

Fisica Nucleare e Subnucleare

a.a. 2022-2023

Fisica Nucleare

Luca Gironi

Testi consigliati:

Kenneth S. Krane
Introductory Nuclear Physics
John Wiley and Sons

F. Terranova
A modern primer in particle and nuclear physics
Oxford University Press

Ivano Lombardo
Problemi di fisica nucleare e subnucleare
CEA- Zanichelli

Trovate queste lezioni su:

e-learning

FISICA NUCLEARE E SUBNUCLEARE
2223-3-E3001Q048-T2

e-mail:
luca.gironi@unimib.it

Proprietà generali dei nuclei

- Gli atomi sono costituiti da un nucleo e da un guscio (shell) di elettroni

- Il nucleo è formato da **nucleoni**:

	Massa	Carica elettrica	Spin
PROTONI	938,27 MeV	+e	1/2
NEUTRONI	939,56 MeV	0	1/2

- Ogni nucleone è composto da 3 quarks (e gluoni)

protoni \rightarrow uud

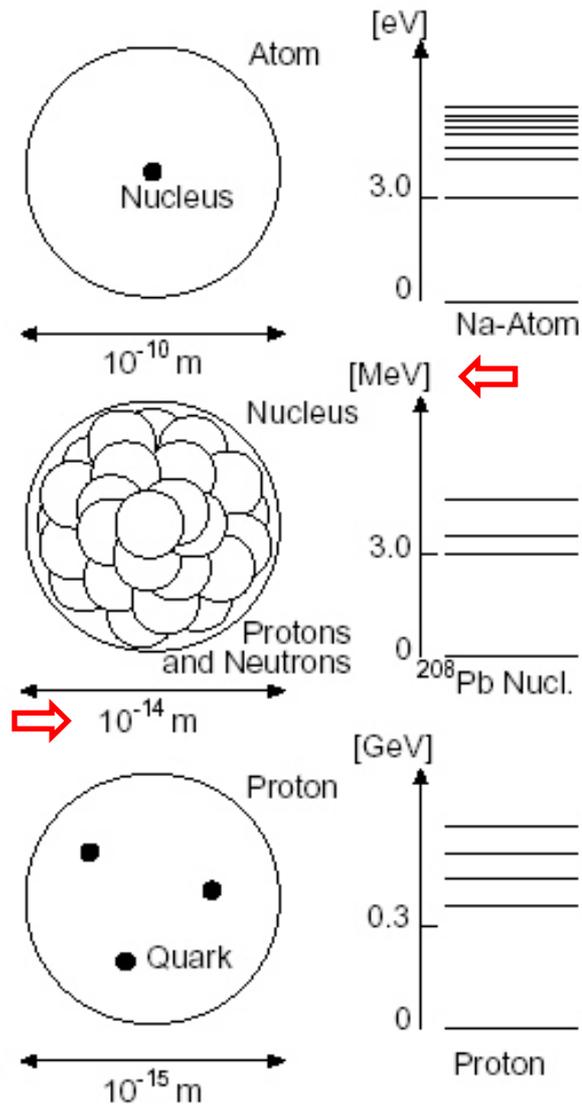
neutroni \rightarrow udd

- La dimensioni tipiche in fisica nucleare sono dell'ordine di

$$1 \text{ fm (femtometro)} = 1 \text{ fermi} = 10^{-15} \text{ m}$$

- Mentre le energie tipiche sono

$$1 \text{ MeV} = 1,6 \cdot 10^{-13} \text{ J}$$



Proprietà generali dei nuclei - Masse ed abbondanze dei nuclei

Unità di massa spesso usata:

AMU: Atomic Mass Unit

Attenzione:

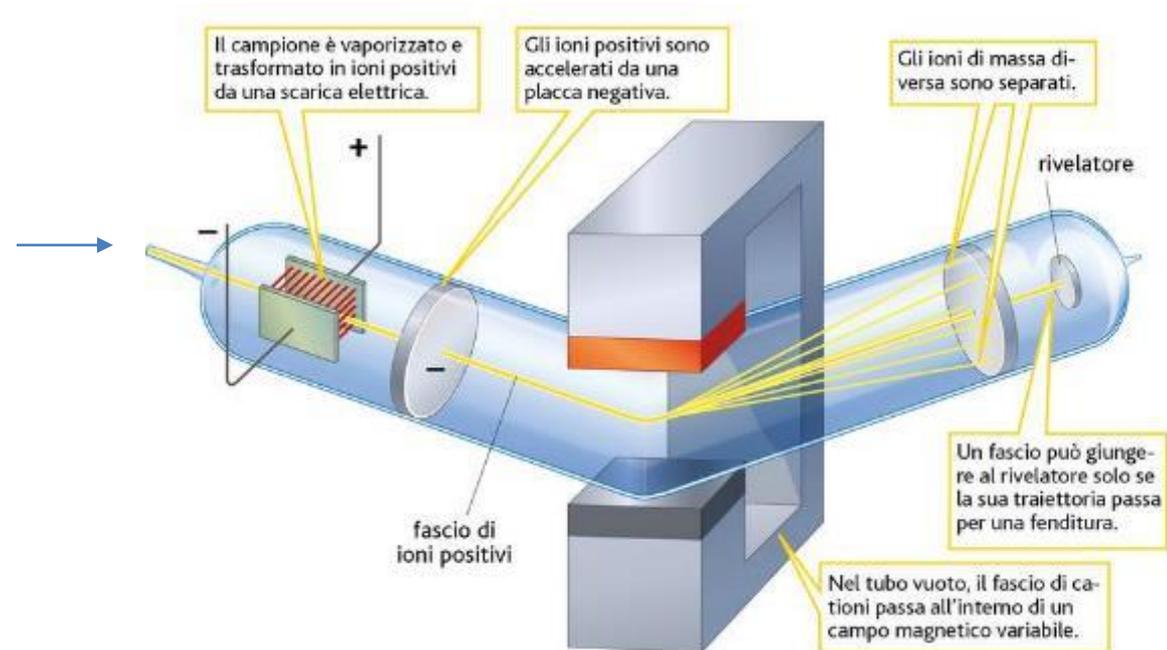
$$m_N(A, Z) \neq Zm_p + (A - Z)m_n$$

energia di legame

App. 1

$$1 \text{ AMU} = \frac{1}{12} M(^{12}_6\text{C}) = 931,49 \text{ MeV} = 1,6605 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$$

Misura della massa dei nuclei
(atomi): spettrometria di massa



Proprietà generali dei nuclei - Masse ed abbondanze dei nuclei

Più nello specifico...

La spettrometria di massa è stata la prima tecnica di alta precisione disponibile e ha permesso di mappare l'intero schema degli isotopi stabili.

• Selettore di velocità

Campo elettrico E deflette verso 'l'alto', mentre campo magnetico B verso il basso. Passano solo gli ioni con velocità

$$qE = qvB \rightarrow v = \frac{E}{B}$$

• Selettore momento

Campo magnetico uniforme che curva gli ioni su un tragitto circolare con raggio

$$mv = qBr \rightarrow r = \frac{mv}{qB}$$

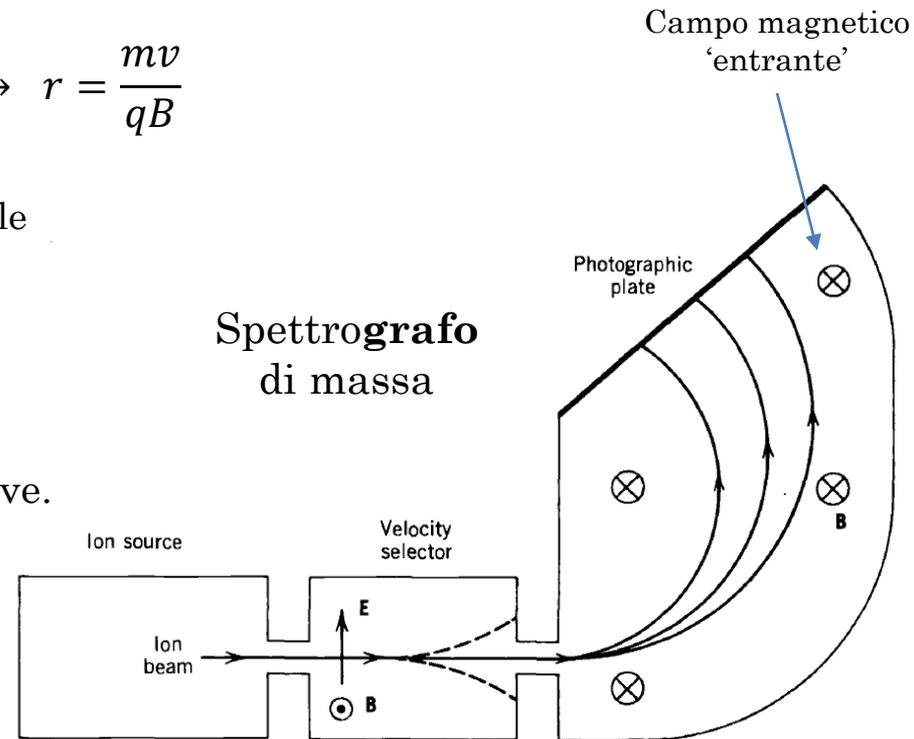
Per determinare la masse di elementi pesanti o molecole è necessario conoscere r, E e B con elevata precisione (molto complicato)



Calibriamo per una determinata massa e quindi determiniamo tutte le masse mediante misure relative.



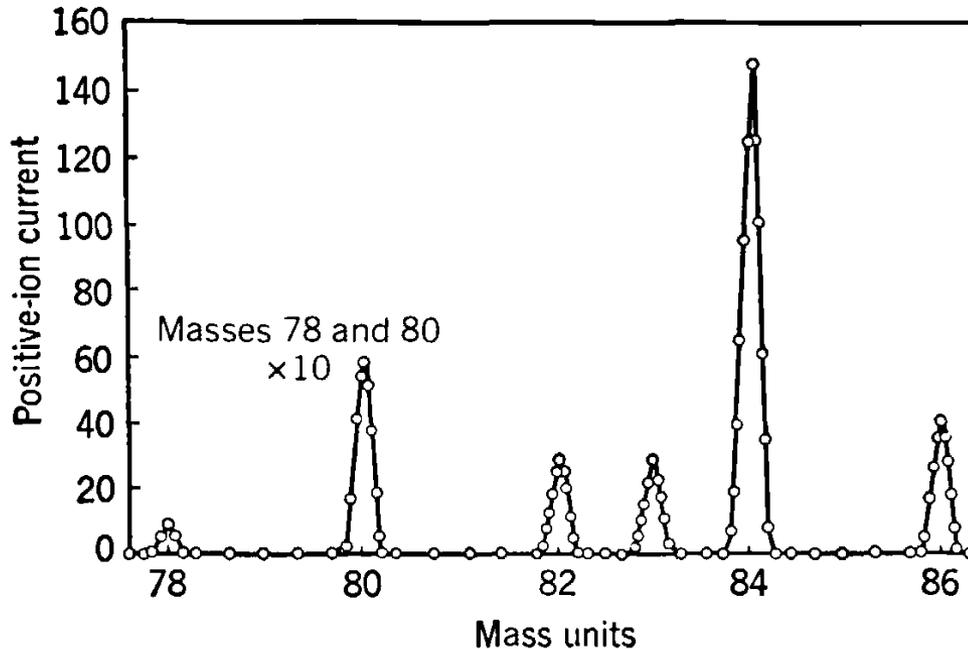
$$\frac{1}{12} M(^{12}_6C)$$



Proprietà generali dei nuclei - Masse ed abbondanze dei nuclei

Abbondanze isotopiche

Lo spettrometro di massa ci consente anche di misurare le abbondanze relative dei vari isotopi di un elemento misurando la corrente al variare di E o B.



