

OSNOVE TEORIJE OPTIČNIH PRESLIKAV, PRIREJENE ZA POTREBE SIMULACIJ FOTOLITOGRAFSKEGA PROCESA

R. Osredkar

Faculty of Computer Sciences and Faculty of Electrical Eng.,
University of Ljubljana, Slovenia

Ključne besede: Fourierova optika, Fraunhoferjev uklon, MTF, fotolitografija, projekcijski poravnalniki, mikroelektronika

Izveček: V prispevku so predstavljene osnove teorije optičnih preslikav. Obravnavani so tisti aspekti Fourierove optike, Abbejeve teorije preslikav in teorije modulacijskih prenosnih funkcij (MTF), ki se nanašajo na preslikavo vzorcev s fotolitografske maske na s fotopolimerom prevlečeno rezino s projekcijskimi poravnalniki.

Basics of Optical Imaging Theory Applied to the Photolithography Process Simulation

Key words: Fourier optics, Fraunhofer diffraction, MTF, photolithography, projection aligners, microelectronics

Abstract: Lithography is the cornerstone of modern IC manufacturing, and lithography tools and process characterization at the core of the lithography process engineering. Most of the ICs today are manufactured by optical photolithography. As the dimensions of the features to be fabricated on the wafer approach 0.1 μm the classical limits of resolution of optical tools used in photolithography are approached. Understanding and optimization of the performance of the lithographic process are thus becoming less accessible by the empirical methods traditionally used in IC manufacturing process development and have to be complemented by different computer simulation tools. Such tools are based on Fourier optics to describe the performance of exposure systems, and for their use a basic understanding of the underlying optical theory is required. In this tutorial these basics are covered, with the intention to facilitate a study of more advanced literature.

All of the projection exposure systems used in IC manufacturing industry today are diffraction limited optical instruments. Consequently Fraunhofer diffraction theory is used to describe their performance. This has important consequences for imaging the fine mask patterns on the photoresist covered wafer. In order to understand the relation between the (spatial) Fourier transform of the mask pattern and the diffraction image formed by the objective lens in its focal plane, it is instructive to compare the Fourier transform of a pulse function and the analytical expression for the diffraction image of a line source. It can immediately be seen, that they are equal. This conclusion can be generalized to the more complex case of mask imaging. Thus the far-field electric field intensity $E(y_H, z_H)$ is given by

$$E(y_H, z_H) = F\{f(y, z)\}$$

where $f(y, z)$ is mask transmittance function, and F Fourier transform operator. The objective lens performs an inverse Fourier transform of $E(y_H, z_H)$, resulting in an image of the mask in the image plane of the objective lens, where the wafer is positioned. Field intensity distribution $E(y_i, z_i)$ of the image in the wafer plane is

$$E(y_i, z_i) = F^{-1}[E(y_H, z_H) P_o(f_y, f_z)] = F^{-1}\{F[E(y, z)] P_o(f_y, f_z)\}$$

where F^{-1} inverse Fourier transform operator. The pupil function $P_o(f_y, f_z)$ of the objective lens is introduced into the expression in order to take account of finite dimensions of the lens. From this expression the well known resolution criteria of a projection system can be extracted.

Another basic optics concept allowing modeling of the aerial image on the surface of the photoresist film is the modulation transfer function (MTF). MTF is basically a measure of the contrast in the aerial image produced by the exposure system. It is also governed by the diffraction effects and MTF is therefore a function of the normalized spatial frequency ξ of the image. The resolution and the $\text{MTF}(\xi)$ characterise performance of an exposure tool, and have to be incorporated in a simulation. An implementation of these ideas in FOLIS, a photolithography simulation tool developed at the Microelectronics laboratory of the Faculty of Electrical Eng., University of Ljubljana, is reported elsewhere [5].

Uvod

Fotolitografija je eden od temeljev modernih postopkov izdelave integriranih elektronskih vezij in fotolitografska osvetljevalna orodja njeno središče. Velika večina takšnih orodij so danes projekcijski poravnalniki. Minimalne (tako imenovane kritične) dimenzije na sodobnih integriranih vezij segajo v področje velikosti 0,1 μm , kar je povsem na meji, če ne celo pod njo, ločljivosti osvetljevalnih orodij. Zato

predstavljajo postopki preslikave in osvetljevanja velik izziv za razvijalce mikroelektronskih postopkov in dodobra uveljavljeni, empirični pristop k reševanju litografskih problemov, ki se pojavljajo pri njihovem delu, jim v resnici ni več povsem kos. Toda uspešno ga lahko dopolnijo različna programska orodja za simulacijo fotolitografskega postopka. Njihova uporaba pa zahteva vsaj osnovno poznavanje optične teorije.

