ohnisek jsou orientovány tak, že záporné hodnoty směřují k reflektoru, resp. anodě tvaru sférické dutiny.

Hloubka ostrosti ohniska v polovině maxima generátoru fokusovaných vln v konfiguraci anoda-reflektor je 30 mm , plná šířka ohniska v polovině maxima v téže konfiguraci činí $2,3 \text{ mm}$. Hloubka ostrosti v polovině maxima ohniska generátoru fokusovaných vln v konfiguraci s anodou tvaru sférické dutiny je 23 mm , plná šířka ohniska v polovině maxima v této konfiguraci činí $2,5 \text{ mm}$.

Na obr. 5.11 jsou srovnány průběhy tlaku v ohnisku po vybití kondenzátorové baterie s kapacitou $1 \mu\text{F}$ nabitě na různé hodnoty napětí. Měření byla provedena s konfigurací anoda-reflektor. Při hodnotě 16 kV je zjevné, že počáteční tlaková vlna je

příliš slabá na zformování rázové vlny, v ohnisku na ní nejsou patrné nelineární efekty průchodu prostředím. Při vyšších hodnotách napětí (23 kV a 30 kV) byla energie ve výboji již taková, že byly generovány vlny s amplitudou tlakového pulsu dostatečně

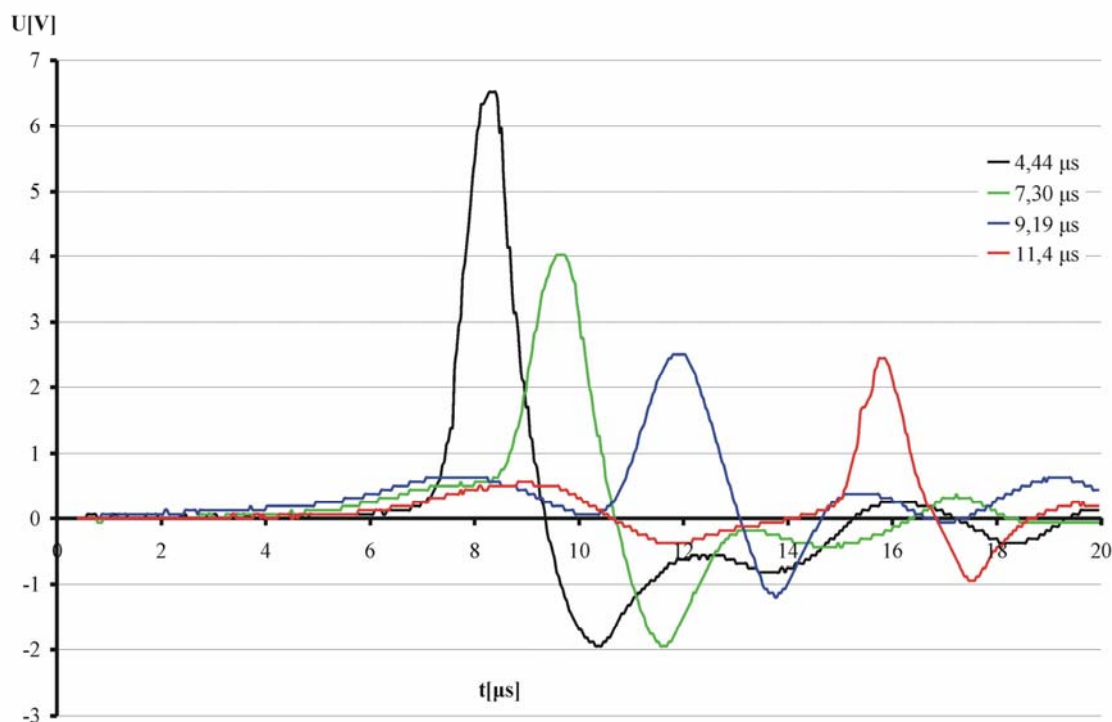


Obrázek č. 5.11: Závislost tlaku v ohnisku na počátečním nabití kondenzátoru. Měřeno PVDF sondou velikosti 2x2 mm².

vysokou k přechodu vlny do rázu. Z grafu 5.11 je vidět, že půlperioda kladné části vlny činí $\tau_{1/2+} = 1,56 \mu s$, u vlny, která přešla do rázu je půlperioda kladné části vlny $\tau_{1/2+} = 0,86 \mu s$. Půlperioda negativní části vlny je v případě vlny, která nepřešla do rázové vlny $\tau_{1/2-} = 1,94 \mu s$, v případě vlny přešlé do rázu $\tau_{1/2-} = 1,84 \mu s$.

Nevýhodou PVDF sond je jejich vysoká ohebnost. Aktivní oblast a kovové plátky jsou nalepeny na ohebné plastické podložce, která může být v kapalině unášena proudy. Na spodní okraj sond jsme proto byli nuceni připevňovat závaží. Sondy též díky kavitacím vytvářeným podtlakovou částí akustické vlny rychle podléhají zkáze. V sondě se začnou po několika rázech objevovat trhliny a postupně se zmenšuje aktivní plocha až dojde k přerušení spojení s osciloskopem. Protože tyto sondy snesou maximálně několik desítek rázů, je důkladné měření tlakových polí finančně nákladné.

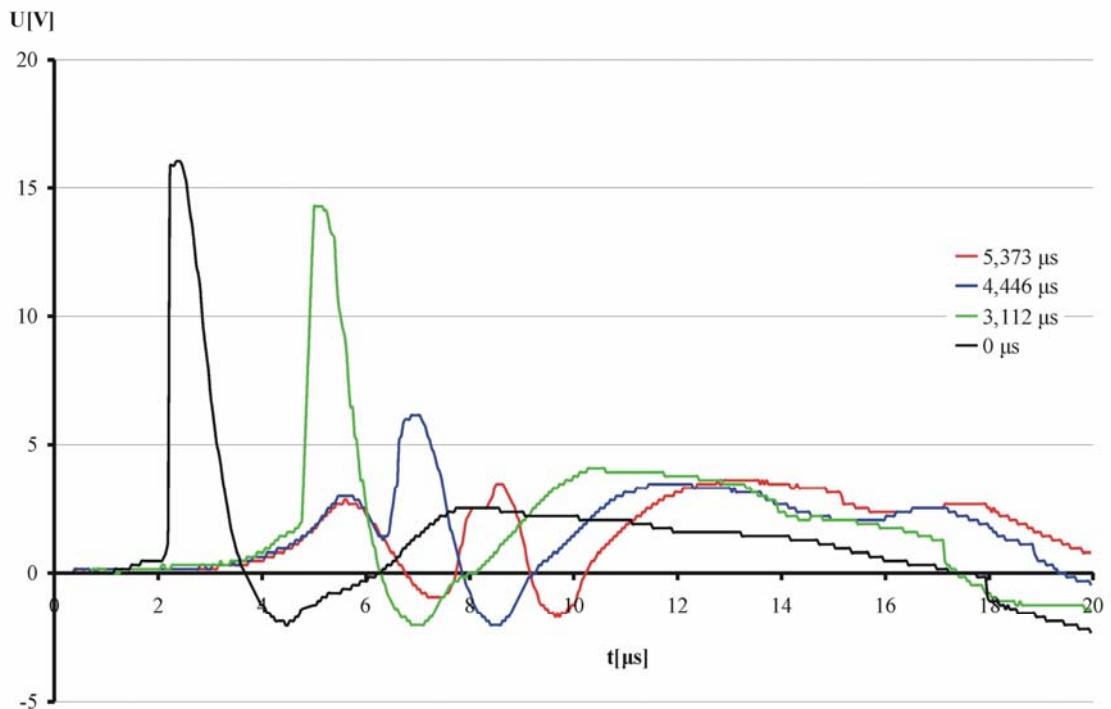
Byly zkoumány dva typy interakcí akustických vln s prostředím. Interakce akustické vlny vzniklé vybitím jednoho kondenzátoru do výboje (jednoduchá vlna), nebo byly zapáleny dva následující výboje, vybitím dvou kondenzátorů se vzájemným zpožděním až $30 \mu s$. V tomto případě byly generovány dvě akustické vlny s příslušným zpožděním (interagující vlna). Ideou produkování dvou rázových vln za sebou bylo zlepšit mechanismus uvolňování energie vlny v homogenním prostředí. První vlna pomocí kavitací naruší homogenitu prostředí v ohnisku. Na těchto nehomogenitách pak může následující vlna uvolnit energii. Na obr. 5.12 je vidět průběh tlaku v ohnisku při vytvoření dvou výbojů za sebou. V prvním výboji byla uvolněna energie z kondenzátoru s kapacitou $C_1 = 0,5 \mu F$, v druhém $C_2 = 1 \mu F$. Oba kondenzátory byly nabíjeny na $U = 30 kV$. Oproti předpokladu, že poměr amplitud první a druhé vlny nezávisle na jejich zpoždění zůstane stejný, je na obr. 5.12 patrný fakt, že se zvětšujícím se zpožděním klesá amplituda druhé vlny. Zpoždění na obr. 5.12 a 5.13 udávají časový interval mezi spuštěním prvního a druhého jiskřiště a dají se určit např. z průběhu proudu, viz obr. 5.2.



Obrázek č. 5.12: Srovnání průběhů tlaku v ohnisku při vytvoření dvou po sobě jdoucích akustických vln pro různá zpoždění mezi vlnami.

Abychom omezili možné ztráty energie druhé vlny způsobené narušením dráhy interakcemi prostředí s první vlnou, snížili jsme amplitudu první vlny vložением indukčnosti $30 \mu H$ za první kondenzátor.

Na obr. 5.13 jsou znázorněny průběhy tlaků kaskád dvou akustických vln s potlačenou první vlnou. Na obrázku jsou uvedeny napěťové signály odečtené z PVDF



Obrázek č. 5.13: Srovnání průběhů tlaku v ohnisku při vytvoření dvou po sobě jdoucích akustických vln pro různá zpoždění mezi vlnami. Oproti situaci z obr. 5.12 je v tomto případě pomocí vložené indukčnosti snížena amplituda první vlny.

sondy $3 \times 3 \text{ mm}^2$ v ohnisku reflektoru. Měření se zpožděním $0 \mu s$ odpovídá situaci, kdy došlo k samoprůrazu druhého jiskřiště a všechny kondenzátory byly vybity prakticky do jediného výboje. Také na obr. 5.13 je patrné snižování amplitudy tlaku druhé vlny s rostoucím zpožděním. Protože změna poměru amplitud tlaku při měření v různých vzdálenostech od generátoru vln však nebyla pozorována, zdá se, že první vlna mimo ohnisko výrazně nemění akustické parametry média.

Vysvětlení bylo nalezeno přímo u zdroje akustické vlny. Po zapálení výboje koronového typu vzniká tlaková vlna, která je následována vlnou zředění. Na povrchu anody vznikají po výboji vždy bubliny. V době, kdy je zapálen další výboj, je kapalina v okolí anody ještě nezrelaxovaná a naředěná. Druhá tlaková vlna vzniká v jiných

podmínkách, které snižují účinnost přenosu energie výboje na energii akustické vlny. První výboj vytvoří okolo anody pole prostorového náboje z iontů Na^+ a Cl^- , po skončení výboje se tyto náboje musí rozptýlit, voda vychladit a srovnat tlak kapaliny v okolí anody. Existence prostorového náboje pravděpodobně způsobuje, že druhý výboj ve vodě neprobíhá optimálně a velká část elektrické energie není využita k tvorbě akustické vlny. Hlavním jevem způsobujícím nízké amplitudy tlaku druhé vlny je, že tlaková vlna vzniká v nařazeném médiu.

