

# Jak se laser uplatnil v holografii?

Miroslav Miler

Ústav fotoniky a elektroniky AV ČR, v. v. i., Chaberská 57, 182 51 Praha-Kobylisy

*Počátky holografie sice spadají do období před více než šedesáti lety, ale svého rozmachu se tato metoda dočkala až po více než dalších deseti letech, poté, co byl využit těsně předtím vynalezený laser jako koherentní světelný zdroj. Ve stati jsou shrnuty příčiny tohoto rozmachu a podrobněji rozebrány jednotlivé aspekty. Jsou použity pouze jednoduché matematické prostředky a názorné představy (např. co se týče koherence světla).*

## Úvod

Holografie je jednoslovný výstižný název pro metodu záznamu optické informace založené na principu rekonstrukce vlnoplochy. Termín rekonstrukce je ovšem poněkud zavádějící, protože nejde o nějakou opravu „pokažené“ vlnoplochy, ale o její restituci čili znovuvytvoření nebo obnovení původního stavu, pro což se někdy také razil termín replay jako přehrání nebo reprodukce. Nepřesný termín rekonstrukce se ovšem v holografii vžil natolik, že už dnes (ale i tehdy v začátcích) byla náprava neuskutečnitelná, ačkoliv se o to někteří pokoušeli. Termín se vžil bez onoho zavádějícího původního podtextu.

Holografie jako metoda představuje uspořádání nějakých komponent a postup práce tak, aby se princip rekonstrukce vlnoplochy využil v praxi. Tato metoda byla tedy vynalezena, zatímco princip byl objeven. Samo slovo holografie představuje složeninu dvou řeckých slov, znamenajících jednak „úplný“ a jednak „záznam“. Jde tedy o záznam jak intenzitní, který je znám jako fotografie, tak fázový, který představuje tvar vlnoplochy čili prostorovost zaznamenávaného optického objektu. Zaznamenává se tedy úplná komplexní amplituda (neboli fázor) optické vlny, která pro případ rovinné vlny má matematické vyjádření

$$U\{\mathbf{r}\} = A\{\mathbf{r}\} \exp\{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}\},$$

kde  $A\{\mathbf{r}\}$  je reálná amplituda vlny a  $\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}$  je fáze vlny. Přitom  $\mathbf{r}$  je polohový vektor a  $\mathbf{k}$  je vektor šíření ( $k = |\mathbf{k}| = 2\pi/\lambda$  je úhlový vlnčet s  $\lambda$  jako vlnovou délkou záření) neboli vektor úhlového vlnčtu. Skalární součin  $\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}$  vyjadřuje vzdálenost vlnoplochy od počátku souřadnic násobenou úhlovým vlnčtem. V obecném případě složité vlnoplochy jde ovšem o vlnu  $U\{\mathbf{r}\} = A\{\mathbf{r}\} \exp\{i(\varphi\{\mathbf{r}\} + \varphi_0)\}$ , kde fáze  $\varphi\{\mathbf{r}\}$  je obecnou funkcí polohy, a může dále vystupovat člen  $i\varphi_0$  vyjadřující počáteční fázi. Kulová vlnoplocha, která vyjadřuje šíření světla z bodového předmětu, má fázi  $k\mathbf{r}$ .

Poznamenejme, že vektor šíření se často nesprávně nazývá vlnový vektor. Podle našeho názvosloví vycházejícího z platných evropských norem má však vlnový vektor prostou hodnotu rovnou pouze  $1/\lambda$  bez faktoru  $2\pi$ .

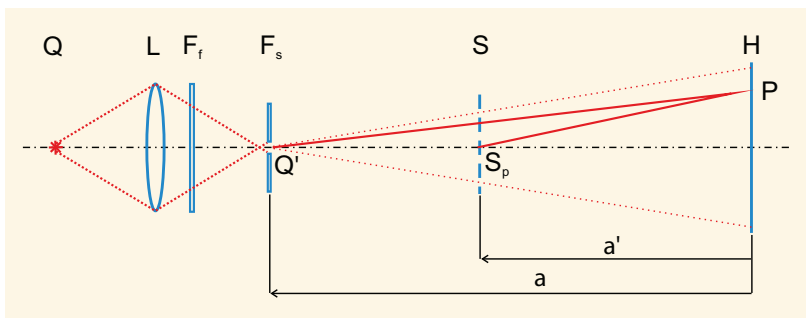
Potíž při záznamu vlnoplochy je v tom, že jakýkoliv optický záznam je pouze intenzitní. Dosavadní záznamové materiály pro analogový záznam, ale i prostředky pro techniku digitálního záznamu nejsou s to zaznamenávat rychlé změny související s optickým kmitočtem světelné vlny. Proto jedinou cestou záznamu vlnoplochy je převod na intenzitní pole. Odedávna je to interferometrie, která umožňuje zaznamenávat změny vlnoplochy proti referenční vlnoploše, která v tomto klasickém případě je ovšem pouze jednoduchá rovinná nebo kulová vlna a změny jsou jen nepatrné. Skok od těchto jednoduchých představ o klasické interferometrii k záznamu obecné vlnoplochy je ovšem obrovský. Poznamenejme, že oproti klasickému interferogramu se v případě holografie nazývá takový interferenční záznam hologram.

Dalším revolučním počinem v holografii je právě ono přehrání holografického záznamu, aby se získala restituovaná vlnoplocha. Hologram je třeba považovat za fixaci světelného pole v dané rovině, a proto pole v okolí musí odpovídat okrajové podmínce fyzicky realizované tímto hologramem. Difrakce je ten jev, který nám umožňuje určit světelné pole při šíření. Proto pomocí ní vlastně restituujeme původní pole v okolí hologramu. Při jeho osvětlení jednou z původních vln, obvykle referenční vlnou, se musí tedy objevit i vlna druhá, která nese informaci o předmětu.