Vsi projekcijski osvetljevalni sistemi, ki se danes uporabljajo v mikroelektronski industriji, so naprave, ki jim kvaliteto preslikave omejujejo uklonski pojavi. Te obravnava teorija Fraunhoferjevega uklona (uklona v daljnem polju), ki ga najpreprosteje simuliramo v okvirih Fourierove optike. Tudi če fotolitografsko preslikavo okarakteriziramo s prenosno funkcijo sistema, se upoštevanju uklonskih pojavov pri preslikavi ne moremo izogniti. Vse omenjene teme so v teoriji optike dobro in že dolgo časa poznane ter jih obravnava vrsta knjig /na primer 1, 2/ ter priročnikov /3/. Vendar se zdi, da je v praksi njihova uporaba omejena, morda v duhu pregovora, da v gozdu ni videti dreves. Fizikalni temelji sicer kompleksne optične teorije pa so razmeroma lahko razumljivi tudi v okviru znanj, ki jih razvojni inženir, delujoč na področju mikroelektronske fotolitografije, že ima. Namen tega prispevka je, da prav v tem okviru predstavi osnove relevantne optične teorije in tako olajša prvi korak pri poglobljenem študiju zahtevnejše literature. V prispevku zato ni govora o tehničnih podrobnostih projekcijskih osvetljevalnih naprav itd. Te so na voljo v literaturi /na primer v izboru literature v 4/. Prav tako v njem ni govora o simulacijskih orodjih, ki jih obravnavamo drugje /5/, pač pa so poudarjeni prav osnovni fizikalni pojmi optične teorije preslikav.

Fourierova transformacija pulzne funkcije

Fourierov integral neke funkcije $f(x)$ je definiran /6/ kot

$$f(x) = \frac{1}{\pi} \left[\int_0^{\infty} A(k) \cos kx dk + \int_0^{\infty} B(k) \sin kx dk \right]$$

kjer sta

$$A(k) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x) \cos kx dx \quad \text{in}$$

$$B(k) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x) \sin kx dx$$

Podobnost gornjih izrazov z morda nekoliko bolj domačimi izrazi za Fourierovo vrsto je očitna, če se le spomnimo, da je integral limita vsote neskončne vsote. Količini $A(x)$ in $B(x)$, ki ju lahko razumemo kot amplitudi kosinusnih in sinusnih prispevkov k funkciji $f(x)$ v intervalu od k do $k+dk$, se imenujeta kosinusna in sinusna transformacija funkcije $f(x)$.

Oglejmo si Fourierovi transformaciji funkcije, ki predstavlja pravokoten pulz z dolžino L :

$$f(x) = E_0, \text{ če je } |x| \leq L/2$$

$$0, \text{ če je } |x| > L/2$$

Ker je $f(x)$ soda funkcija, je njena sinusna transformacija $B(k)$ enaka 0, medtem ko je

$$A(k) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x) \cos kx dx = \int_{-L/2}^{L/2} E_0 \cos kx dx = \frac{2E_0}{k} \sin kL/2$$

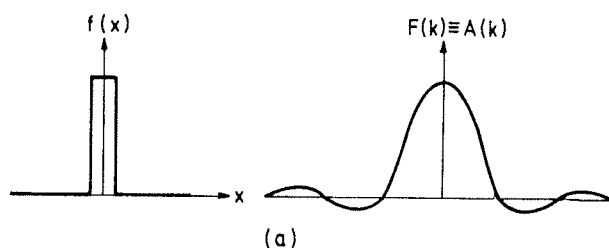
Če v zadnjem izrazu ulomek v števcu in imenovalcu pomnožimo z L ter člene nekoliko preuredimo, je končni izraz za Fourierovo transformacijo pulzne funkcije

$$A(k) = E_0 L \frac{\sin kL/2}{kL/2}$$

Funkcijo $\frac{\sin kL/2}{kL/2}$ v optiki srečujemo tako pogosto, da zanjo običajno uporabljajo poseben simbol, $\text{sinc } kL/2$. Fourierovo transformacijo pulzne funkcije torej zapišemo kot

$$A(k) = E_0 L \text{ sinc } kL/2$$

Na sliki 1 sta prikazani pulzna funkcija $f(x)$ in njena Fourierova transformacija.



Slika 1: Pulzna funkcija in njena Fourierova transformacija.

Uklon

Če neko EM valovanje (svetlobo) prestrežemo z ravnim zaslonom v katerem je izrezana dolga, ravna reža, se skozi njo del vpadnega valovanja širi v polprostor za zaslonom. Kako to valovanje opišemo? Nalogo poskušamo rešiti s pomočjo Huygens-Fresnelovega načela /1/, ki zagotavlja, da širjenje valovanja lahko opišemo tako, da si neko valovno čelo valovanja zamišljamo razdeljeno na primerno majhne dele, ki so vsak izvor sekundarnih, krogelnih valovanj. Ta imajo isto valovno dolžino kot vpadno valovanje, kjer koli v prostoru za izbranim valovnim čelom pa je nato vrednost nihajoče količine (pri EM valovanju na primer velikost električnega polja, oz. električna poljska jakost E) določena s superpozicijo (nekoliko grobo rečeno, vsoto) prispevkov sekundarnih valov. Pri seštevanju moramo seveda upoštevati amplitude in faze posameznih prispevkov, kar nalogo v splošnem zelo zaplete. Sorazmerno preprosto jo lahko rešimo pravzaprav le v dveh primerih. Prvi je tisti pri katerem točka v kateri iščemo valovanje, od izbrane valovne fronte ni preveč oddaljena (v tako imenovanem bližnjem polju), drugi pa, če je točka od nje zelo oddaljena (v daljnem polju). V zvezi s projekcijskim osvetljevanjem nas zanima le drugi primer.