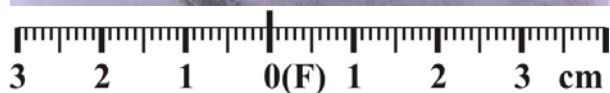
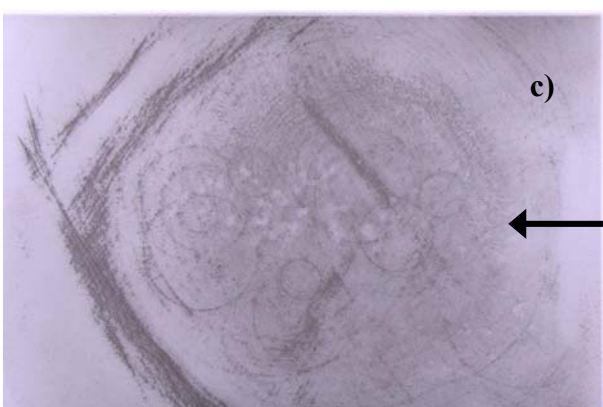
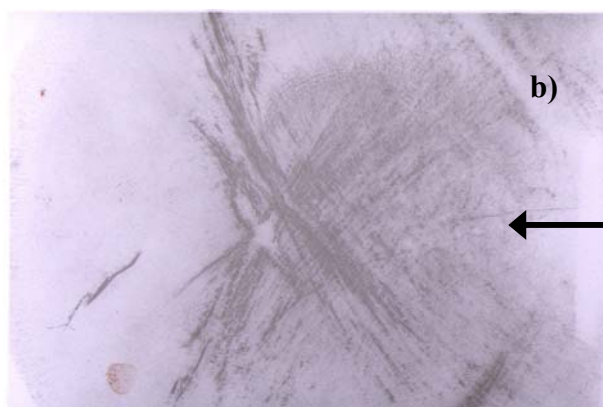
Aby byl odstraněn problém s narušením prostředí při generaci druhé tlakové vlny byla navržena konfigurace, kdy je válcová anoda rozdělena na dvě elektricky nezávislé části. Na každé části zvlášť je zapálen výboj. K tomu je ale potřeba jiný zdroj elektrických výbojů. Jinou možností je změna tvaru cylindrické anody, kdy jedna část anody má jiný poloměr než druhá. Na anodě je generován pouze jeden výboj. Dráhový rozdíl způsobí, že vlna generovaná na části anody s větším poloměrem dorazí do ohniska dříve než vlna generovaná na druhé části anody. Velikostí povrchů jednotlivých částí anody lze také regulovat poměr energií ve vlnách. Podobně by bylo možno realizovat dráhový rozdíl pomocí reflektorů, ale systém by vyžadoval vyšší nároky na přesnost.

5.4 Schlierové fotografie

Ve spolupráci s Doc. Kravárikem z FEL ČVUT v Praze byly provedeny experimenty zobrazující tlaková pole rázových vln Schlierovou metodou. Z fotografií lze vyčíst vrcholový úhel (nebo úhel pod kterým se do ohniska blíží rázová vlna), pozorovat vývoj vlny v čase a určit rychlost kolapsu kavitací.

Na obr. 5.14 a,b,c jsou tři příklady Schlierových fotografií zhotovených při dvojitém výboji na kompozitní anodě. Generované vlny jsou fokusovány kovovým reflektorem ($f = 125 \text{ mm}$). Vlny se pohybují zprava doleva. Druhý výboj byl zažehnut $20 \mu\text{s}$ po prvním. Fotografie byly zhotoveny, když pozice čela první vlny byla a) před ohniskem, v čase $t = 139 \mu\text{s}$, b) v blízkosti ohniska, $t = 148 \mu\text{s}$ a c) za ohniskem, $t = 164 \mu\text{s}$ od okamžiku zapálení prvního výboje. Je na nich zobrazena oblast v okolí předpokládaného ohniska vln, jejíž šířka činí 7 cm . Ohnisko reflektoru na fotografiích je v bodě 0 na měřítku. Odtud byla určena hodnota rychlosti zvuku $c = (1526 \pm 74) \text{ ms}^{-1}$. Chyba je dána především přesností odečtu vzdáleností

z fotografií. Úhel konvergence vln je $\alpha = 115^\circ$, který odpovídá geometrii reflektoru. Bílá skvrna (stín) tvaru křížku na obr. 5.14b naznačuje oblast s nejvyšší hustotou tlaku dobře fokusované rázové vlny. Obr. 5.14c demonstruje pohyb dvou rázových vln.



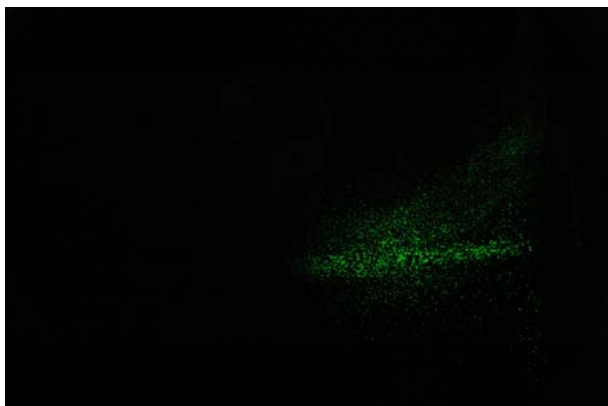
Obrázek č. 5.14: Schlierové fotografie tlakových polí generovaných dvojitým výbojem při $U = 30 \text{ kV}$. Druhý výboj byl zapálen $20 \mu\text{s}$ po prvním. Byly zachyceny okamžiky v čase a) $139 \mu\text{s}$, b) $148 \mu\text{s}$ a c) $164 \mu\text{s}$ od zapálení prvního výboje. Šipky ukazují směr pohybu tlakové vlny.

Pozice první rázové vlny je již za ohniskem, zatímco druhá rázová vlna je před ním.

První vlna na obr. 5.14c při průchodu v okolí ohniska produkuje kavitační bubliny, které jsou na fotografii vidět jako bílé skvrny. Odtud je vidět, že druhá vlna interaguje s akusticky nehomogenním prostředím. Některé z těchto kavitací již kolabovaly a generovaly sférické rázové vlny, které jsou na fotografii vidět jako černé kroužky. Vlnové délky těchto vln se pohybují okolo $0,1 \text{ mm}$, z čehož lze soudit, že závěrečná fáze procesu kolapsu kavitace probíhá v časech $\sim 70 \text{ ns}$. Také bylo pozorováno, že první kavitace kolabují hned (např. na obr. 5.14c cca $2 \mu\text{s}$) po průchodu rázové vlny.

Na tomto místě je potřeba připomenout, že Schlierové fotografie zobrazují pouze gradient tlaku a navíc v jednotlivých bodech integrují změnu indexu lomu z celé dráhy laserového paprsku skrze zkoumanou oblast. To je důvod, proč na obr. 5.14 vidíme pouze čelo vlny. Část vlny která je kolmo na

paprsek měřicího laseru, působí velmi malé změny v dráze paprsku a není zde vidět. Protože se v experimentech jednalo o konfigurace kompozitní anoda s reflektorem, má dráha akustické vlny tvaru průniku dvou sousých kuželů (srovnej obr. 4.7). Na obr. 5.14 je proto vidět dvě náběžné hrany.



Obrázek č. 5.15: Fotografie zachycuje světlo rozptýlené kavitacemi při bočním osvětlení media laserem.

Množství kavitací vznikající po průchodu rázové vlny prostředím lze vidět na obr. 5.15. Zde se nejedná o Schlierovou fotografii. Experiment probíhal tak, že laserem byla shora nasvícena pozorovaná oblast a v případě, že medium bylo v klidu, nedopadalo do CCD kamery žádné světlo. Po průchodu akustické vlny se laserové světlo rozptýlilo na vzniklých kavitacích a bylo vyfotografováno.

Bylo zjištěno, že se kavitace neobjevují pouze v okolí ohniska, ale podél téměř celé osy rotace. Kavitace vznikají vlivem negativní části akustické vlny, která se vlivem prostorové a časové komprese vlny zesiluje a v okolí ohniska dosahuje nejvyšších hodnot. Existenci kavitací vzniklých v akustickém stínu si vysvětlujeme tím, že tlakový vzruch se nešíří pouze v průniku dvou sousých kuželů daném geometrií reflektoru, ale část tlaku se šíří do stran. V ose symetrie se účinky tlaku sčítají a vytvářejí dostatečně silné tlakové pole schopné vytvořit kavitace. Velké množství kavitací vznikající mimo oblast ohniska zůstává problémem, který je potřeba v budoucnu hlouběji prozkoumat. V případě nutnosti (např. aplikace na živou tkáň) lze počet kavitací snížit menší energií ve vlně za současného zvýšení počtu rázových vln na expozici.

5.5 Účinek rázových vln na neživou hmotu

Mechanické účinky tlakových vln na neživou hmotu byly demonstrovány pomocí drcení křídý a ledvinových kamenů. Studovaný objekt (křída, ledvinové kameny) byl zabalen do buničiny a upevněn v předpokládaném geometrickém ohnisku parabolického reflektoru. Pak byl generován výboj a pozorovány účinky tlakových vln. Na obr. 5.16 je vyfotografován ledvinový kámen před upevněním v ohnisku



Obrázek č. 5.16: Ledvinový kámen před vložením do ohniska reflektoru

výsledků jako běžný komerčně vyráběný lékařský litotriptor a má potenciál pro upotřebení v lékařské praxi. Počet rázových vln nutný k úplné fragmentaci kamene u běžných litotriptorů je různý v závislosti na jeho druhu, velikosti a složení. Obvykle kolísá mezi 50 až 4000, s průměrným počtem 1000 rázů [82].

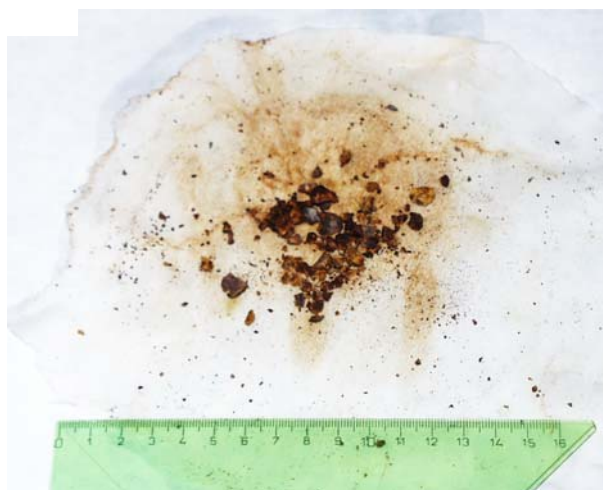
5.6 Vliv tlakových vln na rostlinnou tkáň

Prvními pokusy provedenými na živých tkáních, byla pozorování účinků rázových vln na rostlinnou tkáň, jmenovitě hlízy brambor a plody jablek. Tyto tkáně byly vybrány z několika důvodů: jsou tvořeny z převážné části vodou a jsou tudíž akusticky průhledné; drží pevný tvar během i po experimentu, lze tedy přesně určit kudy se pohybovala akustická vlna; jsou snadno dostupné a levné; účinky vln jsou na nich dobře viditelné.