Abbondanze isotopiche (i.a.)
Krypton

$${}^{78}\text{Kr} = 0,356\%$$

$${}^{80}\text{Kr} = 2,27\%$$

$${}^{82}\text{Kr} = 11,6\%$$

$${}^{83}\text{Kr} = 11,5\%$$

$${}^{84}\text{Kr} = 57,0\%$$

$${}^{86}\text{Kr} = 17,3\%$$

Attraverso la misura dell'area dei vari picchi è possibile determinare le abbondanze relative degli isotopi **stabili** di un determinato elemento.

Peso **atomico** standard
(valore riportato nella tavola periodica)



$$m = \sum_i (i.a.)_i \cdot m_i$$



$$\text{Kr} = 83,8$$

Proprietà generali dei nuclei - Masse ed abbondanze dei nuclei

standard atomic weight

$^{12}\text{C} = 98,9\%$
 $^{13}\text{C} = 1,1\%$

Periodic Table of the Elements

Number
Symbol
Name
Mass

1 H Hydrogen 1.008																	2 He Helium 4.003
3 Li Lithium 6.941	4 Be Beryllium 9.012											5 B Boron 10.811	6 C Carbon 12.011	7 N Nitrogen 14.007	8 O Oxygen 15.999	9 F Fluorine 18.998	10 Ne Neon 20.180
11 Na Sodium 22.990	12 Mg Magnesium 24.305											13 Al Aluminum 26.982	14 Si Silicon 28.086	15 P Phosphorus 30.974	16 S Sulfur 32.066	17 Cl Chlorine 35.453	18 Ar Argon 39.948
19 K Potassium 39.098	20 Ca Calcium 40.078	21 Sc Scandium 44.956	22 Ti Titanium 47.867	23 V Vanadium 50.942	24 Cr Chromium 51.996	25 Mn Manganese 54.938	26 Fe Iron 55.845	27 Co Cobalt 58.933	28 Ni Nickel 58.693	29 Cu Copper 63.546	30 Zn Zinc 65.38	31 Ga Gallium 69.723	32 Ge Germanium 72.631	33 As Arsenic 74.922	34 Se Selenium 78.971	35 Br Bromine 79.904	36 Kr Krypton 83.798
37 Rb Rubidium 85.468	38 Sr Strontium 87.62	39 Y Yttrium 88.906	40 Zr Zirconium 91.224	41 Nb Niobium 92.906	42 Mo Molybdenum 95.95	43 Tc Technetium 98.907	44 Ru Ruthenium 101.07	45 Rh Rhodium 102.906	46 Pd Palladium 106.42	47 Ag Silver 107.868	48 Cd Cadmium 112.414	49 In Indium 114.818	50 Sn Tin 118.711	51 Sb Antimony 121.760	52 Te Tellurium 127.5	53 I Iodine 126.904	54 Xe Xenon 131.293
55 Cs Cesium 132.905	56 Ba Barium 137.328	57-71 Lanthanide Series	72 Hf Hafnium 178.49	73 Ta Tantalum 180.948	74 W Tungsten 183.84	75 Re Rhenium 186.207	76 Os Osmium 190.23	77 Ir Iridium 192.217	78 Pt Platinum 195.085	79 Au Gold 196.967	80 Hg Mercury 200.592	81 Tl Thallium 204.383	82 Pb Lead 207.2	83 Bi Bismuth 208.980	84 Po Polonium [209]	85 At Astatine 209	86 Rn Radon 222.018
87 Fr Francium 223.020	88 Ra Radium 226.025	89-103 Actinide Series	104 Rf Rutherfordium [261]	105 Db Dubnium [262]	106 Sg Seaborgium [266]	107 Bh Bohrium [264]	108 Hs Hassium [269]	109 Mt Meitnerium [270]	110 Ds Darmstadtium [281]	111 Rg Roentgenium [280]	112 Cn Copernicium [285]	113 Nh Nihonium [286]	114 Fl Flerovium [289]	115 Mc Moscovium [289]	116 Lv Livermorium [293]	117 Ts Tennessine [294]	118 Og Oganesson [294]
		57 La Lanthanum 138.905	58 Ce Cerium 140.116	59 Pr Praseodymium 140.908	60 Nd Neodymium 144.243	61 Pm Promethium 144.913	62 Sm Samarium 150.36	63 Eu Europium 151.964	64 Gd Gadolinium 157.25	65 Tb Terbium 158.925	66 Dy Dysprosium 162.500	67 Ho Holmium 164.930	68 Er Erbium 167.259	69 Tm Thulium 168.934	70 Yb Ytterbium 173.055	71 Lu Lutetium 174.967	
		89 Ac Actinium 227.028	90 Th Thorium 232.038	91 Pa Protactinium 231.036	92 U Uranium 238.029	93 Np Neptunium 237.048	94 Pu Plutonium 244.064	95 Am Americium 243.061	96 Cm Curium 247.070	97 Bk Berkelium 247.070	98 Cf Californium 251.080	99 Es Einsteinium [254]	100 Fm Fermium 257.095	101 Md Mendelevium 258.1	102 No Nobelium 259.101	103 Lr Lawrencium [262]	

Alkali Metal

Alkaline Earth

Transition Metal

Basic Metal

Metalloid

Nonmetal

Halogen

Noble Gas

Lanthanide

Actinide

Es. 1

Proprietà generali dei nuclei

La coppia (A, Z) definisce un nuclide denominato con il nome del corrispondente elemento chimico

- Nuclidi noti: ~ 1440
 - 340 in natura
 - 1100 'artificiali' → isotopi instabili prodotti per mezzo di reazioni nucleari provocate
- Nuclidi stabili: ~ 285
 - Vengono considerati anche quelli a vita molto lunga
 - Non si trasformano spontaneamente (decadono) in altri nuclidi

Dei ~ 285 nuclei stabili:

- ~ 165 hanno N pari e Z pari
 - ~ 110 hanno N o Z pari
 - ~ 10 hanno N dispari e Z dispari (estremamente rari!)
- Preferenza di nucleoni accoppiati (pairing)

Proprietà generali dei nuclei

I processi più comuni di trasformazione spontanea di nuclidi sono i decadimenti:



Si possono avere anche molti isotopi stabili per elemento:

${}^{19}_9 F$ → il fluoro ha un solo isotopo stabile

${}^A_{50} Sn$ → lo stagno ha molti (10) isotopi stabili

In natura l'abbondanza isotopica relativa di un isotopo è generalmente uniforme

Tavola dei nuclidi

Tavola dei nuclidi suddivisi per tipo di decadimento:

ISOTOPI



ISOBARI



ISOTONI

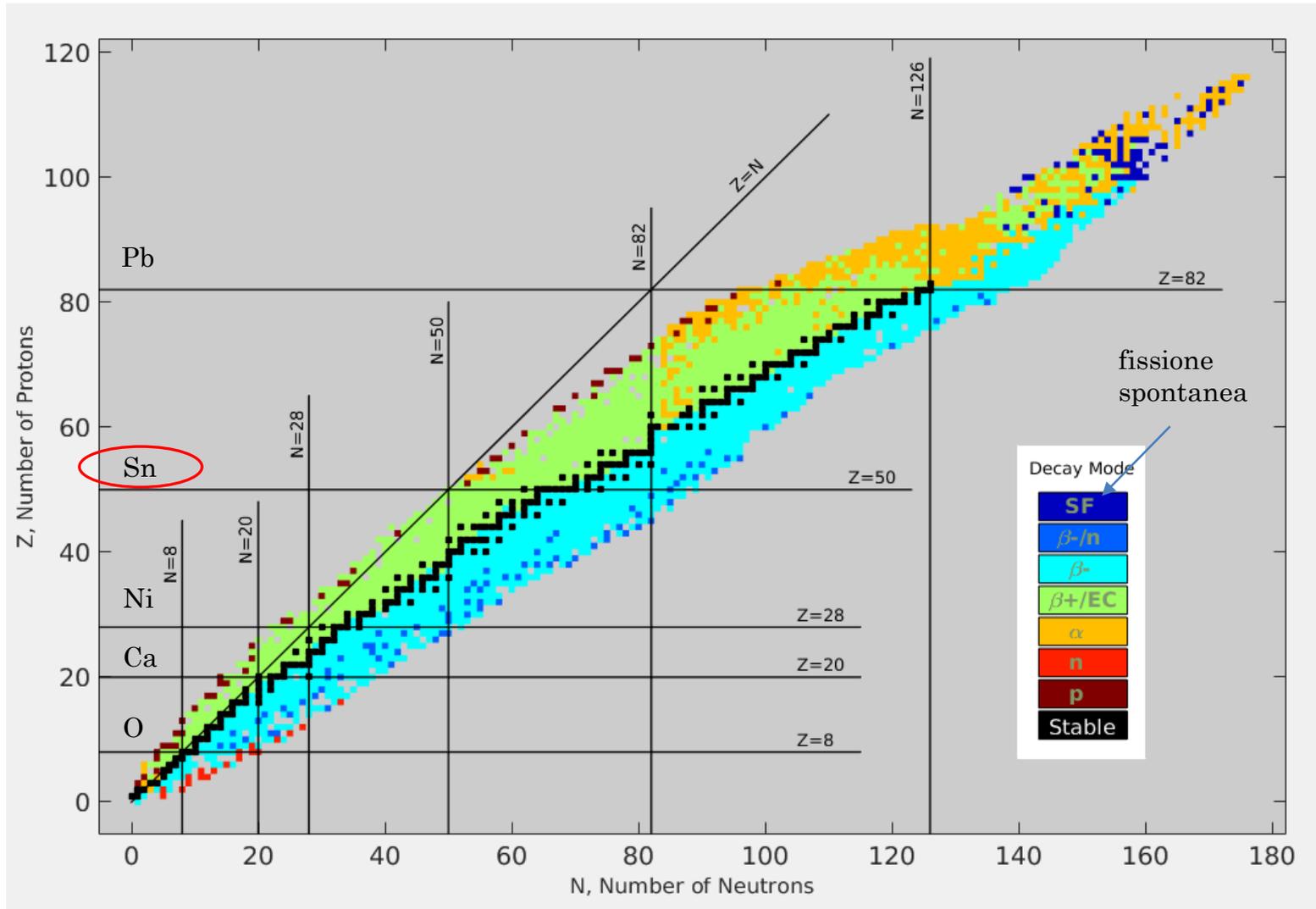


Tavola dei nuclidi – Decadimenti radioattivi

In seguito ai decadimenti radioattivi ci si ‘muove’ nella tavola dei nuclidi:

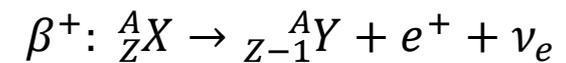
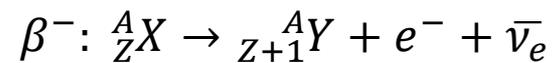
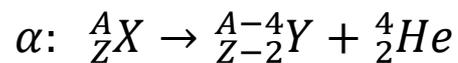
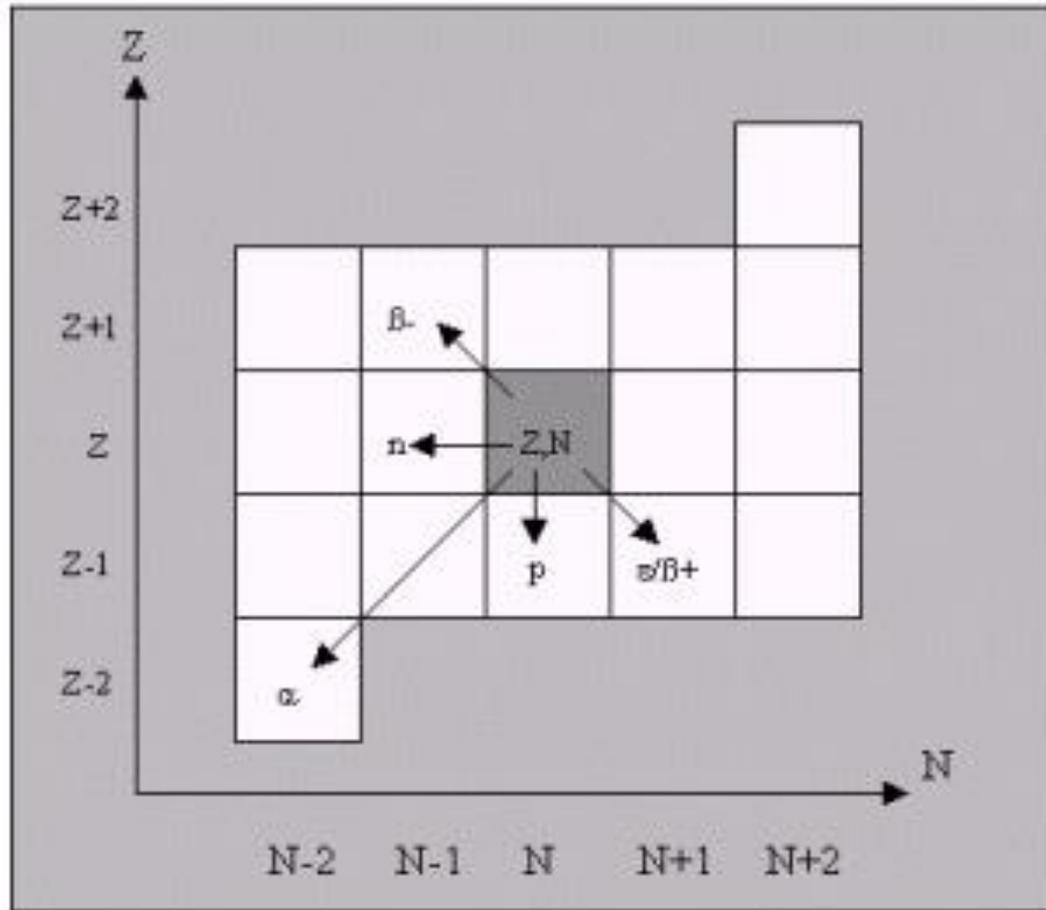


Tavola dei nuclidi

Le numerose informazioni riguardanti tutti gli isotopi sono raccolte in alcuni volumi costantemente aggiornati che riassumono tutte le caratteristiche dei nuclidi, ad esempio:

- Table of Isotopes
- Nuclear Data Sheets
- Table of Radioactive Isotopes
(<http://nucleardata.nuclear.lu.se/toi/radSearch.asp>)
- Live Chart of Nuclides
(<https://www-nds.iaea.org/relnsd/vcharthtml/VChartHTML.html>)

WWW Table of Radioactive Isotopes

Radiation search

Energy: ± keV

Type: Alpha Gamma

Parent:

T1/2: s - s

Mass number: -

Z: or Element:

N:

Sort by: Energy, Intensity A, Z

[Main page](#) | [Nuclide search](#)



WWW Table of Radioactive Isotopes

²⁰⁸Tl₈₁ ¹²⁷

Half life: 3.053 m d
Jπ: 5(-)
S_n (keV): 3789 d
S_p (keV): 7.82E3 15
Prod. mode: Naturally occurring
Fast neutron activation

ENSDF citation: NDS 47,797 (1986)
Literature cut-off date: 1-Dec-1985
Author(s): M.J. Martin
Update: 23-Apr-1997, R.B. Firestone
References since cut-off: [²⁰⁸Tl decay from 1997_98 \(NSR\)](#)

Decay properties:

Mode	Branching (%)	Q value (keV)
β ⁻	100	5001.0 17

Data sets:

Mode	Data set name	Display data
β ⁻	208TL B-DECAY	

[Tables:](#)
[ENSDF data:](#)
[Java applets:](#)

Gammas from ²⁰⁸Tl (3.053 m d)

E _γ (keV)	I _γ (%)	Decay mode
211.40 15	0.178 20	β ⁻
233.36 15	0.307 20	β ⁻

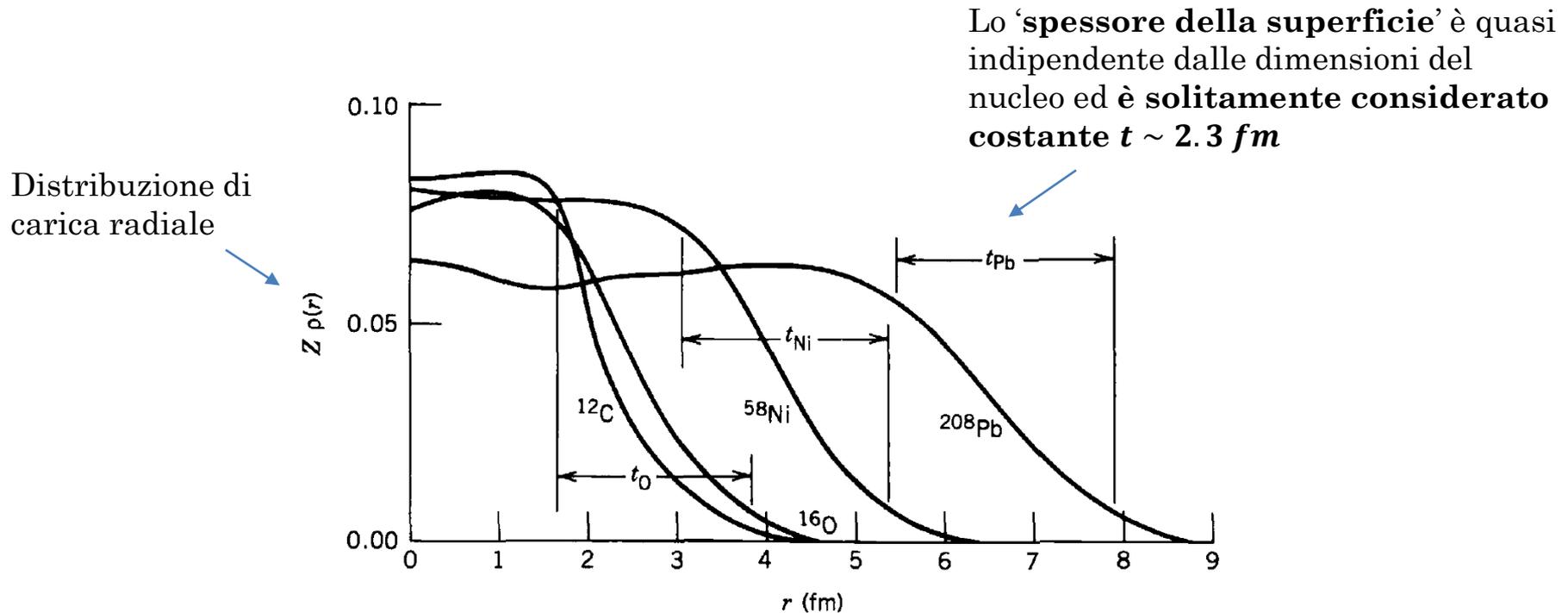
Dimensioni dei nuclei – Densità di carica

- **Densità di carica**

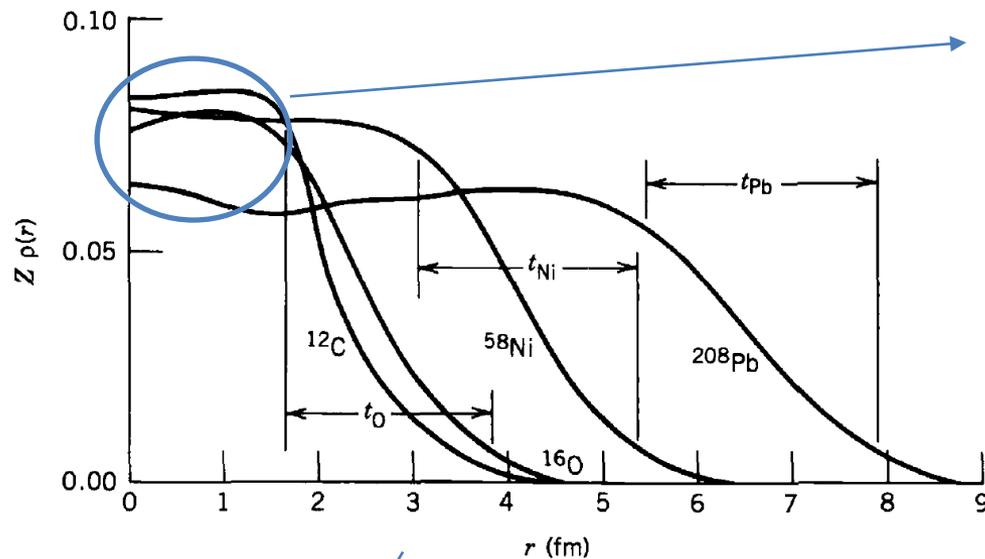
Esistono diversi metodi per determinare la dimensione dei nuclei (esaminando la radiazione diffusa dall'oggetto, studio delle transizioni atomiche, atomo muonico, differenze di energia Coulombiana dei nuclei). Di seguito consideriamo come esempio solo la **diffusione**.

Fascio di elettroni con energie tra 100 MeV e 1 GeV prodotto agli acceleratori. Vengono selezionati solo gli elettroni che hanno fatto **scattering elastico**.