Preden se resnično lotimo seštevanja prispevkov sekundarnih valov k polju v toči T , definirajmo geometrijo problema:

na zaslon padajoče valovanje naj se širi v smeri x , zaslon pri $x = 0$ naj leži v ravnini y, z , torej naj bo vzporeden valovnim frontam upadlega valovanja in reža v njem, ki ima širino L , naj leži, simetrično na os x , v smeri z . Če je dolžina reže mnogo večja od njene širine, je očitno, da mora biti rešitev neodvisna od koordinate z . Z drugimi besedami, rešitev iščemo le v ravnini x, y , kar 3-dimenzionalno nalogo praktično prevede v 2-dimenzionalno in jo znatno poenostavi. Za valovno čelo, ki je izhodišče računa, izberemo ravnino zaslona. Režo si moramo torej zamisliti razdeljeno na primerno majhne dele, ki so izvori sekundarnih valov in v neki točki T za zaslonom seštetih njihove prispevke k polju E .

Električno polje ravnega EM valovanja, ki potuje v pozitivni smeri osi x pred zaslonom, opisuje enačba

$$E(x) = E_0 \sin(\omega t - kx)$$

kjer sta ω krožna frekvenca ($2\pi\nu$) in k valovni vektor ($2\pi/\lambda$, λ je valovna dolžina valovanja). Valovanje, ki se širi iz točkastega izvora, pa opisuje enačba

$$E = (\Lambda/r) \sin(\omega t - kr)$$

kjer sta Λ tako imenovana jakost izvora in r razdalja od izvora do točke T v kateri valovanje opazujemo. V primeru, ki ga obravnavamo, r leži v ravnini x, y . Podobnost izrazov za ravno in krogelno valovanje je očitna, pomembna razlika med njima je le v faktorju $1/r$, ki pri slednjem opisuje zmanjševanje amplitude polja z razdaljo. Režo si mislimo po širini razdeljeno na majhne dele dy . Prispevek vsakega izmed njih k skupnemu polju v točki T je

$$dE = (\Lambda_L/r) \sin(\omega t - kr) dy$$

kjer je Λ_L linearna jakost izvora, Λ/L . Da bi dobili celotno polje, moramo gornje prispevke integrirati po celotni širini reže. V primeru daljnega polja, pri katerem je širina reže L mnogo manjša od r , faktor $1/r$ brez zadrege lahko zamenjamo z $1/R$, kjer je R razdalja od koordinatnega izhodišča (sredine reže) do točke v kateri računamo polje valovanja. Tega pa ne moremo storiti pri prostorsko spremenljivi fazi valovanja kr (torej v izrazu $2\pi r/\lambda$), saj pri njej razdalje očitno merimo v enotah valovne dolžine in je zato faza na majhne spremembe razdalje mnogo občutljivejša kot amplituda. Vendar pa pri računu daljnega polja r v izrazu za fazo lahko zamenjamo s približkom

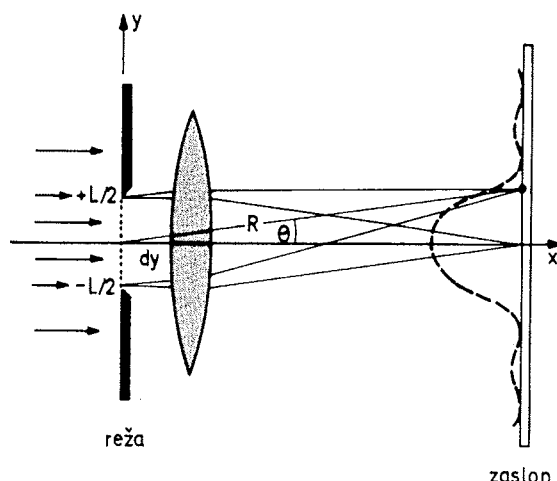
$$r = R - y \sin\theta$$

pri čemer je y koordinata izvora dy v reži (slika 2). Po tej zamenjavi je izraz za skupno električno polje v točki T

$$E = \frac{\Lambda_L}{R} \int_{-L/2}^{L/2} \sin[\omega t - k(R - y \sin\theta)] dy$$

in ga (z zamenjavo spremenljivk) zlahka integriramo:

$$E = \frac{\Lambda_L}{R} \frac{\sin[(kL/2)\sin\theta]}{(kL/2)\sin\theta} \sin(\omega t - kR), \text{ oziroma}$$



Slika 2: Uklon svetlobe na reži s širino L .

$$E = \frac{\Lambda_L}{R} \frac{\sin\beta}{\beta} \sin(\omega t - kR) = \frac{\Lambda_L}{R} \text{sinc}\beta \sin(\omega t - kR)$$

kjer smo $(kL/2)\sin\theta$ zapisali kot β .

Primerjava izrazov za električno polje svetlobe, ki jo sevata reža in točkast izvor, pokaže, da je EM valovanje, ki izhaja iz reže, glede časovne odvisnosti in upadanja amplitude z razdaljo podobno valovanju točkastega izvora, vendar pa ni izotropno - v smereh, torej pri kotih θ , v katerih ima funkcija $\text{sinc}\beta$ vrednost 0 ga enostavno ni. Iz slike 1 je razvidno, da se to prvič zgodi, ko je vrednost njenega argumenta π , torej pri

$$\pi = (kL/2)\sin\theta = (2\pi/\lambda)(L/2) \sin\theta, \text{ oz.}$$

$$L \sin\theta = \lambda$$

V slednjem takoj prepoznamo izraz, ki ga za smer uklonskega minima prvega reda za uklon svetlobe na ozki reži s širino L daje elementarna teorija uklona /7/.

