

TDK DOLGOZAT

Infravörös egyfoton detektorok tulajdonságainak javítása plazmonikus struktúrákkal

KÉSZÍTETTE:

Szenes András

Fizikus MSc szakos hallgató

TÉMAVAZETŐ:

Dr. Czirjákné Dr. Csete Mária

tudományos főmunkatárs

SZTE TTIK Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék

Szeged
2014.12.17

Tartalomjegyzék

1.Bevezetés	2
2.Elméleti áttekintés	3
2.1. Plazmonika	3
2.1.1. Felületi plazmon polariton	4
2.1.2 Felületi plazmon polariton határfelületeken	6
2.1.3 Felületi plazmon polaritonok keltése	9
2.2 Szupravezetésen alapuló fotodetektorok	11
2.2.1 Fotodetektorokat jellemző tulajdonságok	11
2.2.2 A szupravezető detektorok működési elve	12
2.2.3 A detektor hatékonyságát javító struktúrák	14
3.Motiváció és célkitűzések	18
4.Vizsgálati módszerek	19
4.1 Vizsgált rendszerek	19
4.2 Véges elemes módszer	21
5.Eredmények	23
5.1 Eredmények p-polarizált megvilágító fényre	23
5.1.1 Poláris és azimutális szög-függő abszorpció	23
5.1.2 Poláris szögtől függő abszorpció	24
5.1.3 Detektorok közel-tere az abszorpciós szélsőértékeknél	27
5.2 Eredmények s-polarizált megvilágító fényre	31
5.2.1 Poláris és azimutális szög-függő abszorpció	31
5.2.2 Poláris szögtől függő abszorpció	32
5.2.3 Detektorok közel-tere az abszorpciós szélsőértékeknél	34
5.3 Eredmények szög-függő polarizáció kontrasztra	36
5.4 Eredmények a hullámhossz-függő abszorpcióra	39
5.4.1 Spektrális érzékenység p-polarizált megvilágító fényre	40
5.4.2 Spektrális érzékenység s-polarizált megvilágító fényre	42
5.5 Eredmények hullámhossz-függő polarizáció kontrasztra	43
6.Összefoglalás	45
Irodalomjegyzék	48
1.Függelék	50
2.Függelék	51
Köszönetnyilvánítás	52

1.Bevezetés

A szem számára már nem érzékelhető, a látható tartománynál nagyobb hullámhosszú infravörös sugárzás detektálása a tudomány és a mindennapi életünket megkönnyítő alkalmazások számára egyaránt fontos. A terjedő fény tulajdonságaiban információt kódoló telekommunikáció és az egyre pontosabb és részletesebb méréseket megkövetelő tudományok számára elengedhetetlen a gyors és nagy pontosságú fotodetektorok alkalmazása. Napjainkra egy ilyen tulajdonságokat egyesítő detektor kifejlesztése különösen fontos kérdéssé nőtte ki magát annak köszönhetően, hogy a félvezetőkre alapuló elektronika miniaturizálása és így sebességének növelése a gyakorlati határaihoz közeledik [1, 2]. Ennél kisebb mérettartományokban az áramkörü elemek, legyen szó a tranzisztorokról vagy akár a vezetékekről, már nem integrálhatóak közelebb egymáshoz anélkül, hogy egymás működését ne befolyásolják, ezzel torzítva a rajtuk áthaladó információt, vagy általuk végzett műveletek kimenetelét. A számítási kapacitás további növelésére egyik lehetséges irány éppen az optoelektronika lehet, amely az elektronok helyett fényt használ a műveletek végrehajtására. Ehhez azonban a nagy felbontás mellett igen gyors detektorra van szükség, hogy a műveletvégzés sebessége kevésbé legyen korlátozva.

A fent említett tulajdonságok ötvözésére lehetnek alkalmasak a szupravezetés jelenségén alapuló fotodetektorok. Ezek az infravörös tartományban igen nagy felbontásra, akár egyetlen foton detektálására is képesek viszonylag nagy sebesség mellett. Jelentős hátrányuk azonban, hogy a bennük megtalálható abszorbens mennyiségének növelésével történő hatásfok javítás egyben a detektor sebességét is csökkenti, így a két tulajdonság mindegyike csak speciális módszerekkel javítható. A kompromisszum megkerülésére jelenthet megoldást az, ha a detektor felületén plazmonikus struktúrákkal olyan nanofotonikai jelenségeket tudunk kelteni, melyeken keresztül az elektromágneses tér a hullámhossznál kisebb tartományban erősíthető közvetlenül az abszorbeáló szegmens körül. Az effektív hatáskeresztmetszet ilyen módon történő változtatásával az abszorpció jelentősen növelhető még az abszorbens mennyiség csökkentése mellett is.

A dolgozat első fejezeteiben e jelenségek, az őket kelteni képes plazmonikus struktúrák és az ezek felhasználásával történő detektor tervezésbe mutatok betekintést. Az elméleti háttérrel követő fejezetekben bemutatom a különböző plazmonikus struktúrákkal integrált egyfoton detektoraink tervezését és optikai válaszuk feltérképezése céljából csoportmunka keretén belül

végzett valamint saját vizsgálataim eredményeit. Számításainkat a véges elemes módszeren alapuló COMSOL Multiphysics programcsomag alkalmazásával valósítottuk meg.

2. Elméleti áttekintés

A következőekben a vizsgálatok során tapasztalt jelenségek és alkalmazott eszközök megértéséhez szükséges bevezető elmélet olvasható. A plazmonika és fotodetektorok elméleti áttekintéséül szolgáló leíráshoz felhasznált források az irodalomjegyzékben megtalálhatóak.

2.1. Plazmonika

Plazmonikának nevezzük a nanofotonika a fénynek a fémek határfelületi elektron plazmájával történő kölcsönhatását vizsgáló területét. A plazmonok gerjesztése az elektromágneses mező hullámhossznál kisebb tartományba történő sűrítését és irányítását teszi lehetővé. A nanorészecskéken gerjeszthető helyhez kötött rezgéseket lokalizált plazmonoknak, míg a fém-dielektrikum határfelületen hosszirányban továbbterjedő elektron oszcillációkat felületi plazmon polaritonnak nevezzük. A felületi plazmon polaritonok (*surface plasmon polariton: SPP*) a Maxwell-egyenleteknek megoldásaként adódnak, mint egy fém-dielektrikum határfelületen terjedő, komplex hullámvektor által meghatározott karakterisztikus periódussal és csillapodással rendelkező felületi hullámok. A fém dielektrikum határfelületen terjedő módusok lehetnek kötöttek vagy sugárzóak. Az első esetben a mező amplitúdója a felületen maximális és attól távolodva exponenciálisan cseng le a dielektrikumban és fémbe eltérő mértékben. Ellenben a sugárzó módus a felületen haladó fényhullámhoz hasonló tulajdonságokat mutat, nagyobb távolságra terjed, viszont mezője a hullámhossznál nagyobb távolságokra hatol be a dielektrikumba. Ezen jelenségek már a 20. század előtt is ismertek voltak, elméleti leírásuk a századfordulóra tehető, de valójában csak az 1950-es években kapcsolták össze az elméletet a kísérleti tapasztalatokkal. Végül az elméletből kiinduló célzott kísérletekkel sikerült felületi plazmonokat kelteni csatoló prizma alkalmazásával, ami az elgondoltak helyességét maradéktalanul bizonyítva megszilárdította a ma létező plazmonika alapjait.

2.1.1. Felületi plazmon polariton

A vizsgálatok során az említett jelenségek közül a felületi plazmon polaritonokkal foglalkozunk, azok előnyös tulajdonságait igyekszünk hasznosítani. A felületi plazmon polaritonok tehát olyan elektromágneses hullámok, amelyek egy vezető és dielektrikum határfelületén keltődnek és terjednek az elektromágneses mezőoszilláló elektronplazmába történő csatolása révén [3]. A felületi plazmon polaritonok tulajdonságainak meghatározásához kiindulásként felírhatóak a makroszkopikus Maxwell egyenletek:

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho_{k\ddot{u}l} \quad (2.1a) \quad \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.1c)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.1b) \quad \nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J}_{k\ddot{u}l} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (2.1d)$$

ahol $\mathbf{E}$ az elektromágneses mező, $\mathbf{D}$ az elektromos eltolás, $\mathbf{H}$ a mágneses térerősség, $\mathbf{B}$ a mágneses indukció vektora, $\rho_{k\ddot{u}l}$ a töltéeloszlást míg $\mathbf{J}_{k\ddot{u}l}$ az áramerősséget jelöli a vezetőn kívül. A következő megfontolások során csak nem mágneses felületek vizsgálatára szorítkozunk izotróp térben. Ekkor Ampère törvényét beírva a Faraday-féle indukciós törvénybe, felhasználva az izotróp tér biztosította egyszerű összefüggéseket, külső töltés és áram hiányában a következő hullámegyenlethez jutunk:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = -\mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{D}}{\partial t^2} \quad (2.2)$$

Most felhasználva a $\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} \equiv \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E}$ és $\nabla \cdot (\varepsilon \mathbf{E}) \equiv \mathbf{E} \cdot \nabla \varepsilon + \varepsilon \nabla \cdot \mathbf{E}$ vektor analitikaazonosságokat $\nabla \cdot \mathbf{D} = 0$ feltétel teljesülésekor a hullámegyenletet így írható le:

$$\nabla \left(-\frac{1}{\varepsilon} \mathbf{E} \cdot \nabla \varepsilon \right) - \nabla^2 \mathbf{E} = -\mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \quad (2.3)$$

Abban az esetben, ha a vizsgált hullámhosszúságú tartományokon $\varepsilon = \varepsilon(\mathbf{r})$ permittivitás elhanyagolható mértékben változik csak, az egyenlet tovább egyszerűsödik:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (2.4)$$

A fenti hullámegyenletet célszerű konstans ε tartományokra megoldani majd a kapott eredményeket a megfelelő határfeltételeknél egymáshoz illeszteni. Ahhoz hogy a határfelülethez kötött haladó hullámot kapjunk megoldásul még további két feltételnek kell teljesülnie:

- i) Az elektromágneses mező időfüggése harmonikus kell legyen

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}(\mathbf{r})e^{-i\omega t} \quad (2.5)$$

ω körfrekvenciával, amiből

$$\nabla^2 \mathbf{E} + k_0^2 \varepsilon \mathbf{E} = 0 \quad (2.6)$$

Helmholtz egyenlet adódik, ahol $\mathbf{k}_0 = \frac{\omega}{c}$ a terjedő hullám vákuumbeli hullámvektora.

- ii) A terjedés geometriáját tekintve egy Descartes derékszögű koordinátarendszerben a hullám x irányban halad és y irányban homogén, az egyszerűség kedvéért egydimenziós problémát tekintve. Valamint kikötjük, hogy $\varepsilon = \varepsilon(z)$ dielektromos állandók csak z iránytól függenek. A $z = 0$ síkba téve a határfelületet, az x irányba terjedő hullám $\mathbf{E}(x, z) = \mathbf{E}(z)e^{i\beta x}$ egyenlettel írható le. A most bevezetésre került $\beta = k_x$ komplex *terjedési konstans* megfeleltethető a haladó felületi hullám hullámvektorának terjedés irányába mutató komponensével.

E két kitélt felhasználva a hullámegyenlet:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}(z)}{\partial z^2} + (k_0^2 \varepsilon - \beta^2) \mathbf{E} = 0 \quad (2.7)$$

Analóg egyenlet írható fel a mágneses térerősségre is.

A térerősségek komponensei Maxwell (2.1c) és (2.1d) egyenleteiből meghatározhatóak. Figyelembe véve, hogy a hullám x irányba terjed és y irányban homogén azt kapjuk, hogy a rendszer csak két, egymástól eltérő polarizációs tulajdonságú megoldást enged meg. Az első a transzverzális mágneses (később TM vagy p polarizált) amikor csak E_x , E_z és H_y nem nulla, míg a másik megoldás az ún. transzverzális elektromos (TE vagy s polarizált) amelynek csak H_x , H_z és E_y komponensei nem tűnnek el. A TM módusokra a komponensek közötti összefüggéseket magában foglaló egyenletrendszer:

$$E_x = -i \frac{1}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon} \frac{\partial H_y}{\partial z} \quad (4.8a)$$

$$E_z = -\frac{\beta}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon} H_y \quad (2.8b)$$

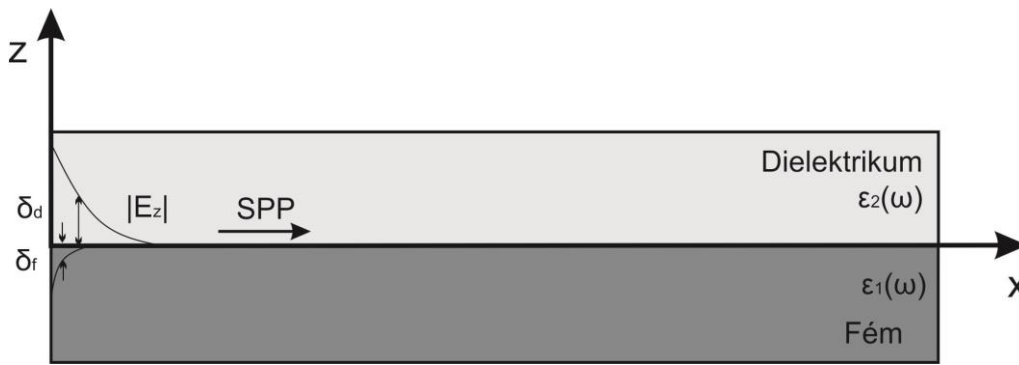
és a hullámegyenlet:

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2} + (k_0^2 \varepsilon - \beta^2) H_y = 0 \quad (2.8c)$$

Ezen utóbbi három egyenlet ismeretében már lehetőség nyílik a fém-dielektrikum felületeken terjedő plazmon polaritonok leírására és tulajdonságaik részletesebb tárgyalására.

2.1.2 Felületi plazmon polariton határfelületeken

A legegyszerűbb geometria, amelyen felületi plazmon polariton vizsgálható egy vezető ($\varepsilon_1(\omega)$, $z < 0$) és egy dielektrikum ($\varepsilon_2 > 0$, $z > 0$) félvégtelen térrész határfelülete. Ezenél meg kell követelnünk, hogy a vezető optikai szempontból fémess tulajdonságokat mutasson ($\text{Re}[\varepsilon_1] < 0$), ami a térfogati elektronplazma rezonancia frekvenciájánál kisebb elektromágneses mező frekvenciaértékekre teljesül ($\omega < \omega_p$). Ki kell kötnünk továbbá, hogy a dielektrikum térrész ne abszorbeáljon ($\text{Re}[\varepsilon_2] > 0$, $\text{Im}[\varepsilon_2] = 0$) továbbá, hogy olyan haladó hullám megoldásokat keressünk, amelyek a mező határfelülethez között, vagyis a felületre merőleges irányban exponenciálisan lecseng.



1. ábra Dielektrikum és fém határfelületén terjedő felületi plazmon polariton (SPP). Az ábrán fel van tüntetve a felülethez kötött elektromágneses mező E_z komponensének lecsengési hossza dielektrikum (δ_d) és fém közegben (δ_f).

Ha megnézzük a TM módusok komponenseit leíró egyenleteket a fenti határfelületen, H_y és $\varepsilon_i E_z$ folytonosságát megkövetelve a felületre merőlegesen exponenciálisan lecsengő felületi hullámokra teljesülnie kell

$$\frac{k_z}{k_1} = -\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \quad (2.9)$$

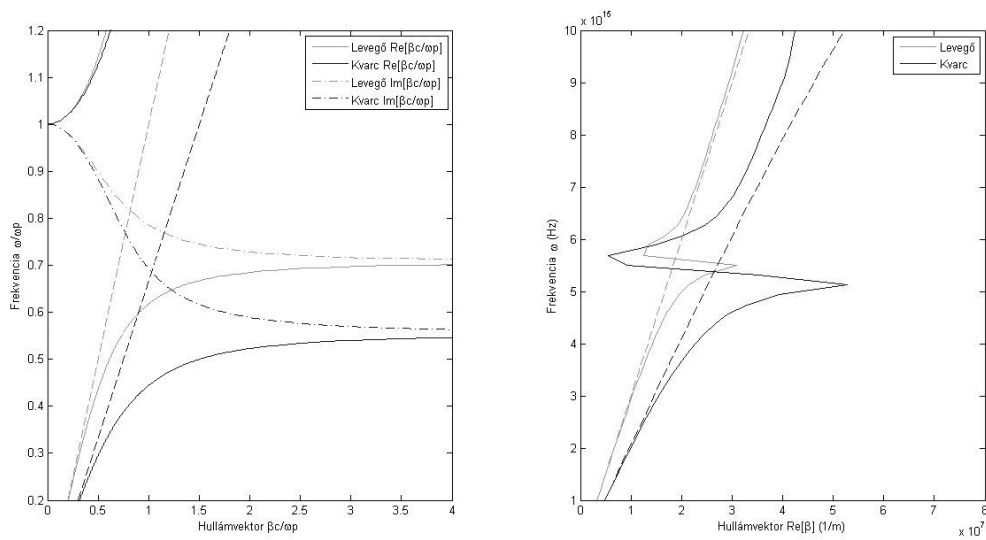
egyenlőségnek, ahol $k_z = k_i$ ($i = 1, 2$) a felületi hullám vektorának felületre merőleges komponense a megfelelő közegekben, amelynek reciproka az evanescens lecsengés hosszát adja meg, $\hat{z} = \frac{1}{|k_z|}$ így a tér határfelülethez kötöttségére jellemző. A térerősség H_y komponensére vonatkozó hulláme egyenletből következik, hogy a

$$k_1^2 = \beta^2 - k_0^2 \varepsilon_1 \quad (2.10a) \quad k_2^2 = \beta^2 - k_0^2 \varepsilon_2 \quad (2.10b)$$

kifejezéseknek is igaznak kell lenniük. Ez utóbbi három egyenlet egymásba írásával és átrendezéssel adódik a felületi plazmon polariton diszperziós relációja fém és dielektrikum határfelületén:

$$\beta = k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}}. \quad (2.11)$$

Fontos, hogy ez a kifejezés akkor is érvényes, ha a fém közeg abszorbeál, vagyis $\varepsilon_1(\omega)$ komplex. A térerősségeket leíró hullámgörvényletek megoldásának másik TE csoportja nem ad nullától különböző megoldást, mert a határfelületek illesztésénél E_y és H_x folytonosságának és a felülethez kötöttségének ($\text{Re}[k_1], \text{Re}[k_2] > 0$) megkövetelése miatt az egyenletek csak konstans zéró amplitúdó esetben teljesülnek. Ebből következik, hogy csak TM polarizációjú felületi plazmon polariton létezhet.



2. ábra (a) SPP diszperziós relációja két különböző határfelületen. Kvarc ($\varepsilon_k=2,25$) és Drude ezüst (sötét szürke) valamint levegő ($\varepsilon_1=1$) és Drude ezüst határfelülete (világos szürke). $\omega(\beta)$ a plazma frekvenciára van normálva. A terjedési konstans valós (folytonos vonal) és képzetes része (pontosított szaggatott vonal) valamint a megfelelő fény vonalak (szaggatott vonalak) is fel vannak tüntetve. (b) SPP-k diszperziós relációja ezüst/levegő és ezüst/kvarc határfelületen. Az ezüst tulajdonságai Johnson és Christy kísérletei alapján lettek meghatározva.

A plazmon polaritonok diszperziós görbéje az adott közegben a fény egyenes diszperziós görbétől jobbra található (2a.ábra). Ez előre vetíti, hogy ilyen határfelületeken megvilágító fénnel csak bizonyos kísérleti feltételek teljesülésekor gerjeszthetők plazmonok. Az általában UV-ben található ω_p plazmafrequenciánál nagyobb ($\omega > \omega_p$) frekvenciatartományban léteznek sugárzó módusok. A felülethez kötött és sugárzó módusok közötti frekvenciasávban a terjedési konstans tisztán képzetes, ami megakadályozza terjedő hullámok létrejöttét. Kis frekvenciákon a terjedési konstans görbéje közel van a fény diszperziós görbéjéhez, ami $k_2^2 = \beta^2 - k_0^2 \varepsilon_2$ miatt az elektromágneses mező jelentékenyebb, több hullámhosszyi behatolását eredményezi a dielektrikumba. Ebben a tartományban a felületi hullám egy felülettel párhuzamosan beeső fény tulajdonságait mutatja. Az ilyen módusok Sommerfeld-Zenneck hullámként ismeretesek az irodalomban.

