DORELAS

Rivelatore di Particelle Attraverso Stimolazione Laser

1.Introduzione

La seguente proposta riguarda lo sviluppo di una nuova tipologia di rivelatore, che sia caratterizzato da prestazioni migliori in termini di soglia energetica rispetto allo stato dell'arte dei rivelatori.

Dopo alcuni cenni sui fenomeni fisici di interesse, che corrispondono a processi in cui vengono rilasciate basse energie nella materia, mostreremo le attuali soglie di rivelazione per le tre classi di rivelatori maggiormente in uso: gli scintillatori, i bolometri ed i rivelatori a semiconduttore.

Verrà in seguito presentata l'idea che è alla base di questa proposta, che è ispirata ad un lavoro di J. Bloembergen [1], premio Nobel della fisica nel 1981, in cui veniva proposto un peculiare contatore di fotoni nell'infrarosso. L'idea nasceva dall'esigenza di colmare la mancanza di fotomoltiplicatori nell'infrarosso e l'elemento chiave è il pompaggio ottico verso transizioni ben definite di cristalli, in cui siano anche disponibili livelli energetici prossimi allo stato fondamentale (10÷100 meV) grazie all'introduzione di terre rare. In uno schema a tre livelli, un mezzo così preparato è in grado quindi di convertire la radiazione incidente (nell'infrarosso) in fotoni di fluorescenza rivelabili ad un fotomoltiplicatore.

Nella presente proposta, la particella da rivelare (carica o neutra) incide su un mezzo che è attivato da luce laser (la cui lunghezza d'onda è accordata ad una ben definita transizione del materiale) ed eccita i livelli energetici vicini allo stato fondamentale. Il laser di pompa eccita ulteriormente questi stati, che decadono attraverso l'emissione di fotoni di fluorescenza in analogia allo schema proposto da Bloembergen. Si osserva che il meccanismo di "laser cooling"[refs], in cui un solido viene raffreddato attraverso un laser, e di cui il gruppo di Pisa che partecipa alla presente proposta è leader mondiale, si basa anch'esso sull'idea del grande premio Nobel.

Per una stima dell'efficienza del processo di rivelazione, verrà utilizzato uno schema a tre livelli ampiamente usato per lo sviluppo degli Infrared Quantum Counter (IRQC) [refs]. Verrà inoltre descritto un apparato sperimentale che consentirebbe di misurare l'efficienza del processo di popolamento degli stati eccitati per interazione di particelle (gamma o elettroni) nel mezzo attivo. Infine, è prevista una breve descrizione della suddivisione del lavoro sperimentale tra le varie unità di ricerca partecipanti al progetto, in sintonia con le loro specifiche competenze.

2. Processi fisici e bassa soglia di rivelazione

Oltre a processi ben noti di cui si vorrebbe scendere in soglia, quali la rivelazione di neutroni veloci e raggi X molli (< 1 Kev), vi è particolare interesse per lo studio di processi rari con rilascio di energia ben al di sotto del KeV.

Tali processi rari li possiamo suddividere in due categorie:

- a) interazioni dei neutrini con la materia e
- b) l'interazione possibile di materia oscura, sia essa di tipo Wimps o Assioni.

Nella prima categoria ricadono sia lo scattering coerente [2] del neutrino sui nuclei degli atomi, con rilascio di energia di rinculo sul nucleo di decine di eV per neutrini del MeV, sia lo scattering da possibile momento magnetico del neutrino su elettroni e nuclei [3].

La sezione d'urto di quest'ultimo processo cresce al diminuire dell'energia rilasciata nel mezzo, sarebbe anche qui auspicabile attestarsi a soglie di decine di eV per ottenere limiti più stringenti sul momento magnetico associato al neutrino.

Altra classe di processi che coinvolgono energie basse rilasciate nella materia, sono l'interazione di possibili candidati di materia oscura (WIMP o Assioni) [4] con nuclei del mezzo targhetta.

Questa breve digressione sulla fisica di interesse per il nostro ente, ci dà la possibilità di elencare lo stato attuale dei rivelatori oggi in uso per investigare alcuni dei processi descritti.

