

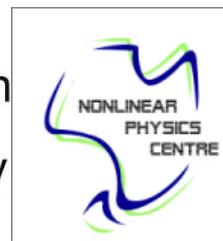
Antenne ottiche per il controllo della luce su scala nanometrica

LUCA CARLETTI, PHD

luca.carletti@unibs.it



Australian
National
University



Il mio percorso

2005-2008 – Laurea triennale: Ingegneria dell'Informazione (Padova)

2008-2011 – Programma di doppia Laurea Magistrale TIME

- Ingegneria delle telecomunicazioni (Padova)
- Physics and nanotechnology (DTU, Danimarca)

2011-2014 - PhD in fotonica (Institut des Nanotechnologies de Lyon, Francia)

- Australian National University (Canberra, Australia)

Dal 2014 - Post-doc in fotonica (Brescia)



Programma

1. Antenne ottiche

2. Diffusione ottica

1. Estinzione, diffusione e assorbimento
2. Caso di diffusione con particella sferica (teoria di Mie)

3. Antenne ottiche dielettriche

1. Confronto con antenne metalliche
2. Applicazioni: emissione direttiva, metasuperfici, scattering Raman

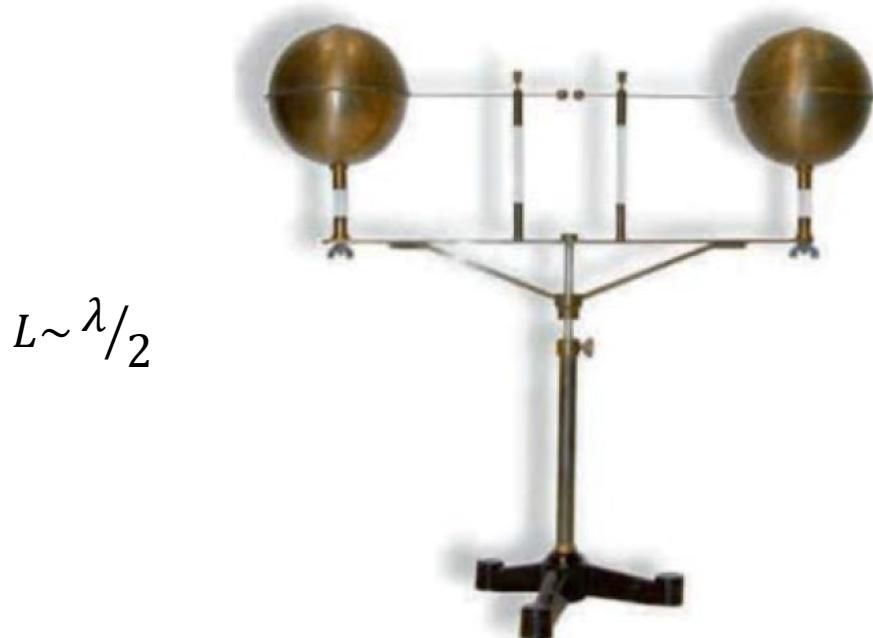
4. Ottica non lineare con antenne in AlGaAs

1. Principi di ottica non lineare e generazione di seconda armonica
2. Generazione di seconda armonica in antenne di AlGaAs

Antenne

Le antenne sono dispositivi progettati per

- estrarre energia da campi elettromagnetici che si stanno propagando nello spazio libero (receiving)
- convertire campo elettrico o magnetico locale in radiazione elettromagnetica (transmitting)



$$L \sim \lambda/2$$

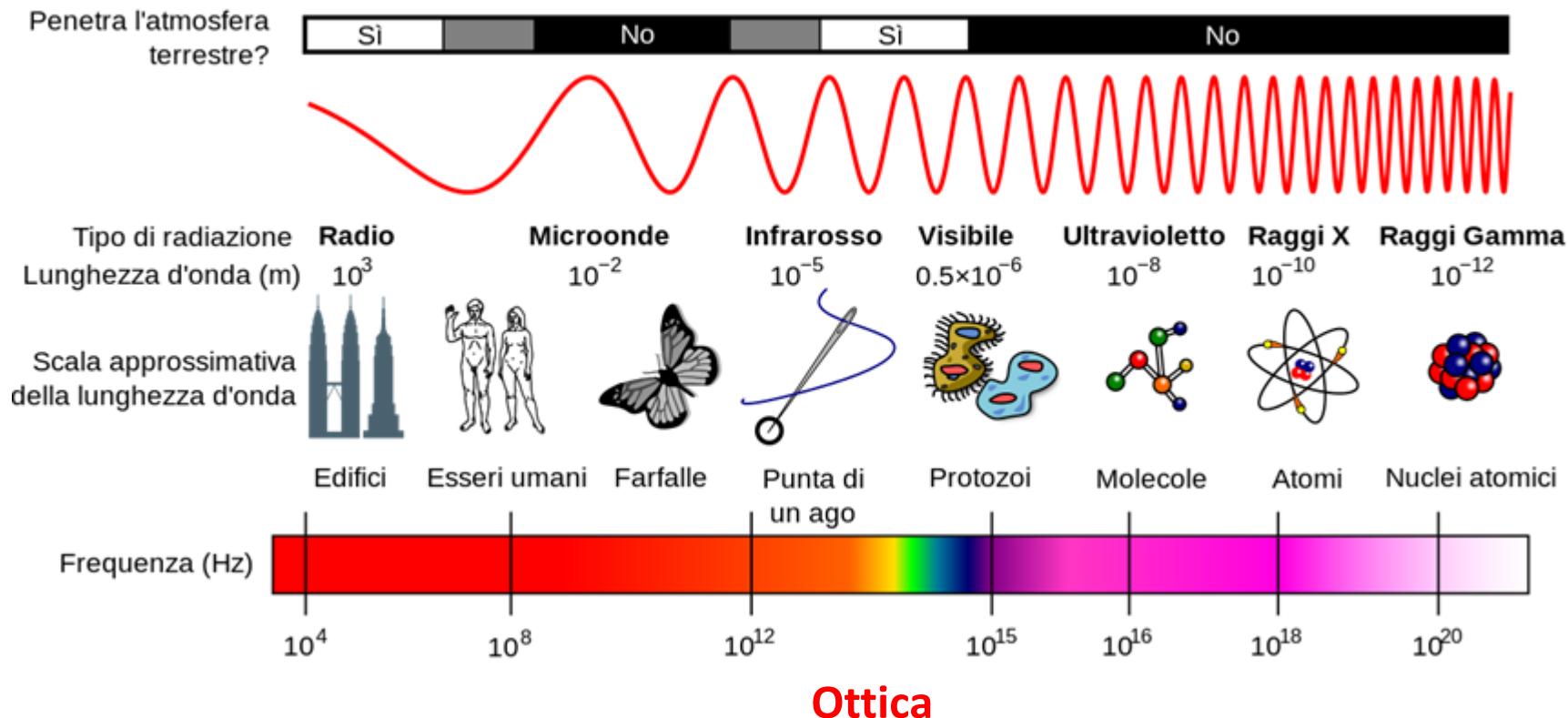
photograph of the dipole antenna
used by Hertz in his experiments
(Karlsruhe, 1887)



$$L \sim \lambda/4$$

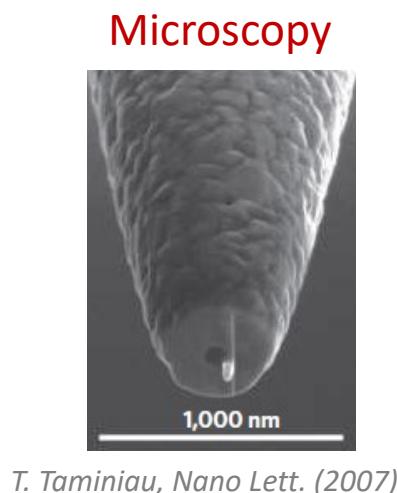
photograph of the monopole
antenna used by Marconi in his radio
link (Poldhu, 1901)

Antenne ottiche



Antenne ottiche

Ci si ispira ai concetti delle antenne sviluppate a radio frequenze (MHz) per applicarli a frequenze ottiche (THz)

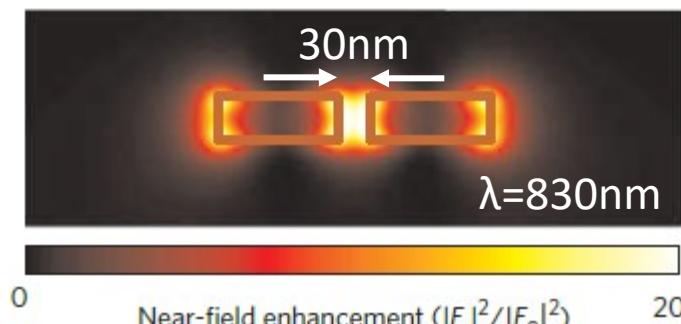


Quantum
emitters



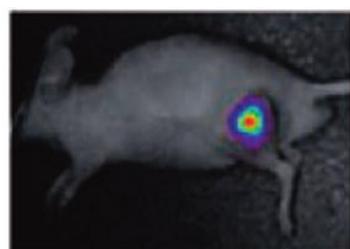
A.G. Curto,
Science (2010)

Optical nanoantennas



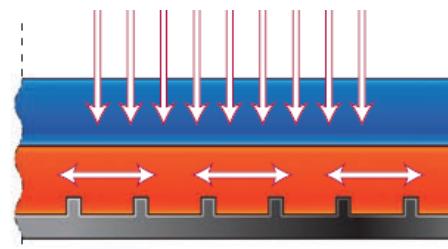
P. Mühschlegel,
Science (2005)

Nanomedicine



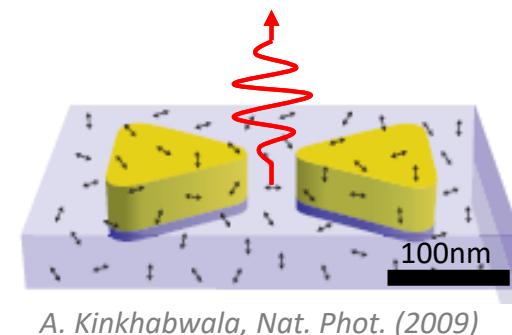
S. Lee, Angew. Chem. (2008)

Photovoltaics



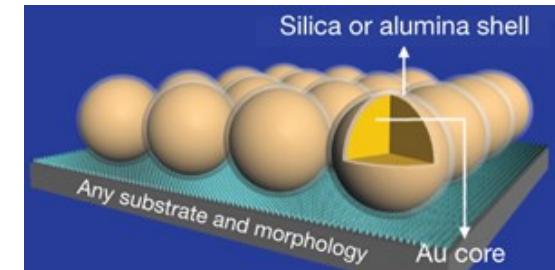
H. Atwater, Nat. Mat. (2010)

Fluorescence spectroscopy



A. Kinkhabwala, Nat. Phot. (2009)

Nonlinear spectroscopy



J. Feng Li, Nat. (2004)

Programma

1. Antenne ottiche

2. Diffusione ottica

1. Estinzione, diffusione e assorbimento
2. Caso di diffusione con particella sferica (teoria di Mie)

3. Antenne ottiche dielettriche

1. Confronto con antenne metalliche
2. Applicazioni: emissione direttiva, metasuperfici, scattering Raman

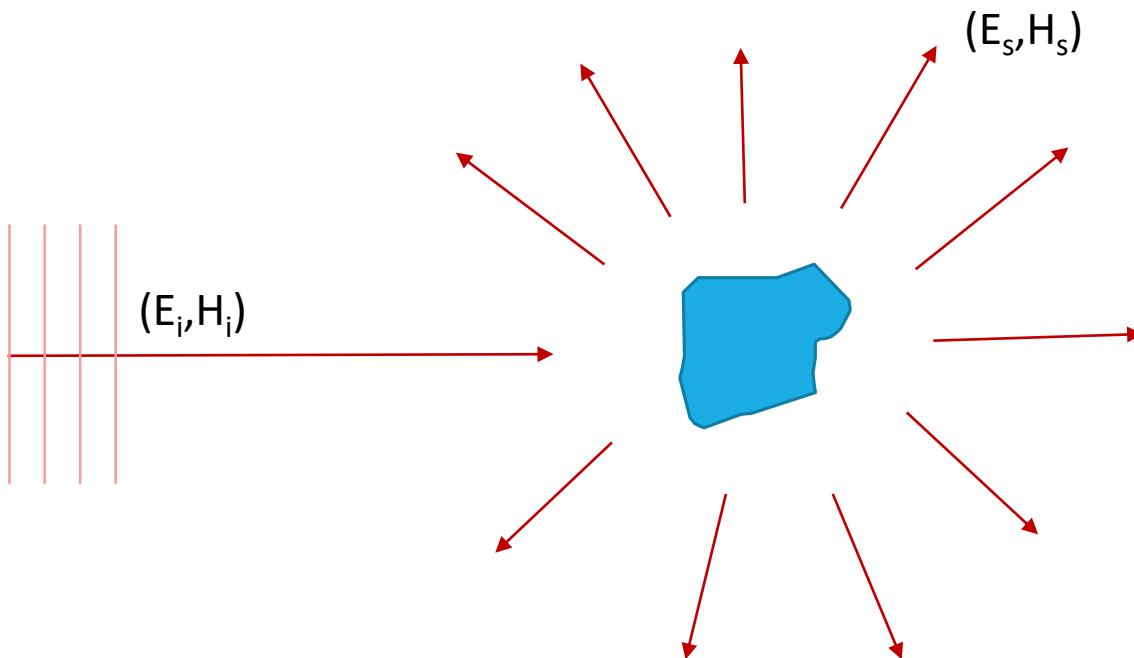
4. Ottica non lineare con antenne in AlGaAs

1. Principi di ottica non lineare e generazione di seconda armonica
2. Generazione di seconda armonica in antenne di AlGaAs

Diffusione ottica

Deflessione di un raggio di luce rispetto alla traiettoria rettilinea

- Causato da interazione del campo elettromagnetico con particelle



Diffusione ottica

Dipende da:

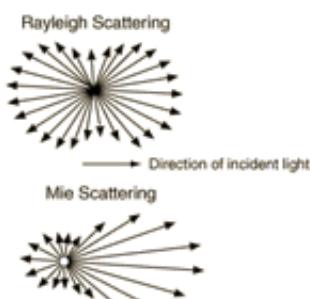
- Dimensione della particella e lunghezza d'onda
- Forma della particella
- Indice di rifrazione della particella e dell'ambiente

Categorie:

◦ Diffusione elastica

Conservazione dell'energia

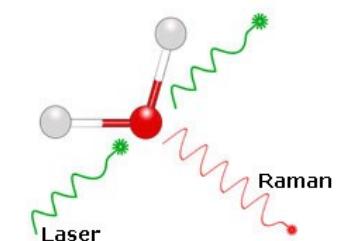
Es.: scattering di Rayleigh, Mie



◦ Diffusione anaelastica

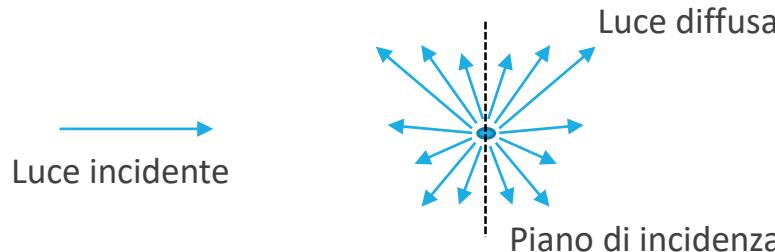
Scambio di energia tra fotone incidente e particella