Uplatnění laseru v holografii představuje zásadní krok k jejímu bouřlivému rozvoji a k možnostem širokého využití holografie ve vědě a technice. Účelem tohoto článku je přiblížit čtenáři problematiku úlohy laseru pro holografický záznam a rekonstrukci prostorového optického obrazu. Po stručném historickém exkurzu do vývoje holografie budou rozebrány požadavky na parametry laseru pro záznam a rekonstrukci.

## STRUČNÝ HISTORICKÝ PŘEHLED

Princip rekonstrukce vlnoplochy objevil D. Gabor (1900–1979, Nobelova cena 1971) v roce 1948, když se snažil zlepšit rozlišovací schopnost elektronového mikroskopu omezenou tehdy nedokonalou elektronovou optikou. V původním krátkém sdělení z roku 1948 [1] psal o novém mikroskopickém principu a ověřil jej



**Obr. 1** Gaborovo schéma pro holografický záznam transmisního předmětu. Q – světelný zdroj, L – čočka pro vytvoření sekundárního zdroje,  $F_f$  – kmitočtový filtr,  $F_s$  – prostorový filtr, S – plochý transmisní předmět (diapozitiv), H – hologram je transmisního typu; Q' – sekundární zdroj po filtraci,  $S_p$  – bodový předmět na ose, P – bod na hologramu

v optické oblasti. Jde o koaxiální schéma pro holografický záznam transmisních předmětů (obr. 1).

Čočka L vytvoří sekundární zdroj Q' výbojky filtrovaný jak kmitočtově, tak prostorově, aby se zlepšila koherence světla. Tímto zdrojem se prosvětlí plochý transmisní předmět S a v rovině umístění záznamové desky H se vytvoří difrakční obrazec. V mnohých bodech P, kam dopadá jednak přímý paprsek a jednak paprsek rozptýlený předmětem, lze lokální difrakci považovat za superpozici dvou vln a mluvit tak o interferenci.

Pro osový bodový předmět  $S_p$  má interferenční obrazec formu popsanou v jednodukmítočtovém přiblížení s ostrou vlnoplochou jako koncentrický systém interferenčních kroužků s maximy o poloměrech

$$\rho_j^2 = \frac{1}{4} \left[ \frac{a'^2 - a^2}{a' - a + j\lambda} - (a' - a + j\lambda) \right]^2 - a^2,$$

což je tzv. zonální destička známá z difrakční optiky [2]. Přitom  $\rho_j$  je poloměr křivosti  $j$ -tého kroužku,  $\lambda$  je vlnová délka záření  $a$ ,  $a'$  jsou vzdálenosti obou zdrojů od roviny záznamu. Jestliže osvětlovací svazek je kolimovaný, pak  $a = \infty$  a  $a' = f$  předchozí vztah se zjednoduší na

$$\rho_j^2 = 2f\lambda j + \lambda^2 j^2,$$

který je ilustrován strukturou zonální destičky na obr. 2. Tato zonální destička vzniklá interferencí se také nazývá Gaborova zonální destička<sup>1</sup>. Má sinusový příčný profil kroužků. Často se nahrazuje zjednodušeným popisem zanedbávajícím druhou mocninou součinu vlnové délky a řádu proužku. Takové přiblížení ovšem platí pouze pro paraxiální prostor a sférická (otvorová) aberace se vzdáleností od osy rychle roste.

V další velmi rozsáhlé práci z roku 1949 [3] už Gabor použil termín rekonstrukce vlnoplochy přímo v názvu práce a pro záznam použil termín hologram. Zatímco všechny výpočty provedl v přiblížení idealizované jednodukmítočtové vlny s ostrou vlnoplochou, jak je to obvyklé ve fyzikální optice, věnoval se též krátce požadavku na koherenci světla. Tehdy se potřebná koherence k superpozici vln a získání interferenčního jevu dosahovalo jednak izolováním jedné čáry ve spektru nízkotlakých výbojek interferenčním kmitočtovým filtrem a jednak vymezením malého sekundárního zdroje dírkovým prostorovým filtrem. Zuzňováním spektra a omezováním prostoru zdroje se ovšem velmi omezovalo množství využitelného světla a musel se hledat kompromis. Au-

tor provedl jednoduché vyhodnocení k tomu, aby v jeho případě koaxiálního systému s malým předmětem transmisního typu obdržel dostatečný osový kontrast interferenčních proužků a dostatečnou geometrickou velikost záznamu. Jeho úvahy jsou ovšem málo průhledné.

Zde se zastavme u některých názorných otázek týkajících se potřebné koherence pro záznam koaxiálního hologramu transmisního předmětu [4]. Jako předmět vezměme pouhý osový bod. Na něm nastává rozptyl (difrakce) světla a i když se největší část světla šíří dopředným směrem, bude do bodu pozorování P dopadat pouze zlomek rozptýleného světla. S ním bude superponovat přímý paprsek a obdrží se již zmíněná zonální destička. Interference se však zúčastní jen odpovídající zlomek přímého světla, jeho zbylá část bude procházet interferenčním polem jako postupná vlna pozadí a bude způsobovat základní zčernání záznamové fotografické desky. Na tomto základním zčernání bude namodulována slabá interference zonální destičky. Tato slabá interference se zhoršuje ještě tím, že nejde o jednodukmítočtovou vlnu s ostrou vlnoplochou, tedy že nejde o plně koherentní světlo. Z teorie interference je známo, že viditelnost či kontrast proužků  $V$  je pro dvě interferující vlny se stejnou amplitudou rovna přímo stupni koherence

