UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI MILANO
FACOLTÀ DI SCIENZE MATEMATICHE,
FISICHE E NATURALI

Introduzione al Lab. di Ottica Quantistica

Effetto fotoelettrico e Fotoconteggio

Simone Cialdi

Outline

Introduzione Storica

Da Planck agli stati entangled

Struttura del corso

Distinguere tra classico e quantistico

Scegliere tra una teoria locale ed una «non locale»

L'effetto fotoelettrico

Il problema del fotoconteggio (classico o quantistico?)

Teoria dell'effetto fotoelettrico

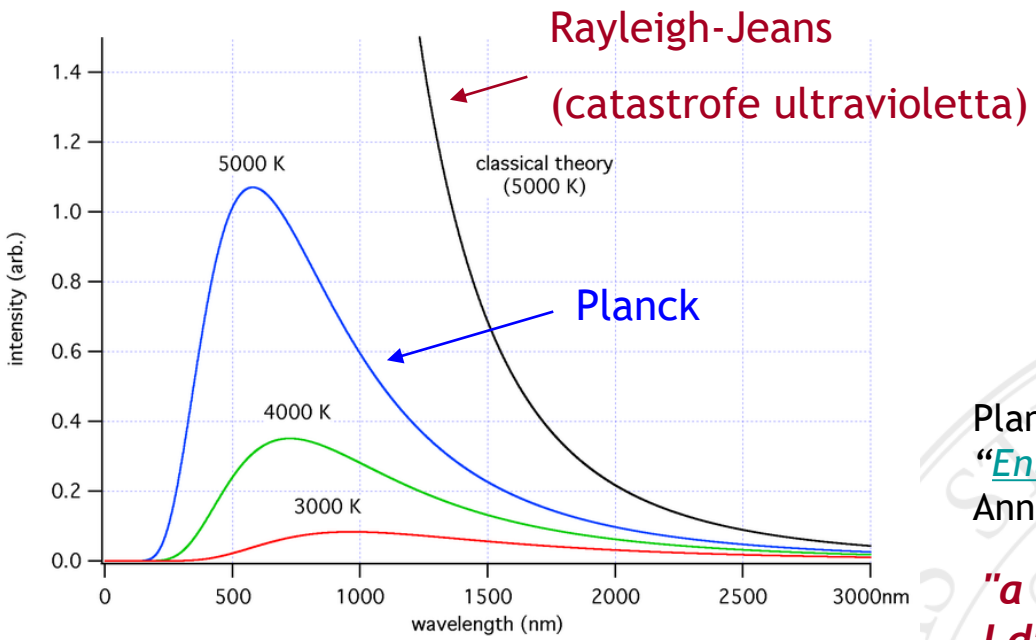
Introduzione al fotoconteggio

- Distribuzione di Poisson

I rivelatori per fotoconteggio

Introduzione storica

Spettro del corpo nero



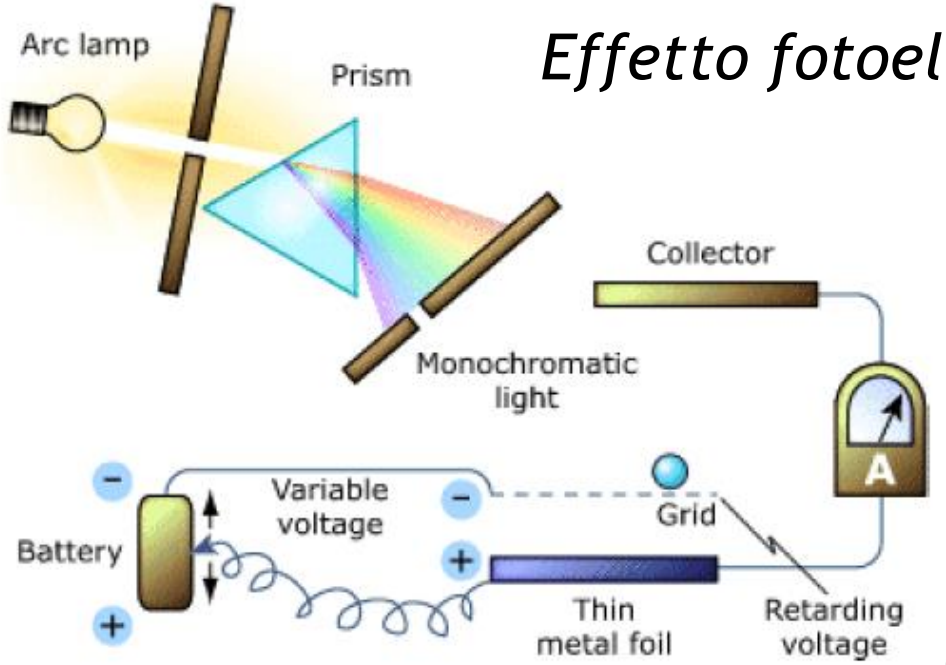
$$E = h\nu$$

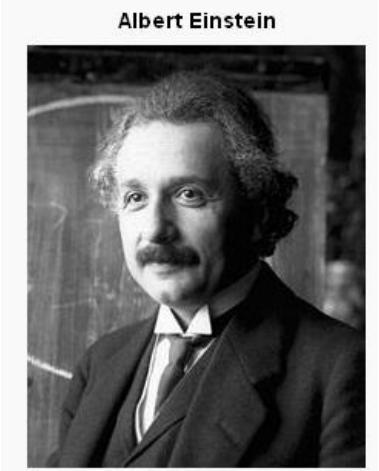
Planck, Max. (**1900**).
"*Entropy and Temperature of Radiant Heat*."
Annalen der Physik, vol. 1. no 4. April, pg. 719-37

"a purely formal assumption ... actually I did not think much about it..."

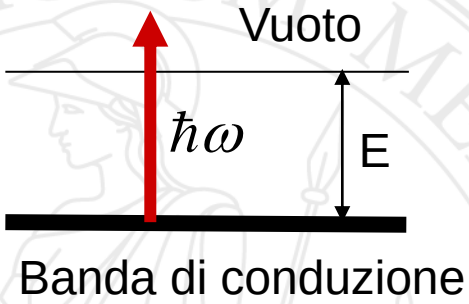
La radiazione non è quantizzata, ma è quantizzata l'energia che materia e radiazione si scambiano (esiste un quanto minimo per data frequenza). Poiché l'energia è equipartita tra i modi non ci può essere scambio energetico tra materia e modi a frequenza molto alta ($h\nu > E_{media}$ per modo)

Effetto fotoelettrico





$$\hbar\omega - E = eV_{Min}$$



Secondo Einstein la luce è composta da quanti di energia, i fotoni.

Domanda: un esperimento di fotoemissione è un esperimento di ottica quantistica? (necessita del concetto di fotone, e quindi della quantizzazione del campo, per essere interpretato?)

Einstein, Albert (**1905**), "On a Heuristic Viewpoint Concerning the Production and Transformation of Light", *Annalen der Physik* **17**: 132–148

THE PHOTOELECTRIC EFFECT WITHOUT PHOTONS

Willis E. Lamb, Jr.
Department of Physics, Yale University
and currently
Center for Theoretical Studies, University of Miami

and

Marlan O. Scully
Department of Physics and Materials Science Center
Massachusetts Institute of Technology

February 1968

In fact we shall see that the photoelectric effect may be completely explained without invoking the concept of "light quanta". To be sure, certain aspects of nature require quantization of the electromagnetic field for their explanation, for example:

1. Planck distribution law for black body radiation (1900),
2. Compton effect (1926),
3. Spontaneous emission (Dirac, 1927),
4. Electrodynamic level shifts (1947).

The photoelectric effect is definitely not included in the foregoing list. It is an historical accident that the photon concept should have acquired its strongest early support from Einstein's considerations on the photoelectric effect.

Il primo esperimento di ottica quantistica

VOLUME 39, NUMBER 11 PHYSICAL REVIEW LETTERS 12 SEPTEMBER 1977

Photon Antibunching in Resonance Fluorescence

H. J. Kimble,[a] M. Dagenais, and L. Mandel
Department of Physics and Astronomy, University of Rochester, Rochester, New York 14627
(Received 22 July 1977)

The phenomenon of antibunching of photoelectric counts has been observed in resonance fluorescence experiments in which sodium atoms are continuously excited by a dye-laser beam. It is pointed out that, unlike photoelectric bunching, which can be given a semiclassical interpretation, antibunching is understandable only in terms of a quantized electromagnetic field. The measurement also provides rather direct evidence for an atom undergoing a quantum jump.

Viene per la prima volta violata la disuguaglianza classica per la funzione di correlazione dell'intensità:

$$g^{(2)}(0) = \frac{\langle I_1 I_2 \rangle}{\langle I_1 \rangle \langle I_2 \rangle} \geq 1$$

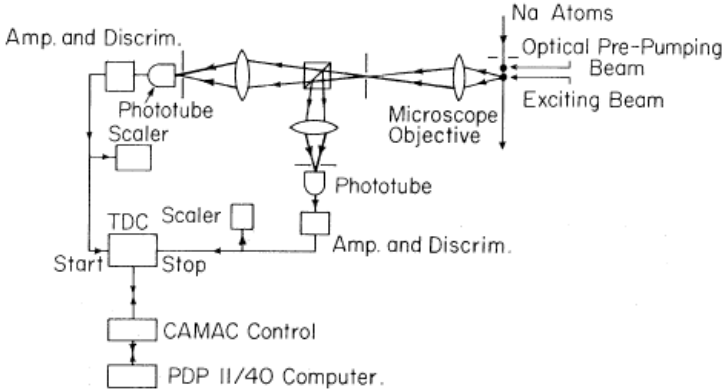


FIG. 1. Outline of the principal elements of the experiment.

Le basi teoriche dell'ottica quantistica e del fotoconteggio erano state definite negli anni 50 e 60 da G. Sudarshan, Roy J. Glauber, and L. Mandel

Gli stati entangled e la non località della meccanica quantistica

VOLUME 49, NUMBER 2 PHYSICAL REVIEW LETTERS 12 JULY 1982

Experimental Realization of Einstein-Podolsky-Rosen-Bohm *Gedankenexperiment*: A New Violation of Bell's Inequalities

Alain Aspect, Philippe Grangier, and Gérard Roger
Institut d'Optique Théorique et Appliquée, Laboratoire associé au Centre National de la Recherche Scientifique, Université Paris-Sud, F-91406 Orsay, France

Alain Aspect

$$|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|H\rangle_1|V\rangle_2 - |V\rangle_1|H\rangle_2\right)$$

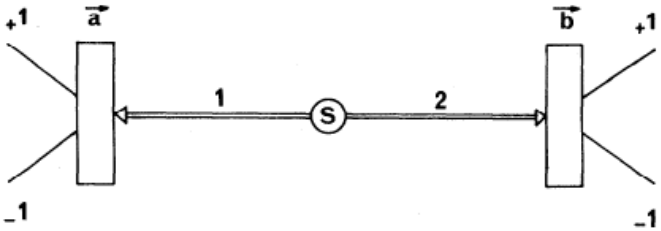


FIG. 1. Einstein-Podolsky-Rosen-Bohm *gedankenexperiment*. Two-spin-$\frac{1}{2}$ particles (or photons) in a singlet state (or similar) separate. The spin components (or linear polarizations) of 1 and 2 are measured along $\vec{a}$ and $\vec{b}$. Quantum mechanics predicts strong correlations between these measurements.