Es.: scattering Raman, Brillouin



Esempio: scattering di Rayleigh

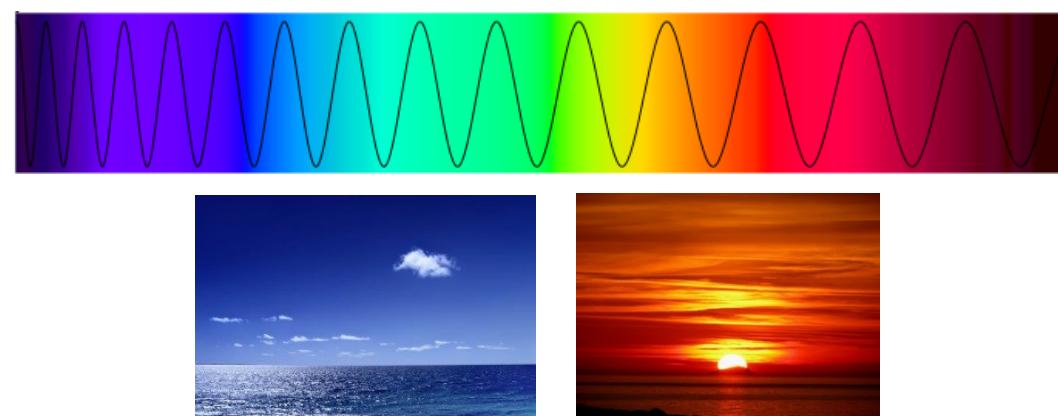
Interazione onda elettromagnetica con particella piccola rispetto alla lunghezza d'onda ($\lambda \gg a$)



- Intensità della luce diffusa dipende fortemente dalla lunghezza d'onda dei fotoni nel raggio incidente

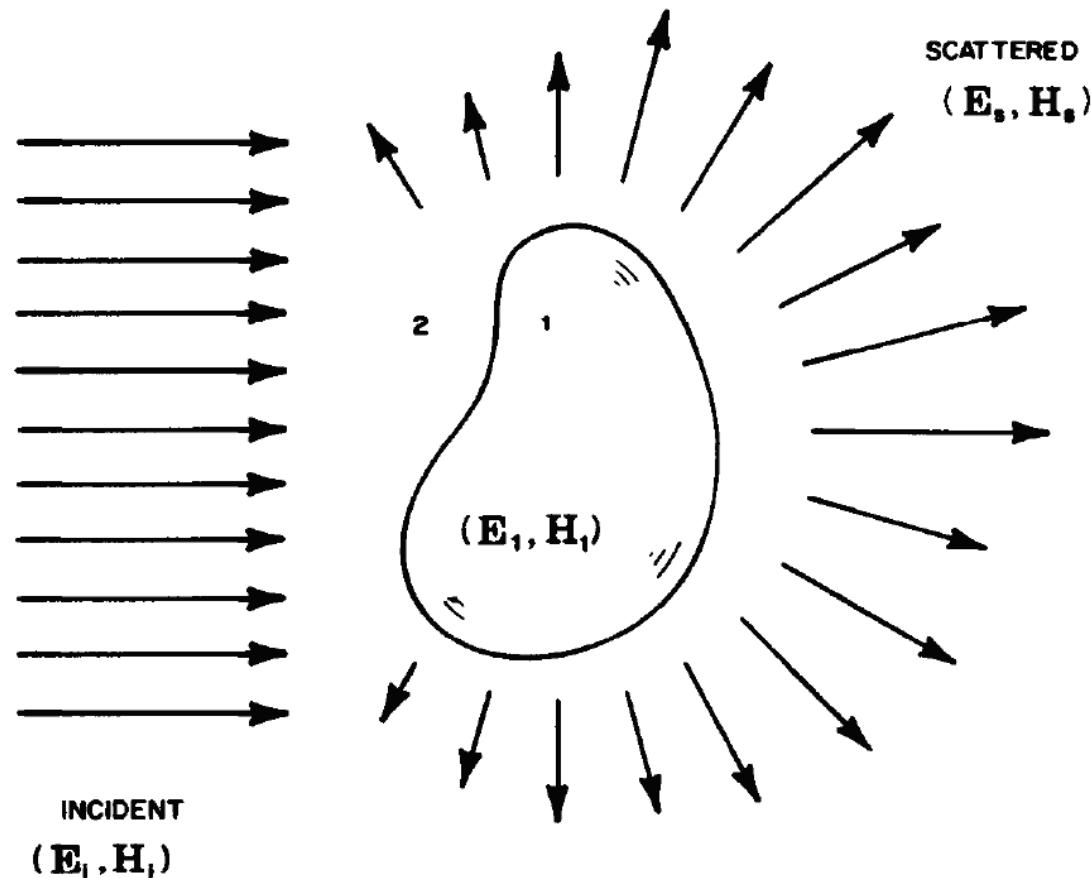
$$I_s \propto 1/\lambda^4$$

- Perché il cielo è blu?...e i tramonti sono rossi?



Diffusione ottica

Problema: data una particella illuminata da un'onda piana monocromatica con polarizzazione arbitraria le cui dimensioni e proprietà ottiche sono note, determinare il campo elettromagnetico in ogni punto.



Campo incidente

$$\mathbf{E}_i = \mathbf{E}_0 \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - i\omega t)$$

$$\mathbf{H}_i = \mathbf{k} \times \mathbf{E}_i / Z_0 \quad Z_0 = \sqrt{\mu_0 / \epsilon_0}$$

Regione 1: particella

$$(\mathbf{E}_1, \mathbf{H}_1)$$

Regione 2: ambiente

$$(\mathbf{E}_2, \mathbf{H}_2)$$

$$\mathbf{E}_2 = \mathbf{E}_i + \mathbf{E}_s$$

$$\mathbf{H}_2 = \mathbf{H}_i + \mathbf{H}_s$$

Diffusione ottica

Ipotizziamo assenza di cariche libere e nessuna corrente, i campi devono soddisfare

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$$

$$\nabla \cdot \mathbf{H} = 0$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = i\omega\mu\mathbf{H}$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = -i\omega\epsilon\mathbf{E}$$

Nelle regioni 1 e 2 permittività elettrica e permeabilità magnetica sono costanti, quindi

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = \nabla \times i\omega\mu\mathbf{H} = \omega^2\epsilon\mu\mathbf{E}$$

E applicando l'identità vettoriale $\nabla \times (\nabla \times \mathbf{A}) = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{A}) - \nabla \cdot (\nabla \mathbf{A})$ si ottiene

$$\boxed{\nabla^2\mathbf{E} + k^2\mathbf{E} = 0}$$

Diffusione ottica

Invece alle interfacce si applicano le condizioni al contorno di continuità dei campi tangenti

$$[\mathbf{E}_2(\mathbf{r}) - \mathbf{E}_1(\mathbf{r})] \times \hat{\mathbf{n}} = 0 \quad [\mathbf{H}_2(\mathbf{r}) - \mathbf{H}_1(\mathbf{r})] \times \hat{\mathbf{n}} = 0 \quad , \text{ con } \mathbf{r} \text{ su interfaccia}$$

A questo punto abbiamo le equazioni per trovare le soluzioni al problema iniziale!

Ma se ci limitiamo ad onde piane monocromatiche, abbiamo veramente tutte le soluzioni?

- Sì se assumiamo che i campi possano essere scomposti in una serie di onde piane monocromatiche
- Grazie alla linearità delle equazioni di Maxwell e delle condizioni al contorno se \mathbf{E}_a e \mathbf{E}_b sono soluzioni anche $\mathbf{E}_c = \mathbf{E}_a + \mathbf{E}_b$ sarà una soluzione

Diffusione ottica

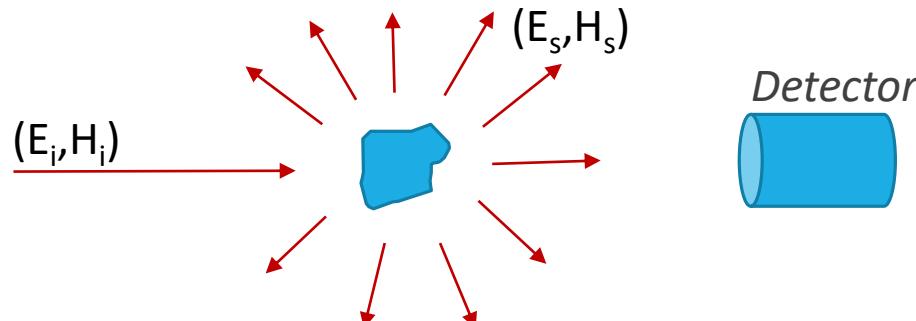
- Dai campi possiamo determinare il vettore di Poynting \mathbf{S} in ogni punto

$$\mathbf{S} = \frac{1}{2} \operatorname{Re}\{\mathbf{E}_2 \times \mathbf{H}_2^*\} = \mathbf{S}_i + \mathbf{S}_s + \mathbf{S}_{ext}$$

$$\mathbf{S}_i = \frac{1}{2} \operatorname{Re}\{\mathbf{E}_i \times \mathbf{H}_i^*\} \quad \mathbf{S}_s = \frac{1}{2} \operatorname{Re}\{\mathbf{E}_s \times \mathbf{H}_s^*\} \quad \mathbf{S}_{ext} = \frac{1}{2} \operatorname{Re}\{\mathbf{E}_i \times \mathbf{H}_s^* + \mathbf{E}_s \times \mathbf{H}_i^*\}$$

\mathbf{S}_{ext} è causato dall'interazione tra campo incidente e diffuso (scattered)

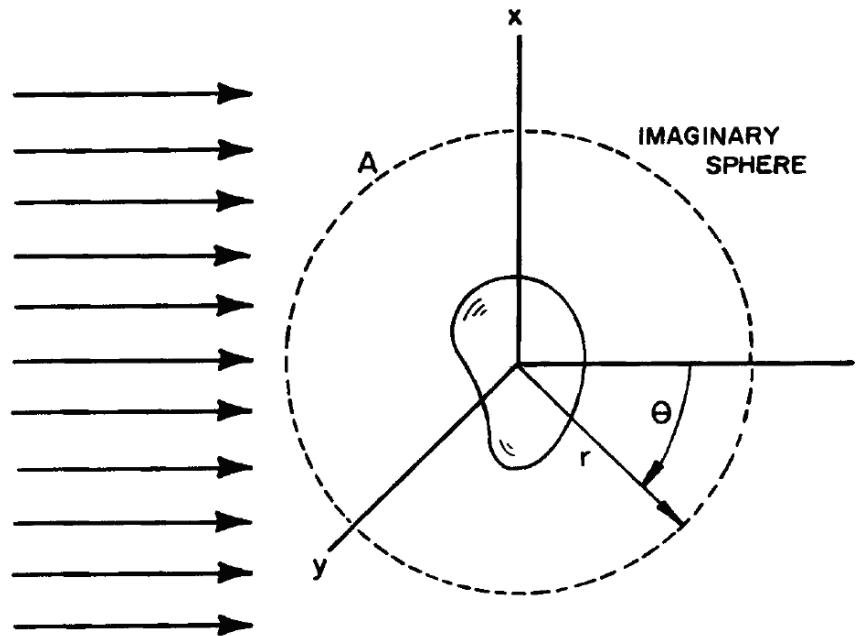
- La potenza misurata da un detector dietro alla particella sarà $U \leq U_0$ con U_0 la potenza misurata in assenza della particella



La particella causa un'estinzione (*extinction*) del raggio incidente che sarà in generale dovuta ad assorbimento (*absorption*) di luce nella particella e diffusione (*scattering*)

Diffusione ottica

Calcoliamo allora il flusso del vettore di Poynting attraverso una superficie A



$$W_a = - \int_A \mathbf{S} \cdot \hat{\mathbf{e}}_r dA$$

$W_a > 0 \Leftrightarrow$ assorbimento di energia all'interno di A

Diffusione ottica

Utilizzando $\mathbf{S} = \mathbf{S}_i + \mathbf{S}_s + \mathbf{S}_{ext}$ otteniamo

$$\mathbf{W}_a = \mathbf{W}_i - \mathbf{W}_s + \mathbf{W}_{ext}$$

con

$$\mathbf{W}_i = - \int_A \mathbf{S}_i \cdot \hat{\mathbf{e}}_r dA \quad \mathbf{W}_s = \int_A \mathbf{S}_s \cdot \hat{\mathbf{e}}_r dA \quad \mathbf{W}_{ext} = - \int_A \mathbf{S}_{ext} \cdot \hat{\mathbf{e}}_r dA$$

Quindi

$$\boxed{\mathbf{W}_{ext} = \mathbf{W}_a + \mathbf{W}_s}$$

È comune normalizzare per l'intensità del campo incidente (*cross-section*) e per la sezione geometrica della particella (*efficienza*):

$$C_{ext} = \frac{W_{ext}}{I_i} \quad Q_{ext} = \frac{C_{ext}}{G}$$

Teoria di Mie

Diffusione di una particella sferica con raggio e indice di rifrazione arbitrari

Si possono definire vettori \mathbf{M} e \mathbf{N} tali per cui

$$\mathbf{M} = \nabla \times (\mathbf{r}\psi) \quad \mathbf{N} = \nabla \times \mathbf{M}/k$$

sono soluzioni dell'equazione d'onda vettoriale in coordinate sferiche se

ψ soddisfa equazione d'onda scalare:

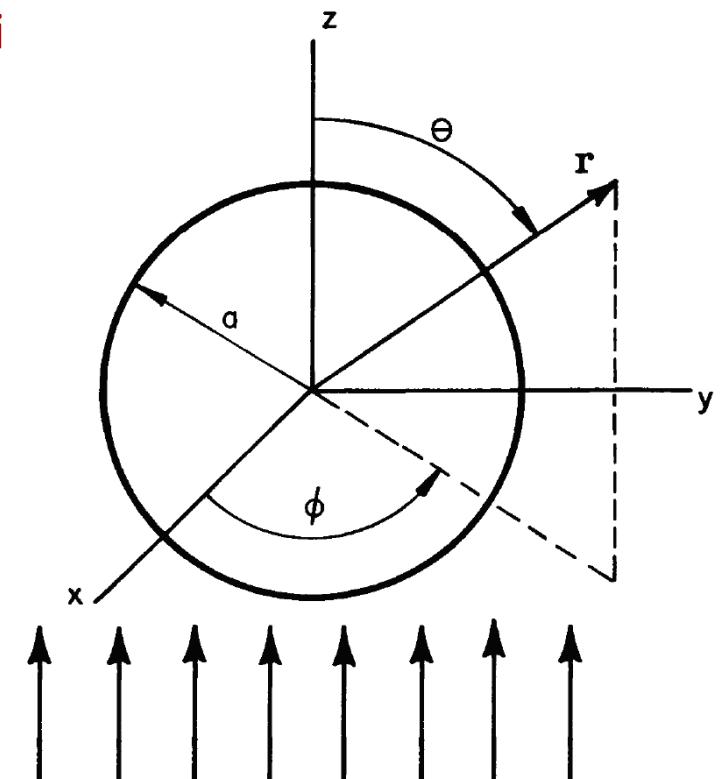
$$\nabla^2\psi + k^2\psi = 0$$

Usando un sistema di coordinate sferiche si ottengono le soluzioni

$$\psi_{emn} = \cos m\phi P_n^m(\cos \theta)z_n(kr)$$

$$\psi_{omn} = \sin m\phi P_n^m(\cos \theta)z_n(kr)$$

Ogni soluzione è esprimibile come somma di una serie infinita di ψ_{emn} e ψ_{omn}