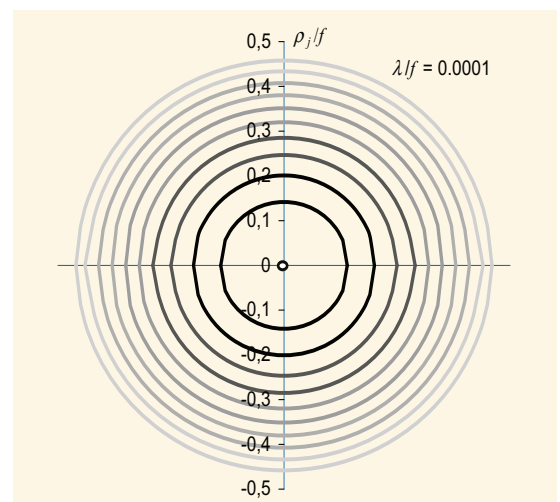
$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = |\gamma_{12}(\tau)|.$$

Při úplné koherenci je  $I_{\min} = 0$  a kontrast proužků a též stupeň koherence je jednotkový. Naopak u plně nekoherentního případu je kontrast a stupeň koherence nulový, protože  $I_{\min} = I_{\max}$  a intenzita je rovna střední hodnotě. Částečně koherentní světlo má kontrast proužků a tím i stupeň koherence mezi jednotkou a nulou. Takže slabá interference se ještě zeslabí při zmenšené koherenci světla.

Čím více je bod pozorování P vzdálen od osy, tím navíc ještě vzrůstá dráhový rozdíl mezi oběma interferujícími paprsky a tím se dále zhoršuje koherence. Aby se uskutečnila interference v oblasti koherence, musí pro dráhový rozdíl platit

$$\Delta s \leq \frac{\lambda^2}{\Delta \lambda},$$

kde  $\lambda$  je střední vlnová délka čáry a  $\Delta \lambda$  její šířka.  $\Delta s$  se také nazývá délka koherence.



**Obr. 2** Struktura zonální destičky. Kružnice jsou množiny bodů stejné fáze (např. maximum intenzity) vždy po stech řádech  $j$  (0, 100, 200, ... 1 000) pro případ, že ohnisková vzdálenost destičky je rovna desetitisícovému násobku vlnové délky. Je naznačeno i zeslabování kroužků s růstem jejich řádu.

1 Doc. RNDr. Zdeněk Knittl, CSc. (†1983) hovořil o Gaborově zonální ploténce. Teprve teď si autor této stati uvědomuje, jak byl tento termín výstižný. Na plotně kamen bývá totiž kruhový otvor zakrytý řadou koncentrických mezikruží, která se odnímalá podle velikosti dna hrnce, aby plameny působily přímo na dno hrnce a zbytečně se neohřívá plát plotny.

Pro ilustraci si ukažme, jaká je délková koherence pro dublet žlutých čar nízkotlaké sodíkové výbojky. Střední hodnota vlnové délky je  $\lambda = 589 \text{ nm}$  a společná šířka  $\Delta\lambda = 0,6 \text{ nm}$ . Z výpočtu vyplývá, že délka koherence je pouze  $\Delta s = 0,578 \text{ mm}$ .

Na druhé straně se zavádí termín šířka koherence  $\Delta l$ , která je charakterizována velikostí zdroje. Jestliže šířka zdroje je z místa pozorování P vidět pod pozorovacím úhlem  $\Delta\theta$ , pak šířka oblasti, kde se skuteční interference, je dána vztahem

$$\Delta l \leq \frac{\lambda}{\Delta\theta}.$$

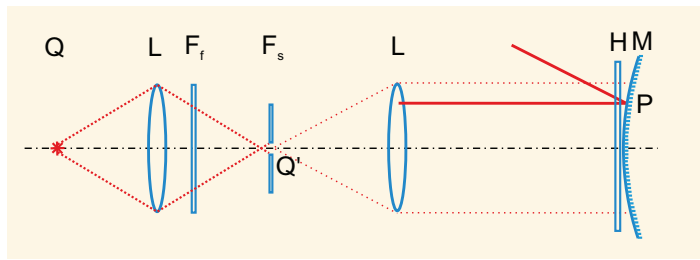
Je zřejmé, že v našem případě nelze oddělit působení velikosti zdroje a šířky čáry. Na formování interferenčního pole mimo osu mají vliv obě veličiny a kontrast kroužků se se vzdáleností od osy rychle zmenšuje.

D. Gabor publikoval ještě další práci v roce 1951 [5], kde některé teoretické otázky probral hlouběji. V začínajícím desetiletí bylo publikováno několik málo prací z tohoto oboru, které se týkaly většinou malého zdokonalování metody. Všeobecně však tato metoda upadala postupně v zapomnění, protože její aplikace se s tehdejšími zdroji světla neukazovaly dostatečně atraktivní.

Zlom nastal začátkem šedesátých let po tom, co T. Maiman dne 16. 5. 1960 rozsvítil první laser. E. N. Leith (1927–2005) jako první rozpoznal neobvyklé možnosti koherence světla laseru pro rekonstrukci vlnoplochy a se svým doktorandem J. Upatniekem v následujících čtyřech letech publikovali několik prací [6–10]. Každá práce znamenala další stupínek od záznamu diapozitivních objektů až k zaznamenání trojrozměrných rozptylujících objektů osvětlených difuzním světlem. Na též vysokoškolském učilišti The University of Michigan, kde mimochodem na rozdíl od běžných představ o střídání zaměstnání v USA E. Leith strávil téměř celý profesní život, působil i další profesor G. W. Stroke, který sice byl stále o půl krůček pozadu, ale snažil se strhnout pozornost v holografii na sebe i tím, že začal spolupracovat s D. Gaborem a spolu publikovali řadu prací. G. Stroke také napsal první knížku zabývající se kromě koherentní optiky též holografii [11].

