Újfajta holografikus rácsok nagyintenzitású lézerekhez

Dombi Péter

Témavezetők:

DR. IAN ROSS, Rutherford Appleton Laboratory
 DR. OSVAY KÁROLY, Szegedi Tudományegyetem,
 Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék

Szeged 2001.

TARTALOMJEGYZÉK

Bevezetés, célkitűzések	3	,
-------------------------	---	---

Nagyméretű rácsok készítése rácsos interferométerrel

1.1 Az interferométer ismertetése	.7
1.2 Elméleti tárgyalás	9
1.3 A sajátságok kísérleti igazolása	13
1.4 Hibák kompenzálása az interferométerben	19

Holografikus, dielektrikum multirétegrácsok készítése

2.1 Rácsok roncsolási küszöbének növelése	23
2.2 Az ionmaratásos technológia és korlátai	28
2.3 Újfajta fémbevonatú rácsok előállítása	29
2.4 A roncsolási küszöb mérése, roncsolási mechanizmusok	31
2.5 Fémbevonatú rácsok roncsolási küszöbe	
2.6 Dielektrikumrácsok tervezése	
2.7 Roncsolási küszöb rövid impulzusokra	41
Összefoglalás	44

Irodalomjegyzék	46
-----------------	----

BEVEZETÉS, CÉLKITŰZÉSEK

A nagyintenzitású lézerek állandó fejlesztésének végső célja az ún. fókuszált intenzitás növelése azokon a különböző céltárgyakon, melyeknek lézerfénnyel való kölcsönhatását a más-más érdeklődésű kutatói csoportok vizsgálják. Ezeket az ultraintenzív fényforrásokat olyan alapvető fontosságú kísérletekhez használják, mint például koherens röntgenforrások előállítása, plazmafizikai és fúziós kísérletek, illetve kisebb intenzitásoknál atomok és molekulák elektronszerkezeti dinamikájának vizsgálata – csak pár kiragadott példa a jelenleg a tudomány élvonalába tartozó szerteágazó kutatási témák közül. Az ilyen lézerrendszerek nyalábjainak fókuszában elérhető intenzitás mind időben, mind térben hatalmas, máshol a világon mesterséges körülmények között soha nem tapasztalt energiakoncentrációt jelent. Így érthető, hogy a kísérleteket végző felhasználói csoportok állandó igénye ennek növelése, aminek segítségével a fizika járatlan területei válnak feltérképezhetővé, és eddig soha nem látott jelenségeket figyelhetnek meg.

A világon jó néhány olyan nagyintenzitású lézereket üzemeltető kutatóközpont található, ahol a rövid impulzusok erősítésére az ún. fázismodulált impulzuserősítés technikáját (FMIE,

angolul: "chirped pulse amplification", CPA) használják. A kilencvenes évek eleje óta rohamosan elterjedt technika lényegét az **1. ábra** mutatja. Mivel a rövid, így szükségszerűen széles spek-



trumú impulzusok az erősítőközeg anyagában könnyen roncsolást okoznának, ezért azokat az erősítés előtt időben megnyújtják, lecsökkentve ezzel csúcsintenzitásukat. A nyújtás egy megfelelően megtervezett diszperzív rendszerrel történik. Ilyen például egy üveghasáb is, amelyben az ultrarövid impulzusok igen nagy spektrális sávszélességének különböző komponensei a törésmutató hullámhosszfüggése miatt különböző sebesség-gel terjednek. A végeredmény egy olyan megnyújtott lézerimpulzus, amely nagyobb

hullámhosszú komponensei a kisebb törésmutató miatt előresietnek az alacsonyabb hullámhosszú komponensekhez képest. Mivel az ilyen nagy lézereknél általában nagyobb diszperzióra van szükség, mint amit egy üveghasáb biztosítani képes, ezért erre a célra inkább rácspárt alkalmaznak. Belátható, hogy az egymás után elhelyezett párhuzamos rácsokon áthaladó impulzus hasonló, ám sokkal nagyobb mértékű kiszélesedéssel hagyja el a rácsokat. Az ilyen módon már veszély nélkül erősíthető impulzust az erősítő után az előzővel ellentétes előjelű diszperziót alkalmazva összenyomják a spektrális sávszélessége által meghatározott minimális hosszúságra^{*}. Ezt egy hasonló, a szögdiszperziót repülési idő-diszperzióvá alakító rácspárral érik el. Látható tehát, hogy ezekben a rendszerekben a rácsok igen fontos szerepet játszanak. Ezért a lézerrendszer fejlesztéséhez elengedhetetlen a rácsok fejlesztése is; ezt a későbbiekben részletesebben is megindokolom.

A fókuszált intenzitás fokozását azonban a lézer jópár tulajdonsága korlátozza. A kis helyre való fókuszálhatóságnak szab határt például a nyaláb hullámfrontjának minősége. Az utóbbi évek fejlesztéseként ezen lehet javítani sztatikus korrekciós módszerekkel. A legújabb tervek viszont a csillagászatban már alkalmazott, kifinomultabb adaptív optikai rendszerek beépítése az ilyen lézerekbe.

Mindazonáltal a legszűkebb keresztmetszetnek mégis az FMIE eljárásban használt rácsok optikai roncsolási küszöbe bizonyult. Ez megakadályozza azt, hogy a fókuszált intenzitás növelésére a legkézenfekvőbb megoldást, vagyis az impulzus energiájának növelését válasszuk (pl. az erősítő intenzívebb pumpálásával). A szokványos megoldás ezen probléma kezelésére még jelenleg is az, hogy a nyalábot az erősítő után térben kitágítják, és az időbeli összenyomást nagyobb felületű rácsokkal végzik el. Ily módon a rácsok felületének növelésével lineárisan növelhető az impulzusonként áthaladó energia, anélkül, hogy a rácsok roncsolódnának. Így a lézerrendszer fejlesztése az erősítő utáni nyalábok keresztmetszetének szinte csak mérnöki szintű átskálázási problémájának megoldására redukálódik.

Ennek a nem túl kifinomult megoldásnak az elegancia hiánya mellett egy sokkal fontosabb hátulütője is van: nagyon drága. A fókuszálhatóságot ugyanis nagymértékben meghatározza a nyaláb hullámfrontjának minősége. Nagy fókuszált intenzitások eléréséhez ezért olyan rácsokra van szükségünk, amelyek a diffraktált nyaláb hullám-

^{*} Az impulzus ábrán megfigyelhető spektrális keskenyedése ("gain narrowing") az ilyen típusú erősítés kellemetlen velejárója. Ez a jelenség az erősítő utáni impulzus időbeli hosszát fogja alulról korlátozni. Optikai parametrikus erősítők viszont nem rendelkeznek ilyen korlátokkal.

frontját tökéletesen megőrzik, nem torzítanak. A hullámfront síkságára vonatkozó kívánalom általában a λ /10-es minőség, ahol λ a lézer hullámhossza. Ilyen követelménynek eleget tevő rácsokat annál nehezebb előállítani, minél nagyobbak. Ezért a nagyméretű, jó minőségű rácsokat csillagászati összegekért lehet csak beszerezni az azokat elkészíteni képes két-három cégtől a nemzetközi piacon. Példaként említem meg az angliai Rutherford Appleton Laboratóriumban található VULCAN lézer jelenleg is folyamatban lévő petawattos szintre való fejlesztését, amelyhez 900mm átmérőjű rácsokat használnak. Az ilyen rácsok darabja kb. kétszázezer amerikai dollárba kerül, vagyis egy ilyen optika ára a létesítmény fejlesztésére rendelkezésre álló összeg igen jelentős részét teszi ki.

Az irodalomból kb. tíz éve tudhatjuk, hogy a már régebbről is ismert ún. *rácsos* interferométereket elméletileg nagyon jól lehetne használni arra, hogy a segítségükkel nagyméretű, tökéletes periodikus struktúrákat rögzítsünk holografikus úton, sőt az interferenciacsík-rendszer minőségének romlása nélkül alacsony koherenciájú fényforrást vagy akár fehér fényt is használhatnánk az interferométer kivilágítására [1]. Habár a szerzők elméletileg bebizonyították ezeket az állításokat, azonban kísérleti bizonyítékot nagyméretű, tökéletes rácsok ilyen módszerrel történő készítésével nem szolgáltattak. Ennek ellenére az interferométer elméletileg jósolt tulajdonságai nagyon vonzóvá tennék azt terjedelmesebb rácsok piaci előállítására. Mégsem jutottak el odáig az érdekelt vállalatok, hogy ezt a módszert alkalmazzák, pedig a költségek jelentős csökkenésével, és a rácsok előállításához szükséges idő lerövidülésével járna, amiből mind a piaci fél, mind a tudományos kutatóintézetek profitálnának.

Ezért első célkitűzésem, hogy elsőként kísérletileg is igazoljam, hogy rácsos interferométerrel nagyméretű, jó minőségű holografikus rácsokat lehet jelentősen alacsonyabb költséggel előállítani. Meggyőző bizonyítékot természetesen csak nagyméretű rácsok készítésével és tesztelési eredményeinek közlésével lehet szolgáltatni.

A nagyobb fókuszált intenzitások felé vivő másik út az FMIE-n alapuló lézerekben a rácsok optikai roncsolási küszöbének, illetve a diffraktált rend hatásfokának növelése lehetne új anyagok és rácskészítési technológiák bevezetésével. Jelenleg az infravörös és látható tartományban használt rácsoknál arany-, míg az ultraibolya tartományban használtaknál alumíniumbevonatot alkalmaznak a reflexió növelésére. Ismertek azonban tükrökre vonatkozó vizsgálatok [2,3], amelyek egyértelműen jelzik, hogy a fémbevonatok roncsolási küszöbe lényegesen alacsonyabb a dielektrikumokénál. Ezért

is előnyösek az elterjedten használt dielektrikum multirétegtükrök. Kézenfekvő ötlet, hogy rácsoknál is próbálkozzunk а fémréteg helyett nagy reflexiójú dielektrikumbevonatokkal. A felvetés trivialitása ellenére még az elmúlt években sem történtek számottevő és összehangolt erőfeszítések ilyen újfajta rácsok tervezésére és előállítására. Ezért, habár optikai cégek katalógusaiban dielektrikumtükrök óriási választékával találkozhatunk, dielektrikumrácsot mégsem vásárolhatunk senkitől, pedig ezek megjelenése a tárgyalt lézerrendszerek fókuszált intenzitásának ugrásszerű megnövekedését jelentené. Ezen felül még egy nagy előnye lenne az ilyen dielektrikumoptikáknak. Vegyünk például egy Nd:üveg lézert, melyben a tipikus FMIE elrendezésben a nyaláb az impulzuskompresszor rácsainak négyszeri érintésével halad át. A legjobb aranybevonatú rácsok kb. 90%-os első diffraktált rendbeli reflexióval rendelkeznek Littrow-konfiguráció alatt, vagyis amikor az első rendben diffraktált nyaláb iránya a beeső nyaláb irányába esik. Ez azt jelenti, hogy a betáplált energiának mindössze 0.90⁴=65.6%-át látjuk viszont a kimeneten. Igen ám, de a dielektrikumstruktúrákról tudjuk, hogy a 100%-ot lényegesen jobban megközelítő reflexióval rendelkezhetnek azokon a hullámhosszakon, melyekre optimalizálták őket. Képzeljük el, hogy valamiféleképpen sikerül olyan rácsot készíteni, melynek reflexiója 99%-os. Így a beeső fény energiájának 0.99⁴=96.1% maradna meg, ami egy újabb, önmagában is számottevő másfélszeres növekményt jelentene az impulzus energiájában.

Éppen ezért megvizsgálom a rácsok roncsolási küszöbe és hatásfoka növelésének lehetőségét dielektrikumbevonatok használatával vagy már létező, fémbevonattal ellátott rácsokon vagy a fémes bevonatok teljes kiiktatásával, csak modulált dielektrikumrétegekből álló rácsok készítésével. Ebben a dolgozatban ilyen rácsok tervezéséről, előállításáról és különböző hosszúságú lézerimpulzusokkal elvégzett teszteléséről is beszámolok.

