

**EXPERIMENTÁLNÍ A NUMERICKÝ VÝZKUM ŠÍŘENÍ OHYBOVÝCH VLN V TENKÉ
OCELOVÉ DESCE****EXPERIMENTAL AND NUMERICAL INVESTIGATION OF BENDING WAVE
PROPAGATION IN THIN STEEL PLATE**Jan Trnka¹, Eduard Veselý², Aleš Kačor³, Jiří Plešek⁴**Abstract:**

Double pulse holographic interferometry was used for studying the elastic wave propagation in a thin steel plate. The plate was dynamically loaded by exploding wires acting perpendicular to the plate surface. The experimental results are compared with the finite element solution.

Key words: Dvoupulzní holointerferometrie, výbušné drátky, rázové zatížení, metoda konečných prvků, šíření vln.
Double pulse holographic interferometry, exploding wires, impact loading, finite elements method, wave propagation.

I. ÚVOD

Počátky použití pulzních rubínových laserů jako zdrojů světla v holografické interferometrii spadají do počátku sedmdesátých let [1], [2], [3], kdy nebyly ještě k dispozici dvoupulzní lasery, ale pouze jednopulzní. Holointerferometrický záznam byl tedy dvouexpoziční a nikoliv dvoupulzní, kdy jsou následné světelné pulzy generovány po jediném záblesku čerpajících výbojek a časové zpoždění mezi těmito pulzy lze podle potřeby měnit a to v rozmezí 1 – 800 μs. Rázové zatěžování bylo většinou realizované balistickým kyvadlem.

Dostupnost dvoupulzních rubínových laserů koncem osmdesátých let způsobila rozšíření dvoupulzní holografické interferometrie (DPHI) jako účinné metody při výzkumu šíření napěťových vln v pevných tělesech i v plynném prostředí.

DPHI tak dává možnost zkoumat nejen vlastnosti prostředí, jimiž se vlny šíří (izotropie, anizotropie), ale též detekovat různé vady (trhliny, vměstky aj.), které se v něm vyskytují [4].

Šířící se vlna je na hologramu zviditelněna v podobě světlých a tmavých proužků. Tyto proužky mohou být interpretovány jako izoamplitudové křivky. V okolí místa zatížení je tvar proužků závislý především na velikosti a tvaru kontaktní plochy přes kterou je silovým pulzem zkoumaný předmět zatěžován. S rostoucí vzdáleností od místa zatížení převládá však závislost tvaru interferenčních proužků na parametrech prostředí a nikoliv na tvaru kontaktní

¹ Ing. Jan Trnka, CSc., Ing. Eduard Veselý, CSc., Ústav termomechaniky AV ČR Dolejškova 5, 182 00 Praha 8, ČR. E-mail: trnka@bivoj.it.cas.cz

² Ing. Eduard Veselý, CSc., ÚT AV ČR Dolejškova 5, 182 00 Praha 8, ČR, E-mail: eda@bivoj.it.cas.cz

³ Ing. Aleš Kačor, ÚT AV ČR Dolejškova 5, 182 00 Praha 8, E-mail: kacor@bivoj.it.cas.cz

⁴ Ing. Jiří Plešek, CSc., ÚT AV ČR Dolejškova 5, 182 00 Praha 8, E-mail: plesek@bivoj.it.cas.cz

plochy, přes kterou je předmět za. Pro izotropní prostředí a “bodové zatížení” jsou charakteristické soustředné kruhové interferenční pruhy, pro prostředí ortotropní pruhy oválné, odpovídající různým rychlostem šíření vlny v různých směrech. Hustota proužků je závislá na gradientu deformace. Vzdálenost proužků od místa buzení závisí na časovém intervalu mezi začátkem zatížení předmětu a okamžiky expozic holointerferogramu a na rychlosti šíření příslušné vlny. Složitější holointerferenční obrazec vznikne po odrazech napětíové vlny od okrajů předmětu, kdy se vlna odráží zpět a interferuje s vlnou postupující od místa zatížení.