Közeledve a plazma frekvenciához a terjedési konstans nagyon gyorsan növekszik és csillapítatlan fém elektronplazma esetében a Drude elektrongáz modell alapján

$$\omega_{sp} = \frac{\omega_p}{\sqrt{1+\varepsilon_2}} \quad (2.12)$$

felületi plazmon frekvenciánál végtelenné válik. Ekkor a felületi hullám csoportsebessége eltűnik, így egy olyan felületi plazmont kapunk, amely immár elektrosztatikus tulajdonságokat mutat.

A fenti megállapítások eddig csak ideális ($\text{Im}[\varepsilon_1(\omega)] = 0$) vezetőkre vonatkoztak így azokat ki kell egészíteni komplex dielektromos állandójú, a szabad elektronok és elektronátmenetek elektromágneses mezőre vonatkozó csillapítását is figyelembe vevő állításokkal. Ekkor az x tengely irányában is tapasztalható csillapítás miatt a terjedési konstans ω_{sp} frekvencia alatti tartományokban is komplex értékű lesz, és ezért a felületi plazmon polariton $L = \text{Im}[2\beta(\omega)]^{-1}$ terjedési hossza végecsé válik. Egy valós vezetővel végzett számítások eredményét mutatja a 2b. ábra. Összevetve az ideális esettel rögtön kitűnik, hogy a kötött módusok terjedési konstansa nem éri el a végtelent, hanem a felületi plazmon frekvenciánál véges értéket vesz fel. E miatt a plazmon polariton hullámhossza ($\lambda_{sp} = 2\pi/\text{Re}[\beta]$) és $\hat{z}$ értékére is egy minimumot kapunk ($k_z = \sqrt{\beta^2 - \varepsilon_2 \frac{\omega^2}{c^2}}$) a dielektrikumban. Sőt az ω_{sp} és ω_p közötti frekvenciatartomány kvázikötött állapota is megengedett, ahol egyébként a terjedési konstans tisztán képzetes volt az ideális közelítésben. A terjedési hossz látható tartományban tipikusan 10 μm és 100 μm között változik a dielektrikum és fém tulajdonságaitól függően. Fontos megemlíteni, hogy a nagy terjedési konstans habár nagyobb tér felülethez kötöttséget eredményez, a felületi plazmon polariton terjedési hosszát is csökkenteti egyben. A megadott ezüst/levegő határfelület példánál $\lambda_0 = 450$ nm-nél a terjedési hossz $L \approx 16 \mu\text{m}$ és a felületre merőleges irányban számolt lecsengési távolság $\hat{z} \approx 180$ nm míg $\lambda_0 = 1,5 \mu\text{m}$ hullámhossznál $L \approx 1080 \mu\text{m}$ viszont $\hat{z} \approx 2,6 \mu\text{m}$. Ez a fajta kompromisszum tipikus a plazmonikára és sajnos a hullámhossz negyede alá történő bezáráshoz már a felületi plazmon frekvenciához közeli értékű tartományokban kell mozogni, ami a terjedési irányban is gyors lecsengéshez vezet. Azonban a fémekben tapasztalható lecsengési hossz 20 nm körüli az infravörös és látható tartománynak megfeleltethető frekvenciákon.

Többrétegű geometriák készíthetők több egymástól eltérő permittivitású dielektrikum vagy vezetők egymásra felvitt rétegeivel [3, 4, 5]. Ezek alkalmasak lehetnek terjedő plazmon polaritonok fenntartására, akár egyszerre több felületen. Ha az egyes rétegek vastagsága kisebb,

mint a plazmonok felületekre merőleges irányba vett lecsengési hossza, akkor egy nagyon érdekes jelenség, plazmonok közötti csatolódás jöhet létre. Ez a felületi hullámok között létrejövő kölcsönhatás fontos szerepet játszik a két fém réteggel körbevett szigetelő (*Metal-Insulator-Metal: MIM*) hullámvezető tulajdonságainak kialakításában. E többrétegű rendszerben haladó plazmon polaritonok diszperziós relációja az egyrétegű rendszereknél végzett számításokkal megadható és azt találjuk, hogy benne csak olyan SPP módusok létezhetnek, melyek transzverzális elektromos komponense páros-, míg longitudinális elektromos komponense páratlan szimmetriát mutat a központi szigetelő réteg hosszirányú központi síkjára nézve [6]. A felületi plazmon polaritonok terjedési hosszát ez utóbbi komponens határozza meg, ezért az ilyen módusok kevésbé csillapodnak, hiszen a páratlan szimmetria miatt a longitudinális komponens értéke zérus a szigetelő réteg közepénél. Az alkalmazások szempontjából ez azért lényeges, mert vékony rétegekre az ω_{sp} felületi plazmon frekvenciánál jóval kisebb értékekre is aránylag nagy terjedési konstans érhető el így lehetővé téve a többrétegű rendszerek használatát jeltovábbításra az infravörös hullámhossztartományban.

2.1.3 Felületi plazmon polaritonok keltése

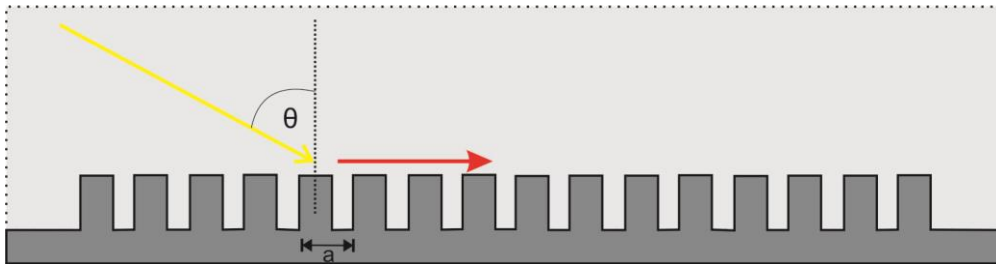
Dielektrikum és fém határfelületén terjedő felületi plazmon polariton fénnel történő gerjesztése egyszerű körülmények között valósítható meg, mivel adott frekvencián a dielektrikum térrész felől érkező fény hullámvektorának felülettel párhuzamos komponense még 90°-os beesésnél is kisebb, mint a határfelületen terjedő plazmon terjedési konstansa. Ezt tükrözi a diszperziós reláció is, aminek SPP görbéje a dielektrikum fénykúpján kívül esik. Azonban a hullámvektorok között fellépő különbség kompenzálható például háromrétegű rendszerek vagy felületi egyenetlenségek alkalmazásával. Alább csak ez utóbbi módszerről lesz részletesebben szó, de SPP gerjesztés lehetséges erősen fókuszált optikai hullámokkal is.

A felület periodikus hibái, vagy mintázatai képesek megnövelni a beeső fény hullámvektorának felülettel párhuzamos komponenst, ezzel eltüntetve a felületi plazmon polariton terjedési konstansa és a fény hullámvektora közötti különbséget. Általánosságban az mondható el, hogy felületi plazmon akkor gerjeszthető egy a rácsállandóval jellemezhető mintázaton, ha teljesül a

$$\beta = k \cdot \sin\theta \pm n \cdot g \quad (2.13)$$

egyenlőség, ahol β a felületi plazmon terjedési konstansa, k a beeső fény hullámvektorának hossza, θ a beesési szög, $g = 2\pi/a$ a rácsvektor reciproka, és n egy egész szám ($= 1, 2, 3, \dots$). A folyamat megfordítva is működik, egy rácsosattal modulált felületen terjedő felületi plazmon

maga is fénybe csatolódhat. Mindemellett az előbbi feltételek teljesüléséhez nincs a fémbe mart mintázatra szükség, a fémen elhelyezett dielektrikum zavarok is kelthetnek a felülethez kötött hullámokat.



3. ábra Felületi plazmon polariton keltése rácson. Sárga nyíl jelzi a beeső fényt és vörös a keltett felületi plazmon

A megfelelően kiválasztott struktúrák integrálásával modulált felületek alkalmasak lehetnek felületi plazmonok és így a diffrakciós limitnél (de nem a határozatlansági relációnál) kisebb tartományokba fókuszált térerősségek tetszés szerinti elvezetésére a terjedési hosszön belül. Néhány tíz nanométeres nagyságnál nagyobb kiterjedésű és mélységű felületi egyenetlenségek már specifikusak lehetnek az egyes plazmonikus módusokra, ami további felhasználási módokat tesz lehetővé.

2.2 Szupravezetésen alapuló fotodetektorok

A huszadik század elején felfedezett szupravezetés sok más egyéb alkalmazás mellett elektromágneses sugárzást mérő detektorok tulajdonságainak javítására is felhasználható, köszönhetően annak, hogy a szupravezető állapot roppant érzékeny a beeső sugárzásokra optikai hullámhosszon. A vékony, filmszerű szupravezetők, mikro-gyártási technikák, valamint a lézerek rohamos fejlődésével lehetővé vált a szupravezetésen alapuló egyfoton detektor megvalósítása. Az első ilyen eszköz megjelenését követő évek technikai előrehaladása számos újszerű megvalósítást hozott magával és ezen előrehaladás már egy évtizedes lépcsőfoka Gregory Gol'tsman és kollégái által bemutatott ún. szupravezető nanohuzal egy-foton detektor (*superconducting nanowire single photon detector – SNSPD*) [7]. Ez egy olyan nióbbium-nitrid nanohuzal mintázatra épülő eszköz, amely a telekommunikációban is fontos infravörös tartományban működik közel egy nagyságrenddel gyorsabban és pontosabban, mint az addigi szupravezető detektorok. Köszönhetően az aránylag széles frekvenciatartományban mutatott kedvező tulajdonságainak, köztük az alacsony jel-zaj szintjének, az SNSPD-k mára széles körben használatosak és rendkívüli érdeklődés mutatkozik kapacitásaik további kiaknázására.

2.2.1 Fotodetektorokat jellemző tulajdonságok

A detektorok egyik fontos tökéletesíteni kívánt tulajdonsága a hatásfok, ami azt adja meg, hogy a rendszerbe érkező fény intenzitásának mekkora részét sikerül érzékelni és elektromos jellé alakítani. Egy-foton detektort tekintve ideális esetben minden az abszorbens anyagra érkező foton mérhető jelet kelt a számláló elektronikában, oly módon, hogy az jól megkülönböztethető a környezet okozta elektromos zajoktól. Az ilyen eszközök hatásfoka 100%-os lenne, azonban nem minden a rendszerbe belépő foton ér el az abszorbens anyaghoz, hanem valahol visszaverődik, elnyelődik vagy egyszerűen távozik a rendszerből. Ez a $\eta_{\text{csatolási}}$ valószínűségen keresztül leírható veszteség azonban nem az egyetlen, mert nem egységnyi valószínűségű (és ráadásul erősen hullámhossztól is függ), hogy az aktív anyagot érő foton maga is elnyelődik ($\eta_{\text{elnyelődési}}$). Végül figyelembe kell venni, hogy nem minden abszorbeált foton eredményez mérhető jelet az elektronikában ($\eta_{\text{észlelési}}$). A három valószínűség szorzata adja a rendszer hatékonyságát:

$$\eta_{rendszer} = \eta_{csatolási} \times \eta_{elnyelődési} \times \eta_{észlelési} \quad (2.15)$$

A továbbiakban hatásfokon csak a tényleges érzékelést végző eszköz hatásfokát fogjuk érteni:

$$\eta_{detektor} = \eta_{elnyelődési} \times \eta_{észlelési} \quad (2.16)$$

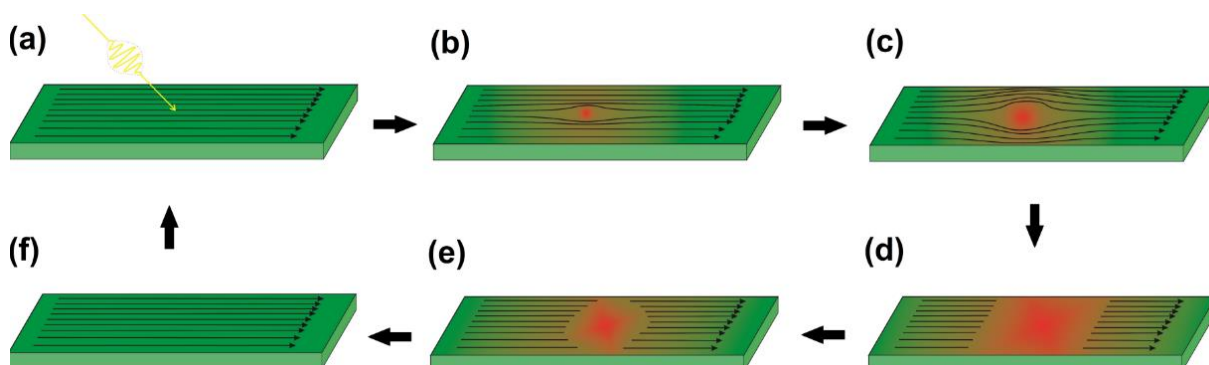
A detektor más tulajdonságait jelző mérőszámok a sötétáram ami megadja, hogy észlelések mekkora hányadát eredményezte zaj, illetve a τ éledési idő, ami két különböző még érzékelhető foton elnyelődése közötti minimális időtartamot mér. Mivel a szupravezető eszközök jel-zaj aránya kiemelkedően jó és a foton elnyelődése illetve az általa okozott kimenő impulzus érzékelése között eltelt idő (*jitter*) a mai eszközökkel nagy pontossággal mérhető, a detektor időbeli feloldásának elméleti határát leginkább az éledési idő szabja meg [8].

2.2.2 A szupravezető detektorok működési elve

Egy filmszerű fémréteg szupravezető állapota egyetlen foton energiájának elnyelésével is meg bomolhat a Cooper-párok szétszakadása miatt. Az így okozott lokális zavar rendszerben eredményezett változásának és relaxációjának leírásához kidolgozott fenomenologikus megközelítésben a szupravezető réteget egy változó kinetikus induktanciájú anyagnak-, míg normálállapotban egy fotoellenállás tulajdonságokat mutató rétegnek tekintették. Ekkor a kölcsönhatásokban résztvevő elektron és fonon hőmérséklete két, egymással csatolt differenciálegyenlet megoldásával kapható meg. Ezen 'hot-spot'-ként is nevezett, szétbomlott Cooper-párok alkotta, immár véges ellenállással rendelkező régió méretét pár nanométertől néhány tíz nanométerre jósolják és relaxációjára néhány tíz ps-os időtartamot határoznak meg [8]. A fentiek ismeretében a következőképpen vázolható egy egyszerű SNSPD működése (4.ábra):

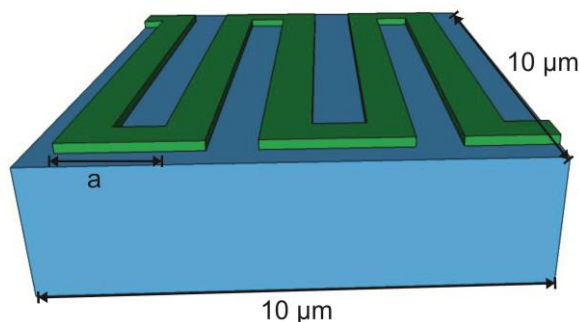
A jóval kritikus hőmérséklete (4,2 K NbN abszorbens esetében) alá hűtött vékony (néhány nm) szupravezető huzalon éppen a kritikus áramerősségét még el nem érő egyenáram folyik keresztül. Egy infravörös foton elnyelése (4a.ábra) azonban elegendő akár száz Cooper-pár szétszakításához, ezzel egy a már említett véges ellenállású hot-spotot létrehozva a film felületén. Ez a Joule hőnek és az elektronok diffúziójának köszönhetően tovább növekedik (4b.ábra). Ennek mérete még nem terjed ki az egész huzal szélességében, azonban véges ellenállása révén a szupravezető árama egy kisebb felületen kénytelen átáramolni (4c.ábra). A hot-spot mellett átfolyó áram erőssége lokálisan viszont már nagyobb, mint a kritikus érték így a huzal teljes szélességében egy véges ellenállású felület jön létre, ami egy (ideális esetben) már érzékelhető feszültségimpulzusként jelentkezik a kivezetésen (4d.ábra). Ezt követve a hot-

spot visszahűl (az elektronok eldiffundálnak a hot-spotból, energiájuk fononba csatolódik, majd fonon-fonon kölcsönhatás révén a hőtartályként viselkedő szubsztrátba távozik)(4e.ábra). E folyamat már ismertetett időtartamát (~ 30 ps) a kölcsönhatások alatt eltelt idő határozza meg, amely értéke a modell értelmében erősen függ az huzal kinetikus induktanciájától [8, 9].



4. ábra Az SNSDP működése. A sárga nyíl jelzi a bejövő fotont míg a fekete nyilak a huzalban folyó áramot. (a) Az éppen kritikus érték alatti árammal átjárt huzal elnyel egy fotont. (b) A foton energiája szétbomlasztja a Cooper-párokat így egy véges ellenállású hot-spotot létrehozva. (c) A hot-spot az elektronok eldiffundálása és a Joule hő miatt tovább növekszik növelve az áramsűrűséget a huzal széleinél. (d) A megnövekedett áramsűrűség miatt megszűnik a szupravezető állapot, az áram megszakad. (e) A „forró elektronok” kölcsönhatások útján elveszítik energiájukat, a hot-spot visszahűl. (f) A huzal visszanyeri szupravezető állapotát. A teljes folyamat időtartama megegyezik az éledési idővel.

A csatolási hatékonyság növelésének érdekében a huzalt egy pl. $10\ \mu\text{m} \times 10\ \mu\text{m}$ vagy $20\ \mu\text{m} \times 20\ \mu\text{m}$ területen kanyargó, vagy „kígyózó” formában szokták felvinni a hordozóra. A teljes területre történő homogén felvitel a hot-spot korlátolt méreteinek köszönhetően sem lehetséges, de már csak azért se lenne hatékony, mert az abszorbers dimenzióinak növelésével annak kinetikus induktanciája és ezzel relaxációs ideje is megnövekszik, ami a detektor sebességének csökkenéséhez vezet. Fontos továbbá megjegyezni, hogy az abszorpció nemcsak hullámhossz, de erősen polarizáció függő is. Vagyis a huzallal párhuzamosan és merőlegesen polarizált fény elnyelési hatékonysága lényegesen különböző, ami a huzal mintázatának modulálásával (spirál vagy egymásra merőleges mintázatok felvitelével) igény szerint homogenizálható.



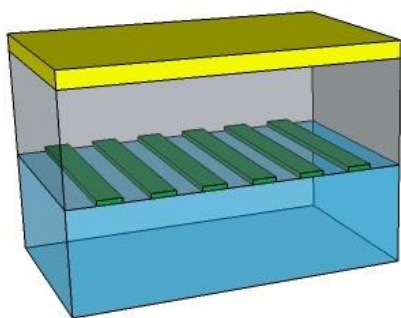
5. ábra A hordozóra (kék) felvitt „kígyózó” nióbium-nitrid huzal mintázat (zöld). A mintázat egy periódusa 'a'.

2.2.3 A detektor hatékonyságát javító struktúrák

Az SNSPD-k számos előnyös tulajdonságuk mellett nem mutatnak nagyobb érzékenységet a korábbi, más elveken alapuló fénymérő eszközöknél, ezért az évek folyamán meglehetősen sok az abszorpció növelésére kidolgozott látott napvilágot. Ezek jelentős és legjobbnak bizonyult hányada a detektorra integrált struktúrák hasznos nanofotonikai jelenségeket kiváltó hatásán alapszik.