Zde je ovšem ještě třeba zmínit aktivitu J. N. Děnísjuka (1927–2006) v tehdejší Leningradu (dnes stejně jako původně Petrohrad či oficiálně Sankt-Petěrburg). Ten ještě před využitím laseru rozpracoval metodu koaxiálního reflexního hologramu, aniž by nacházel souvislost s Gaborovou holografii [12]. Na obr. 3 je schematický náčrt optického uspořádání podle jeho metody. Zdrojová část je obdobná té, se kterou pracoval D. Gabor. Potom je vhodné svazek kolimovat. Kolimovaný svazek dopadá na průhlednou záznamovou desku H a procházející část osvětluje vypouklé sférické zrcadlo M.

Protože v tomto případě interferující vlny jdou proti sobě, vytváří se stojaté vlnění podobně jako u Lippmannova pokusu se stojatým světelným vlněním nad hladinou rtuti. Jen těsně nad hladinou rtuti jsou interferenční proužky od bílého světla zřetelné, výše nad hladinou se vlivem různých vlnových délek interferenční kontrast zhoršuje, až zanikne úplně. G. Lippmann na tomto principu vybudoval metodu barevné fotografie, J. Děnísjuk místo rovinné odrazecí plochy použil např. sférické zrcadlo. V době předlaserové muselo ovšem být toto zrcadlo umístěno těsně za záznamovou fotografickou deskou. Nicméně se tak zaznamenalo pole odražené od zrcadla a při osvětlení tohoto hologramu bez přítomnosti zrcadla se od něj odrazilo kromě běžného



**Obr. 3** Děnísjukovo schéma pro záznam hologramu reflexního předmětu. Hologram H je reflexního typu, záznamová deska, na které se hologram vytvoří, musí být transparentní, protože skrz ni se osvětluje předmět. Druhou čočkou L se vytváří kolimovaný svazek. Zaznamenávaným předmětem M je vypouklé sférické zrcadlo.

odrazu od rozhraní i pole kopírující odraz od zrcadla. Děnísjukova práce byla navržena na Státní cenu SSSR, ale její posudek nebyl nejlepší. Až snad teprve pod vlivem začínajícího zájmu o znovuvzkříšenou holografii uplatněním laseru J. Děnísjuk cenu obdržel a stal se také členem korespondentem AV SSSR (1970). To se již ale i v USA tato metoda začala rozvíjet [13] a laser umožnil zaznamenávat trojrozměrné předměty.

### PROČ LASER ZPŮSOBIL REVOLUCI V HOLOGRAFII?

Již v historickém přehledu byla uvedena souvislost začátku nového prudce rostoucího zájmu o holografii se vznikem laseru. Autoři E. Leith a J. Upatnieks postupovali přímo k holografování objektů, ale v průběhu zdokonalování jejich přístupu se již objevovaly práce snažící se o „vědeckější“ přístup. Již uvedená práce Van Heerdena [13] byla spíše zaměřena na záznam dat. Brzy se také objevila metoda holografické interferometrie, možná proto, že ne vždy byl záznam prováděn za ideálních podmínek tuhé optické sestavy a každý pohyb se projevil vznikem interferenčních proužků na obrazu.

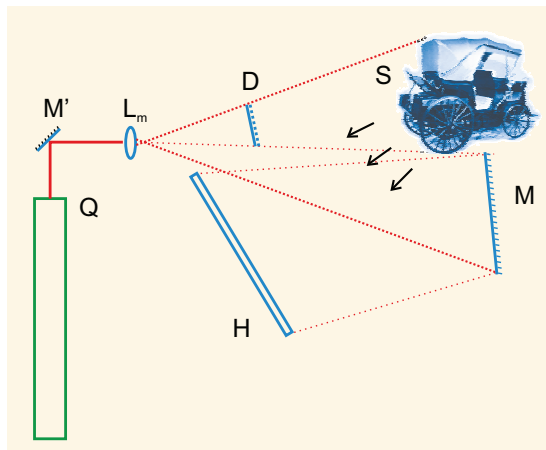
S laserem jako zdrojem světla se brzy ukázaly pokusy s interferencí světla mnohem snadnější než s klasickými zdroji. Vysoký optický výkon ve svazku a vysoký stupeň koherence umožnily větší dráhové rozdíly a klasické pokusy jako Lloydovo zrcadlo, Fresnelův dvojhnanol, Billetovy dvojčocky a další v původních demonstračních experimentech byly odsouzeny k zapomnění. E. Leith a J. Upatnieks proto rychle použili laser v holografickém záznamu. V té době bylo ovšem také podstatné, že byly běžně v prodeji komerční fotografické materiály s vysokou rozlišovací schopností, které se používaly pro litografii v mikroelektronice a které dovolily pracovat s nosným prostorovým kmitočtem. Jinými slovy to umožnilo zavést úhel mezi referenčním a předmětovým svazkem. Nosný prostorový kmitočet či základní perioda interferenčního pole, na které se kmitočtově namodulová informace o fázi pole, je dána vztahem

$$\Lambda = \frac{\lambda}{2 \sin \vartheta},$$

kde  $\vartheta$  je zmiňovaný úhel mezi svazky.