Maximální výchylka amplitudy šířící se vlny představuje široký světlý či tmavý pruh. Mezi těmito maximy jsou proužky značně užší a blíže u sebe, což charakterizuje rychlou změnu amplitudy. Rozteč proužků odpovídá změně amplitudy o $\lambda / 2$ světla použitého pro záznam hologramů. V případě, že vlna nedorazila ještě k okraji předmětu jsou její amplitudy v oblasti mezi posledním viditelným proužkem a okrajem menší než $\lambda / 4$. Na základě analýzy holointerferenčního obrazce můžeme určit tvar šířící se vlny, resp. materiálové charakteristiky prostředí včetně přítomnosti nehomogenit [5] [6] [7].

Pro úspěšný experimentální výzkum napětíových vln v pevných tělesech pomocí DPHI je nutné vyřešit mj. optimální dynamické zatížení zkoumaného předmětu, které musí být dostatečně časově krátké, reprodukovatelné a intenzivní. Současně je nutné zajistit přesnou a reprodukovatelnou synchronizaci záblesků dvoupulzního rubínového laseru s tímto zatížením.

Vhodnost různých druhů dynamického zatěžování byla testována při DPHI záznamu šíření ohybových vln v tenkých, obvodově vetknutých deskách. Pro vyvolání těchto vln byly desky postupně zatěžovány padajícím razníkem, ocelovou kuličkou a piezokeramickým pulzerem, popř. fokusovaným paprskem rubínového laseru. [8] [9].

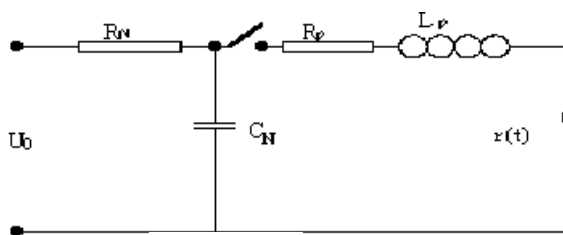
Cílem článku je porovnat experimentálně získané výsledky s numerickými výpočty. Pro numerické řešení úlohy byla použita metoda konečných prvků. Protože zkoumaným předmětem je tenká deska, je v numerickém řešení použito skořepinových prvků. Jedná se v podstatě o tzv. Kirchhoffovskou skořepinu s lineární náhradou posuvů.

II. EXPERIMENT

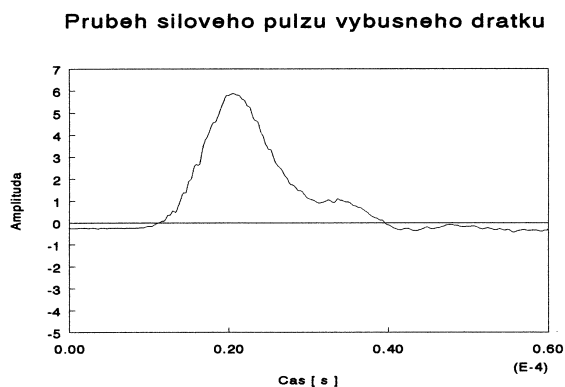
Pomocí dvoupulzního rubínového laseru HLS 2 jako světelného zdroje bylo zviditelněno šíření napětíových vln v tenké ocelové desce o rozměrech 280 x 280 x 5mm. Deska byla fixována na svém dolním okraji v blízkosti rohů, ve dvou “bodech”. S ohledem na tloušťku zkoumané desky i s ohledem na potřebu znalosti přesného časového průběhu zatěžující síly použili jsme pro generaci rázového zatížení výbušných drátků. Tento způsob zatěžování má řadu výhod. Výbušná síla má definovanou velikost i časový průběh a lze ji snadno synchronizovat se záznamovým zařízením. Schéma zapojení výbušného drátku je na obr. 1, přičemž je R_N nabíjecí odpor omezující proud zdroje. U_0 je vysoké napětí, C_N je kapacita kondenzátoru, jehož energie se vybíjí do výbušného drátku. R_p je odpor obvodu a L_p je indukčnost obvodu, $r(t)$ je odpor výbušného drátku závislý na čase. Děj, který provází výbuch drátku, uvedeme jen stručně. Kondenzátor C_N , který je nabit napětím U_0 , se vybije přes drátek sepnutím spínače S. Jeho funkci zastane vhodně seřízené jiskřiště nebo tyratron. Po sepnutí obvodu jím počne s prudkým nárůstem protékat proud značné intenzity - řádově kA. Velká proudová hustota zvýší teplotu drátku na bod varu a vznikne tak v jeho místě

vodivý kanál. Po odpaření drátku dojde k prudkému poklesu proudu. Velikost energie, která je potřebná k výbuchu drátku, je cca 45 kJ/cm³, ale pro vlastní výbuch se použije pouze necelých 10 % energie kondenzátoru, zbytek energie se vyzáří a spotřebuje na ztráty v obvodu [10].