Teoria di Mie

I vettori \mathbf{M} ed \mathbf{N} generati usando ψ_{emn} e ψ_{omn} sono chiamati **armoniche sferiche vettoriali**

- Ogni campo elettrico è esprimibile come

$$\mathbf{E} = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=m}^{\infty} (B_{emn} \mathbf{M}_{emn} + B_{omn} \mathbf{M}_{omn} + A_{emn} \mathbf{N}_{emn} + A_{omn} \mathbf{N}_{omn})$$

dove i coefficienti B_{emn} , B_{omn} , A_{emn} e A_{omn} si calcolano usando

$$B_{emn} = \frac{\int \mathbf{E} \cdot \mathbf{M}_{emn} \sin \theta d\theta d\phi}{\int |\mathbf{M}_{emn}|^2 \sin \theta d\theta d\phi}$$

Teoria di Mie

Quindi partendo dall'espansione in armoniche sferiche del campo incidente (onda piana monocromatica) e applicando le condizioni al contorno si ottengono i campi

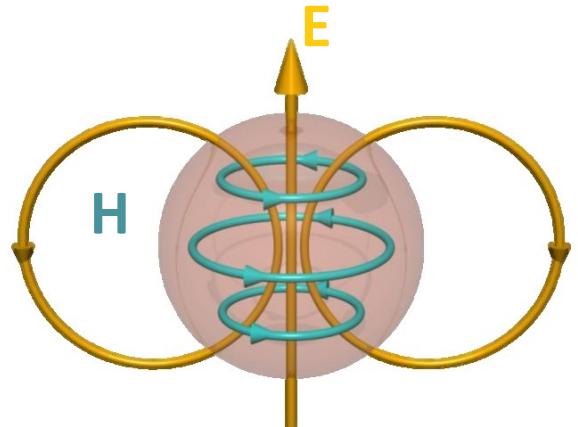
$$\mathbf{E}_1 = \sum_{n=1}^{\infty} E_n \left(c_n \mathbf{M}_{o1n}^{(1)} - id_n \mathbf{N}_{e1n}^{(1)} \right)$$

$$\mathbf{E}_s = \sum_{n=1}^{\infty} E_n \left(ia_n \mathbf{N}_{e1n}^{(3)} - b_n \mathbf{M}_{o1n}^{(1)} \right)$$

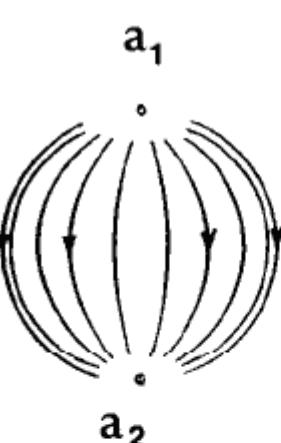
Questo problema è **risolto esattamente** una volta calcolati i coefficienti a_n, b_n, c_n e d_n per i quali esistono espressioni analitiche facilmente calcolabili con un calcolatore

Teoria di Mie

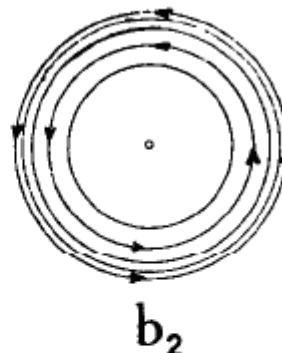
Mappe di campo elettrico E_s



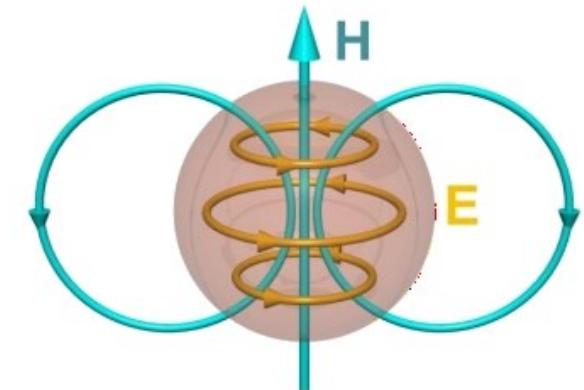
$$E \propto N_{e11}$$



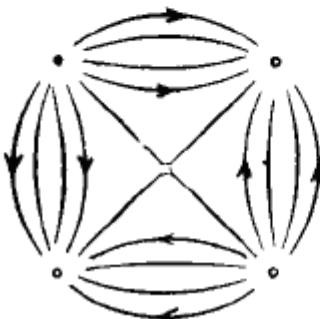
b_1



$$E \propto M_{o11}$$



$$E \propto N_{e12}$$



TM MODES

(No Radial H Component)

ELECTRIC TYPE

E - WAVE

TE MODES

(No Radial E Component)

MAGNETIC TYPE

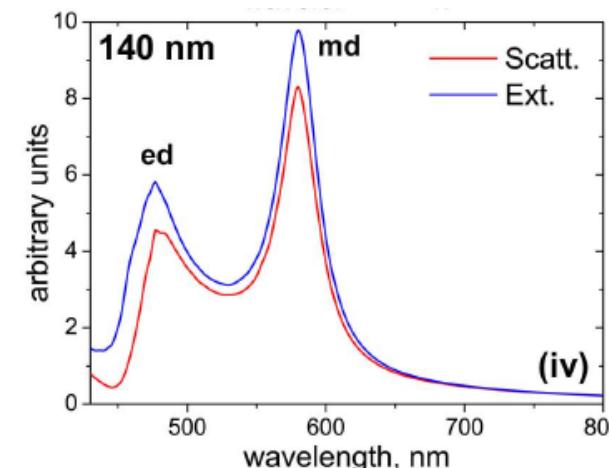
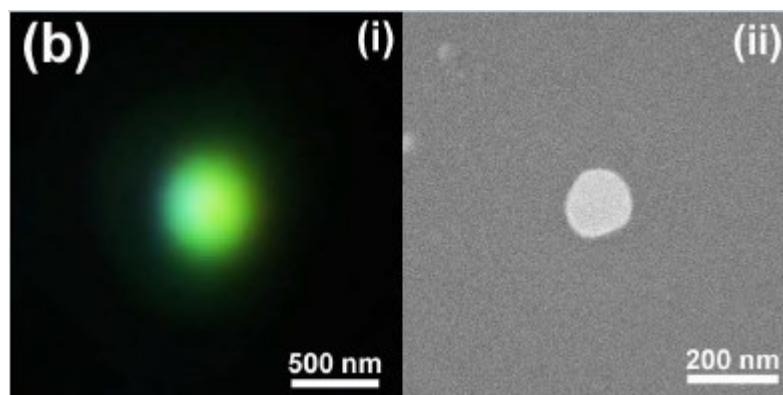
H - WAVE

Teoria di Mie

Anche i coefficienti di extinction e scattering sono esprimibili con armoniche sferiche:

$$C_{sca} = \frac{W_s}{I_s} = \frac{2\pi}{k^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) (|a_n|^2 + |b_n|^2)$$

$$C_{ext} = \frac{W_{ext}}{I_s} = \frac{2\pi}{k^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \operatorname{Re}\{a_n + b_n\}$$



A.I. Kuznetsov, Sci. Rep. (2012)

Esempio: scattering di Rayleigh

Interazione onda elettromagnetica con particella piccola rispetto alla lunghezza d'onda ($\lambda \gg a$)

$$a_1 = -\frac{i2x^3}{3} \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} - \frac{i2x^5}{5} \frac{(m^2 - 2)(m^2 - 1)}{(m^2 + 2)^2}$$



Contributo dipolo elettrico è dominante

$$+ \frac{4x^6}{9} \left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right)^2 + O(x^7),$$

$$b_1 = -\frac{ix^5}{45} (m^2 - 1) + O(x^7),$$

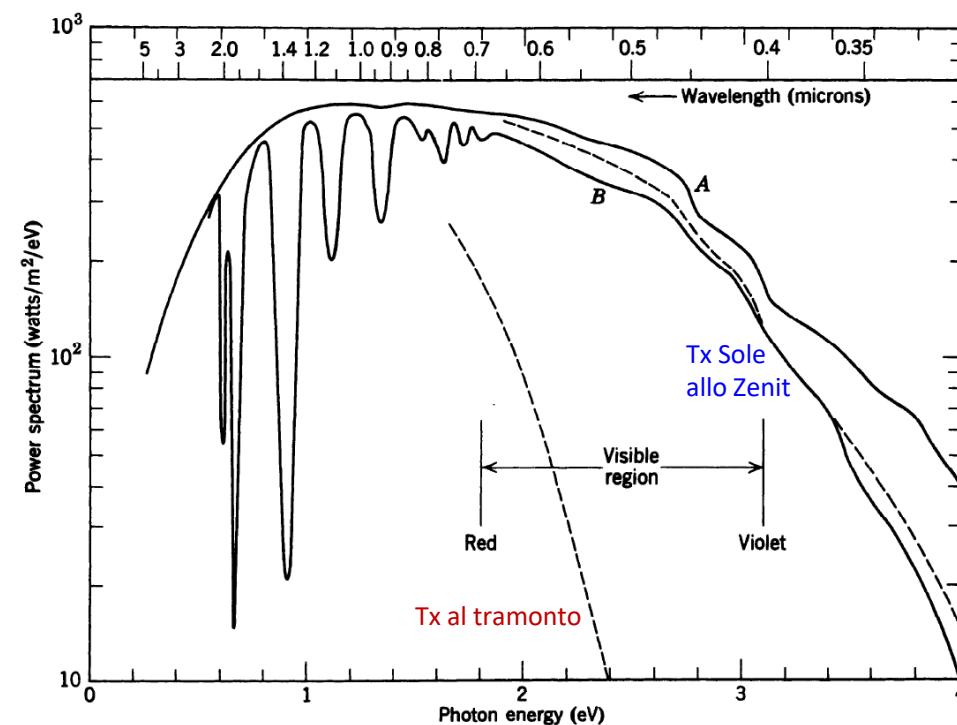
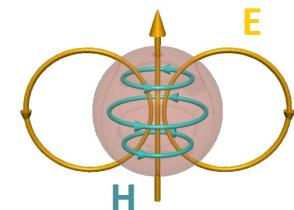
$$a_2 = -\frac{ix^5}{15} \frac{m^2 - 1}{2m^2 + 3} + O(x^7),$$

$$b_2 = O(x^7),$$

$$x = ka$$

$$m = n_2/n_1$$

$$C_{sca} \propto 1/\lambda^4$$



Programma

1. Antenne ottiche

2. Diffusione ottica

1. Estinzione, diffusione e assorbimento
2. Caso di diffusione con particella sferica (teoria di Mie)

3. Antenne ottiche dielettriche

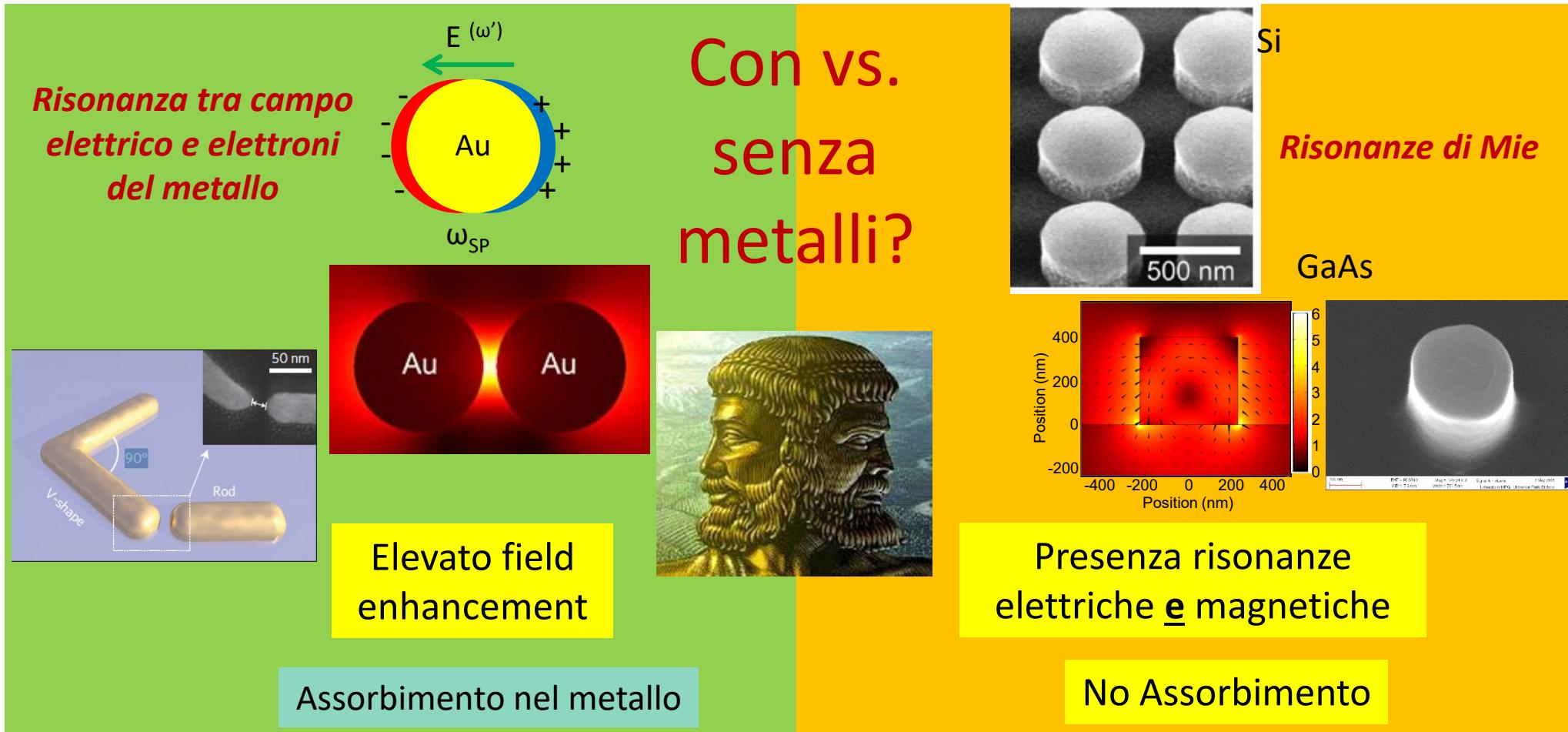
1. Confronto con antenne metalliche
2. Applicazioni: emissione direttiva, metasuperfici, scattering Raman