App. 3



Dimensioni dei nuclei – Densità di carica



- La densità di carica nucleare centrale è circa uguale per tutti i nuclei!!
- I nucleoni **NON** sembrano riunirsi vicino al centro del nucleo
- la materia nucleare è incompressibile



Il numero di nucleoni per unità di **volume** è circa costante

$$\frac{A}{\frac{4}{3}\pi R^3} \sim \text{costante}$$

Quindi $R \propto A^{1/3}$ e definendo la costante di proporzionalità r_0 abbiamo che

$$R = r_0 A^{1/3} \quad r_0 = 1,2 \cdot 10^{-13} \text{ cm} = 1,2 \text{ fm}$$

La densità di carica è ben descritta dalla distribuzione di **Woods-Saxon**

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + e^{(r-R)/a}}$$

con $a = 0,52 \text{ fm}$

Es. 2

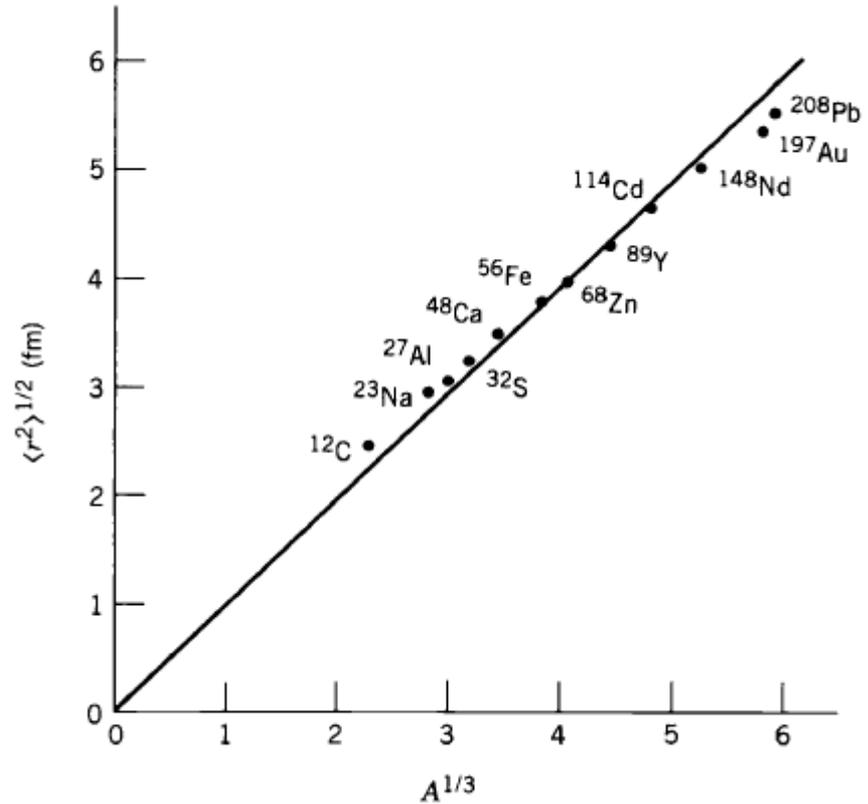
Dimensioni dei nuclei – Densità di carica

Attraverso lo studio dello scattering di elettroni su diversi nuclei è possibile determinare r_0

Raggio nucleare medio
determinato con esperimenti
di scattering con elettroni.
 $r_0 = 1,2 \text{ fm}$.

raggio per una sfera
uniformemente carica
(root mean square - rms)

$$\langle r^2 \rangle = \frac{3}{5} R^2$$



Dimensioni dei nuclei – Densità di materia nucleare

- **Densità materia nucleare**

Un esperimento che coinvolge la **forza nucleare** tra due nuclei fornisce una misura del raggio nucleare. In questo caso il raggio è caratteristico della **forza nucleare** e non della forza di Coulomb.

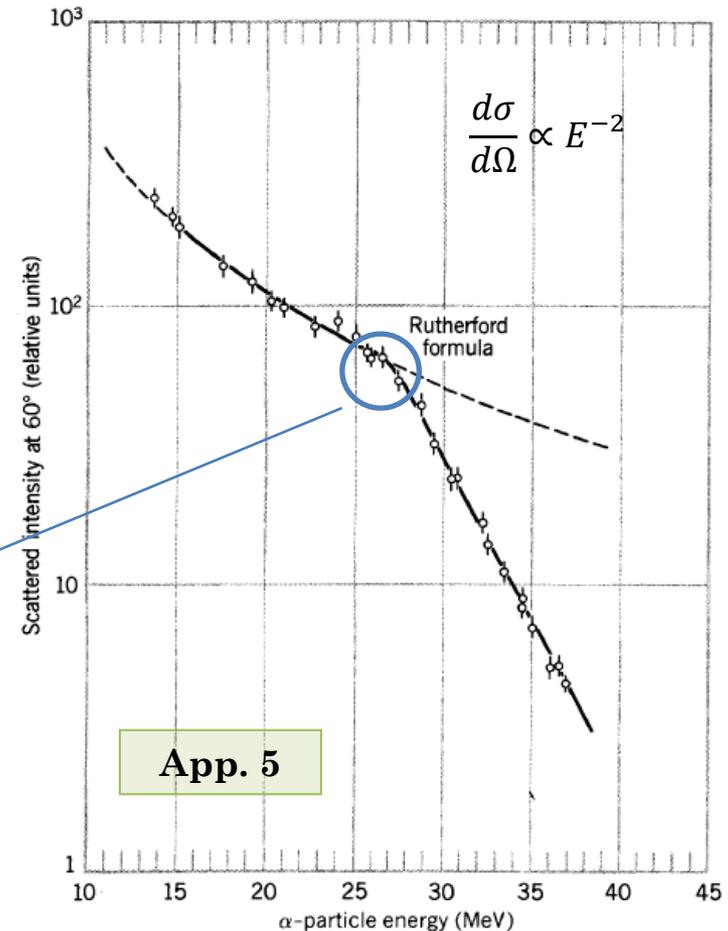
Questo raggio riflette quindi la distribuzione di tutti i nucleoni in un nucleo, non solo i protoni.

Anche in questo caso esistono diversi metodi per determinare la densità di materia nucleare. Consideriamo la **diffusione di una particella α da un nucleo pesante**.

La probabilità di diffusione ad un certo angolo dipende dall'energia della particella incidente (Rutherford). Man mano che l'energia dell' α aumenta **la repulsione di Coulomb viene superata** e le particelle possono avvicinarsi abbastanza da permettere alla forza nucleare di agire.

Il punto in cui si verifica questa 'rottura' dà una misura della dimensione del nucleo. E' inoltre possibile dimostrare che

$$R = r'_0 A^{1/3} \quad r'_0 = 1,4 \cdot 10^{-13} \text{ cm} = 1,4 \text{ fm}$$



Dimensioni dei nuclei

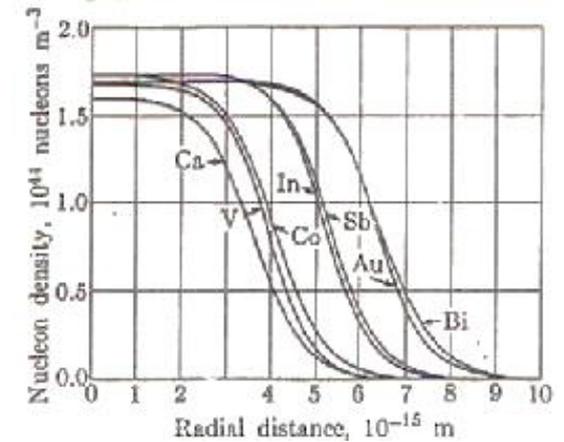
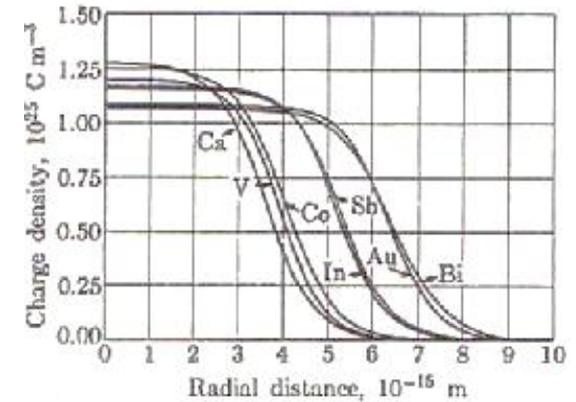
Riassumendo

- **Densità di carica**

$$R = r_0 A^{1/3} \quad r_0 = 1,2 \cdot 10^{-13} \text{ cm} = 1,2 \text{ fm}$$

- **Densità materia nucleare**

$$R = r'_0 A^{1/3} \quad r'_0 = 1,4 \cdot 10^{-13} \text{ cm} = 1,4 \text{ fm}$$



Densità di carica \neq Densità materia nucleare
(solo protoni) (protoni+neutroni)



Sono due cose differenti ma $r_0 \simeq r'_0$ e stessa dipendenza da $A^{1/3}$

Aggiornamento: Probing the Skin of a Lead Nucleus

Dimensioni dei nuclei

Volume nucleare V

$$V = \frac{4}{3}\pi R^3 = \frac{4}{3}\pi r_0^3 A \rightarrow V \propto A$$

I nucleoni sono ad una distanza media fissa \rightarrow Viene naturale pensare a potenziale repulsivo a breve range

 **La densità di materia nucleare è costante**

$$\rho_0 = \frac{M_A}{\frac{4}{3}\pi r_0^3 A} = \begin{array}{l} 1,3 \cdot 10^{38} \text{ nucleoni/cm}^3 \\ 2,2 \cdot 10^{14} \text{ g/cm}^3 \\ 2,2 \cdot 10^8 \text{ ton/cm}^3 \end{array}$$

$\sim 10^{14}$ volte la densità della materia atomica

App. 6

Storia della Fisica Nucleare

1896

Becquerel – Scoperta della radioattività

1898

Marie e Pierre Curie – Scoperta del Radio

Rutherford distingue la radiazione α e β , legge di decadimento

1911

Rutherford – Scoperta nucleo atomico

1928

Gamow – Teoria del decadimento α

1930

Pauli – prevede neutrino

Dirac – propone antimateria

1932

Chadwick – Scoperta del neutrone

1934

Fermi – Teoria del decadimento beta

1935

Yukawa – Forza nucleare (forte)

1938

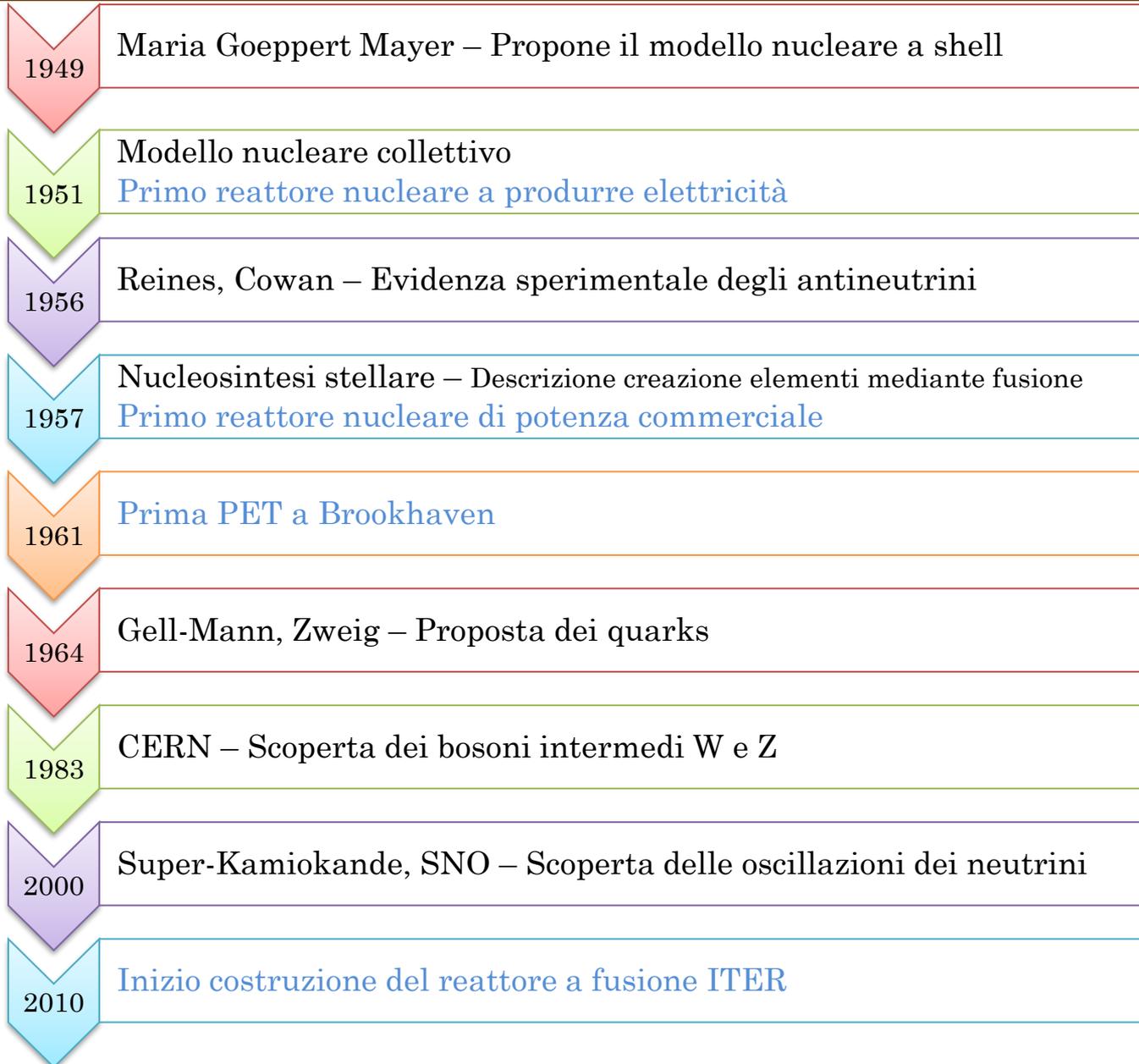
Gamow, von Weizsacker, Bethe – Fusione nucleare nelle stelle