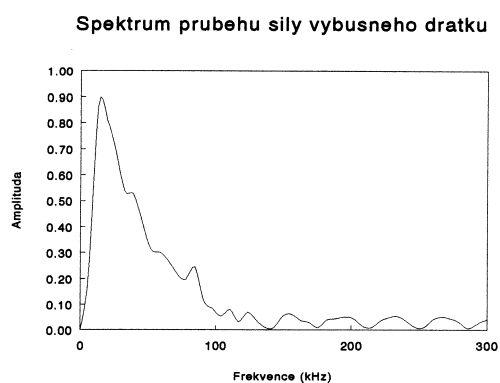
Zatěžování výbušnými drátky se ukázalo velmi vhodné pro experimentální řešení přechodových stavů napjatosti v pevných tělesech. Použití této metodiky má řadu výhod, neboť lze dosáhnout extrémně krátkých pulsů 10 - 30 μs, které jsou dostatečně intenzivní (1000 - 2000 N). Další předností je spolehlivá synchronizace výbuchu drátku se záblesky laseru. Drátek je umístěn ve tvarově i materiálově vhodném trámečku (vzorku). Z rozboru vlivu tvaru vzorku na časový průběh vybuze síly vyplynulo, že je optimální volit vzorek obdélníkového průřezu, s poměrem stran 1 : 2. Tehdy dosáhneme jednoduchý časový průběh vybuze síly viz obr. 2. Délka i průběh čela pulzu vyhovují našim požadavkům; z frekvenčního spektra na obr. 3 je zřejmé, že signál obsahuje složky až k frekvenci 100 kHz.



Obr.1



Obr.2

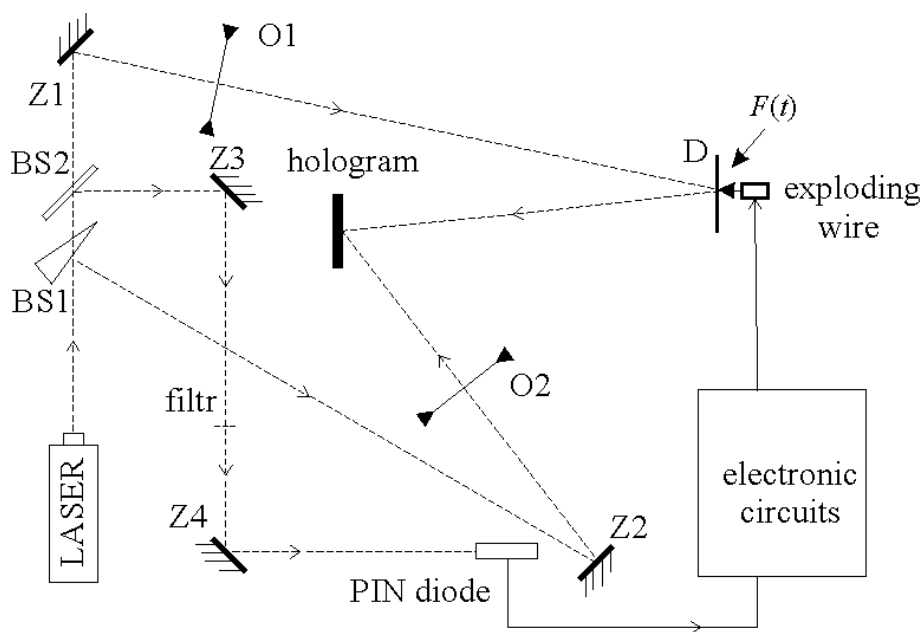


Obr.3

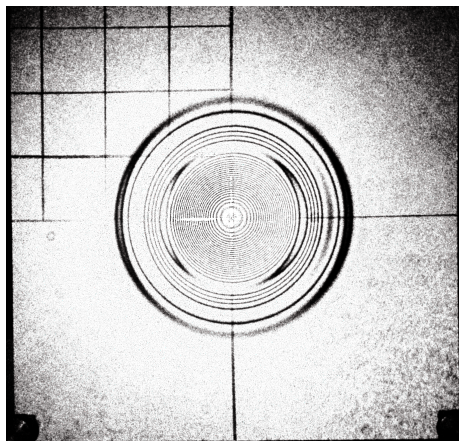
Optické schéma úlohy, kdy bylo pomocí DPHI sledováno šíření ohybové vlny generované výbušným drátkem v tenké desce je na obr.4.