Si farà un breve cenno alle tre classi di rivelatori in uso: scintillatori, semiconduttori e bolometri.

Nel caso degli scintillatori, lo yield dei fotoni emessi a bassa energia è dell'ordine di 40 fotoni /kev per processo di rilascio di tipo elettromagnetico.

Tale numero deve essere poi convoluto sia con dei parametri di tipo strumentale (efficienza di raccolta luce e efficienza quantica dei fototubi) che di natura fisica quale Quencing Factor e Fano Factor nel caso in cui il processo di rilascio di energia venga fornito da un rinculo nucleare.

Con tali tipi di detector difficilmente si riesce a investigare processi di rilascio di energia inferiori al KeV.

I semiconduttori (Germanio e Silicio) presentano un w valore dell'ordine di eV per processi di tipo elettromagnetico, ma di nuovo il limite di rivelabilità è legato alla corrente di spostamento indotta dagli elettroni/lacune sotto campo elettrico e dalla relativa raccolta su elettrodi che ne determinano la capacità del detector e di conseguenza il numero di elettroni rumore associati alla capacità del detector e dal FET di lettura.

Nel corso degli ultimi anni si sono sviluppati rivelatori al germanio di qualche centinaio di grammi con elettrodi di raccolta a bassa capacità (COGENT) per la rivelazione di Materia Oscura (WIMPS) e la soglia di tale rivelatori si attesta a circa 400 eV.

Rivelatori al Germanio di peso molto ridotto (≈ 5 gr) si è riusciti a scendere a soglie di 250 eV di interazione elettromagnetica.

Non prenderò in considerazione rivelatori ibridi in cui si sfrutta sia il segnale di ionizzazione che di scintillazione (Argon e Xenon liquido), poiché anch'essi sono limitati a basse energie nella regione del KeV.

Una classe di detector, invece, su cui vi è molta attività di sviluppo, è quella dei balometri.

In questi rivelatori l'energia rilasciata nel mezzo è trasdotta in forma di calore indotto nel mezzo ed in funzione del mezzo, dielettrico e magnetico, può dar luogo ad un salto termico ΔT o ad una variazione di magnetizzazione indotta [5].

Per riuscire ad ottenere soglie di energie basse si deve rendere la capacità termica del mezzo rivelatore estremamente bassa, tutto ciò a scapito di masse bersaglio di pochi milligrammi a fronte di una energia misurata di una decina di eV.

Possibili nuovi rivelatori debbono ottemperare sia la necessità di basse energie di soglia che di masse sufficienti per studiare i processi fisici sopra descritti.

L'obiettivo della nostra proposta va appunto in questa direzione attraverso l'interrogazione della presenza di stati eccitati di basso livello, ed il successivo assorbimento selettivo di una pompa laser e successivo decadimento di un fotone di fluorescenza a frequenza diversa da quella laser.

3. Mezzo Attivo e Pompaggio Laser

Come già accennato questa proposta prende spunto dal coniugare due idee sviluppate negli scorsi decenni

La prima fa capo alla proposta del premio Nobel della Fisica N. Bloembergen [1] per sopperire alla mancanza di fototubi nello spettro dell'infrarosso.

Mentre la seconda idea si rifà a suggerimenti messi in campo negli anni ottanta per poter raffreddare atomi in gas e solidi grazie all'uso del laser e alle proprietà quantistiche della materia.

Bloembergen prendendo spunto dai maser, suggerì di utilizzare dei cristalli contenenti ioni che presentano una struttura di livelli di assorbimento e decadimento come quella mostrata in figura 1 (figure in appendice).

Ioni che forniscono un tale "manifold" si trovano tra gli elementi di transizione e terre rare.

La distanza energetica tra stato fondamentale e primo livello ΔE_{12} può trovarsi tra 10 meV e le 100meV.

Se, per esempio, $\Delta E_{12} = 10$ meV ed il cristallo si trova a circa T = 4 Kelvin, allora solo il livello fondamentale è occupato, cosìcchè, se presente un laser accordato sulla frequenza 2-3, questa radiazione non sarà assorbita.