2.2.3.1 Fém tükör és optikai üreg

Az abszorpcióvesztés talán legjelentősebb hányadát az okozza, hogy a beérkező fény nagy része elnyelődés helyett reflektálódik, vagy egyszerűen csak áthalad a rendszeren. A transzmisszió nagymértékben csökkenthető egy „tükör” beeső fény felől nézve az NbN



6. ábra Optikai üreggel és tükörrel integrált SNSPD. A megvilágító fény a szubsztát (kék) felől érkezik a nióbium-nitrid (zöld) mintázat felé. Az optikai üreg HSQ-val (szürke) van kitöltve, tükörként (sárga) arany funkcionál.

mintázat mögé integrálásával. A tükör anyagának lehetőleg nagy visszaverő képességgel kell rendelkeznie adott hullámhossztartományon, de figyelembe kell venni a nióbiumtól elválasztó térrész (a későbbiekben *optikai*-, vagy egyszerűen csak *üreg*) kitöltési anyagát, máskülönben a kettő közötti adhézió csökkentheti a tükör illetve az üreg hatékonyságát is. A kialakult optikai üreg megfelelő méret választás mellett tovább

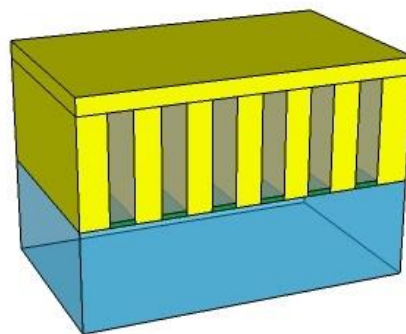
növelheti a detektor abszorpcióját, azáltal, hogy a tükörről és a hordozó nióbium-nitrid határfelületről visszaverődő fény destruktív interferenciájával tovább korlátozza a fényvesztést [10]. Ehhez az üregnek a megvilágító fény hullámhosszának negyedével összemérhető vastagságúnak kell lennie. Általában ezen optikai üregek kitöltési anyagaként HSQ-t (hydrogen silsesquioxane) használnak, mert nincs semmilyen káros hatással a detektorra, kezelése egyszerű a detektor gyártási folyamatok során, amelyben litográfias resistként is használható. Továbbá a telekommunikáció számára fontos infravörös tartományban elnyelő képessége gyakorlatilag elhanyagolható. Az arany tükörként ezen a hullámhosszon is jó tulajdonságokat mutató anyag. Egy optikai üreg integrálásával a detektor hatékonysága akár 57%-os is lehet 1550 nm hullámhosszú megvilágító fénynél, ami optimalizációval tovább

növelhető. Az optikai üreg jó tulajdonsága, hogy nem rontja a detektor jóságát mérő többi tulajdonságot.

2.2.3.2 MIM nanoüreg

A két legjelentősebb fellépő probléma a detektor tulajdonságainak javítása felé tett törekvések során, hogy egyrészt az abszorbens NbN annyira vékony, hogy a beérkező fotonnak van rá nem elhanyagolható esélye, hogy egyszerűen csak áthalad rajta, másrészt pedig annak aktív felülete túlságosan kicsi ahhoz, hogy a szabadon terjedő, vagy akár optikai kábelben érkező fényt hatékonyan lehessen vele mérni. Hosszan kanyargó huzal rendszert ilyen 100 nm nagyságrendű tartományokban roppant nehéz legyártani és a hosszal arányosan növekvő kinetikus induktancia miatt nem is érdemes. Ezért olyan a detektorra integrálható struktúrák szükségesek, amelyek növelik a fény és az aktív felület térbeli átfedését, valamint a kettejük közötti kölcsönhatás idejét.

Ennek egyik lehetséges módja, egy ún. antenna rendszer integrálása az aktív felület és tükrözés közé [11, 12]. Egy ilyen megvalósítás során a kanyargó

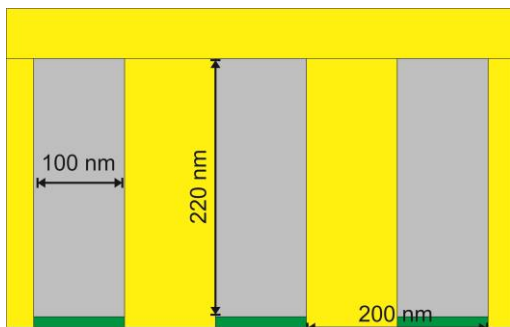


7. ábra Üreg mintázattal integrált SNSPD. A megvilágító fény a szubsztrát (kék) felől érkezik a nióbbium-nitrid huzalokhoz (zöld). Az üregeket arannyal (sárga) és tükrözéssel alakították ki (szürke) és HSQ-val töltötték fel (szürke).

NbN nanohuzal egymással párhuzamos hosszabb szakaszai között a hordozó anyagtól egészen a tükrözés magasságáig elektromosan vezető szegmenseket integrálunk, így csak a huzalok felett azokkal azonos vagy valamivel szélesebb térrészben hagyva meg az üreget eredetileg kitöltő HSQ szigetelőt. A rendszerünk ekképpen egyetlen optikai üreg helyett egy a huzalok szélességével összemérhető szélességű üregek hullámhossznál kisebb periodicitású mintázata (nanocavity array) lesz (7.ábra). Gyártási szempontból célszerű az üregeket egymástól elválasztó antennák anyagát a tükrözéssel azonosra választani.

Az antennák integrálásával már nem lesz érvényes, hogy negyed hullámhossznyi az optimális üreg vastagság. Az irodalomban megtalálható véges elem módszerrel végzett kezdeti numerikus vizsgálatok során meghatározták az üregek vastagságát, a NbN huzalok és antennák közötti távolságot, és kizárólag az antennák szélességének változtatásával variált periódus optimális értékeit az alapján, hogy mikor legnagyobb egy ilyen detektor érzékenysége [12, 13]. A számításokat 1550 nm hullámhosszú p- és s-polarizációjú fénnel végezték el egyetlen optikai üreget, vagy csak az antenna mintázatot tartalmazó rendszerekre egyaránt.

Ezek eredménye szerint a beeső p-polarizált fényre az üregek magassága 220 nm, a periódus pedig az 50%-os kitöltési aránynak megfelelő ≈ 200 nm-re mutatta a legmagasabb abszorpciót. Az üregek széle és a huzalok közti távolságról ezzel szemben az mondható el, hogy minél kisebbek annál, hatékonyabb detektorhoz jutunk és a legjobb abszorpciót akkor kapjuk, ha ezen távolság eltűnik, vagyis az üregek szélessége éppen a huzalokéval egyezik meg (8.ábra). Az optikai üreget, vagy csak antenna mintázatot tartalmazó rendszerek hatékonysága ennél lényegesen alacsonyabb, ami jelzi, hogy csak a kettő együttes integrálásával érhető el az abszorpciós képesség nagyhatású fokozása. 220 nm magas, 100 nm széles és 200 nm



8. ábra Az üreg mintázat optimális méretei. HSQ (szürke), Au (sárga), NbN (zöld)

periodicitású üreg mintázat integrálásakor 96%-os érzékenység is elérhető.

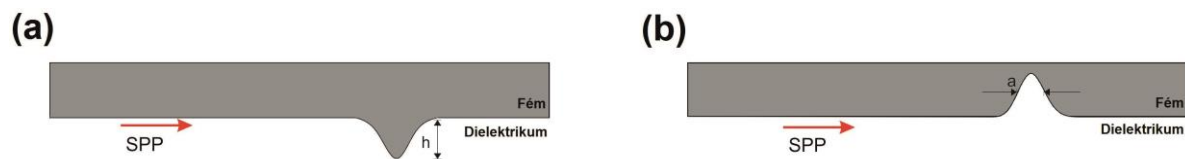
Egészen más a helyzet az s-polarizált fény kivilágítás esetében analóg S-orientációban végzett számításoknál. A mért abszorpció ilyenkor lényegesen elmarad az ellentétes polarizációnál tapasztaltaktól. A számításokból az látható, hogy az s-polarizált fényvel megvilágított detektorok hatékonysága csak az antenna mintázat

integrálásakor romlik számottevően a p-polarizált esetekhez képest [12, 14, 15 16]. Ennek oka úgy érthető meg, ha az antennák és üregek mintázatára úgy tekintünk, mint egymást követő fém-szigetelő-fém rétegek alkotta plazmonikus hullámvezetők egész sorára [17, 18, 19]. Az ilyen MIM vezetők ugyanis csak TM plazmonikus módusok keltését teszik lehetővé. Az ekkor lezajló optikai folyamatok szoros kapcsolatban vannak az egydimenziós periódikus résmintázatokkal átvágott vékony fémlemezek megvilágításánál leírt extraordinárius transzmisszió jelenségével. Az ilyen nanostruktúrákkal integrált eszközök megvilágítása során azt tapasztalták, hogy az áthaladó fényintenzitás nagymértékben meghaladja a lyukak és rések felülete alapján számolt várható értékeket, egyes esetben akár még a 100%-os, veszteség nélküli áthaladást is elérve [20]. A lemez vastagságának növelésével a plazmonok réseken keresztüli csatolása gyengébbé válik, így a másik oldalon is csökken a kisugárzott fény intenzitása. Ha a rés mintázat egyik oldalán kellő vastagságú fémréteggel le van zárva, akkor a beeső fény nem tud a tőle távolabbi oldalon haladó plazmonba csatolódni. Ez csak a beeséshez közelebbi felületen a lezárt MIM hullámvezetőként viselkedő üreg belépő oldalán történhet meg. A felületi plazmon polaritonok elektromos mezője, ahogyan azt az elméleti bevezetőben láthattuk a gerjesztő fény hullámhosszával jóval kisebb, 100 nm széles üreg esetében 880 nm-es nagyságrendű, ami egy abszorbens anyag nano-üregbeli elhelyezésével hatékonyan elnyelhető.

Ráadásul a hullámvezető lezárása az üreg tetejénél erős reflexiót eredményez, az üreg negyed hullámhosszra rezonáns viselkedést biztosít, ami egy optimalizált üregre akár egy nagyságrendnyi térerősség erősítést is eredményezhet. Azonban a rezonáns nanoüregek nemcsak a plazmonikus módusok keltésével képesek javítani a detektorok hatékonyságán. A megvilágító fény hullámhosszánál kisebb periódusú mintázatok esetében az extraordinárius transzmisszió is tapasztalt kollektív üreg rezonancia jelensége itt is fellép, ami széles szögterületben nagy térerősséget eredményez az üregekben [14, 16, 20, 21].

2.2.3.3 Bemélyedések és kiemelkedések

Plazmonikus effektusokat kiaknázó detektorok hatékonyságának további növelésére lehetnek alkalmasak a felületekre szándékosan felvitt „hibák”, vagyis bemélyedések és kiemelkedések. Ezekkel a felületelemekkel a terjedő plazmon három különböző interakcióba léphet: visszaverődhet, fénybe csatolódva szóródhat, vagy egyszerűen csak áthaladhat rajtuk. A legvalószínűbb az, hogy mindez egyszerre van jelen egy kölcsönhatásban, de hogy melyikük határozza meg dominánsan az optikai választ, erősen függ a felületelem méreteitől, valamint a felületi plazmon polariton hullámhosszától is [22].



9. ábra Felületi hibák sematikus ábrája 'h' magasság és 'a' félértékszélesség paramétereikkel feltüntetve. (a) Kiemelkedés, (b) bemélyedés.

Egydimenziós numerikus szimulációkkal azt állapították meg, hogy keskeny, $a = \lambda_{SPP}/5$ –nél vékonyabb bemélyedésekre (λ_{SPP} a plazmon polariton hullámhossza) és kiemelkedésekre egyaránt mérsékelt transzmisszió jellemző, amit erős reflexió kísér. A magasság/mélység növelésével a reflexióképesség jelentős mértékben változott. Infinitesimalisan keskeny hibákra a visszaverő képesség eltűnik, a transzmisszió 100%-os. A hibák félértékszélességének növelésével a reflexió gyorsan növekszik, maximumát Gauss görbe alakú hibákra $\lambda/h \approx 0,1$ értéknél éri el. Ennél a szélességnél a vertikálisan jelentősebb hibák nagyobb reflexiót eredményeznek és a bemélyedésekre mutatott maximális visszaverőképesség mindig nagyobb, mint a kiemelkedésekre. Az enyhébb felületi hibák nagyobb szélességeknél is képesek reflektálni a felületi plazmont, de a hullámhossz felénél szélesebb hibákra már ezek reflexiója sem jelentős. A maximalizált reflexiójú felületi objektumokra, mint „plazmonikus tükör” utal az irodalom [22].

Míg kis szélességekre a konvex és konkáv struktúrák hasonlóképpen viselkednek, addig növekvő laterális dimenzióra teljesen különböző optikai választ adnak. Kiemelkedéseknél a reflektáló szélességtartományt elhagyva a szélesség növelésével a kiemelkedéssel kölcsönhatásba lépő plazmon elektromágneses terének egyre növekvő hányada csatolódik a dielektrikumba szóródó fénybe. Ez az átmenet a kiemelkedés magasságának növelésével élesebbé tehető. A bemélyedések optikai válasza egészen érdekes, szélességének függvényében oszcilláló reflexiós-transzmissziós választ ad. A dolgozatban leírt későbbi vizsgálatok során alkalmazott deflektorok (kiemelkedések) és trench-ek (bemélyedések) mérettartománya csak a domináns reflexió régiójába esik. A plazmonikus struktúrákon alapuló detektorok abszorpciós hatékonyságának egyik lehetséges módja így a fent tárgyalt bemélyedések és kiemelkedések megfelelő méretezése és elhelyezése. Az eddigi számítások során már sikerült a deflektorok méretének és elhelyezésének olyan konfigurációját megtalálni, ami az általuk okozott nanofotonikai jelenségek révén abszorpció növekedést eredményezett.

3.Motiváció és célkitűzések

Kutatásainkat az a cél motiválta, hogy a felületeken kelthető nanofotonikai jelenségek segítségével az abszorpciót hatékonyan növeljük az abszorbens hosszának csökkenése mellett is. Az ilyen elven megtervezett detektorok nagy sebességű működésre alkalmasak, vagyis rövid éleddési idővel rendelkeznek nagy hatásfok mellett, jóllehet csak speciális megvilágítási feltételek és detektor orientáció esetében. Tudomásunk szerint előttünk még senki nem próbálkozott a szupravezető detektorokban zajló optikai és elektronikai jelenségek által okozott korlátokat ilyen módon áthidalni és a detektor orientációt egyszerre változtatni annak az optimális konfigurációnak meghatározása céljából, amelyben a detektor abszorpciós hatásfokának értéke maximális.

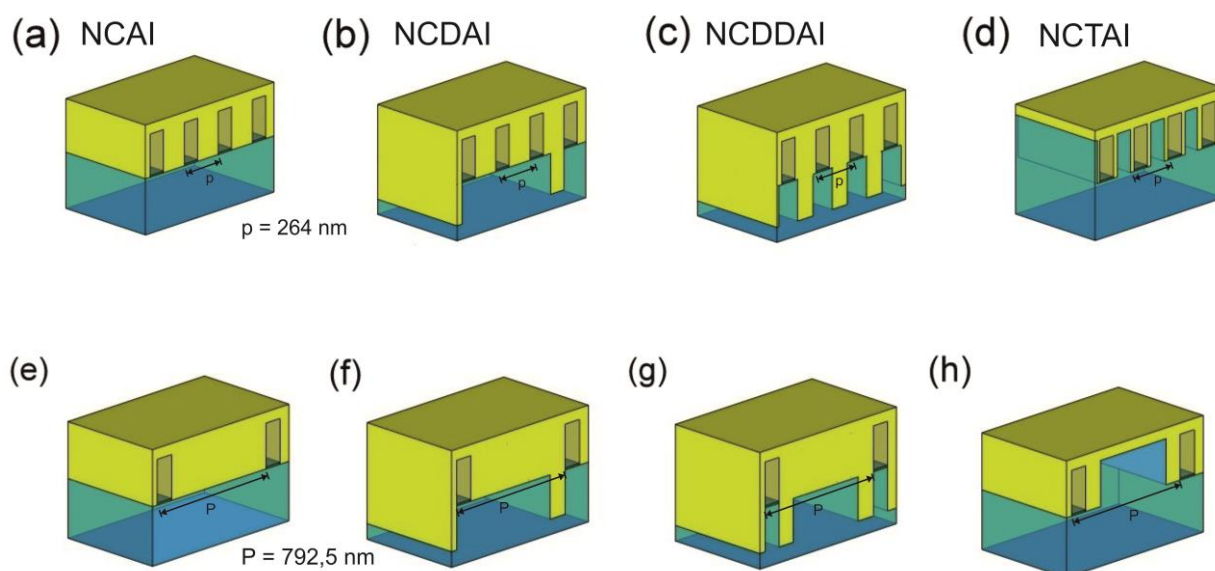
Célunk az volt, hogy a megvizsgáljuk a különböző felületre integrált plazmonikus struktúrák hatását a detektorok optikai válaszára valamint, hogy megismerjük az általuk keltett nanofotonikai jelenségeket és megértsük azok fizikai hátterét. Emellett célul tűztük ki azt is, hogy ezen plazmonikus struktúrákkal és a detektor orientációjának változtatásával maximalizáljuk az egyes integrált rendszerek hatásfokát. Mindeközben szem előtt tartottuk a detektorok más kvantuminformatika területén történő felhasználási lehetőségeit is, ezért szándékaink egyike volt az is, hogy a különböző polarizációjú fénynyaláb elnyelésére mutatott hatásfokot is meghatározzuk, ezzel feltárva a detektor kvantumkommunikációra és titkosítására vonatkozó potenciálját.

4. Vizsgálati módszerek

4.1 Vizsgált rendszerek

Egy hatékonyabb detektor konfiguráció meghatározásának érdekében összesen 8 modellen (10a-h.ábrák) végeztünk numerikus szimulációkat. Az első négy detektortípus aktív felületén található mintázat periódusa jó közelítéssel háromszorosa volt a másik csoporténak. A kettő periódus-tartomány összehasonlításával lehetőség nyílik az optikai válaszban szerepet játszó plazmonikus-, vagy más közel-tér effektusok felderítésére, valamint a nagyobb periódus hatékonyságának és ezzel létjogosultságának megítélésére.

A kisebb periódus (10a-d.ábrák) négy különbözően modulált felületű detektorának mindegyike tartalmazott egy kvarc hordozóra felvitt, az elméleti bevezetésben is szereplő kanyargó nióbbium-nitrid nanohuzal mintázatot a kvarc-arany határfelületen terjedő plazmon hullámhosszának negyedével összemérhető $p = 264$ nm periódussal. A huzalok szélessége 100 nm, vastagságuk 4 nm volt, rajtuk egy 2 nm vastagságú elektromos szigetelést biztosító oxidréteggel. A huzalok feletti térrész ezúttal arannyal volt kitöltve, benne az NbN mintázat periódusát követő optimálisan 100 nm széles, 220 nm vastag HSQ nanoüreg rendszerrel, melyek végét egy 60 nm vastag arany tükör zárta le.



10. ábra A vizsgált detektorok sematikus ábrái, periódusuk és elnevezéseik rövidítései. Kvarc hordozó (kék), NbN abszorbens (zöld), HSQ-val töltött üreg (szürke) és arany reflektor/antenna/deflektor rendszer (sárga) látható az egyes modelleken.

A 10a.ábrán látható detektor csak ezzel a MIM nanoüreg mintázattal volt integrálva (nanocavity array integrated SNSPD: NCAI-SNSPD).

A tőle jobbra elhelyezkedő 10b.ábrán illusztrált rendszer az üregeken kívül egy a huzal mintázatnál háromszor nagyobb periódusban elhelyezett arany kiemelkedés, azaz deflektor mintázattal (nanocavity-deflector array integrated SNSPD: NCDAI-SNSPD) is rendelkezett. A deflektorok szélessége 100 nm, magasságuk 220 nm volt, amely méretek adott hullámhossznál egy plazmonikus tükör tulajdonságokat mutató struktúráéval egyeznek meg. Pozíciójukat tekintve a huzalok közvetlen közelében vannak, a 10b.ábrának megfelelő elhelyezéssel.