Světelný paprsek rubínového laseru je děličem BS1 rozdělen na dva. Prvý - odražený na čelní ploše děliče BS1, dopadá na zrcadlo Z2, je následně divergován rozptylkou O2 a dopadá na holografickou desku jako referenční paprsek. Druhý paprsek prochází děliči BS1 a BS2 odráží se od zrcadla Z1, dopadá na předmět a následně po odrazu od desky D na holografickou desku jako předmětový paprsek. Pro synchronizaci generace prvního pulzu rubínového laseru s výbuchem drátku je použit světelný paprsek odražený na čelní ploše děliče BS2, který dopadá po usměrnění zrcadly Z3 a Z4 na PIN diodu. Ta vyše napěťový pulz, který je veden do elektronického obvodu se spínacím jiskřištěm. Celý děj je tedy závislý na prvním světelném pulzu, kdy je pořízen nezátížený stav sledovaného předmětu a současně

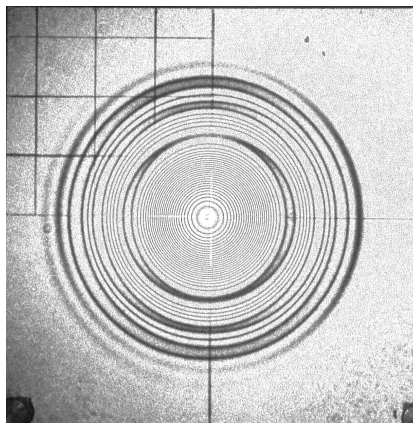
“odpálen” výbušný drátek. Druhý světelný pulz laseru je generován s nastavitelným zpožděním. Časové průběhy světelných pulzů jsou sledovány pomocí paměťového osciloskopu, který je propojen s řídicí jednotkou dvoupulzního rubínového laseru.



Obr.4



Obr.5



Obr.6

Na obr.5 je fotografie dvoupulsního holointerferogramu rázově zatížené desky v čase 25 μs po výbuchu, na obr.6 je to v čase 35 μs po výbuchu. Uvedené časy jsou “absolutní”, tzn, že je odečteno parazitní zpoždění v elektrických obvodech i doba nutná pro průlet podélné vlny v plexivzorku s výbušným drátkem mezi výbuchem a skutečným silovým pulzem vstupujícím do desky.

Ve výše uvedených časech dosáhne čelo příčné vlny šířící se v oceli rychlostí 3 180 m/s [11] vzdáleností 0.079 resp. 0.11 m od místa rázu Z holointerferogramů je vyhodnotitelné

čelo vlny, o čemž svědčí rázem “zasažené” vzdálenosti 0.076 resp. 0.11 m. Velikost oka sítě nakreslené na sledované desce je 40 x 40mm.

III. VÝPOČTY

Jelikož se jedná o symetrickou úlohu, zahrnuje výpočtový model pouze čtvrtinu desky. Modelová síť má hustotu 122x122 elementů. Protože modelovaným objektem je tenká deska, je použit skořepinový prvek. Jedná se o Kirchhoffovskou skořepinu s lineární náhradou posuvů. Prvek je definován pomocí čtyř uzlů, každý se šesti stupni volnosti - posunutí ve směrech x , y a z a natočení kolem os x , y a z .

Materiál desky je ve výpočtu modelován izotropním materiálem s těmito vlastnostmi:

Modul pružnosti v tahu	$E = 2,26 \cdot 10^{11}$ [MPa],
Poissonovo číslo	$\nu = 0,35$,
Hustota	$\rho = 7820$ [kg·m ⁻³].

Výše uvedené hodnoty byly stanoveny na základě měření provedených na zkoumané desce [12].

Předepsané okrajové podmínky vyplývají z podmínek symetrie úlohy.

Zatížení modeluje tlakový puls s rovnoměrným rozložením, který působí na zatěžovací plochu obdélníkového tvaru o rozměrech 2,5 x 5 mm. Časový průběh zatížení byl získán z měření v digitální formě.