Mentre, nel caso in cui un quanto di radiazione della frequenza 1-2 venga assorbito, allora la pompa laser promuoverà il sistema sullo stato 3, a patto di avere una pompa laser d'intensità tale che il rateo di transizione allo stato eccitato più elevato sia più veloce rispetto alla rata di transizione non radiativa o all'emissione spontanea, che riporterebbe il livello 2 allo stato fondamentale.

Per poter rivelare il processo di un assorbimento IR avvenuto, bisogna fare in modo che il fotone riemesso dallo stato 3 sia fuori banda rispetto alla frequenza del laser.

Questo può avvenire se l'elettrone dal livello 3 va a finire su uno stato 4 o direttamente sullo stato fondamentale .

Dal punto di vista strumentale è importante che il fotone emesso fuori banda sia distante da quello di pompa almeno una decina di nanometri, poiché i filtri Notch interferenziali hanno una larghezza di riga di qualche nanometro con un fattore di reiezione fuori banda di circa 10⁷.

Per arrivare ad una realizzazione sperimentale di tale proposta, ci son voluti una decina di anni, fino ad arrivare ad ottenere una efficienza quantica (Q.E.) molto elevata nella rivelazione di fotoni IR; negli anni ottanta si riuscirono ad ottenere Q.E. del > 10% per poi arrivare nell'ultimo decennio a Q.E. prossime al 100% [REFE6].

Su un altro versante il successo del laser cooling dei gas è ben conosciuto grazie agli sviluppi di S. Chu, Cohen-Tannoudij e W. Philips ed è ormai tecnica standard in molti laboratori che utilizzano trappole atomiche, mentre il problema del laser cooling dei solidi è più recente ed è ancora aperto sia a futuri sviluppi di idee che a nuovi approcci strumentali.

Lo sviluppo del raffreddamento dei solidi attraverso laser ha portato alla costruzione di refrigeratori senza necessità di liquidi criogenici.

L'idea su cui risiede il raffreddamento dei solidi attraverso laser è basato sull'eccitazione dei primi eccitati, attraverso il meccanismo delle linee anti-Stokes, presenti in un reticolo cristallino.

La connessione tra atomi di terre rare presenti in cristalli e l'uso del processo di pompaggio anti – stokes nei solidi, fu indicato dal premio Nobel francese A. Kastler. [7]. La prima verifica sperimentale del processo di cooling dei solidi è avvenuta nel 1995 in un cristallo drogato con Ytterbio [8].

Attualmente si riesce a scendere ad un centinaio di Kelvin con una pompa laser, opportunamente "tunata", di intensità di qualche W/cm².

I due meccanismi fisici fin qui descritti sono alla base della presente proposta dove al posto dell'eccitazione via Radiazione Elettromagnetica nell'infrarosso o i fononi ottici per il raffreddamento dei solidi, andremo a considerare il rilascio di energia in un cristallo opportuno, indotto da particelle cariche attraverso il meccanismo di perdita di energia via eccitazione e ionizzazione del mezzo.

Lo schema sopradescritto può essere analizzato anche per particelle neutre quali X e neutroni.

Il processo di rilascio di energia nella materia coinvolge meccanismi complessi che possono essere semplificati descrivendoli attraverso lo schema della struttura delle bande di assorbimento nel cristallo [REFE9Pedrini].

Uno schema generale è rappresentato nella figura 2, dove il rilascio di energia e' sovraimposto alla struttura a banda di un cristallo ed e' mostrato sia in funzione del tempo (ascisse) che dell'energia (ordinata).

I due processi maggioritari di nostro interesse sono 1) lo scattering inelastico elettrone libero – elettrone legato attraverso fotoni virtuali di scambio e 2) la termalizzazione degli elettroni secondari attraverso scattering su fononi ottici del mezzo stesso.

Mentre il primo processo è direttamente connesso con la formula di Bethe-Bloch della perdita di energia nella materia la quale predilige bassi momenti trasferiti ($P(E) = K \ 1/E2$) e quindi basse energie trasferite nel mezzo, il secondo processo è legato ai processi di termalizzazione che si attuano attraverso lo scattering di elettroni e relativa eccitazione di vibrazioni del reticolo cristallino del mezzo, attraverso fononi ottici.