Such theories are called[3] "realistic local theories" and they lead to the generalized Bell's inequalities[4]

$$-2 \leq S \leq 2, \qquad (2)$$

where

$$S = E(\vec{a},\vec{b}) - E(\vec{a},\vec{b}') + E(\vec{a}',\vec{b}) + E(\vec{a}',\vec{b}')$$

involves four measurements in four various orientations. On the other hand, for suitable sets of orientations,[4] the quantum mechanical predictions can reach the values $S = \pm 2\sqrt{2}$, in clear contradiction with (2)

$$S_{QM} = 2.70 \pm 0.05$$

MAY 15, 1935 PHYSICAL REVIEW VOLUME 47

Can Quantum-Mechanical Description of Physical Reality Be Considered Complete?

A. EINSTEIN, B. PODOLSKY AND N. ROSEN, *Institute for Advanced Study, Princeton, New Jersey*

One is thus led to conclude that the description of reality as given by a wave function is not complete.

Struttura del corso di Lab. di Ottica Quantistica

L'idea di base è quella di riproporre la successione storica degli esperimenti fondamentali dell'ottica quantistica

Fotoemissione e fotoconteggio

- Radiazione coerente (distribuzione Poissoniana)
- Radiazione termica (distribuzione Termica)

Funzione di correlazione dell'intensità

- Distinguere tra classico e quantistico
- Caso classico: luce coerente e termica
- Caso quantistico: coppie di fotoni via PDC

Non località (stati entangled)

- Generazione di stati entangled in polarizzazione
  - Metodo di Kwiat (Phys. Rev. A 60, 773 [1999])
- Confronto tra mistura statistica e stato entangled
- Determinazione parametro S della disuguaglianza di Bell
  - Versione di CHSH (Phys. Rev. Lett. 23, 880 [1969])

Ottica quantistica in Variabili discrete

Osservabile campo elettrico

- Generazione stati squeezed
- Rivelazione omodina

Ottica quantistica in Variabili continue

7 lezioni teoriche e 6 exp in lab

Effetto fotoelettrico

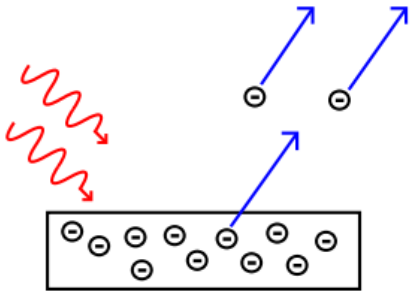
THE PHOTOELECTRIC EFFECT WITHOUT ~~PHOTONS~~

Willis E. Lamb, Jr.
Department of Physics, Yale University
and currently
Center for Theoretical Studies, University of Miami

and

Marlan O. Scully
Department of Physics and Materials Science Center
Massachusetts Institute of Technology

February 1968



Light-matter interaction

$$\hat{H} = \hat{H}_o + \hat{V}$$

Elettrone nel solido

Interazione elettrone-radiazione

Dipolo elettrico

$$\hat{V} = -\hat{d} \cdot E$$

Campo elettrico: classico

Non è necessario quantizzare il campo per spiegare l'effetto fotoelettrico

Un veloce ripasso di teoria:

Conviene scrivere l'equazione di Schrodinger nella Rappresentazione di Interazione:

$$\begin{cases} i\hbar \dfrac{\partial}{\partial t}\left|\Psi(t)\right\rangle = \hat{V}_I(t)\left|\Psi(t)\right\rangle \\ \hat{V}_I(t) = e^{i\frac{\hat{H}_o t}{\hbar}}\hat{V}(0)\, e^{-i\frac{\hat{H}_o t}{\hbar}} \end{cases} \qquad \begin{matrix} \left|\Psi\right\rangle = e^{i\frac{H_o t}{\hbar}}\left|\Psi\right\rangle_S \\ \hat{V}(0) = -\hat{d}(0)\cdot E(0) \end{matrix} \qquad (1)$$

	Rappresentazione di Heisenberg	Rappresentazione di interazione	Rappresentazione di Schrodinger
Stato	*Nessun cambiamento*	*Evoluzione determinata da V_i*	*Evoluzione determinata da H*
Osservabile	*Evoluzione determinata da H*	*Evoluzione determinata da H_o*	*Nessun cambiamento*

L'equazione (1) ha come soluzione generale:

$$|\Psi(t)\rangle = |\Psi(0)\rangle + \frac{1}{i\hbar}\int_0^t \hat{V}_I(t_1)|\Psi(t_1)\rangle dt_1$$

Dunque al primo ordine abbiamo:

$$|\Psi(t)\rangle = |\Psi(0)\rangle + \frac{1}{i\hbar}\int_0^t \hat{V}_I(t_1)|\Psi(0)\rangle dt_1$$

Vogliamo calcolare la probabilità che ha l'elettrone di saltare da un autostato legato dell'Hamiltoniana imperturbata ad uno libero (eccitato) per mezzo dell'interazione con la radiazione classica.

Se chiamiamo $|\varepsilon_o\rangle$ *lo stato di partenza e* $|\varepsilon\rangle$ *quello di arrivo otteniamo:*

$$P = |\langle\varepsilon|\Psi(t)\rangle|^2 = \frac{1}{\hbar^2}\left|\int_0^t \langle\varepsilon|\hat{V}_I(t_1)|\varepsilon_o\rangle dt_1\right|^2$$

Poiché $\hat{V}_I(t) = e^{i\frac{\hat{H}_o t}{\hbar}} \hat{V}(0) e^{-i\frac{\hat{H}_o t}{\hbar}}$ *, risulta:*

$$\langle \varepsilon | \hat{V}_I(t_1) | \varepsilon_o \rangle = -e^{i\frac{(\varepsilon-\varepsilon_o)}{\hbar}t_1} \langle \varepsilon | \hat{d}(0) | \varepsilon_o \rangle \cdot \vec{E}(r,t_1)$$

L'approssimazione fatta (aver preso solo il primo ordine) ha senso solo se la probabilità di generazione del fotoelettrone nel tempo t è piccola. Il punto è che dobbiamo prendere tempi dell'ordine del tempo di decoerenza (dovuto all'interazione con i fononi del reticolo) e quindi inevitabilmente piccoli. Ovvero, per calcolare la probabilità su tempi lunghi sommeremo le probabilità calcolate su piccoli intervalli.

Durante il tempo t consideriamo la radiazione "monocromatica":

$$\vec{E}(r,t_1) = \vec{V}(r,0) e^{-i\omega t_1} + \vec{V}^*(r,0) e^{i\omega t_1}$$

Sostituisco ed ottengo:

$$\int_0^t \langle \varepsilon | \hat{V}_I(t_1) | \varepsilon_o \rangle dt_1 = -\langle \varepsilon | \hat{d}(0) | \varepsilon_o \rangle \cdot$$

$$\cdot \int_o^t dt_1 \left\{ e^{i[(\varepsilon-\varepsilon_o)/\hbar-\omega]\cdot t_1} \vec{V}(r,0) + e^{i[(\varepsilon-\varepsilon_o)/\hbar+\omega]\cdot t_1} \vec{V}^*(r,0) \right\}$$

ω è circa 10^{15} rad/s mentre V è costante nel tempo di integrazione. Inoltre $\varepsilon > \varepsilon_o$ quindi la parte dell'integrale con V* puo' essere trascurata

Questo perché stiamo analizzando un fenomeno di assorbimento, se stessimo studiano un fenomeno di emissione sarebbe la parte con V ad essere trascurabile.

Poichè V è costante posso integrare facilmente e ottengo:

$$P=\frac{1}{\hbar^2}\left|\langle\varepsilon|\hat{d}(0)|\varepsilon_o\rangle\cdot\vec{V}(r,0)\right|^2\left\{\frac{\sin\left(\frac{1}{2}\left[(\varepsilon-\varepsilon_o)/\hbar-\omega\right]\cdot t\right)}{\frac{1}{2}\left[(\varepsilon-\varepsilon_o)/\hbar-\omega\right]}\right\}^2=\frac{1}{\hbar^2}\left|\langle\varepsilon|\hat{d}(0)|\varepsilon_o\rangle\cdot\vec{V}(r,0)\right|^2\boxed{\left\{\left(\frac{\sin(\Delta\cdot t)}{\Delta}\right)^2\frac{1}{t}\right\}t}$$

La funzione tra parentesi graffe ha una larghezza in Δ che è tanto minore quanto più t è grande. Ovvero, questa funzione esprime la relazione di indeterminazione tempo-energia.

Per semplificare si «può» sostituire a questa funzione una delta di Dirac applicando il seguente limite:

$$\lim_{t\to\infty}\left(\frac{\sin(\Delta\cdot t)}{\Delta}\right)^2\frac{1}{t}=\frac{\pi}{2}\delta(\Delta)$$

In realtà dobbiamo ricordare che il tempo di interazione t è breve e quindi questa sostituzione è solo approssimativamente vera.

Quindi ottengo:

$$P = \frac{\pi}{2\hbar^2}\left|\left\langle \varepsilon \left| \hat{d}(0) \right| \varepsilon_o \right\rangle \cdot \vec{V}(r,0)\right|^2 \delta(\varepsilon - \varepsilon_o - \hbar\omega)\cdot t$$

Delta di Dirac

Scopriamo che il salto energetico dell'elettrone può evvenire tra due livelli tra i quali esiste una differenza di energia pari a : $\hbar\omega$

Inoltre, l'intensità della radiazione è proporzionale al modulo quadro del campo elettrico, per cui otteniamo:

$$P = \eta_1 \cdot I \cdot t$$

Il rivelatore è composto da molti elettroni quindi la probabilità totale è quella che si ottiene moltiplicando la precedente per il numero di elettroni investiti dalla radiazione (attenzione, quindi metto in evidenza che stiamo considerando un piccolo intervallo di tempo e quindi l'ho indicato con δt):

$$\boxed{P_{tot}(t) = \eta_1 N\, I(t)\delta t = \eta\, I(t)\delta t}$$

Poiché si tratta di un fenomeno superficiale η sarà proporzionale all'<u>area</u> del rivelatore colpita dalla radiazione. Quindi il numero di eventi nell'unità di tempo sarà proporzionale alla potenza della radiazione.