Moteči časovni odvisnosti električnega polja se izognemo tako, da v izrazu zanj $\sin(\omega t - kR)$ zamenjamo z njegovo

časovno povprečno vrednostjo, ki je $\frac{1}{\sqrt{2}}$. Po takšni zamenjavi postane enakost (do multiplikacijskega faktorja) izrazov za električno polje valovanja, ki ga seva ozka reža v zaslonu, in tistega za Fourierovo transformacijo pulzne funkcije očitna. Enakost ni naključna. Z razširitvijo gornje izpeljave na 2-dimenzionalne reže v zaslonu in njeno manjšo posplošitvijo se da pokazati, da je uklonska slika svetlobe, ki prehaja skozi zaslon s poljubno razporeditvijo in obliko rež, v daljnem polju, vedno enaka Fourierovi transformaciji funkcije, ki opisuje porazdelitev, obliko in propustnost rež na zaslonu. Ugotovitev je za analizo in modeliranje preslikav v projekcijskih poravnalnikih, ki se uporabljajo v mikroelektronski industriji, ter drugod v optiki ključna. In seveda tudi praktična, ker s pomočjo računalnikov Fourierove transformacije poljubne prostorske funkcije lahko izračunamo brez velikih zapletov.

Transmisijska funkcija

Maske, ki se uporabljajo pri izdelavi integriranih vezij, so navadno ravne, kvarčne plošče prevlečene s tanko plastjo kroma. Na mestih, kjer na maski ni kromove plasti, je ta za UV svetlobo izvora prozorna, na prekritih mestih pa zanj povsem neprepustna. Kontrast med svetlimi in temnimi deli maske je velik in zato lahko strukturo na maski zelo natančno opišemo z digitalno transmisijsko funkcijo $f(x,z)$, ki ima vrednost 0 kjer maska ni prozorna in 1 na njenih prozornih delih. Porazdelitev električnega polja svetlobe, ki jo določa takšna maska, je v daljnem polju preprosto

$$E(y_{dp}, z_{dp}) = F[f(y,z)]$$

kjer F pomeni Fourierovo transformacijo. Električno polje je pri preslikavah navadno manj zanimiva količina od gostote energijskega toka, ki je sorazmerna kvadratu električnega polja. Različnim multiplikacijskim faktorjem v izrazih za gostoto toka se pogosto ognejo z vpeljavo iradiance I , ki je le kvadrat polja. Za kotno odvisnost iradiance v primeru dolge reže torej velja

$$I(\Theta) = I_0 \text{sinc}^2 \beta,$$

kjer je I_0 iradianca v smeri optične osi (smeri x). Za masko, ki jo definira transmisijska funkcija maske $f(y,z)$, podaja iradianco v daljnem polju izraz:

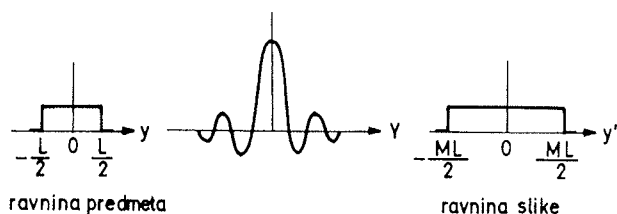
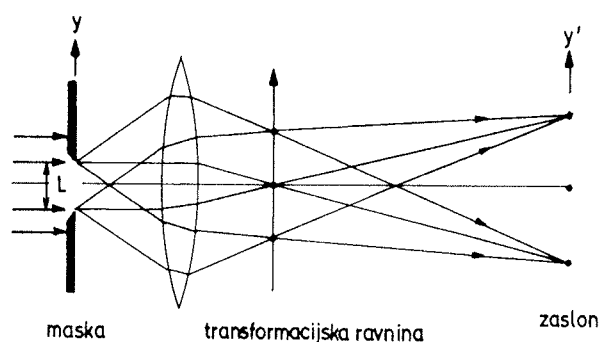
$$I(y_{dp}, z_{dp}) = |F[f(y,z)]|^2$$

Abbejeva teorija preslikave

Pri osvetljevalnih sistemih, ki jih v industriji uporabljajo za preslikavo vzorcev z mask na silicijeve rezine, nas seveda zanimajo predvsem gostote energijskega toka (ali iradianca) na površini fotopolimera. Uklonska slika maske v daljnem polju je, kot smo videli, enaka Fourierovi transformaciji njene transmisijske funkcije in bi jo, v načelu, lahko prestregli in opazovali na dovolj oddaljenem zaslonu. To razdaljo zelo skrajšamo, če za masko postavimo lečo (objektiv). Ker so vsi žarki, ki iz predmeta izhajajo v smeri, določeni s kotom Θ (torej kotom med smerjo razširjanja valovanja in optično osjo sistema), med seboj vzporedni, se po prehodu skozi objektiv sekajo v eni točki. Z drugimi besedami, v goriščni ravnini objektiva nastane Fraunhoferjeva uklonska slika predmeta. Ker je ta slika Fourierova transformacija maske, včasih o objektivu govorijo kot o transformacijski leči in o ravnini v kateri nastane transformirana slika kot o transformacijski ravnini. V našem primeru sta goriščna ravnina objektiva in njegova transformacijska ravnina seveda ista ravnina. Na zaslonu, ki bi ga postavili v to ravnino, bi interferenčno sliko lahko prestregli in opazovali. Če takšnega zaslona ni, pa se svetloba širi še naprej in v neki drugi ravnini, imenovani ravnina slike, rekonstruira sliko maske. Položaje maske, glavne ravnine objektiva, njegove goriščne ravnine in ravnine slike na optični osi povezuje enačba leče