A harmadik rendszerben a deflektorok mintázatának periódusa kisebb, a huzalokéval megegyező (10c.ábra). Méreteikben nem történt változás, azonban ennél a dupla deflektoros rendszernél (nanocavity-double deflector array integrated SNSPD: NCDDAI-SNSPD) az arany kiemelkedések az antennák közepére voltak pozícionálva, vagyis az őket körülvevő huzaloktól azonos, 32 nm-es távolságra.

Végül a bemélyedésekkel rendelkező detektornál (nanocavity-trench array integrated SNSPD: NCTAI-SNSPD) (10d.ábra) az előbbi deflektor mintázat helyett az aranyba a nanohuzalokkal egyenlő periódusú, azoktól ismét 32 nm-es távolságra egy 100 nm széles és 226 nm mély résekből álló sorozat volt integrálva.

A 10e-h.ábrákon látható, hogy a felületen terjedő plazmon hullámhosszának háromnegyedével megegyező, $P = 792,5$ nm periódusú nanohuzal mintázattal integrált detektorok az előbbi rendszerekhez nagyon hasonlóak.

Az első esetben a különbség csak az üreg mintázat megháromszorozott periódusában mutatkozik 10e. A 10f.ábrán illusztrált deflektoros elrendezésről is ez mondható el, hiszen a deflektorok periódusa és elhelyezkedése ennél az NCDAI rendszernél nem változott, „csak” az üregek száma csökkent.

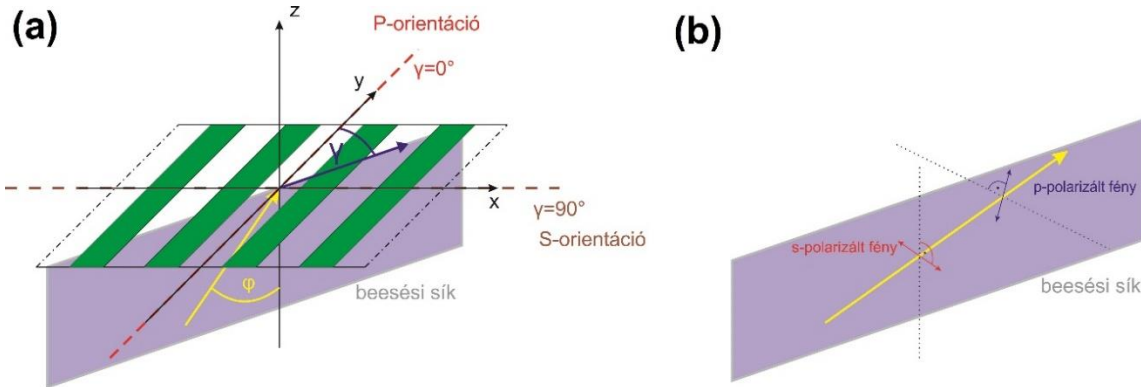
A dupla-deflektoros rendszerek közti eltérés már számottevőbb (10g.ábra). Míg a kisebb periódusnál a deflektorok az antennák közepénél voltak, a nagyobb periódus esetében azokat a huzalok két oldalánál közvetlen helyezettük el.

A mélyedéseket magába foglaló modellnél a bemélyedés szélessége 492 nm volt, az üregeket körbevevő antennák szélessége pedig 32 nm helyett 100 nm a megháromszorozott periódus miatt (10h.ábra).

4.2 Véges elemes módszer

A detektorok megvilágító fény hatására mutatott optikai válaszát az ún. véges elemes módszerrel (finite element method: FEM) határoztuk meg. Ez egy olyan numerikus számításokon alapuló eljárás, melynél a szimulálni kívánt fizikai jelenséget leíró parciális differenciálegyenleteket a tér egyes pontjaiban oldjuk meg, és a megoldásokat terjesztjük ki a pontok közötti térre [23]. Az eredmény pontossága így a térben meghatározott csomópontok számától és a közelítés precizitásától függ, aminek a rendelkezésre álló számítási kapacitás és idő szab fizikai határt.

A szimulációk előkészítéséhez és végrehajtásához a COMSOL Multipysics programcsomag Maxwell-egyenletek megoldását tartalmazó rádiófrekvenciás (RF) modulját alkalmaztuk. A fotodetektorok megvilágítás irányától függő optikai válaszának felderítésére a beeső fény detektorok aktív határfelületének normálisával bezárt φ poláris szögét és beesési síkjának a huzalok hosszanti tengelyével bezárt γ azimutális szögét változtattuk 0° - 85° illetve 0° - 90° -ig.



11. ábra A megvilágítás módszere. (a) Poláris és azimutális szög, valamint a detektorok nevezetes orientációi. (b) s- és p-polarizált fénnel történő kivilágítás.

A koordináta rendszert úgy vettük fel, hogy a határfelület az x - y síkban legyen és a megvilágítást a felhasználások során elterjedt p- és s-polarizált fénnel végeztük. A fényt homogén síkhullámként definiáltuk egy ún. port határfelület páron p-polarizált fénnél $\mathbf{H}$ mágneses mezővel megadva egyes komponenseit:

$$H_x e^{-i(k_x x + k_y y + k_z z)} \quad H_x = H_0 \cos \gamma \quad (4.1a)$$

$$H_y e^{-i(k_x x + k_y y + k_z z)} \quad H_y = H_0 \sin \gamma \quad (4.1b)$$

$$H_z e^{-i(k_x x + k_y y + k_z z)} \quad H_z = 0 \quad (4.1c)$$

Az s-polarizált fényt pedig $\mathbf{E}$ elektromos mezővel határoztuk meg.

$$E_x e^{-i(k_x x + k_y y + k_z z)} \quad E_x = E_0 \cos \gamma \quad (4.2a)$$

$$E_y e^{-i(k_x x + k_y y + k_z z)} \quad E_y = -E_0 \sin \gamma \quad (4.2b)$$

$$E_z e^{-i(k_x x + k_y y + k_z z)} \quad E_z = 0 \quad (4.2c)$$

Az egyenletekben szereplő k_i hullámvektorok

$$k_x = k_0 \sin \varphi \sin \gamma \quad (4.3a) \quad k_y = k_0 \sin \varphi \cos \gamma \quad (4.3b) \quad k_z = k_0 \cos \varphi \quad (4.3c)$$

összefüggésekkel határozhatóak meg. A számításokat úgy végeztük, hogy egyetlen periódusnak megfelelő elemi cellát szimuláltunk, ennek határfelületein ún. Floquet periodikus határfeltételt szabtuk ki jobb és bal oldalára egyaránt. Ezzel a fázishelyes csatolással egy végtelen periodikus rendszert kaptunk, ami mentes volt a széleken bekövetkezett hatásoktól. Az elemi cella felső és alsó határán egy tökéletesen illesztett réteget (perfectly matched layer: PML) adtunk meg, hogy a hamis reflektálódó hullámokat kiszűrjük a rendszerből. A detektort felépítő dielektrikumok hullámhossz-függő tulajdonságát a Cauchy formula szerint, a fémek komplex dielektromos állandóját pedig az irodalom alapján határoztuk meg. Végül az abszorpciót az abszorbens anyagban keletkező hő alapján számítottuk ki úgy, hogy azt a bejövő összes energiával osztottuk.

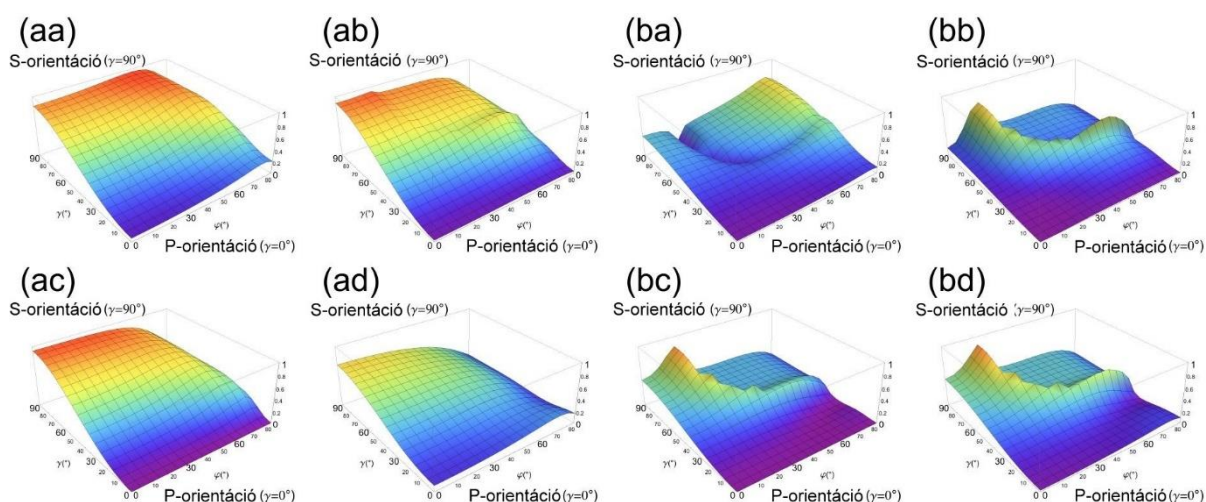
A fentieket felhasználva egy modellben az optikai válasz már meghatározható. A megvilágítás $\lambda = 1550$ nm hullámhosszon történt végtelen síkhullámmal, a fény beesési paramétereit úgy változtattuk, hogy először poláris és azimutális szög kis felbontású ($\Delta\varphi$ és $\Delta\gamma = 5^\circ$) együttes variálásával számítottuk a beesési szög és orientáció függő abszorpciót. A $\gamma=0^\circ$ -kal jellemezhető P-, valamint $\gamma=90^\circ$ -os S-orientációnál $\Delta\varphi = 1^\circ$ -onként haladva vizsgáltam a poláris szög-függő abszorpciót és azokon a szögtartományokon ahol az értékek gyors változása megkövetelte ennél nagyobb felbontásban végeztem a számításokat. A részadatokat felhasználva a detektor határfelületének környezetében ábrázoltam a közel-tér eloszlást az abszorpciós görbék nevezetes pontjainál. Az egyes polarizációk elnyelési hatásfokának arányait, vagyis a polarizációs kontrasztot is a két nevezetes orientációban számítottam ki. A kontrasztot mindig az adott orientációban kevésbé elnyelődő polarizációhoz történő viszonyítás alapján határoztam meg. Az optikai válasz spektrális függését 500 nm-es tartományon 1250-1750 nm-es intervallumon határoztam meg a poláris szögtől függő abszorpció szélső értékeinél. Végül a polarizáció kontraszt hullámhossztól való függését is vizsgáltam P- és S-orientációban egyaránt, az abszorpció maximumokat eredményező poláris szögeknél.

5.Eredmények

Ebben a fejezetben olvashatóak a vizsgálatok során kapott eredmények és a belőlük levonható konklúziók. A kapott abszorpciós értékeket és közel-tér eloszlásokat három- és kétdimenziós ábrákkal támasztom alá.

5.1 Eredmények p-polarizált megvilágító fényre

5.1.1 Poláris és azimutális szög-függő abszorpció



12. ábra A poláris és azimutális szög-függő abszorpció p-polarizált fényre. Kis periódusú rendszerek: (aa) NCAI-, (ab) NCDAI-, (ac) NCDDAI-, (ad) NCTAI-SNSPD. Nagy periódusú rendszerek: (ba) NCAI-, (bb) NCDAI-, (bc) NCDDAI-, és (bd) NCTAI-SNSPD

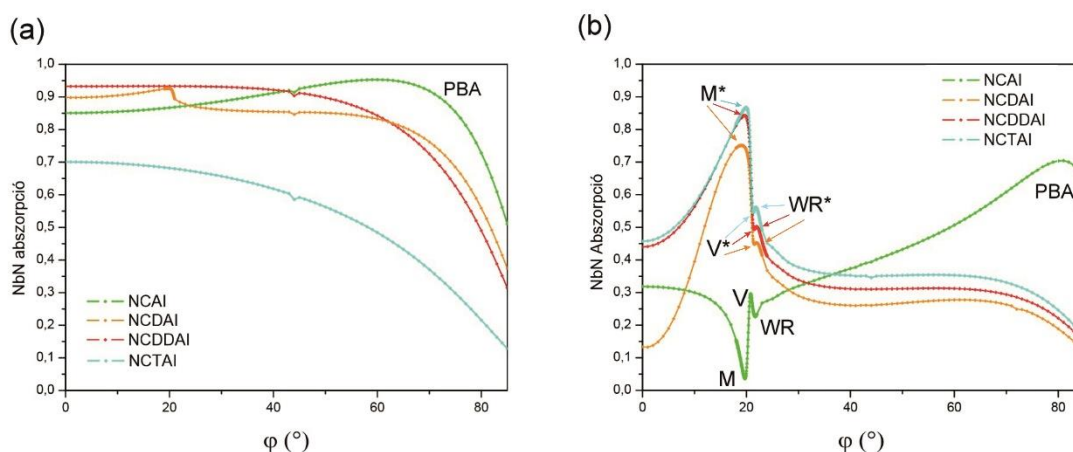
A háromdimenziós ábrákon jól látható, hogy a detektorok periódustól és integrált struktúrától függetlenül p-polarizált beeső fényt leghatékonyabban akkor tudnak elnyelni, ha annak beesési síkje és így elektromos vektora a nióbbium-nitrid huzal mintázatra merőleges (S-orientáció). A később részletezendő nagyobb felbontású poláris szög-függő abszorpció számításokat ezért mind S-orientációjú detektor állásban végeztük el, ha a megvilágító fény p-polarizált volt.

A kisebb periódusú nióbbium-nitrid huzal mintázattal integrált detektorok P-orientációban - vagyis amikor a fény beesési síkje és polarizációja egyaránt párhuzamos a huzalokkal- minden beesési szögre kisebb abszorpciót mutatnak (12aa-ad.ábra). A detektor forgatásával minden kis

periódusú rendszer hatékonysága monoton növekedni kezdett. Egyetlen kivétel ez alól az egy-deflektoros detektor volt, aminek abszorpciójában némi moduláció jelentkezik a 40°-os azimutális szögeknél egy keskeny poláris szögtartományon belül. Ez a moduláció az azimutális szögek hangolásával azonban erősen poláris szög specifikus lesz, ezzel kialakítva a poláris-azimutális szögek paraméter-felületén látható abszorpciós maximum vonulatot (12ab és 12ba-bd. ábrák).

A nagyobb huzal és struktúra periódusú detektoroknál (12ba-bd. ábra) az említett moduláció hasonlóan jelentkezik, ami mutatja, hogy ez az öt, nagyobb periódusú mintázatot is tartalmazó detektorban analóg jelenségek játszódnak le az egyes kritikus orientációkban és poláris szögeknél. Eltérően csak az üreg mintázattal integrált detektor viselkedik, amiben a fényjelenség abszorpciós minimumot eredményez maximum helyett. Ugyan ennél a modellnél mindkét periódusban abszorpció növekedés tapasztalható nagy poláris és azimutális szögekre.

5.1.2 Poláris szögtől függő abszorpció



13. ábra Poláris szögtől függő abszorpció p-polarizált fényre, S-orientációban (röviden p-to-S). (a) A kis periódusú rendszerek (b) nagy periódusú rendszerek.

A p-polarizált fénnel megvilágított S-orientációjú kis, és nagyperiódusú detektorok optikai válaszában poláris szögtől való függését mutatja az 13. ábra. Rögtön észrevehető, hogy a kisebb, p periódusra az optimális kitöltési arány miatt a detektorok hatékonysága széles szögtartományon lényegesen nagyobb, mint a ritkább NbN mintázat esetében. Tovább vizsgálva a kisebb periódusú rendszereket, az vehető észre, hogy az üregmintázattal integrált NCAI detektor abszorpciója merőleges beesésnél alacsonyabb, mint a deflektorral rendelkező rendszerek, de még így is igen magas 85%-os értéket mutat (13a. ábra, zöld színű görbe). A beesési szög növelésével az abszorpció tovább növekedik, globális, 95,3%-os maximumát 60°-

nál éri el, ami megfeleltethető az üreg mintázat plazmonikus Brewster szögének [24, 25]. Az ennél nagyobb poláris szögekre az abszorpció viszont rohamosan csökken.

Az egy-deflektor sorral ellátott rendszer érzékenysége merőleges beesésnél már 90% körüli, maximumát $19,85^\circ$ -nál éri el 92,7%-on (13a.ábra sárga színű görbe). Ez az abszorpciós csúcs hasonlóképpen megjelenik a nagyobb periódusú mintázatokkal integrált detektoroknál is, ami az őt okozó nanofotonikai jelenség egyediségére, és nagyobb periódusra vonatkozó specifikusságára utal. A globális maximumot követve egy rövid, de meredek csökkenés után az abszorpció széles szögtartományban 85% körüli értéket mutat. Az előbbi modellnél látott plazmonikus Brewster szögnek köszönhető abszorpciónövekedés itt nem tapasztalható. Ettől eltekintve, 60° -nál nagyobb beesési szögre az NCDAI rendszer görbéje az üregmintázattal rendelkező NCAI detektor abszorpciójának szög-függő karakterisztikájával szinte megegyező lefutást mutat csak kisebb értékekkel.

Ha az antennák mindegyikére deflektort helyezünk, úgy a merőleges beesésnél mutatott elnyelő képesség tovább javul, 93,3%-os maximumát 18° -nál éri el (13a.ábra piros színű görbe). Mint látható több deflektor nem mutatja válaszában azt a modulációt, amit egy deflektor esetében volt látható, hanem a moduláció szögtartományában közel állandó marad. Ez jelzi, hogy a végbemenő nanofotonikai jelenséget nem a deflektor maga, hanem a nagyobb periódus megjelenése kelti. Jóllehet a detektor hatékonysága ebben a kritikusnak tűnő tartományban így is meghaladja az egy-deflektornál elért eredményeket.

Amennyiben deflektorok helyett bemélyedéseket, vagyis trencheket integrálunk a felületre az abszorpcióképességben drasztikus csökkenést tapasztalunk. A görbe karakterisztikája hasonlatos az dupla-deflektoros rendszeréhez, bár merőleges beesésnél több mint 20%-os csökkenéssel 70,1%-os hatékonyságot mutat és ez a különbség marad meg jó közelítéssel az egész poláris szög tartományra (13a.ábra ciánkék színű görbe). Látható, hogy trench jelenlétében sincs az egy-deflektornál kis szögeknél tapasztalt moduláció, sem plazmonikus Brewster szög, azonban az abszorpció csökkenésének üteme valamivel kisebb a dupla-deflektoros rendszeréhez képest. A kis periódusú rendszerek menetében mind megfigyelhető integrált struktúráktól függetlenül 45° környékén egy enyhe abszorpció csökkenés, ami a félvégtelen szilícium és levegő határfelületén bekövetkező teljes visszaverődés jelenségének hatása.