Z jablka či hlízy bramboru byla vykrojena homogenní tkáň, umístěna do cesty tlakovým vlnám a vystavena účinkům rázových vln. Poté byl zkoumán povrch tkáně. Tkáň byla rozříznuta a řez byl ponechán několik minut (u jablek) až několik hodin (brambory) na vzduchu. Během této doby se na povrchu řezné plochy objevilo zčernání,

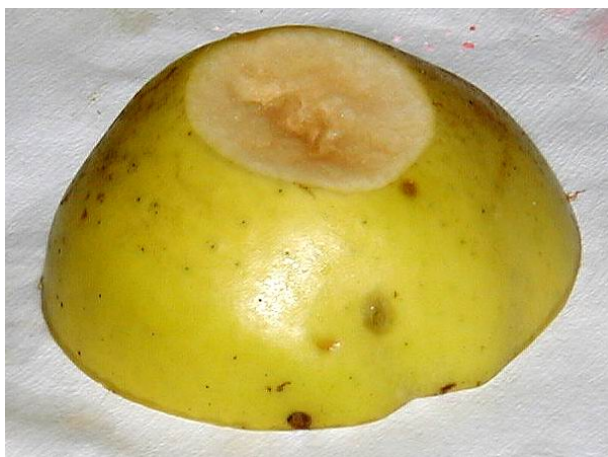
parabolického reflektoru. Obr. 5.17 ukazuje tentýž kámen po vystavení účinkům 10 tlakových vln.

V tomto experimentu byla použita konfigurace s jehlovou anodou a kovovým reflektorem. Zdrojem byl kondenzátor $0,5 \mu F$ nabitý na $20 kV$. Tento experiment ukazuje, že použitý přístroj je schopen docílit obdobných



Obrázek 5.17: Odštěpky ledvinového kamene po vystavení účinkům 10 rázových vln generovaných při nabíjecím napětí $20 kV$

kteře bylo způsobeno nekřozou poškozených buněk a zviditelnila se tak dráha tlakové vlny.



Obrázek č. 5.18: Fotografie jablečné tkáně vystavené účinkům několika desítek rázových vln. Od povrchu se během experimentu v oblasti, kde procházely tlakové vlny, odtrhly části tkáně



Obrázek č. 5.19: Fotografie bramborové tkáně vystavené účinkům 50 rázových vln. Zčernání ukazuje kónický tvar dráhy vlny s vrcholovým úhlem 115° .

U jablek bylo pozorováno postupné odlupování tkáně na povrchu v místech, kudy procházely akustické vlny (obr.5.18). V extrémním případě (přes 50 rázových vln) bylo možno vytvořit dutinu ve tvaru dvou kuželů s vrcholem v ohnisku. K odlupování docházelo z obou stran vzorku, tj. nejen z čelní strany k přicházející vlně, ale i ze zadní strany.

Zčernání na řezných plochách vzorků ukazují, že vrcholový úhel rázové vlny odpovídá úhlu danému konfigurací generátoru vln. Na obr. 5.19 je fotografie bramborové tkáně vystavené účinkům 50 rázových vln generovaných při 30 kV. V těchto experimentech bylo hlavním účelem dokázat schopnost vln mechanicky poškodit tkáň. Proto byly experimenty prováděny při nejvyšším nabíjecím napětí 30 kV a s velkým počtem rázových vln (desítky). Jak je patřno z obr. 5.19 je při velkém počtu rázových vln nekřoza viditelná v celé

oblasti průchodu vln, nikoli pouze v okolí ohniska.

Po proměření tlakových polí PVDF sondami a zjištění možnosti lokalizace účinků rázových vln, byly opět provedeny experimenty na bramborové tkáni. Na obr. 5.20 vidíme tkáň vystavenou 10 rázovým vlnám při nabíjecím napětí 30 kV. Rozměr



Obrázek č. 5.20: Fotografie vzorku bramboru vystavenému účinku 10 rázových vln. Poškození tkáně je patrné pouze v okolí ohniska fokusovaných rázových vln.

vzorku je 6 cm. Z obrázku je zjevné, že k nevratnému poškození tkáně došlo pouze v oblasti ohniska, zatímco tkáň v oblasti mezi ohniskem a okrajem vzorku se jeví neporušená. Toto

dokazuje, že účinky rázových vln mohou být lokální a lze je zaměřit.

5.7 Interakce rázových vln s živočišnou tkání

Ve spolupráci s 1. lékařskou fakultou UK v Praze a Ústavem živočišné fyziologie rostlin a genetiky AV ČR v Liběchově jsme provedli i několik experimentů s medicínským a biologickým zaměřením. Jelikož výsledky dřívějších experimentů ukázaly, že účinky rázových vln a jejich doprovodných jevů (kavitace) jsou schopny destrukce živé tkáně, hledaly se způsoby jejich využití v lékařské praxi.

Tyto experimenty spočívaly v zavěšení biologického materiálu v oblasti ohniska. Byly vysílány akustické vlny a pozorovány účinky na tkáň. Vzorky byly vystavovány různým počtům rázových vln dané intenzity, pak se změnila intenzita a opět byly vzorky vystaveny různému počtu rázových vln. Experimenty byly prováděny nejprve in vitro, později také in vivo.

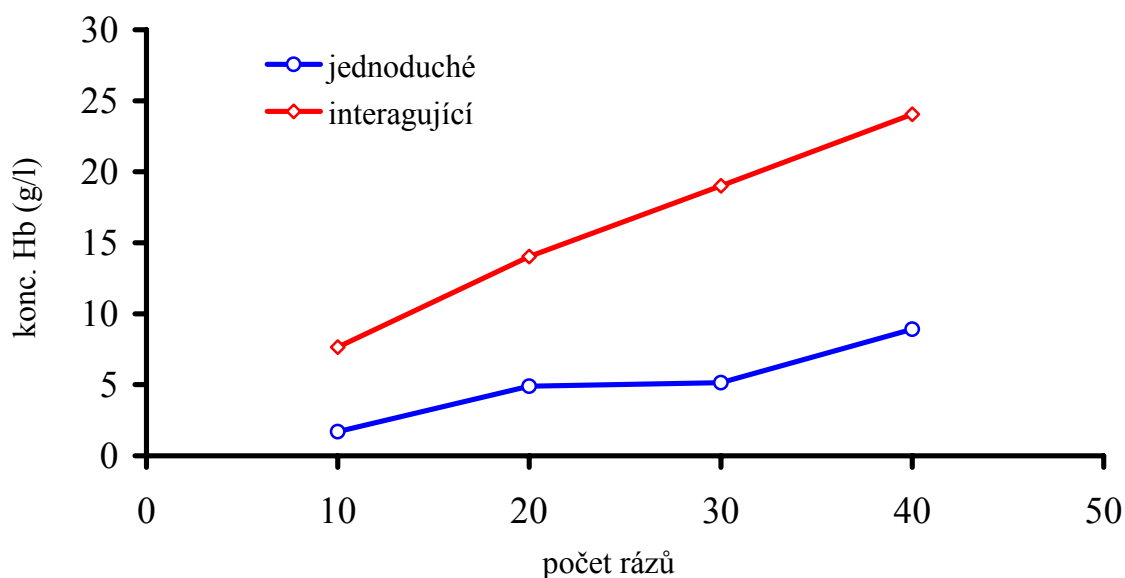
V jiných experimentech byly do ohniska vkládány zkumavky s lidskou krví a zkumavky s extraktem β -lymfocytů. Po vystavení zkumavky jistému počtu rázů byly v laboratořích 1.LF UK měřena hemolýza krve, destrukce lymfocytů a rozmnožovací schopnost přeživších buněk.

Dále byly prováděny experimenty na játrech, slezině a ledvinách z prasete domácího, na slezině laboratorních myší. V těchto experimentech byly opět tyto tkáně umístěny do ohniska a vystaveny vlivům rázových vln. Smyslem těchto experimentů bylo pozorovat destrukci tkáně jak na mikroskopické tak na makroskopické škále.

Poslední experimenty s biologickým materiálem byly prováděny s živými organismy, konkrétně s nu-nu myšmi a s miniprasaty.

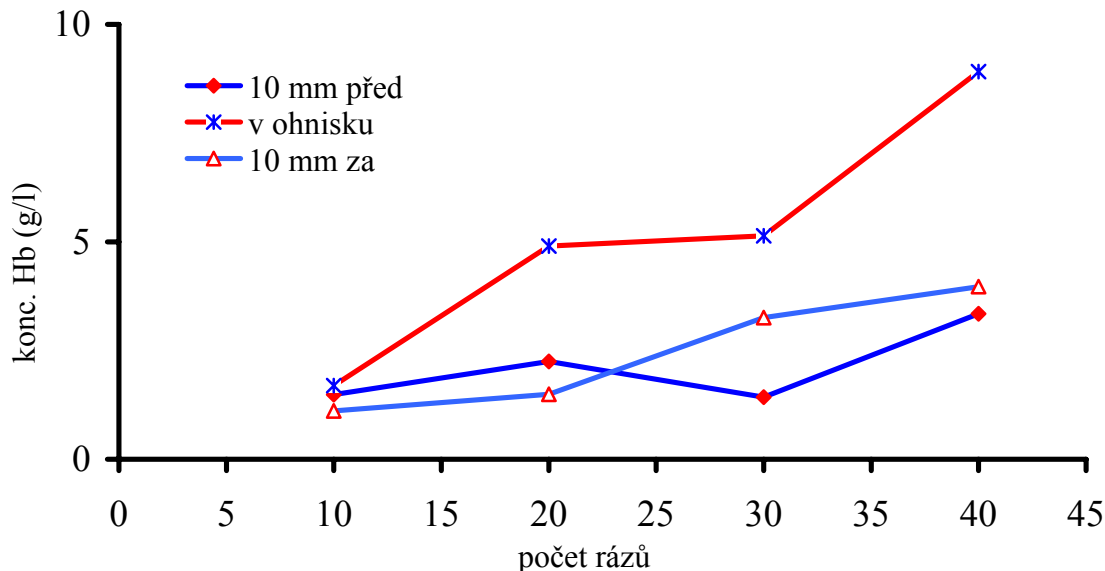
5.7.1 Hemolýza červených krvinek

Při experimentech s lidskými červenými krvinkami byla odebrána do heparinu plná krev od zdravých dárců. Po centrifugaci 10 min při 3000 ot./min byly erythrocyty naředěny 8x fyziologickým roztokem. Suspenze erythrocytů byla napipetována do plastických zkumavek o objemu 1,4 ml, umístěna do ohniska generátoru (konfigurace cylindrická kompozitní anoda – reflektor) a exponována. Expozice byla prováděna: a) jednotlivými rázovými vlnami generovanými na cylindrické anodě vybitím kondenzátoru 1 μF nabitým na 25 kV, nebo b) dvěma rychle po sobě jdoucími vlnami (interagující vlny) vzniklými vybitím kondenzátorů o kapacitách 0,5 μF a 1 μF nabitých na 25 kV se zpožděním cca 5 μs . Výsledky jsou znázorněny v grafu na obr. 5.21. Je patrný rozdíl v biologickém působení obou typů rázových vln na erythrocyty a závislost hemolýzy na počtu rázů. Působení dvou po sobě jdoucích rázových vln v krátkém čase (5 μs) je vyšší než běžná jednoduchá rázová vlna, která je používaná v klinické praxi.