Questa equazione ci fornisce la probabilità che avvenga un processo di fotoemissione nella finestra temporale δt. In generale l'intensità della radiazione varia con il tempo quindi ci aspettiamo che anche la probabilità sia una funzione del tempo. Inoltre abbiamo ricavato che ogni foto-elettrone sottrae alla radiazione un'energia pari a: $\hbar\omega$

Riassumendo abbiamo ottenuto due risultati:

1. *Abbiamo spiegato il processo di foto-eccitazione senza il bisogno della quantizzazione del campo elettromagnetico*
2. *Abbiamo trovato una relazione lineare tra la potenza della radiazione e il numero di elettroni eccitati nell'unità di tempo:*

$$P_{tot}(t) = \eta\, I(t)\delta t = \eta' P(t)\delta t = \eta' Energia$$

Dividendo l'energia del campo elettromagnetico arrivato nel tempo δt *per l'energia del pacchetto* $\hbar\omega$ *posso introdurre il concetto di «efficienza quantica» (QE), ovvero, quel coefficiente che mi dice quanti elettroni eccitati ottengo per numero di pacchetti di energia incidenti:*

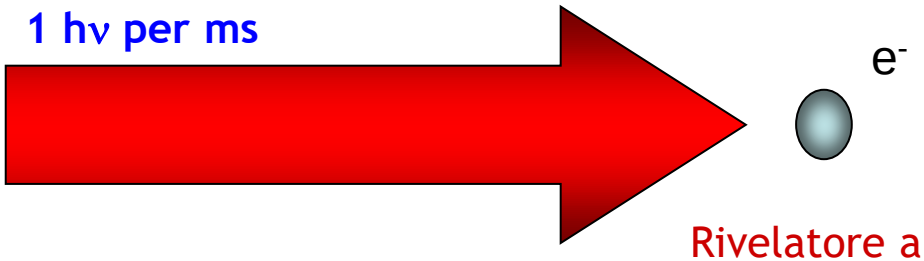
$$P_{tot}(t) = N_e = \eta' \hbar\omega \frac{Energia}{\hbar\omega} = QE \cdot N_{pacchetti}$$

Problema della risposta temporale:

$$P = \eta \, I \, \delta t$$

Radiazione classica

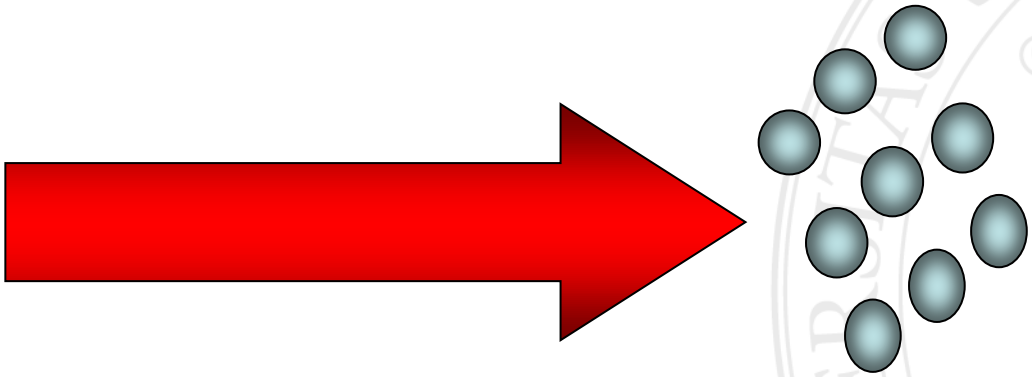
1 hν per ms



Rivelatore a singolo elettrone

Poniamo QE=1

La teoria mi dice che posso avere un fotoconteggio anche prima che sia arrivata l'energia hν (dopo 0.5ms la probabilità è 0.5) ???

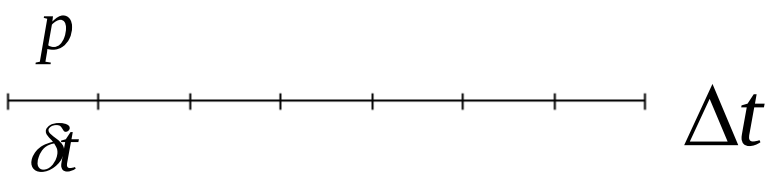


Rivelatore a molti elettroni

Ragionando in modo classico sembra che il tempo necessario affinchè 1 elettrone assorba l'energia hν sia 1ms x N (dove N è il numero di elettroni)

Fotoconteggio

Caso con I costante (LASER attenuato)



$$N = \frac{\Delta t}{\delta t} \qquad p = \eta I \delta t$$

$$P(n,N) = \binom{N}{n} \cdot p^n \cdot (1-p)^{N-n}$$

Binomiale

$$\binom{N}{n} = \frac{N!}{(N-n)!\,n!}$$

$$\begin{cases} N \to \infty \\ N \cdot p \to \bar{n} \end{cases} \longrightarrow$$

$$\bar{n} = \eta I \Delta t$$

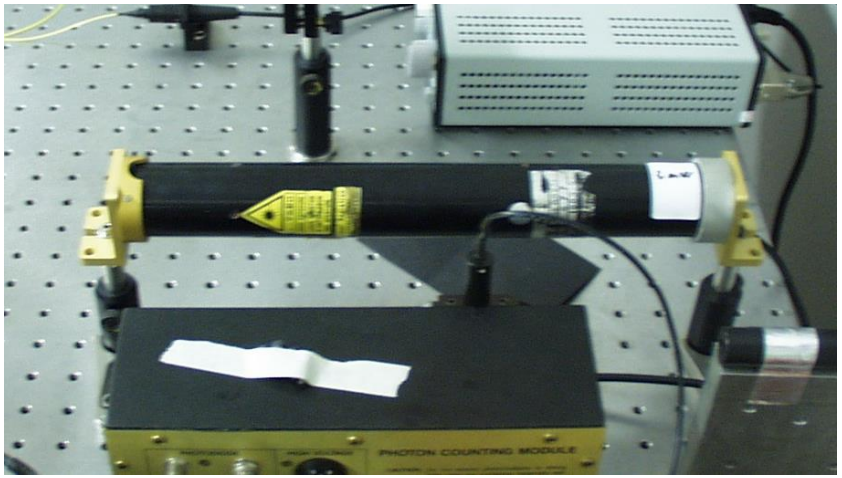
$$P(n,\bar{n}) = e^{-\bar{n}} \frac{\bar{n}^n}{n!}$$

Poissoniana

$$\Delta n = \sqrt{\bar{n}}$$

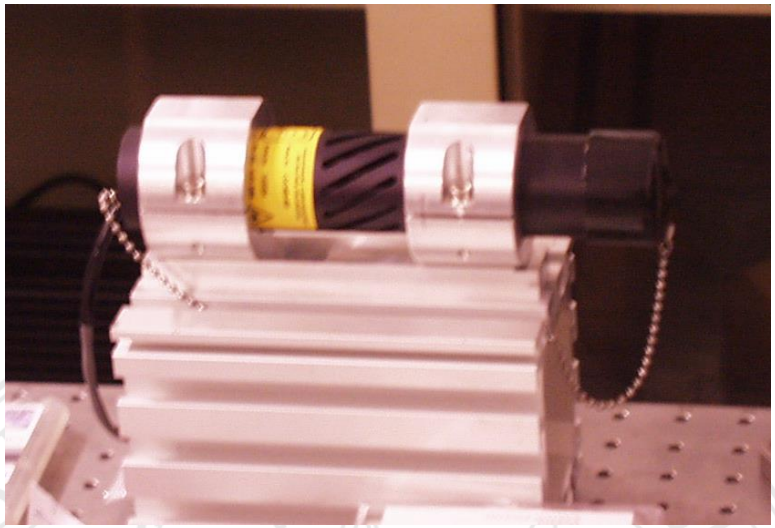
Sorgenti di radiazione "coerente"

Laser He-Ne (Gas)



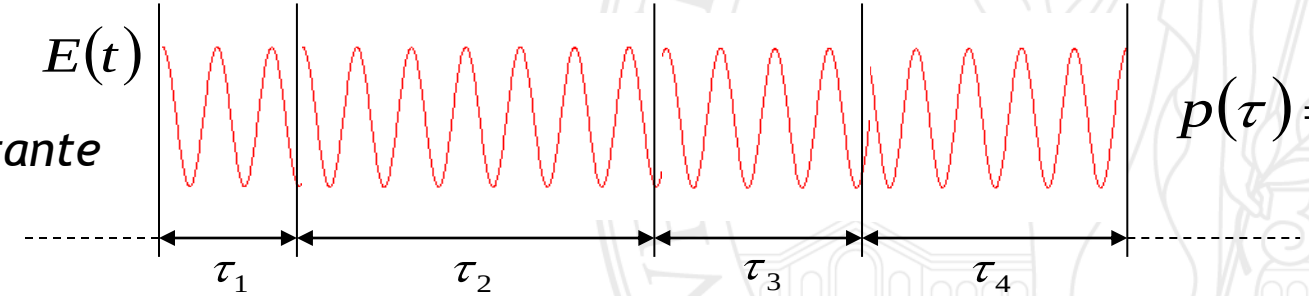
633 nm, 2 mW, t_c = 500 ps

Laser InGaN (Semiconduttore)