NAGYMÉRETŰ RÁCSOK KÉSZÍTÉSE *RÁCSOS* INTERFEROMÉTERREL

1.1 AZ INTERFEROMÉTER ISMERTETÉSE

Minden eddigi holografikus rácskészítési eljárás két alapfeltevésből indult ki. Az egyik, hogy olyan tökéletes optikákat kell használnunk az interferométerben, amelyek legalább akkorák, mint az előállítandó rácsok. A másik, hogy az interferométert kivilágító lézer koherenciahosszának legalább a rögzíteni kívánt interferenciacsíkok számának és a hullámhossznak a szorzatának kell lennie. Az **2. ábra** szemlélteti állítá-



saimat, amely egy tipikus, nagyméretű rácsok készítésére alkalmas elrendezést ábrázol. A szigorúan torzításmentes lencse, nyalábosztó és tükrök mérete megegyezik a felvevősíkon kivilágított terület

nagyságával, hiszen tökéletes, aberrációmentes interferenciacsík-rendszer eléréséhez csak kollimált nyalábokat használhatunk. A csíkok távolsága és térbeli fázisa a hullámhossztól és a beeső nyaláb irányától is függ, ezért a rendszer mechanikai stabilitása is döntő kérdéssé válik. A koherenciahosszal szemben támasztott követelmény a gyakorlatban drága, frekvenciastabilizált és ezért alacsonyabb teljesítményű fényforrások használatát és hosszú expozíciós időt jelent. Mindezek együtt is, de egyenként is az előállítható rácsok méretét felülről korlátozzák. Azt is érdemes megemlíteni, hogy a felvevősíkon a beeső nyaláb két különböző pontjáról származó sugarak interferálnak, ami miatt a nyaláb jó minőségű és térbeli koherenciájú kell, hogy legyen. Mindemellett a két interferáló sugár által megtett utak is különböznek, amiből éppen a fent említett, időbeli koherenciára vonatkozó kritérium következik. Körülbelül tíz éve javasolta HERSHEY és LEITH az ún. *rácsos* interferométer rácskészítési célokra történő használatát. Ez az interferométer nem rendelkezik a fent leírt korlátokkal [1]. Az optikai elrendezés legegyszerűbb esete a **3. ábrán** látható. Az



interferométer három rácsból áll, ezért nevezik elsősorban rácsosnak, és nem a rácskészítésre való alkalmassága miatt. G1 nyalábosztóként viselkedik, és két részre bontja a ráeső divergens nyalábot. G2A és G2B azonos rácsok, pontosan kétszer akkora vonalsűrűséggel, mint G1-é. G2-k Littrow-konfigurációban^{*} való elhelyezkedése miatt az interferométer két karjából jövő sugarak a felvevősíkon rekombinálódnak, és létrehozzák a G3-mal jelzett interferenciacsík-rendszert G2-kével azonos térbeli periódussal. Annak ellenére, hogy az ilyen jellegű interferométerek már jó ideje ismertek [4], és pl. aszimmetrikus profilú rácsok készítésére [5], metrológiai célokra vagy akár festéklézerek gerjesztésére [6] használták is őket, HERSHEY és LEITH ennek a rendszernek egy mindezidáig ki nem aknázott, és nem is ismert tulajdonságára mutatott rá. A rácsok és a terjedés átviteli függvényeinek használatával bebizonyították, hogy habár divergens nyalábot használunk az interferométer kivilágítására, mégis a felvevősík teljes terjedelmében keletkező csíkok tökéletesen egyenesek és egyenközűek abban az esetben, ha az L távolságok megegyeznek. Szemléletesen úgy képzelhetjük el a csíkoknak ilyen meglepő módon tökéletes létrejöttét, hogy a divergens nyaláb használata miatti aberrációk ebben az egy speciális esetben tökéletesen kompenzálni tudják a rácsokon keresztüli leképezés által okozott elkerülhetetlen torzításokat.

^{*} Vagyis amikor az első diffraktált rend éppen a beeső nyaláb irányába verődik vissza.

1.2 ELMÉLETI TÁRGYALÁS

A fenti állításokat a következőképpen láthatjuk be most már matematikai formába öntve. Tekintsünk egy olyan esetet, mint a **3. ábrán** is, mikor az interferométert egy G1 és G2-k közötti fókuszponttal rendelkező összetartó gömbhullám világítja ki. Az általános tárgyalás kedvéért most feltételezem, hogy G2 rácsok egy darabból állnak



(ld. **4. ábra**), vagyis G1 összes diffraktált rendje figyelembe vehető, és azok G2 általi diffrakciók után megjelennek a felvevősíkon. Ezen felül L távolságok sem szükségképpen egyenlők, így most z_0 -lal és z_1 -gyel jelölöm őket. További általánosítás, hogy G1 vonalsűrűsége (f_1) nem

feltétlen fele G2-ének ($f_2 \neq 2f_1$). Erre az általános *rácsos* interferométerre eső tetszőleges gömbhullám terjedésének megvizsgálására a skalár diffrakciós elmélet és a sugárkövetéses módszer egyfajta keveréke kínálkozik. Tekintsünk egy, az első rácsra eső összetartó gömbhullámot, amelyet pl. a forrást leképező lencse hozhat létre! A fókuszpont helyvektora legyen $\mathbf{r}_i = (x_i, y_i, z_i)!$ Az interferométer bemenetén így az optikai térerősség

$$\mathbf{u}_{0} = \frac{a}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_{i}|} \exp(-j\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) = \frac{a}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_{i}|} \exp\left[-j(k_{x}x + k_{y}y + k_{z}z)\right]$$
(1)

alakban áll elő, ahol az említett gömbhullámot a

$$k_{x} = \frac{k(x - x_{i})}{\left|\mathbf{r} - \mathbf{r}_{i}\right|} = 2\pi f_{x}(x, y, z)$$
⁽²⁾

és az y- és z-koordinátákban teljesen azonos képletekkel adott hullámszámvektorkomponensek határozzák meg ($k=2\pi/\lambda$). Így a teljes gömbhullámot különböző térbeli frekvenciájú kis síkhullámok ("wavelet"-ek) együtteseként tekinthetjük. A távolsággal csökkenő amplitúdót és a térbeli frekvenciát az határozza meg, hogy a gömbhullám melyik részéről származik ez a kis síkhullám. A koordinátarendszer origója legyen G1 síkjában, az itteni térbeli frekvenciafüggvények pedig $f_{0,x}(x_0, y_0)$ és $f_{0,y}(x_0, y_0)$, arra utalva, hogy z=0 ebben a síkban. Ebből kifolyólag a G1-re eső térerősség eloszlása az

$$\mathbf{u}_{\to G1} = A \exp\{-j2\pi \left[f_{0,x}(x_0, y_0)x + f_{0,y}(x_0, y_0)y\right]\}$$
(3)

alakban áll elő, A amplitúdót bevezetve. G1 után az n-edrendű diffraktált nyalábot az

$$\mathbf{u}_{G1\to} = \mathbf{u}_{\to G1} a_n \exp(j2\pi n f_1 x) = A a_n \exp\{-j2\pi [(f_{0,x}(x_0, y_0) - n f_1)x + f_{0,y}(x_0, y_0)y]\}$$
(4)

amplitúdófüggvény írja le, ahol f_1 az első rács (G1) vonalsűrűsége. (G1 amplitúdótranszmisszióját nyilván az ilyen $a_n \exp(j2\pi n f_1 x)$ faktorok összes létező diffraktált rendre vonatkozó szummája adja meg.) Most tovább követve a nyalábot figyelembe kell venni G1 és G2 közötti szabad terjedést. Ennek az átviteli függvénye

$$H(f_x, f_y) = \exp\left(jkz\sqrt{1 - \left[\left(\lambda f_x\right)^2 + \left(\lambda f_y\right)^2\right]}\right)$$
(5)

alakú lesz, ami általánosan igaz az összes, az általánosított interferométeren keresztülhaladó fénynyalábra. Amikor tehát a (4) formulával adott amplitúdók a G2 rácshoz "érkeznek" z_0 távolságnyi szabad terjedés után, a

$$\mathbf{u}_{\to G2} = \mathbf{u}_{G1\to} \exp\left(jkz_0\sqrt{1-\lambda^2 \left[f_{0,x}(x_0, y_0) - nf_1\right]^2 - \lambda^2 \left[f_{0,y}(x_0, y_0)\right]^2}\right)$$
(6)

kifejezéssel lesznek adottak. Az előzőekhez hasonlóan, a G2-n történő több rendbeli diffrakció ezt a

$$\mathbf{u}_{G2\to} = \mathbf{u}_{\to G2} b_m \exp(j2\pi m f_2 x) = = Aa_n b_m \exp\{-j2\pi [(f_{0,x}(x_0, y_0) - n f_1 - m f_2)x + f_{0,y}(x_0, y_0)y]\} \cdot \exp(jk\phi z_0)$$
(7)

alakúra változtatja, ahol f_2 a G2 rács vonalsűrűsége. Ezen kívül a képletben a $\phi_{Z_0}:=_{Z_0}\{1-\lambda^2[f_{0,x}(x_0,y_0)-nf_1]^2-\lambda^2[f_{0,y}(x_0,y_0)]^2\}^{1/2}$ egyszerűsítő jelöléssel élek a (6) egyenlet alapján. Szintén hasonlóan G2 amplitúdótranszmissziója a $b_m \exp(j2\pi nf_2 x)$ faktorok öszszes, G2 által megengedett diffraktált rendre történő szummája. Így a már bevezetett eszközöket még egy lépésben alkalmazva, z_1 távolságnyi szabad terjedés után a felvevősíkon G1 *n*-edrendű és G2 *m*-edrendű diffrakciója eredményeképpen megjelenő térerősséget

$$\mathbf{u}_{nm} = A |a_n| |b_m| \exp\{-j2\pi [(f_{0,x}(x_0, y_0) - nf_1 - mf_2)x + f_{0,y}(x_0, y_0)y]\} \cdot \exp[-jk(\phi z_0 + \phi z_1)] \cdot \exp(j\phi a_n + j\phi b_m)$$
(8)

adja meg, ahol $a_n = |a_n| \exp(j\phi a_n)$ és $b_m = |b_m| \exp(j\phi b_m)$ komplex mennyiségek exponenciális alakját és a ϕ_{Z_0} -hoz hasonló $\phi_{Z_1} := z_1 \{1 - \lambda^2 [f_{0,x}(x_0, y_0) - nf_1 - mf_2]^2 - \lambda^2 [f_{0,y}(x_0, y_0)]^2\}^{1/2}$ terjedési fázist írtam be. Amikor tehát most már a felvevősíkon az így adott nyaláb egy másik $\mathbf{u}_{n'm'}$ nyalábbal interferál, a megjelenő intenzitás nyilván $I \sim |(\mathbf{u}_{nm} + \mathbf{u}_{n'm'})|^2$ -tel lesz arányos. Ennek a kiírására és részletes kiszámolására az igen terjedelmes képletek miatt nem vállalkozom, de nem is érdemes, hiszen újszerű lépést nem tartalmaz a számolás, és az irodalomban ezek a részletek is megtalálhatók [1].

A teljes és általános interferenciaképlet kiszámolása után viszont már megtehetjük a **3. ábrán** látott speciális és jó tulajdonságokkal rendelkező interferométerre vonatkozó $f_2=2f_1$, $z_1=z_0=L$ és m=-n (vagyis Littrow-konfiguráció) megszorításokat. A rekombináció eredményeképpen itt az \mathbf{u}_{nm} és az $\mathbf{u}_{n'm'}$ (8) képleteiben megjelenő $f_{0,x}(x_0,y_0)$ és $f_{0,x}(x_0',y_0')$ térbeli frekvenciafüggvények megegyeznek, hiszen (x_0,y_0) és (x_0',y_0') pontok is azonosak. Természetesen hasonló állítás igaz $f_{0,y}(x_0,y_0)$ és $f_{0,y}(x_0',y_0')$ re is. Ha még egy plauzibilis megszorítást teszünk a kizárólag szimmetrikus rendek közötti interferenciára (n'=-n), ami **a 3. ábrán** levő elrendezésnek is sajátja, akkor belátható, hogy a felvevősíkon az intenzitás ebben és csak ebben az egy speciális esetben a

$$I = A^{2} \left\{ a_{n} |^{2} |b_{-n}|^{2} + |a_{n}|^{2} |b_{-n}|^{2} + 2|a_{n}| |b_{-n}| |a_{n}| |b_{-n}| \cos[4\pi n f_{1}x] \right\} =$$

$$= 2A^{2} |a_{n}|^{2} |b_{-n}|^{2} \left\{ 1 + \cos[4\pi n f_{1}x] \right\}$$
(9)

alakot ölti, ami egy tökéletes, aberrációmentes, 100%-os intenzitásmodulációval rendelkező, n=1 esetén $2f_1$ térbeli frekvenciájú interferenciacsík-rendszernek felel meg, amelynek mind periódusa, mind térbeli fázisa független a kivilágító hullámhossztól. Ez éppen a bizonyítandó állítás az interferométer előnyös és a gyakorlatban kiaknázandó tulajdonságairól.

Megadom a készíthető tökéletes, nagyított rácsok méretének felső határát is. Ehhez már csak geometriai megfontolásokra van szükség. Jelöljük a beeső, ill. diffraktált nyalábok által G1-en, G2-n és a felvevősíkon kivilágított területek átmérőjét rendre D_1 -gyel és D_2 -vel és D-vel! Ekkor a **4. ábráról** leolvasható, hogy

$$D_1/d_f = D/(2z_0 - d_f),$$
 (10)

ha $z_1 = z_0$. Így átrendezve

$$D = (2z_0 - d_f) D_1 / d_f.$$
(11)

Szintén hasonló háromszögeket tekintve:

$$D_2 = D_1(z_0 - d_f)/d_f. \tag{12}$$

Vegyük figyelembe azt is, hogy a kivilágított vonalak száma a szokásos módon indexelt rácsokon $N_i=f_iD_i$, ahol i=1,2, és $N=f_2D=2f_1D$ a felvevősíkon. Mindezekből kapjuk, hogy

$$N=2(N_1+N_2),$$
 (13)

ami az interferométer nagyítási tulajdonságát írja le. Tehát a készíthető tökéletes rács vonalainak száma egyenlő lesz a G1 rácson kivilágított vonalak számának kétszeresének és a két darab G2 rácson összesen kivilágított vonalszámnak az összegével. Ez azt jelenti, hogy a technika maximális lineáris nagyítása [(G2A mérete)/(felvett rács mérete)]=3-mal egyezik meg éppen abban az esetben, amikor (G1 mérete)=(G2A mérete) (ld. **3. ábra**)

Az interferométer tehát sok előnyös tulajdonsággal bír a hagyományos módszerekhez képest. Fent beláttuk, hogy nincs megkötés a fényforrás koherenciájára, vagyis az interferenciacsíkok távolsága és térbeli fázisa független a hullámhossztól^{*}. Így akár fehér fénnyel is készíthetnénk rácsokat! Egy ennél gyakorlatiasabb megközelítésben viszont ez azt is magában foglalja, hogy jó rácsok előállításához nem kell feltétlenül frekvenciastabilizált lézert használni, mint eddig. Ez az expozíciós idő csökkentésének lehetőségét rejti magában.