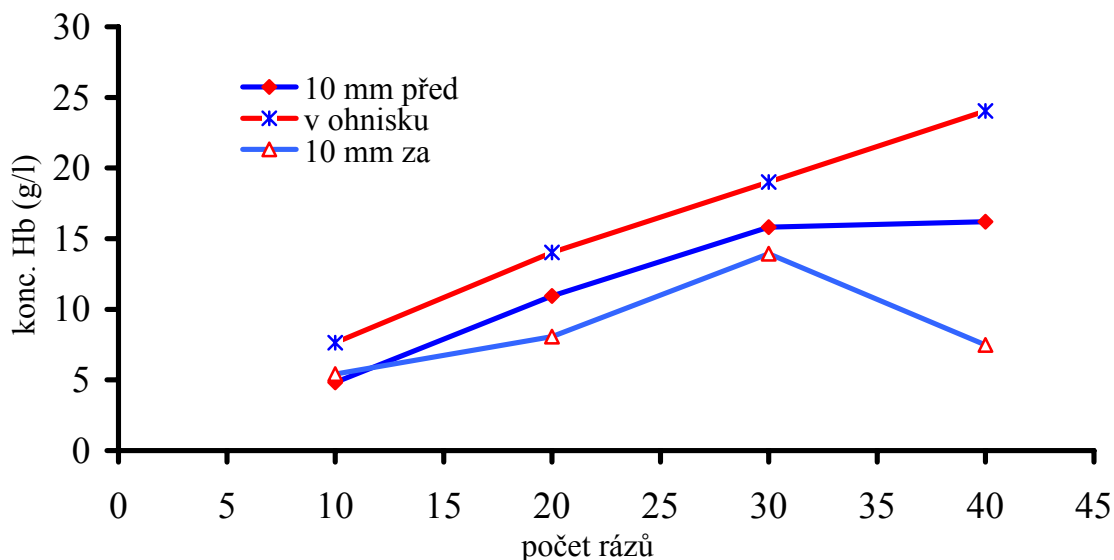


Obrázek č. 5.21: Graf závislosti hemolýzy červených krvinek na počtu a typu rázových vln.

Dalším krokem bylo biologické ověření lokalizovaného působení rázových vln. Zkumavky se suspenzí erytrocytů byly umístovány v různých vzdálenostech od ohniska generátoru a vystaveny 10 až 40 rázovým vlnám obou typů.



Obrázek 5.22: Závislost hemolýzy erytrocytů na počtu rázů jednoduché rázové vlny a vzdálenosti od ohniska při vybíjení kondenzátorů nabitých na 25 kV .



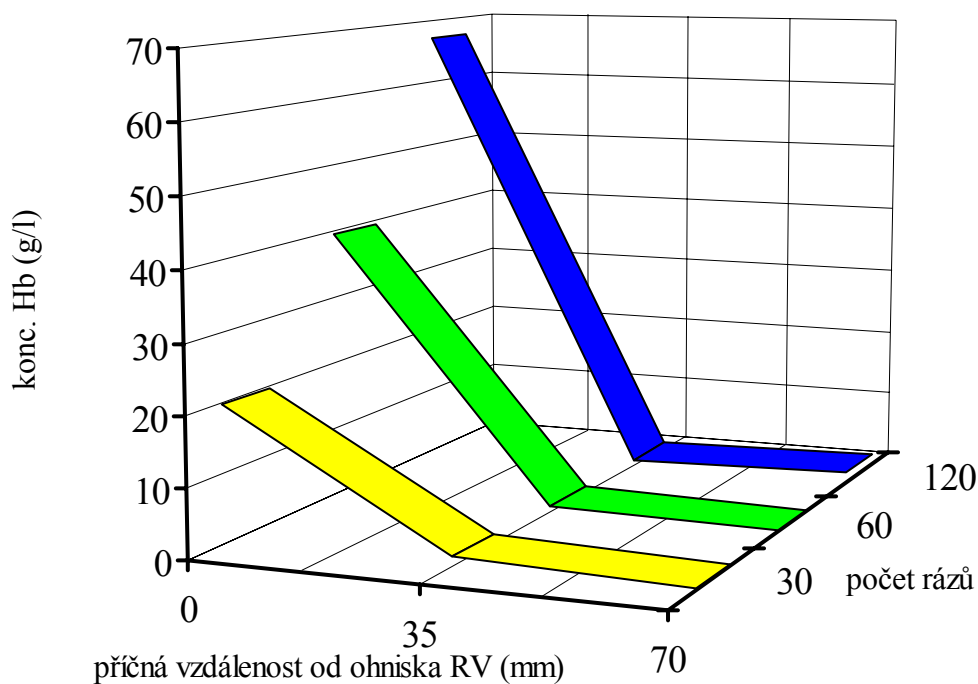
Obrázek 5.23: Závislost hemolýzy erytrocytů na počtu rázů interagující rázové vlny a vzdálenosti od ohniska při vybíjení kondenzátorů nabitých na 25 kV .

Grafy na obr. 5.22 a 5.23 ukazují na možné poškození erytrocytů v ohnisku rázové vlny a pokles účinků před a za ohniskem (10 mm). Cílem tohoto pokusu bylo biologické ověření účinků v okolí ohniska.

Výsledky korelují s fyzikálními měřeními rozložení tlaků. Již při malé změně polohy exponovaného vzorku klesá hemolýza, a to jak u jednoduchých, tak u interagujících rázových vln.

Účinky rázových vln na erythrocyty byly také zkoumány ve směru příčném (horizontálním) k směru rázové vlny. Zkumavky se suspenzí byly umísťovány v ohniskové rovině ve vzdálenosti 0 mm, 35 mm a 70 mm od osy symetrie reflektoru. V každé poloze byly zkumavky se suspenzí vystaveny účinkům 30, 60 a 120 interagujících rázových vln. Vlny byly generovány v konfiguraci válcová anoda – reflektor se zdrojem nabíjeným na 20 kV.

Jak ukazuje graf na obr. 5.24, mají interagující rázové vlny výraznější biologické účinky v ohnisku a mimo něj jsou účinky klesající až zanedbatelné.



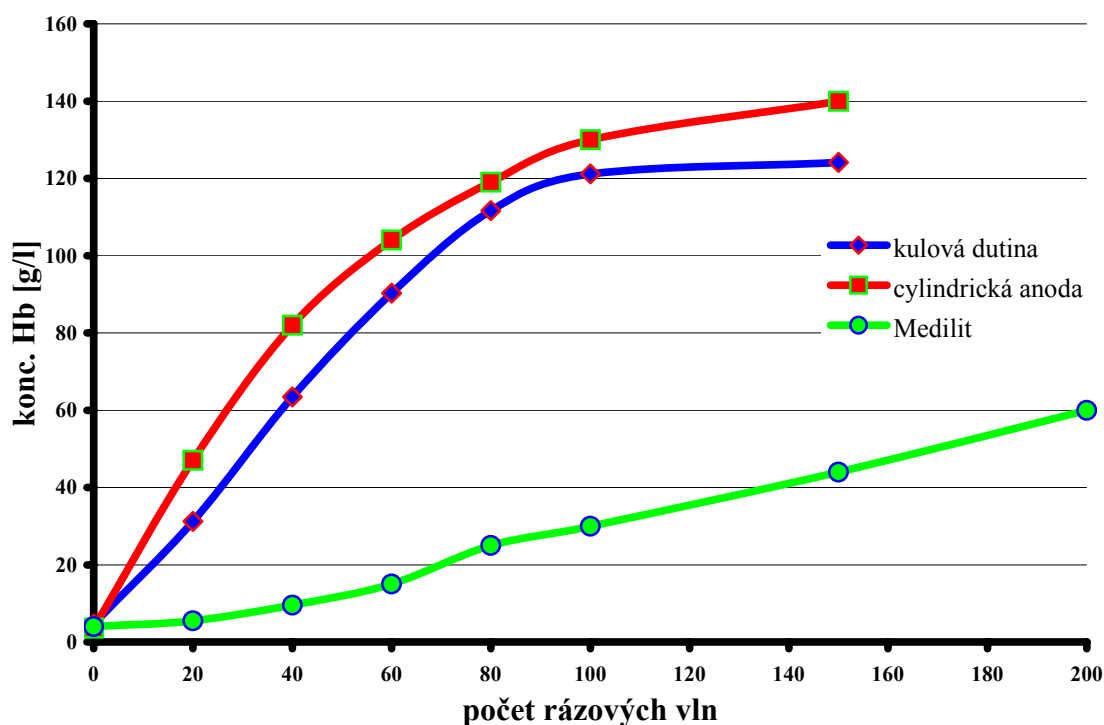
Obrázek 5.24: Závislost hemolýzy erythrocytů na počtu rázů a příčné vzdálenosti od ohniska u interagujících rázových vln při 20 kV.

Pomocí hemolýzy červených krvinek bylo rovněž provedeno srovnání účinků experimentálního a klinického litotriptoru. Jako zástupce klinického litotriptoru byl použit generátor rázových vln Medilit, který má v základním uspořádání amplitudu pozitivní tlakové vlny $p_+ = 80 \text{ MPa}$ a amplitudu negativní vlny $p_- = 10 \text{ MPa}$. Rázová vlna byla generována elektrickým výbojem ve vodě při 15 kV a kapacitě kondenzátoru

0,2 μF . Vodivost okolního roztoku (vody) se pohybovala v rozmezí 3–20 mS/cm . Použitý reflektor, rotační elipsoid, měl poloosy 138 mm a 78 mm a velikost sekundárního ohniska bylo zhruba 45×10 mm . Při expozici byly zkumavky se vzorky umístěny pomocí speciálního držáku do ohniska rázové vlny

Experimentální generátor rázových vln byl testován v konfiguracích cylindrická anoda – reflektor a anoda tvaru sférické dutiny. V obou konfiguracích byly generovány jednoduché rázové vlny vybitím kondenzátoru o kapacitě 1 μF , nabíjeném na napětí 30 kV .

Výsledek experimentu je vyneseno do grafu na obr. 5.25. Hemolýza červených krvinek je na experimentálním zařízení znatelná již u malého počtu rázů a při hodnotě 150 g/l se hemolýza blíží saturační hodnotě (cca 160 g/l dle individuálního stavu dárce). U klinického přístroje koncentrace uvolněného hemoglobinu stoupá lineárně s počtem rázů. Nižší účinnost klinického litotriptoru je dána nejen nižším napětím na kondenzátorech, ale i způsobem působení na vzorek. Litotripty jsou konstruovány



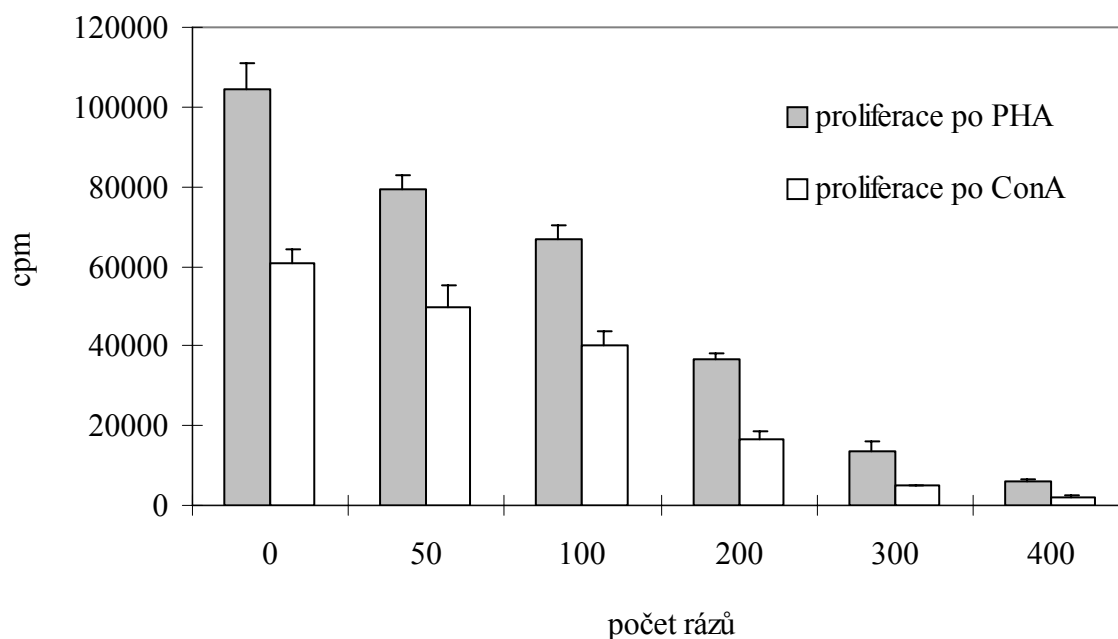
Obrázek 5.25: Srovnání účinků klinického litotriptoru (Medilit) a experimentálního zařízení (konfigurace cylindrická anoda – reflektor a konfigurace anoda tvaru sférické dutiny) při vystavení suspenze červených krvinek vzrůstajícímu počtu rázových vln.

k destrukci kamenů a schopnost ničit okolní měkkou tkáň je považováno za negativní jev.