4. Ottica non lineare con antenne in AlGaAs

1. Principi di ottica non lineare e generazione di seconda armonica
2. Generazione di seconda armonica in antenne di AlGaAs

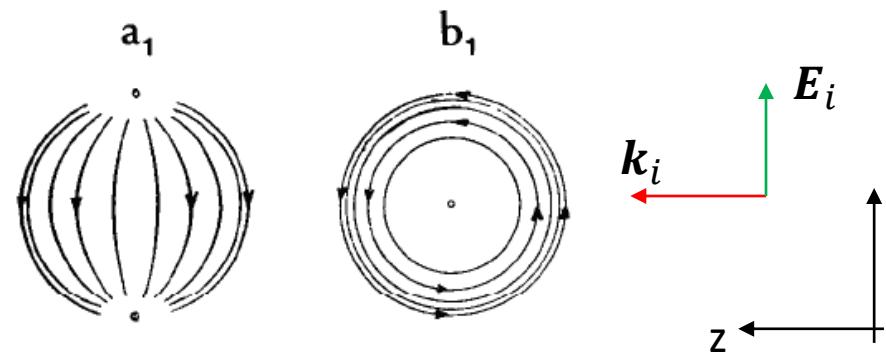
Antenne ottiche dielettriche

A partire dal 2012 le antenne ottiche costituite da dielettrici hanno attratto un considerevole interesse



Emissione direttiva

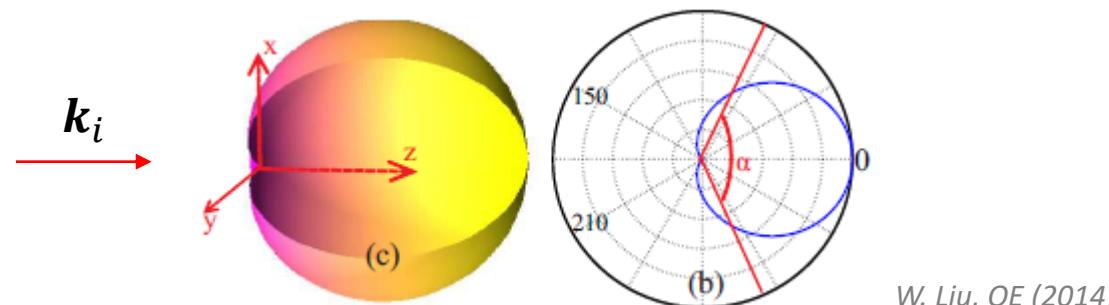
Consideriamo una sfera con sole risonanze di dipolo elettrico (ED) e magnetico (MD):



Ipotizziamo che a_1 e b_1 abbiano identica ampiezza e fase

I campi elettrici diffusi da ED e MD formano interferenza:

- Costruttiva in Tx
- Distruttiva in Rx

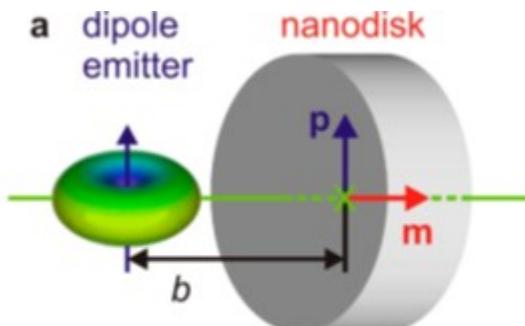


W. Liu, OE (2014)

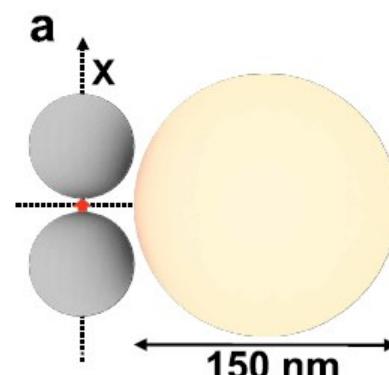
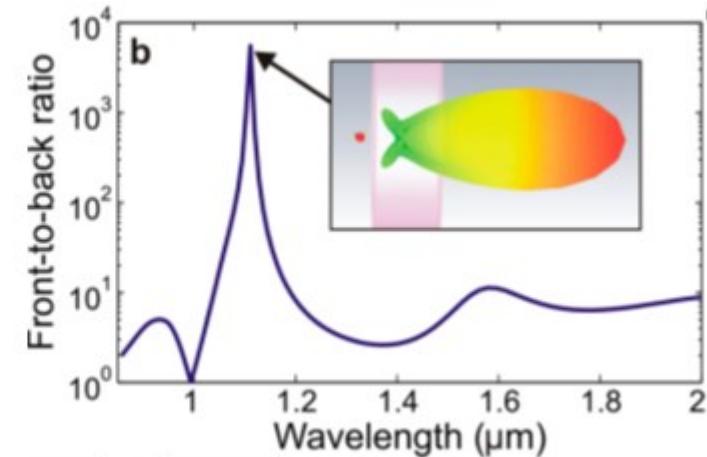
Questo principio è noto come **condizione di Kerker**

Emissione direttiva

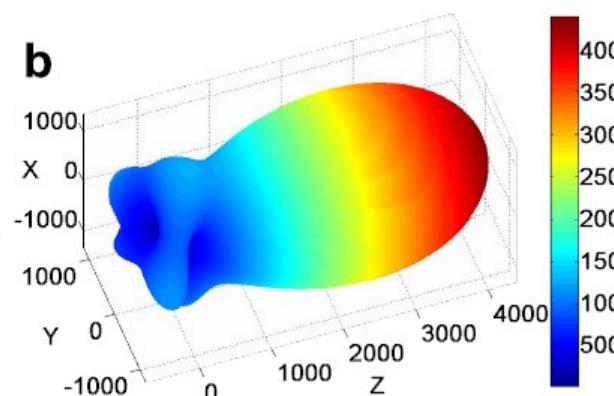
Accoppiamento con nano-emettitori



I. Staude, ACS Nano (2013)

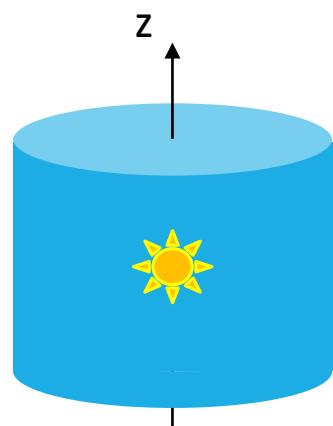


B. Rolly, OE (2012)

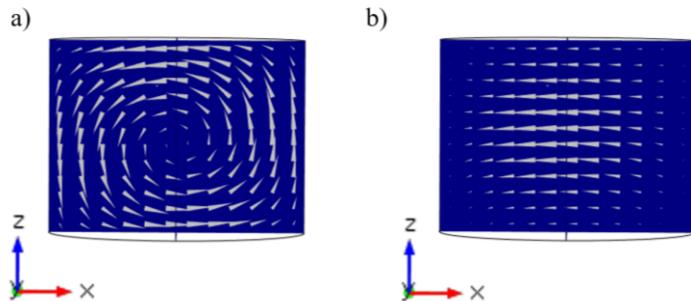


Emissione direttiva

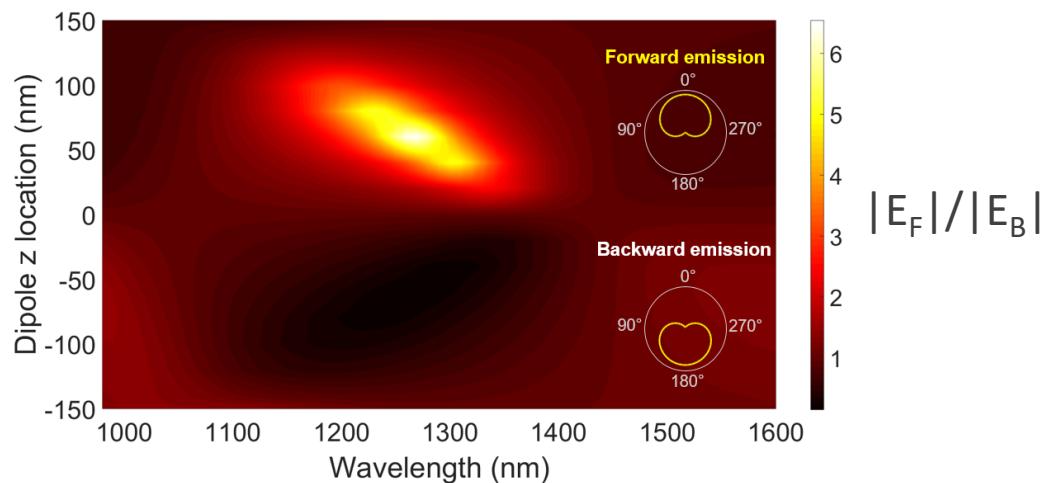
Quantum-dot (QD) integrato con antenna ottica



➤ Eccitazione selettiva di ED o MD in base alla posizione del QD



➤ Possibilità di emissione direttiva sia in riflessione che in trasmissione



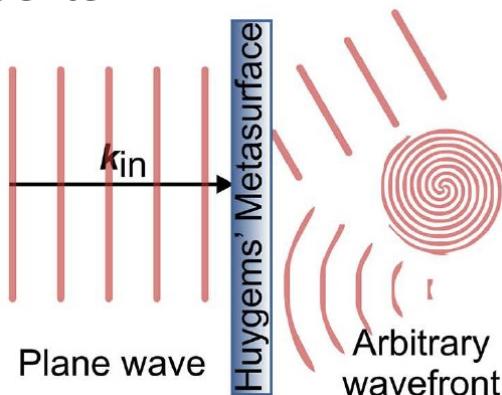
D. Rocco, JOSAB (Submitted)

Metasuperfici di Huygen

Sorgente di Huygen: sorgente che emette campi di ED ed MD

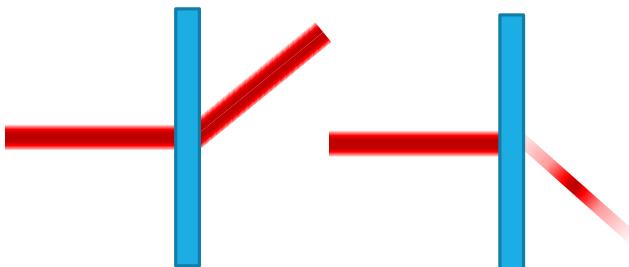
Utilizzando una matrice di queste sorgenti (*metasuperficie*) si può generare un fronte d'onda arbitrario, senza riflessioni del raggio incidente

M. Decker, AOM (2015)

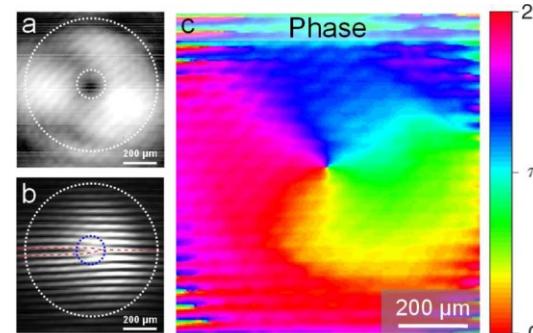


- ✓ Dimensioni molto ridotte rispetto a lenti convenzionali
- ✓ Non limitate da dispersione dei materiali costituenti

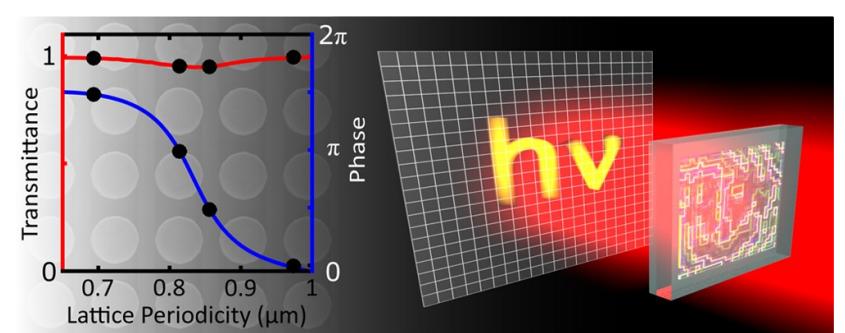
Lenti per deviare luce incidente e/o focalizzarla



Generazione raggi complessi

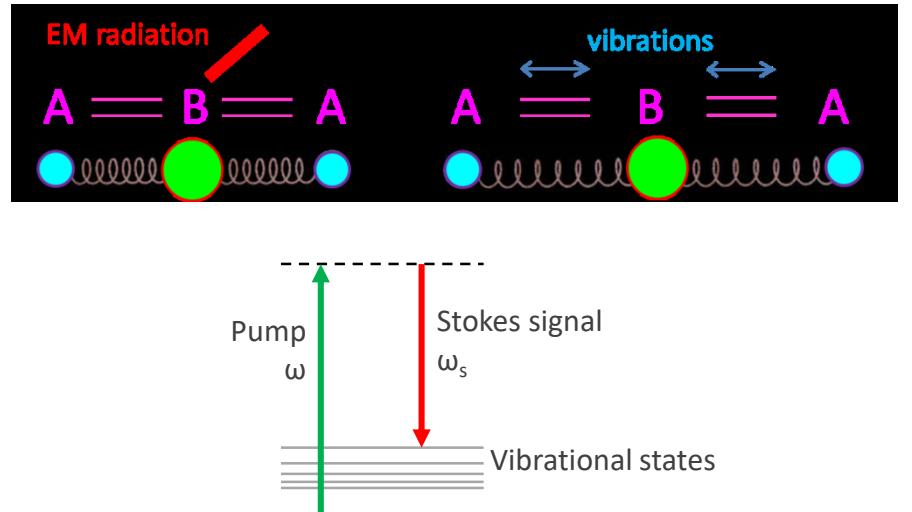


Generazione di ologrammi

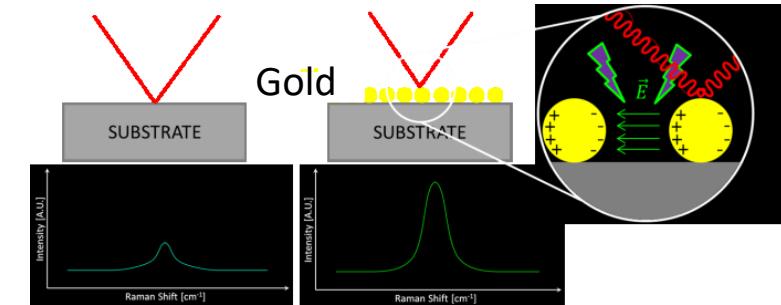


Spettroscopia Raman

Raman scattering: metodo non invasivo per identificazione specie chimiche



- Utilizzo nanoantenne metalliche



- ✗ Joule heating

P.Albella, ACS Phot.(2014)