$$1/f = 1/a + 1/b$$

kjer so f goriščna razdalja objektiva, a razdalja od maske (predmeta) do glavne ravnine objektiva in b razdalja od glavne ravnine objektiva do ravnine slike. Proces nastanka slike si morda najlažje pojasnimo tako, da si točke v goriščni ravnini objektiva, kjer se sekajo vzporedni snopi žarkov z maske, predstavljamo kot še ene izvore Huygensovih sekundarnih valov, ki interferirajo v ravnini slike. Prav ta druga interferenčna slika je slika predmeta, ki jo da objektiv (slika 3). Nastanek slike je torej posledica dvojne uklonskega procesa: najprej uklona ravnega valovanja na predmetu in nato uklona valovanj, ki po prvem uklonu potujejo v različnih smereh, na objektivu. Tako je jasno, da pri preslikavi objektiv naredi inverzno Fourierovo transformacijo uklonske slike predmeta.



Slika 3: Nastanek slike je dvojni uklonski proces: slika predmeta nastane zaradi interference svetlobe, ki izhaja iz transformacijske ravnine. M je povečava preslikave.

Ločljivost

Najbrž je očitno, da objektiv lahko rekonstruira popolno sliko predmeta le, če zajame njegovo celotno uklonsko sliko. Praktično je to seveda nemogoče, saj pri uklonu glede velikosti kotov Θ ni nobenih omejitev, vsi objektivni pa imajo končne premere. Če leži predmet na razdalji a pred objektivom, ki ima polmer R , je največji kot med žarki, ki izhajajo iz (majhnega) predmeta in jih objektiv še zajame $\Theta_{\max}$ takšen, da je

$$\text{tg} \Theta_{\max} = R/a$$

Razmerje R/a se imenuje numerična apertura (NA) sistema. (NA iz tehničnih razlogov navadno definirajo kot $\sin \Theta_{\max}$, razlika na tem mestu ni posebno pomembna.) Če želimo z objektivom preslikati nek predmet, recimo rezo, s

tako majhno širino L , da je smer prvega uklonskega minimuma, ki ga določa kot Θ ravno enak numerični aperturi objektiva, torej

$$\sin \Theta = \lambda / L = NA$$

smo očitno na meji resolucije objektiva. Pri še manjših predmetih (ožjih režah) objektivi zajame le še svetlobo ničtega uklonskega maksimuma (torej svetlobo, ki se na reži ne ukloni in skozi sistem potuje v smeri optične osi), v tej pa ni nikakršne informacije o velikosti predmeta. Ta se skriva le v položajih minimov v uklonski sliki in če teh v svetlobi, ki jo zajame objektivi, ni, objektivi predmeta ne more rekonstruirati.

Vpliv omejene kotne velikosti objektiva navadno vključijo v modeliranje preslikave z zenično (pupilno) funkcijo objektiva, $P_o(f_y, f_z)$, ki ima vrednost 1, če je $(f_y^2 + f_z^2)^{1/2} \leq NA/\lambda$ in 0, če je $(f_y^2 + f_z^2)^{1/2} > NA/\lambda$, kjer je f_y tako imenovana prostorska frekvenca uklonske slike na objektivu:

$$f_y = y_{ob}/a\lambda$$

f_z je definirana na enak način. Prostorske frekvence, ki jih objektivi lahko transformira (preslika) so očitno omejene z vrednostjo $f_{max} = NA/\lambda$ in zenična funkcija to odraža. Končna velikost objektiva pri preslikavi predmetov z velikimi prostorskimi frekvencami (kar pomeni z majhnimi dimenzijami) igra isto vlogo kot, na primer, nizkopasovni filter pri prenosu ostrih pulznih signalov. Takšen filter signale (seveda v časovni domeni) zaobli, objektivi pa podobno (v prostorski domeni) ne preslika podrobnosti predmeta, ki so skrite v velikih prostorskih frekvencah njihove uklonske slike.

Zenično funkcijo vključimo v izraz za preslikavo in porazdelitev električnega polja na mestu slike zapišemo kot

$$E(y_s, z_s) = F^{-1}[E(y_o, z_o) P_o(f_y, f_z)] = F^{-1}\{F[E(y, z)] P_o(f_y, f_z)\}$$

kjer je F^{-1} inverzna Fourierova transformacija. Iradianca na mestu slike pa je, kot vedno, $|E(y_s, z_s)|^2$.

Povečanje ločljivosti

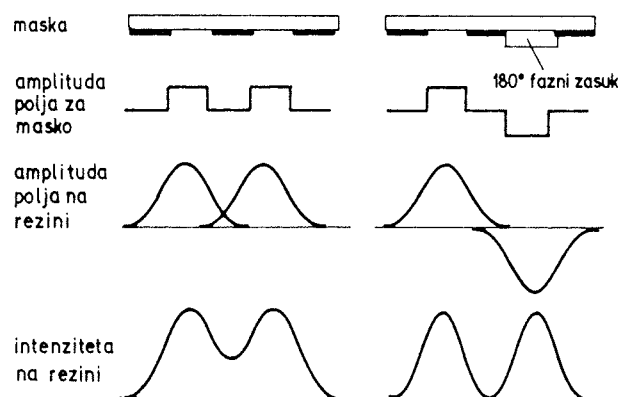
Najmanjšo velikost predmetov, ki jih z nekim projekcijskim poravnalnikom lahko preslikamo z maske na fotopolimer in rezino, torej v načelu omejuje končna ločljivost optičnih sistemov. Vendar sta poznana vsaj dva načina kako povečati ločljivost projekcijskih sistemov $/4/$. Prvi temelji na dejstvu, da je uklonska slika, na primer reže, simetrična glede na ravnino x, z in da zato vključuje informacijo o velikosti reže dvakrat: enkrat v uklonskih minimih v smeri osi $+y$ ter drugič v minimih v smeri $-y$. Za verno preslikavo pa takšna dvojnost pravzaprav ni potrebna in v načelu za rekonstrukcijo slike zadošča že uklonjena svetloba, ki se od predmeta širi k objektivu le, recimo, nad optično osjo sistema. Če bi objektivi z določeno NA za njegov polmer premaknili vzdolž osi y , bi po premiku njegov spodnji del zajel le še na maski neuklonjeno svetlobo, njegov zgornji del pa dodatno še uklonjeno svetlobo višjih redov. Zaradi vključitve te svetlobe v preslikavo bi bila tudi slika reže ostrejša.