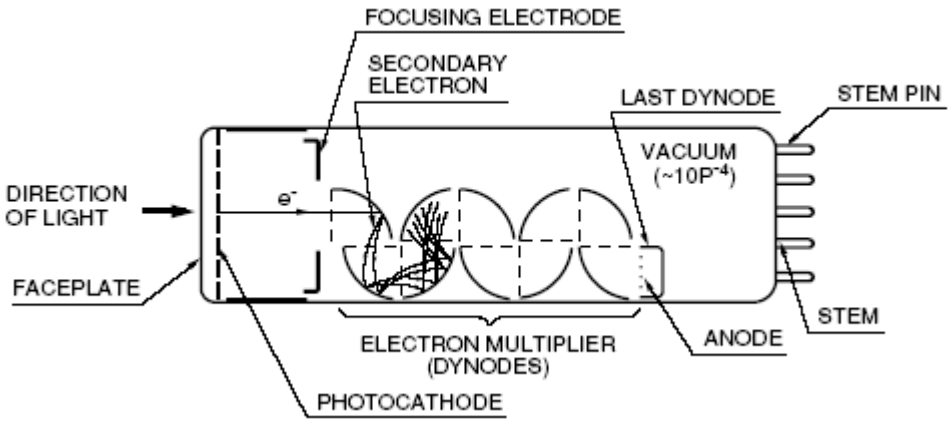
405 nm, 40mW, t_c = 1ps

P = costante

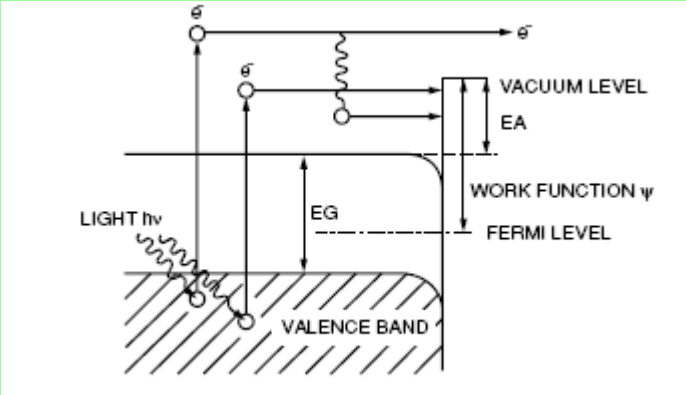


$$p(\tau) = \frac{1}{\tau_c} e^{-\frac{\tau}{\tau_c}}$$

Fotomoltiplicatore

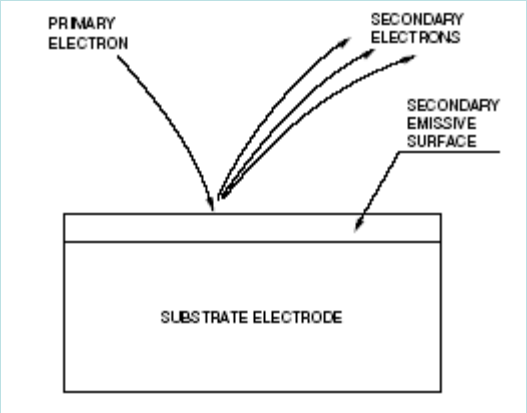


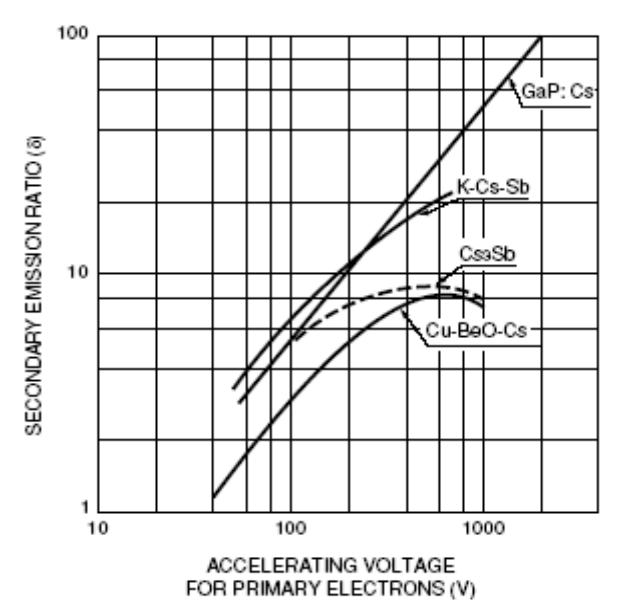
fotoemissione



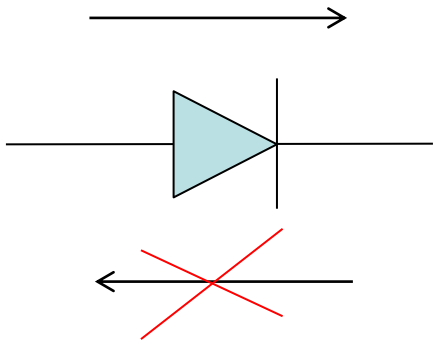
Funzionamento basato su fotoemissione + amplificazione guidata dall'emissione secondaria di elettroni

emissione secondaria

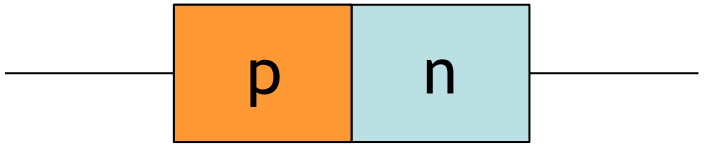




Un veloce richiamo sul funzionamento del diodo e quindi del fotodiodo:

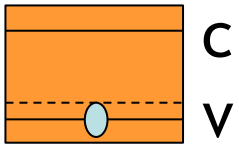


Il diodo permette il passaggio della corrente in un solo verso: dall'anodo verso il catodo.



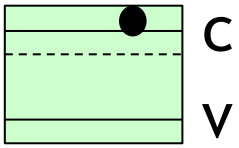
Il diodo è formato dalla giunzione di due parti: una fatta di semiconduttore di tipo p e l'altra di semiconduttore di tipo n.

Tipo-p



Il semiconduttore di tipo p (ad esempio Silicio drogato con Indio) è caratterizzato da livelli accettori situati poco sopra la banda di valenza. Abbiamo quindi buche (in azzurro) in banda di valenza dovute agli elettroni eccitati nei livelli accettori

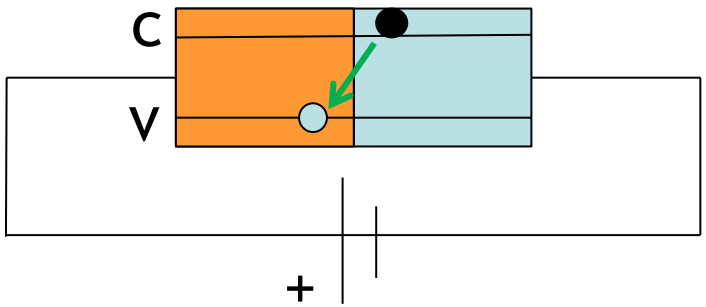
Tipo-n



Il semiconduttore di tipo n (ad esempio Silicio drogato con Arsenico) è caratterizzato da livelli donori situati poco sotto la banda di conduzione. Abbiamo quindi elettroni in banda di conduzione.

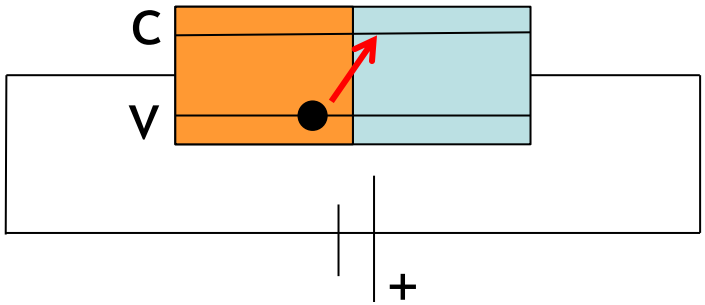
Che succede quando uniamo questi due tipi di semiconduttore?

Polarizzazione diretta



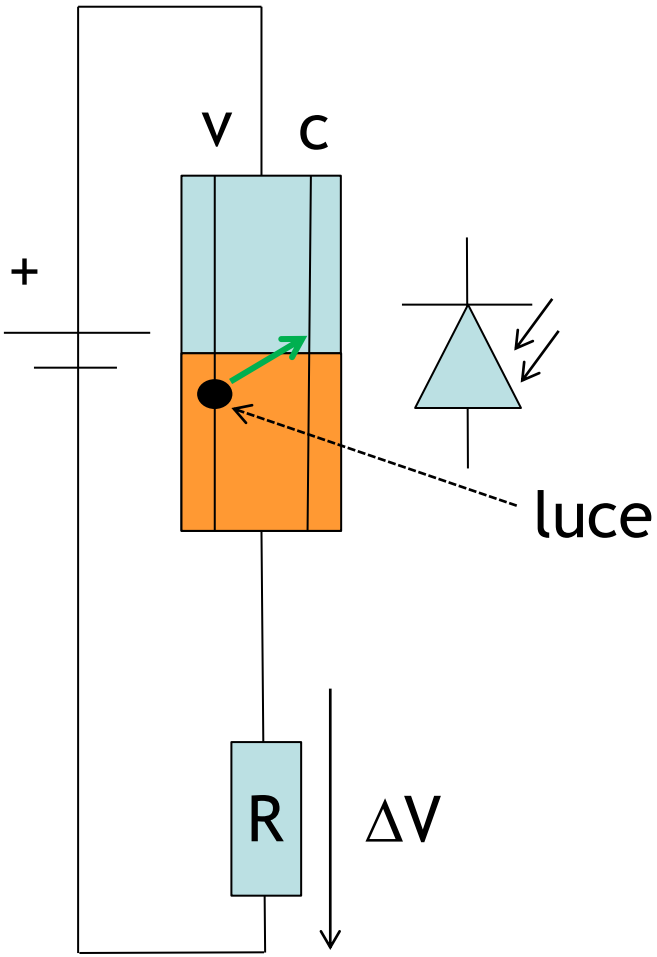
In questo caso gli elettorni che escono dal polo negativo dell'alimentatore attraversano la banda di conduzione del semiconduttore n e in prossimità della giunzione «cadono» nelle buche del semiconduttore p. Poiché la banda di valenza non è piena, da questa gli elettroni possono arrivare fino al polo positivo dell'alimentatore. Dunque, la conduzione in questo verso è possibile.

Polarizzazione inversa



In questo caso gli elettroni che escono dal polo negativo attraversano la banda di valenza del semiconduttore p ma poi non hanno l'energia per «saltare» fino alla banda di conduzione del semiconduttore n. Quindi la conduzione di corrente in questo verso non è possibile.