Ilyen interferométernél kényelmesen használható egy forgó diffúzor is a bemenő nyaláb térbeli intenzitáseloszlásának homogenizálására és a koherens zaj elnyomására. A koherenciára vonatkozó megkötések hiánya miatt ez a legcsekélyebb problémát sem okozhatja. Vegyük észre azt is, hogy az interferencia a beeső nyaláb azonos pontjából származó sugarak között jön létre.

Nagyon ötletes megoldásként az interferométerünket elméletileg iteratív módon is használhatjuk úgy, hogy minden lépésben két-háromszoros további rácsnagyítást érhetünk el [1]. Ez úgy történik, hogy először két teljesen azonos G3 rácsot készítünk egymás után. Mivel ezek vonalsűrűsége azonos a kisebb méretű G2 rácsokéval, ezért azok helyére most már az újonnan készített, nagyobb G3 rácsok kerülhetnek, ami egy újabb két-háromszoros nagyítást tesz lehetővé a nyaláb megfelelő kitágítása után, a rácskészítési eljárás megismétlésével. Ez a procedúra tetszés szerint ismételhető addig, amíg az egyre divergensebb nyaláb egyre csökkenő intenzitása nem vezet túl hosszú expozíciós időkhöz, illetve amíg a nagyobb rácsoknál egyre nagyobb megkövetelt beállítási precizitást a rendelkezésre álló mechanikával tartani tudjuk. Persze ezen elméletileg előrejelzett módszernek a használhatóságát sem mutatták ki mindezidáig kísérletileg.

^{*} Az interferométer ezen akromatikus tulajdonságát, persze a számunkra oly fontos nagyítási tulajdonság nélkül már a nyolcvanas években is kiaknázták elosztott visszacsatolású festéklézerek gerjesztésére [6]

1.3 A SAJÁTSÁGOK KÍSÉRLETI IGAZOLÁSA

Kísérleti munkám legfőbb célja volt, hogy bebizonyítsam azon elméletileg megalapozott jóslatokat, amelyek a *rácsos* interferométer használatának előnyös tulajdonságaira vonatkoztak. Ilyen bizonyíték, melyet nagyméretű holografikus rácsok tényleges előállításával kellene szolgáltatni, mindeddig nem látott napvilágot a szakirodalomban. E célból hát egy erre alkalmas kompakt interferométer kellett tervezni először. A maximális fénykihasználás érdekében reflexiós rácsokat használtam, ami miatt az elrendezést egy kissé módosítani kellett. Az új elrendezés a **5. ábrán** tanulmányozható. Az eredetivel összehasonlítva láthatjuk, hogy az egyetlen különbség a nyaláb *H* magassággal történő "megemelése" az interferométer hosszában. Mind elméletileg, mind kí-



pességét, hogy a felvevősíkon tökéletes interferenciacsík-

rendszert hozzon létre. Látni fogjuk, hogy *H* egyetlen hatása az lesz, hogy lineárisan megnöveli az elrendezés érzékenységét a beállítási hibákra, anélkül persze, hogy elveszne a tökéletes beállítás lehetősége.

Mivel az interferométer pontos beállítása döntő jelentőségűnek tűnt, ezért első lépésként szükségesnek látszott megvizsgálni a rendszer érzékenységét az összes lehetséges ilyen hibára. Láthatjuk rögtön, hogy rengeteg előnye mellett interferométerünk egyik hátránya, hogy a beállítási hibáknak több forrása lehet. Az első (G1) rácsnak három rotációs szabadsági foka van, a G2-k egyikének hasonlóképpen. Az *L* távolságok egyenlőségének a feltétele két újabb transzlációs szabadsági fokot hoz be a rendszerbe: G2A és G2B relatív pozíciója (egyenlő karhosszak), illetve a G1-G2 távolság. Még ha a három rácsot sikerül is tökéletesen beállítani, meg kell birkózni azzal a feladattal, hogy a felvevősíkot pontosan abba a pozícióba állítsuk be, ahol a tökéletes interferenciacsíkok létrejönnek. Ez két újabb rotációs szabadsági fok. Ezen felül felmerülhetnek még olyan kérdések, hogy mi történik, ha G2A és G2B vonalsűrűsége nem teljesen azonos, vagy, ami inkább valószínű, hogy G2-k vonalsűrűsége nem pontosan kétszerese G1ének. Hogy azokat a kérdéseket megválaszolhassuk, hogy az interferométer egyes paramétereitől hogyan függ a beállítási hibákra vonatkozó érzékenysége, érdemes egy egyszerű modellezési eljárással meghatározni az interferáló nyalábok Δ fázishibáját minden egyes ilyen említett potenciális beállítási hiba esetére. Eredményképpen a következő leegyszerűsített skálázási törvényt adódik:

$$\Delta = D^2 \cdot d^2 \cdot H \cdot L^{-1} \cdot \lambda^{-1} \tag{14}$$

ahol *D*: a felvett rács mérete, *d*: G1 vonalsűrűsége, *H*: G1 és a felvevősík középpontjának távolsága, λ : a kivilágító nyaláb hullámhossza, *L* pedig az ábráról leolvasható már említett távolság. Szerencsére *H* csak egy lineáris faktor ebben a képletben. Mindazonáltal ha mind nagyobb rácsokat szeretnénk előállítani, akkor a mérettel közel arányosan *H*-t is növelni kell, aminek hatására szembe kell néznünk azzal a lehetőséggel is, hogy igen gyorsan eljutunk arra a pontra, amikor olyan pontosan kellene beállítanunk az interferométert, amit technikai lehetőségeink nem tesznek lehetővé. A rendszer toleranciájának maximálása céljából a megvalósításhoz olyan paraméterkombinációt kellett választani, amely mind kísérleti lehetőségeinket, a szóba jöhető fényforrásokat, mind pedig a (14)-es képlet következményeit figyelembe veszi.

Ezeket nem elfelejtve jó kompromisszumnak tűnt egy L=1,4m hosszú interferométer használata $f_1=600$ vonal/mm, $f_2=1200$ vonal/mm-es rácsokkal. A rendelkezésre álló rácsok méretéből adódott a 2,1-szeres lineáris nagyítás. *H*-t igyekeztem olyan kicsire hagyni, amennyire csak G1 és G3 tartószerkezetei megengedték. A fényforrás egy stabilizálatlan, közönséges, folytonos argonion-lézer $\lambda=458$ nm-es hullámhosszúságú, egy prizma diszperziójának felhasználásával a többitől szeparált vonala volt, mely 'S' vagy más jelöléssel 'TE' polarizáció alatt esett a rácsokra, vagyis az Emező rezgési síkja párhuzamos volt a rácsok vonalaival. A hullámhossz megválasztását a használandó fotoreziszt spektrális érzékenysége indokolta, amely sokkal nagyobb volt ezen a hullámhosszon, mint a lézer többi, sokkal intenzívebb zöld vonalára vonatkozó érzékenység. A lézer teljes kimenő teljesítménye 10W volt, melyből kb. 400mW esett a 458nm-es vonalra, és ebből az interferométer bementén kb. 200mW jelent meg a balesetveszély minimalizálása érdekében használt optikai elrendezés miatt. Mint majd látni fogjuk, még e mellett a nem túl nagy teljesítmény mellett is meglepően rövid expozíciós időkkel lehet dolgozni.

Az elrendezés összeállítása után ki kellett fejleszteni olyan technikákat, amely lehetővé teszi mindazon elemek (G1, G2A, G2B, G3) nagy pontosságú beállítását, amelyek meghatározzák a felvevősíkon létrejövő interferenciakép minőségét. Egy ilyen az ún. Moiré-csíkok módszere, ahol egy ún. analizátorrácsot használtam a felvevősíkban, amivel ellenőrizni tudtam a létrejött interferenciaképet. Az analizátorrács lehet egy kisebb méretű, a kereskedelemben kapható, a készítendő ráccsal azonos vonalsűrűségű rács, amelyet pontosan oda helyeztem, ahol később a G3 rácsot fel akartam venni. A rendszer beállítási hibáiból eredő torzulások az analizátorrács felületén jól megfigyelhető Moiré-csíkok formájában jelentkeznek. Az effektus teljesen analóg az akusztikai lebegés jelenségével: ha a két periodikus struktúra (itt: az analizátorrács és az interferenciacsík-rendszer) csak kissé tér el, akkor az eltérés az intenzitás kis térbeli frekvenciájú periodicitásának alakjában jelenik meg.

Ezen felül megtehettem azt is, hogy a bemenő λ =458nm-es nyalábot egy forgó diffúzorral homogenizáljam. Ez az elem azzal a jótékony hatással is bír, hogy az interferométer kezdeti beállítását segíti. Minél távolabb vagyunk ugyanis az ideális beállítástól és minél erősebb a diffúzor, annál jobban leromlik a Moiré-csíkrendszer kontrasztja. A tökéleteshez közelítő beállítás viszont a csíkok láthatóságának ugrásszerű növekedésével jár. Ez különösen akkor hasznos, ha egy kisméretű analizátorrács áll csak rendelkezésre, és így a teljes rögzítendő interferenciaképen nem figyelhetők meg az esetleges aberrációk. A **6. ábrán** azt illusztráltam, hogy a forgó diffúzor a nyaláb ho-

mogenizálására és a koherens zaj elnyomására is kiválóan alkalmas. Mielőtt még azonban az elkészített rácsok teszteléséről szót ejtenék, először beszámolok a rácsok elkészítésének eljárásáról.



6. abra Diffuzor nasznalataval es aneikul felveti rácsok diffraktált hullámfront-interferogramja

A rácsok alapjául jó minőségű 120mm és 200mm átmérőjű üvegszubsztrátok szolgáltak. A felületi minőséget egy ZYGO típusú interferométerrel teszteltem. A szubsztrátok minősége $\lambda/8-\lambda/10$ csúcstól csúcsig terjedő eltérésnek (PV: "peak-to-

valley") adódott 0.022-0.032 szórással (RMS: "root-mean-square"). A kiértékelést a teljes felület középső 80%-ára végeztem el, a későbbiekben idézendő eredmények is mind erre vonatkoznak. A szubsztrátokat ezután "spin-coating" technikával, a szubsztrát nagy sebességű forgatásával fotoreziszttel vontam be. A közönséges, kereskedelmi fotoreziszt hígítását és a forgatás sebességét úgy állítottam be, hogy 250-300nm-es kezdeti rétegvastagságot kapjak. Ez az érték jó kompromisszumnak bizonyult, hiszen ha az előhívott rács vonalai túl mélyek (500-800nm), akkor bár elméletileg nagy hatásfokot érhetnénk el a legvonzóbb, 800nm-es infravörös hullámhosszon, ám mégis a reziszt előhívás utáni destabilizálódása megengedhetetlenül nagy mennyiségű szórt fényt eredményezne. Másrészt, ha a kezdeti rezisztvastagság túl kicsi (<200nm), akkor az első diffraktált rend reflexiója lesz túl alacsony, amit az általam végzett modellezési eredmények is alátámasztottak. Mindenesetre szeretném hangsúlyozni, hogy nem szándékoztam versenyre kelni a rácskészítő vállalatok több évtizedes szakértelmével, célom mindössze olyan, a diffraktált hullámfront szempontjából kiértékelhető rácsok készítése volt, melyekkel bebizonyíthatom a javasolt optikai elrendezés előnyös tulajdonságait. Így a kényelmesen kezelhető 250-300nm-es rezisztvastagság a céljaimnak tökéletesen megfelelt. Ennek megmérését a már említett ZYGO kereskedelmi interferométerrel végeztem el: a rezisztréteg felvitele után, exponálatlan állapotban, kémiai úton eltávolítottam annak felét, majd a határoló vonal mentén keletkező minél élesebb lépcsőn lemértem az interferenciacsíkok ugrását. Feltételeztem, hogy a rétegvastagság a ZYGO mérőinterferométer 633nm-es hullámhosszánál kisebb, és így egyértelműen meg tudtam határozni a rétegvastagságot. Ezt a feltételezést fehérfényű interferenciamikroszkópos vizsgálatokkal meg is erősítettem.



ettem az interferenciacsíkok an beállítottam, meg kellett zésem az interferométer itet az első diffraktált rend has 458nm-es hullámhosszára W/cm²–es optimális expozínyára feltűnő, hogy az áltanak az oka, hogy ezen a huls rácsok négy rendben refhogy a beeső energia négyl lecsökkenti az egy rendnél



maximálisan elvárható hatásfokot. Mégis, az elért legjobb első rendbeli reflexió kb. 33%-os volt, ami kielégítően közel jár az ilyen, szimmetrikus vonalprofillal rendelkező (vagyis nem "blaze-elt") rácsoknál elméletileg maximálisan jósolt 40%-os értékhez. Ezt az értéket a GSOLVER nevű rácsmodellező program segítségével határoztam meg. A szoftver eredményeinek helyességéről sikerült mind kísérletileg, mind más hasonló programokkal való összevetés útján meggyőződni. Erről részletesebben dolgozatom második részében ejtek szót.

A kiindulási G1 és G2 rácsok kereskedelmi forgalomban lévő kisméretű rácsok voltak (G1:30x30mm², G2-k: 60x60mm²), nem túlságosan megnyerő diffraktált hullámfrontokkal. Ezek használatával vettem fel az első 120mm átmérőjű rácsaimat a fent leírt technológiai lépésekkel. Az optimális expozícióhoz szükséges kb. nyolc perc sokkal rövidebb, mint a rácskészítő cégek által ekkora méretű rácsok rögzítésénél alkalmazott expozíciós idő. A következő lépés a megfelelően rögzített interferenciacsík-rendszer előhívása. A vegyi folyamat hatására az intenzitásmaximumok helyei mélyedésekbe transzformálódnak, és megkapjuk a végleges felületi relief-rácsot, amelyet már csak vékony alumíniumréteggel kell bevonni a reflexió növelésére és az interferometrikus tesztelés megkönnyítésére. A rács előállítása ebből a szempontból teljesen hasonló a hagyományos technológiához.