Prav isto bi seveda dosegli z objektivom, ki ima 2 krat večji polmer (in ustrezno večjo NA), ter z zaslonom, ki bi zastrl del objektiva pod optično osjo. Eno ali drugo bi povečalo ločljivost, toda tudi v preslikavo vneslo nesprejemljive aberacije. Podobno bi enako povečanje ločljivosti (iz istega razloga in s podobnimi aberacijami) brez premikanja ali zastiranja objektiva dosegli tudi tako, da bi masko osvetlili pod kotom Θ_{max} . Dejansko so koti izvenosnega osvetljevanja, ki še omogočajo nepopačeno preslikavo, hkrati z nekoliko večjo ločljivostjo, mnogo manjši od Θ_{max} , toda tehnika je pri konstrukciji projekcijskih poravnalnikov često uporabljena.

Povsem drugačna tehnika povečevanja ločljivosti projekcijskih osvetljevalnih sistemov temelji na manipulaciji faze, s katero uklonjena svetloba izstopa iz maske $/8/$. Za nek del maske lahko postavimo planparalelno ploščico iz snovi z lomnim količnikom n in debelino t , izbrano tako, da del svetlobe, ki gre skozi ploščico, glede na svetlobo, ki gre mimo nje, zaostane za fazni kot π . Debelino t fazne ploščice določa enačba

$$t = \frac{\lambda}{2(n-1)}$$

Deli svetlobe, ki gredo skozi fazno ploščico, pri rekonstrukciji uklonske slike seveda sodelujejo z za π spremenjeno fazo, ali z drugimi besedami, električno polje teh delov svetlobe je pomnoženo s faktorjem -1 . S primerno razporeditvijo faznih ploščic po različnih delih maske je mogoče doseči, da se električno polje na določenih delih slike na rezini izniči. S fazno masko torej lahko dosežemo, da ostanejo deli rezine, ki bi bili pri osvetlitvi z navadno masko osvetljeni, neosvetljeni. Princip delovanja faznih mask je prikazan na sliki 4. V okviru Fourierove optike je



Slika 4: Princip povečanja ločljivosti preslikave z uporabo fazne maske (po $/8/$).

njihov učinek na ločljivost prav enostavno pojasniti: 180-stopinjski fazni premiki na primerno izbranih delih maske razpolovijo osnovno prostorsko frekvenco vzorca na maski (kar je razvidno iz slike) in zato lahko objektivi z določeno NA, ki sicer deluje na meji ločljivosti, takšne dele maske preslika z velikim kontrastom. Kakšna mora biti razporedi-

tev faznih ploščic na maski s preprosto periodično strukturo je očitno, v splošnem pa načrtovanje fazne maske ni enostavna naloga. Na slikah v /5/ so prikazani primeri simulacije (s programom FOLIS) faznih mask z nekoliko bolj zapleteno strukturo.

MTF

Ločljivost nekega optičnega instrumenta je vsekakor pomembno merilo njegove zmogljivosti, nikakor pa ne edino. Fotolitografske maske tipično niso objekti s preprosto periodično strukturo, katere preslikavo na rezino bi omejevala le ločljivost projekcijskega poravnalnika. Na njih so navadno objekti različnih dimenzij, z bolj ali manj ostrimi vogali itd. in pravi izziv za konstruktorje osvetljevalnih naprav je kontrastna preslikava celotne maske in ne le zadovoljiva preslikava njenih najmanjših delov. Priljubljena analogija preslikavi realne maske je s področja elektroakustike: ocenjevati kvaliteto neke HiFi naprave le po najvišji frekvenci, ki jo zmore reproducirati, je očitno precej pomanjkljivo. Veliko več bi o kvaliteti reprodukcije povedal nek kriterij, ki podaja zmogljivosti naprave v njenem celotnem frekvenčnem območju. Kot takšno merilo kvalitete preslikave se je v optiki uveljavila modulacijska prenosna funkcija (modulation transfer function, MTF) /3/.