Il fotodiodo di base è un diodo dotato di una finestra per far arrivare la luce direttamente sul semiconduttore di tipo p. Questo dispositivo elettronico può essere usato in polarizzazione inversa come power meter:

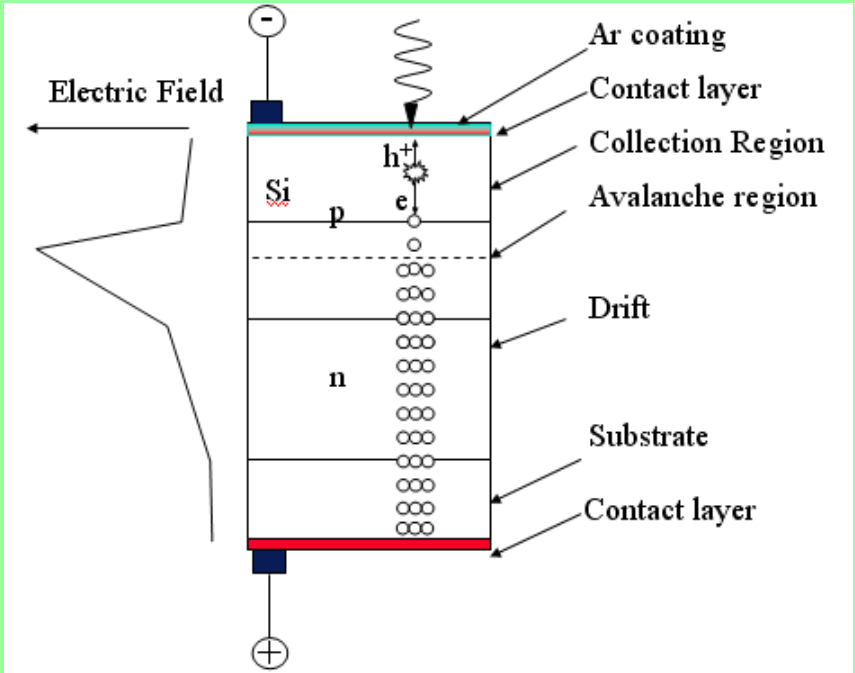


L'elettrone in banda di valenza può essere eccitato dalla luce e quindi acquistare l'energia necessaria per arrivare alla banda di conduzione. Questo è il processo di fotoeccitazione di cui abbiamo visto la teoria e sappiamo che il numero di fotoelettroni eccitati è proporzionare al numero di pacchetti della radiazione elettromagnetica incidente.
Dunque abbiamo una relazione lineare tra corrente (numero di elettroni al secondo) e potenza della luce (numero di «pacchetti» al secondo).
Inoltre per la legge di Ohm abbiamo anche una relazione lineare tra la potenza della luce e la differenza di potenziale ai capi della resistenza R

$$\Delta V = R\,I = R \cdot \Re \cdot P$$

Fotodiodo a valanga

Principio di funzionamento



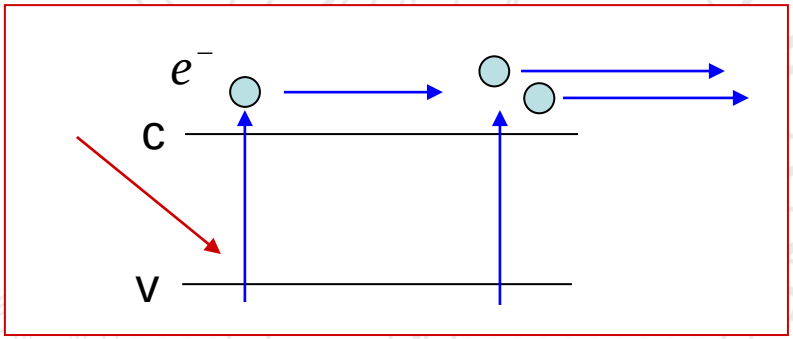
Il funzionamento è basato su fotoeccitazione + amplificazione guidata dall'eccitazione per interazione elettrone-elettrone

Silicon Avalanche Photodiodes

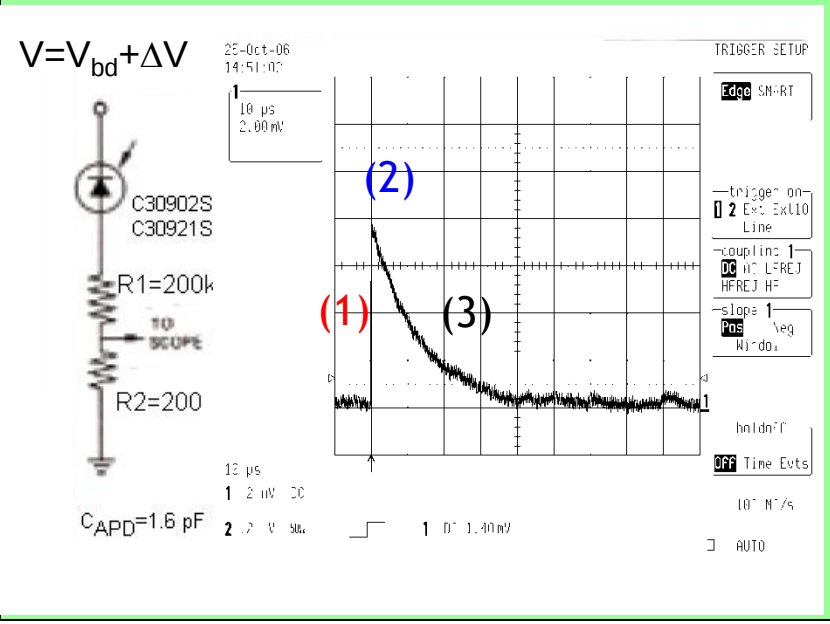
C30902E, C30902S, C30921E, C30921S

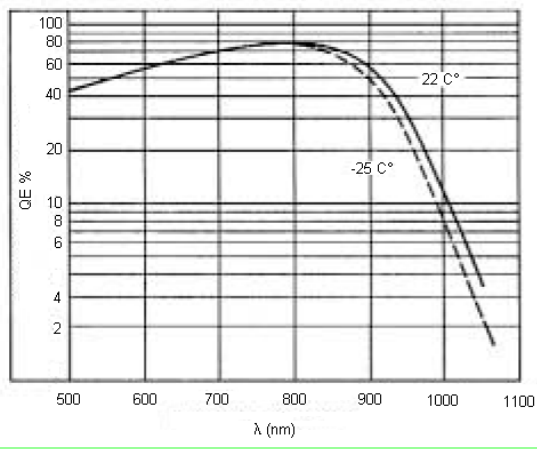
Features

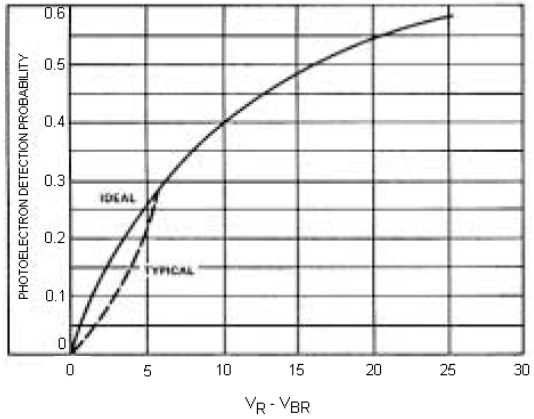
- High Quantum Efficiency 77% Typical at 830 nm
- C30902S and C30921S in Geiger Mode:
  - Single-Photon Detection Probability to 50%
  - Low Dark-Count Rate at 5% Detection Probability - Typically
  - 15,000/second at +22°C
  - 350/second at -25°C
  - Count Rates to 2 x 10^6/second



APD in Geiger mode *(rivelatore di singoli fotoni)*







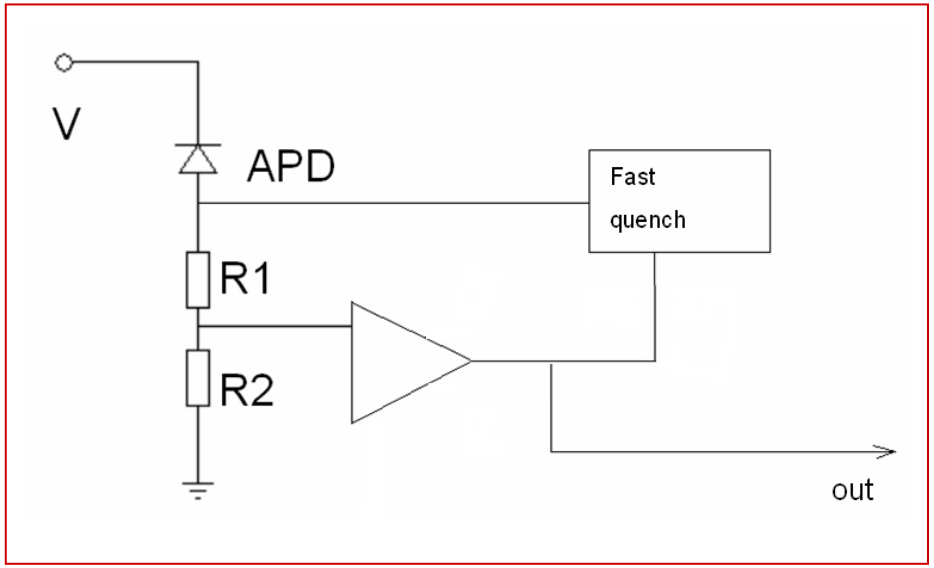
$$P_{tot} = QE_{Si} \cdot P_{valanga}$$

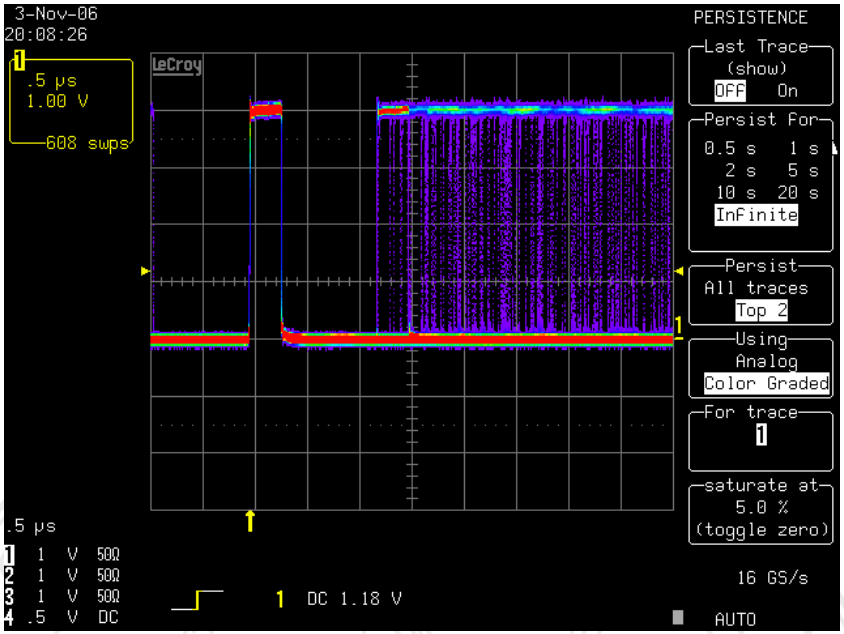
1) Nel momento della valanga il fotodiodo si comporta come un conduttore (il fotodiodo è polarizzato inversamente quindi è attraversato solo dai fotoelettroni e dagli elettroni della valanga)