Experimenty provedené na červených krvinkách nezpochybnitelně prokazují účinky experimentálního přístroje na biologické materiály a schopnost jejich působení na vymezenou oblast.

5.7.2 Sledování účinků rázových vln na suspenzi lymfocytů

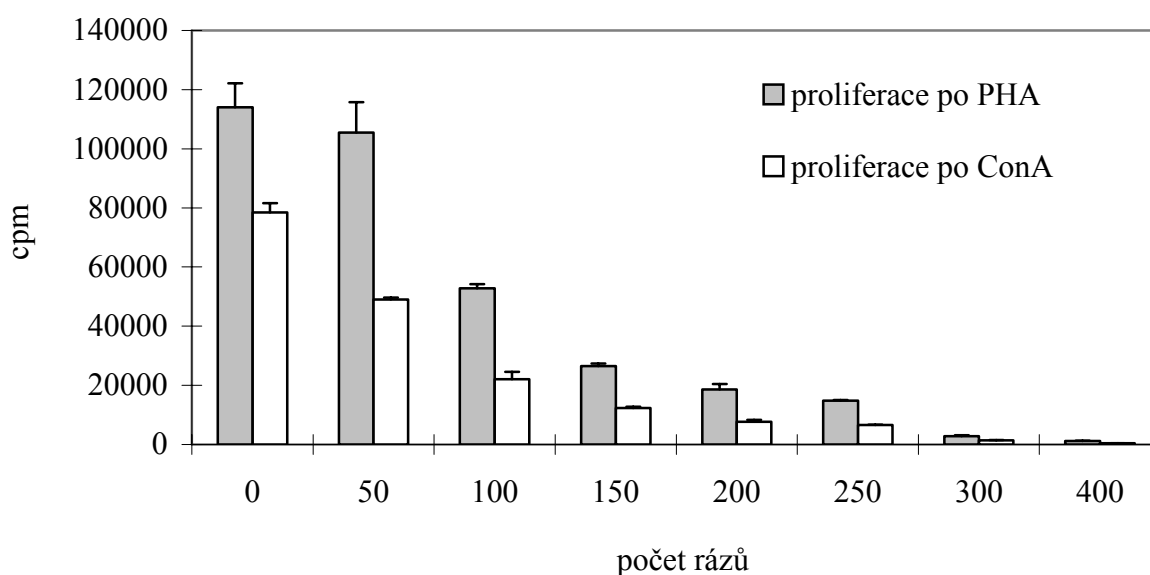
Lymfocyty byly naředěny na koncentraci $2 \times 10^6 / ml$ a rozděleny po $1 ml$ do sterilních plastových zkumavek. Jedna zkumavka byla ponechána v laboratoři ÚHKT 1. LF UK a ostatní (kontrolní a pokusné) byly převezeny do ÚFP, kde byly vystaveny působení rázových vln generátoru. Po expozici byly zkumavky transportovány zpět na ÚHKT. Kontrolní i ovlivněné buňky byly pipetovány v tripletech po $0,1 ml$ do každé jamky mikroděsky s plochým dnem. K stimulovaným vzorkům bylo přidáno $5 \mu g$ phytohemaglutininu (PHA) nebo $5 \mu g$ u konkanavalinu A (ConA) ve fosfátovém fyziologickém roztoku (PBS) a vzorky doplněny tkáňovým kultivačním médiem RPMI 1640 do celkového objemu $0,2 ml$. Kultivační desky byly inkubovány v termostatu při teplotě $37^\circ C$ v 5% CO_2 atmosféře 3 dny. Na konci experimentu bylo přidáno ke každému vzorku $24 kBq$ 3H -thymidinu (spec. akt. $980 GBq / mmol$) a po 4 hodinách



Obrázek č. 5.26: Proliferační lymfocytů po expozici jednoduchými rázovými vlnami při $30 kV$ a následné stimulaci PHA nebo ConA.

byly vzorky přeneseny na přístroj Scatron. Terčíky filtračního papíru s inkorporovanou radioaktivitou do buněčné DNA byly vloženy do lahvíček s 1 ml scintilační tekutiny a měřeny na β -scintilačním počítači Beckman. Účinek exponování na normální lidské lymfocyty byl vyjádřen výpočtem stimulačního indexu (SI) = průměr cpm stimulovaných lymfocytů / průměr cpm kontrolních lymfocytů.

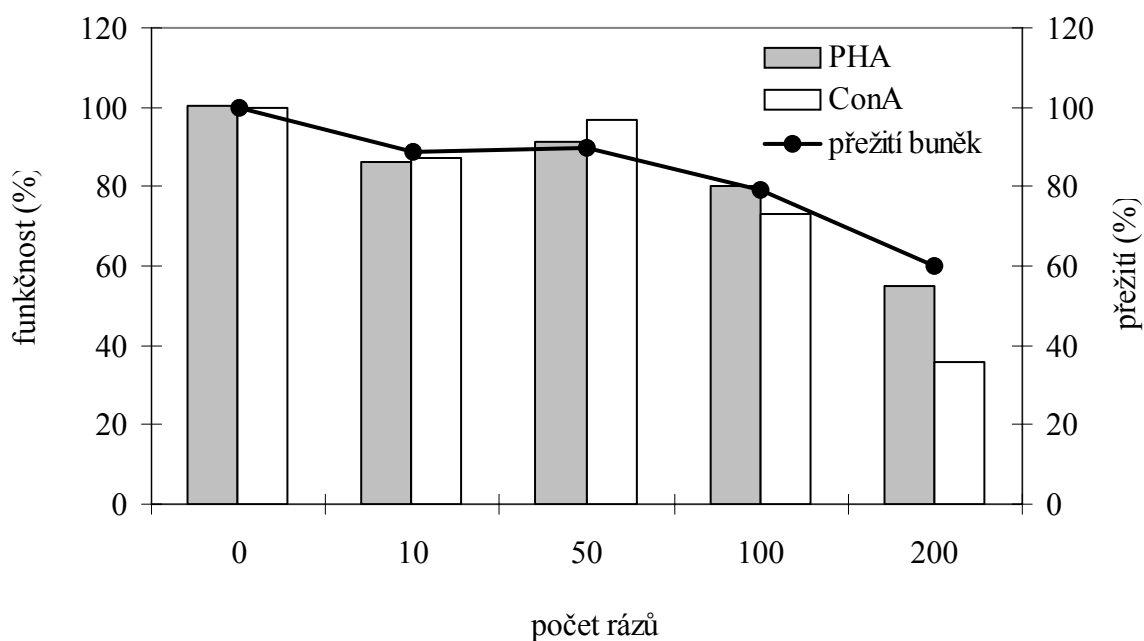
U izolovaných lymfocytů byl sledován účinek rázových vln na počet buněk, přežití, blastickou transformaci (nebo-li mitogenem stimulovanou proliferaci) a



Obrázek č. 5.27: Proliferace lymfocytů po expozici interagujícími rázovými vlnami při 30 kV a následné stimulaci PHA nebo ConA

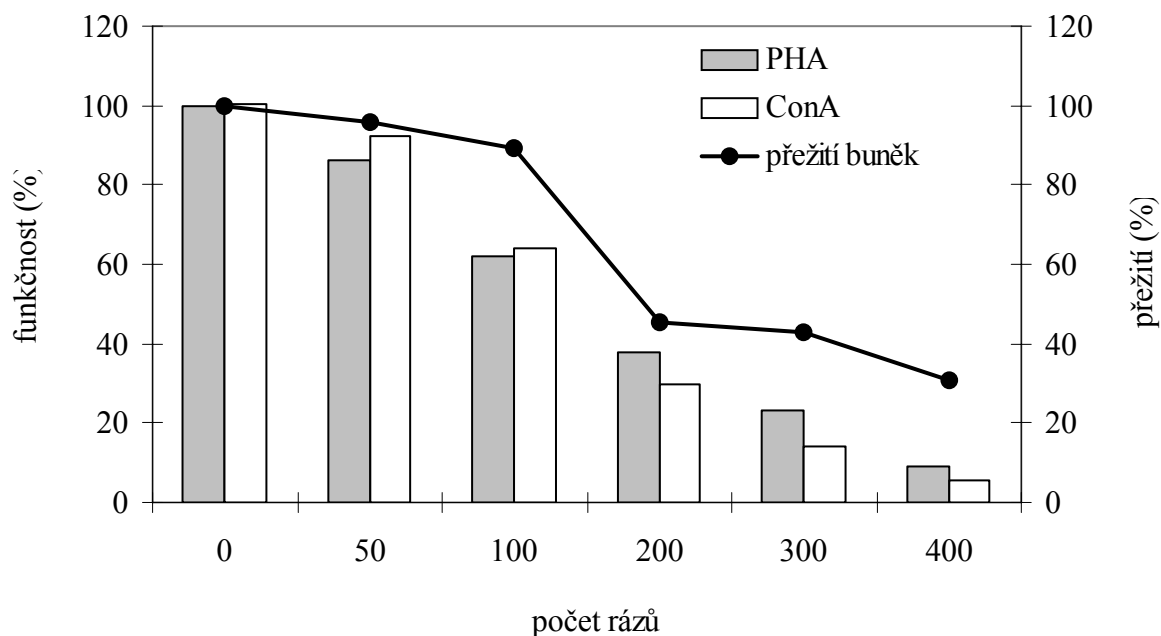
funkčnost. Všechny pokusy byly provedeny na generátoru rázových vln s konfigurací válcová anoda - reflektor. Výsledky jsou dokumentovány v následujících grafech. Graf na obr. 5.26 ukazuje na různou stimulační schopnost dvou mitogenů, PHA a ConA. Lymfocyty reagují vyšší proliferací na přidání PHA než ConA do růstového média. Schopnost mitogenu PHA nebo ConA stimulovat exponované lymfocyty je snižena v závislosti na počtech rázů, jejichž rozpětí bylo 0 - 400.

Z grafu na obr. 5.27 je patrné, že se zvyšujícím se počtem rázů dochází k poklesu proliferační schopnosti exponovaných lymfocytů, jak po stimulaci mitogenem PHA, tak po stimulaci ConA. Při porovnání grafů 5.26 a 5.27 jsou patrné podstatně vyšší účinky interagující rázové vlny (IRV), kdy již po 150 rázech je pokles aktivit řádově nižší. Napětí 30 kV bylo v obou pokusech stejné.



Obrázek č. 5.28: Přežití a funkčnost lymfocytů po expozici jednoduchými rázovými vlnami při 25 kV .

Graf na obr. 5.28 ukazuje účinek jednoduchých rázových vln na lymfocyty. Se zvyšujícím se počtem rázů (0 – 200) dochází k poklesu přežití a snížení funkčnosti lymfocytů. Dochází také k poklesu stimulačního indexu.