Mivel egyetlen célom ezen módszer hatékonyságának bizonyítása volt, így az elkészült rácsokon csak egyfajta tesztet végeztem, mégpedig a diffraktált rend hullámfrontját vizsgáltam a 633nm-es He-Ne lézerrel kivilágított ZYGO típusú interferométerben, amelyet nagyobb rácsok teszteléséhez meg lehetett toldani egy 300mm átmérőjű aberrációmentes lencséket tartalmazó afokális teleszkopikus nyalábtágítóval is. A diffraktált hullámfront minősége azt mutatja meg, hogy mennyire sikerült tökéletesen egyenes és egyenközű vonalakat rögzíteni. A következő ábrákon következetesen minden esetben megadom a diffraktált hullámfront nyers interferogramjait, valamint az ezekből számolható diffraktált hullámfront-topográfiákat. A hullámfront minőségét a már definiált PV és RMS értékekkel jellemzem, mindenhol λ =633nm-re és a teljes rácsfelület középső nyolcvan százalékára vonatkoztatva. Először az interferométer azon képességét bizonyítottam be, hogy képes tökéletes rácsstruktúrákat (jelen esetben) kétszeresre nagyítani. 60x60mm²-es rácsok segítségével a **8. ábrán** látható 120mm átmérőjű kör alakú rácsokat állítottam elő. Megfigyelhető, hogy egy lépésben sikerült az eredeti diffraktált hullámfrontok minőségét jó



közelítéssel kétszeres területre lemásolni. A készült rácsok PV=λ/9diffraktált hullámes front-minősége messze túlszárnyalja a rácsokat forgalmazó vállalatok ilyen méretek esetén szokványos PV=λ/4-es specifikációját. Ilyen $PV = \lambda/8 - \lambda/10$ -es minőségű diffraktált hullámfrontú, 120mm átmérőjű rutinszerűen rácsokat tudtam készíteni. На figyelembe vesszük, hogy а rendszerben használt összes optika

mindössze egy 25mm átmérőjű lencse és három kisméretű rács volt, akkor belátható, hogy ezzel a módszerrel holografikus rácsok előállításának a jelenlegieknél egy sokkal vonzóbb módszerét javasoltam. Még a legjobb optikák használata esetén sem haladja meg az ilyen rendszerhez szükséges anyagi ráfordítás a pár százezer forintot (a fényfor-ráshoz szükséges beruházástól eltekintve), míg egy hagyományos, ilyen méretű rácsokat előállítani képes interferométer optikáinak beszerzése önmagában is egy többmilliós beruházást, nem is beszélve a költséges, frekvenicastabilizált fényforrásról.

1.4 HIBÁK KOMPENZÁLÁSA AZ INTERFEROMÉTERBEN

A *rácsos* interferométer egy újabb lehetősége rácsok készítése iteratív módon. Ha a kiindulási G2 rácsokat "nulladik generációsnak" nevezzük, akkor két azonos első generációs rács készítésével és G2-k helyéra való berakásával második generációs, még nagyobb rácsokat állíthatunk elő. Emlékezzünk vissza, hogy interferométerünk kiválóan alkalmas erre, hiszen G2 rácsok és az interferenciakép vonalsűrűsége azonos, G1 mérete pedig nem játszik jelentős szerepet a nagyíthatóság szempontjából, így azt változatlanul hagyhatjuk. Következő kísérletemben ezeket az állításokat bizonyítom.

Azért, hogy ennek a módszernek a hatékonyságát kihangsúlyozzam, nulladik generációs G2 rácsként egy kissé gyengébb, $PV=\lambda/5$ -ös minőségű rácsokat használtam. Így a felvehető rácsok is körülbelül ilyen minőségűek lesznek, mivel a kiindulási rácsok nem feltétlenül azonos módon torzultak, és az interferométer kivilágításához teljes felületüket használtam fel. Mégis mikor az így készített két tökéletesen azonos^{*}, ám enyhén torzult első generációs, 120mm átmérőjű rácsot helyeztem vissza G2-k helyére, ezeknél mégis jobb minőségű, velük azonos méretű második generációs rácsot tudtam készíteni, amint azt a **9. ábra** illusztrálja.



Ennek két oka is van. Az első az, hogy ha G2-kel azonos méretű rácsok készítésére használjuk az interferométert, akkor a divergens kivilágító nyaláb miatt a

^{*} Egyszerűen adódik tökéletesen azonos rácsok készítésének módszere: az elkészült első rácsot kell a második beállítási folyamatban analizátorrácsként használni.

szubsztráton csak az eredeti rácsok középső területéről származó sugarak által létrehozott interferenciakép jelenik meg. A rács középső területei pedig jobb minőségűek. A rácsok javíthatóságának másik oka lehet az intuitív feltételezés, hogy az azonos módon és mértékben torzult rácsok aberrációi kiejtik egymást. Így az interferométer iteratív használatában az az egyedülálló lehetőség rejlik, hogy lépésről lépésre javíthatunk az előállított, azonos méretű rácsok minőségén. Pontosan ezt láthatjuk a **9. ábrán** is, ahol észrevehető hullámfrontjavulást figyelhetünk meg a második generációs rácsok esetén. (A közbülső, első generációs rácsok interferogramjait kihagytam az ábrából.)

Természetesen ha a rendszer ezen előnyös tulajdonságából nem akarunk hasznot húzni, az elrendezés továbbra is kiválóan alkalmas arra, hogy a következő generációkban mind nagyobb rácsokat állítsunk elő. Ekkor ezek méretére vonatkozó felső korlátot két tényező határozza meg. Az első a rácstartóként használt tükörtartók mechanikai beállításának véges pontossága. Az (14)-es képlet szerint az előállítandó rács lineáris méretével négyzetesen nő az elrendezés érzékenysége a legtöbb potenciális beállítási hibára. A másik tényező abból származik, hogy általában nem áll rendelkezésünkre a készítendővel azonos méretű tökéletes rács. Így a kisebb analizátorrácson látható Moirécsíkok egyenességének megítélése szubjektívebbé válik, és a látszólagosan tökéletes csíkrendszer sem garantálja, hogy a középen tökéletesnek tűnő Moiré-csíkoknak ne legyenek a széleken jelentősebb aberrációi. Amikor a következő lépésben 200mm átmérőjű rácsokat próbáltam meg készíteni, ez utóbbi korlátozó tényezőt találtam elég jelentősnek. Még ezzel együtt is a legjobb 200mm-es rácsaim PV=λ/3-as, RMS=0,08λ-s diffraktált hullámfrontsíksággal bírtak, amely egy igen versenyképes specifikációnak számít ilyen méretű rácsok esetén. Ráadásul a legtöbb rácsokat forgalmazó cég egyáltalán nem is képes ilyen méretek előállítására, hiszen hatalmas és kevéssé megtérülő beruházásra lenne szükség egy olyan konvencionális interferométer optikai elemeinek megvásárlásához, amellyel ekkora rácsokat gyártani lehet. Ezzel tehát meggyőzően bizonyítottam az eljárás még az előző paragrafus alapján vártnál is költségkímélőbb voltát.

Ahhoz, hogy a nagyobb méretű rácsoknál jelentkező aberrációk jellegéről információt szerezzek, tanulmányoztam néhány beállítási hiba diffraktált hullámfrontra gyakorolt hatását. Például a felvevősík ~4,5mrad-os elforgatása a tökéletes helyzettől vízszintes vagy függőleges tengely körül PV=0,75λ-s, RMS=0,15λ-s hibát okozott. Ez az elforgatás nagynak számít a felvevősíkot forgató mikrométercsavarok feloldása szempontjából, így megállapíthatjuk, hogy a felvevősík beállítási hibáira kevésbé érzékeny az interferométer^{*}. A diffraktált hullámfront topográfiájának analízise azt is megmutatta, hogy mindkét kvantitatív módon is vizsgált beállítási hiba az elkészült rács diffraktált hullámfrontjában asztigmatikus hibát okoz.

Mivel az elrendezés geometriája azt sugallja, hogy az interferáló hullámfrontok azonos hibái kiejtik egymást, ezért ezt a heurisztikus, ám az elméletben triviális módon nem igazolható feltételezést is megvizsgáltam a következő kísérlettel. Két azonos, erősen asztigmatikus, 120mm átmérőjű rácsot vettem fel (**10. ábra**), G2-ket kicseréltem ezekre, majd így állítottam elő egy 200mm-es rácsot. Ennek tesztelésekor azt tapasztaltam, hogy az elkészült rács diffraktált hullámfrontjának minősége egyértelműen jobb lett, mint a kiindulási első generációs asztigmatikus rácsoké volt. Ebből azonban nem derül ki egyértelműen, hogy vajon tényleg az azonos hibák kiesése okozta-e ezt vagy az, hogy felvevősík elállításával azonos jellegű (asztigmatikus), de ellentétes előjelű kom-



penzáló-hibát vittem a rendszerbe. Ennek a kérdésnek a megválaszolásához további alaposabb modellezésre van szükség. Mindazonáltal kísérletem ennek az interferométernek egy sokkal általánosabb tulajdonságára világít rá, mint az ezzel az eszközzel foglalkozó kevés elmúlt évtizedbeli publikáció [1,7,8] közül [7]. Ott ugyanis a szerzők azt bizonyították be mind elméletileg, mind kísérletileg, hogy hiperbolikus rácsokat (vagyis két gömbhullám interferenciájaként keletkező torzult rácsokat) használva a G1 és G2 rácsokban lévő aberrációk szigorúan rögzített értékei-

nél szintén kiesnek a hibák a felvevősíkon. Az én esetemben ehhez képest az volt a különbség, hogy G1 tökéletes rács volt, ám G2-k torzulásai azok mértékétől függetlenül

^{*} Ennél sokkal nagyobb érzékenységet tapasztaltam pl. G2 rácsok mindhárom lehetséges tengely körüli elforgatásával szemben.

kiejtették egymást (vagy kompenzáltak egy másik aberrációt). Így ezen előzetes kísérleteim a *rácsos* interferométer [7]-ben említettnél egy általánosabb tulajdonságára enged következtetni. Ennek feltárása azonban több kísérleti munkát és elméleti szimulációt követel, ami egy lehetséges jövőbeni irányát adja meg a *rácsos* interferométer további vizsgálatának.

HOLOGRAFIKUS, DIELEKTRIKUM MULTIRÉTEGRÁCSOK KÉSZÍTÉSE

2.1 RÁCSOK RONCSOLÁSI KÜSZÖBÉNEK NÖVELÉSE

A bevezetőben említettek szerint a fázismodulált impulzuserősítést alkalmazó lézerrendszerek esetén a fókuszált intenzitás jelentős növelésének az impulzusok nyújtására majd az erősítés utáni összenyomásra használt rácsok optikai roncsolási küszöbe határt szab. Ha valamiképpen meg tudnánk növelni az alkalmazott rácsok roncsolási küszöbét, akkor az új rácsok beépítésével a rendszeren impulzusonként áthaladó energiát akár két-háromszorosára is lehetne növelni. Mivel jelenleg ilyen nagy roncsolási küszöbű rácsok nem állnak rendelkezésre a kereskedelmi forgalomban, ezért ezeknek a lézereknek az üzemeltetői kénytelenek olyan fejlesztésekben gondolkodni, amelyek során a használt rácsok felületét jelentősen megnövelik. Ez viszont hatalmas költségekkel, a nyalábátmérő növelésével, extra nyalábtágítók beépítésével, rengeteg kényelmetlenséggel és kiesett felhasználói idővel jár, amikkel senki sem számol szívesen.

A rácsok roncsolási küszöbének a növelése ezzel szemben olyan gyors fejlesztést tenne lehetővé a lézerrendszeren, melynek során pusztán a jelenlegi rácsok nagyobb roncsolási küszöbűekre való cseréjével, a nyaláb átmérőjének változatlanul hagyásával, új mechanikai komponensek használata nélkül, gyorsan lehetne a lézerrendszert kétháromszoros intenzitásúra fejleszteni. Sajnos ilyen rácsok eddig nem álltak rendelkezésre a kereskedelmi forgalomban. Ezért nagy érdeklődés várható mind a tudományos, mind az üzleti szféra részéről, ha valamiféleképpen sikerül bebizonyítani, hogy érdemes új típusú rácsok gyártására és alkalmazására átállni. Ehhez viszont egyértelmű bizonyíték kell, hogy az új rácsok - amelyek a fémbevonat helyett ideálisan valamilyen modulált dielektrikumstruktúrával készülnének – megfelelnek mind a hatásfok, mind a roncsolási küszöb jelentős növekedésével kapcsolatos várakozásoknak, mindemellett előállítási technológiájuk kizárólag az optikai cégek által jelenleg is használt eszközparkra épülne. Dolgozatom második részében ilyen rácsok létezésének elméleti és kísérleti bizonyítására vállalkozom egy konkrét esetre, mégpedig az UV tartományban (248-267nm) használatos 3600 vonal/mm-es, a FMIE sémában tipikusan első rendben, Littrow, vagy 1-2° off-Littrow-beesés alatt használt rácsok esetére.