Áttérve a nagyobb, P periódus eredményeinek kiértékelésére rögtön észrevehető annak fokozott modulációja a kisebb periódusú rendszerek válaszához képest (16b.ábra). Kezdve az üreg mintázattal ellátott NCAI detektorral, a nagyobb periódus merőleges beesésnél mért abszorpciója a harmad akkora kitöltési arány miatt több mint 50%-al alacsonyabb a kisebb

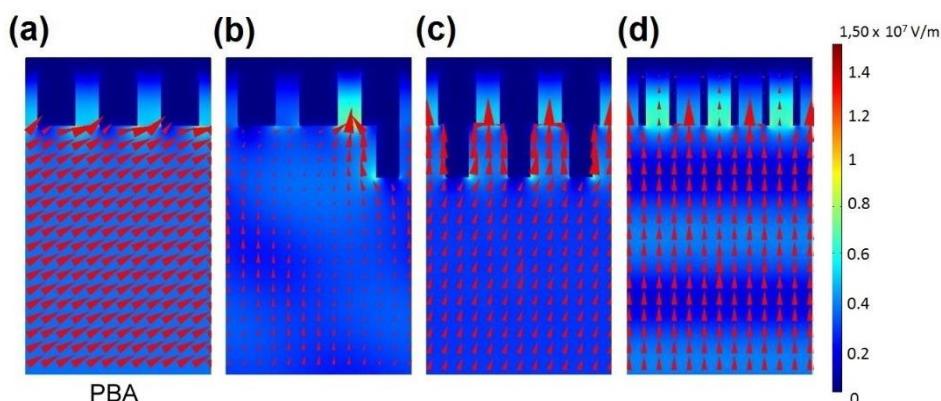
periódushoz képest. A poláris szög növelésével ez az érték tovább csökken, és az eddig kitüntetett $19,85^\circ$ -hoz közeli $19,7^\circ$ -nál globális minimumot mutat, 3,6%-os abszorpcióval (13b.ábra zöld színű görbe). A minimum után gyors növekedés következik, $20,8^\circ$ -os beesési szögnél egy lokális 29,7%-os maximum, majd $21,7^\circ$ -nál ismét egy lokális 22,6%-os minimum jelentkezik. Ezen erős fluktuációt eredményező poláris szögtartomány után monoton növekedés következik, ami 80° -nál, vagyis a nagyobb periódusú üreg mintázat plazmonikus Brewster szögénél [24, 25] egy globális, 70,4%-os maximumban csúcsosodik ki, amit gyors csökkenés követ. Az összes nagy periódusú detektorra igaz, hogy a globális maximumuk értéke ugyan elmarad a kisebb periódushoz képest, viszont lényegesen nagyobb, mint azt a kitöltési arány alapján várni lehetne. Ezért használatukat érdemes megfontolni, ha nagyobb sebességű detektorra van szükség.

Ha a rendszerben deflektor mintázat is jelen van, merőleges beesésnél még alacsonyabb, 14%-os abszorpció érhető el. Ezt azonban az iménti nagy periódusú NCAI detektorral éppen ellentétben, egy globális maximum ($75,1\%$ $19,05^\circ$ -nál), lokális minimum ($44,8\%$, $21,4^\circ$) majd ismét egy lokális maximum követi ($45,3\%$, $21,95^\circ$) (13b.ábra sárga színű görbe). Összevetve ezt az előbbi rendszerrel az feltételezhető, hogy a deflektor az aktív felület alatt kialakuló mezőn éppen fél hullámhossznyi tol, ezzel a NbN abszorbens huzalok alatt csomópontok helyett duzzadóhelyeket eredményezve. Ennek megerősítésére majd a közel-tér eloszlások vizsgálatánál kerül sor. Az abszorpció a globális maximum után 30% alá zuhan, majd 60° beesésig néhány százalékot növekszik csak, mielőtt a nagyobb szögekre jellemző csökkenésbe kezd.

Több deflektor integrálásával érdekes módon a merőleges beesésnél mért abszorpció magasabb, 13%-al meghaladja a nagy periódus deflektor nélküli megvalósítását is (13b.ábra piros színű görbe). Ez azért lehetséges, mert az egymástól 164 nm-re lévő deflektorok hatékonyabban vezetik a fényt a huzalokhoz, mint a csak plazmonikus tükröként funkcionáló egy deflektorok. Ezt követően az abszorpciós görbe karakterisztikája szinte megegyezik az egy-deflektoros rendszerével, annyi különbséggel, hogy az abszorpció végig nagyobb néhány százalékkal. Globális maximuma így $84,3\%$, $19,65^\circ$ -nál.

A trench-es megvalósítást tekintve is ugyanez a helyzet áll fenn, csak az előbbi rendszerrel is magasabb értékekkel. Ez annak köszönhető, hogy a huzalokat körbevevő 100 nm vastagságú aranyszegmensek és a 226 nm mély, 492 nm széles bemélyedés egy „megemelt” dupla-deflektor mintázatnak felel meg, ami a nióbium huzalokhoz közelebb modulálja az elektromágneses teret. Az abszorpció legmagasabb értéke $86,75\%$ $19,96^\circ$ -nál (13b.ábra ciánkék színű görbe).

5.1.3 Detektorok közel-tere az abszorpciós szélsőértékeknél.



14. ábra Kis periódusú detektorok közel-tere. A normalizált E mező és a Poynting vektor. (a) NCAI 60° (PBA-Plazmonikus Brewster szög) (b) NCDAI $19,85^\circ$ (c) NCDDAI 18° (d) NCTAI 0°

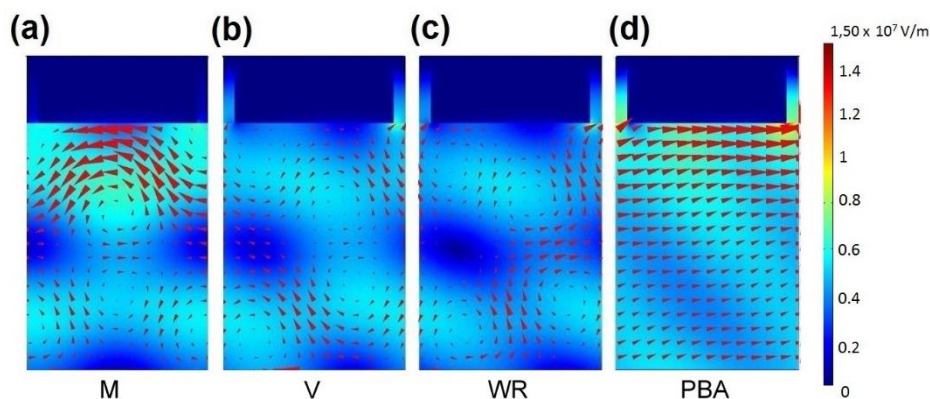
A detektorok optikai válasza mögött álló nanofotonikai jelenségek feltárásának érdekében a numerikus számolások során a görbék maximumánál és nevezetesebb pontjainál közel-tér vizsgálatokat is végeztünk, most az ezekből levonható következtetéseket írjuk le.

A 14.ábrán az NCAI-, NCDAI-, NCDDAI- és NCTAI detektorok elemi cellájának vertikális metszete látható. A 14a.ábrán lévő NCAI-SNSPD 60° -os beesésnél számolt közel-terén látszik, hogy a normalizált elektromos mező eloszlása szimmetrikus a detektor geometriájának szimmetriasíkjára, maximuma pedig az üregek bejáratánál található. A Poynting vektor is az üregek felé mutat, amiből azt a következtetést lehet levonni, hogy az antennák hatékonyan terelik a mezőt az üregekbe. Az így kapott erősített mezőt a Brewster szögnek megfelelő orientációban az üregeken áthaladó fény is tovább erősíti [24, 25].

Az ezt követő deflektoros NCDAI rendszer már aszimmetrikusan koncentrálja és erősíti az elektromágneses mezőt az abszorpció 18° -nál tapasztalható globális maximumánál (14b.ábra). Az elektromos tér maximuma ekkor a deflektor megvilágítás felőli oldalához legközelebb eső üregnél található.

Amikor minden antennára deflektort integráltunk, a mező eloszlása ismét szimmetrikussá válik a globális maximumnál (14c.ábra). Ekkor az egyes üregeknél mért erősített elektromos mező megegyezik és a kollektív rezonancia miatt igen magas értéket mutat. Az így elért abszorpció magasabb az NCAI rendszerben mértéknél, mert a dupla-deflektor láthatóan hatékonyabban irányítja a mezőt az üregek bejáratához, mint az antenna rendszer egymaga. Látható, hogy az eddigi detektorok közel-terében a normalizált elektromos tér maximuma mindig az üregbejáratnál volt megtalálható, de az ezt okozó jelenségek egymástól eltérőek voltak.

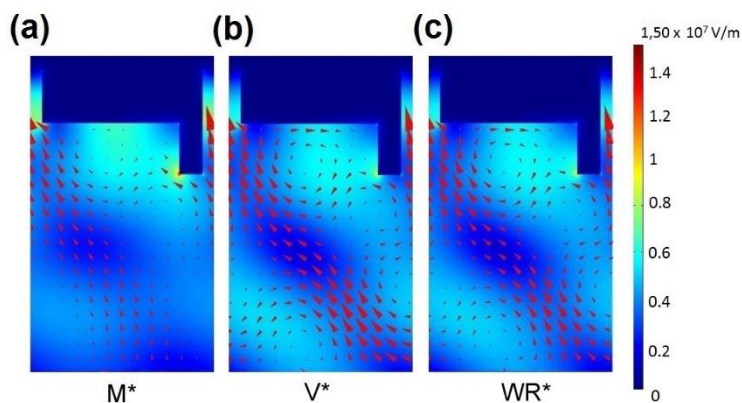
Amennyiben deflektorok helyett az antennák helyére trench struktúrát integrálunk a mező szimmetrikussága megmarad, és iránya is az üregek felé mutat legnagyobb rész (14d.ábra) A mező maximuma azonban nem az üregeknél, hanem éppen az abszorbens anyagot nem tartalmazó bemélyedésekben található.



15. ábra Nagy periódusú NCAI-SNSPD közel-tér eloszlása. A normalizált E mező és a Poynting vektor. (a) $19,7^\circ$ M pont (b) $20,8^\circ$ V pont, (c) $21,7^\circ$ WR pont és (d) 80° PBA

A nagyobb periódusú NCAI detektor $19,7^\circ$ -os globális minimumánál a közel-tér eloszlása az eddigiekkel ellentétben örvényes szerkezetet mutat (15a.ábra). A mező ekkor nemcsak az üregeknél, hanem a határfelületi kvarc szubsztrátban is erősödik, azonban az abszorbens nióbium körül az üregekben gyakorlatilag elhanyagolható energiasűrűség abszorbeálható. A Poynting vektor nem irányul, és nem is erősödik a hullámhosszal megegyező periodicitással rendelkező üregmintázatban. Az antennák alatti nagy energiasűrűségű mező az óramutató járásával ellenkező irányú örvényszerű terjedést mutat, elkerülvén az összes MIM nanoüreget végig a teljes felületen. Ennek a módusnak a hullámhossza λ_{SPP} -nél valamivel nagyobb, amely tulajdonság a Brewster-Zenneck módusokra jellemző.

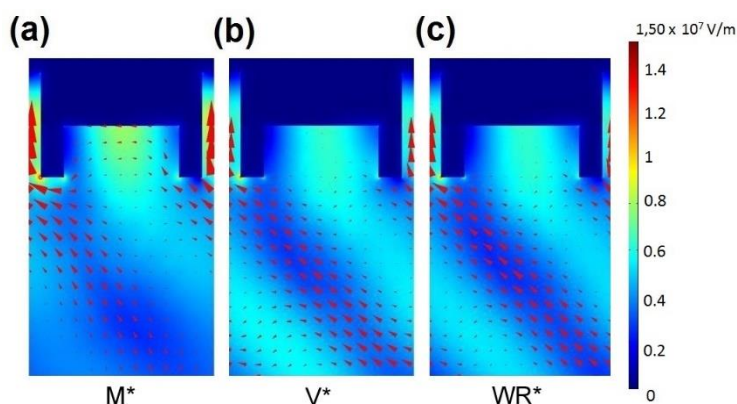
A lokális maximumot jelentő $20,8^\circ$ -os beesési szögnél a közel-tér eloszlása nem sokban változik, viszont laterálisan kissé a megvilágítás iránya felé tolódik és a terjedés is módosul annyiban, hogy az erősített Poynting vektor immár az üregek felé mutat (15b.ábra). Ez az üregekben jelentkező energiasűrűség jelentős növekedéséhez vezet. A felület mentén terjedő módusok hullámhossza ekkor már megegyezik λ_{SPP} -nal, ezért erősebben felülethez kötöttek. A lokális minimum szögénél a közel-tér eloszlása nem, csak a Poynting vektor változik számottevően. (15c.ábra). A plazmonikus Brewster szögnél az elektromos tér ismét az üregek alá koncentrálódik. Iránya majdnem párhuzamos a felülettel, amit így az antennák az üregekhez vezetnek (15d.ábra). A nagyobb periódus Brewster szögénél ugyanazok a jelenségek játszódnak le, mint a kis periódusnál, de az ezek által eredményezett abszorpció kisebb a harmadára csökkentett kitöltési arány miatt.



16. ábra Nagy periódusú NCDAl-SNSPD közel-tér eloszlása. A normalizált E mező és a Poynting vektor. (a) $19,05^\circ$ M pont (b) $21,4^\circ$ V pont és (c) $21,9^\circ$ WR pont

Az NCDAl-SNSPD közel-tere $19,05^\circ$ -nál, ahol globális abszorpciós maximuma obszerválható, összemérhető a deflektor nélküli NCAI rendszer globális minimumával (16a.ábra). A kettőt összehasonlítva látszik, hogy a határfelületen visszafelé terjedő hullám a deflektor jelenlétében az üregek felé mutat. Ezt figyelembe véve állíthatjuk, hogy a deflektornak fázis módosító hatása kell legyen. Az így az üregekkel egybeeső normalizált elektromos mező maximumok és azok felé mutató Poynting vektor hatását a deflektor felől érkező gyengén kötött felületi hullám tovább erősíti. Ezen módus hullámhossza a felületi plazmon polaritonéval megegyezik, de transzverzális lecsengési hossza annál valamivel nagyobb, vagyis a deflektorok jelenlétében megjelenő módusok dominánsan attól eltérőek.

A lokális minimum szögénél a mező iránya továbbra is az üregek felé mutat, de az antenna alatti, óramutató járásával megegyező irányba örvénylő módusok megerősödnek ez pedig az abszorpció látványos csökkenéséhez vezet. $21,9^\circ$ -nál tapasztalt lokális maximum közel-terén jól látszik, hogy az örvényszerű módusok intenzitása csökken a beesési szög változtatása miatt (16c.ábra).

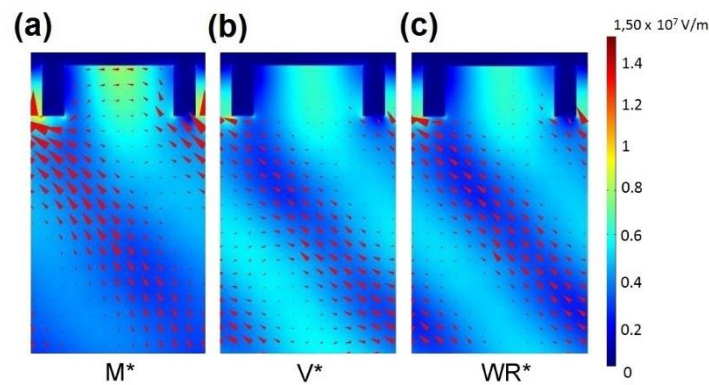


17. ábra Nagy periódusú NCDDAl-SNSPD közel-tér eloszlása. A mező normalizált E vektora és a Poynting vektor. (a) $19,65^\circ$ M pont (b) $21,5^\circ$ V pont és (c) 22° WR pont. A színskála az ábra jobb oldalánál látható

Dupla-deflektorral integrált határfelületek a globális maximumnál úgy befolyásolják a közeltér, hogy a Poynting vektor a széles antennák alatt forgásirányt változtat (17a.ábra). Ekkor az energiasűrűség is magasabb itt. A mező erősítés és a deflektorok hatékony mező terelése miatt azonban növekszik az abszorpció.

A lokális minimumnál a határfelülettel párhuzamosan terjedő módusok intenzitása megnövekszik, és az antenna alatti térrészbe sem áramlik elektromos mező (17b.ábra). Az elektromos tér erősítése ekkor lényegesen kisebb és az előbbiek miatt az üregekbe kevesebb hányada áramlik be.

A lokális maximumnál az előbb leírt hatások mind gyengébben jelentkeznek, vagyis a laterálisan terjedő módusok gyengébbek és érdekes módon az antenna alá is mélyebben áramlik be a mező, mint a lokális minimum szögénél tette (17c.ábra).



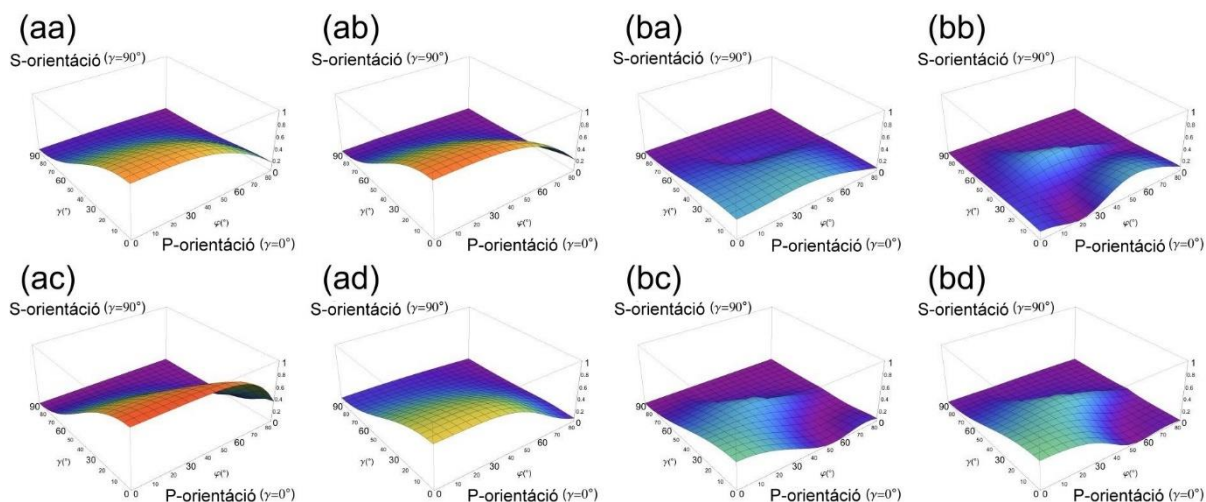
18. ábra Nagy periódusú NCTAI-SNSPD közel-tér eloszlása. A normalizált E mező és a Poynting vektor. (a) $19,95^\circ$ M pont (b) $21,3^\circ$ V pont és (c) $21,8^\circ$ WR pont

A trench-el integrált SNSPD-k közel-tér eloszlása nem változik lényegesen az NCDDAI-hoz képest az abszorpciós maximumoknál (18a.ábra), viszont a mező terelése az üregek felé sokkal hatékonyabb. Ez annak köszönhető, hogy a deflektorok jótékony hatása megmarad, közben az általuk elérhető fókuszálás és erősítés közvetlenül a nióbbium-nitrid huzalokra történik.

A dupla-deflektoros rendszer közel-tér eloszlásához tartozó E mező obszerválható a lokális minimum/maximum párnál. A lokális minimumnál az üregekbe nem áramlik jelentős elektromos mező. (18b.ábra) A lokális maximumnál a laterális módusok gyengülnek és a trench-ekbe irányuló mező intenzitása relatíve erősödik (18c.ábra).