Questi due processi descritti andranno nel nostro caso a popolare i livelli eccitati del cristallo per poi procedere al pompaggio ottico via laser.

La stima dell'efficienza del processo di popolamento del numero di stati eccitati bassi prodotti nel cristallo da un processo tipo dE/dx, sarà somma dei 2 processi sopra descritti.

Nel primo caso la creazione di stati elettronici eccitati segue una strada consolidata negli scintillatori e nei semiconduttori, che si rifà al modello di Shockley, sviluppato negli anni '60 [10]. Il numero di stati eccitati prodotti dipende dall'energia depositata nel mezzo da una particella ionizzante ed una energia media richiesta per portare il sistema in stato eccitato.

Una stima approssimata ma accettata di questa energia è di circa 2/3 volte l'energia di gap presente nel sistema (Eg = salto energetico).

Così la Eg è un fattore limitante nella produzione di stati eccitati elettronici e fononici, da ciò la richiesta di avere Eg piccole.

Nei cristalli che vorremmo usare nel corso della nostra ricerca, tali energie di gap variano da qualche meV a qualche centinaio di meV, dipendendo dallo ione diluito nel cristallo.

Nel caso del manifold di LaF_3 : Pr il praseodimio ha il primo livello eccitato a circa 4000 cm $^{-1}$ (0,3 eV circa).

Mentre il processo di scattering di elettroni su fononi ottici risiede nel tratto finale della termalizzazione degli elettroni presentando sezioni d'urto elettrone-fononi ottici molto elevate.

Sommando questi due processi si arriva ad ottenere una stima per il caricamento dei primi livelli eccitati di circa $10^4 \div 10^5$ A* con rilascio del KeV con E_{GAP} tra 10 e 100 meV.

Ora cercheremo di dettagliare un sistema a tre livelli per abbozzare una stima dell'efficienza del processo di rivelazione. Per tale sviluppo si seguirà la stessa analisi sviluppata per gli Infrared Quantum Counter [11].

Nella figura 3 è mostrato un sistema a tre livelli che è possibile realizzare.

Indicheremo con ρ_{ij} la densità di energia elettromagnetica presente nel cristallo di volume V, B_{ij} i coefficienti di Einstein e γ_{ij} le rate di transizione totali, somma delle transizioni non radiative e radiative.

La dinamica temporale degli stati N_1 , N_2 e N_3 è determinata dal seguente sistema di equazioni lineari ($N_i = n^{\circ}$ atomi/cm³)

$$\begin{split} \dot{N}_1 &= -B_{12}\rho_{12}N_1 + N_2\gamma_{21} + N_3\gamma_{31} \\ \dot{N}_2 &= B_{12}\rho_{12}N_1 - B_{23}\rho_{23}N_2 + N_3\gamma_{32} - N_2\gamma_{21} \\ \dot{N}_3 &= B_{23}\rho_{23}N_2 / N_3\gamma_{32} - N_3\gamma_{31} \end{split}$$

Questa serie di equazioni si può semplificare nel caso in cui:

a)
$$\Delta E_{21} > kT$$
 (T cristallo < 4 K)

- b) Pompa Laser v_{23} CONTINUA $\dot{N}_i = 0$
 - c) V = Volume del cristallo illuminato

- d) il cristallo sia poco irragiato il che significa poca popolazione nel primo stato eccitato $B_{23}\rho_{23} \le \gamma_{21}$
- e) $\gamma_{32} > \gamma_{31}$ $\gamma_{31} \approx \gamma_{21}$

si ottiene con il rateo della transizione R_{31} uguale a :

$$R_{31} = \dot{N}_2 B_{23} \rho_{23} T_1 V$$

con T_I = tempo di rilassamento fononico a 4 K (100 µs ÷ msec)

$$B_{23}\rho_{23}$$
 = rateo di transizione indotto dal laser di pompa= $\frac{Ac^2I_v}{8\pi\hbar v^3}g(v-v_0)$