Če ob prehodu svetlobe skozi fotolitografsko masko pustimo podrobnosti sipanja itd. povsem ob strani, lahko prehod obravnavamo kot modulacijo curka svetlobe. Na mestih, kjer maska svetlobo prepušča, ostaja gostota svetlobnega toka (oz. iradianca) nespremenjena, na mestih, ki so zakrita s plastjo kroma, pa maska svetlobe sploh ne prepušča. Na osnovi te ugotovitve smo že definirali transmissijsko funkcijo maske in podobno definiramo tudi modulacijo M_M svetlobnega toka, ki prehaja skozi masko, kot

$$M_M = \frac{I_{oM} - I_{tM}}{I_{oM} + I_{tM}}$$

kjer sta I_{oM} največja in I_{tM} najmanjša gostota toka po prehodu svetlobe skozi masko. Povsem enako definiramo modulacijo svetlobe v ravnini slike

$$M_S = \frac{I_{oS} - I_{tS}}{I_{oS} + I_{tS}}$$

MTF optičnega sistema je definirana kot

$$MTF = M_S/M_M$$

in meri kontrastnost slike pri preslikavi. Ker je v praksi transmissijska funkcija maske domala idealno digitalna in je zato M_M zelo natančno enak 1, je prenosna funkcija sistema praktično enaka M_S . Iz opisa mehanizma preslikave bi moralo biti očitno, da je MTF funkcija velikosti struktur na maski, ki jih želimo preslikati. Če so te velike, da preslikava verno, zelo kontrastno sliko predmeta in je vrednost MTF blizu 1. Pri strukturah, ki so istega reda velikosti kot ločljivi-

vost projekcijskega poravnalnika, pa je vrednost MTF blizu 0. Velikost struktur na maski opisuje njena prostorska frekvenca u , ki je za masko, podobno uklonski mrežici, navadno podana kar kot število linij na milimeter. Frekvenca u seveda ni enaka (na žalost pa se enako imenuje) prostorski frekvenci predmeta f_x , ki smo jo srečali pri obravnavi uklona. Dejansko MTF navadno podajajo kot funkcijo normalizirane prostorske frekvence ξ , ki je kvocient obeh, to je

$$\xi = u/f_x$$

Izpeljava MTF za nek optični sistem je sorazmerno nazorna in nezahtevna le za lečo, ki je pri projekcijskih osvetljevalnih sistemih pravzaprav nikoli ne srečamo, namreč za idealno cilindrično lečo. Zato nam v to kisljo jabolko ni treba ugrizniti, omenimo le, da je pri taki leči izpeljava nezahtevna zaradi preproste, cilindrične simetrije rež na maski in leče. Uklonsko omejena MTF za takšno lečo brez aberacij, pri monokromatski svetlobi je

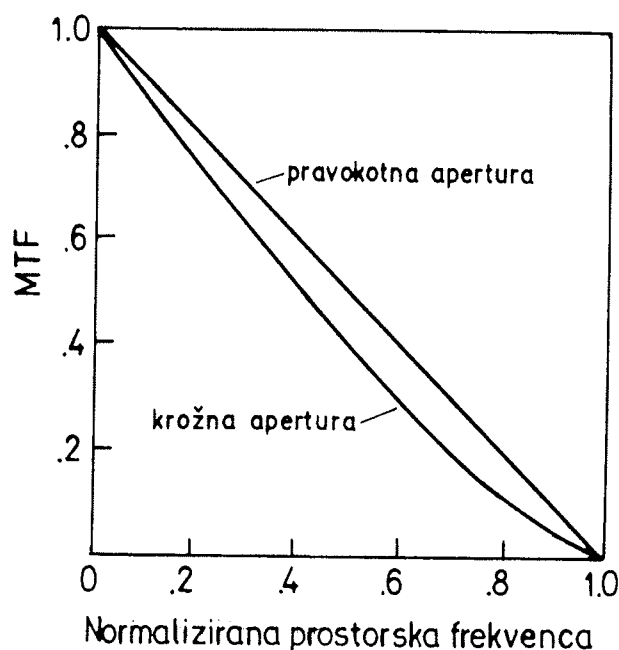
$$MTF(\xi) = (1 - \xi)$$

Za sferično lečo, pri istih pogojih, je MTF

$$MTF = \frac{2}{\pi} \left[\arccos(\xi) - \xi \sqrt{1 - \xi^2} \right]$$

Analogija med obema izrazoma je morda opazna, njuna podobnost na grafu obeh funkcij pa očitna (slika 5). Omeniti je treba, da je pri sferični leči in krožnem predmetu, ki ga leča preslikuje, (kotna) prostorska frekvenca f_r definirana nekoliko drugače kot pri reži,

$$f_r = (2\Theta_{\max} \sin \Theta_{\max})/\lambda$$



Slika 5: MTF za okroglo in pravokotno zaslonko objektiv.

Definicija prenosne modulacijske funkcije nekega sistema, kot je opisana, strogo velja le za preslikavo s koherentno svetlobo. Koherentni pogoj za nek izvor svetlobe je

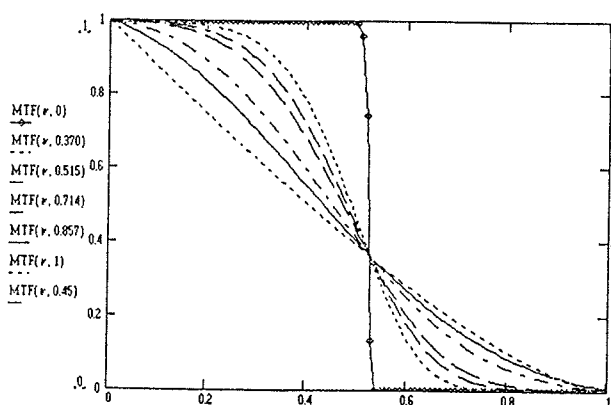
$$d \sin \phi \ll \lambda/2$$

kjer sta d premer izvora in ϕ največji kot med žarkom, ki ga optični sistem še zajame, in optično osjo sistema. Realni izvori končnih dimenzij koherentnemu pogoju lahko zado-
stijo le, če ležijo v neskončnosti, pri takšnem položaju izvora pa je gostota energijskega toka na mestu maske seveda 0. V praksi se problem koherence izvora navadno reducira na razmerje numeričnih apertur kondenzorske in projekcijske optike fotolitografskega sistema in je stopnja nekoherence s definirana kot