1942

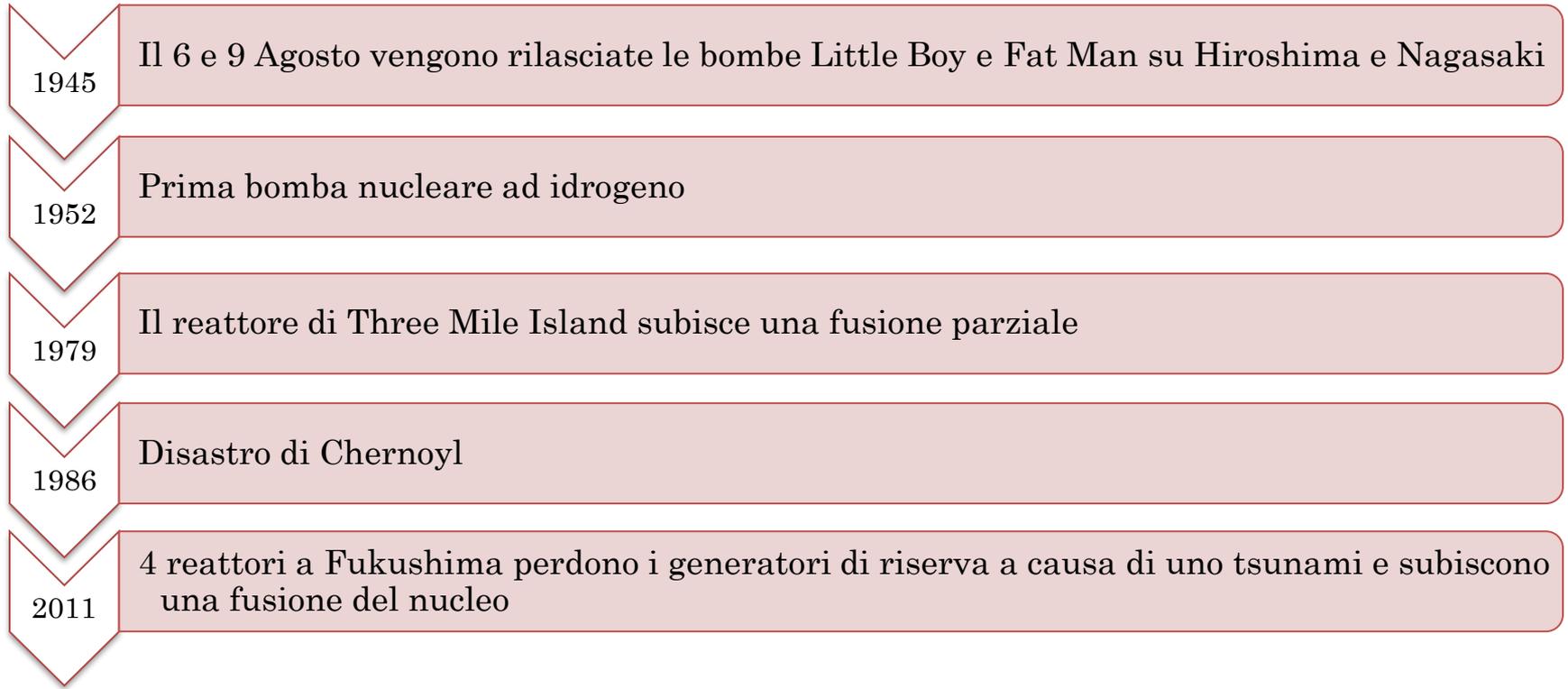
Fermi – Prima reazione di fissione nucleare controllata

Oppenheimer – Progetto Manhattan

Storia della Fisica Nucleare



Storia della Fisica Nucleare



Brutta fama per la parola ‘nucleare’

- Ha spinto alcuni gruppi di ricerca ad eliminare "nucleare" dai loro nomi
 - Fisica subatomica (subatomico era meno spaventoso)
 - La risonanza magnetica nucleare (NMR) è stata ribattezzata imaging a risonanza magnetica (MRI) per renderla più appetibile per il pubblico

La nascita della Fisica Nucleare

La scoperta del neutrone segna la nascita della fisica nucleare:

- cambia rapidamente la visione dell'atomo
- viene utilizzato per sondare nuclei
- viene utilizzato per produrre reazioni nucleari (fissione indotta)

1920

La massa dell'atomo si trova in un nucleo centrale contenente protoni ma deve esserci altro oltre ai protoni (elio ha numero atomico 2 ma un numero di massa di 4).

Bakerian Lecture: Nuclear constitution of atoms

Ernest Rutherford

01 July 1920

<https://royalsocietypublishing.org/doi/abs/10.1098/rspa.1920.0040>

Since the atom is electrically neutral, the number of external electrons surrounding the nucleus must be equal to the number of units of resultant charge on the nucleus. It should be noted that, from the consideration of the scattering of X-rays by light elements, Barkla* had shown, in 1911, that the number of electrons was equal to about half the atomic weight. This

La nascita della Fisica Nucleare

Bakerian Lecture: Nuclear constitution of atoms

Ernest Rutherford

01 July 1920

<https://royalsocietypublishing.org/doi/abs/10.1098/rspa.1920.0040>

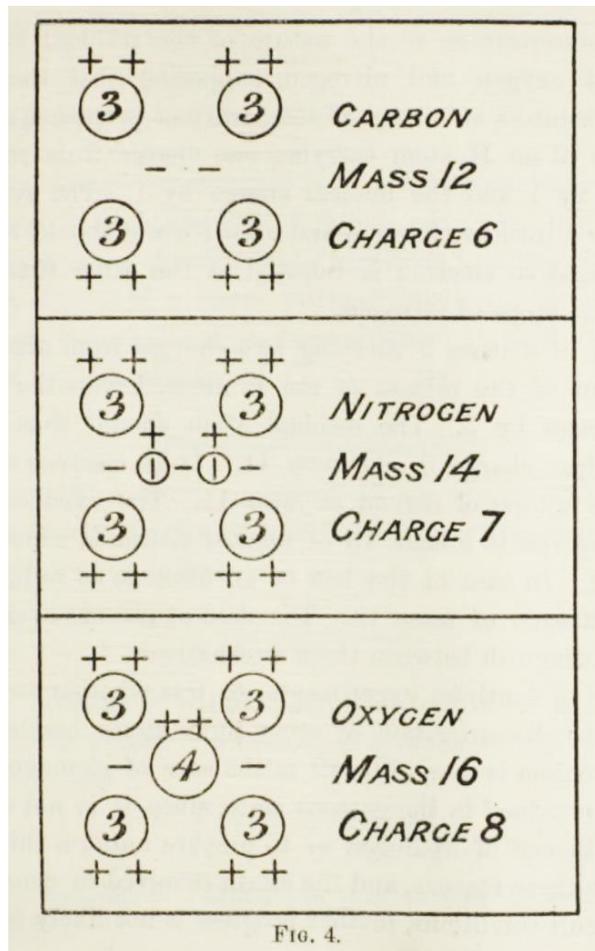
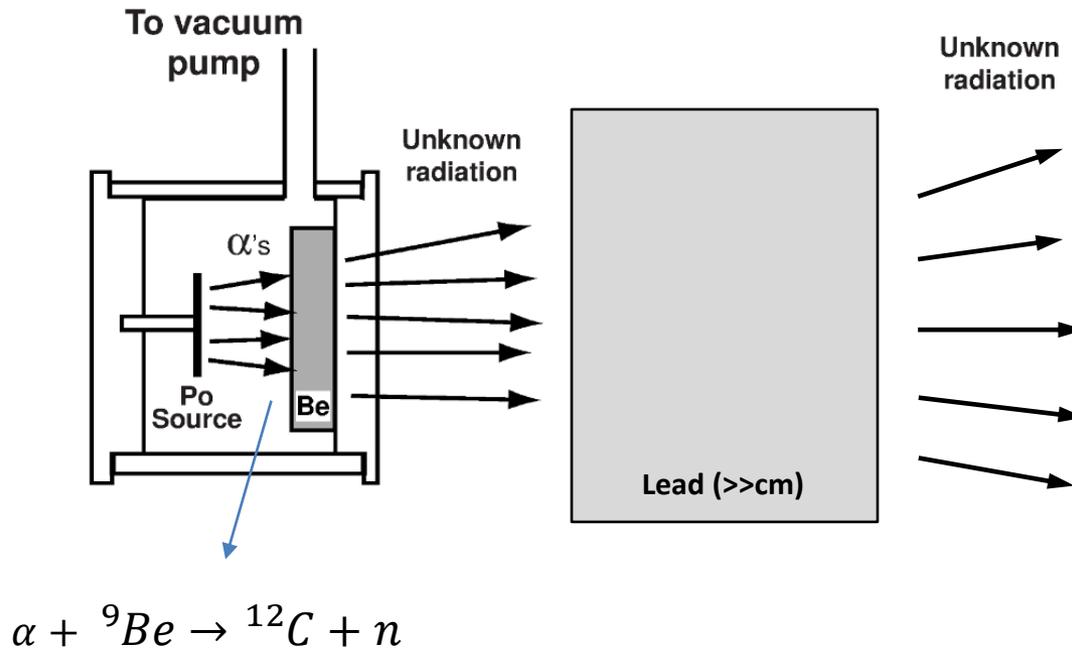


FIG. 4.

The carbon nucleus is taken to consist of four atoms of mass 3 and charge 2, and two binding electrons. The change to nitrogen is represented by the addition of two H atoms with a binding electron and an oxygen nucleus by the substitution of a helium nucleus in place of the two H atoms.

La nascita della Fisica Nucleare

1930 – Bothe e Becker bombardano del berillio con particelle alfa da una sorgente di polonio. Viene prodotta della radiazione altamente penetrante.