Zmínění autoři se nakonec po krůčcích dostali v r. 1964 k velmi jednoduchému schématu holografického záznamu trojrozměrného rozptylujícího předmětu osvětleného difuzním světlem (obr. 4). Zvýšili divergenci laserového paprsku průchodem mikroskopovým objektivem  $L_m$ . Do světla vložili vedle sebe jednak předmět S a jednak zrcadlo M. Tím realizovali tzv. rozdělení vlnoplochy známé z většiny interferenčních pokusů. Před předmět ještě umístili difuzní destičku D. Světlo

» V průběhu rozvoje holografie se vyvinula další optická uspořádání pro holografický záznam, z nichž nejšířší použití mají ta, jež jsou založena na rozdělení amplitudy. «



**Obr. 4** Jednoduché optické schéma pro záznam hologramu trojrozměrného rozptýlujícího předmětu osvětleného difuzním světlem. Laserový zdroj Q vysílá paprsek, který se mikroskopovým objektivem stává silně divergentním. Do části svazku se vloží difuzní destička D a potom holografovaný předmět S. Druhá část svazku se odráží od zrcadla na citlivou záznamovou desku H, na kterou dopadají také paprsky odražené od předmětu.

odražené od zrcadla dopadalo na záznamovou desku H, kam směřovaly také rozptýlené paprsky od předmětu. Interferenční obrazec v oblasti záznamové desky, který se jeví jakoby zcela chaotický, se na desku zaznamená a po vyvolání tvoří onu okrajovou podmínku pro světelné pole za ní. Podmínkou vzniku interferenčního pole bylo pouze to, aby délky paprsků od objektu byly v rozmezí délky koherence, která se pro běžný laser pohybuje od centimetrů do několika decimetrů. V průběhu rozvoje holografie se vyvinula další optická uspořádání pro holografický záznam, z nichž nejšířší použití mají ta, jež jsou založena na rozdělení amplitudy, kdy se původní laserový paprsek rozdělí na dva (osvětlovací a referenční), a potom se oba zpracovávají odděleně, aby se dosáhlo optimálních parametrů.

Zabýváme se dále jednotlivými vlastnostmi laserů, které tak ovlivnily jejich využití pro holografii.

### Optický výkon svazku

Jednou z největších předností laserového svazku je koncentrace jeho výkonu. Jak již bylo ukázáno v historickém přehledu, u klasických zdrojů se zvýšení koherence dosahuje na úkor výkonu. Lasery však mají vysoce koherentní světlo ve své podstatě. Důsledkem toho, že světlo se u laseru generuje v rezonátoru, který je tzv. otevřený, protože jen v jednom směru se generace množí, vzniká světelný svazek, tj. příčně omezená vlna. Rezonátor má protilehlá k sobě orientovaná obecně vydatá zrcadla, jejichž křivosti jsou voleny tak, aby existovaly optické paprsky, které z oblasti rezonátoru nevystoupí radiálním směrem. Takový rezonátor se nazývá stabilní. Paprsky, které se vrátí po dvou nebo více průchodech rezonátorem do původního bodu a uběhnou optické dráhy, jež jsou násobkem vlnové délky (tzv. konstruktivní interference) nacházející se uvnitř emisní čáry prostředí rezonátoru, udávají směry, ve kterých se mohou šířit nějaké komponenty svazku. Obecně pak souhrn těchto směrů vytváří rezonátorové vidy, které mohou být značně složité. Vlivem optické struktury uvnitř a na koncích rezonátoru (průmět trubice, clony, Brewsterova okénka trubice atd.) se vytváří pravoúhlá nebo radiální struktura vidů nebo jejich kombinace. Jednotlivé vidy se označují  $TEM_{pq}$ .

Jestliže v počátcích rozvoje laserů měly jejich svazky složitou příčnou vidovou strukturu, tak později se ustálily pouze nejjednodušší struktury a pro holografickou praxi má význam pouze tzv. základní vid  $TEM_{00}$ , který má formu gaussovského svazku, jehož hlavním rysem je homogenní osvětlení se nulových zón. Gaussovský svazek se vyznačuje měnící se šířkou příčného gaussovského průběhu a měnící se křivostí vlnoplochy. Jeho komplexní amplituda má tvar

$$u\{\rho, \zeta\} = U\{\zeta\} \exp\left\{-\frac{\rho^2}{w^2\{\zeta\}}\right\} \exp\left\{ik\frac{\rho^2}{2R\{\zeta\}}\right\},$$

kde pološířka svazku se mění se vzdáleností šíření podle vztahu

$$w^2\{\zeta\} = w_0^2\left(1 + \frac{\lambda^2 \zeta^2}{\pi^2 w_0^4}\right)$$

a poloměr křivosti podle vztahu

$$R\{\zeta\} = \zeta\left(1 + \frac{\pi^2 w_0^4}{\lambda^2 \zeta^2}\right).$$

V posledních vztazích je  $\rho$  radiální souřadnice,  $\zeta$  vzdálenost, kam vlna dospěla,  $w_0$  je pološířka svazku na počátku šíření, kde křivost vlnoplochy je nulová. Struktura svazku je znázorněna na obr. 5, kde je též vyznačena asymptota svazku, která jej vymezuje geometricko-opticky a udává rozbíhavost svazku. Obrázek je ve svislém směru velmi roztažený proti vodorovnému směru, a proto vlnoplochy by se jevíly jako velmi svisle roztažené elipsy a v úseku mezi osou a asymptotou by představovaly téměř svislou úsečku.

Rozbíhavost svazku je dána (rovinným) úhlem  $\delta$  mezi asymptotou a osou svazku, kdy platí

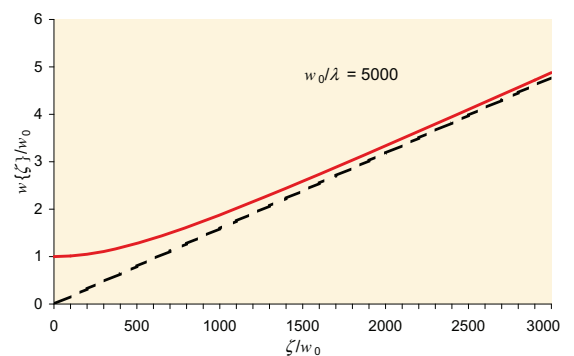
$$\text{tg}\delta = \frac{\lambda}{\pi w_0}.$$

Úhel rozbíhavosti lze uzpůsobovat potřebám pomocí čoček, zejména mikroskopovými objektivy, kterými se vytvářejí silně rozbíhavé svazky pro osvětlení předmětu apod.