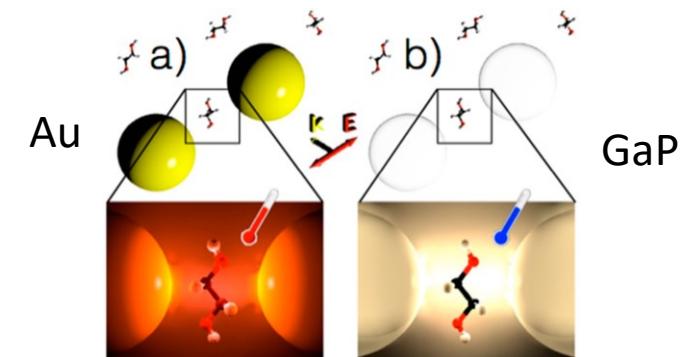
- Molecular fingerprint

- Typically weak signal $\propto |E_{loc}(\omega_p)|^2$



Surface-Enhanced Raman Scattering (SERS)

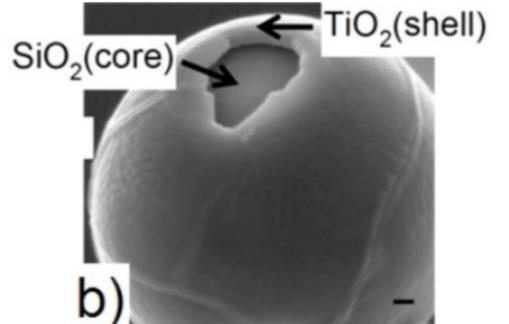
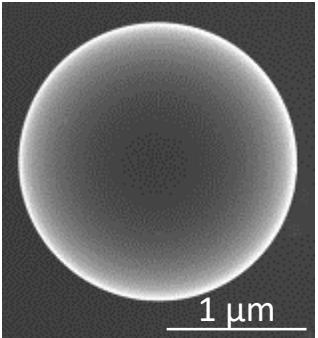
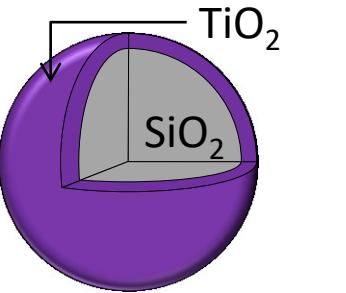
$$G = M(\omega_p) \times M(\omega_s) = \frac{|E_{loc}(\omega_p)|^2}{|E_{inc}|^2} \times \frac{|E_{loc}(\omega_r)|^2}{|E_{inc}|^2}$$



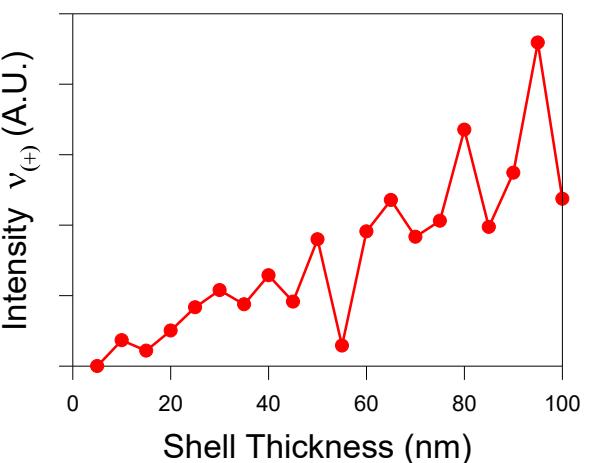
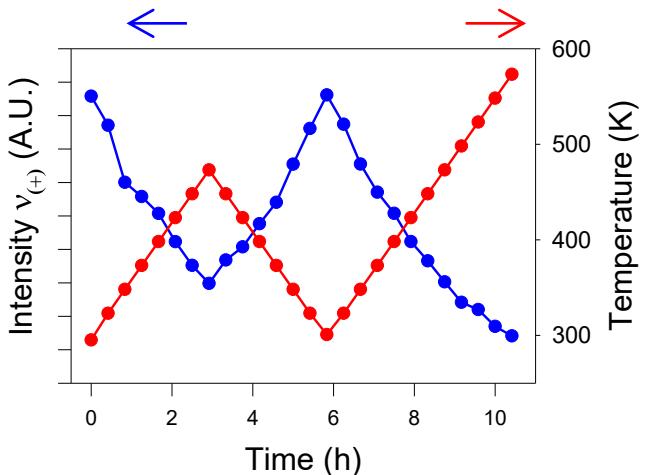
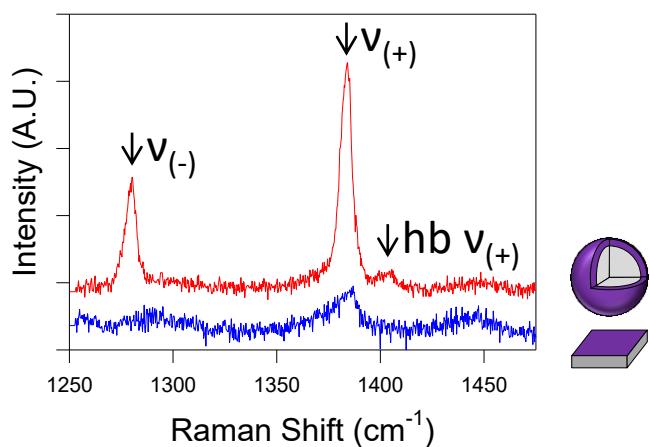
- Utilizzo dielettrici è più attraente

SERS con T-Rex beads

- Strutture in $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ core/shell per environmental in-situ real-time CO_2 detection



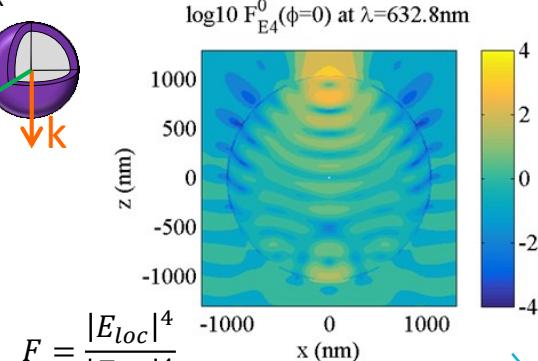
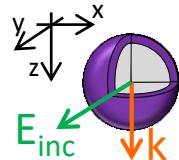
- Risultati:



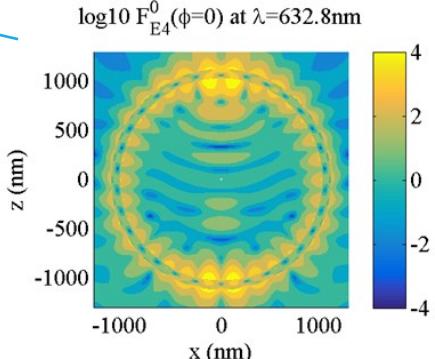
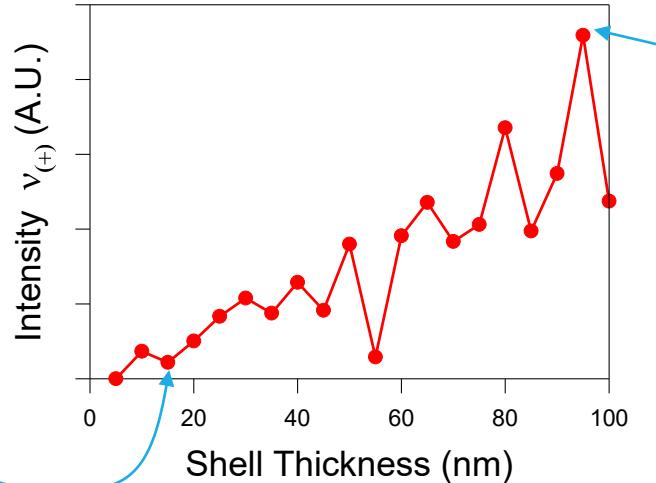
- Segnale Raman di T-rex è più intenso
- Segnale Raman dipende fortemente dallo spessore di TiO_2

SERS con T-Rex beads

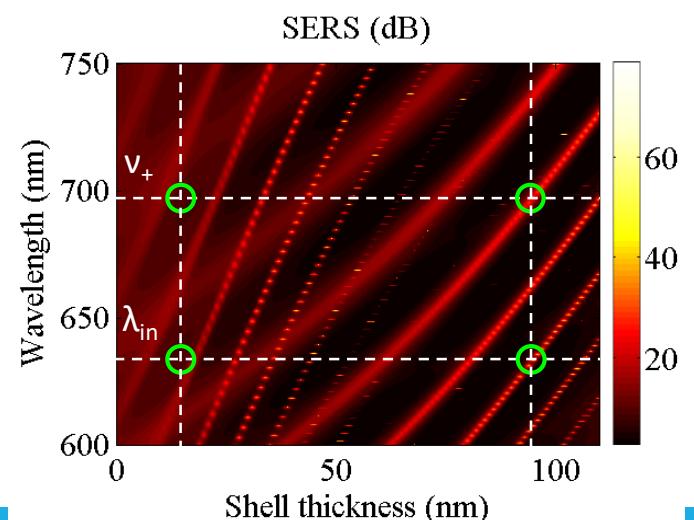
- Calcolo del SERS utilizzando la teoria di Mie (strutture sferiche, quindi calcolo dei coeff. a_n , b_n , c_n e d_n)



$$F = \frac{|E_{loc}|^4}{|E_{inc}|^4}$$



N.Bontempi,
Nanoscale(2016)



➤ SERS massimo quando concentrazione di campo elettrico sia alla frequenza della pompa che del segnale di Stokes



Attività SERS descritta accuratamente con teoria di Mie
→ base per design di strutture ottimizzate

Programma

1. Antenne ottiche

2. Diffusione ottica

1. Estinzione, diffusione e assorbimento
2. Caso di diffusione con particella sferica (teoria di Mie)

3. Antenne ottiche dielettriche

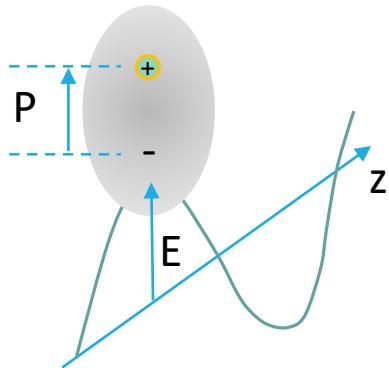
1. Confronto con antenne metalliche
2. Applicazioni: emissione direttiva, metasuperfici, scattering Raman

4. Ottica non lineare con antenne in AlGaAs

1. Principi di ottica non lineare e generazione di seconda armonica
2. Generazione di seconda armonica in antenne di AlGaAs

Ottica nonlineare

In un mezzo omogeneo e isotropico con risposta istantanea



$$P = \epsilon_0 (\underbrace{\chi^{(1)} E}_{\text{lineare}} + \underbrace{\chi^{(2)} E^2 + \chi^{(3)} E^3 + \dots}_{\text{Risposta nonlineare}})$$

- proporzionale alla suscettibilità $\chi^{(i)}$ del materiale
- superlineare con campo elettrico E



Osservabile solo usando campi ad alta intensità!



Per aumentare risposta nonlineare:

- **Materiali altamente nonlineari**
- **Concentrazione del campo elettromagnetico**



Ottica nonlineare

Dalle equazioni di Maxwell e le relazioni costitutive:

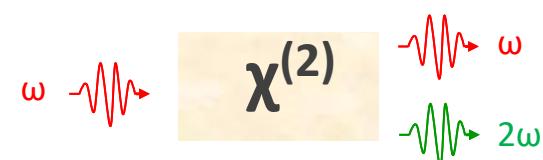
$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}^L + \mathbf{P}^{NL} \quad \nabla \times \mathbf{H} = -i\omega \mathbf{D}$$

Otteniamo una nuova equazione d'onda

$$\nabla^2 \mathbf{E} + k^2 \mathbf{E} = -\frac{k^2}{\epsilon_0} \mathbf{P}^{NL}$$

\mathbf{P}^{NL} agisce come una sorgente

- \mathbf{P}^{NL} può essere alla stessa frequenza del campo incidente
 - Automodulazione di fase, assorbimento non lineare
- \mathbf{P}^{NL} può essere ad altre frequenze rispetto al campo incidente: generazione di luce a diverse frequenze
 - Generazione di seconda armonica, somma di frequenze, four-wave mixing



ω = frequenza fondamentale (FF)

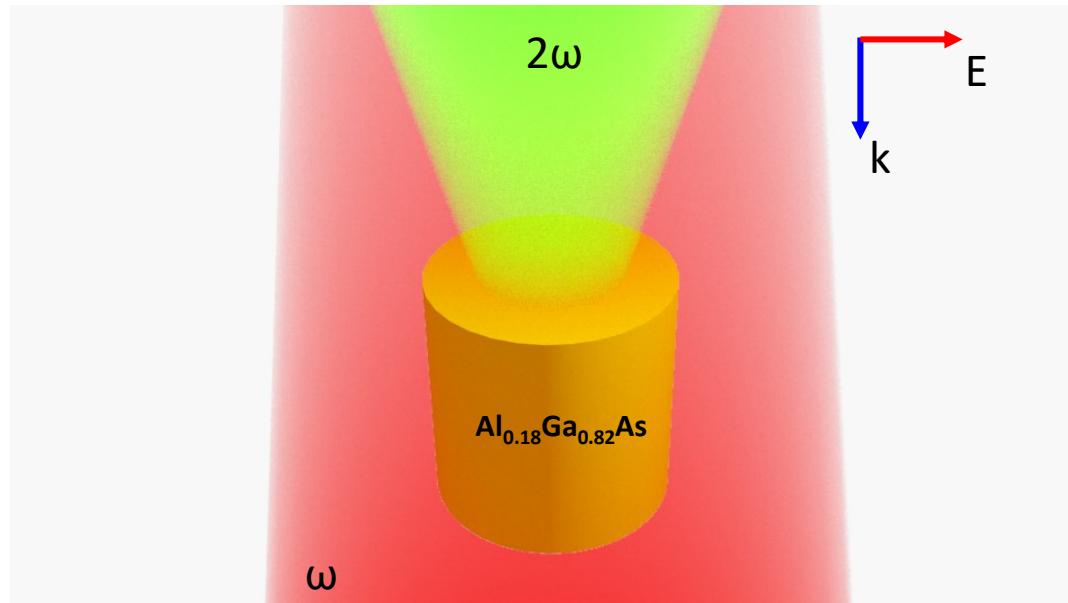
2ω = frequenza seconda armonica (SH)

Generazione di seconda armonica (SHG)

Nanoantenne dielettriche concentrano campo elettromagnetico nel materiale

→ **potenziale per esaltazione fenomeni ottici non lineari!**

- Generazione di seconda armonica: illuminiamo a $\lambda = 1550 \text{ nm}$ (FF) e luce generata è a 775 nm (SH)