Az említett frekvenciatartományban működő tipikus, nagy intenzitást szolgáltató FMIE lézerrendszer a nyolcvanas években elterjedt KrF gázra alapuló lézertípus. Egyrészt ennek a hullámhosszára, 248nm-re optimalizált rácsok képezték vizsgálataim tárgyát. Másrészt, az alapvető vizsgálatok szempontjából érdekes lehet még az ehhez igen közel eső 266nm-es hullámhossz. Ez a jelenleg a FMIE sémában is elterjedten használt Ti:zafír rendszerek 800nm-es hullámhosszának harmadik harmonikusával egyezik meg, és igen közel áll a Nd-alapú (Nd:üveg, Nd:YAG) rendszerek 1054nm-es és 1064nm-es hullámhosszainak negyedik harmonikusához. Az ilyen hullámhosszon működő kisebb Nd:YAG-lézerek széles körű hozzáférhetősége egyúttal az optikai roncsolási küszöb meghatározásához elvégzett előzetes méréseket és gyors vizsgálatokat is nagyon megkönnyítette. A 266nm-es hullámhossz 248nm-hez elég közel van ahhoz, hogy az ennek kapcsán tett általános megállapítások ne veszítsék érvényüket. Ennek ellenére, mint azt látni fogjuk, konkrét dielektrikum multiréteg alapú rácsstruktúrák tervezésénél célszerű a végleges, az érdeklődésre jobban számot tartó 266nm-es hullámhosszra optimalizálni, hiszen - és ez az intuitív megérzésekkel tökéletesen ellentétesnek bizonyult - a kevesebb, mint 20nm-rel különböző hullámhosszra optimalizált struktúrák paraméterei abszolút nem hasonlítanak egymáshoz.

Jelenleg ha valaki 3600 vonal/mm-es rácsot akar UV tartományban működő lézeréhez fázismodulált impulzuserősítés céljára beszerezni, akkor nincs módja megválasztani, milyen technológiával készült, milyen rétegfelépítésű rácsot is szeretne. Egyet-



11. ábra Hagyományos holografikus rács

len lehetősége a **11. ábrán** látható rácstípus, mely hagyományos holografikus előállítási módszerrel készül. A rácsot definiáló interferenciaképet fotoreziszt-rétegen rögzítik, melyen a megfelelő előhívási eljárások után

megjelenik a rétegvastagság modulációja. Ezután a rácsot az ezüstnél ugyan valamivel kisebb reflexiójú, ám a keletkező átlátszó, védő oxidréteg miatt az ezüstnél alkalmasabb alumíniumréteggel vonják be. Ennek reflexiója a kérdéses hullámhossztartományban, sík, 80nm-nél vastagabb bevonat esetén 88% körül mozog. Itt jegyzem meg egy általános félreértést eloszlatva, hogy hagyományosan a FMIE céljaira szinuszos vonalprofilú rácsokat használnak. Ismert, hogy a más célokra alkalmazott aszimmetrikus vonalprofilú (ún. "blazed") rácsok adott hullámhosszakon igen nagy reflexiót tesznek lehetővé bizonyos diffraktált rendekbe. Ezek használata azonban nem lenne indokolt, hiszen az

aszimmetrikus vonalprofil kisebb görbületi sugarú felületi struktúrái egyrészt megnövelnék a roncsolási küszöböt, és amúgy sem nyernénk sokat, hiszen az ilyen rácsok sem tennének lehetővé számottevően nagyobb mértékű reflexiót az első diffraktált rendbe. Ez azért van, mert pl. a jelen esetben használt 3600 vonal/mm-es térbeli frekvencia és 266nm-es hullámhossz mellett két diffraktált rend létezik csak (a 0. és az 1.), és a szinuszos vonalprofil modulációs mélységének optimalizálásával elérhető, hogy szinte a teljes beeső intenzitás (az elkerülhetetlen, a fémbevonat miatti veszteségektől eltekintve) az első diffraktált rendbe csatolódjon. Ilyen, az első diffraktált rendbe reflektált intenzitásra igen jól optimalizát rácsokat lehet is kapni.

Mindettől függetlenül az eljárás során keletkező rács olyan anyagokat tartalmaz, amelyek jelentősen alacsonyabb roncsolási küszöbűek, mint a korszerű lézeroptikáknál alkalmazott dielektrikumok. Hosszú (nanoszekundumos) lézerimpulzusokra és síkfelületekre ismert [4], hogy a nagy reflexiójú dielektrikum multirétegtükrök az alumíniuméhoz képest akár egy nagyságrenddel nagyobb roncsolási küszöbbel is rendelkezhetnek. Rövidebb (400-500fs-os) lézerimpulzusokra ez a különbség ugyan csökken, ám még mindig egy számottevő (három-négyszeres) faktorral jobbak a dielektrikumtükrök a fémtükröknél. Sajnos az általam vizsgált hullámhosszra nem ismertek ennél rövidebb impulzusokkal végzett tesztek eredményei még tükrökre sem, nemhogy rácsokra. A fémtükrök roncsolási küszöbe viszonylag független az impulzushossztól, és alumínium esetén tipikusan 200-400mJ/cm² körüli értékű^{*}. Ha a síkfelületeken mért roncsolási küszöbértékekből akarnunk a rácsokon várt értékekre extrapolálni, természetesen figyelembe kell venni, hogy a síkfelülethez képest a rácsstruktúra jelenléte jelentősen lecsökkenti a roncsolási küszöböt. Még a modulált fémbevonatnál is kellemetlenebb tényező maga a fotorezisztréteg az ilyen rácsok fémfelülete alatt, amely szerves polimerként jóval kisebb intenzitásértékek hatására is roncsolódik, levetve magáról a felette levő alumíniumréteget. Mindezen hatások együttese arra vezet, hogy a hagyományos ultraibolya tartományban használatos rácsok már csak 30-50mJ/cm²-es roncsolási küszöbbel rendelkeznek.

Az említettekből következik az a javaslat, amely arra irányul, hogy rácsok esetén is próbálkozzunk azzal a tükröknél jól bevált módszerrel, hogy az alacsony roncso-

^{*} Itt mindenképpen meg kell említeni, hogy általában ezek az értékek a látható, ill. az infravörös tartományban működő lézerekkel dolgozó kutatók számára meglehetősen alacsonyaknak tűnnek, ám az ultraibolya tartományban ezekkel a sokkal alacsonyabb értékekkel kell számolni, tehát az alább említendő eredményeket is ennek a fényében kell vizsgálni.

lási küszöbű fémes (ill. a rácsoknál emellett szerves) anyagokat dielektrikummal helyettesítsük, amitől a roncsolási küszöb jelentős növelését várnánk. Amennyire triviálisan adódónak is hangzik ez a javaslat, annyira kevés és kezdetleges, csak bizonyos hullámhosszakra korlátozott kutatás történt ezen a téren, csekély kézzel fogható eredménnyel. Az ultraibolya tartományra vonatkozóan nincs is tudomásom ilyenekről. Ezért nagyon sok olyan intuitív alapon felvetett fejlesztési javaslatot kellett figyelembe venni, amelyek használhatósága kísérletileg még nem volt a kutatás idején ellenőrzött. Ezeket a javaslatokat szemléletesen a **12. ábrán** foglaltam össze.





c) Al tükör + modulált

a) ionmaratásos rács Al-réteggel



d) Al + dielektrikum multiréteg



f) dielektrikumtükör + modulált dielektrikumréteg



e) modulált dielektrikum multiréteg



g) dielektrikumtükör + kettős modulált dielektrikumréteg

12. ábra Potenciális újfajta nagy roncsolási küszöbű, nagy hatásfokú dielektrikumrácsok vázlatos szemléltetése

Első lehetőségként adódik a fotorezisztréteg kiiktatása a modulált struktúrák közül. Ennek technológiai hátterét az ún. ionmaratásos eljárás biztosítja, amely egy ionsugár alkalmazásával a kezdetben a fotoreziszten létrehozott modulált struktúrát a szubsztrát anyagába transzformálja. Az eljárás részleteinek tárgyalása nem képezheti ennek a dolgozatnak a tárgyát, a lényege annyi, hogy az ionsugár különböző anyagokban (a konvencionális holografikus eljárás során létrejött modulált fotorezisztben illetve a kvarcszubsztrátban) megvalósuló marási sebességének függvényében kell a folyamatot úgy optimalizálni, hogy a kezdeti, a fotorezisztben modulált felületi struktúra minél tökéletesebben a szubsztrát anyagába másolódjon. Így, miután a maradék fotorezisztet kémiai úton eltávolítják, a szubsztrátban megmarad a holografikus úton létrehozott felületi moduláció másolata, amit ugyanúgy bevonhatunk fémréteggel, mint a hagyományos technológia során. (**12. ábra a**) részábrája) Próbálkozhatnánk ennek a modulált réteg vékony üvegréteggel való bevonásával is, amint azt az ábra **b**) részén megfigyelhetjük, ettől a roncsolási küszöb növekedését várjuk. Másik lehetőség az ábra **c**) részén látható: egy alumíniumtükröt vonunk be vékony üvegréteggel, majd a fenti módon ebben hozzuk létre a modulált dielektrikumstruktúrát.

Ezek a javaslatok a hagyományos alumíniumréteg és maximum egy dielektrikum vékonyréteg kombinálását jelentették. A bevezetőben említett okok miatt szintén nagyon fontos tényező a tükör vagy a rács reflexiója. Ennek növelésére a modulált struktúra tetején próbálkozhatunk az alumíniumréteg, és reflexiót növelő, ám viszonylag kevés (5-6 pár) $\lambda/4$ dielektrikum multiréteg alkalmazásával. Ezt szemlélteti az ábra **d**) része.

Végül, ami céljaink elérésére a legvonzóbb, ám mint később látni fogjuk, techológiailag a legnagyobb kihívást jelentő lehetőség: a fémréteg teljes kiiktatása ezekből a rácsokból. Ez is kétféleképpen lehetséges: vagy a már modulált szubsztrátra viszünk fel egy teljes, magas reflexiójú dielektrikumréteg-sorozatot (**12. ábra e**) része), vagy egy UV dielektrikum multirétegtükör felső rétegét próbáljuk meg egyszeresen (az ábra **f**) része) vagy kétszeresen (az ábra **g**) része) modulálni a fent említett technikák különböző sorrendben történő alkalmazásával.

Azt, hogy végül is melyik megoldás bizonyul a legsikeresebbnek a következő szempontok fogják eldönteni, nagyjából ebben a fontossági sorrendben: i) a roncsolási küszöb növekedése, ii) a diffraktált rendbeli reflexió mértéke, iii) a struktúra reflexiójának toleranciája a technológiai lépések során előforduló bizonytalanságokra, iv) az előállítási technika egyszerűsége.

A kitűzött célok eléréséhez szükség van megfelelő modellezési eljárásra, hogy körülbelül megjósolható legyen az adott struktúra paramétereinek függvényében a várható reflexió. Ezen felül meg kellett adni a roncsolási küszöb egy konzisztens tesztelési eljárását is, hogy az általam tervezett és specifikált, és a németországi Zeiss Grating Technology előállította mintadarabokat minősíteni lehessen. A következőkben az erre a célra kidolgozott tesztelési eljárásokról részletesen szót ejtek. Előbb azonban célszerű megismerkedni a rácsok előállításának technológiájával.

2.2 Az ionmaratásos technológia és korlátai

A következőkben a technológia bemutatása mellett sor kerül a tervezés és az előállítás során felhasznált anyagok ismertetésére is. A fémrétegekről az előbbiekben már ejtettem egy-két szót. Az ezeknél vonzóbb dielektrikumok közül legnagyobb menynyiségben és legolcsóbban az ömlesztett kvarc áll rendelkezésre, amely a vizsgált ultraibolya hullámhosszakon nem abszorbeál. Ezért a szubsztrátok ilyen anyagból készültek. A nagy reflexiójú $\lambda/4$ multiréteg két anyagának megválasztása szintén ilyen alapon történt: a leggyakrabban használt ömlesztett kvarc (SiO₂) / hafnium-dioxid (HfO₂) rétegpárt használtam. Ennek jogossága megkérdőjelezhető, hiszen ismert [2,3], hogy más UV-anyagok (CaF₂, MgF₂) illetve magas reflexiójú rétegtípusok (SiO₂/Al₂O₃ párosítás) nagyobb roncsolási küszöbbel is rendelkezhetnek. Ezek az anyagok azonban egyrészt költségesebbek, másrészt viselkedésük az ionmaratásos eljárás során nem volt ismert, így alkalmazásuk jelentős extra idő- és anyagi ráfordítást igényelt volna. Azokat az alapvető konklúziókat, amelyeket egy ilyen eleddig járatlan területen végzett kutatástól elvárható a használt dielektrikumok anyagának megválasztása nem befolyásolja. Így maradtak a bevett anyagok, és a sejtések be is igazolódtak, hogy a SiO₂/HfO₂ rétegpárra korlátozott kutatás nem hátráltatta az új eljárásokra vonatkozóan egyértelmű javaslatok kidolgozását.

Az ionmaratásos technológia lehetővé teszi a hagyományos holografikuslitográfiás eljárással létrehozott felületi reliefrács vonalprofiljának a szubsztrát anyagába történő beírását. A rácsok vonalprofilja bizonyos határok között megválasztható. Mint az átfogó munkákból [9] ismert, az adott hullámhosszra vonatkozó reflexió nagymértékben függ a vonalprofil paramétereitől.

Jelen esetben, adott vonalsűrűségű (3600 vonal/mm), szimmetrikus profilok esetén két ilyen fontos paraméter van. Az első a modulációs mélység. Konvencionális rácselőállítási technikáknál, szimmetrikus profil esetén ezen paraméter változtatásával optimalizálják a reflexiót. Esetünkben az ionmaratásos eljárásból nyert tapasztalatok alapján ömlesztett kvarc esetén a technológia a 0-130nm-es tartományba eső modulációs mélységet tesz lehetővé.