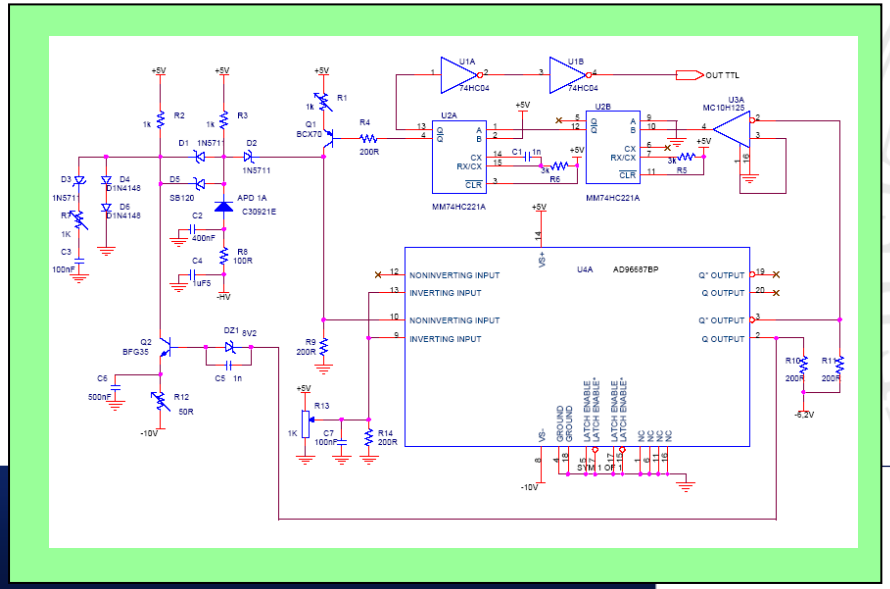
2) quando la tensione ai suoi capi arriva a Vbd la scarica si arresta (se $\Delta V/R < 50\mu A$)

3) il fotodiodo adesso si comporta come un condensatore: si torna alla condizione di partenza in un tempo RC

APD in config. Geiger con quentching attivo





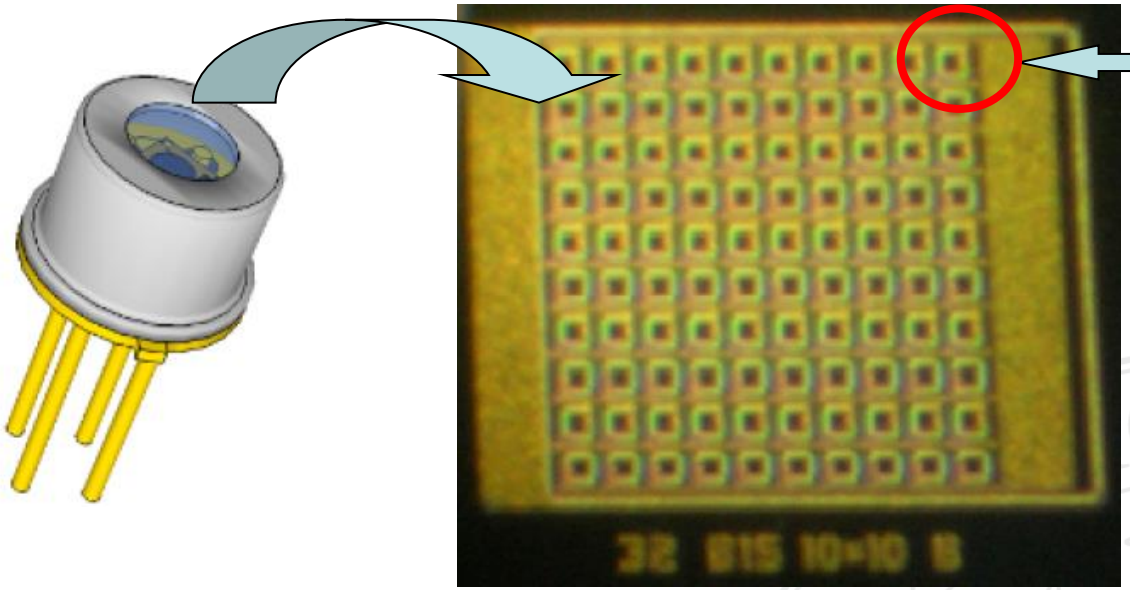


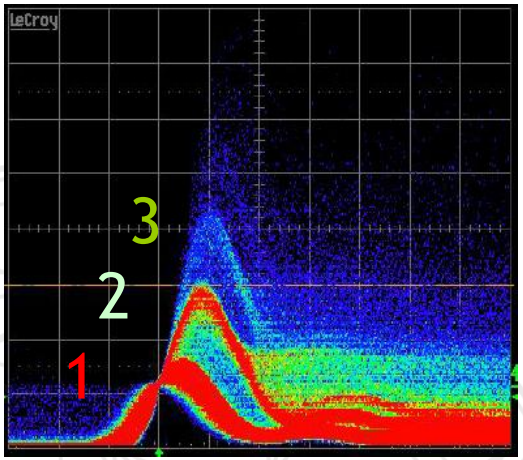
$$\Delta\tau_{imp} = 50ns$$

$$\Delta\tau_{DT} = 200ns$$

Il quentching attivo serve a tenere basso il tempo morto del rivelatore senza incidere sulla QE

Silicon Photomultiplier (SiPM)

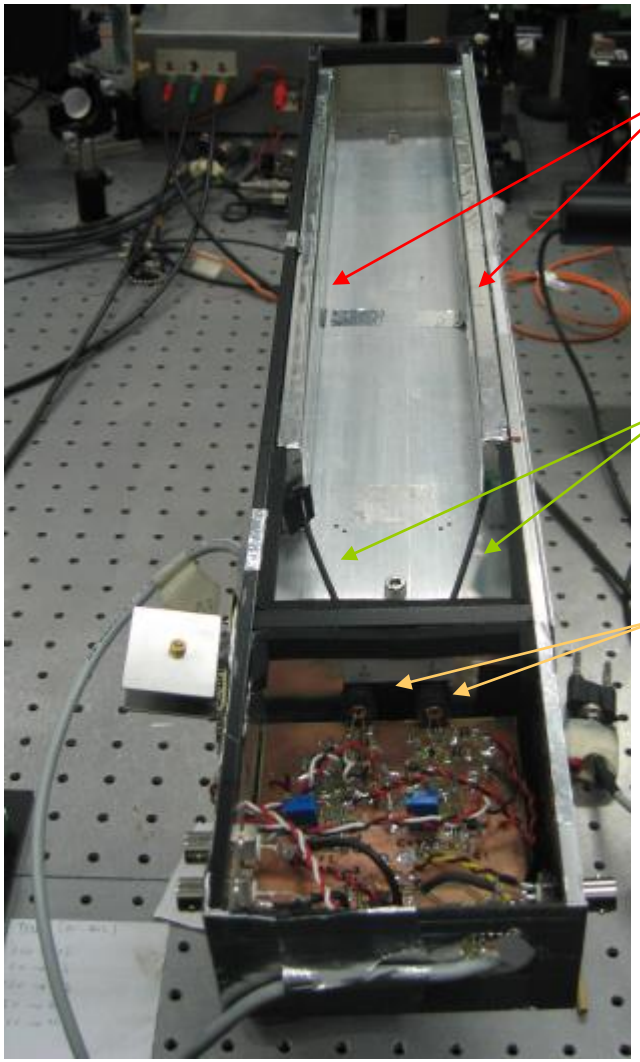




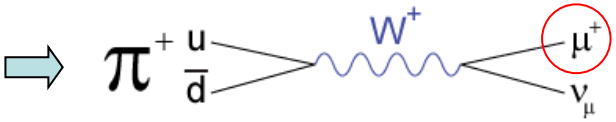
Sono matrici di APD in configurazione Geiger:

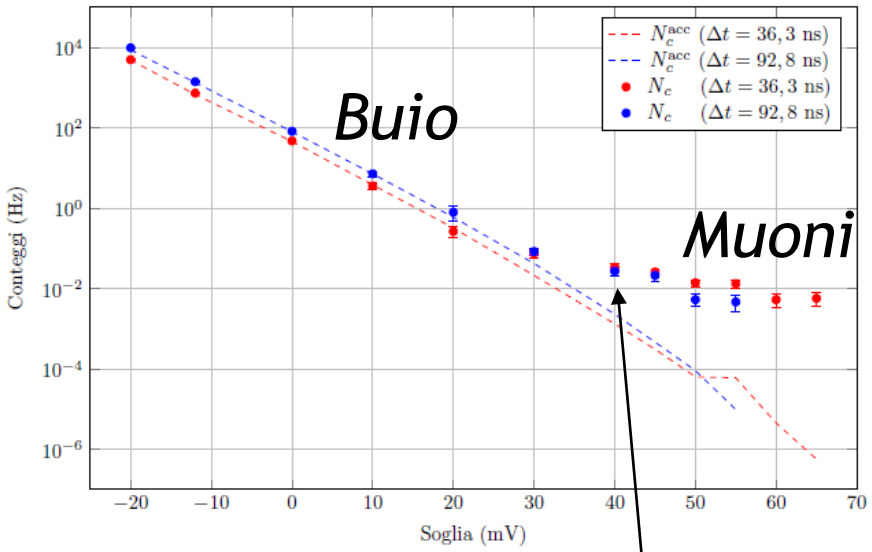
- I singoli APD sono rivelatori on/off quindi non contano il numero di fotoni (che arrivano insieme), i SiPM riescono a contare.
- I conteggi di buio dei SiPM sono molto alti circa 0.5M counts s^{-1}