Con

A = spontaneous transition rate=
$$\left(\frac{8\pi^2 e^2 m^2}{\lambda^2 mc}\right) f$$

e f = intensità del dipolo elettrico della transizione pesata sulla funzione d'onda finale ed iniziale. I_v = flusso del laser (W/cm²)

 $g(v-v_0)$ = inverso della larghezza di riga

La potenza dei fotoni di fluorescenza prodotti attraverso pompaggio laser è:

$$P_{31} = R_{31}hv_{31}$$

L'efficienza quantica di rivelazione su stati eccitati è data da:

$$\eta = \frac{P_{out}}{P_{in}}$$

Con P_{in} data dalla potenza istantanea rilasciata sullo stato ΔE_{12} . Questa a sua volta può essere scritta come :

$$\eta = \frac{T_1}{\Delta E_{12}} \frac{\alpha_p \ell_p P_p}{V}$$

Dove α_p è il coefficiente di assorbimento della pompa laser P_p sugli stati eccitati del cristallo. Con parametri tipici per cristalli già indagati per gli IR Quantum Counter $Pp = 1 \text{ W/cm}^2$; $T_1 = 100 \text{ µsec}$; $\Delta E_{12} = 100 \text{ meV}$, $V = 1 \text{ cm}^3$; $l_p \sim 1 \text{ cm}$

Si riesce ad ottenere una efficienza quantica del processo prossima al 100%. Un'altra possibilita' e di usufruire del meccanismo di photon avalanche in cui lo stato su cui agisce il laser, attraverso un sistema a 4 livelli come mostrato in figura 5, viene continuamente ripopolato così da dar luogo ad un meccanismo tipo geiger luminoso [12].

4) Schema Sperimentale e suddivisione del lavoro all'interno della collaborazione

Prima di ambire alla rivelazione di singola particella a bassa energia dovremo costruire un sistema sperimentale che ci permetta di stimare l'efficienza del popolamento dei bassi stati eccitati attraverso un fiotto di Radiazione Gamma o elettroni controllato nel dominio del tempo con un rilascio complessivo di circa GeV per burst.

Tale situazione la possiamo ottenere tramite un e-gun a nostra disposizione oppure "choppando" una sorgente gamma o di elettroni di alta intensità.

Il cristallo sarà raffreddato con un dito freddo a 4 Kelvin e illuminato da due inserzioni ottiche via fibra, per l'ingresso e l'uscita della luce di pompa sul cristallo, che metteranno in comunicazione il sistema laser esterno con il cristallo; un possibile schema sperimentale è mostrato nella figura 4.

Due faccie di ingresso e uscita luce laser del cristallo saranno trattate attraverso un A/R coating alla frequenza del laser di pompa.

In questa fase preliminare della sperimentazione non cercheremo di ottimizzare la raccolta di luce di fluorescenza, la quale è emessa in maniera isotropa, si cercherà di avere una copertura dell'angolo solido di lettura superiore al 10% interponendo tra il cristallo ed il photodetector, un filtro interferenziale tipo notch con larghezza di banda di $5 \div 10$ nm e reiezione fuori banda di 10^7 .

In questa prima fase verranno testati 3÷4 cristalli diversi e misurate le caratteristiche di risposta alle radiazioni.

Riteniamo che alla fine del secondo anno dovremmo essere in grado di aver effettuato tali misure per poi cercare, nel corso dell'ultimo anno, di ottimizzare il sistema per la rivelazione di singola particella.

A Padova verrà installato il "set-up" di misura che comprenderà :

- 1) criostato 4 K,
- 2) sistema di pompa laser tunabile,
- 3) sistema di irraggiamento pulsato (elettroni o gamma),
- 4) sistema di acquisizione dati.

La componente del gruppo di Pisa fornirà una serie cristalli con relativo A/R coating e lavorazione ottica dopo averne testato le caratteristiche di emissione spettrale e la relativa risposta temporale. Infine, il gruppo di Cagliari sarà coinvolto nello sviluppo dei photodetector per la lettura dei fotoni di fluorescenza direttamente a 4 K.

In questa regione di temperatura è difficile avere dei foto-rivelatori a singolo foto-elettrone e vi è da comprendere i limiti di operatività dei rivelatori in questo range di temperatura.