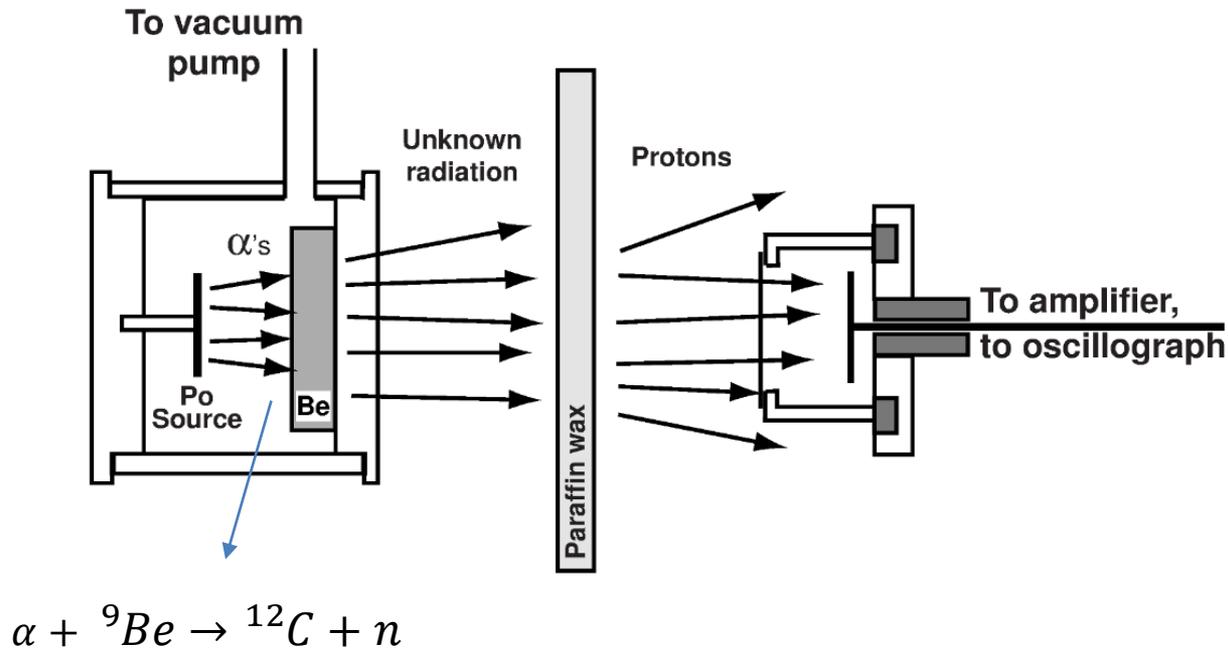


La radiazione deve essere neutra, perché nessuna particella carica, anche se avesse avuto a disposizione tutta l'energia prodotta nella reazione, avrebbe potuto superare più di pochi mm di piombo.

La nascita della Fisica Nucleare

Frédéric Joliot e Irène Joliot-Curie studiano questa radiazione non identificata mentre colpisce un bersaglio di paraffina.

Attraverso la misura delle tracce in una camera a ionizzazione stimano che questa radiazione libera protoni con energia elevata (fino a 5.3 MeV).



Ipotizzarono che questa radiazione altamente penetrante emessa dal berillio fosse costituita dall'unica particella neutra conosciuta a quel tempo: il fotone.

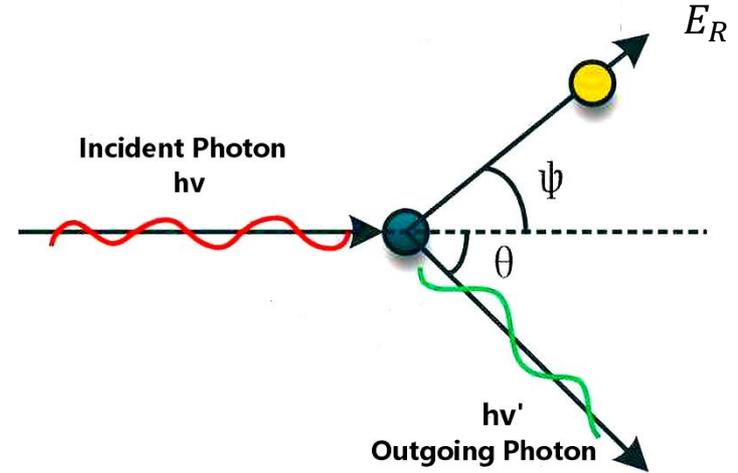
Neutroni e Protoni

Quale energia devono possedere i fotoni per liberare protoni da 5.3 MeV?

Scattering Compton

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m \cdot c^2} (1 - \cos\theta)}$$

$$E_R = E_\gamma - E'_\gamma = E_\gamma \frac{\frac{E_\gamma}{m \cdot c^2} (1 - \cos\theta)}{1 + \frac{E_\gamma}{m \cdot c^2} (1 - \cos\theta)}$$



Massima energia trasferita al rinculo per $\theta = \pi$

$$\rightarrow E_R = \frac{2 \cdot E_\gamma^2}{m \cdot c^2 + 2 \cdot E_\gamma}$$

Per avere protoni con energia $E_R = 5.3 \text{ MeV}$ sono necessari fotoni con energia di circa 53 MeV.

Troppo energetici rispetto ai raggi gamma prodotti in decadimenti radioattivi....

1932

James Chadwick (Nobel nel 1935), collaboratore di Rutherford, fece esperimenti simili e si convinse che la radiazione emessa dal berillio fosse in realtà una particella neutra con massa simile a quella del protone.

The Existence of a Neutron

J. Chadwick

Proceedings of the Royal Society of London

<http://www.jstor.org/stable/95816>

§ 3. *The Neutron Hypothesis.*—It is evident that we must either relinquish the application of the conservation of energy and momentum in these collisions or adopt another hypothesis about the nature of the radiation. If we suppose that the radiation is not a quantum radiation, but consists of particles of mass very nearly equal to that of the proton, all the difficulties connected with the collisions disappear, both with regard to their frequency and to the energy transfer to different masses. In order to explain the great penetrating power of the radiation we must further assume that the particle has no net charge. We may suppose it to consist of a proton and an electron in close combination, the “neutron” discussed by Rutherford* in his Bakerian Lecture of 1920.

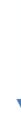
Neutroni e Protoni

Trattazione classica

Sono state considerate le tracce più lunghe nella camera ad espansione ('estimated by eye' in 5-6 mm)



'head-on collision'

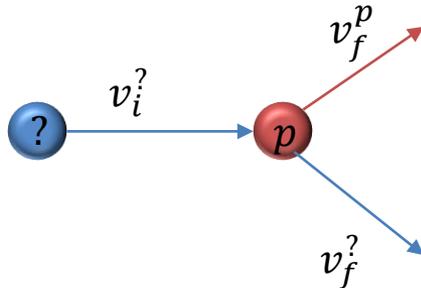


Conservazione momento + Conservazione en. cinetica

$$v_f^p = \left(\frac{m_p - m_n}{m_p + m_n} \right) v_i^p + \frac{2m_n}{m_p + m_n} v_i^n$$



$$v_f^p = \frac{2m_n}{m_p + m_n} v_i^n$$



The Existence of a Neutron, J. Chadwick

If M , V be the mass and velocity of the neutron then the maximum velocity given to a hydrogen atom is

$$u_p = \frac{2M}{M + 1} \cdot V,$$

Neutroni e Protoni

Misura effettuata con diversi bersagli (elementi leggeri)

paraffina (CH₂) - elio (A=4) - litio (A=7) - azoto (A=14)

$$v_f^{idrogeno} = \frac{2m_\gamma}{m_{idrogeno} + m_\gamma} v_i^\gamma = \frac{2m_\gamma}{1 \cdot m_p + m_\gamma} v_i^\gamma \qquad v_f^{azoto} = \frac{2m_\gamma}{m_{azoto} + m_\gamma} v_i^\gamma = \frac{2m_\gamma}{14 \cdot m_p + m_\gamma} v_i^\gamma$$

$$\frac{v_f^{idrogeno}}{v_f^{azoto}} = \frac{14 \cdot m_p + m_\gamma}{1 \cdot m_p + m_\gamma}$$

Da misure sperimentali

$$\frac{v_f^{idrogeno}}{v_f^{azoto}} = \frac{3.3 \cdot 10^9 \text{ cm/s}}{4.7 \cdot 10^8 \text{ cm/s}} \quad \Rightarrow \quad m_\gamma = 1.15 m_p$$

Il fatto stesso che questa nuova particella sia stata prodotta rompendo i nuclei con particelle alfa suggerisce che **nei nuclei ci siano anche dei neutroni**



Il nucleo atomico è formato da
Z protoni
A - Z neutroni

Le forze nucleari – Visione ‘storica’

- I nucleoni sono fermioni:

$$\text{NUCLEO (nucleoni)} \sim \text{ATOMO (elettroni)}$$

Ma nell'atomo $m_e \ll M_{\text{NUCLEO}}$ mentre qui abbiamo che $M_p \simeq M_n$

Le particelle si muovono sotto mutue interazioni

Si cerca di definire un campo medio di forze (generato collettivamente dagli altri nucleoni) in cui ciascun nucleone si muove

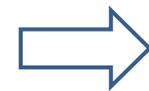
$V(r)$ ————— distanza da centro di simmetria nucleare

Descrizione imprecisa che però spiega molte caratteristiche dei nuclei

carica elettrica

- Essendo $Q_p > 0$ mentre $Q_n = 0$, il potenziale $V(r)$ **non** può essere di origine elettromagnetica. Occorre dunque un'interazione:

- **Attrattiva** sulla scala delle dimensioni nucleari
- A **breve** raggio
- Senza relazione con la carica elettrica
- Molto **più intensa** delle interazioni e.m.



Interazione Nucleare Forte

Le forze nucleari – Visione ‘storica’

Forza forte
tra nucleoni



‘Residuo’ della forza
forte tra quark

Analogia con il caso elettromagnetico: interazioni tra distribuzioni complessivamente neutre di carica

Sviluppo in multipoli



Interazione dipolo-dipolo

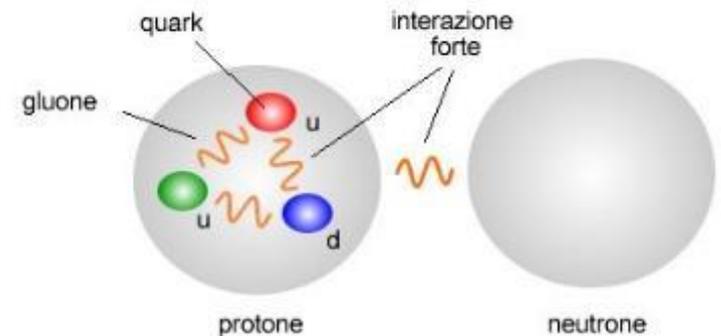


Forze di Van der Waals tra atomi e molecole

Spiegazione del breve range delle forze tra nucleoni:

$$R_{NUCLEONE} \approx 1 \text{ fm} \quad (10^{-15} \text{ m})$$

$R > \text{qualche fm}$, la forza svanisce



Le forze nucleari – Visione ‘storica’

Descrizione **fenomenologica** del potenziale $V(r)$ nucleone-nucleone

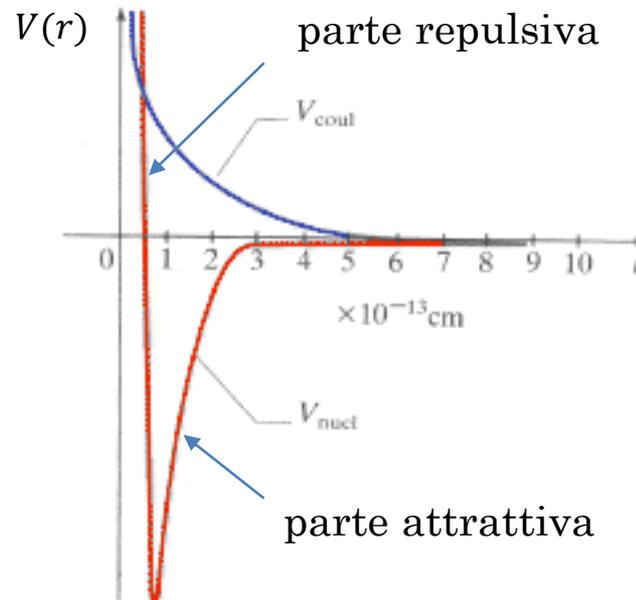
Anche se sappiamo che l'interazione tra nucleoni non può essere precisamente descritta da un potenziale centrale.