Pro řešení tohoto nestacionárního stavu dynamické napjatosti se využívá implicitní Newmarkovo integrační schéma. Hodnotu časového kroku Δt je možné zvolit na základě vztahu:

$$c_0 \cdot \Delta t \approx h, \quad (1)$$

kde:

c_0	- je rychlost šíření podélné vlny	($c_0 = 5200$ [m·s ⁻¹]),
h	- je délka nejmenšího prvku	($h = 1,1 \cdot 10^{-3}$ [m]).

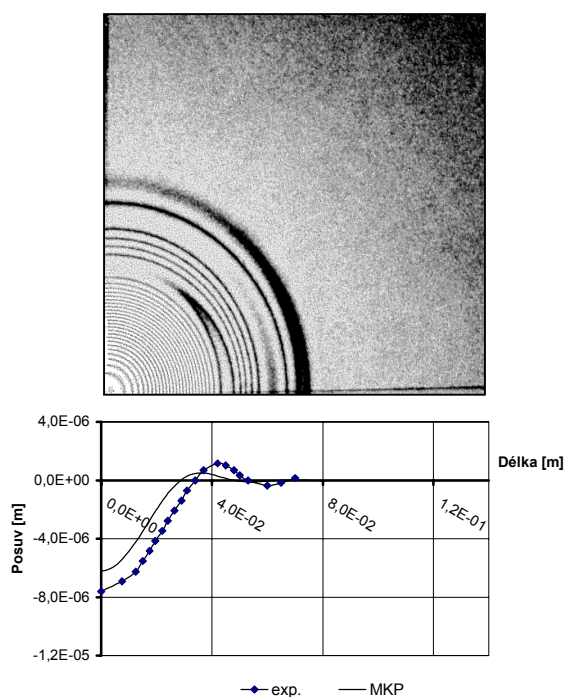
V našem případě jsme na pravé straně výrazu (1) použili poloviční délku prvku. Po dosazení do vztahu (1) vyjde $\Delta t = 1,1 \cdot 10^{-7}$ s, což přibližně odpovídá vzorkovací frekvenci 10 MHz.

Na základě požadavku srovnání výsledků numerického modelování s experimentem je výpočet ukončen v čase $t = 4 \cdot 10^{-5}$ s. Tento čas odpovídá stavu, kdy se již odražená podélná vlna vrací zpět. Po odrazu podélné vlny od okraje desky dochází k interferenci vln odražených i příchozích. Zmíněný děj však můžeme zanedbat, neboť tento typ vlny nese jen zanedbatelné množství energie oproti pomaleji se šířící ohybové vlně, která v tomto okamžiku ještě k okraji desky nedorazila.

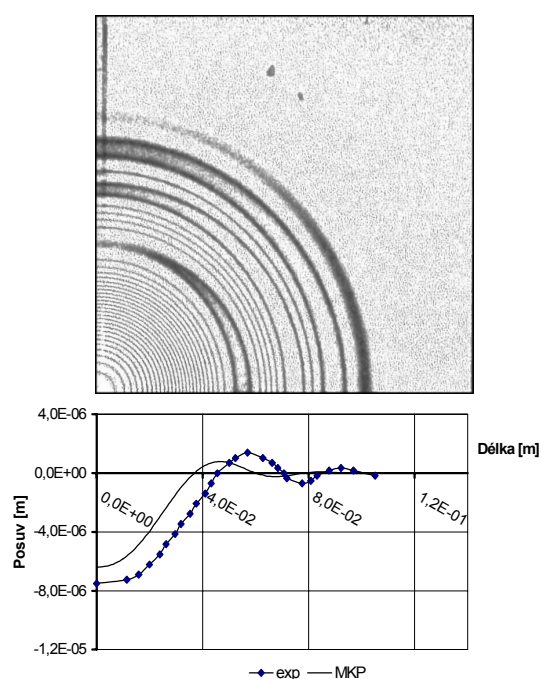
Samotný výpočet byl proveden programem MARC [13] na pracovní stanici DEC/COMPAQ MONET XP 1000/500 pod operačním systémem Digital Unix 4.0E. Celkový čas (wall time) potřebný pro řešení úlohy činil 13192 s.