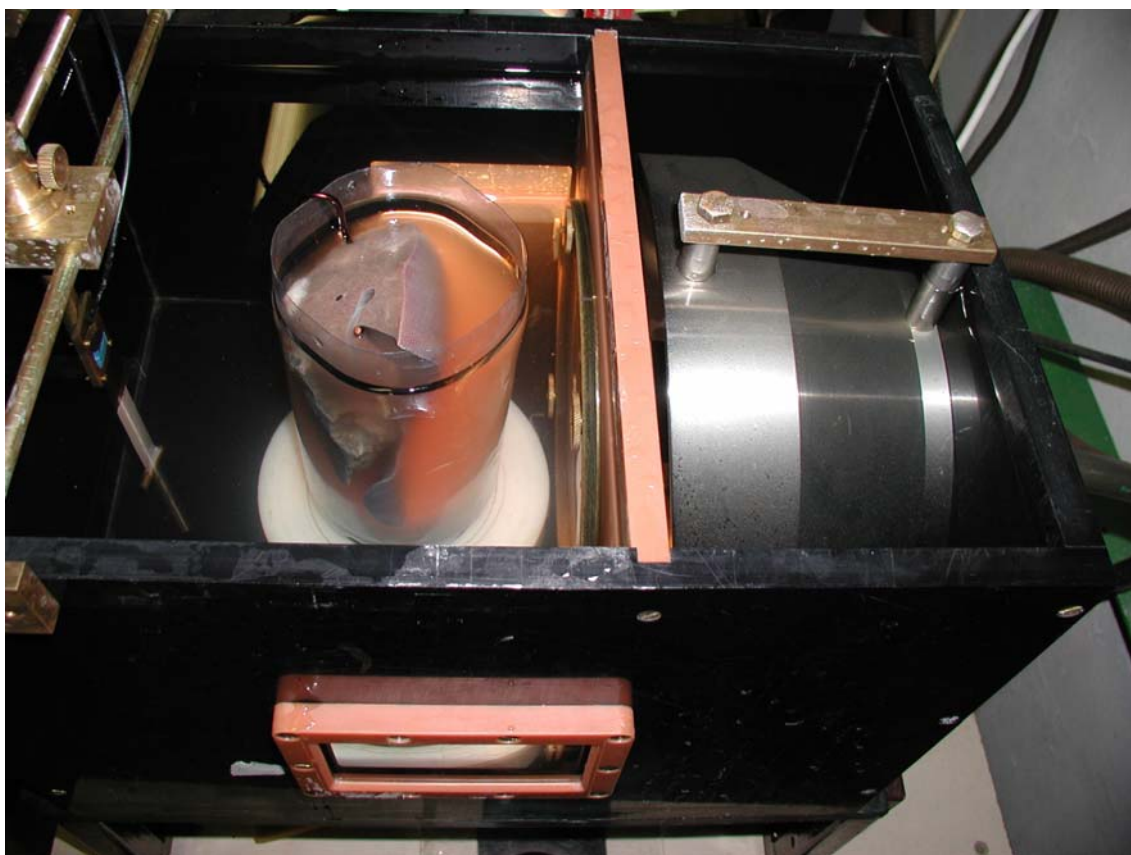


Obrázek č. 5.29: Přežití a funkčnost lymfocytů po expozici interagujícími rázovými vlnami při 30 kV .

Při vyšším počtu rázů (0-400) a expozici interagujícími rázovými vlnami je mnohem významnější pokles v přežití a funkčnosti lymfocytů vzhledem ke kontrole, což je patrné z grafu na obr. 5.29. Porovnáme-li funkčnosti lymfocytů s jejich přežitím, je při vyšším počtu rázů patrný pokles funkčnosti, což lze vysvětlit tím, že lymfocyty mají poškozenou mitotickou aktivitu.

5.7.3 Expozice parenchymatózních orgánů in vitro a in vivo

Byly provedeny pokusy na svalové tkáni, játrech a ledvinách u experimentálních zvířat. Z účasti na těchto experimentech jsou vybrány obrázky dokumentující makroskopické i mikroskopické poškození zdravé tkáně po expozici interagujícími rázovými vlnami na mnohakanálovém zdroji v ÚFP AV ČR. V experimentech, které probíhaly in vitro, byly tkáně nejprve vyoperovány, dle možností do 30 minut dovezeny na ÚFP AV ČR, exponovány, naloženy do formaldehydu a převezeny do laboratoří 1. LF UK. Tkáně byly při expozici umístěny do ohniska geometrie generátoru (viz např. obr. 5.30) a vystaveny účinkům rázových vln. U tkání jater, ledvin a svalů, jež byly exponovány experimentálně in vitro, bylo

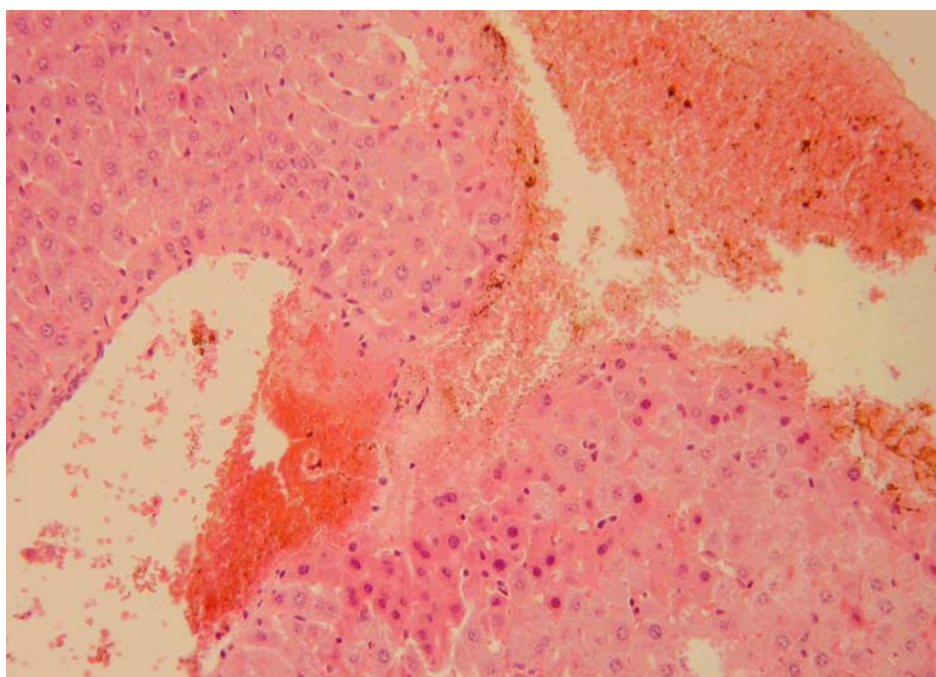


Obrázek č. 5.30: Fotografie experimentálního zařízení. Vpravo se nachází komora s generátorem rázových vln. Vlevo je zobrazena nádoba v níž byla zavěšena exponovaná tkáň. Na levém okraji fotografie je vidět PVDF sonda zavěšená na polohovacím přípravku.

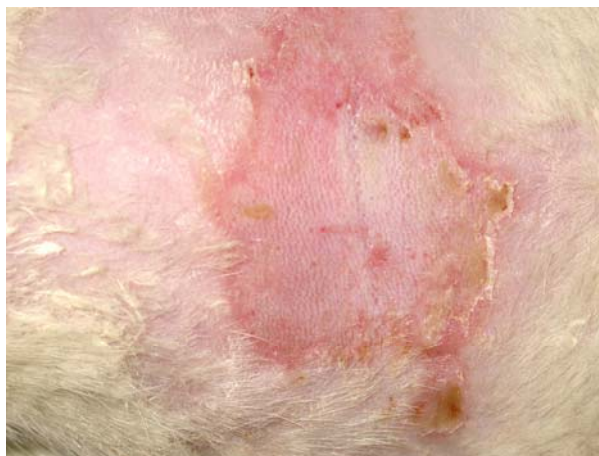
prokázáno významné makroskopické (viz obr. 5.31) i mikroskopické (obr. 5.32) poškození v místě ohniska rázové vlny. Vzhledem k tomu, že nelze vyloučit změny akustických vlastností u odebraných orgánů (tkáň, u které došlo ke ztrátě krve, v sobě obsahuje bubliny jak vzduchu, tak hnilobných plynů), byl tento experiment proveden na živých kryších. V místě akustického kontaktu byla odstraněna srst krysy a ohniskem rázové vlny byly zasaženy tkáně jater nebo svalů.



Obrázek č. 5.31: Pohled na játra prasete exponovaná při napětí 30 kV a počtu rázů 100. Je patrné makroskopické poškození tkáně.



Obrázek č. 5.32: Na řezu jater je vidět huboká trhlina v jaterním parenchymu a ruptura stěny jaterní žíly s nasedající sraženinou na stěnu cévy v místě poškození. Jedná se o poškození na mikroskopické škále.

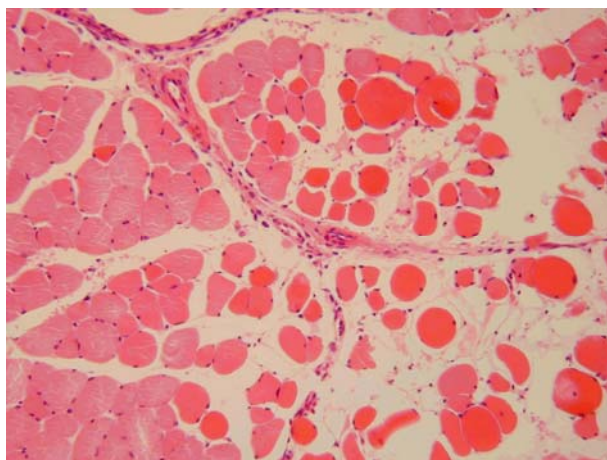


Obrázek č. 5.33: Detailní pohled na exponovanou krysí břišní oblast při napětí 30 kV a počtu rázů 700 (interagující rázové vlny). Je patrné makroskopické poškození



Obrázek č.5.34: Zdravý normální krysí jaterní lalok (vlevo) a lalok 72 h po expozici při napětí 30 kV a počtu rázů 700 (interagující rázové vlny). Je zřetelné makroskopické poškození (ve formě podlitin a ruptur cév) v důsledku působení interagujících rázových vln.

Obrázky 5.33 – 5.35 jsou příkladem traumatizace tkáně in vivo po vystavení interagujícím rázovým vlnám z mnohokanálového experimentálního zdroje, který je schopen vyvolat destrukční účinky i v akusticky homogenním prostředí. Protože lze účinky na biologické tkáně zaměřit, domnívám se, že bude v budoucnu možno tuto metodu využít v lékařské praxi na neinvazivní léčbu rakovinných nádorů.



Obrázek č. 5.35: Histologický preparát svalu dolní končetiny krysy po vystavení rázovým vlnám se stejnými parametry jako u předcházejícího obrázku. Na řezu je jasně vidět mikroskopické poškození tkáně.

6. ZÁVĚR

Byly studovány tři typy anod navržených ke generaci tlakových vln mechanismem zážehu koruně podobného výboje: a) válcová anoda s jehlami, b) kompozitní válcová anoda s porézní keramikou, c) kompozitní anoda s porézní keramikou tvaru kulové dutiny. Byly vytvořeny fyzikální modely povrchu anod. Pro jednotlivé typy anod bylo studováno statické rozložení intenzity elektrického pole v oblasti vzniku koruně podobného výboje s cílem dosažení jeho vysoké homogenity.

Na všech třech typech anod byl homogenní mnohokanálový koruně podobný výboj úspěšně zapálen [72,83-85].

Mnohokanálový koruně podobný výboj byl použit ke generaci akustických tlakových vln ve vodných roztocích. Akustické vlny byly fokusovány a v blízkosti ohniska geometrie generátoru přecházely ve vlny rázové. Při fokusaci vln vzniklých na cylindrických anodách byly používány dvě verze kovových reflektorů tvaru rotované paraboly, lišící se ohniskovou vzdáleností [72,83-85].