5.2 Eredmények s-polarizált megvilágító fényre

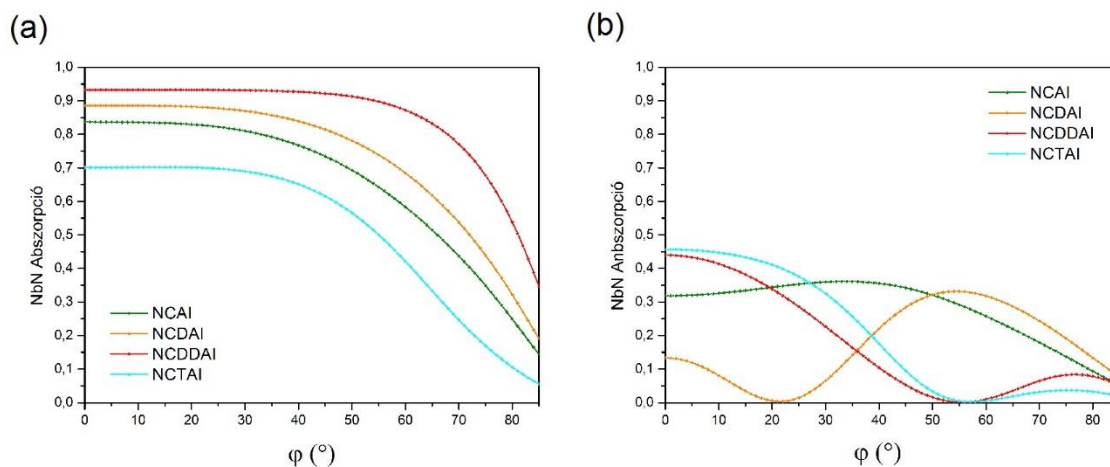
5.2.1 Poláris és azimutális szög-függő abszorpció



19. ábra A poláris és azimutális szög-függő abszorpció p-polarizált fényre (röviden s-to-P). Kis periódusú rendszerek: (aa) NCAI-, (ab) NCDAI-, (ac) NCDDAI-, (ad) NCTAI-SNSPD. Nagy periódusú rendszerek: (ba) NCAI-, (bb) NCDAI-, (bc) NCDDAI-, és (bd) NCTAI-SNSPD

Az s-polarizált kivilágításnál az orientáció függő számítások eredményei azt érzékeltetik, hogy az optimális orientáció az, amikor a fény beesési síkja a huzalokkal párhuzamos, vagyis az **E**-mező oszcilláció azokra merőleges (19aa-bd.ábra). Az ábrákról kitűnik, hogy minden rendszerre, de különösen a kisebb periódusra az abszorpció gyorsan csökken az azimutális és poláris szög növelésével, eltekintve a dupla-deflektoros és trenches rendszerek enyhe növekedésétől a P-orientációhoz közeli azimutális szögnél kis poláris szögekre (19ac és ad ábrák). Nagyobb periódusra a P-orientáció előnye kevésbé egyértelmű, köszönhetően az itt is megjelenő p-polarizált fény megvilágításánál már tapasztalt abszorpciós moduláció vonulatnak (19ba-bd.ábrák). Ezen jelenség s-polarizált fény hatására nem ad olyan jelentékeny optikai választ, mint p-polarizációnál, azonban egy másik nanofotonikai jelenséggel társul. Ez szintén egy abszorpciós moduláció vonulat, ami itt a 40°-nál kisebb azimutális szögeknél jelentkezik integrált struktúrától függő poláris szögeknél. Ezen moduláció deflektoros illetve trenches rendszereknél abszorpciós minimumot eredményez (19bb-bd.ábrák), NCAI detektornál viszont minimum figyelhető meg (19ba.ábra).

5.2.2 Poláris szögtől függő abszorpció



20. ábra Poláris szögtől függő abszorpció s-polarizált fényre, P-orientációban. (a) A kis periódusú rendszerek (b) nagy periódusú rendszerek

Az s-polarizációs futtatások eredményei szerint a legnagyobb abszorpció a teljes tartományon P-orientációban volt elérhető, ami jelzi, hogy a hatékony fényérzékeléshez az elektromos tér huzalokkal való merőlegességére van szükség. A p-polarizált fénnel történő kivilágításhoz hasonlóan, most is a kisebb periódusú detektorok válasza bizonyult egyszerűbbnek a nagyobb periódus keltette spektrális jelenségek hiánya miatt és nagyobb szögtartományon bizonyult az abszorpció magasabbnak az optimális kitöltési aránynak köszönhetően (20a. ábra görbéi).

A csak üreg mintázattal rendelkező NCAI-SNSPD abszorpciója merőleges beesésnél közelítőleg egyezik a p-polarizációval történő megvilágításkor számított értékekkel, de 30°-nál kisebb szögekre enyhén, annál nagyobb beesési szögekre pedig gyorsan lecseng (20a. ábra zöld színű görbe). A polarizációk közötti eltérés annak tudható be, hogy Brewster szög p-polarizációra specifikus, így s-polarizált esetben nagy szögekre az abszorpció lokálisan már nem növekedett.

Deflektor mintázat hozzáadásával az elnyelő képesség nem változik számottevően, ekkor is merőleges beesésnél jelentkezik a legmagasabb, a p-polarizált esettel közel megegyező 88,6%-os abszorpció (20a. ábra sárga színű görbe). Az abszorpció lefutása szinte megegyezik az NCAI rendszerével, azzal a különbséggel, hogy az egész poláris szög tartományon ~5%-al magasabb értékeket mutat annál. Jól látható, hogy szemben a p-polarizációjú fénnel megvilágított esettel, a nagyobb periodicitású deflektor megjelenése most nem okoz semmiféle modulációt. Ez jól egyezik azzal a megállapítással, hogy felületi plazmonok csak p-polarizált fénnel kelthetők.

Ha a huzalokéval megegyező periódusú deflektor mintázatot integrálunk az antennákra a tendencia eltér olyan értelemben, hogy a legmagasabb, 93,3%-os abszorpció nem merőleges beesésnél, hanem 15° -nál (vagyis a teljes visszaverődés szögénél kisebb értéknél) tapasztalható (20a. ábra piros színű görbe). Ami viszont eltérés az eddigiekhez képest, hogy a görbe szélesebb szögtartományon mutat közel hasonlóan magas értékeket. Drasztikus visszaesés mutatkozik az abszorpcióban 60° -nál nagyobb szögekre. Ekkor kevesebb, mint felére csökken a hatékonyság, de így is a teljes szögtartományon a dupla deflektoros rendszer mutatja a legmagasabb abszorpciót. Ez a széles tartományon magas abszorpció azért is érdekes, mert csak a dupla deflektoros és trench-es rendszer mutatja kizárólag s-polarizált fénynél.

A bemélyedéssel ellátott NCTAI detektor a dupla deflektoros rendszerével analóg karakterisztikát mutat, maximuma is 14° -nál mérhető (70,2%) de annál jóval kisebb (20a. ábra ciánkék színű görbe). Az látható ugyan is, hogy az egyszerű üreg mintázatos és egy-deflektoros rendszerekhez képest ugyan kevésbé hatékony, de azoknál valamivel kisebb meredekséggel csökken a kisebb szögek tartományában.

Az, hogy s-polarizációjú megvilágító fénynél a kisebb periódusban látott abszorpciós görbék karakterisztikája jó közelítéssel megegyezik, megerősíti a p-polarizált fénnyel tapasztalt modulációt előidéző nanofotonikai jelenségek feltételezett polarizáció specifikusságát.

A nagyobb periódusú detektorok optikai válasza nemcsak a kisebb periódustól, de még az előbbi fejezetben tárgyalt hasonló periodicitással rendelkező, p-polarizált fénnyel megvilágított rendszerek abszorpciós karakterisztikáitól is eltérőnek látszik, de felfedezhetőek azokkal mutatott hasonlóságok (20b. ábra görbéi). Egyik ilyen a merőleges beesésnél mutatkozó elnyelő képesség. Továbbra is trench-es rendszerrel tapasztalható a legmagasabb abszorpció merőleges beesésnél, öt rendre a dupla-deflektoros NCDDAI-, üreg mintázatos NCAI-, és egy-deflektoros NCDAI detektorok követik a p-polarizált esetben számoltakkal megegyező értékekkel.

Az NCAI-SNSPD-re eső fényt 0° -tól 34° -ig változtatva az elnyelő képesség monoton növekszik és 36,1%-os globális maximumot éri el, ami közel megegyezik a p-polarizációs esetben hasonló beesésnél tapasztalt abszorpcióval (20b. ábra zöld színű görbe). Azonban ez növekvő szögekre közel egyenletesen lecseng, Brewster szög hiányában. Ami tisztán látható, hogy s-polarizált fénnyel megvilágított P-orientációjú NCAI detektor optikai válaszában nem tapasztalható a 18 - 22° tartománybeli moduláció.

Az egy-deflektor mintázattal integrált NCDAI-SNSPD abszorpciókarakterisztikája gyökeres ellentéte a p-to-S konfigurációban obszerválhatónak (20b. ábra sárga színű görbe). Az eleve alacsony 14%-os merőleges beesésnél számolt abszorpció a poláris szög növelésével tovább

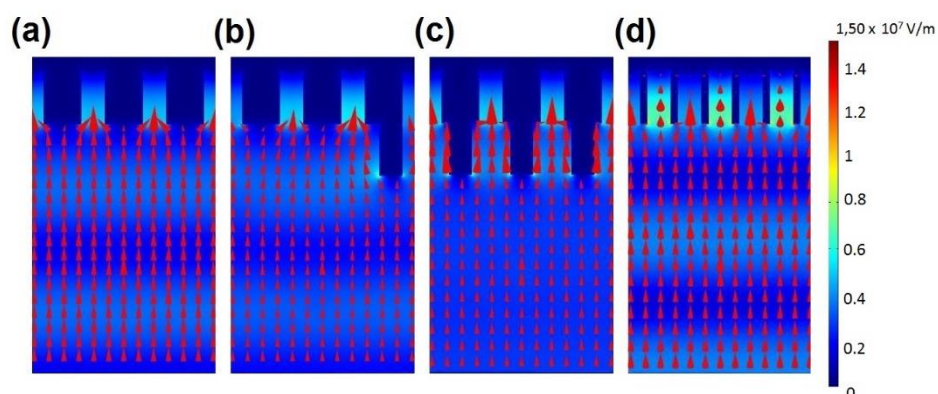
csökken, kevesebb, mint 1% alá esik 21° -nál, aminek közelében s p-polarizáció esetében globális maximuma volt 75,1%-al (13b.ábra sárga színű görbe). A globális minimumot monoton növekedés, majd a teljes visszaverődés szögét is elhagyva egy globális maximum követi (33,1%, 54°). Ennek értéke valamivel nagyobb, mint a p-polarizált megvilágításnál számolt abszorpció ugyanennél a szögnél. Nagyobb beesési szögekre NCAI-SNSPD abszorpciós görbéjéhez hasonlóan cseng le.

Ha deflektort helyezünk a nióbium huzalok mindkét oldalára, akkor merőleges beesésnél 44%-ra ugrik az elnyelési hatásfok (20b.ábra piros színű görbe). Az abszorpció egy monoton csökkenő szögtartomány után 0,13%-os minimumot ér el 56° -nál, közel ahhoz a beeséshez, ahol az egy-deflektoros rendszernek globális maximuma volt.

A legmagasabb abszorpciót az NCTAI detektorral érhető el ebben a konfigurációban. Ennek abszorpciója követi a dupla-deflektoros rendszerét, görbéje egészen az 57° -nál jelentkező globális minimumig a felett marad (20b.ábra ciánkék színű görbe). A minimum után azonban kisebb mértékben emelkedik, mígnem végleg csökkenésnek indul.

Az utóbbi két detektor analógnak mondható karakterisztikáját összehasonlítva az egy deflektoréval azt a következtetést lehet levonni, hogy a trench mintázat integrálásával a globális minimum helye 33° -al lett eltolva, hasonlóan ahhoz, ahogy p-polarizált megvilágító fénynél a szélsőértékek is elmozdultak az analóg struktúrák integrálásakor. Igaz, ennél a minimumot okozó jelenségnél ez az eltoló hatás sokkal jelentősebb. A két nagyperiódusú konfiguráció szélsőértékeinek összevetéséből az a következtetés vonható le, hogy a deflektorok fontos szerepet játszanak a keltett nanofotonikai jelenségekben specifikus szögeknél.

5.2.3 Detektorok közel-tere az abszorpciós szélsőértékeknél



21. ábra Kis periódusú detektorok közel-tere. A normalizált E mező és a Poynting vektor. (a) NCAI 0° (b) NCDAI 0° (c) NCDDAI 15° (d) NCTAI 14°

A fenti ábrán a kisebb periódusú detektorok s-polarizált fénnyel történő megvilágításakor elért abszorpciós maximumok poláris szögénél számolt közel-tér eloszlásai

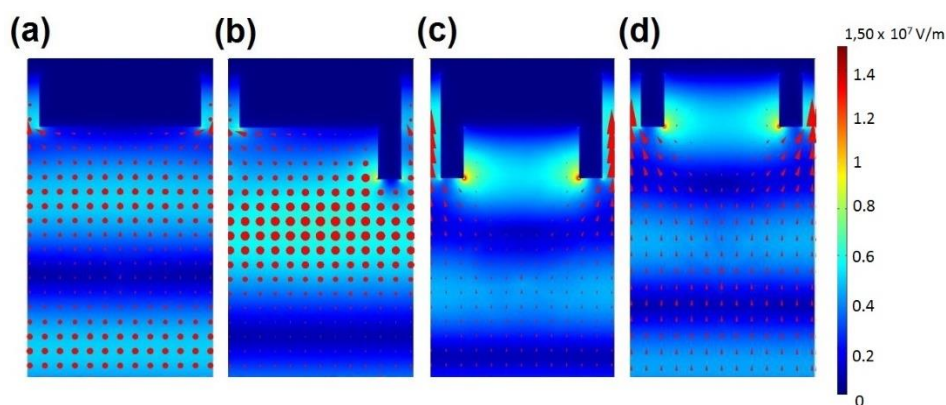
láthatóak. Az üreg-mintázattal integrált NCAI-SNSPD esetében merőleges beesésnél látható, hogy s-polarizált fényre is az üregek bejáratánál szimmetrikusan elektromos mező erősítés történik (21a.ábra). Az irányát tekintve a mező egyformán minden üreg felé mutat. A p-polarizált fényenél kapottakkal egyetemben itt is a hullámhossznál kisebb periódusú üreg mintázaton bekövetkező kollektív rezonancia okozza a nagy abszorpciót [20, 21].

Ha a felületen detektor is található a mező szimmetriája nem törik meg jelentősen, a nagyobb periódus keltette jelenség hatása s-polarizált fényenél nem jelentős, szemben a p-polarizált esettel (21b és 14b.ábrák). Jóllehet a mező a deflektortól távolabb eső szomszédos üregben a legsűrűbb merőleges beesésnél is, de nem sokkal haladja meg a többi üregnél számoltakat. Az is elmondható, hogy a deflektortól balra távolodva az energiasűrűség az egyes üregekben egyre kisebb. A magas abszorpció itt is a kollektív rezonanciának köszönhető.

Minden antennára deflektort helyezve a mező visszanyeri szimmetriáját és hatékonyabban irányul az üregek felé, mint azt deflektor nélkül tette és ez a kollektív rezonancia kialakulását sem befolyásolja (21c.ábra).

Végül a kis periódusú NCTAI detektornál 14° -os beesési szögnél az elektromos mező ugyan nagymértékben sűrűsödik, de nem az üregek, hanem a bemélyedések térfogatában jelentős, noha iránya az előbbieket felé mutat, csak úgy, mint p-polarizált fényenél (21d.ábra).

A tapasztaltakat röviden értékelve kimondhatjuk, hogy a másik polarizációhoz képest nem mutatkozik a közel-térben eltérés.



22. ábra Kis periódusú detektorok közel-tere. A normalizált $\mathbf{E}$ mező és a Poynting vektor. (a) NCAI 34° , (b) NCDAI 54° (c) NCDDAI 0° (d) NCTAI 0°

A nagyobb periódusú üreg mintázatot tartalmazó NCAI detektor abszorpciója s-polarizált fényre 34° -os beesési szögnél mutat maximumot (22a.ábra). Nem tapasztalható a nagy periódusra jellemző laterális modulációt okozó jelenség, a mező irányára vonatkozóan homogénnek mutatkozik.

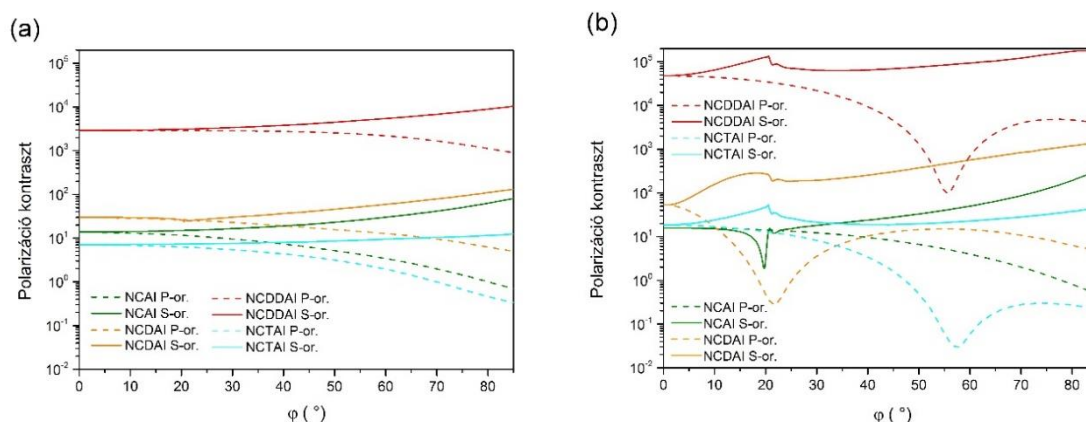
Ha a határfelületre deflektort integrálunk a legmagasabb abszorpciót 54° -nál observáljuk. A deflektor terelő hatásának eredményeként ekkor nagy elektromos mező erősítés tapasztalható az előtte lévő üregben (22b.ábra).

Mikor az antenna másik végében is van deflektor a mező merőleges beesésnél az üregek felé mutat, csak elhanyagolható intenzitása irányul a naoüregek felé. Viszont az energiasűrűség a deflektorok között végig magas és ez korlátozza az üregekben elérhető abszorpciót.

A trenchekkel integrált detektorban a Poynting vektor továbbra is az üregek felé irányul. Az előző közel-tér eloszláshoz képest annyi a különbség, hogy az üregek síkjába elhelyezett deflektorok körül az elektromos mező maximuma is az abszorbens anyaghoz közelebb került ezzel növelve az abszorpciót (22c.ábra).

5.3 Eredmények szög-függő polarizáció kontrasztra

Az egyfoton detektorok egyik lehetséges alkalmazási területe a kvantum kommunikáció és titkosítás, ahol a fotonok adott állapota, esetünkben polarizációja hordozza az információt. A polarizációban kódolt információ kiolvasásához azonban olyan detektorokra van szükség, melyek az egyik/mindkét polarizációs állapotot ideálisan egységnyi kvantumhatásfokkal érzékelik. Céljaink között szerepelt ilyen tulajdonságú integrált fotodetektor megtervezése, valamint az különböző típusú plazmonikus struktúrák ezen téren mutatott tulajdonságainak feltérképezése is, ezért az eddig bemutatott detektorok mindegyikén megvizsgáltam a kitüntetettnek minősíthető P- és S-orientációkban a p- és s-polarizált fényre vonatkozó abszorpció arányát, vagyis a polarizáció kontrasztját. Az eredményeket ebben a fejezetben ismertetem.



23. ábra NCAI-, NCDAI-, NCDDAI- és NCTAI-SNSPD polarizáció kontrasztja S-, és P-orientációban (a) $p=264$ nm és (b) 792 nm periódusú NbN periódus esetében

A kisebb, $p = 264$ nm periódusú rendszerek polarizáció kontrasztját mutatja a 23a.ábra. Az egyes orientációk polarizáció-kontraszt görbéit úgy kaptam, hogy mindig a preferált polarizációt vettem össze a kevésbé hatékonyan elnyelttel, vagyis mindig ahhoz az esethez viszonyítottam, mikor a beeső fény elektromos térerősség vektora párhuzamos a NbN huzalokkal. P-orientáció esetében tehát az s-polarizált fény abszorpcióját viszonyítottuk a p-polarizált fényéhez (s-to-p), míg az S-orientáció görbéinél fordítva jártunk el (p-to-s). Merőleges beesésnél a két konfiguráció megegyezik, ezért az egyes rendszerek görbéi azonos pontból indulnak mindkét periódusú rendszerben. A fény beesési szögét növelve azonban egyértelműen megmutatkozik az S-orientáció előnye. Az összes rendszerre igaz, eltekintve az egy-deflektoros NCDAI rendszer 20° környéki modulációjától (23a.ábra sárga színű folytonos görbe), hogy a polarizáció kontraszt S-orientációban nagyobb, a beesési szög növelésével pedig a két orientáció közti különbség tovább növekedik. Merőleges beesésnél, NCAI-SNSPD ~ 14 -szer hatékonyabban nyeli el a detektor orientációjában preferált polarizációt (23a.ábra zöld színű görbék). A beesési szög növelésével ez S-orientációban monoton növekszik, 80° -nál a detektor már ~ 63 -szor érzékenyebb a p-polarizált beeső fényre. A kontraszt a P-orientációban a beesési szög növelésével monoton csökkenő, 80° -nál egységnyi, vagyis a detektor nem tesz különbséget a két polarizáció között.