IV. POROVNÁNÍ EXPERIMENTÁLNÍCH A NUMERICKÝCH VÝSLEDKŮ.

Na Obr.7 a 8 jsou uvedeny experimentální i numerické výsledky v časech 25 μ s a 35 μ s po výbuchu.. S ohledem na symetrii úlohy jsou v horní části obrázků uvedeny pouze výřezy z holointerferogramů uvedených na Obr.3 a 4. V dolní části obrázků jsou tyto holointerferogramy kvantitativně vyhodnoceny. Vyneseny jsou zde velikosti posuvů v příslušných časech po výbuchu. Současně jsou vyneseny i průběhy posuvů získaných z numerického řešení. S ohledem na použité optické schéma, polohu a rozměry desky i s ohledem na směr působící rázové síly můžeme s dostatečnou přesností holointerferogramy jednoduše kvantitativně interpretovat. Dominující složka vektoru posuvu je téměř totožná s vektorem citlivosti [14]. Ten, jak známo, pólí úhel mezi směrem pozorování a osvětlení. Při rekonstrukci nebyla pozorována žádná paralaxa mezi proužky a předmětem proužky byly tedy lokalizovány v rovině zkoumané desky.



Obr.7

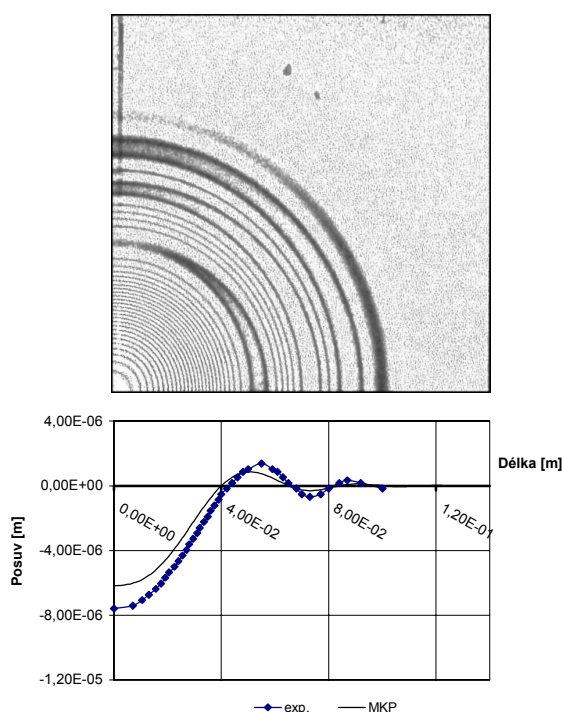


Obr.8

Při vyhodnocování uvedených holointerferogramů postupujeme tak, že nejdříve uvažujeme vrchol „výdutě“, tedy střed koncentrických interferenčních kroužků. Pohybujeme-li se ve směru radiály k vnějšímu okraji desky je patrná, do určité vzdálenosti, téměř stejná prostorová frekvence kroužků. To je svah výdutě, kdy kroužky jsou jejími vrstevnicemi s převýšením $\lambda/2$ (pro světlo rubínového laseru je $\lambda = 0.6943 \mu\text{m}$). Následný první široký

proužek je prvé minimum, následující široký proužek je druhé maximum atd. Široké proužky tedy odpovídají lokálním extrémům. Za posledním vnějším proužkem je výchylka (je-li tam) menší než $\lambda/4$, tedy menší než cca $0.17\mu\text{m}$ a touto metodou nedetekovatelná. Při porovnávání numerických a experimentálních výsledků na Obr.7 a 8 je zřejmý posun mezi nimi. V čase $25\mu\text{s}$ činí téměř $1.5\mu\text{s}$ (tj.cca 4,5mm) zatímco při $35\mu\text{s}$ jsou to již $3\mu\text{s}$ (cca 9 mm). Délkové hodnoty jsou odečítány na ose x a odpovídající časové údaje jsou spočteny pro rychlost příčné vlny $c_2 = 3271 \text{ m/s}$ [12]. Lze očekávat, že s rostoucím časem zřejmě bude tato disproporce narůstat. Pro ilustraci je na Obr.9 uvedeno porovnání výsledků, kdy experiment je v čase $35 \mu\text{s}$ a numerický výpočet je v čase $38 \mu\text{s}$.