Simulazioni elettromagnetiche
con metodo degli elementi finiti
implementato in COMSOL®

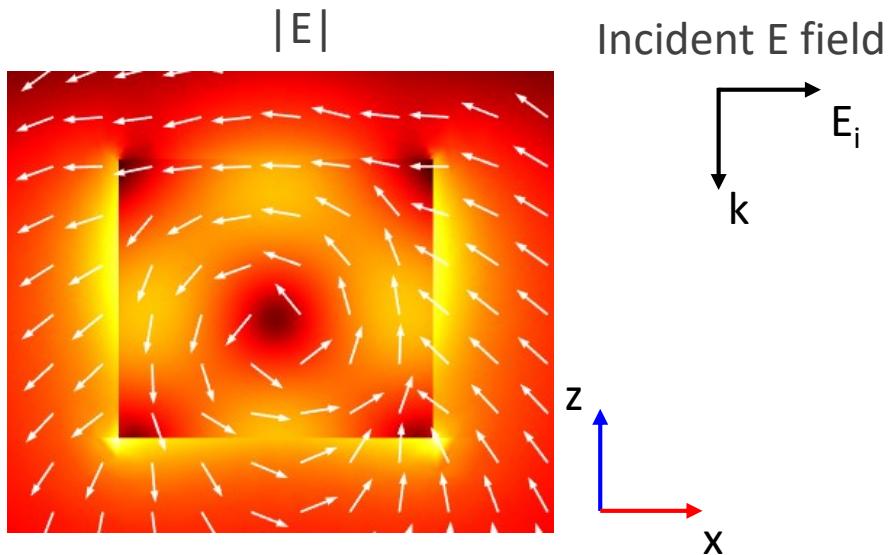
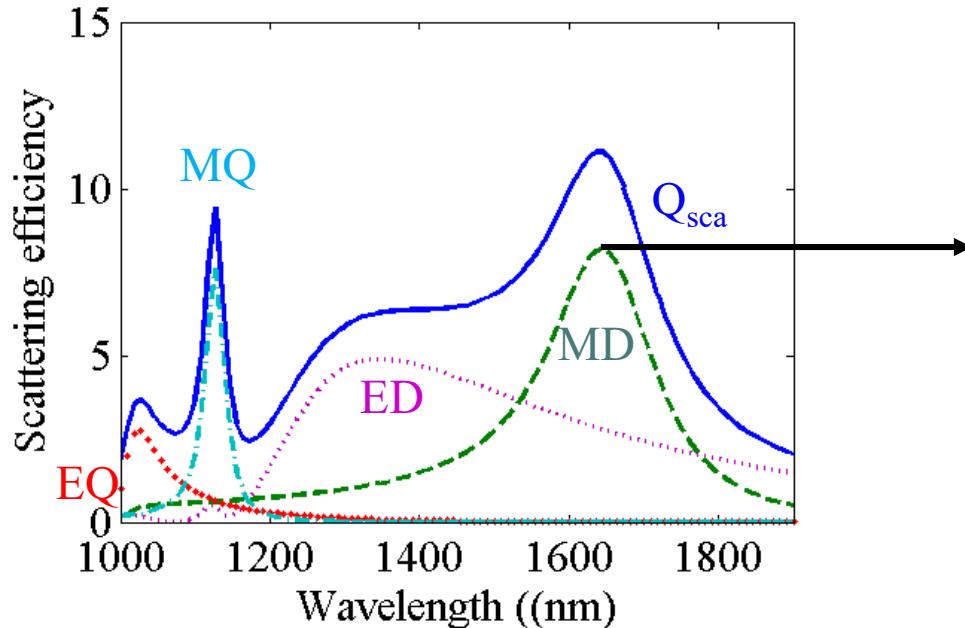
Utilizziamo la risonanza **MD** alla FF per raggiungere alte intensità di campo elettromagnetico nell'antenna

Risposta ottica lineare

Efficienza di scattering di una antenna in AlGaAs in aria

Parametri di simulazione
 $h=400\text{nm}$
 $r=225\text{nm}$

Legend:
MD = magnetic dipole
ED = electric dipole
MQ = magnetic quadrupole
EQ = electric quadrupole

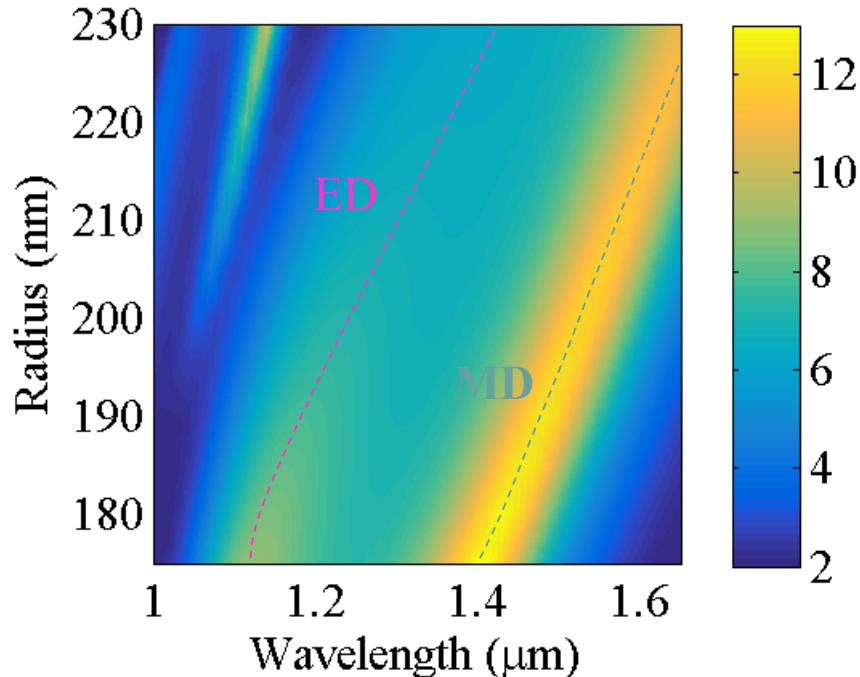


- Forti risonanze nel vicino infrarosso
- Scomposizione con armoniche sferiche rivela 4 risonanze
- Risonanza MD a $\lambda = 1640 \text{ nm}$

L. Carletti, OE (2015)

Risposta ottica lineare

La posizione spettrale del MD si può controllare variando il raggio del disco



- Risonanze si spostano a lunghezze d'onda maggiori (red-shift) con l'aumentare del raggio
- MD si sposta tra lunghezze d'onda di $1,4 \mu\text{m}$ e $1,7 \mu\text{m}$

L. Carletti, OE (2015)



Generazione di seconda armonica

La polarizzazione non lineare responsabile della SHG nell'antenna di $\text{Al}_{0.18}\text{Ga}_{0.82}\text{As}$ è

$$P_i^{(2)}(2\omega) = \epsilon_0 \times \chi_{ijk}^{(2)}(\omega) \times E_j(\omega) \times E_k(\omega) \neq 0 \Leftrightarrow i \neq j \neq k$$

Suscettibilità nonlineare
di II ordine

Componenti di campo
elettrico della FF

➤ **Otteniamo le correnti non lineari: sorgenti a 2ω**

➤ Definiamo l'efficienza di conversione SHG come

$$\eta_{SHG} = \frac{\int_A \vec{S}_{SH} \cdot \vec{n} da}{I_0 \times \pi r^2}$$

S_{SH} = Poynting vector of SH field

n = normal to surface A enclosing antenna

I_0 = FF intensity

r = disk radius

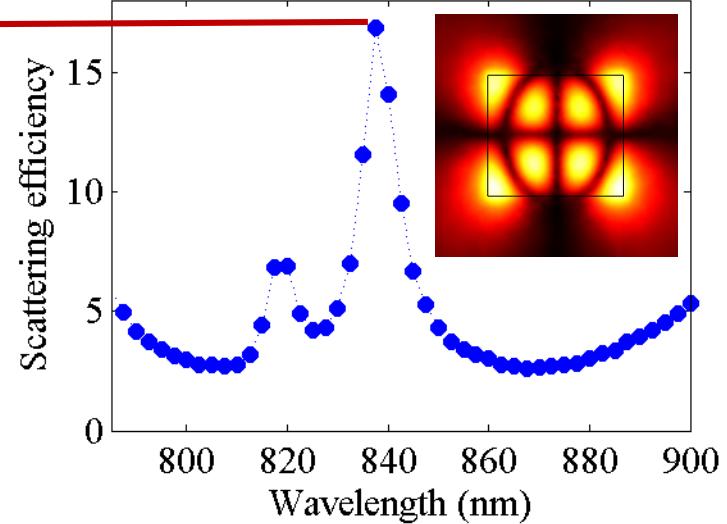
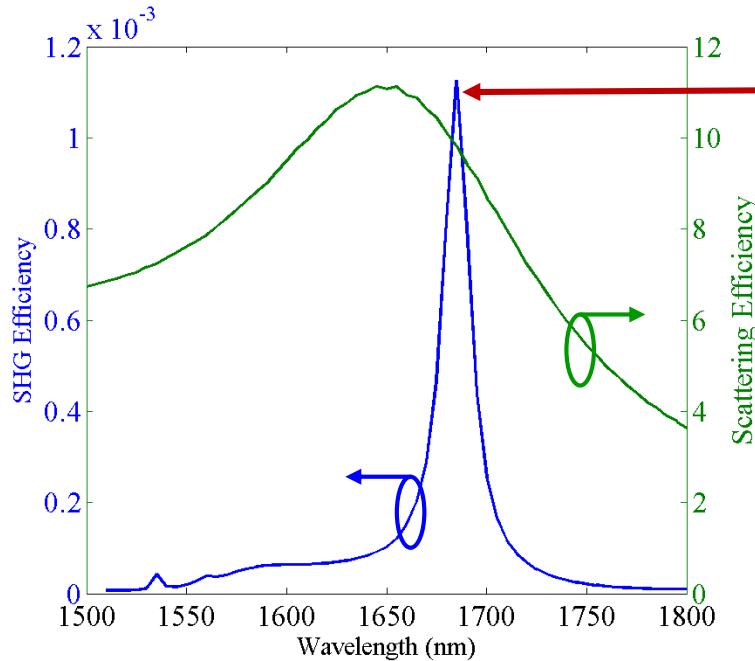
L. Carletti, OE (2015)

Generazione di seconda armonica

Efficienza di conversione SHG in funzione di λ della pompa

L. Carletti, OE (2015)

Simulation parameters
 $h=400\text{nm}$
 $r=225\text{nm}$
 $I_0=1\text{ GW/cm}^2$



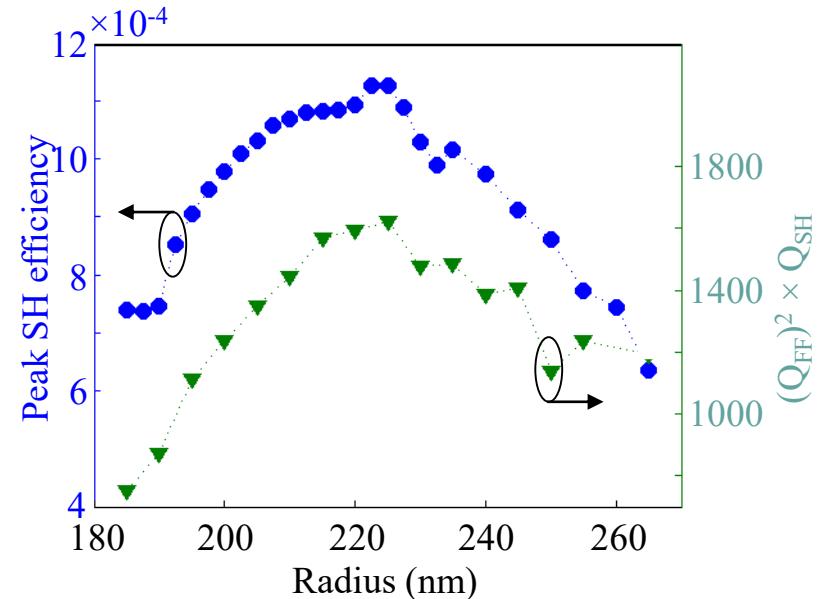
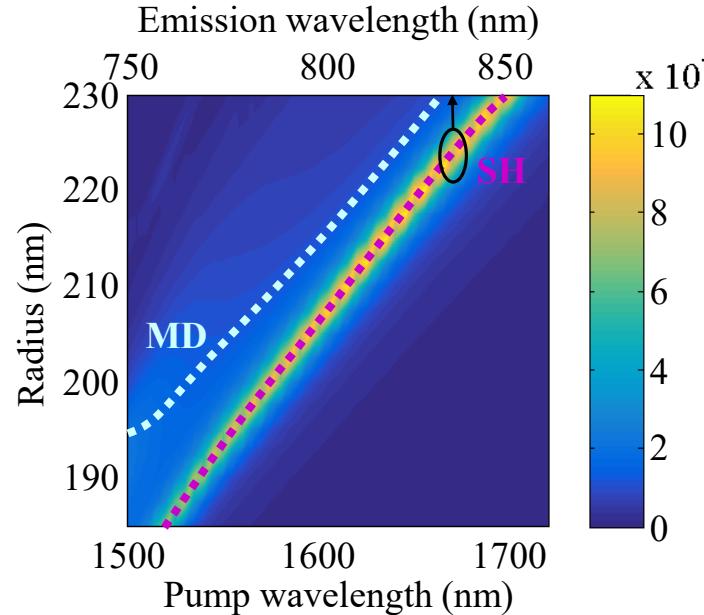
- Conversione di efficienza $> 10^{-3}$ → Circa 10^3 volte meglio che con antenne plasmoniche
- Picco di efficienza di SHG per $\lambda_{FF} = 1675 \text{ nm}$ (vicino a risonanza MD)
- Presenza di un modo alla frequenza di SH con buon overlap con modo della FF