A deflektor mintázat felületre történő integrálásával érzékelhető változás jelentkezik már merőleges beesésnél is, a kontraszt 14-ről ~ 30 -ra emelkedik (23a.ábra sárga színű görbék). Ez azt jelenti, hogy az NbN huzalokkal párhuzamos deflektor mintázat közel kétszeresére növeli a kontrasztot a huzalokra merőleges polarizáció elnyelésének javításával és a párhuzamos polarizáció abszorpciós hatásfokának csökkentésével. A deflektor mintázat integrálásának további járuléka, hogy a beesési szög növelésével a kontraszt növekedése S-orientációban (illetve csökkenése P-orientációban) lényegesen számottevőbb, mint az NCAI rendszer esetében volt. A 80° -nál a p-polarizált fény abszorpciós hatásfoka ~ 110 -szerese az s-polarizált fényének.

Ha a huzaloknak mindkét oldalára deflektorokat helyeztem a kontraszt merőleges beesésnél közel két nagyságrenddel növekedett ($2,9 \cdot 10^3$) (23a.ábra piros színű görbék). Az NCDDAI rendszer második deflektor mintázata megtartotta és tovább erősítette a plazmonikus struktúrák azon tulajdonságát, miszerint a beesési szög növelésével a kontraszt határozottan változik. A 80° -nál a monoton növekedést követve a kontraszt $\sim 8,9 \cdot 10^3$ értéket is elér S-orientációban.

Polarizációban kódolt jel kiolvashatósága szempontjából nem váltotta be a hozzá fűzött reményeket az NTCAI rendszer, melynek kontrasztja elmarad az összes többi rendszeréhez képest (23a.ábra ciánkék színű görbék). Kis periódusú rendszereknél a plazmonikus struktúra

szerepét betöltő trench kevésbé polarizáció szelektív abszorpció erősítést eredményez, mint a deflektorok. Merőleges beesésnél a huzalokra merőlegesen polarizált fény abszorpciós hatásfoka mindössze 7-szer bizonyult nagyobb, mint a párhuzamos polarizációé és 80° -nál is mindössze ~ 12 a kontraszt S-orientációban. A kis periódusú rendszerek között csak az NTCAL-SNSPD P-orientációja mutatta azt a jellegzetességet, hogy a kontraszt egység alá süllyed.

Mint ahogy azt már a szög-függő abszorpciónál is tapasztalhattuk, a nagyobb periódusú rendszerek optikai válasza modulációkban sokkal gazdagabb, mint a kisebb periódussal rendelkező rendszereké. A polarizáció kontrasztot vizsgálva (23b. ábra) is erre a következtetésre juthatunk. Látható, hogy az S-orientáció továbbra is lényegesen élesebb kontrasztot mutat a P-orientációnál (eltekintve az NTCAL-SNSPD rövid modulációjától (23b. ábra zöld színű folytonos görbe)), értelemszerűen a kontrasztban jelentkező modulációk szoros kapcsolatot mutatnak a nagy periódusú szög-függő abszorpcióval.

NTCAL-SNSPD esetében a P-orientációban mérhető polarizáció kontraszt habár merőleges beesésnél némileg nagyobb (~ 16), a görbe karakteristikájában nem tapasztalható lényegesebb különbség a kis periódusban látottakhoz képest (23b. ábra zöld színű szaggatott vonal). Ez arra enged következtetni, hogy kis- és nagyperiódus esetében egyaránt hasonló jelenségek játszódnak le, a kitöltési aránynak megfelelő abszorpciós hatásfok különbséggel. S-orientációban 19° -nál a megvilágító p-polarizált fény Brewster-Zenneck módusokba csatlakozik, ami a már tárgyalt fáziskülönbség miatt abszorpciós minimumban nyilvánul meg. Mivel s-polarizált megvilágító fénynél ilyen nem következik be a polarizáció kontrasztban szintén egy globális minimum ($\sim 1,9$ vagyis a p-polarizált fény abszorpciója még mindig közel kétszerese a s-polarizálnak) figyelhető meg 19° -nál. A globális minimumot lokális maximum-minimum pár követi a szög-függő abszorpciónak megfelelően, majd 21° felett a kontraszt monoton növekedik, 80° -nál már ~ 193 -as értéket mutat.

A deflektor mintázat megjelenése a nagy periódusú NCDAL-ban is kontraszt növekedést eredményez már merőleges beesésnél is (~ 54) (23b. ábra sárga színű görbék). A Brewster-Zenneck módusok fázisának illesztésével azonban S-orientációban a globális minimumot lokális maximum váltja fel (~ 286), míg P-orientációban 22° -nál a deflektor jelenléte globális minimumot eredményez. A kontraszt itt $0,28$, vagyis az s-polarizált fény abszorpciója a p-polarizált fény abszorpciója alá csökken. A legnagyobb, ~ 1196 kontraszt S-orientációban 80° -nál mérhető.

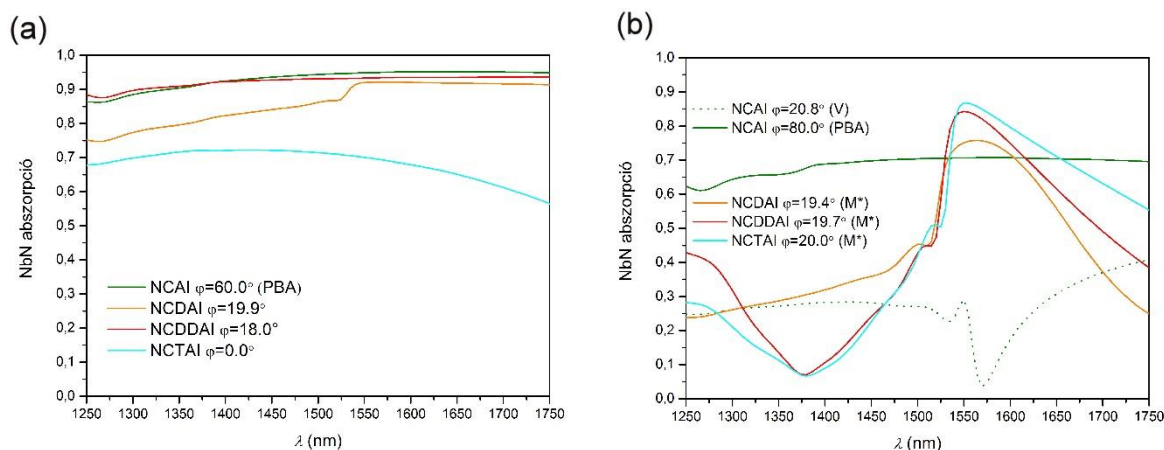
A dupla deflektormintázat NCDDAL-SNSPD-be integrálásával a merőleges beesésnél mért kontraszt a kis periódusban tapasztaltat messze meghaladja, annál több mint egy

nagyságrenddel nagyobb ~ 47840 (23b. ábra piros színű görbék). Azt kell, hogy mondjuk tehát, hogy pusztán a kitöltési arány csökkentése és az arany mennyiség növelése ellenére a dupla-deflektor által eredményezett polarizáció szelektív NbN abszorpció növelés válik dominánssá. S-orientációban 20° -os beesési szögnél itt is jelentkezik egy lokális maximum, ahol a kontraszt $1,3 \cdot 10^5$ értéket is meghaladja, majd a kontraszt 80° -nál $1,7 \cdot 10^5$ -re növekszik. P-orientációban az NCDAI rendszernél is jelentkező globális minimum az s-polarizált szög-függő abszorpcióban látottak alapján vártaknak megfelelően 57° -nál mutatkozik, a kontraszt ~ 98 . NCTAI-SNSPD görbéit vizsgálva azt láthatjuk, hogy jóllehet, az abszorpciót hatékonyabban erősíti még a dupla-deflektoros rendszernél is, azt sokkal kevésbé polarizáció szelektíven teszi (23b. ábra ciánkék színű görbék). Merőleges beesésnél a kontraszt ~ 18 , P-orientációban a globális minimum ~ 300 míg S-orientációban a lokális és globális maximum rendre ~ 53 és ~ 38 .

5.4 Eredmények a hullámhossz-függő abszorpcióra

Ebben a fejezetben a rendszerek abszorpciója hullámhossztól való függésének vizsgálatakor kapott eredményeimet fogom bemutatni. A spektrális függést első sorban azért szerettük volna vizsgálni, hogy megmutassuk a detektorok érzékenységének erős geometriai paraméterektől és spektrális tartománytól való függését. Ezért a beeső megvilágító fény hullámhosszát 500 nm-es tartományon 1250-1750 nm-ig változtattam, és így vizsgáltam meg az abszorpciót. A megvilágítás szöge minden esetben a poláris szög-függő abszorpció szélsőértékeinek megfelelő volt. Az eredmények ezeken túl rávilágítottak az egyes rendszerek geometriájának optimalizálhatóságára.

5.4.1 Spektrális érzékenység p-polarizált megvilágító fényre



24. ábra Hullámhossz-függő abszorpció p-polarizált fényre 1250-1750 nm-es spektrális tartományon a poláris szögtől függő abszorpció szélső értékeinél (a) kis periódusú-, (b) nagy periódusú rendszereknél

A poláris szögtől függő abszorpció és polarizáció kontraszttal analóg módon, a vártaknak megfelelően lényegesebb moduláció csak a határfelületen terjedő felületi plazmon polariton hullámhosszával összemérhető periodicitású struktúrákkal rendelkező rendszereknél tapasztalható (24a és b. ábra).

Kis periódusú NCAI-SNSPD abszorpciójának spektrális függése a fény 60°-os beesési szögénél nem jelentős, széles tartományon közel állandó, összhangban az irodalommal [24, 25]. Az abszorpció csupán enyhén emelkedik a hullámhossz növelésével (24a zöld színű görbe).

Az NCDAl abszorpciójának spektrális függését a poláris szögtől függő abszorpció modulációjának maximumánál, 19.9°-nál vizsgáltam (24a. ábra sárga színű görbe). Az abszorpció hatásfoka 500 nm-es tartományon 15 % -ot emelkedik két enyhén- és egy hirtelen emelkedő szakasszal. Ez utóbbi éppen 1550 nm-en jelentkezik a $\frac{3}{4} \lambda_{SSP}$ periódusú deflektor mintázat miatt. Látható, hogy lokális moduláció csak ennél a kis periódusú rendszerénél jelentkezik, mert a többi kizárólag hullámhossznál lényegesen kisebb periódusú mintázatot tartalmazó rendszer nem alkalmas ilyen felületi jelenségek keltésére.

NCDDAl-SNSPD abszorpciójának hullámhossztól való függése 18°-nál az NCAI rendszeréhez nagyon hasonló, ami egyértelműen jelzi a dupla-deflektoros rendszer abszorpció erősítésének hullámhossztól való függetlenségét (24a. ábra piros színű görbe). A görbe itt is monoton emelkedik a hullámhossz növelésével és a geometriai hasonlóságuk miatt NCAI rendszerénél tapasztaltakkal nagyon hasonló karakterisztikát mutat.

Az NCTAl-SNSPD kis periódusban kevésbé bizonyult hatékonynak a szög-függő abszorpció erősítésében, ami a spektrális függésén is jól látszik (24a. ábra ciánkék színű görbe). Az is

egyértelmű, hogy a plazmonikus struktúrák mérete és elhelyezkedése ebben a rendszerben nem indokol magas abszorpciót, ezért a rendszer pusztán referenciaként szolgál.

A nagyobb periódusú rendszerek hullámhossz-függő abszorpciójában jelentős modulációk jelentkeznek az arany és kvarc határfelületen terjedő felületi plazmon polaritonok hullámhosszával összemérhető periodikus mintázatok jelenléte miatt (24b. ábra).

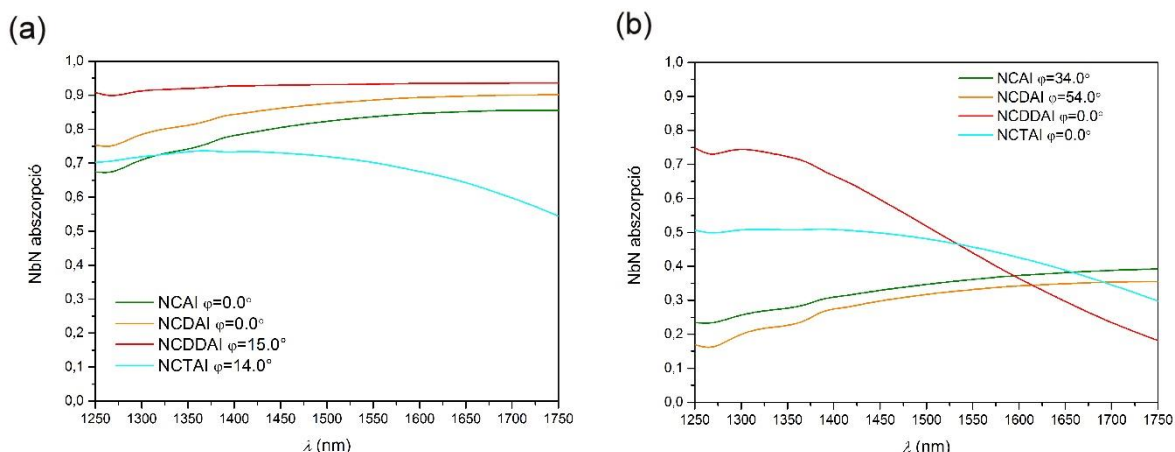
A nagyobb periódusú NCAI-SNSPD plazmonikus Brewster szögnél mért hullámhossz-függő abszorpciója analóg a kisebb perióduséval. A köztük mutatkozó ~20 % különbség a kitöltési arányok eltérésének eredménye (24b. ábra zöld színű folytonos görbe). A lokális maximum értékének spektrális függése plazmonikus tiltott sáv karakterisztikát mutat, amelynek egyik lokális maximuma esik 1550 nm-re (24b. ábra zöld színű pontozott görbe).

Köszönhetően a deflektorok fázistolásának az NCDAI-SNSPD globális maximumának spektrális függésénél egy invertált plazmonikus tiltott sáv jelentkezik, amelynek maximuma 1550 nm-nél valamelyest nagyobb hullámhossznál jelenik meg, ami további optimalizálhatóságra utal (24b. ábra sárga színű görbe).

A dupla-deflektor mintázat integrálásával az invertált plazmonikus tiltott sáv maximuma pontosan 1550 nm-hez kerül, értéke kicsivel nagyobb, mint az egy-deflektoros rendszerben volt. Ez bizonyítja a két deflektoros rendszerben lejátszódó jelenségek hasonlóságát (24b. ábra piros színű görbe).

Nagy periódusú NCTAI-SNSPD 20°-nál számolt hullámhossz-függő abszorpciója csak kis mértékben tér el a dupla-deflektoros rendszerétől, ebben a konfigurációban mérhető a legmagasabb abszorpció, és a tiltott sáv félérték-szélessége is itt a legnagyobb (24b. ábra ciánkék színű görbe). Az NCDDAI- és NCTAI-SNSPD-nél is megjelenik a kisebb hullámhosszakra egy újabb tiltott sáv az üres 492 nm széles üregek jelenléte miatt.

5.4.2 Spektrális érzékenység s-polarizált megvilágító fényre



25. **ábra** Hullámhossz-függő abszorpció p-polarizált fényre 1250-1750 nm-es spektrális tartományon a poláris szögtől függő abszorpció szélső értékeinél (a) kis periódusú-, (b) nagy periódusú rendszereknél

Kis periódusú rendszereknél s-polarizált fényre nem mutatkozik lényeges moduláció, mert a megvilágító beesési sík párhuzamos a nanohuzalokkal, ami kedvezőtlen az abszorpciót erősítő vagy csökkentő rács-csatolási jelenségek szempontjából (25a és b.ábra).

Az NCAI rendszernél merőleges beesésre vizsgáltam meg az abszorpció hullámhossz függését (25a.ábra zöld színű görbe). Görbéje a hullámhossz növelésével maga is monoton növekedik, karakterisztikája nagyon hasonló a p-polarizált esetben tapasztaltakhoz, de annál valamivel kisebb értékeket mutat a plazmonikus Brewster szög p-polarizációra mutatott specifíkussága miatt.

Az NCDAI-SNSPD spektrális függése alig különbözik a deflektor mintázat nélküli esettől, eltérés csak a megfelelő szögeknél tapasztalt abszorpciós határfokban van, a deflektor mintázat javára (25a.ábra sárga színű görbe). Itt az intenzitás-moduláció ráccsal párhuzamos iránya miatt nincs semmilyen rács csatolásra utaló perturbáció 1550 nm környékén, eltérően a p-polarizált esettől.

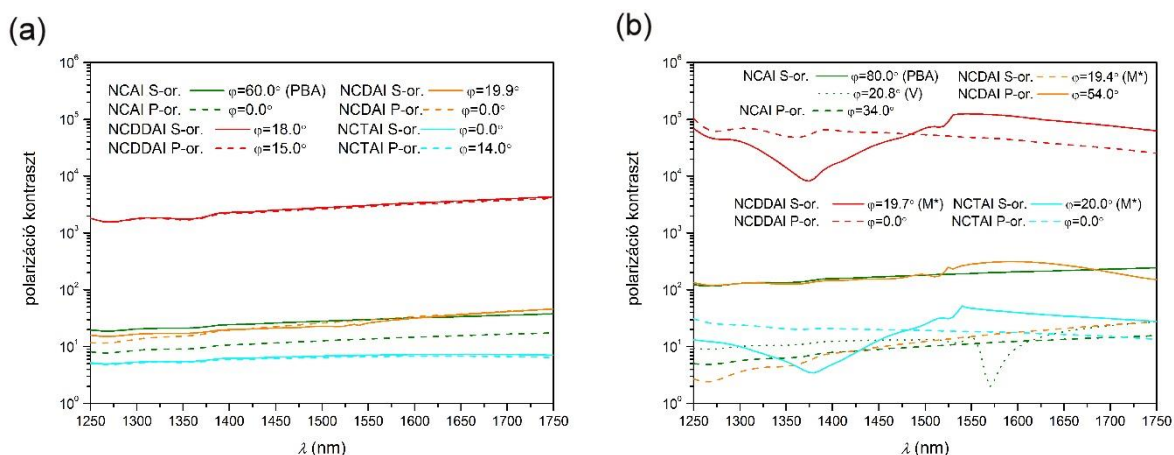
A spektrális függésben a dupla-deflektoros rendszer mutatja a legkedvezőbb tulajdonságokat 15° -os beesési szögnél (25a.ábra piros színű görbe). 1250-1550 nm-es hullámhossz tartományon végig magas $\sim 90\%$ -os abszorpciót mutat hasonlóan a p-polarizált megvilágításnál számoltakhoz. Ezzel szemben az NCTAI rendszer ugyan egyedülként rendelkezik szélsőértékkel a vizsgált tartományon, de annak értéke igen alacsony a többi rendszer abszorpciójához képest (25a.ábra ciánkék színű görbe). Az eredményekből látszik tehát, hogy a vizsgált rendszerekben tapasztalható abszorpció erősítés eltekintve az NCTAI-SNSPD-től, analóg jelenségek folytán jött létre.

A nagyobb periódusú mintázatokkal rendelkező rendszerek eltérő, de kevésbé jeltős modulációt mutatnak a p-polarizált esethez képest (25b.ábra). NCAI- és NCDAI-SNSPD abszorpciós görbéjének menete ismét megegyezik, eltérés csak azok nagyságában van, ezúttal az NCAI rendszer mutat magasabb abszorpciót, ami jelzi, hogy a két rendszerben azonos jelenségeknek kell lejátszódnia, eltérő szögeknél (25b.ábra zöld és narancs színű görbék).