Co se týče amplitudy výchylky jsou experimentální hodnoty vyšší. Maximální výchylka experimentálně zjištěná je téměř o 20% vyšší než vypočtená. Na základě těchto skutečností je v současné době testován vliv různých parametrů, které mohou hrát určitou roli při porovnávání výsledků.



Obr.9

V. ZÁVĚR.

Pomocí dvoupulzní holointerferometrie a MKP byla věnována pozornost diagnostice nestacionárního stavu dynamické napjatosti v tenké ocelové desce, rázově zatížené pomocí plexisklového vzorku s výbušným drátkem. Síla působila kolmo k povrchu zkoumané desky v jejím středu na ploše $5 \times 10 \text{ mm}$ po dobu cca $20\mu\text{s}$. Její časový průběh byl předem změřen pomocí dynamometrické tyče. Pro tento průběh síly byla spočítána odezva systému programem MARC. Pro dva různé okamžiky byly porovnány experimentální a numerické výsledky a byla dosažena kvalitativně dobrá shoda. Při kvantitativní analýze se však ukázalo, že numerické řešení je “pomalejší”, než experimentální a tento nesouhlas s časem roste. Zároveň maximální vypočtené výchylky jsou cca o 20% nižší než experimentálně zjištěné. Jedním z důvodů těchto disproporcí může být to, že při holografickém záznamu nebylo

možné současně měřit časový průběh rázové síly. V nejbližší době bude věnována pozornost i dalším vlivům, které by mohly tento nesouhlas způsobit.

VI. PODĚKOVÁNÍ.

Práce vznikla při řešení grantového projektu GA AV “*Diagnostika nestacionární dynamické napjatosti v deskových a skořepinových útvarech*” Reg. č. A 2076904. Autoři práce proto upřímně děkují Grantové agentuře AV ČR za podporu.

Literatura

- [1] Aprahamian, R., at all.: Application of Pulsed Holographic Interferometry to the Measurement of Propagating Transverse Waves in Beams. *Experimental mechanics* pp.309-314, 1971, No.6
- [2] Aprahamian, R., at all.: Holographic Study of Propagating Transverse waves in Plates. *Experimental mechanics* 1971, No.8
- [3] Evensen, D.A., Aprahamian, R.: Applications of Holography to Vibrations Transient Response. TRW Report AM 70-11. May 1970
- [4] Trnka, J., Veselý, E.: Dvoupulzní holointerferometrie při výzkumu rázových dějů v mechanice těles a prostředí. *Proc. of the Colloquium Dynamics of Machines'98*. Str. 227-230. IT ASCR Prague 3-4. Feb. 1998
- [5] Olofsson, K.: Pulsed Holographic Interferometry for the Study of Bending Wave Propagation in Paper and in Tubes. 1994:144 DISSN0348-8373 ISRN HLU - TH - T -- 144 - D -- SE LULEE U. of Tech
- [6] Olofsson, K., et al.: Holographic interferometry measurements of transient bending waves in tubes and rings, *Experimental Mechanics*, Vol.33, No 4, 308-313, (1993).
- [7] Fallstrom, K. J., et al.: Transient Bending Waves in Plates Studied by Holointerferometry. *Experimental Mechanics*, 1989, p. 378
- [8] Trnka, J.: Testování zatěžovacích tělísek s výbušnými drátky. Zpráva ÚT ČSAV T 303 / 83
- [9] Trnka, J., Landa, M., Převorovský, Z.: Buzení ultrazvukových vln v konstrukcích pulzním laserem. *Kolokvium Diagnostika strojů '96*. 5. - 6. 11 1996. UT AVCR.
- [10] Trnka, J., Veselý, E.: Generace rázového zatěžování při experimentálním výzkumu šíření napětíových vln v deskách a skořepinách. *Proc. Inženýrská mechanika '99* Str. 469-473
- [11] Brepta, R.: Rázy a vlny napětí v pevných tělesech. Skripta ČVUT FJFI 1977, str. 317.
- [12] Landa, M., at all.: Geometrical dispersion effects in AE analysis of thin-wall structures. *Procc. Of the Ultrasonics and Acoustic Emission 35th International Conference.*, Sept. 14-18. 1998, Trešť, Czech Rep.
- [13] MARC-DEC, version K7.3.2., Volume C: Program Input 1997.
- [14] West, Ch.: Holographic Interferometry, John Wiley 1979, p. 70.