Pomocí PVDF piezoelektrických sond byla změřena tlaková pole rázových vln. Byly naměřeny tlaky dosahující v ohnisku amplitud přes 90 MPa [72,85]. Byly změřeny hloubky ostrosti a profily tlakových polí v oblasti ohniska anody tvaru kulové dutiny a ohniska reflektoru s parametrem $p = 320 \text{ mm}$. Hloubka ostrosti ohniska navrženého reflektoru v polovině maxima tlakového pole byla 30 mm , průměr ohniska v polovině maxima tlakového pole činil $2,3 \text{ mm}$ [72,83-85]. Hloubka ostrosti v polovině maxima tlakového pole v ohnisku anody tvaru sférické dutiny byla 23 mm , průměr ohniska v polovině maxima tlakového pole byl $2,5 \text{ mm}$ [72,84,85].

Byly pozorovány kavitace produkované negativní částí rázové vlny [72,83-85].

Pomocí Schlierové metody byla zobrazena tlaková pole akustických vln. Byly pozorovány vznikající rázové vlny a zjištěno, že úhly náběžných hran rázových vln odpovídají příslušným konfiguracím anod generátoru rázových vln. Rovněž byly pozorovány akustické vlny vzniklé kolapsem kavitací vznikajících v oblastech průchodu rázových vln [72,83-85]. Z vlnových délek akustických vln bylo určeno, že závěrečná fáze kolapsu kavitace probíhá v časech $\sim 70 \text{ ns}$.

Byl vytvořen experimentální generátor rázových vln a provedeny interakční experimenty na žlučových kamenech. Ty prokázaly schopnost experimentálního generátoru rázových vln drtit kameny s obdobnou účinností jako klinické litotriptyory [72,83-85].

Byly rovněž provedeny experimenty sledující hemolýzu červených krvinek v krvi, účinky rázových vln na lymfocyty a na živé tkáně in vitro a posléze in vivo, které ukázaly možnosti narušení živé tkáně v makroskopickém i mikroskopickém měřítku. [72,84,85] Bylo zjištěno, že destrukci tkáně lze provádět lokálně [72,84], což umožní v budoucnu tyto výsledky využít mimo jiné i v lékařské praxi.

Seznam literatury:

- [1] **Coleman A.J. and Saunders J.E.:** *A review of the physical properties and biological effects of the high amplitude acoustic fields used in extracorporeal lithotripsy*, Ultrasonics 1993, Vol. 31, No2, pp. 75-89
- [2] **Beneš, J.:** *Biologické účinky rázové vlny a biliární litotrypse*. Kandidátská dizertační práce. (1999)
- [3] **Chapelon J.Y., Cathigol D., Cain C., Ebbini E., Kluiwstra J.U., Sapozhnikov O.A., Fleury G., Berriet R., Chupin L., Guey J.L.:** *New piezoelectric transducers for therapeutic ultrasound*, Ultrasound in Med. & Biol. 26 (1): 153-159 Jan 2000
- [4] **ter Haar G., Sinnet D., Rivens I.:** *High intensity focused ultrasound – a surgical technique for the treatment of discrete liver tumours*, Phys. Med. Biol., 1989, Vol. 34, No 11, 1743-1750
- [5] **Fry W.J., Mosberg W.H., Barnard J.W., Fry F.J.:** *Production of focal destructive lesions in the central nervous system with ultrasonics*, J. Neurosurg. 11, 471-8, 1954
- [6] **Coleman D., Lizzi F.L., Driller J., Rosado A.L., Chang S., Iwamoto T., Rosenthal D.:** *Therapeutic ultrasound in the treatment of glaucoma*, Ophthalmology 92, 339-46, 1985
- [7] **Miller D.L., Song J.M.:** *Tumor growth reduction and DNA transfer by cavitation-enhanced high-intensity focused ultrasound in vivo*, Ultrasound in Med. & Biol. 29 (6), 887-893 Jun 2003
- [8] **Thiel M.:** *Application of shock waves in medicine*, Clinical Orthopaedics And Related Research (387): 18-21 Jun 2001
- [9] **Rompe J.D., Decking J., Schoellner C., Nafe B.:** *Shock wave application for chronic plantar fasciitis in running athletes - A prospective, randomized, placebo-controlled trial*, American Journal of Sports Medicine 31 (2): 268-275 Mar-Apr 2003
- [10] **Birnbaum K., Wirtz D.C., Siebert C.H., Heller K.D.:** *Use of extracorporeal shock-wave therapy (ESWT) in the treatment of non-unions - A review of the literature*, Archives of Orthopaedic And Trauma Surgery 122 (6): 324-330 Jul 2002
- [11] **Buch M., Knorr U., Fleming L., Theodore G., Amendola A., Bachmann C., Zingas C., Siebert W.E.:** *Extracorporeal shock wave therapy in plantar fasciitis: a review*, Orthopade 31 (7): 637 Jul 2002 (in German)
- [12] **Rompe J.D., Buch M., Geresmeyer L., Haake M., Loew M., Maier M., Heine J.:** *Musculoskeletal shock wave therapy - current database of clinical research*, Zeitschrift für Orthopädie und ihre Grenzgebiete 140 (3): 267-274 May-Jun 2002 (in German)

- [13] **Karpman R.R., Magee F.P., Gruen T.W.S., Mobley T.:** *The Lithotripter and its potential use in the revision of total hip arthroplasty (Reprinted from Orthop Rev, vol 16, pg 38-42, 1987)*, Clinical Orthopaedics And Related Research (387): 4-7 Jun 2001
- [14] **Kordač V., Beneš J., Šunka P., Štuka C., Chmel J., Kaláb M., Mareček Z.:** *Lithotripsy of gallstones using shock waves. First clinical experience in Czechoslovakia.* Cas Lek Cesk. (1988) 127: 1397-9
- [15] **May T.C., Krause W.R., Preslar A.J., Smith M.J., Beaudoin A.J., Cardea J.A.:** *Use of high-energy shock waves for bone cement removal.* J. Arthroplasty. (1990) 5: 19-27.
- [16] **Weiss N., Delius M., Gambihler S., Dirschedl P., Goetz A., Brendel W.:** *Influence of the shock wave application mode on the growth of A-Mel 3 and SSK2 tumors in vivo.* Ultrasound Med. & Biol. (1990) 16: 595-605.
- [17] **Maier M., Saisu T., Beckmann J., Delius M., Grimm F., Hupertz V., Milz S., Nerlich A., Refior H.J., Schmitz C., Ueberle F., Weiler C., Messmer K.:** *Impaired tensile strength after shock-wave application in an animal model of tendon calcification,* Ultrasound in Med. & Biol. 27 (5): 665-671 May 2001
- [18] **Pan P.J., Chou C.L., Chiou H.J., Ma H.L., Lee H.C., Chan R.C.:** *Extracorporeal shock wave therapy for chronic calcific tendinitis of the shoulders: A functional and sonographic study,* Archives of Physical Medicine and Rehabilitation 84 (7): 988-993 Jul 2003
- [19] **Song J.M., Tata D., Li L., Taylor J., Bao S.P., Miller D.L.:** *Combined shock-wave and immunogene therapy of mouse melanoma and renal carcinoma tumors,* Ultrasound in Med. & Biol. 28 (7): 957-964 Jul 2002
- [20] **Miller D.L., Bao S.P., Gies R.A., Thrall B.D.:** *Ultrasonic enhancement of gene transfection in murine melanoma tumors,* Ultrasound in Med. & Biol. 25 (9): 1425-1430 Nov 1999
- [21] **Huber P.E., Jenne J.W., Rastert R., Simiantonakis I., Sinn H.P., Strittmatter H.J., von Fournier D., Wannemacher M.F., Debus J.:** *A new noninvasive approach in breast cancer therapy using magnetic resonance imaging-guided focused ultrasound surgery,* Cancer Research 61 (23): 8441-8447 Dec 1 2001
- [22] **Haake M., Thon A., Bette M.:** *Absence of spinal response to extracorporeal shock waves on the endogenous opioid systems in the rat,* Ultrasound in Med. & Biol. 27 (2): 279-284 Feb 2001
- [23] **Tachibana K., Tachibana S.:** *Application of ultrasound energy as a new drug delivery system,* Japanese Journal of Applied Physics Part 1 - Regular Papers Short Notes & Review Papers 38 (5B): 3014-3019 May 1999

- [24] **Takayama K., Saito T.:** *Shock wave/geophysical and medical applications*, Annual Review of Fluid Mechanics 36: 347-379 2004
- [25] **Adams L.G., Senior D.F.:** *Electrohydraulic and extracorporeal shock-wave lithotripsy*, Veterinary Clinics of North America - Small Animal Practice 29 (1): 293 Jan 1999
- [26] **Thiel M., Nieswand M., Dorffel M.:** *The use of shock waves in medicine - a tool of the modern OR: an overview of basic physical principles, history and research*, Minimally Invasive Therapy & Allied Technologies 9 (3-4): 247-253 Aug 2000
- [27] **Schnewlin M., Lischer C.:** *Extracorporeal shock wave therapy in veterinary medicine*, Schweizer Archiv für Tierheilkunde 143 (5): 227-232 May 2001 (in German)
- [28] **Siedler C., Stanek C., Brems R.:** *Proximal suspensory desmitis in the horse: Extracorporeal shock wave therapy compared to injections according to Dr. Müller-Wohlfahrt. A field study*, Tierärztliche Praxis Ausgabe Grosstiere Nutztiere 31 (6): 342-351 2003, (in German)
- [29] **Miller D.L., Dou C.Y., Song J.M.:** *DNA transfer and cell killing in epidermoid cells by diagnostic ultrasound activation of contrast agent gas bodies in vitro*, Ultrasound Med Biol. 29 (4), pgs. 601-607, Apr. 2003
- [30] **Miller D.L., Bao S.P., Morris J.E.:** *Sonoporation of cultured cells in the rotating tube exposure system*, Ultrasound in Med. & Biol. 25 (1): 143-149 Jan 1999
- [31] **Huber P.E., Pfisterer P.:** *In vitro and in vivo transfection of plasmid DNA in the Dunning prostate tumor R3327-AT1 is enhanced by focused ultrasound*, Gene Therapy 7 (17): 1516-1525 Sep 2000
- [32] **Huber P. E., Jenne J., Debus J., Wannemacher M. F. and Pfisterer P.:** *A comparison of shock wave and sinusoidal-focused ultrasound-induced localized transfection of HeLa cells*, Ultrasound in Med. & Biol., Vol. 25, No. 9, pp. 1451-1457, Nov 1999
- [33] **Gerdesmeyer L., Von Eiff C., Horn C., Henne M., Roessner M., Diehl P., Gollwitzer H.:** *Antibacterial effects of extracorporeal shock waves*, Ultrasound in Med. & Biol. 31 (1): 115-119 Jan 2005
- [34] **Brayman A.A., Coppage M.L., Vaidya S., Miller M.W.:** *Transient poration and cell surface receptor removal from human lymphocytes in vitro by 1 MHz ultrasound*, Ultrasound in Med. & Biol. 25 (6): 999-1008 Jul 1999
- [35] **Delius M., Ueberle F., Gambihler S.:** *Acoustic energy determines haemoglobin release from erythrocytes by extracorporeal shock waves in vitro*, Ultrasound in Med. & Biol. (1995) 21: 707-10.