Pokusme se zhodnotit výkonové parametry laserových svazků proti klasickým zdrojům. Jestliže má laserový svazek z běžného HeNe laseru rozbíhavost řekněme 0,001 radiánu (v 1 m se rozbíhá na šířku 1 mm), jeho prostorový úhel je, vypočteno ze vztahu

$$\Omega = \pi\delta^2,$$

$3,14 \times 10^{-6}$ . Plný prostorový úhel je  $4\pi$ , a tedy náš laserový svazek by se do tohoto plného prostorového úhlu vešel  $4 \times 10^6$ -krát. Jestliže uvedený laser má ve svazku optický výkon 10 mW, pak klasický zdroj svítící do celého pro-



**Obr. 5** Pološířka gaussovského svazku v závislosti na vzdálenosti šíření a asymptota k pološířce nekonečna. Veličiny jsou vztaheny k pološířce svazku  $w_0$  v počátku (nejušší místo svazku: sedlo či pas svazku), struktura platí pro jednu velikost  $w_0$  vztahenou na vlnovou délku. Graf je ve svislém směru silně roztažený.



storu, z něhož by se obdobný paprsek vyčlenil, by musel mít výkon 40 kW. A to ještě není zohledněno spektrální složení světla. Laser je tedy velmi úsporným světelným zdrojem se značným světelným výkonem ve svazku.

### Prostorová koherence laserového světla

Gaussovský svazek popsán v předchozí části má ostrou vlnoplochu a tedy splňuje ideální podmínky pro interferenční záznam. Ideálnímu gaussovskému svazku se velmi přibližuje svazek plynových laserů, především HeNe laseru, který je stále nejčastěji používaným zdrojem pro holografii. Se snahami o holografování barevných předmětů a s vývojem jiných záznamových materiálů citlivých především pro kratší vlnové délky se však začal používat široký výběr laserů: plynových s laděním vlnové délky, pevnolátkových, polovodičových apod. Svazek těchto laserů už nemá tu ideální vlnoplochu, ale ke gaussovskému svazku mohou být přimíchány zlomky např. vyšších vidů a vlnoplocha je poněkud „rozmytá“.

Ke zhodnocení toho, jak se svazek přibližuje k ideálnímu gaussovskému svazku nebo se od něj vzdaluje, slouží tzv. index kvality svazku  $M^2$ , který je dán vztahem

$$M^2 = \frac{\pi W_0^2}{\lambda \zeta_R}$$

kde  $W_0$  je pološířka reálného svazku v jeho nejužším místě (sedlo, pas svazku – v předchozí části to byl počátek svazku s rovinnou vlnoplochu) a  $\zeta_R$  je tzv. Rayleighova vzdálenost ideálního gaussovského svazku

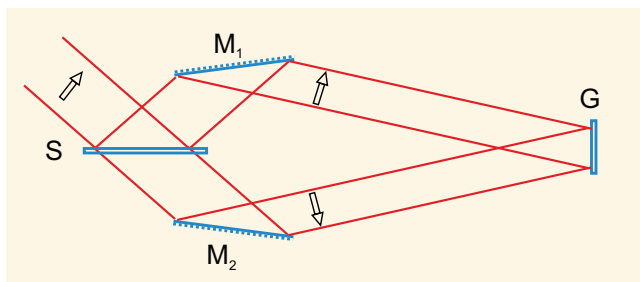
$$\zeta_R = \frac{\pi W_0^2}{\lambda}$$

Rayleighova vzdálenost udává, kam až je možné považovat gaussovský svazek za „kolimovaný“. Index kvality svazku má hodnotu jedna pro ideální gaussovský svazek a pro reálné svazky má hodnotu vyšší. Může mít velikost desítek až stovek. Index kvality svazku se nemění po transformacích svazku čočkami.

Zhoršená prostorová koherence následkem nízké kvality svazku může mít vliv na holografický záznam. V každém případě se bude snižovat kontrast interferenčních proužků na hologramu. V některých případech se může zmenšovat kontrast proužků k okrajům záznamu. Vezměme např. přímý záznam interference pro vznik holografické mřížky. Jde pouze o interferenci dvou svazků vzniklých samozřejmě z jednoho původního. Dva svazky se získávají obvykle rozdělením amplitudy na děliči svazku a posléze se zrcadly nasměrují do místa jejich křížení, do něhož se umístí záznamová deska. V nejjednodušším případě stačí další dvě zrcadla, aby se podle obr. 6 svazky setkaly. Na obrázku je S dělič svazku,  $M_1$  a  $M_2$  jsou dvě zrcadla odchylovající svazky do místa křížení a G je záznamový materiál, na němž se zaznamená mřížka. Jak je ovšem vidět, svazky se nepřekládají soulehle, ale protilehle. Při nižší prostorové koherenci to znamená, že uprostřed, kde se setkávají stejná místa svazku, bude kontrast proužků vysoký, zatímco postupně k okrajům, kde spolu interferují navzájem vzdálenější a vzdálenější oblasti, bude kontrast klesat. Obecně lze konstatovat, že v interferometrické soustavě pro holografický záznam mřížek se má vyskytnout sudý počet odrazů, aby se svazky setkávaly soulehle a eliminoval se tak vliv případné nižší prostorové koherence.