Az ionmaratásos eljárás nagy előnye, hogy egy másik paramétert is csekély mértékben változtathatunk a modulációs mélység értékétől függetlenül: ez az adott perióduson belül a vonalprofil félértékszélessége. Ez a fotorezisztréteg vastagságának megválasztásával és megfelelő expozíciós idővel érhető el, mégpedig túlexponálással. Ennek hatására az előhívás az interferenciamaximumok helyén a fotorezisztréteget teljes mélységben, egészen a szubsztrát anyagáig eltávolítja, így az ionmaratás kezdőállapota is más lesz. Ha egy térbeli periódus csak csekély részén marad fotoreziszt az előhívás után, akkor az ionmaratás után a vonalak rögzített távolságán belül egészen keskeny vonalprofilok jönnek létre.

Sajnos ez az eljárás sem biztosít teljes szabadságot, pl. kvarc esetén 90nm-es modulációs mélység felett már nem alkalmazható. Ennél nagyobb mélységeknél ugyanis a vonalprofil automatikus keskenyedésével kell számolni még akkor is, ha az ionmaratást nem túlexponált mintán kezdtük el. Ez okozza a modulációs mélység felső határának létezését is, ha ugyanis 130nm-nél mélyebb vonalakat akarunk létrehozni a kvarcszubsztrátban, akkor a kiindulási vonalprofil alakját és arányait tekintve olyan nagy mértékben torzul, ami miatt a rács hatásfoka jelentősen leromolhat^{*}. A másik használt anyag, a HfO₂ maximális mélysége 80-90nm, az ömlesztett kvarcnál említettel megegyező okok miatt.

2.3 ÚJFAJTA FÉMBEVONATÚ RÁCSOK ELŐÁLLÍTÁSA

Ultraibolya rácsok roncsolási küszöbének növelésére, az első és technológiailag a leggyorsabban megvalósítható megoldás a fotorezisztréteg kiiktatása, mint azt a **12. a) ábrán** megfigyelhetjük. Első lépésként tehát ilyen rácsokat állított elő a németországi Zeiss Grating Technology. A kis méretű mintákon először többféle modulációs mélységű területet alakítottak ki a leírt ionmaratásos módszerrel, majd a maradék fotoreziszt eltávolítása és 80nm-es alumíniumréteggel történő bevonás után teszteltem a mintákat. Az általam végzett hatásfokmérések eredménye látható a **13. ábrán**.

A rácsstruktúrák szimulációját (az eredményeket ld. szintén a **13. ábrán**) a GSOLVER nevű szoftverrel végeztem, amelynek demonstrációs verziója most már az internetről is letölthető (www.gsolver.com). A közönséges PC-ken is elfogadható sebességgel futó program lehetőséget ad különböző rácsprofilok, bevonatok, beesési szögek és polarizációs viszonyok mellett az egyes diffraktált rendek hatásfokának megállapítására. A szoftver által használt eljárás ("rigorous coupled wave analysis", RCWA) telje-

^{*} Ez a korlát nagyrészt az ultraibolya hullámhossz miatt megkövetelt 3600 1/mm-es vonalsűrűség miatt van.



sen általános esetben is lehetőséget ad rácsok modellezésére, ami korábban nem volt lehetséges. Ez hatalmas könnyebbséget és rugalmasságot biztosít a rácstervezés során.

Mivel nem voltak ismeretesek olyan eredmények, amelyek a program hatékonyságát vagy helyességét kísérletileg is igazolták volna, ezért először ezt kellett megállapítani. A **13. ábra** utal arra, hogy nagyon jó egyezés van a mért és a modellezett hatásfokértékek között, ha a vonalprofilt az atomi erő-mikroszkópos felvételek segítségével meghatározott trapézalakkal közelítjük. Ezt igazolja az is, hogy a modellezés során az ideálisnak gondolt szinuszos vonalprofillal próbálkozva ennél eltérőbb eredményeket kapunk. A 'P' polarizációbeli jó egyezés pedig még különösen is okot adhat a programba vetett bizalomra, hiszen rácsok modellezésénél ez több, más csoportok által "házilag" készített és használt szimulációs programnál kritikusnak bizonyult, és pl. a **13. ábrán** is látható esetekre rossz eredményt adott. A program egy másfajta ellenőrzését jelentette az az összevetés, ami a jenai Karl HEHL professzor eredményeivel történt [13], szerencsére ebben az esetben is azonos eredményeket kaptam mindkét polarizációra.

A **13. ábrán** megfigyelhető, a nagyobb modulációs mélységek fele egyre növekvő eltérés származhat a már említett technológiai korlátozásból, mégpedig hogy az ionmaratás során a nagyobb vonalmélységek felé egyre inkább torzul a vonalprofil, amit a modellezés nem vett figyelembe. A mért értékek egyúttal a technológia korlátait is jelzik újra: megbízhatóan és reprodukálhatóan előállítható rácsokat ilyen vonalsűrűség mellett nem lehet tervezni 100-110nm-nél nagyobb modulációval ömlesztett kvarc esettén.

2.4 A RONCSOLÁSI KÜSZÖB MÉRÉSE, RONCSOLÁSI MECHANIZMUSOK

Következő lépésként az elkészült minták roncsolási küszöbét célszerű meghatározni, és összevetni hagyományos rácsokéval. Az ilyen típusú rácsoknál ezen a téren várható jelentős javulás, nem pedig a hatásfok növekedése terén. A roncsolási küszöb mérésére fontos különböző hosszúságú impulzusokat is használni, hiszen ismeretes, hogy a küszöbértékek számottevően függhetnek az impulzushossztól.

Először a méréseket hosszú, nanoszekundumos lézerimpulzusokra végeztem el. Kétféle fényforrást használtam, egy LambdaPhysik KrF excimerlézer 15ns-os, függőlegesen ill. vízszintesen polarizált, 248nm-es impulzusait, illetve később egy Continuum típusú, Q-kapcsolt, Nd:YAG-lézer kétszeresen frekvenciakétszerezett, 6ns-os, λ =266nm-es, lineárisan polarizált impulzusait, melyből egy prizmával kiszűrtem az alap-, ill. első felharmonikus hullámhosszak maradványait. A vázlatos mérési elrendezés a **14. ábrán** tekinthető meg. A beeső nyaláb intenzitását az első esetben a lencse az



optikai tengely menti eltolásával változtattam, ami által a nyaláb foltjának mérete változott a rácson. A második esetben pedig a Nd:YAG-lézer erősítőjét pumpáló villanólámpa kisütésének a késleltetését hangoltam el az ideálistól, ami által a beeső nyaláb foltjának változatlan mérete mellett változtathattam az intenzitást.

Mindkét esetben több megoldás is kínálkozott a roncsolási küszöbnek megfelelő fluxus mérésére. Ilyen típusú mérések kritikus része annak a pillanatnak megállapítása, amikor a roncsolás bekövetkezik, miközben a kísérletező növeli a fluxust. Az első és egyben legegyszerűbb a roncsolás rácsfelületen történő vizuális észlelése. A második az ún. Schlieren-módszer, amelynek a lényegét a 14. ábrán lehet látni. A rács felületét a kivilágító He-Ne lézer nulladrendű reflexiójának fényét két lencsével egy ernyőre képeztem le. A két lencse közti fókuszpontba egy tűt helyeztem, melynek hatására az ernyőn lévő kép elsötétül. Ha azonban a beeső nyaláb roncsolást okoz, számottevően megnő a felületről nagy szögben szórt fény mennyisége, ami a tű kikerülésével létrehozza a roncsolt felület kontúrjának képét az ernyőn a szórt fényben. A harmadik észlelési módszer a roncsoló nyaláb nulladrendű reflexiójának megfigyelése. Roncsolás esetén lecsökken a nyaláb intenzitása, ami a reflektált nyalábba tartott papírlap fluoreszcenciájának jelentős csökkenésével jár. Természetesen mindegyik módszer tartalmaz szubjektív elemet, amit nagyon nehéz kiiktatni, ezért a megfigyelési módszert a roncsolandó felület károsodási mechanizmusának megfelelően kell megválasztani, illetve az eredményeken különböző statisztikus korrekciókat kell végrehajtani az összehasonlíthatóság érdekében.

A hagyományos holografikus rácsok esetén a roncsolás úgy történik, hogy a felület alatt túlmelegedő fotoreziszt a nyaláb legintenzívebb foltjainak helyén leveti magáról az alumíniumréteget. Leghatékonyabban ilyenkor a Schlieren-módszerrel vehetjük észre a roncsolás első jeleit. Ha olyan ionmaratásos rácsokat vizsgálunk, ahol az alumínium közvetlenül a szubsztrátra kerül (ld. **12. ábra a)** része), akkor a roncsolás a felület fehéres elszíneződésének formájában tapasztalható, ami valószínűleg intenzív oxidációs folyamatok eredménye. Ebben az esetben nem észlelhető olyan drasztikus anyagleválás, mint az előzőben. Ez a folyamat legkönnyebben a felület közvetlen vizuális megfigyelésével vehető észre. Ha a legfelső réteg dielektrikum (**12. ábra b)-g**) része), akkor a károsodás ismét drasztikusabb formában jelentkezik a felszín jelentős és hirtelen roncsolásával és anyagkiválással. Ekkor a legjobb megfigyelési módnak a Schlieren-módszer, illetve a nulladrendű reflektált UV-nyaláb intenzitásának a csökkenése bizonyult.

A méréseket háromféleképpen végeztem el. Definiáltam egylövéses, 10-, és 100-lövéses roncsolási küszöböket, ami azt jelentette, hogy az adott intenzitás és lövésszám mellett a rács felületén elég nagy valószínűséggel roncsolás történik. A roncsolás bekövetkeztekor a vizsgált rács helyére egy 400µm vagy 600µm átmérőjű tűlyukat helyeztem, melyeknek mérete lényegesen kisebb volt, mint a roncsoló nyalábé. Majd a nyaláb legintenzívebb pontjának megkeresése után egy érzékeny, a tűlyuk után elhelyezett teljesítménymérővel le tudtam mérni a nyaláb egységnyi felületére impulzusonként eső maximális energiát. Ezután az így mJ/cm²-ben megadott roncsolási küszöbértékeket^{*} korrigáltam az impulzus csúcsintenzitásának ingadozásából származó korrekciós faktorral. Ezt az adott lézer több száz tipikus impulzusa csúcsintenzitásának méréséből és statisztikus kiértékeléséből kaptam. Ez felfogható egyfajta időbeli inhomogenitásra vonatkozó korrekcióként is. térbeli inhomogenitásra, vagyis a nyaláb Α



intenzitáseloszlásá nak térbeli egyenetlenségeire а következő. 15. illusztrált ábrán hozzávetőleges korrekciót alkal-CCD maztam. kamerával felvettem tipikus roncsoló nyalábokat, majd meghatározkép tam а hisztogramját. Feltételeztem, hogy a nyaláb legintenzívebb

^{*} Az általam később megadott értékek korrigálva vannak a kb. 27°-os beesési szögre is, vagyis a roncsolási küszöb nem a nyalábra, hanem egységnyi kivilágított rácsfelületre van definiálva. Ez logikus korrekciónak tűnik, és jelen esetben nem is jelentős ez a koszinuszos faktor. Azonban infravörös és látható tartománybeli FMIE rácsok roncsolási küszöbének definiálásánál sokan az egységnyi beeső nyalábfelületen mért intenzitásértékekkel számolnak. Ez pl. a tipikus 1054nm-es, 1740 vonal/mm-es rácsok 70°-os Littrow-beesését cos(70°)-kal korrigálva már egy háromszoros faktor eltérést jelent, így hát sosem lehetünk elég óvatosak az idézett, néha feltűnően magas értékek megítélésénél.

pontjai mind a tűlyuk által meghatározott területre esnek. Ez természetesen nem igaz, ám így a valós korrekciós faktort mindössze alulról becsültem. Ezután a hisztogram azon legintenzívebb tartományba eső pontjaira végeztem el a (csúcsérték)/(súlyozott átlagérték) hányadosból adódó korrekciós faktor kiszámolását, amelyek összterülete megegyezett a tűlyuk területével. Így egy olyan konzisztens eljárást definiáltam, ami lehetővé teszi különböző impulzushosszakkal és mintákon végzett roncsolási küszöbmérések összehasonlítását.

Femtoszekundumos roncsolási küszöbméréseket egy Ti:zafír-lézer harmadik harmonikus impulzusaival végeztem, a **16. ábrán** látható kísérleti elrendezésben. A



<u>16. ábra</u> Elrendezés femtoszekundumos roncsolási küszöb mérésére</u>

frekvenciaháromszorozást a rövid impulzushossz miatt rövid kristályokkal kellett végezni a kiszélesedés elkerülése végett. A roncsoló impulzus hosszára így csak becslést adhatunk, hiszen erre a hullámhosszra nem álltak rendelkezésre az alapharmonikus hullámhosszára beállított impulzusdiagnosztikai berendezések. Az így becsült impulzushossz hozzávetőleg 100fs volt. A második BBO-kristály után nagy reflexiójú UV dielektrikumtükrökkel gondoskodtam arról, hogy az alap-, és az első felharmonikus minél teljesebb mértékben ki legyen szűrve a roncsolandó rácsra eső nyalábból. Mivel ezen tükrök reflexiója a magasabb hullámhosszakra polarizációtól függően maximálisan tíz százalék lehet, így még a legrosszabb esetben is a beeső alap- és első felharmonikus 3-5%-os konverziós hatásfokot figyelembe véve is elhanyagolható lesz az UV-nyaláb intenzitásához képest, sőt ha még azt is figyelembe vesszük, hogy a nagyobb hullám-hosszakra az optikai roncsolási küszöb általában sokkal magasabb, akkor teljesen kizár-ható, hogy az átszivárgó csekély, nem az ultraibolya tartományba eső sugárzás megha-misítaná méréseim eredményét. Mivel hosszabb BBO-kristályok is rendelkezésre álltak, ezért később hasonló elrendezésben 400fs-os impulzusokkal is tudtam méréseket végezni. A térbeli és időbeli inhomogenitásra vonatkozó korrekciókat és a roncsolás észle-lését a hosszú impulzusoknál leírtakkal azonos módon végeztem.