$$s = NA_{kon}/NA_{pr}$$

s za idealno koherenten izvor, ali izvor v neskončnosti je torej 0. Na prvi pogled bi morda sodili, da je prav takšen najbolj primeren za potrebe optične litografije, vendar ni tako. Videli smo že, da z izvenosnim osvetljevanjem maske, ki nosi strukture z veliki prostorskimi frekvencami (zelo majhne strukture), natančneje preslikamo kot z osvetljevanjem v osi. Tudi delna nekoherenca izvora privede do tega, da vsa svetloba na masko ne pade pod natančno pravim kotom. Zaradi tega se uklonska slika maske razprši v večji kot kakor pri koherentni osvetlitvi, takšen, ki ga NA objektiva ne zajame več. Slika maske je zato na ravni silicijeve rezine seveda nekoliko bolj razmazana. Zaradi delne izvenosne osvetlitve pa objektiv hkrati zajame tudi del uklonjene svetlobe z drobnih struktur na maski, ki bi jo sicer povsem izločil in jih preslika. Preslikava z delno nekoherentno svetlobo je zato ostrejša.

Stopnjo koherentnosti izvora se da vključiti v MTF [9], toda analitični izraz za MTF(ξ, s) nespecialistu na žalost ne pove prav ničesar. Ponovno si pomagamo z grafom. Na sliki 6 je prikazana simulacija MTF(ξ, s) s programom FOLIS za nek dejanski projekcijski osvetljevalni sistem. Povsem očitno je, da vrednost MTF(ξ, s) pri normaliziranih prostorskih frekvencah ξ , ki so večje od 0,5, narašča z naraščajočo



Slika 6: Simulacija MTF s programom FOLIS za projekcijski osvetljevalni sistem UTS 1100 z Wynne-Dysonovo optiko.

stopnjo nekoherentnosti. Praviloma takšno odvisnost MTF(ξ, s) od s opazimo pri vseh projekcijskih poravnalnikih. To pomeni, da je običajno pri velikih prostorskih frekvencah predmeta (maske) kontrastnost slike pri preslikavi z delno koherentno svetlobo večja kot pri preslikavi s koherentno in preslikava majhnih objektov z maske na površino rezine boljša. Le omenimo, da nelinearni odziv fotopolimera na osvetlitev, kontrast v fotopolimer prenesene fizične slike lahko še izboljša. Še boljši približki MTF nekega optičnega sistema vključujejo tudi efekte globine fokusa, aberacij optičnega sistema, odstopanj optičnih elementov sistema od idealne oblike itd. Vse te popravke v MTF navadno vključijo kot fazno aberacijo ϕ sistema, ki ga torej okarakterizira prenosna funkcija treh spremenljivk, MTF(ξ, s, ϕ).

Zaključek

Vse predstavljene metode analize optičnih preslikav se v takšni ali drugačni obliki uporabljajo v simulacijskih orodjih za modeliranje fotolitografskega osvetljevanja rezin. V praksi jih dopolnjujejo računalniške metode hitrega Fourirovega obrata (FFT), ki so danes postale povsem vsakdanje, in množica empiričnih modelov različnih podrobnosti preslikave. Združiti vse to v uporabno simulacijsko orodje je zahtevna naloga, ki je brez poznavanja osnov optične teorije nerešljiva. V Laboratoriju za mikroelektroniko, Fakultete za elektrotehniko, Univerze v Ljubljani je bilo razvito simulacijsko orodje FOLIS v katerem je opisana teorija implementirana.

Literatura

- /1./ E. Hecht and A. Zajac, Optics, second printing, Addison-Wesley Publishing Co., Reading, MA, USA, 1977
- /2./ E. L. O'Neil, Introduction to Statistical Optics, Addison-Wesley Publishing Co., Reading, MA, USA, 1963
- /3./ Optics Guide 3, Melles Griot, Irvine, CA, USA, 1985
- /4./ J.D. Plummer et al., Silicon VLSI Technology, Prentice Hall, Upper Saddle River, N.J., USA, 2000
- /5./ I. Macarol, R. Osredkar, FOLIS, a PC Compatible Photolithography Simulation Tool, to be published in inf. MIDEM, Vol 33, March 2003
- /6./ Bronštejn et. al., Matematični priročnik, Tehniška založba Slovenije, Ljubljana, SI, 1997
- /7./ J. Strnad, Fizika, drugi del, DZS, Ljubljana, SI, 1978
- /8./ M.D. Levenson et al., Improving Resolution in Photolithography with a Phase Shifting Mask, IEEE Trans. Elec. Dev., Vol. ED-29, 1982
- /9./ A. Offner, Wavelength and Coherence Effects on the Performance of Real Optical Projection Systems, Photographic Sc. Eng., Vol. 23, No. 6, Nov./Dec., 1979

Radko Osredkar
FRI in FE Univerze v Ljubljani
Tržaška 25, SI 1000, Ljubljana, Slovenia
e-mail: radko.osredkar@fri.uni-lj.si