FIGURE:

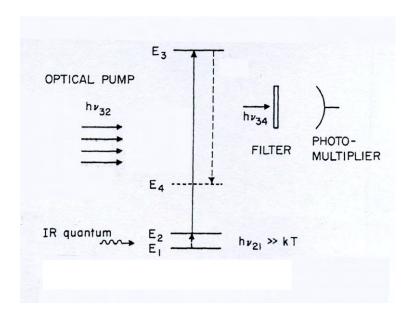


Fig. 1) Infrared quantum counter

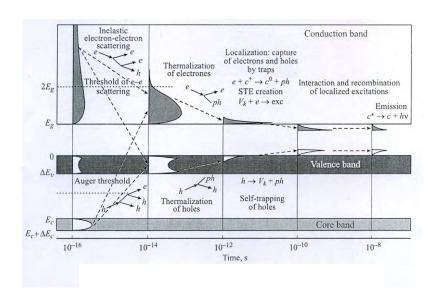


Fig. 2) General scheme of relaxation of electronic exicitations in an insulating material

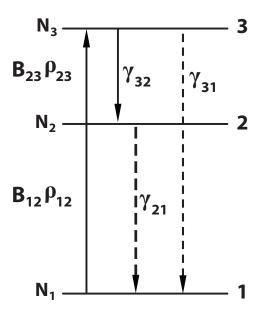


Fig. 3) A general scheme with the various transition probabilities is shown.

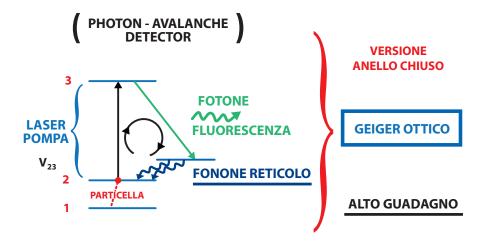


Fig. 4)

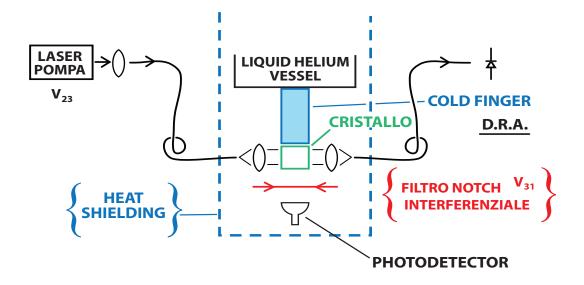


Fig. 5

BIBLIOGRAFIA:

- [1] N.Bloembergen, "Solid State Infrared Quantum Counters", Phys.Rev.Lett. 2, 84-85, (1959)
- [2] D.Z.Freeman Phys. Rev D ,9 , 1389 , (1974)
- [3] A.C.Dodd et al. "The effect of neutrino magnetic moment on nuclear excitation" Phys. Lett B, 266, 434, (1991)
- [4] A.K. Drukier et al., "Detecting Cold dark matter candidate", Phys.Rev D, 33, 3495, 1986
- [5] C.Enss "Cryogenic Particle Detection" Topics on Applied Physics, Springer 2005
- [6] J.C.Wright et al. "Laser optical double resonance and efficient infrared quantum counter upconversion in LaCl3:Pr and LaF3:Pr ", J.Appl.Phys. 44, 781, (1973)
- [7] A. Kastler, J.Phys.Radium 11,11 (1950)
- [8] D.V. Seletskiy et al . "Cryogenic optical refrigeration" Advance in Optics and Photonics 4,78 (2012)
- [9] A.N.Vasiliev. "Proc. Of the 5th Int.Conf. on Inorganic Scintillators and their application " Ed. V.V. Mikhailin, Lomosov State University, (2000) p.43
- [10] W.Shockley, Solid State Electron., 2, 35 (1961)
- [11] H. Lengfellner et al. "Quantum Counter for Far Infrared Radiation" IEEE Journal of Quantum Electronics Vol. 13, No. 6, June 1977
- [12] D.B.Gatch et al., "Infrared detection scheme with photon avalanche effect", Appl. Optics Vol. 42, No.4, 1 Feb. 2003