2.5 FÉMBEVONATÚ RÁCSOK RONCSOLÁSI KÜSZÖBE

A tesztelés keretében több ilyen rácstípust vizsgáltam meg. Először a 13. ábrán már megadott hatásfokú, 12 különböző modulációs mélységű, ionmaratásos, 80nmbevont rácsfelület roncsolási alumíniumréteggel küszöbeit mértem le es nanoszekundumos lézerimpulzusokkal. A hagyományos rácsokéhoz képest itt közel kétszeres növekedést sikerült elérni a roncsolási küszöb értékében. Valóban, a fotorezisztréteg kiiktatásától lényeges effektus várható. A 13. ábra arról is árulkodik, hogy ezek a rácsok nem tökéletesek, hiszen némelyiknek meglehetősen kicsi a diffraktált rendbeli hatásfoka. Meglepődve tapasztaltam azt is egyes esetekben, hogy ugyanazon struktúráknál a nulladrendű reflexió is nagyon alacsony lehet, olyannyira, hogy a kettő összege némely esetben még a 20%-ot sem teszi ki. A modellezési eredmények is alátámasztották ilyen esetek létezését. Joggal merül fel a kérdés, hogy mi történik ilyen rácsok esetén a felületre beeső energiával. A válasz akár kizárásos alapon is adódhat: mivel az alumíniumbevonat elég vastag ahhoz, hogy ne engedje át a ráeső energia nagy részét, ezért vannak olyan esetek, amikor jelentős mennyiségű energia csatolódhat a felületi fémrétegbe.

Ahhoz, hogy a roncsolási mechanizmusról többet megtudjunk, célszerű olyan formában összesíteni a különböző struktúrákra vonatkozó eredményeket, hogy az *x*-tengelyen ábrázoljuk a felületen abszorbeált energiát, vagyis a [100%-(első rend reflexiós hatásfoka + nulladrend reflexiós hatásfoka)] értéket, míg az *y*-tengelyen a roncsolási küszöböt. Így a **17. ábrán** látható grafikont kaptam. Az eddig tárgyalt, a **12. ábra a)** esetének megfelelő struktúrák észrevehetően egy görbén helyezkednek el. Látható, hogy számottevően megnövelhető a roncsolási küszöb, ha a rács két rendjének

35



összreflexiójával sikerül megközelíteni az optimális sík alumíniumréteg 88%-os reflexióját. A viszonyítás céljára az ábrán feltüntettem az ilyen alumíniumtükrökhöz tartozó pontokat is. Ez az ábra tehát a roncsolás mechanizmusának egy szemléletes illusztrálásán túl azt is mutatja, hogy a fémbevonatú rácsok tervezésénél szorosan összekapcsolódik a hatásfok optima-

lizálása és a roncsolási küszöb növelése.

Az ábrán láthatók más típusú struktúrákhoz tartozó pontok is. Ezek már olyan, kísérletileg megvalósított rácsok, amelyeken az alumíniumbevonatot valamilyen egyszeres vagy többszörös dielektrikumréteggel kombinálták. Először olyan rácsokhoz specifikáltam megfelelő egyszeres dielektrikumbevonatot, amelyek a 12. ábra b) részén illusztrált javaslatnak felelnek meg. Ennek az ötletnek az a lényege, hogy próbálkozzunk a rács olyan egyszeres védőréteggel történő bevonásával, amely a fémfelületet a többlövéses, fokozatos, fehéres elszíneződéssel járó károsodástól megóvhatja. Itt olyan rétegyastagságokat terveztem és specifikáltam, amelyeknél bizonyos, hogy nem romlik le a rácsok hatásfoka a dielektrikumréteg két határfelületéről történő reflexióknak destruktív interferenciája miatt. Ennek a feltételnek pl. 20nm-es vagy 140nm-es ömlesztett kvarcbevonatok felelnek meg. Az így elkészült minták mérési pontjainak elhelyezkedése az ábrán arra enged következtetni, hogy nem igazolódott be a sejtés, hogy ezzel a módszerrel sikerül megnövelni a roncsolási küszöböt: az ilyen struktúrákra vonatkozó mérési pontok tökéletesen illeszkednek a sima ionmaratásos rács mérési pontjaira illesztett görbéhez, ami azt jelenti, hogy a roncsolási mechanizmusok ugyanazok. Tehát az ilyen típusú rácsokkal nem érdemes többet foglalkozni. Nagyon valószínű, hogy hasonló helyzetet tapasztalnánk a 12. ábra c) részén megjelenített konstrukció esetén is, így ilyenek tervezését meg sem kíséreltem.

A **17. ábra** piros színű szimbólumai a **12. ábra d)** részén felvázolt struktúratípusra vonatkoznak. Ezeket úgy terveztem, hogy megfelelő modulációs mélységű ionmaratásos, alumíniummal bevont rácsok esetén megvizsgáltam, hogy milyen hatással lenne a reflexióra öt pár szokványos $\lambda/4$ -es, nagy reflexiót biztosító multiréteg-bevonat. Az várható, hogy mivel már a dielektrikumrétegekben számottevő reflexió megy végbe, így az alumíniumfelületig eljutó, azt roncsolni képes fény intenzitása jelentősen lecsökken, ami a roncsolási küszöb növekedéséhez vezet. A SiO₂/HfO₂ anyagkombináció esetén tehát 41,3nm/29,3nm-es váltakozó $\lambda/4$ -es rétegvastagsággal multirétegbevonatot készíttettem a rácsokra. Az ábrán látjuk, hogy a várakozások beigazolódtak, ez a módszer tényleg hatékony a roncsolási küszöb növelése szempontjából. Azonban ezzel sajnos nem nyertünk semmit. Keserű tapasztalat volt, hogy míg a rácsok multiréteggel való bevonása előtt azok közül némelyik 70% körüli első rendbeli reflexióval bírt, addig a bevonás utánra ezek az értékek 1-4% körülire estek vissza. A jelenség okát atomi erőmikroszkópos felvételeken véltem megtalálni. A **18. ábra** azt mutatja, hogy a kezdetben



ideális, trapéz alakú rácsprofil miként torzul el különböző vaskvarcrétegekkel tagságú való bevonás hatására. Látható, hogy már 140nm-nyi bevonat is annyira eltorzítja a rácsprofilt, amitől a reflexióviszonyok jelentős megváltozását várhatjuk. Az öt pár $\lambda/4$ -es dielektrikumréteg esetében is valószínűleg az történt, hogy a kezdeti modulációt a multiréteg 350nm-es összvastagsága szinte teljesen elmosta, és ez vezetett a diffraktált rend hatásfokának ilyen drasztikus elnyomásához. Megjegyzem, hogy ennek a mód-

szernek az egyértelmű kudarca valószínűleg az UV-tartományban szükséges nagy, 3600 1/mm-es vonalsűrűség miatt van. Látható tartományban sokkal kisebb vonalsűrűségekre van szükség, és az ott hasonló módszerekkel végzett kísérletek modulált multiréteg létrehozására több sikerrel jártak, a rácsprofil mélyedései nem töltődtek föl. Ennél a vonalsűrűségnél azonban úgy tűnik, hogy a hagyományos elektronsugaras módszerrel történő bevonatkészítés nem alkalmazható. Felmerülhet, hogy esetleg érdemes lenne ionsugaras vékonyréteg-bevonatkészítéssel próbálkozni, ami jóval tömörebb rétegeket biztosít, kevesebb szórt fénnyel stb. Lehet, hogy ilyen módszert alkalmazva a rácsprofil feltöltődését is meg lehetne akadályozni. Ez sajnos egy elég költséges megoldás, így pillanatnyilag mind a **12. d**), mind a **12. e**) ábrán vázolt lehetőséget ki kell zárni a nagy hatásfokú és nagy roncsolási küszöbű rácskészítés jelöltjeinek sorából.

2.6 DIELEKTRIKUMRÁCSOK TERVEZÉSE

A **12. ábrán** vázolt lehetőségek közül tehát erre a hullámhosszra és vonalsűrűségre az **f**) és **g**) lehetőségek vizsgálata maradt hátra. A struktúrák tisztán dielektrikumokat tartalmaznak, és joggal várunk sokat a fémréteg kiiktatásától. Az **f**) lehetőség technológiailag tulajdonképpen egy dielektrikum multirétegtükörre terített valamivel vastagabb fedőréteg ionmaratásos modulációját jelenti. Az összes szükséges technológiai lépést alkalmaztuk korábban, így nem jelenthet gondot a specifikált struktúrák megvalósítása. A **g**) lehetőség ehhez képest a rácsnak csak egy extra, a modulált rétegtől különböző anyagú fedőréteggel való bevonását jelenti, kettősen modulált struktúrát hozva létre.

Elsőként itt is ellenőriztem, hogy ilyen rácstípusok modellezése esetén mennyire bízhatunk meg a GSOLVER eredményeiben. Egy gyors tesztnek adódott egy olyan



ionmaratásos eljárás, amikor a modulált struktúrát egy létező multirétegtükörbe hozzák létre. Ennek eredményeit adtam meg a 19. rács А alapjául ábrán. egy 248nm/0° beesésre optimalizált multirétegtükör szolgált. A gyártótól (kisebb titkolózás után) beszerzett információk szerint a tükör anyaga a szokványos SiO₂/HfO₂ λ/4-es rétegek kombinációja (11 pár), azzal a módosítással, hogy a legfelső SiO₂ (védő)réteg vastagsága $\lambda/2$. A rács készítéséhez 82nm-es modulációs mélységet specifikáltam, így ez a legfelső réteg teljes vastagságában modulált lett. A struktúra ilyen módon a modellezés szerint sem lett optimális (max. 50% körüli hatásfok), mindazonáltal gyorsan elkészíthető volt. A tapasztalt jó egyezés lehetővé tette a továbblépést most már komolyabban optimalizált struktúrák tervezése felé. Az alacsonyabb hullámhosszakon megfigyelhető jelentősebb eltérés a kvarc egyre növekvő abszorpciójának köszönhető, amit a modellezés során nem vettem figyelembe, hiszen az elsősorban vizsgált 248-266nm-es tartományban az már nem számottevő.

A továbblépéshez a **20. ábrán** részletesen is megadtam a rács azon szabad paramétereit, amelyek változtatásával lehetőségem volt a rácsokat optimalizálni. A paraméterek közül *z*, *r* és *o* változtatása a bevonatok rétegvastagságával állításával, *f* és *m* az

ionmaratásos eljárás finomhangolásával volt lehetséges. Alapul minden esetben most már 266nm/28°-beesésre (vagyis Littrow-szög, 3600 vonal/mm mellett) készített multirétegtükröt vettem^{*}. Ezen a hullámhosszon minden esetben az 'S' polarizáció használata bizonyult célravezetőnek, így a továbbiakban azt is alapértelmezettnek veszem. Célom volt, hogy ne csak olyan struktúrát tervezzek, amelynek nagy a reflexiója, hanem egyben olyat is, amelynek nagy a toleranciája a gyártás során előforduló paraméteringa-



dozásokra, pl. ha valamelyik réteg specifikált vastagságát nem találja el a gyártó pontosan. Fémrácsok esetén ezek nem bizonyultak kritikus kérdésnek azok nagy sávszélessége miatt, itt azonban komoly tervezést és tolerancia-maximalizálást kell végezni ahhoz, hogy esélyünk legyen használható rácsok előállítására.

Először megadom azokat a megfontolásokat, amelyek miatt a látható kettősen modulált struktúrák mellett döntöttem. Már említettem, hogy az ionmaratásos eljárás SiO₂ (n=1,49) esetén maximálisan 120-130nm, HfO₂ (n=2,11) esetén maximálisan 80-

^{*} Ebben a dolgozatban nem foglalkozom azzal a kérdéssel, hogy hogyan változnak az eredmények, ha nem a szokványos $\lambda/4$ -es reflexiós multiréteggel számolunk, hanem a tükröknél már ismert ultranagy sávszélességű vagy modulált ("chirp"-ölt) multiréteggel [12]. Ezt a lehetőséget a későbbiekre nézve nem szabad azonban kizárni, hiszen hamar szembe fogunk nézni a multirétegrácsok sávszélességének korlátaival.

90nm-es modulációs mélységet tesz lehetővé. Ha a rácsot egyszeresen modulált SiO₂rétegből szeretnénk készíteni, akkor a magas diffraktált hatásfokú megoldások modulációs mélysége 150nm körülinek adódik, ami 3600 vonal/mm-es rácsok esetére a jelenlegi technológiával megvalósíthatatlan. Ha egyszeresen modulált, magas törésmutatójú HfO₂-rétegben gondolkozunk, akkor ugyan az ideális modulációs mélység lecsökken az éppen még előállítható 70-80nm-es szintre, ám ennek a struktúrának a toleranciája az egyes gyártási hibákra olyan kicsi lett, hogy nem is volt érdemes vele tovább foglalkozni. Áthidaló megoldásként lehetne választani más anyagot is pl. Al₂O₃-at a kettő közötti n=1,8 körüli törésmutatóval, és így találtam is kompromisszumos megoldásokat, ám ezek sem tűntek olyan vonzónak, hogy megérte volna az új anyaggal való kísérletezést.