### Spektrální složení laserového světla

Jak již bylo uvedeno, v maximech vidů rezonátoru musí nastávat konstruktivní interference. U gaussovského



**Obr. 6** Optické schéma s lichým počtem odrazů pro záznam holografické mřížky. Lichý počet odrazů znamená, že svazky se setkávají v místě křížení s protilehlou orientací. Při nižší prostorové koherenci je kontrast proužků uprostřed maximální, ale ke krajům klesá.

svazku se to týká vlastně pouze osového paprsku. Na dvě délky rezonátoru  $2L$  musí připadnout celistvý násobek vlnových délek

$$j\lambda_j = 2L,$$

pokud nejsou nějaké jiné důvody pro intervenci do fáze vlnění. Vzniká tak hřeben čar. Pro odlehlost dvou sousedních kmitočtů potom platí

$$\Delta\nu = \frac{c}{2L},$$

kde  $c$  je rychlost světla v aktivním prostředí laseru. Pro délky rezonátorů desítky decimetrů je celkový počet řádů  $10^5$ – $10^6$  a vzdálenosti vidů  $\Delta\nu \approx 10^8$  Hz, což pro vlnovou délku  $\lambda \approx 0,55 \mu\text{m}$  činí  $\Delta\lambda \approx 10^{-4}$  nm. Jednotlivé čáry v hřebenu mají nulovou šířku pro fiktivní případ nulových ztrát v rezonátoru. S rostoucími ztrátami v rezonátoru se šířky čar (v poloviční výšce, tzv. FWHM) zvětšují podle vztahu

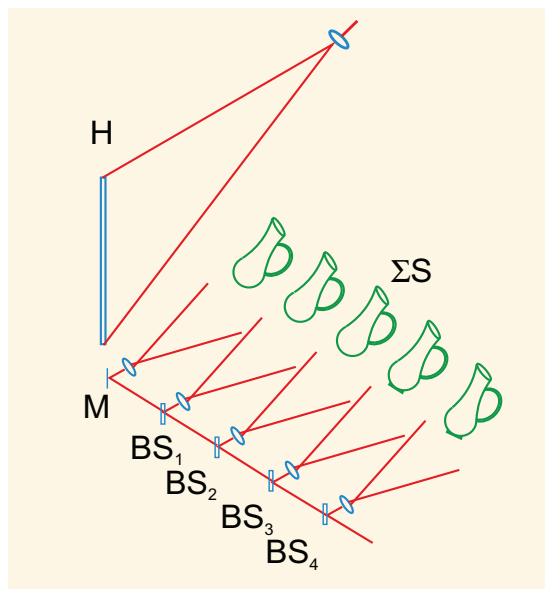
$$\delta\nu = \Delta\nu \frac{\pi r_1 r_2 \exp\{-\alpha L\}}{1 - r_1^2 r_2^2 \exp\{-2\alpha L\}},$$

kde  $r_1, r_2$  jsou amplitudové činitele odrazu zrcadel a  $\alpha$  je koeficient útlumu pro průchod laserovým prostředím. Jmenovatel se také nazývá jemnost rezonátoru. Jestliže např. nenastává útlum průchodem prostředím,  $\alpha = 0$ , a výkonové odrazivosti zrcadel jsou  $r_1^2 = 0,98$  a  $r_2^2 = 0,99$ , pak šířka čar pro uvedenou vzdálenost vidů je  $\delta\nu \approx 10^6$  Hz, což pro danou vlnovou délku činí  $\Delta\lambda \approx 10^{-6}$  nm. K této šířce čáry přináší délka koherence  $\Delta s \approx 30$  m. Ovšem vzhledem k tomu, že generace není podélně jednovidová, protože realizováno je několik podélných vidů, které padnou do emisní spektrální čáry prostředí, překrývají se délky koherence tak, že nakonec dostaneme délku koherence do 30 cm. To ovšem plně postačuje vzhledem k velikosti předmětů holografovaných takovým laserem. Příroda zde šla na ruku praktické holografii. Se zkracováním rezonátoru se bude odlehlost sousedních čar podélných vidů zvětšovat a do šířky přírozně spektrální čáry se jich vejde méně. Za to se však bude rozšiřovat pološířka jednotlivých čar.

Při holografickém snímání pak je třeba, aby interferenční schéma bylo navrženo tak, aby součet délek středních paprsků v předmětovém svazku od děliče k záznamové desce byl stejný jako součet délek v referenčním svazku. Často se využívá poučky o součtu průvodičů elipsy, který je konstantní.

Pokud jde o holografování trojrozměrných odrazných předmětů, může být hloubka předmětu rovna pouze poloviční délce koherence, protože paprsek se odrazí nazpět a optické dráhy se sčítají. Délka koherence se snadno určí holograficky. Předmětem je např. pravitko orientované téměř kolmo k hologramu a osvětlené téměř tečně svazkem směřujícím ve směru od hologramu. Zpětně rozptýlené paprsky interferují s referenčním

» Bez laseru  
by nebylo  
holografie. «



**Obr. 7** Mnohonásobné osvětlení pro zvětšení hloubky holografovaného předmětu. Střední paprsky všech parciálních osvětlovacích svazků a paprsků směřujících k hologramu mají stejnou délku.

svazkem a při vhodně nastavených délkách se zaznamená část pravítka, která padne do koherenční délky.

Hloubku koherence však lze i několikrát překročit použitím vícenásobného osvětlení tak, aby vzdálenosti paprsků při osvětlení jednotlivých částí předmětu zůstaly stejné, jak je zřejmé z obr. 7. Přitom se uplatní tzv. prostorová multiplexe, kdy se naholografovává na jedno místo hologramu více záznamů. To je umožněno tím, že se při jednom záznamu využívá pouze malá část celkového dynamického rozsahu záznamového materiálu.