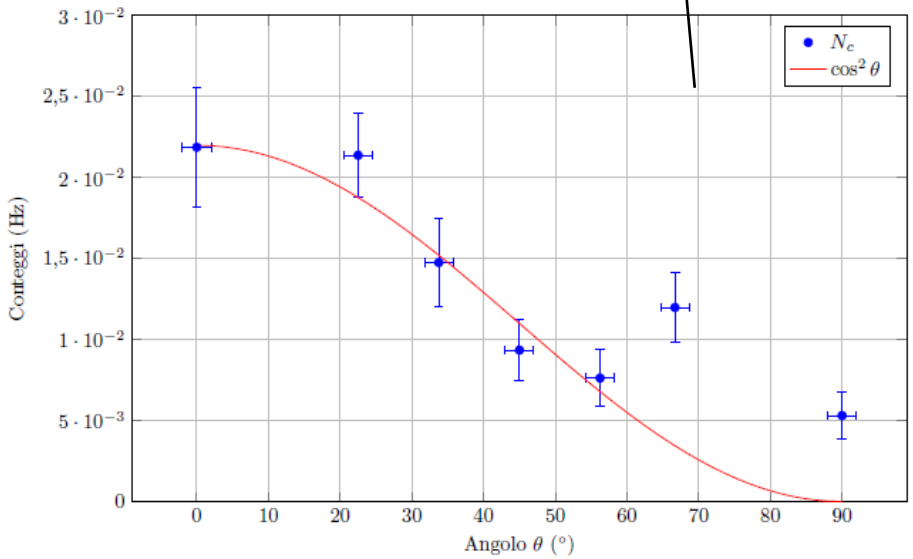
SiPM come rivelatori di particelle (Muoni)



Raggi cosmici

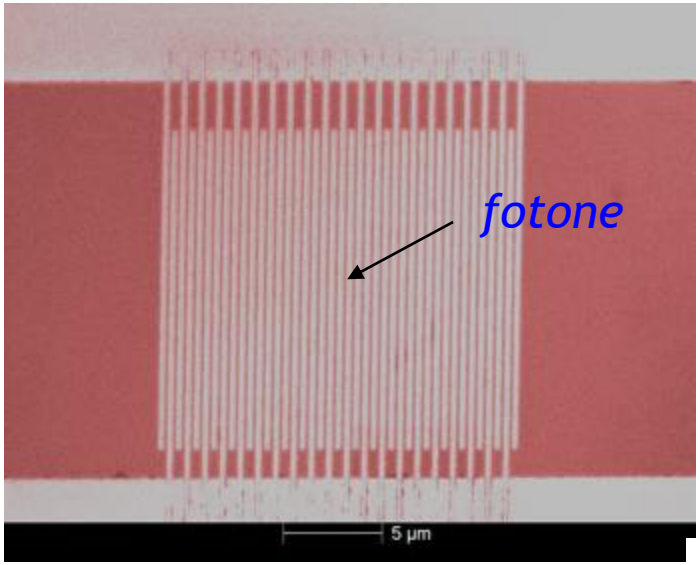






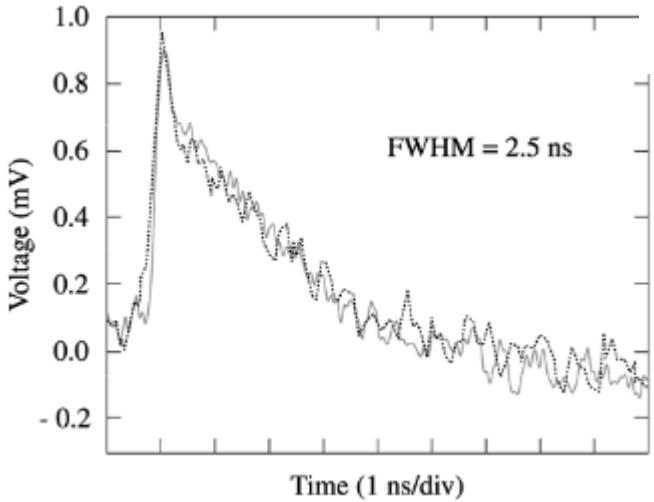
Superconducting nanowire single photon detector (SNSPD)

Nitruro di Niobio (NbN)



Temperatura di lavoro 2-4K

Il fotone incidente rompe le coppie di Cooper e genera una transizione dallo stato superconduttore (NbN superconduttore sotto i 16K) ad uno stato in cui il rivelatore è equivalente ad una resistenza di circa 50Ω.
Se durante la misura si mantiene la corrente costante vedremo un picco di tensione ai capi del rivelatore in coincidenza con l'arrivo del fotone:



Libri consigliati

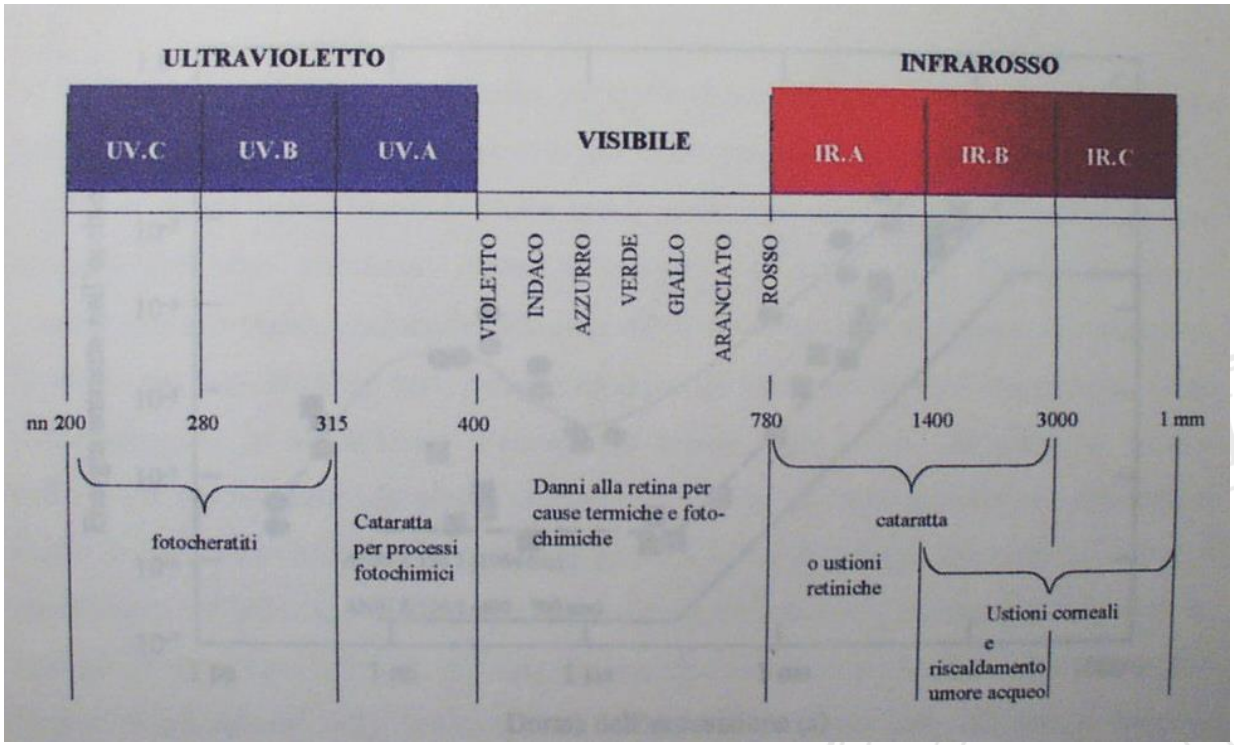
- *A guide to Experiments in Quantum Optics,*
  - H. A. Bachor and T. Ralph
- *Quantum Optics,*
  - D. F. Wallas, G. J. Milbourn
- *Introductory Quantum Optics,*
  - C. C. Gerry and P. L. Knight