- [36] **Kodama T., Tatsuno M., Sugimoto S., Uenohara H., Yoshimoto T., Takayama K.:** *Liquid jets, accelerated thrombolysis: A study for revascularization of cerebral embolism*, *Ultrasound in Med. & Biol.* 25 (6): 977-983 Jul 1999
- [37] **Kodama T., Uenohara H., Takayama K.:** *Innovative technology for tissue disruption by explosive-induced shock waves*, *Ultrasound in Med. & Biol.* 24 (9): 1459-1466 Nov 1998
- [38] **Дробышевский Э. М., Дунаев Ю. А. Розов, С. И.** *Сферический диафрагменный разряд в электролитах*, *Журнал Технической Физики* 1973, Том 43, Вып. 6. С. 1217 – 1221
- [39] **Kuzhekin I.P.:** *Corona Electrodeless Discharge In Water*, Ninth International Symposium On High Voltage Engineering, pgs. 8073-1 to 8073-3
- [40] **Теляшов Л.Л.:** *Особенности развития «беспробойного» разряда в жидкости*, *Электронная обработка материалов*, № 2, 1989, С. 38-41
- [41] **Кускова Н. И.:** *Механизм распространения лидеров в воде*, *Журнал Технической Физики* 1983, Том 53, Вып. 5, С. 924 – 925
- [42] **Поздеев В. А., Бескаравайный Н. М., Шолом В. К.:** *Приближенная математическая модель беспробойного разряда в жидкой проводящей среде*, *Электронная обработка материалов* № 3 (153) 1990, С. 33-36
- [43] **Teslenko V.S., Zhukov A.I. and Mitofanov V.V.,** *Multicenter spark discharge in a liquid*, *Tech. Phys. Lett.* 21 (9), Sep 1995, pp. 733-735
- [44] **Reichenberger H., Naser G.:** *Electromagnetic Acoustic Source for the Extracorporeal Generation of Shock Waves in Lithotripsy*, *Siemens Forsch. u. Entwickl.-Ber.* Bd. 15 (1986) Nr. 4, pgs. 187-194
- [45] **Beyer, R.T.:** *Nonlinear Acoustics*, *Physical Acoustics Vol. II, B.* (Ed. W.P.Mason), New York, Academic Press 1965
- [46] **Muir, T.G.; Carstensen, E.L.:** *Prediction of nonlinear acoustic effects at biomedical frequencies and intensities*, *Ultrasound in Med. and Biol.* 6 (1980), pp.183-188
- [47] **Комиссарова И. И., Островская Г. В., Филиппов В. Н., Шедова Е. Н.:** *Исследование процесса фокусировки импульсных акустических волн в жидкости*, *Журнал технической физики* Том 64, 1994, в. 7, с. 115-121
- [48] **Судьенков Ю. В., Иванов Э. В.:** *Эффективность фокусировки субмикросекундных импульсов давления в воде в зависимости от радиального распределения их начальной амплитуды*, *Писма в ЖТФ*, Том 22, 1996, вып. 22, с. 27-30

- [49] **Staudenraus J. and Eisenmenger W.:** *Fibre-optic probe hydrophone for ultrasonic and shock-wave measurements in water*, Ultrasonics 1993, Vol. 31 No. 4, pp. 267-273
- [50] **Eisenmenger W.:** *The mechanisms of stone fragmentation in ESWL*, Ultrasound in Med. & Biol. 27 (5): 683-693 May 2001
- [51] **Lafaut J.P., Leroy O., Wevers M., Devolder S., Baert L.:** *Schlieren photography study of energy absorption by uric acid nuclei*, Ultrasound in Med. & Biol. 26 (2): 335-340 Feb 2000
- [52] **Zhu S.L., Cocks F.H., Preminger G.M., Zhong P.:** *The role of stress waves and cavitation in stone comminution in shock wave lithotripsy*, Ultrasound in Med. & Biol. 28 (5): 661-671 May 2002
- [53] **Kan-Ei L., Smith P., Cockett A.T.K.:** *Influence Of High-Energy Shock Waves And Cisplatin On Antitumor Effect In Murine Bladder Cancer*, Urology, Nov 1990, Vol. XXXVI, No. 5, pp. 440-444
- [54] **Prat F., Chapelon J.-Y., El Fadil F.A., Theillère Y., Ponchon T. & Cathignol D.:** *In vivo effects of cavitation alone or in combination with chemotherapy in a peritoneal carcinomatosis in the rat*, Br. J. Cancer (1993), 68, pp. 13-17
- [55] **Prat F., Arefiev A.:** *Cellular and Tissular Effects of Shock Wave-Induced Cavitation: Potential Application to Digestive Cancers*, Shock Waves@Marseille III, Springer-Verlag Berlin Heidelberg 1995
- [56] **Carstensen E.L., Gracewski S., Dalecki D.:** *The search for cavitation in vivo*, Ultrasound in Med. & Biol. 26 (9): 1377-1385 Nov 2000
- [57] **Brayman A.A., Lizotte L.M., Miller M.W.:** *Erosion of artificial endothelia in vitro by pulsed ultrasound: Acoustic pressure, frequency, membrane orientation and microbubble contrast agent dependence*, Ultrasound in Med. & Biol. 25 (8): 1305-1320 Oct 1999
- [58] **Junge L., Ohl C.D., Wolfrum B., Arora M., Iking R.:** *Cell detachment method using shock-wave-induced cavitation*, Ultrasound in Med. & Biol. 29 (12): 1769-1776 Dec 2003
- [59] **Williams J.C., Stonehill M.A., Colmenares K., Evan A.P., Andreoli S.P., Cleveland R.O., Bailey M.R., Crum L.A., McAteer J.A.:** *Effect of macroscopic air bubbles on cell lysis by shock wave lithotripsy in vitro*, Ultrasound in Med. & Biol. 25 (3): 473-479 Mar 1999
- [60] **Williams J.C., Woodward J.F., Stonehill M.A., Evan A.P., McAteer J.A.:** *Cell damage by lithotripter shock waves at high pressure to preclude cavitation*, Ultrasound in Med. & Biol. 25 (9): 1445-1449 Nov 1999

- [61] **Williams P. R., Williams P. M., Brown S. W. and Papadopoulou K.:** *Dynamic stressing of a liquid-liquid interface by tension*, J. Phys. D: Appl. Phys. **33** (2000) 1-7
- [62] **Brujan E.A.:** *The role of cavitation microjets in the therapeutic applications of ultrasound*, Ultrasound in Med. & Biol. **30** (3): 381-387 Mar 2004
- [63] **Matula T.J., Hilmo P.R., Bailey M.R., Crum L.A.:** *In vitro sonoluminescence and sonochemistry studies with an electrohydraulic shock-wave lithotripter*, Ultrasound in Med. & Biol. **28** (9): 1199-1207 Sep 2002
- [64] **Miller D.L., Creim J.A., Gies R.A.:** *Heating vs. cavitation in the induction of mouse hindlimb paralysis by ultrasound*, Ultrasound in Med. & Biol. **25** (7): 1145-1150 Sep 1999
- [65] **Sokolov D.L., Bailey M.R., Crum L.A.:** *Dual-pulse lithotripter accelerates stone fragmentation and reduces cell lysis in vitro*, Ultrasound in Med. & Biol. **29** (7): 1045-1052 Jul 2003
- [66] **Miller D.L., Song J.M.:** *Lithotripter shock waves with cavitation nucleation agents produce tumor growth reduction and gene transfer in vivo*, Ultrasound in Med. & Biol. **28** (10): 1343-1348 Oct 2002
- [67] **Fickweiler S., Steinbach P., Woerle K., Hofstaedter F.:** *The combined effects Of High Energy Shock Waves And Ionising Radiation On A Human Bladder Cancer Cell Line*, Ultrasound in Med. & Biol., Vol. 22, No. 8, pp. 1097-1102, 1996
- [68] **Choi M.J., Coleman A.J. and Saunders J. E.:** *The influence of fluid properties and pulse amplitude on bubble dynamics in the field of a shock wave lithotripter*, Phys. Med. Biol. **38** (1993) 1561-1573
- [69] **Debus J., Spoo J., Jenne J., Huber P., Peschke P.:** *Sonochemically induced radicals generated by pulsed high-energy ultrasound in vitro and in vivo*, Ultrasound in Med. & Biol. **25** (2): 301-306 Feb 1999
- [70] **Hayakawa S., Takayama K.:** *Shock wave propagation in model tissue for medical application of shock waves*, 21st International Symposium on Shock Waves, Great Keppel Island, Australia, Jul 20-25, 1997
- [71] **Arefiev A., Prat F., Chapelon J.Y., Tavakkoli J., Cathignol D.:** *Ultrasound-induced tissue ablation: Studies on isolated, perfused porcine liver*, Ultrasound in Med. & Biol. **24** (7): 1033-1043 Sep 1998
- [72] **P. Šunka, V. Babický, M. Člupek, M. Fuciman, P. Lukeš, M. Šimek, J. Beneš, B. Locke, Z. Majcherová:** *Potential Applications of Pulse Electrical Discharges in Water*, acta physica slovacica, vol. 54, No. 2 (Apr 2004), pp. 135-145
- [73] **Hart E., Anbar M.:** *The hydrated electron*, Wiley, New York (1970)

[74] Яншин Э. В., Овчинников И. Т., Вершинин Ю. Н. Докл. Акад. Наук СССР, 214, 1303 (1974)

[75] P.Šunka, V. Babický, M. Člupek, M. Čermák in Proc. ESCAMPIG 96, Poprad, Slovakia, Aug 27-30 1996. (Ed. Lukáš, Košinár, Skalný) Bratislava, Vol 20E, Part A, p. 125

[76] Pitter P.: *Hydrochemie*, druhé vydání (1990) SNTL Praha

[77] Lide D. R. (ed.): *CRC Handbook of Chemistry and Physics*, 7th edition (1997), CRC Press, New York

[78] Štuka Č., Šunka P., Beneš J.: *Nonlinear Transmission of Focused Shock Waves in Nondegassed Water* in Shock Waves@Marseille vol. III (ed. Brun R., Dumitrescu L. Z.) (1993), Springer-Verlag Berlin Heidelberg

[79] Belogol'skii V.A., Sekoyan S.S., Samorukova L.M., Stefanov S.R., Levtsov V.I.: *Pressure dependence of the sound velocity in distilled water*, Measurement Techniques, Vol 42, No. 4 (1999), pp. 406-413

[80] Software „Quick Field™“, verze 4.0, firma „Tera Analysis Ltd“ Svendborg, Denmark, (<http://www.tera-analysis.com>)

[81] <http://www.piezotech.fr/jac.html>

[82] Hrazdira, I.: *Biofyzikální principy lékařské přístrojové techniky*. (1999): 84-6

[83] Šunka P., Babický V., Člupek M., Fuciman M., Schmidt J., Beneš J.: *Generation of Focused Shock Waves by Multi-Channel Discharge in Water*. In: Conference Record-Abstract, Pulsed Power Plasma Science 2001, Las Vegas, Nevada 2001, 1134-1137, [The 28th IEEE International Conference on Plasma Science and the 13th IEEE International Pulsed Power Conference. Las Vegas, Nevada (US), 01.06.17-01.06.22]

[84] Šunka P., Fuciman M., Babický V., Člupek M., Beneš J., Poučková P., Souček J.: *Generation of Focused Shock Waves by Multi-Channel Electrical Discharges in Water*, Czechoslovak Journal of Physics, Vol. 52 (2002) Suppl. D, D397-D405

[85] Fuciman M., Šunka P., Beneš J., Babický V.: *Generation and Research of Acoustic Shock Waves in Water*, 13th Annual Conference of Doctoral Students, “Week of Doctoral Students 2004”, Charles University Prague, Faculty of Mathematics and Physics, ed. J. Šafránková, June 15-18, 2004, WDS'04 Proceedings, Part II, 259-263