Így adódott az ötlet a kettősen modulált dielektrikumstruktúrák használatára. Itt is két lehetőségünk van, attól függően, hogy az első modulált réteg alacsony vagy magas törésmutatójú anyagból készült-e. A modellezés alapján a kettő közül a modulált HfO₂-réteg, ömlesztett kvarccal bevonva bizonyult nagyobb toleranciájúnak. Ezzel most már olyan struktúrákat tudtam tervezni, amelyek nagy hatásfokúak, és az első diffraktált rendbeli reflexió a gyártó által az összes szabad paraméterre (ld. **20. ábra**) specifikált tűrésértékre bőven 90% fölött van. Egy ilyen rács spektrális tulajdonságait látjuk a **21. ábrán**, az érdekes, 266nm körüli tartományokat kinagyítva. Megfigyelhető a tükröknél



abszolút szokatlan kaotikus spektrális viselkedés, ami az ilyen rácsok optimalizálását különösen is nehézzé teszi. A sávszélesség (95%-os reflexiós szinttel definiálva) 4-5nmnek adódik, ami ultrarövid lézerimpulzusok előállításánál már gondokat jelenthet a számottevő spektrális vágás miatt [10,11], azonban 50-100fs-osnál hosszabb impulzusokra meg kell, hogy feleljen. További jövőbeni fejlesztésként triviálisan adódik kifinomultabb nagyreflexiós, nagy sávszélességű rétegkombinációk használata, ami persze több szabad paramétert jelent, így érdemes megfontolni ilyen esetekben is valamilyen hatékonyabb optimalizációs eljárás (pl. genetikus algoritmus) használatát.

Az optimalizált paraméterkombinációval rendelkező rács előállítása után sajnos a mért hatásfokértékek a vizsgált UV-spektrum(220nm-310nm) teljes tartományában 70-80% alatt maradtak, ami a gyártási eljárás olyan súlyos eltérésére utalhatnak, aminek következtében modellezési eredményeimet ebben az esetben nem tudtam a valóságba is átültetni. Mindazonáltal a korábbiakban tapasztalt jó egyezések nem adnak okot arra, hogy megrendüljön a bizalom a szimulációs szoftverben. Ezen dolgozat írása alatt is folyamatban van egy olyan, azonos specifikációkkal rendelkező, új minta készítése, amely remélhetőleg már mutatni fogja a tőle elvárt magas diffraktált rendbeli reflexiót.

2.7 RONCSOLÁSI KÜSZÖB RÖVID IMPULZUSOKRA

A fejlesztések eredményeképpen készített új dielektrikumrácsok roncsolási küszöbét is megmértem. A mért értékeket nagy valószínűséggel nem befolyásolja az a tény, hogy nem sikerült az ideálisan magas diffraktált rendbeli hatásfokot elérni a rendelkezésre álló mintákon. A roncsolás szempontjából ugyanis lényegtelennek tűnik, hogy a reflektált energia mekkora része esik az egyes rendekbe. A fémekkel ellentétben abszorpciós jelenségek nem lépnek fel ezeken a mintákon a 230nm-nél nagyobb hullámhosszakon, így magas roncsolási küszöbértékek várhatók, annak ellenére, hogy egy felszíni modulált struktúra roncsolási küszöbe nyilvánvalóan nem lehet olyan magas, mint egy hagyományos dielektrikumtüköré. Az összehasonlítás végett elvégeztem a roncsolási küszöbméréseket sík alumínium, illetve dielektrikumfelületekre és fotorezisztet tartalmazó hagyományos rácsokra is három különböző hosszúságú impulzusra (5-15ns, 400fs, 100fs). Ezen értékek egy része korábbi irodalmi eredményekkel való összevetést tesz lehetővé. A módszer a szubjektív elemek, az impulzusonkénti valamint a térbeli csúcsintenzitás-ingadozás miatt meglehetősen nagy hibával terhelt (kb. 30%-os hibahatárt kell számolni minden általam közölt eredményhez), ennek ellenére azonban a síkfelületek és a hagyományos rács esetén jó egyezést tapasztaltam korábban közölt irodalmi eredményekkel [2,3].

Az általam mért relatív roncsolási küszöbértékeket a következő táblázatban foglaltam össze. Viszonyítási pontként egy hagyományos rács hosszú impulzusokra vonatkozó 50mJ/cm² (±30%)-os roncsolási küszöbét használhatjuk. A legérdekesebb

mért eredményeket a háttérrel kiemeltem. Szembeötlő a különbség hosszú impulzusoknál а fém és a dielektrikumstruktúrák roncsolási küszöbe között. A két anyag roncsolási küszöbének síkrétegek esetén ismert 6-7-szeres aránya adódott méréseimből rácsok esetére is. Ebben az

Impulzushossz	5ns	400fs	100fs
Hagyományos rács (Al+fotoreziszt)	1	0,7	0,3
Alumíniumtükör	3,5	1,0-1,7	0,8
Dielektrikumtükör	17-19	1,2-1,7	0,4-0,8
Ionmaratásos rács (csak Al)	1,3-2,3	0,6-0,9	0,2-0,8
Dielektrikumrács, modulált kvarcréteggel	6,6	0,75	0,8
Dielektrikumrács, modulált HfO ₂ -réteggel	-	0,36	0,3

<u>**1. táblázat</u>** A roncsolási küszöbmérések eredményei (relatív értékek!)</u>

esetben tehát jelentős javulást nem a fotoreziszt, hanem a fémréteg kiiktatása hozott.

Az impulzus rövidülésével az alumíniumstruktúrák roncsolási küszöbe lassan csökken, a dielektrikumoké viszont annál gyorsabban. Így például 100fs-os impulzusoknál már megkérdőjelezhető a dielektrikumrétegek használatának a hasznossága, hiszen roncsolási küszöbük megközelíti az alumíniumét, sőt, annál akár alacsonyabb is lehet (!). A roncsolási küszöb értékét nagy mértékben meghatározza a modulált réteg anyaga, így femtoszekundumos impulzusokra mindenképpen kvarc modulált réteg használata javallott. Az előző, 2.6 fejezetben leírt, általam tervezett rácsban mindenképpen szerepel egy modulált HfO₂-réteg, ami a roncsolási küszöböt a fenti eredmények szerint lerontja. Utaltam viszont már azokra a technológiai problémákra, amelyek miatt nem sikerült ezt a rácsot eddig megvalósítani. Elképzelhető, hogy ha ezeket a nehézségeket sikerül kiküszöbölni a gyártási folyamatból, akkor az ilyen rácsok roncsolási küszöbe jobban fog közelíteni a kvarc modulált struktúrával rendelkezőkéhez képest, ami azt jelentené, hogy a femtoszekundumos roncsolási küszöbük azonos lenne a hagyományos fotoreziszt alapú rácsokéval (ami már önmagában is egy meglepő eredmény!) Mindenesetre, a várt sokkal magasabb reflexiófok miatt még ilyenkor is megérné bajlódni ilyen rácsok előállításával.

Méréseim még egy érdekes eredményt is tartalmaznak, mégpedig, hogy a legrövidebb impulzusok esetén, egy dielektrikumtükör és egy ugyanilyen tükör ionmaratásával készült rács roncsolási küszöbét azonosnak mértem (SiO₂ modulált réteg esetén). Ennek a meghökkentő eredménynek nem tudom a magyarázatát, de mindenképpen az ilyen rövid impulzusoknál lezajló roncsolási folyamatok megváltozására utalnak. Az eredmények alapján nem jelenthető ki egyértelműen egyik vagy másik struktúra felsőbbrendűsége a többihez képest, hanem mindig az impulzushossz és elérni kívánt diffraktált rendbeli reflexió függvényében állapítható csak meg, hogy milyen típusú rácsot érdemes használni a vizsgálataim eredményeképpen jelentősen megnövelhető rácsválasztékból.

ÖSSZEFOGLALÁS

Eredményeimet összefoglalva: elsőként bizonyítottam be kísérletileg, hogy a rácsos interferométerrel igen nagyméretű, tökéletes interferenciacsík-rendszerek állíthatók elő. Az ilyen interferométer kényelmesen és csak kisméretű optikákat szükségessé téve divergens nyalábbal világítható ki. Megmutattam, hogy a kivilágító nyaláb térbeli, időbeli koherenciájával és iránystabilitásával szemben támasztott követelmények sokkal enyhébbek, mint egy hagyományos rácskészítő interferométernél. Demonstráltam az eljárás költségkímélő voltát is 120mm és 200mm átmérőjű, piacilag versenyképes minőségű rácsok minimális befektetést igénylő előállításával. Az interferométer iteratív használata lehetővé teszi önreprodukáló rácsgenerációk előállítását mind nagyobb méretben és/vagy jobb minőségben. Megmutattam asztigmatikus aberrációk kompenzálásának egy formáját, amely az interferométer egy általánosabb aberrációkompenzáló tulajdonságát sugallja. Ezen tulajdonság teljes feltárása a rácsos interferométer további elméleti és kísérleti vizsgálatát izgalmassá teszi, amellett hogy már így is bizonyítottan nyilvánvaló anyagi előnyökkel jár az új módszerrel történő rácskészítés bevezetése.

Megvizsgáltam újfajta, az ultraibolya tartományban használható 3600 vonal/mm-es rácsstruktúrák készítésének lehetőségét a roncsolási küszöb és a diffraktált rend hatásfokának megnövelése céljából. Ezek alapján javaslatokat tettem újfajta fémés dielektrikum multirétegrácsok készítésére, amelyek a roncsolási küszöb és/vagy a diffraktált rend hatásfoka szempontjából a jelenlegi rácsoknál kedvezőbb tulajdonságokkal rendelkeznek. Megadtam ilyen dielektrikumrácsok tervezésének lényeges szempontjait. A tervezési folyamatban messzemenően figyelembe vettem a potenciális előállítási technológiai korlátokat és ingadozásokat, amelyek alapján az eddig még ismeretlen kettősen modulált dielektrikumrács használata bizonyult a legcélravezetőbbnek. Többfajta mintán és a 100fs-15ns tartományban különböző impulzushosszakra kiterjedt és körültekintő roncsolási küszöbméréseket végeztem el, amelyeknek alapján a használt lézer impulzushossza függvényében meg lehet választani a célnak leginkább megfelelő rácsstruktúrát. Eredményeim pontosságát alátámasztandó, síkfelületekre vonatkozó referenciaméréseket is folytattam, amelyek jó egyezést mutattak korábbi irodalmi eredményekkel. Dielektrikumrácsok tervezésével és tesztelésével kísérletileg elsőként bizonyítottam be, hogy nanoszekundumos lézerimpulzusokra hétszeres roncsolási küszöbnövekedést lehet elérni az ultraibolya tartományban. Méréseimmel alátámasztottam, hogy még 100 femtoszekundumos impulzusoknál is van lehetőség a roncsolási küszöb csekély, egy-másfélszeres növelésére. Felmutattam annak a lehetőségét, hogy a rácsok potenciális magas reflexiójú és nagy roncsolási küszöbű tulajdonságát együttesen kihasználva még ilyen rövid impulzusoknál is érdemes dielektrikum multirétegrácsokat használni, az ilyen rácsokat tartalmazó rendszereken impulzusonként áthaladó energia kétszeresére növelésének reményében.

IRODALOMJEGYZÉK

[1] R.R. HERSHEY, E.N. LEITH: "Grating Interferometers for Producing Large Holographic Gratings", Applied Optics 29, 937-943 (1990) [2] K. MANN, H. GERHARDT, G. PFEIFER, R. WOLF : "Damage Threshold Measurments Using Femtosecond Excimer Lasers", in: Proceedings of the 23rd Symposium on Optical Materials for High Power Lasers (1993) [3] C.J. HOOKER, J.M.D. LISTER, K. OSVAY, D.T. SHEERIN, D.C. EMMONY, R.L.J. COWELL: "Pulse Length Scaling of Laser Damage at 249nm in Oxide and Fluoride Multilayer Coatings", Optics Letters 18, 944-946 (1993) [4] F.J. WEINBERG, N.B. WOOD: "Interferometer based on Four Diffraction Gratings", Journal of Scientific Insturments 36, 227-230 (1959) [5] C.C. IEMMI, J.M. SIMON, J.O. RATTO: "Synthesis of Asymmetric Profiles from a Double Grating Interferometer", Applied Optics 25, 3171-3178 (1986) [6] S. SZATMÁRI, B. RÁCZ: "Novel Achromatic Distributed Feedback Dye Laser for Subpicosecond Operation", Applied Physics B 43, 173-177 (1987) [7] K. HIBINO, Z. HEGEDÜS: "Aberration Compensation in a Grating Interferometer", Applied Optics **33**, 4156-4163 (1994) [8] Y.S. CHENG: "Temporal Coherence Requirement in a Symmetric-path Grating" Interferometer", Applied Optics 36, 800-804 (1997) [9] E.G. LOEWEN, M. NEVIÉRE, D. MAYSTRE: "Grating Efficiency Theory as it Applies to Balzed and Holographic Gratings", Applied Optics 16, 2711-2721 (1977) [10] GAÁL A.: "Femtoszekundumos lézerimpulzusok kontrasztjának vizsgálata", Tudományos Diákköri dolgozat, Szeged, 1998 [11] K. OSVAY, M. CSATÁRI, A. GAÁL, I.N. ROSS: J. Chin. Chem. Soc. 47, 855 (2000) [12] R. SZIPŐCS, K. FERENCZ, C. SPIELMANN, F. KRAUSZ: Optics Letters 19, 201 (1994) [13] K. HEHL et al.: "High-efficiency Dielectric Reflection Gratings: Design,

Fabrication and Analysis", Applied Optics 38, 6257-6271 (1999)