Generazione di seconda armonica

L. Carletti, OE (2015)

Efficienza di conversione SHG in funzione del raggio del disco

Simulation parameters
 $h=400\text{nm}$
 $I_0=1\text{ GW/cm}^2$

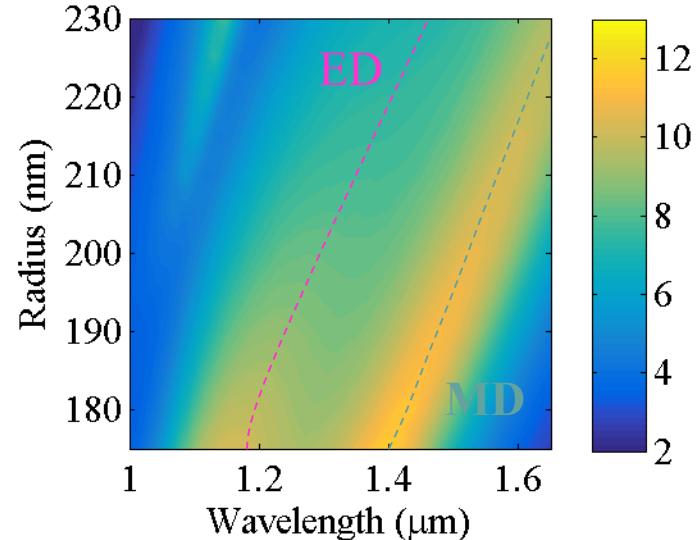
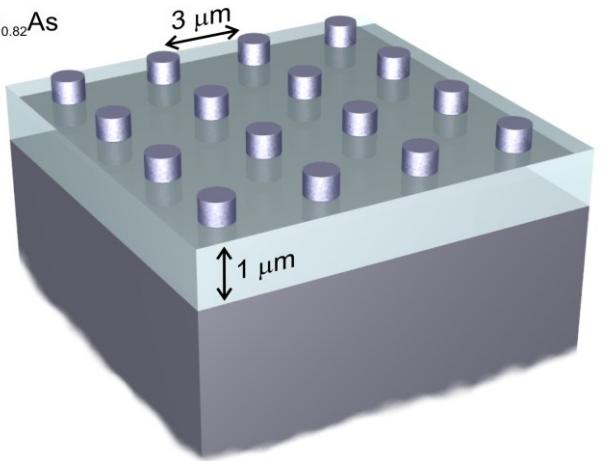
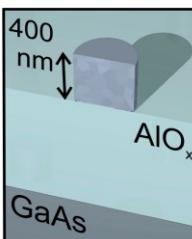
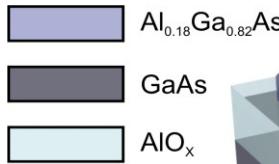


- Picco di SHG segue un modo risonante alla SH
- Migliore efficienza raggiunta per raggio di 225nm
- Efficienza di conversione è $\propto (Q_{FF})^2 \times Q_{SH}$

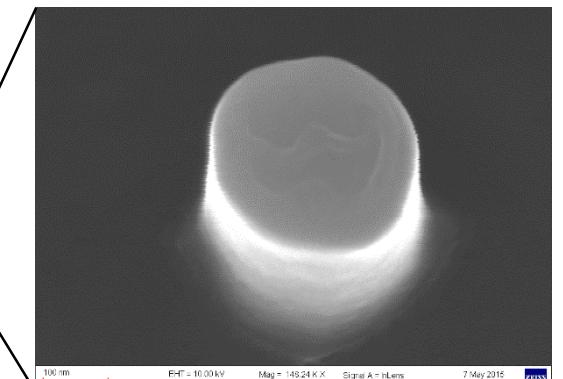
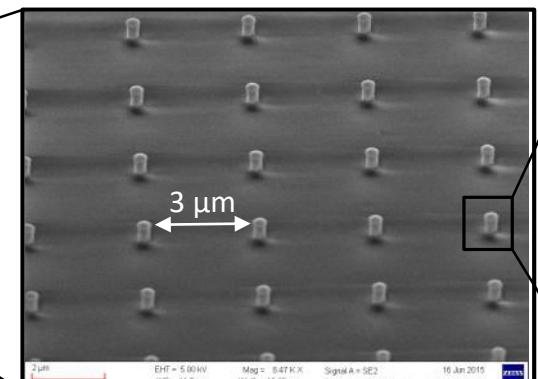
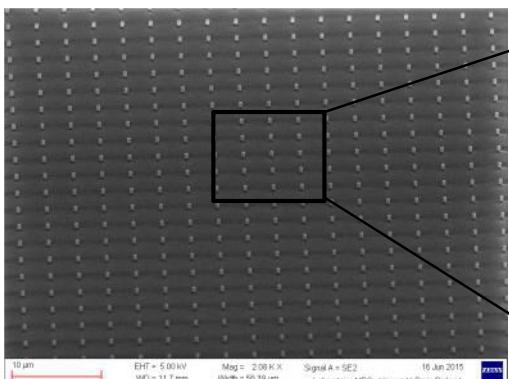
Fabbricazione dei campioni

Abbiamo fabbricato una matrice di dischi di altezza uguale (400 nm) e raggi diversi (da 175 nm a 230 nm)

- Utilizzo di un **substrato in AlO_x** : deve avere indice di rifrazione basso rispetto a quello delle antenne (in AlGaAs)



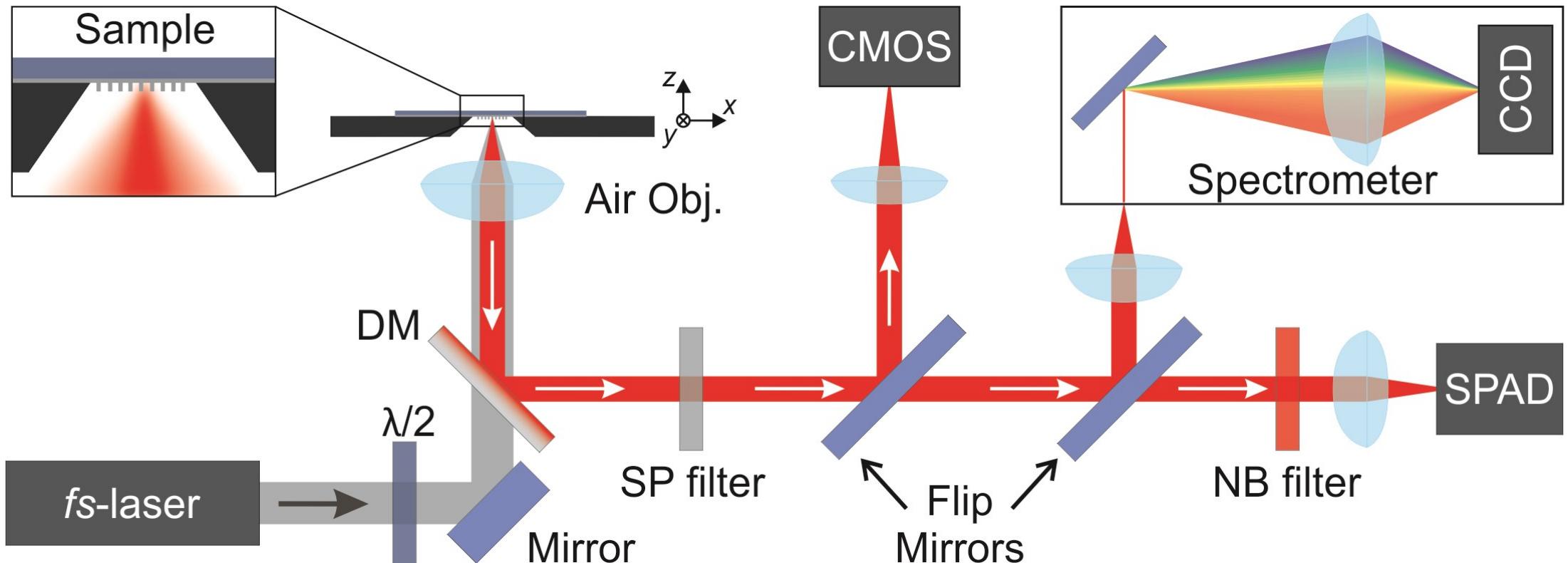
- Immagini dei campioni (ottenute al microscopio elettronico)



Caratterizzazione non lineare



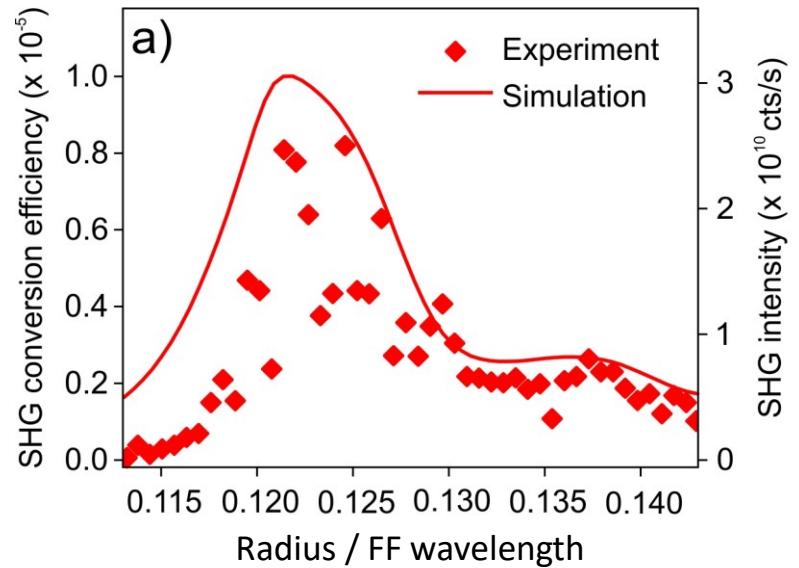
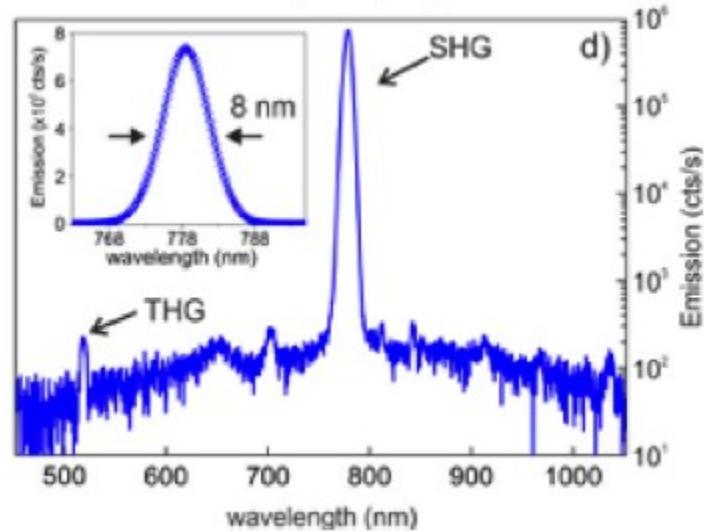
Schema del setup ottico utilizzato per la caratterizzazione dei campioni



V.F. Gili, OE (2016)
G. Lavinia, OL (2017)

Caratterizzazione non lineare

Misura dell'efficienza di conversione in SH e confronto con simulazioni



MPQ

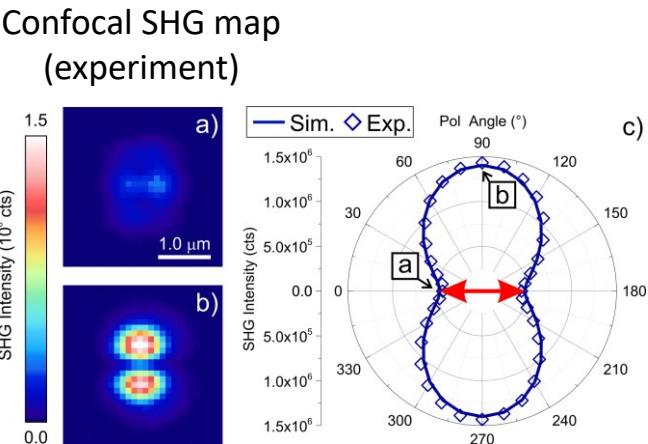
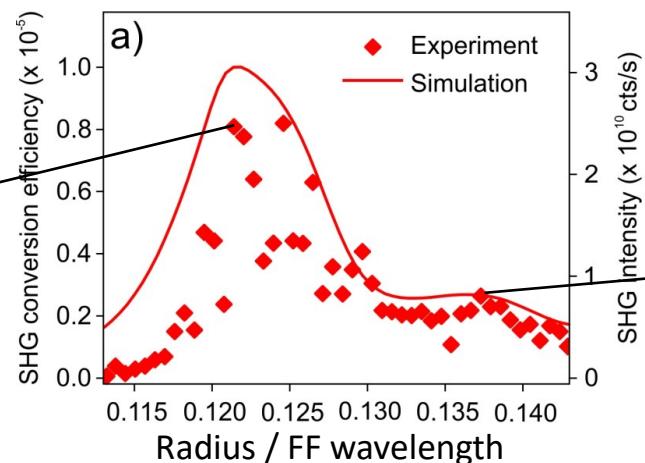
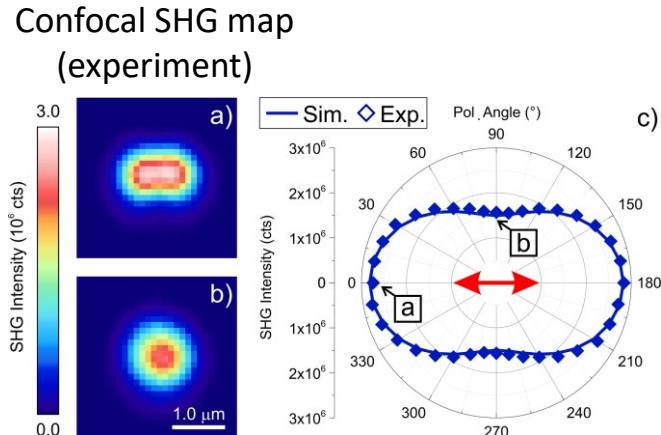
- Ottimo accordo tra simulazioni e misure sperimentali
- Due picchi di SHG (uno principale ed uno secondario)
- Massima efficienza di conversione $\sim 10^{-5}$ (confrontabile con valori massimi attualmente raggiunti)

V.F. Gili, OE (2016)
G. Lavinia, OL (2017)

Caratterizzazione non lineare

Misure in polarizzazione della SHG

- si varia la polarizzazione del campo E della FF e si misura la radiazione alla SH
- misura ripetuta spostando la posizione del fuoco della FF sulla base del disco di AlGaAs



- Polarizzazione della SHG dipende da **modi eccitati alla frequenza di emissione (2ω)**
- Processo di SHG è generato da **non linearità di volume**

G. Lavinia, OL (2017)

Controllo diagramma radiazione di SHG



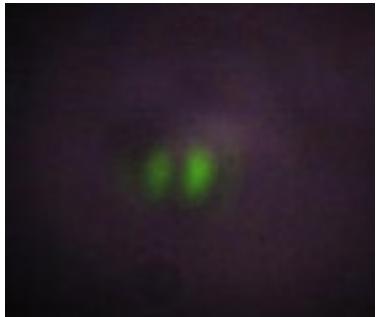
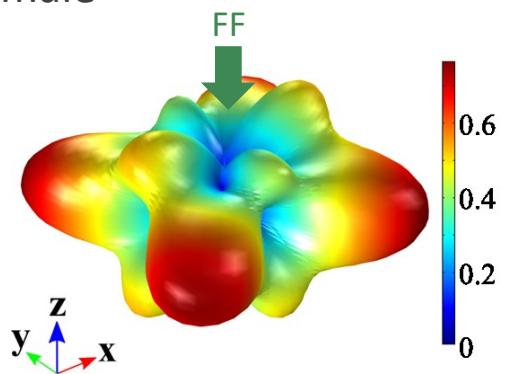
Australian
National
University



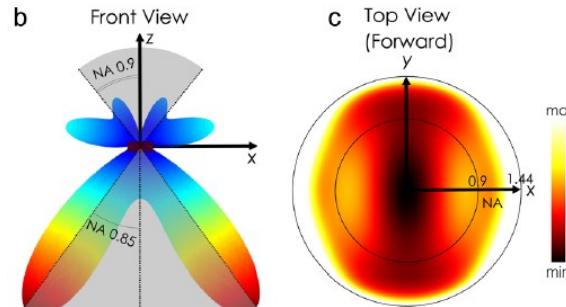
KING'S
College
LONDON

Caso con FF incidenza normale

Diagramma radiazione
alla SH



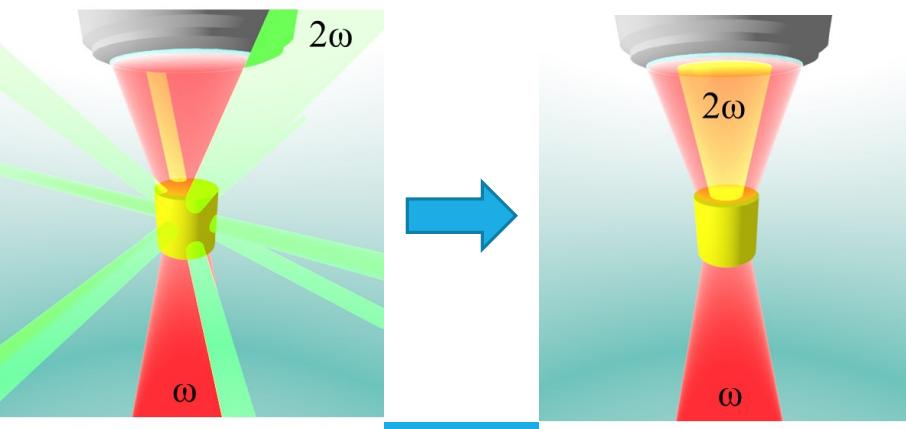
L. Carletti, Nanophotonics (2017)



R Camacho-Morales, NL (2016)

- SH è emessa ad alti angoli: incompatibile con apparati che raccolgono la luce solo a piccole angolazioni (cioè che utilizzano obiettivi con apertura numerica piccola)

E possibile modificare arbitrariamente il diagramma di radiazione della SHG?