Az eddigiektől eltérő karakterisztikát mutat az NCDDAI-SNSPD abszorpciója, mely a jelzett tartományon monoton csökken és 1550 nm-en semmilyen szélsőértéket nem mutat. Az NCTAI rendszer a kisebb periódusú mintázatnál tapasztaltakhoz hasonlóan viselkedik, azonban a kisebb kitöltési arány miatt alacsonyabb értékeket mutat (25b.ábra piros és ciánkék színű görbék).

5.5 Eredmények hullámhossz-függő polarizáció kontrasztra

Ebben a fejezetben az abszorpciós maximumoknál mérhető polarizáció kontraszt spektrális függéséről lesz szó. A görbék jelezte értékeket a polarizáció kontrasztnál ismertetett módszerrel határoztam meg, a szög-függő abszorpciónál számolt szélsőértékek szögeinél. A kapott adatokkal mérlegelhető a detektorok kvantum kommunikációra való alkalmazhatósága.



26. ábra NCAI-, NCDAI-, NCDDAI- és NCTAI rendszerek hullámhossz-függő polarizáció kontrasztja a szélsőértékek beesési szögeinél (a) kis- és (b) nagy periódusban.

A kis periódusú rendszereknél látható, hogy a kontraszt minden esetben maga is monoton növekedik a hullámhossz növelésével (26a.ábra). Az egyes rendszerek különböző orientációiban és szögeknél mért polarizáció kontrasztja közel megegyezik a teljes vizsgált spektrális tartományon, egyedül az NCAI-SNSPD esetében mutatkozik eltérés. E rendszer S-

orientációjában a plazmonikus Brewster szögnél számoltam ki a kontrasztot ezért annak p-polarizációra mutatott specifikussága révén láthatunk nagyobb értékeket (26a.ábra zöld színű folytonos és szaggatott görbék). A legnagyobb kontraszt ismét a dupla-deflektoros rendszerben mérhető, köszönhetően a polarizáció specifikus jelenségek keltésének (26a.ábra piros színű folytonos és szaggatott görbék). Hasonlóan a szög-függő kontraszthoz, az NTCAI mutatja ismételten a legkisebb értékeket a teljes tartományon (26a.ábra ciánkék folytonos és szaggatott görbék). A kontrasztok egyezése bizonyítja, hogy kis periódusban elsődlegesen a fény intenzitás modulációjának iránya számít a huzalokhoz képest. A felületen nem keltődnek orientáció és polarizációtól függő optikai jelenségek, eltekintve a plazmonikus Brewster szög jelentkezésétől.

Nagyobb periódusban a kontraszt jobban függ a felület profiljától (26b.ábra). NCAI rendszerénél az S-orientációbeli kontraszt ismét nagyobb, a Brewster szög miatt ezúttal sokkal jelentősebben a nagyobb arányú abszorpció erősítés révén (26b.ábra zöld színű folytonos görbe). A nagy periódusban megjelenő globális minimumnál mért kontraszt hullámhossz függése követi az abszorpció hullámhossz függését és kisebb, mint a Brewster szög alatt kapott értékek (26b.ábra zöld színű pontozott görbe). A P-orientációbeli görbe nagyon hasonlatos a kisebb periódusban kapotthoz, ami jelzi a két periódusú rendszer globális maximumánál létrejövő jelenségek hasonlóságát (26b.ábra zöld színű szaggatott görbe). A deflektoros rendszer S-orientációjánál a kontraszt monoton növekszik, 1550 nm-nél modulációt mutat analóg módon a hullámhossz-függő abszorpció görbéjével. A P-orientációban mérhető kontraszt ennél lényegesen kisebb, de szintén monoton növekvő (26b. sárga színű folytonos és szaggatott görbék). A dupla-deflektoros rendszerénél tapasztalható a legnagyobb kontraszt mindkét orientációban. Az S-orientáció görbéje a hullámhossz függést követi, jól látható benne az invertált tiltott sáv és az 1550 nm-nél jelentkező moduláció. P-orientációban a kontraszt monoton csökken. A trenches rendszerben hasonló karakterisztika figyelhető meg, csak három nagyságrenddel kisebb értékekkel (26b.ábra piros és ciánkék színű folytonos valamint szaggatott görbék).

6.Összefoglalás

Az eredmények alapján a detektor abszorpció mindig akkor magasabb, ha a fény elektromos vektorának polarizációja a huzalok hosszanti tengelyére merőleges. Ekkor a kisebb periódusú, így az optimális 50%-os kitöltési arányt jobban közelítő detektorok hatékonysága széles szögtartományban magas, a legnagyobb 95,3%-os abszorpció az NCAI-SNSPD határfelületére eső p-polarizációjú fény megvilágításakor jelentkezik 60°-nál (plazmonikus Brewster szög - PBA). Merőleges beesésnél az érzékenység egy- vagy dupla-deflektor mintázattal növelhető, ami bizonyítja a deflektorok hatékony mező erősítési és fény terelési tulajdonságait. A trench integrálása a kisebb periódusban nem javasolt, mert abszorpció csökkenést eredményez. A nagyobb periódusú mintázattal rendelkező detektorok S-orientációban p-polarizált fénnyel történő kivilágítás során mind mutatnak a 18°-20° szögtartományban egy jelentős abszorpció modulációt, ami NCAI-SNSPD esetében globális minimumhoz, míg deflektorok és trenchek integrálásával globális maximumhoz vezet, azok fázismillesztő hatása miatt. A nagyobb periódusban érdemes trencheket alkalmazni, mert azokkal érhető el legmagasabb 86,7%-os hatásfok a rövid éledési idő párhuzamos biztosításával. Ez a moduláció tartományában, 19,95° beesési szögben mérhető abszorpció sokkal nagyobb, mint a kitöltési arány alapján várható lehetne.

Az s-polarizált fénnyel P-orientációban történő megvilágításkor a kisebb periódus továbbra is széles beesési szögtartományban magas abszorpciót mutat. A Brewster szög polarizáció specifikussága miatt itt nem jelentkezik, ezért a deflektorok integrálása ebben a konfigurációban a teljes poláris szögtartományban nagyobb fényelnyelő képességet eredményez, mint az egyszerű üregmintázatnál megfigyelhetők. A legmagasabb 93,3%-os abszorpció a dupla-deflektoros NCDDAI rendszernél érhető el 15°-nál. A kis periódusú trench-mintázat s-polarizációnál is abszorpció csökkenést eredményez. Nagyobb periódusban az összes rendszer érzékenysége elmarad a p-polarizált fénnyel megvilágításkor elérhető legnagyobb értékektől annak ellenére, hogy jelentkeznek a korábbi abszorpció modulációhoz hasonló jelenségek. Az NCDAl-SNSPD abszorpciója globális minimumot ér el ahhoz a beesési szöghöz közel, ahol p-to-S konfigurációban globális maximuma van, ami erősen polarizáció specifikus felületen terjedő hullámok jelenlétére utal. Ezzel szemben a dupla-deflektoros NCDDAI-SNSPD és különösen a trenches NCTAI-SNSPD megvalósítás merőleges beesésnél a leghatékonyabb (45,7%) és a moduláció tartományában is magasabb marad, de csökkenő tendenciájú abszorpciót mutat. Ez utóbbi két detektor globális minimuma olyan poláris szögnél

jelenik meg, amelyben az egy-deflektoros rendszer abszorpciója a legmagasabb, aszimmetrikus profiljának köszönhetően.

A kis periódusú detektorok nagy abszorpciója mögött az üreg mintázaton bekövetkező kollektív rezonancia áll. Ez a széles szögtartományban erősített mezőt okozó jelenség a deflektorok integrálásával sem szűnik meg, sőt a deflektorokon reflektált felülethez kötött hullámok a rezonancia hatását még tovább erősítik specifikus szögeknél. Az abszorpció modulációt kísérő közel-tér effektusok vizsgálata felfedi, hogy a lokális és globális minimumoknál a felülethez gyengébben kötött hullámok jelennek meg, amelyek elkerülik az üregeket. A dupla deflektor az egész poláris szög tartományban hatékonyan tereli az elektromágneses mezőt az üregekhez további abszorpció növekedést eredményezve. A trench mintázat a deflektorokkal megegyező előnyös tulajdonságokat mutat, de az elektromágneses mező koncentrálódását eredményező közel-tér jelenségek egy ilyen rendszerben az üregek bejáratához és az abszorbens NbN - hoz közelebb fejthetik ki hatásukat.

A plazmonikus jelenségek keltésére alkalmas nagyobb periódus egyes szögtartományokban képes olyan nanofotonikai jelenségeket keltetni, amelyekkel az abszorpció a kitöltési arány alapján várható értékeket messze felülmúlja. A deflektorok kis periódusban a merőleges beesésnél növelik az elérhető abszorpciót, nagy periódusban pedig a felületen keltett jelenségek fázisillesztésével specifikus poláris szögeknél eredményezik egy globális maximum megjelenését. A trench mint új integrált struktúra különleges tulajdonságokkal rendelkezik. Jóllehet kis periódusban jelenléte egyértelműen rontotta a hatásfokot, a felületi plazmon polaritonok hullámhosszával összemérhető nagyobb periódus az optimális p-to-S konfigurációiban a dupla-deflektoros rendszerét is felülmúló abszorpciót eredményez.

A detektorok poláris szög-függő abszorpcióinak szélsőértékeinél végzett spektrális függésre vonatkozó vizsgálatok megerősítették, hogy csak kis periódusú mintázatok jelenlétében nem jönnek létre a határfelületen erősen konfiguráció-függő jelenségek, míg nagy periódusú deflektor-rendszer jelenlétében a kisperiódusú szupravezető mintázaton is tiltott sávokat hozhatnak létre.

Nagyobb távlatokban ezek a detektorok alkalmasak lehetnek kvantumkommunikációs eszközök vevő egységeiként. Ennek bizonyítása céljából a különböző polarizációkra való érzékenységek kontrasztja is meghatározásra került az ígéretes konfigurációiban és bebizonyosodott, hogy a trench-es rendszerek polarizáció kontrasztja még az üregmintázattól is elmarad, míg a dupla-deflektor az abszorpció növelő hatása mellett a kontrasztot is jelentősen növeli széles spektrális tartományon, ezzel alkalmasnak bizonyulhat a polarizáció szelektív rendszerekben történő használatra. A struktúrák polarizáció-függő nanofotonikai jelenség keltő

tulajdonságai maximálisan hasznosíthatóak ilyen specifikus célok megvalósítása során. Ha már ilyen nagy hatásfokú egy-foton detektorok birtokában vagyunk, még hatékony és pontos egy-foton *generáló* eszközök szükségesek ahhoz, hogy tegyünk egy még nagyobb lépést a nanofotonikai jelenségek vezérelte számítógépek felé.

Irodalomjegyzék

- [1] A. Polman, *Applied physics: Plasmonics applied Science* **322**, 868–869 (2008)
- [2] G. Konstantatos and E. H. Sargent „*Nanostructured materials for photon detection*” *Nature Nanotechnology* **5**, 391–400 (2010)
- [3] S. A. Maier „*Plasmonics: Fundamentals and Applications*” (2007)
- [4] R. Zia, M. D. Selker, P. B. Catrysse, and M. L. Brongersma “*Geometries and materials for subwavelength surface plasmon modes*” *J. Opt. Soc. Am. A* **21**(12), 2442–2446 (2004)
- [5] J. A. Dionne, L. A. Sweatlock, H. A. Atwater, and A. Polman, “*Plasmon slot waveguides: Towards chip-scale propagation with subwavelength-scale localization*” *Phys. Rev. B* **73**(3), 035407 (2006)
- [6] S. I. Bozhevolnyi and T. Søndergaard „*General properties of slow-plasmon resonant nanostructures: nano-antennas and resonators*” *Optics Express*, Vol. 15, issue 17, pp. 10869-10877 (2007)
- [7] G. N. Gol'tsman, O. Okunev, G. Chulkova, A. Lipatov, A. Semenov, K. Smirnov, B. Voronov, A. Dzardanov, C. Williams and R. Sobolewski „*Picosecond superconducting single-photon optical detector*” *Appl. Phys. Lett.* **79** 705-7 (2001)
- [8] C. M. Natarajan, M. G. Tanner and R. H. Hadfield „*Superconducting nanowire single-photon detectors: physics and applications*” *Supercond. Sci. Technol.* **25** 063001 (2012)
- [9] A. J. Kerman, E. A. Dauler, W. E. Keicher, J. K. W. Yang, K. K. Berggren, G. Gol'tsman and B. Voronov „*Kinetic-inductance-limited reset time of superconducting nanowire photon counters*” *Appl. Phys. Lett.* **88** 111116 (2006)
- [10] K. M. Rosfjord, J. K. W. Yang, E. A. Dauler, A. J. Kerman, V. Anant, B. M. Voronov, G. N. Gol'tsman, and K. K. Berggren “*Nanowire singlephoton detector with an integrated optical cavity and anti-reflection coating*” *Opt. Express*, vol. **14**, p. 527 (2006)
- [11] X. Hu, C. W. Holzwarth, D. Masciarelli, E. A. Dauler, and K. K. Berggren „*Efficiently coupling light to superconducting nanowire single-photon detectors*” *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **19**(3), 336-340 (2009)
- [12] X. Hu, E. A. Dauler, R. J. Molnar, K. K. Berggren „*Superconducting nanowire singlephoton detectors integrated with optical nano-antennae*” *Optics Express* **19**(1) 17-31 (2011)
- [13] M. Csete, Á. Sipos, F. Najafi, X. Hu and K. K. Berggren „*Numerical method to optimize the Polar-Azimuthal Orientation of Infrared Superconducting Nanowire Single-Photon Detectors*” *Applied Optics* **50/31** (2011) 5949-5956

- [14] M. Csete, A. Szalai, Á. Sipos and G. Szabó „*Impact of polar-azimuthal illumination angles on efficiency of nano-cavity-array integrated single-photon detectors*” Optics Express, Vol. 20, Issue 15, pp. 17065-17081 (2012)
- [15] M. Csete, Á. Sipos, F. Najafi and K. K. Breggen „*Optimized polar-azimuthal orientations for polarized light illumination of different Superconducting Nanowire Single-Photon Detector designs*” Journal of Nanophotonics **6/1** (2012)
- [16] M. Csete, Á. Sipos, A. Szalai, F. Najafi, G. Szabó, K. K. Breggen „*Improvement of infrared single-photon detectors absorptance by integrated plasmonic structures*” Scientific Reports **3**: 2406 (2013)
- [17] E. Popov, S. Enoch, G. Tayeb, M. Nevière, B. Gralak, N. Bonod “*Enhanced transmission due to nonplasmon resonances in one- and two-dimensional gratings*” Appl. Opt. **43**(5), 999-1008 (2004)
- [18] N. N. Feng, M. L. Brongersma, and L. Dal Negro, “*Metal-dielectric slot-waveguide structures for the propagation of surface plasmon polaritons at 1.55 μm* ” IEEE J. Quantum Electron. **43**(6), 479–485 (2007)
- [19] J. S. White, G. Veronis, Z. Yu, E. S. Barnard, A. Chandran, S. Fan and M. I. Brongersma „*Extraordinary optical absorption through subwavelength slits*” Opt. Lett. **34**, 686–688 (2009).
- [20] J. A. Porto, F. J. Garcia-Vidal, and J. B. Pendry, “*Transmission resonances on metallic gratings with very narrow slits*” Phys. Rev. Lett. **83**(14), 2845–2848 (1999)
- [21] H. Shin, M. F. Yanik, S. Fan, R. Zia, and M. L. Brongersma “*Omnidirectional resonance in a metal– dielectric–metal geometry*” Appl. Phys. Lett. **84**, 4421–4423 (2004)
- [22] J.A. Sánchez-Gil and A. A. Maradudin „*Near-field and far-field scattering of surface plasmon polaritons by one-dimensional surface defects*” Phys. Rev. B **60**, 8359 (1999)
- [23] J. Jianming „*The finite element method in electromagnetics*” (2002)
- [24] A. Alù, G. D’Aguanno, N. Mattiucci and M. J. Bloemer „*Plasmonic Brewster Angle: Broadband Extraordinary Transmission through Optical Gratings*” Phys. Rev. Lett. **106**, 123902 (2011)
- [25] N. Aközbek, N. Mattiucci, D. de Ceglia, R. Trimm, A. Alù, G. D’Aguanno, M. A. Vincenti, M. Scalora, and M. J. Bloemer „*Experimental demonstration of plasmonic Brewster angle extraordinary transmission through extreme subwavelength slit arrays in the microwave*” Phys. Rev. B **85**, 205430 (2012)

1.Függelék

A szegedi Nanoplaszmonika csoport számos kutatási területeinek egyike az infravörös egyfoton detektorok tulajdonságainak javítása. Az alapfelképzelés szerint egy szupravezető detektor abszorpciója erősíthető a felületére integrált plazmonikus struktúrák jelenségkeltésén keresztül. Célunk, hogy az irodalomban található ismert saját tervezésű és optimalizált geometria paraméterekkel rendelkező struktúrák felületre történő integrálásával egy kísérletileg realizálható, majd később gyakorlatban alkalmazható nagy hatásfokú és gyors fotodetektort tervezzünk meg. A kutatásban vállalt feladatom az volt, hogy a csoport által tervezett detektorok optikai válaszát vizsgáljam két dimenzióban. Munkám során a széles körben alkalmazott véges elemes módszeren alapuló COMSOL Multiphysics programcsomaggal dolgoztam, a vizsgálni kívánt kétdimenziós modelleket ebben építettem fel illetve az előre tervezett fizikai paraméterekkel futtattam le. A megvilágítás szögétől és a megvilágító fény hullámhosszától valamint polarizációjától függő abszorpciót és kontrasztot grafikusán ábrázoltam, ezekről a megfelelő irodalom alapján állításokat tettem, amelyek végül közösen lettek átdolgozva és kiegészítve.

2.Függelék

Szakedolgozatomat Dr. Czirjákné Dr. Csete Mária témavezetésével egyfoton detektorok témakörében *Plazmonikus struktúrákon alapuló infravörös egy-foton detektorok vizsgálata* címmel írtam a Szegedi Tudományegyetem Természettudományi és Informatikai Karának Optika és Kvantumelektronikai Tanszékén. Jelen dolgozat a szakdolgozatomnak egy kibővített és újraszerkesztett változata. 2014 tavaszán a tématervem a dolgozatokban tárgyalt rendszerek szög-függő abszorpciója és közel-terének vizsgálata p- és s-polarizált fényre volt a szükséges bevezető elméleti háttérrel kiegészítve. Így szakdolgozatomban az eredményeket taglaló rész az *Eredmények s-polarizált megvilágító fényre* fejezet a *Detektorok optikai válaszáinak közel-tere* című alfejezetével majd egy összefoglalással zárult. Az azóta végzett kutatásaink lehetővé tették az elért eredmények három újabb fejezetben történő összefoglalását és dolgozathoz csatolását. Az *Eredmények szög-függő polarizáció kontrasztra*, *Eredmények hullámhossz-függő abszorpcióra* és *Eredmények hullámhossz-függő polarizáció kontrasztra* című fejezetek ennek a kutatásnak eredményei. Ezek ismerete lehetővé teszi a detektorok optikai válaszáinak mélyebb megértését valamint megmutatja optimalizálhatóságuknak és kvantuminformatikában történő alkalmazhatóságuknak lehetőségeit. További tartalmi és formai változtatások voltak szükségesek a Bevezetőben, Elméleti áttekintésben, Motivációban és Célkitűzésben, valamint az összefoglaló fejezetben a terjedelmi korlátoknak és az új eredmények bemutatásának megfelelően.

Köszönetnyilvánítás

Szeretném megköszönni Dr. Csete Máriának, hogy lehetőséget biztosított, bizalmat szavazott és vezette témámat, valamint az egész Nanoplazmonika csoportnak segítségükért és hozzájárulásukért!

Köszönettel tartozom az Optikai és Kvantumelektronikai Tanszéknek, hogy biztosította a kutatás létrejöttéhez szükséges minden eszközt!

Valamint családomnak, akik szótlannul tűrtek. Ismét.