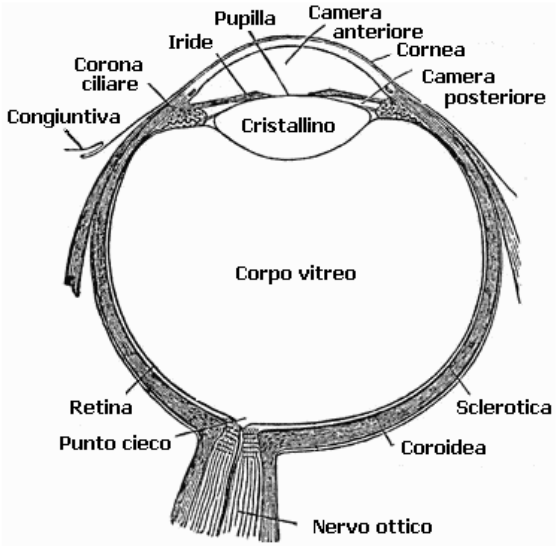
Lezioni del corso

http://sites.unimi.it/aqm

e anche su Ariel

Info sulla sicurezza

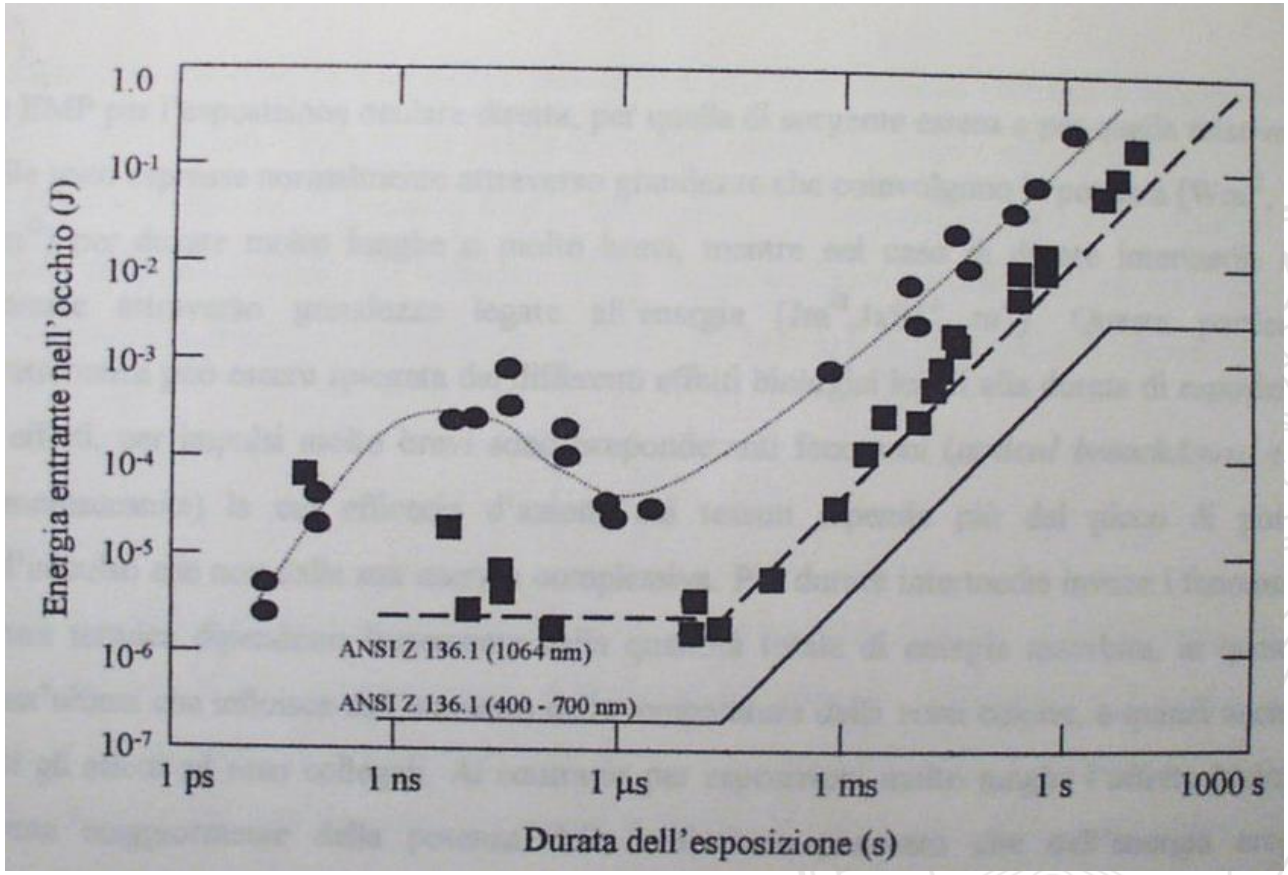




100 nm - 280 nm	lontano ultravioletto (UV-C)
280 nm - 315 nm	medio ultravioletto (UV-B)
315 nm - 400 nm	vicino ultravioletto (UV-A)
400 nm - 760 nm	visibile
760 nm - 1400 nm	vicino infrarosso (IR-A)
1400 nm - 3000 nm	medio infrarosso (IR-B)
3000 nm - 1 mm	lontano infrarosso (IR-C)

Esposizioni massime permesse (EMP)

Caso di un laser CW



Esempio:

laser He-Ne 633 nm da 2mW.

In 1s di esposizione entrano nell'occhio 2 mJ di energia che e' circa il limite di esposizione. Quindi anche un piccolo laser He-Ne e' pericoloso.

Occhiali di protezione

Gli occhiali di protezione devono avere la densità ottica di sicurezza alla lunghezza d'onda di interesse.

L'energia che arriva sull'occhio data la densità ottica D è :

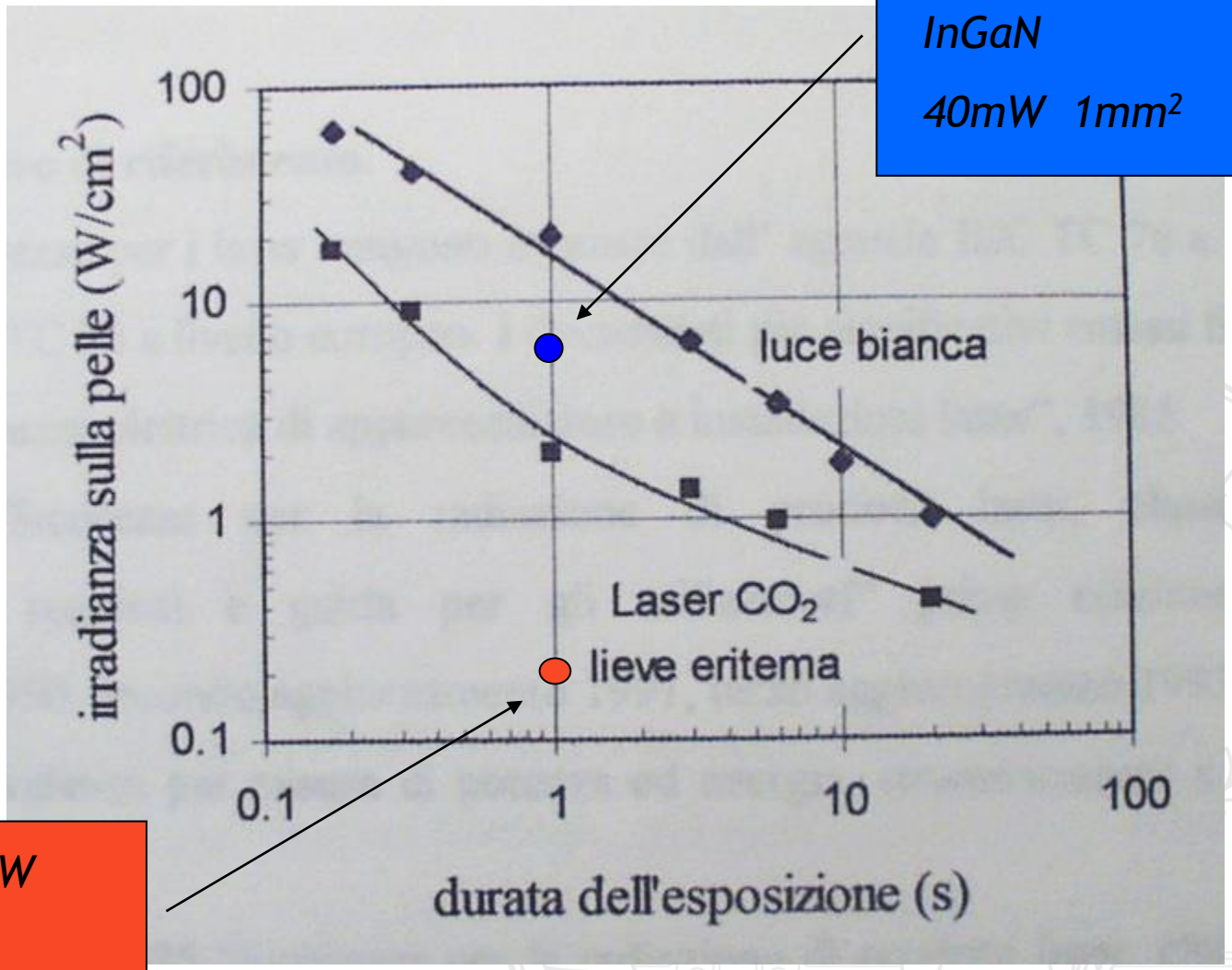
$$E = E_{laser} 10^{-D}$$

Quindi la densità ottica richiesta è:

$$D = \log\left(\frac{E_{laser}}{EMP}\right)$$

Tipicamente: $D \geq 5$

Soglia per gli eritemi



InGaN

40mW 1mm²

He-Ne 2mW

1 mm²

Classificazione dei LASER

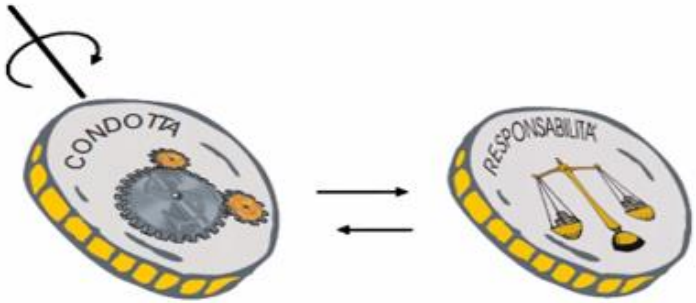
Sicuri

Classe I	$E < EMP$
Classe II	$\Delta T<0.25s \quad E<EMP$ $\Delta T>0.25s \quad P=1mW$
Classe III A	Classe II x 5
Classe III B	CW $\quad P<500mW$
Classe IV	Oltre

Esercizio di fatto dei poteri

Le posizioni di garanzia

principio dell'effettività



PRINCIPIO DELL' EFFETTIVITÀ
è responsabile chi:
- doveva e poteva fare ma non ha fatto
- non doveva fare ma ha fatto

POSIZIONI DI GARANZIA
Datore di lavoro
Dirigente
RADL

Sovrapposizione di
RUOLI ACCADEMICI
RUOLI GESTIONALI

Individuazione/consapevolezza
POSIZIONE DI GARANZIA

Articolo 299 - Esercizio di fatto di poteri direttivi
Le posizioni di garanzia relative ai soggetti di cui all'articolo 2, comma 1, lettere b), d) ed e), gravano altresì su colui il quale, pur sprovvisto di regolare investitura, eserciti in concreto i poteri giuridici riferiti a ciascuno dei soggetti ivi definiti.

Importanza dell'organigramma gerarchico funzionale con attribuzione di competenze

RESPONSABILE delle ATTIVITA' DIDATTICHE e/o di RICERCA in LABORATORIO

RADRL

Ai sensi dell'art. 2 comma 5 del D.M. 363/98

si intende per responsabile delle attività didattica e/o di ricerca in laboratorio

il soggetto che, individualmente o come coordinatore di gruppo, svolge attività didattiche e/o di ricerca in laboratorio

Gli organi di gestione delle strutture universitarie di cui al punto 2) citato, **secondo regole proprie**, individuano, mediante delibere, fra il personale dipendente dell'Università afferente alla struttura, i suddetti responsabili.

Gli stessi organi individuano, altresì, l'ambito e le attività di didattica e di ricerca entro le quali si configura la responsabilità dei soggetti indicati al comma precedente.

PREPOSTO «DI FATTO»

Chiunque abbia assunto, in qualsiasi modo, posizione di preminenza rispetto agli altri lavoratori, così da poter loro impartire ordini, istruzioni o direttive sul lavoro da eseguire, deve essere considerato, per ciò stesso, tenuto a norma del Decreto del Presidente della Repubblica 27 aprile 1955, n. 547, articolo 4, all'osservanza ed all'attuazione delle prescritte misure di sicurezza ed al controllo del loro rispetto da parte dei singoli lavoratori".

(Corte di Cassazione – Penale Sezione IV – Sentenza n. 19553 del 18 maggio 2011 (u. p. 27 gennaio 2011) – Pres. Marzano – Est. Foti – P.M. Monetti – Ric. N. G.

PREPOSTO «DI FATTO»

Il preposto di fatto è una figura che non necessita di nomina in quanto **chiunque abbia prevalenza (per anzianità, competenza, esperienza...) sugli altri lavoratori** presenti nel luogo di lavoro può essere ritenuto preposto di fatto.

La responsabilità, per quanto gli attiene, rimane in capo al preposto di diritto, al dirigente e al DdL.

In caso di assenza (es. lezione, esami, convegni, riunioni), il RADRL deve accertarsi che il personale che lascia in laboratorio sia informato, formato e addestrato per operare in sicurezza, ossia che abbia le competenze per operare anche senza la sorveglianza diretta del preposto di diritto (RADRL).

In caso contrario, in mancanza di questi presupposti, il preposto di diritto dovrebbe non consentire l'accesso al laboratorio e lo svolgimento di attività in sua assenza.