L. Carletti, ACS Photonics (2016)

Controllo diagramma radiazione di SHG

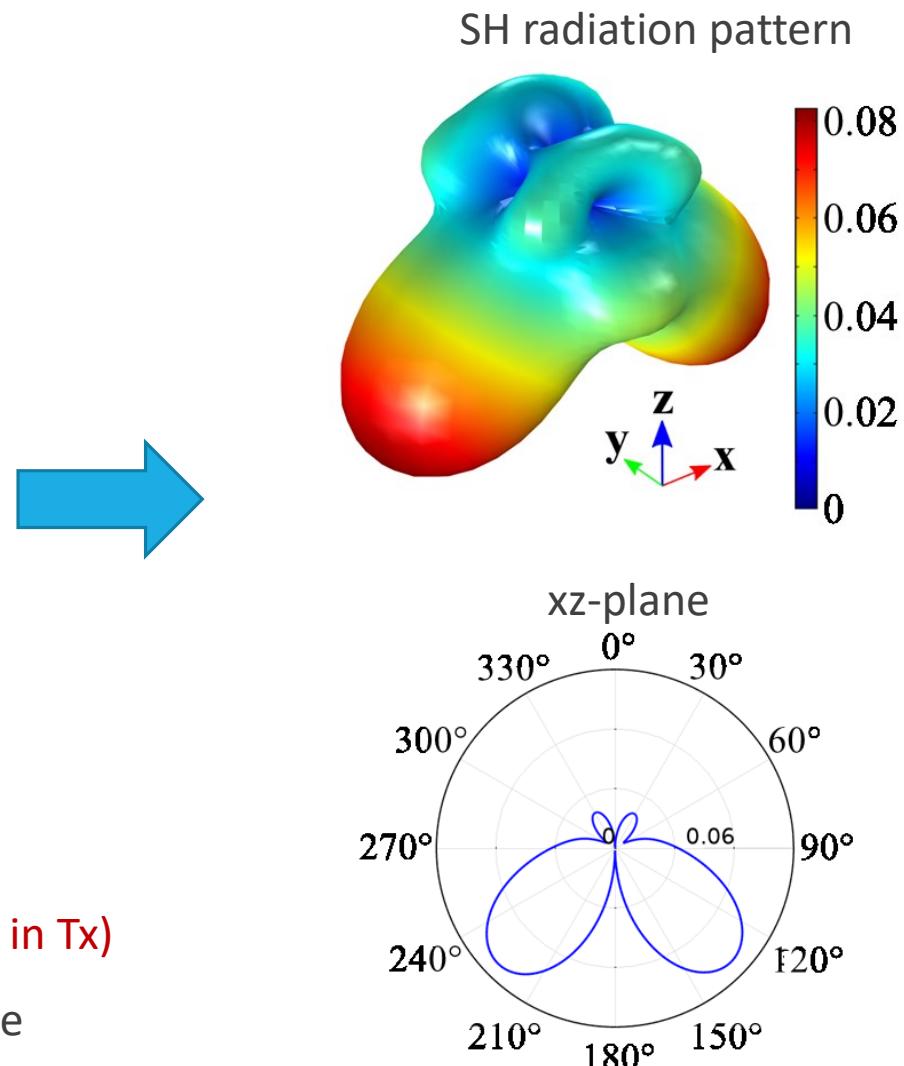
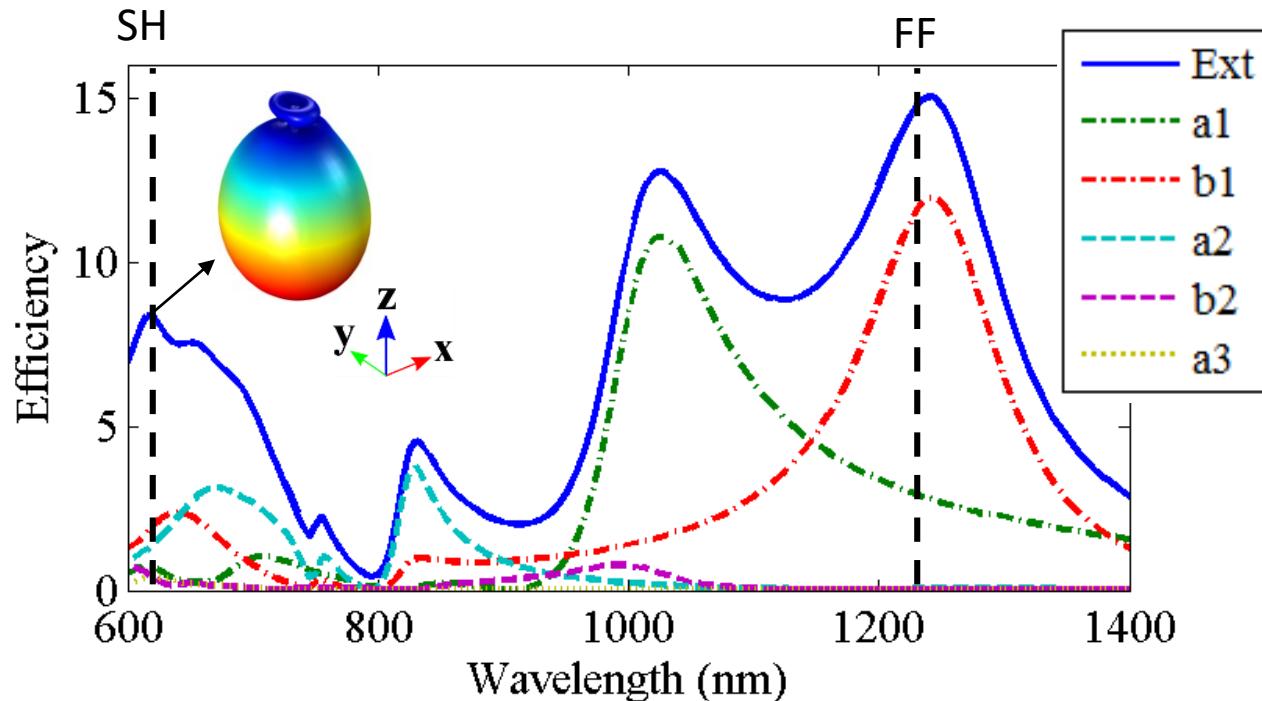


Australian
National
University



1) Interferenze con risonanze alla SH di ordine superiore

Disco con $h=400$ nm e $r=146$ nm



Emissione SH direttiva (solo in Tx)



Zero SH in direzione normale

L. Carletti, ACS Photonics (2016)

Controllo diagramma radiazione di SHG

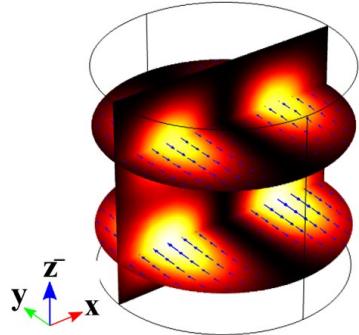


Australian
National
University



L. Carletti, ACS Photonics (2016)

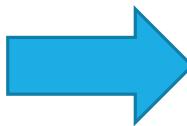
2) Rottura della simmetria



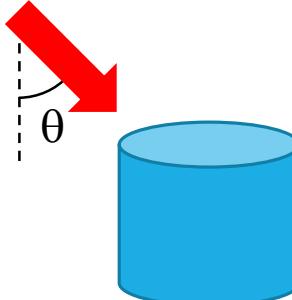
Correnti non lineari:
simmetria dispari rispetto asse z



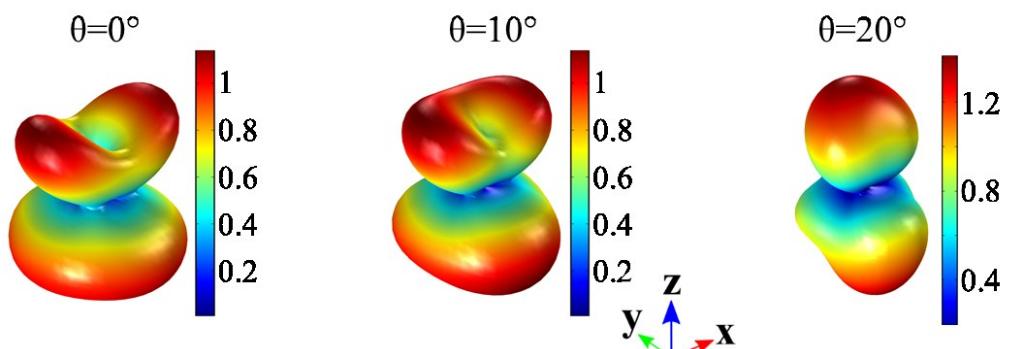
Campo di SH emesso avrà
stessa simmetria



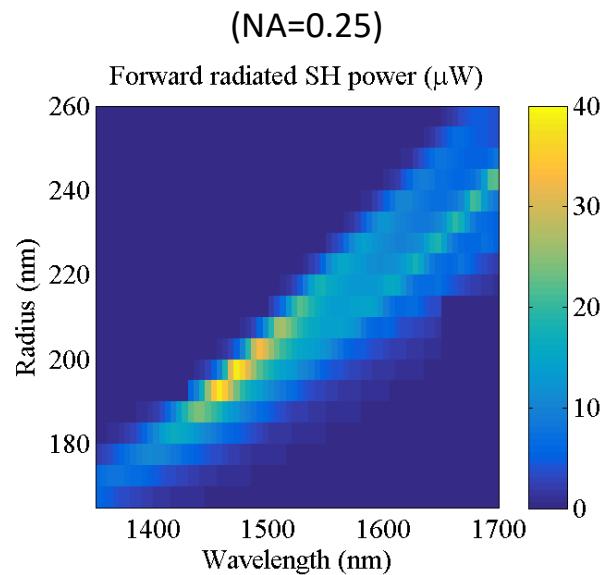
Eccitazione con raggio FF inclinato



➤ Pompa onda piana a 1570 nm con angolo θ :



SH emessa in Tx e Rx → Aumento efficacia di collezione ($x8$ vs incidenza normale)

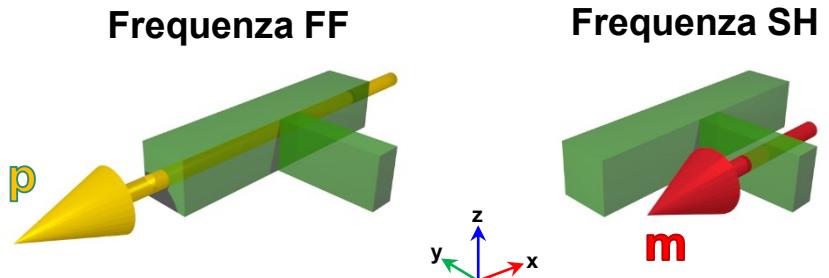


Controllo diagramma radiazione di SHG

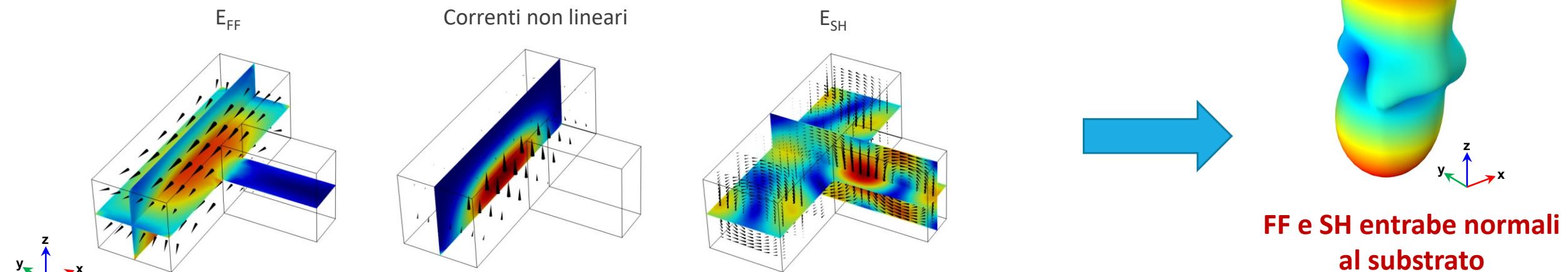
3) Utilizzo dell'accoppiamento tra modi ingegnerizzati

L. Carletti, OE (Submitted)

Antenna con modi diversi se campo E è polarizzato in direzioni ortogonali (es. x e y)



- Antenna alla FF concentra campo elettrico in AlGaAs e genera correnti non lineari
- Antenna alla SH modifica diagramma di radiazione del campo



Conclusioni

- Antenne ottiche costituite da materiali dielettrici stanno emergendo come potenziale candidato a sostituire antenne plasmoniche in diverse applicazioni
- Emissione direttiva unidirezionale
- Metasuperfici
- Esaltazione fenomeni non lineari

Prospettive:

- ✓ Controllo dell'emissione da SHG
- ✓ Estensione ad altri fenomeni non lineari di II ordine (SFG,DFG,OPA)
- ✓ Integrazioni con sorgenti quantistiche (QD,MQW)