### Nežádoucí důsledky koherence pro zobrazení

Vysoká koherence však má i některé negativní důsledky při zobrazení. V prvé řadě je nutno poukázat na potřebu velmi homogenních optických prvků zejména v referenčním svazku, který přímo osvětluje záznamovou desku. V nekoherentním zobrazení se šíří a jiné nehomogeneity v materiálu znatelně neprojeví, protože vlnoplochy jsou značně rozmyté a dostatečný kontrast interference nemůže nastat. Jinak je tomu u koherentního zobrazení, kde se takové artefakty promítají ve svazku dále po jeho trase a interferenční kontrast může být značný.

Podobným nedostatkem vysoké koherence pro zobrazení je difrakce na nečistotách ulpělých na površích optických prvků. V koherentním svazku se difrakční kroužky promítají dále po svazku a vytvářejí nepříjemné artefakty na plochách, na které svazek dopadá. Naštěstí existuje způsob odstranění těchto nežádoucích jevů. Každé zobrazení totiž vyžaduje, aby spolu interferovaly difrakční řády. Pokud se odfiltrují vyšší difrakční řády vznikající při difrakci na předmětu, nultý difrakční řád vytváří pouze rozmytou projekci předmětu. Jestliže se koherenční svazek soustředí a do místa soustředění se vloží clona s dírkovým otvorem, který propouští pouze nultý řád, odfiltrují se tak vyšší difrakční řády a nemůže nastat ostré zobrazení.

Dalším problémem při koherentním zobrazení je tzv. koherenční zrnitost (také interferenční zrnitost či speklly). Jestliže se koherenční svazek odráží od drsného povrchu přesahujícího výšku  $\lambda/4$ , paprsky odražené od vrchů interferují s paprsky odraženými z údolí destruktivně a vytvářejí se tmavé ostrůvky s jednotkovým kontrastem. Po-

vrch obrazu je pak zrnitý a při subjektivním pozorování pohyblivým okem vzniká na obrazu jakési „mravenčení“. Kontrast speklů se zmenšuje při zvětšování numerické apertury optické soustavy snímající obraz.

Hologram se snímá na citlivou vrstvu nanesenou na skleněnou desku. Na takové desce nastávají v koherentním svazku interference při odrazu na přední a zadní ploše desky. Tyto interference jsou samozřejmě také nežádoucí. Pro transmisní hologramy, které se vytvářejí interferencí svazků dopadajících z jedné a téže strany desky, je odstranění snadné. Zadní stěna se pokryje tmavou absorpční vrstvou, která se při fotochemickém zpracování rozpustí. U reflexních hologramů je to obtížnější: musí se volit vhodná polarizace světla a vhodný úhel referenčního svazku, aby k interferenci nedocházelo.

Pro rekonstrukci je často vhodné využívat méně koherentních zdrojů světla. Prostorová nekoherence se může kompenzovat tím, že se předmět „přezobrazí“ do oblasti umístění hologramu. Jde o tzv. fokusovaný neboli obrazový hologram. Většina hologramů představujících zabezpečovací prvky jsou tohoto typu. Kmitočtová nekoherence se kompenzuje obtížněji. Existují však tzv. duhové hologramy, kdy na úkor svíslé paralaxy, která je pro nás vzhledem k vodorovnému umístění očí méně významná, se rozloží barevné spektrum a obraz je pak možno vidět v různých barvách podle úhlu pozorování ve svíslé rovině.

## ZÁVĚR

Bez laseru by nebylo holografie. Základní teorie a experiment holografie se vyvinuly v prvních deseti letech a tento vývoj šel ruku v ruce s pokrokem laserů. V počátcích holografie se uvažovalo o jejím velmi širokém využití, že nahradí kdedo. Dnes holografie zakotvila pevně v několika oborech a největší zisky přináší pravděpodobně její použití pro zabezpečovací prvky čtené v nekoherentním světle.

## Literatura

- [1] D. Gabor: „A new microscopic principle“, *Nature* **161**, 777 (1948).
- [2] M. Miler: *Úvod do difrakční optiky*. ÚFE AVČR, Praha 2006, s. 65 a 67–8.
- [3] D. Gabor: „Microscopy by reconstructed wave-fronts“, *Proc. Roy. Soc. (London)* **A197**, 454 (1949).
- [4] M. Miler: *Holografie (teoretické a experimentální základy a její použití)*. SNTL, Praha 1974, s. 103–12.
- [5] D. Gabor: „Microscopy by reconstructed wave fronts II“, *Proc. Phys. Soc.* **B64**, 449 (1951).
- [6] E. N. Leith, J. Upatnieks: „New techniques in wavefront reconstruction“, *J. Opt. Soc. Am.* **51**, 1469 (1961).
- [7] E. N. Leith, J. Upatnieks: „Reconstructed wavefronts and communication theory“, *J. Opt. Soc. Am.* **52**, 1123 (1962).
- [8] E. N. Leith, J. Upatnieks: „Reconstructed wavefronts with continuous-tone transparencies“, *J. Opt. Soc. Am.* **53**, 522 (1963).
- [9] E. N. Leith, J. Upatnieks: „Wavefront Reconstruction with continuous-tone objects“, *J. Opt. Soc. Am.* **53**, 1377 (1963).
- [10] E. N. Leith, J. Upatnieks: „Wavefront Reconstruction with diffused illumination and three-dimensional objects“, *J. Opt. Soc. Am.* **54**, 1295 (1964).
- [11] G.W. Stroke: *An Introduction to Coherent Optics and Holography*. Academic Press, New York-London 1966, s. 44.
- [12] J. N. Děnisjuk: „Ob otobraženii optičeskich svojstv objekta v volnovom pole rassejannogo im izlučeniija“, *Dokl. Akad. Nauk SSSR* **144**, 1275 (1962).
- [13] P. J. Van Heerden: „A new optical method of storing and retrieving information“, *Appl. Opt.* **2**, 387 (1963).