- Le forze nucleari sono indipendenti dalla carica

pp }
pn } Identica interazione a meno dell'elettromagnetismo
nn }

- Andamento qualitativo del potenziale nucleone-nucleone

basato su **densità di carica** e **densità di materia nucleare**



Energia di legame

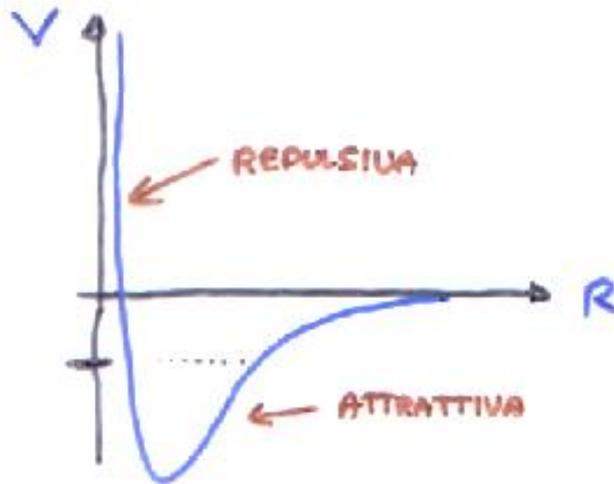
- Consideriamo p ed n infinitamente lontani e fermi

Energia del sistema: $E = (m_p + m_n)c^2$

- Consideriamo ora il nuclide (stato legato) più semplice: il **deutone/deuterone** (nucleo di deuterio 2_1H)

Energia del sistema: $E' = (m_p + m_n)c^2 + E_L$

Per comodità fissiamo a 0 l'energia per $R = \infty$



Abbiamo uno **stato legato** se

$$E' < E$$



$$E_L < 0$$

Energia di legame: $E_b = E - E' = -E_L$

Energia di legame (Binding energy)

Energia di legame:

- energia che devo fornire per liberare p-n (dissociazione del deuterone)
- energia che viene liberata quando si forma un deuterone da p-n (emissione γ)

Si ha quindi

$$E' = m_{deuterone}c^2 < E = (m_p + m_n)c^2$$

è per la fisica nucleare ciò che
13,6 eV è per la fisica atomica

$$E_b(\text{deuterone}) = 2,224 \text{ MeV}$$

In generale per un nucleo di massa M

$$E_b = [Zm_p + (A - Z)m_n - M]c^2 = 931,48[Zm_p + (A - Z)m_n - M] \text{ MeV}$$

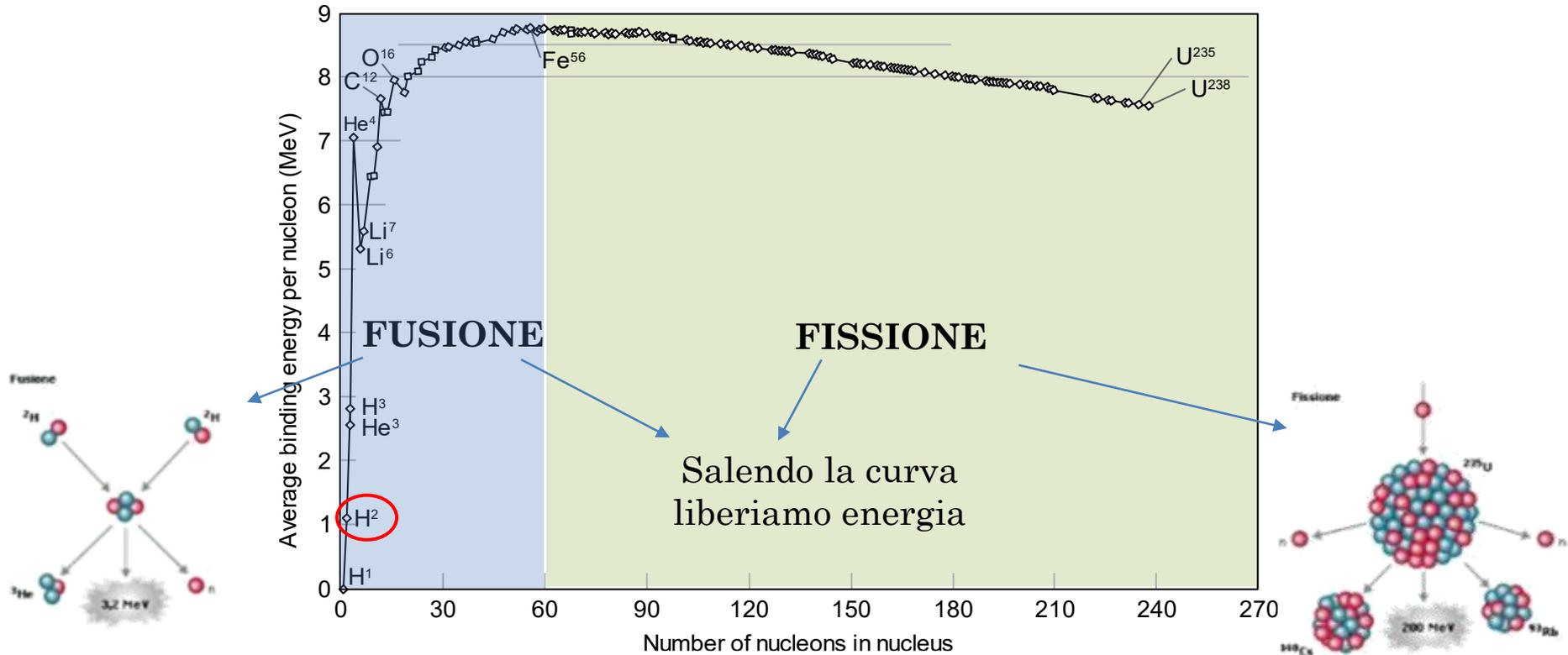
con m_p , m_n e M espresse in AMU

$$m_p = 1,007825 \text{ AMU}$$

$$m_n = 1,008665 \text{ AMU}$$

Dato che l'**energia di legame cresce** più o meno **linearmente con A** risulta molto utile studiare l'**energia di legame media** per nucleone **E_b/A**

Energia di legame/nucleone vs A

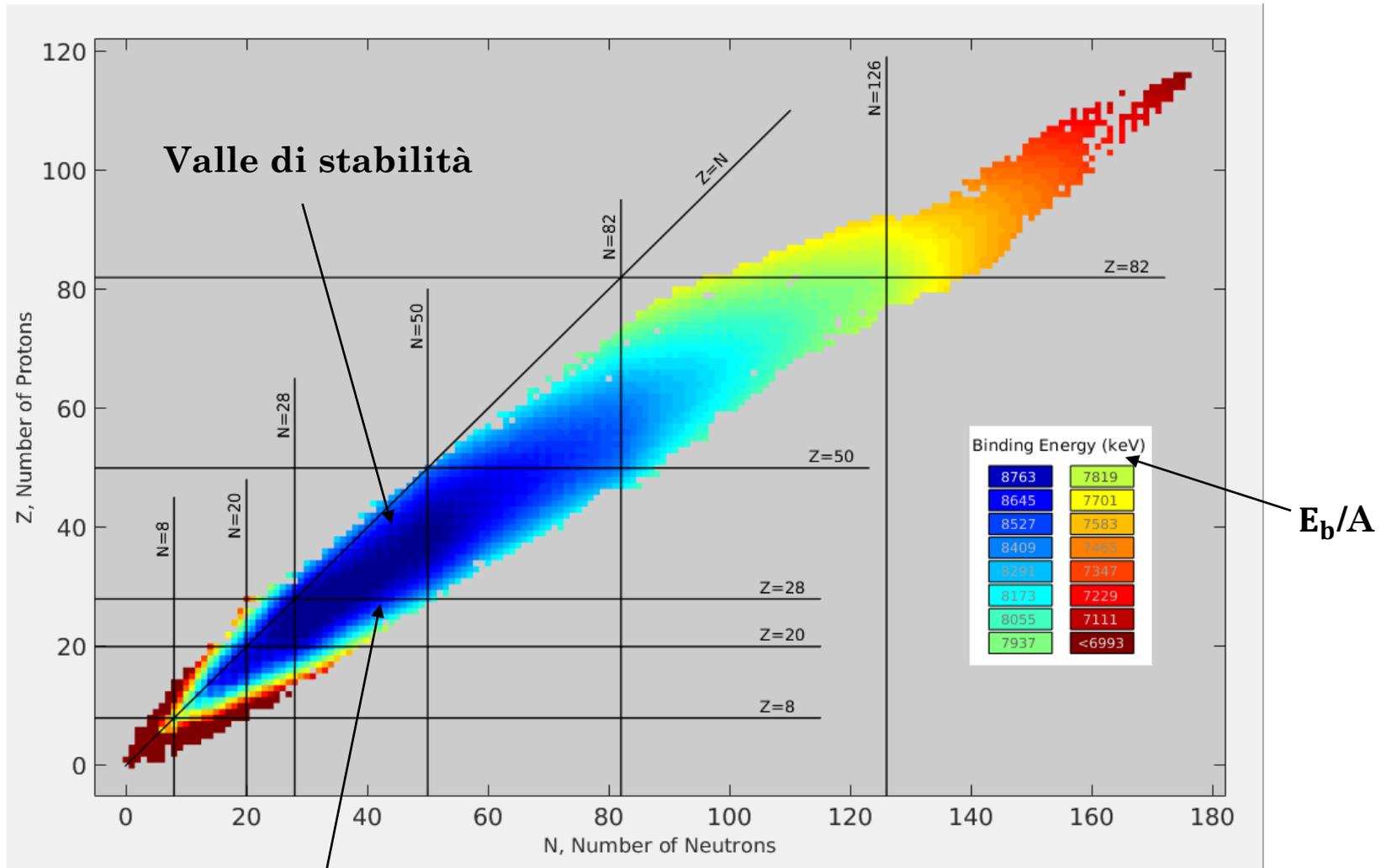


- E_b/A grande: nucleo molto legato e stabile
- $E_b/A = f(A)$ con massimo a $A \approx 60$ \longrightarrow punto di arrivo nell'evoluzione stellare partendo da H e He
- Se $A \gtrsim 10$, $E_b/A \approx 8 \text{ MeV}$ entro il 10%

Proprietà di saturazione: **un nucleone interagisce solo con i nucleoni adiacenti**

2-8 MeV vs 13,6 eV $\longrightarrow F_{NUCLEARE} \approx 10^5 - 10^6$ volte più intensa di F_{em}

Tavola dei nuclidi – Energie di legame



Nuclidi con energie di legame più elevate



Nuclidi più stabili

Momento angolare dei nucleoni

Da MQ non relativistica sappiamo che ogni volta che abbiamo un **potenziale centrale** che permette di avere delle soluzioni dell'eq. di Schroedinger che possono essere scritte nel seguente modo

$$\psi(r, \theta, \phi) = R(r) Y_{lm_l}(\theta, \phi) \quad \longrightarrow \quad \text{armoniche sferiche}$$

il **momento angolare è una costante del moto** con valori

$$\text{valore di aspettazione} \longleftarrow \langle \mathbf{l}^2 \rangle = \hbar^2 l(l+1)$$

In fisica nucleare la **notazione** utilizzata è analoga a quella usata dalla fisica atomica:

Valore di l	0	1	2	3	4
Simbolo	s	p	d	f	g

Il principio di indeterminazione ($\Delta l_z \Delta \phi \geq \hbar/2$ con ϕ angolo azimutale in xy) ci permette di conoscere esattamente solo una componente di l alla volta

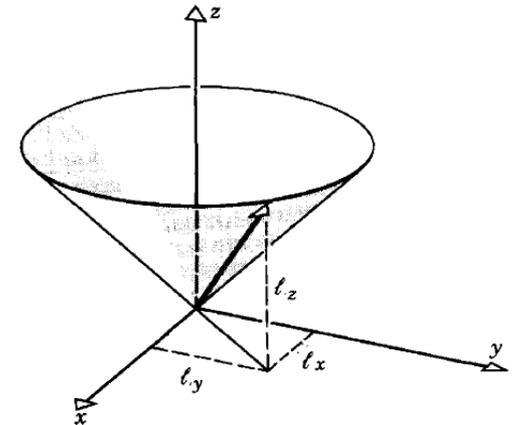
\longrightarrow Se misuriamo l_x avremo l_y e l_z indeterminate. Se successivamente misuriamo l_y per lo stesso sistema la nostra conoscenza precedente di l_x sarà distrutta

Per convenzione solitamente si sceglie di determinare la componente z

$$\langle l_z \rangle = \hbar m_l \quad m_l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l$$

$$\longrightarrow = 2l+1$$

\longleftarrow $|\langle l_z \rangle| < |l| = \hbar \sqrt{l(l+1)}$ perché se $|\langle l_z \rangle| = |l|$ fosse permesso allora conosceremmo esattamente tutte e 3 le componenti di l (l_x e $l_y = 0$)



Momento angolare intrinseco (spin) e momento angolare totale dei nucleoni

I nucleoni, come gli elettroni, hanno un **numero quantico di spin** (momento angolare intrinseco) di **1/2**

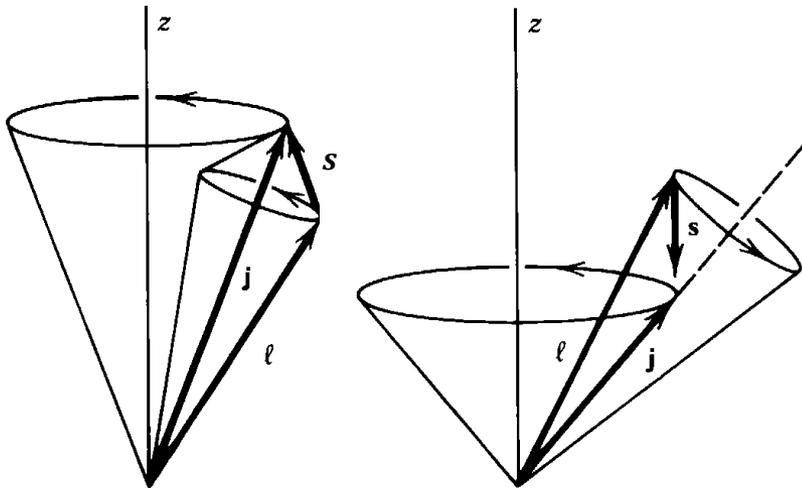
$$\langle s^2 \rangle = \hbar^2 s(s + 1) \quad \langle s_z \rangle = \hbar m_s \quad m_s = \pm \frac{1}{2}$$

Un **nucleone** che si muove in un potenziale centrale con un momento angolare orbitale l e spin s ha quindi un **momento angolare totale** pari a

$$\mathbf{j} = \mathbf{l} + \mathbf{s}$$

$$\langle j^2 \rangle = \hbar^2 j(j + 1) \quad \langle j_z \rangle = \langle l_z + s_z \rangle = \hbar m_j \quad m_j = m_l + m_s = m_l \pm \frac{1}{2}$$

Dato che m_l è sempre intero, m_j è sempre **semi-intero**. Abbiamo inoltre 2 soli possibili valori $j = l + \frac{1}{2}$ e $j = l - \frac{1}{2}$



Notazione spettroscopica
(esempio)

(indice che conta gli stati in ordine crescente di energia)

$2p_{3/2}$

l

j
 $(l+1/2, l-1/2)$

Momento angolare intrinseco (spin nucleare)

Il **momento angolare totale di un nucleo** contenente A nucleoni è la somma vettoriale dei momenti angolari di tutti i nucleoni.



I \longrightarrow Momento angolare intrinseco (**spin nucleare**) di un nuclide risultate dei momenti angolari orbitali e di spin dei nucleoni

Il momento angolare I ha tutte le proprietà abituali dei vettori del momento angolare:

$$\langle I^2 \rangle = \hbar^2 I (I + 1)$$

$$I_z = m_I \hbar$$

$$m_I = -I, \dots, +I$$

$2I+1$ possibili orientazioni

Per molte applicazioni che implicano il momento angolare, il nucleo si comporta come se fosse una singola entità con un momento angolare intrinseco I .

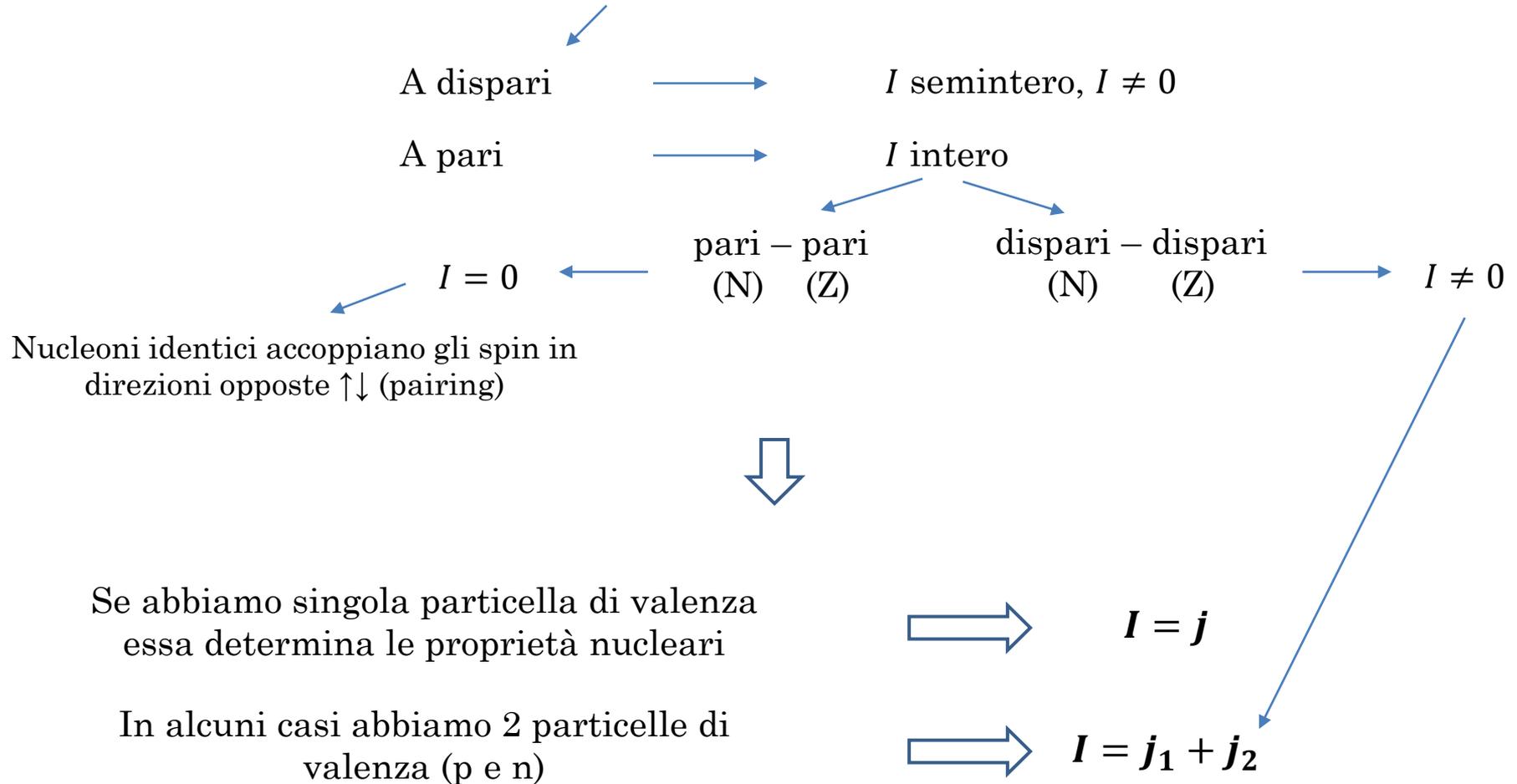


Sono necessari campi estremamente intensi per rompere l'accoppiamento dei nucleoni. Per questo motivo I e il corrispondente numero quantico I sono solitamente usati per descrivere gli stati nucleari.

Momento angolare intrinseco (spin nucleare)

Riassumendo...

Useremo I per descrivere lo spin nucleare e j per il momento angolare totale di un singolo nucleone.



Momento angolare intrinseco (spin nucleare) e Parità

Parità

La parità implica una riflessione di tutte le coordinate attraverso l'origine: $\mathbf{r} \rightarrow -\mathbf{r}$

Coordinate cartesiane: $x \rightarrow -x, y \rightarrow -y, z \rightarrow -z$

Coordinate sferiche: $r \rightarrow r, \theta \rightarrow \pi - \theta, \phi \rightarrow \phi + \pi$

Se un sistema rimane **invariato per parità** allora ci aspettiamo che nessuna delle **osservabili**, che **dipendono tutte da $|\psi|^2$** , deve cambiare.

Se $V(\mathbf{r}) = V(-\mathbf{r})$ allora $|\psi(\mathbf{r})|^2 = |\psi(-\mathbf{r})|^2 \rightarrow \begin{array}{ll} \psi(-\mathbf{r}) = +\psi(\mathbf{r}) & \text{pari} \\ \psi(-\mathbf{r}) = -\psi(\mathbf{r}) & \text{dispari} \end{array}$



Se il potenziale rimane invariato per parità, allora la funzione d'onda dello stato stazionario deve essere pari o dispari

La parità applicata a Y_{lm_l} ci dà un fase $(-1)^l$

$$Y_{lm_l}(\pi - \theta, \phi + \pi) = (-1)^l Y_{lm_l}(\theta, \phi) \rightarrow$$

↑ dipendono solo da r

Potenziali centrali sono invarianti per parità e le funzioni d'onda hanno parità ben definita: dispari se l è dispari, pari se l è pari.

Es. 3

Momento angolare intrinseco (spin nucleare) e Parità

La parità di un sistema formato da **molte particelle** è data dal **prodotto** della parità delle singole particelle:

$$\pi = \pi_1 \pi_2 \dots \pi_A$$

La parità della funzione d'onda dell'intero sistema sarà:

- **pari** se combinazione di un numero qualsiasi di funzioni pari o un numero pari di funzioni dispari
- **dispari** se combinazione di un numero dispari di funzioni dispari



E' quindi possibile assegnare agli stati nucleari una parità ben definita.

Proprio come con lo spin I , consideriamo la parità π come una proprietà "globale" dell'intero nucleo che può essere misurata direttamente attraverso i decadimenti e le reazioni nucleari.

$I\pi$

Per ogni valore di I è possibile avere sia $\pi = +$ che $\pi = -$

Alcuni esempi:

$$0^+, 2^-, \frac{1}{2}^-, \frac{5}{2}^+$$

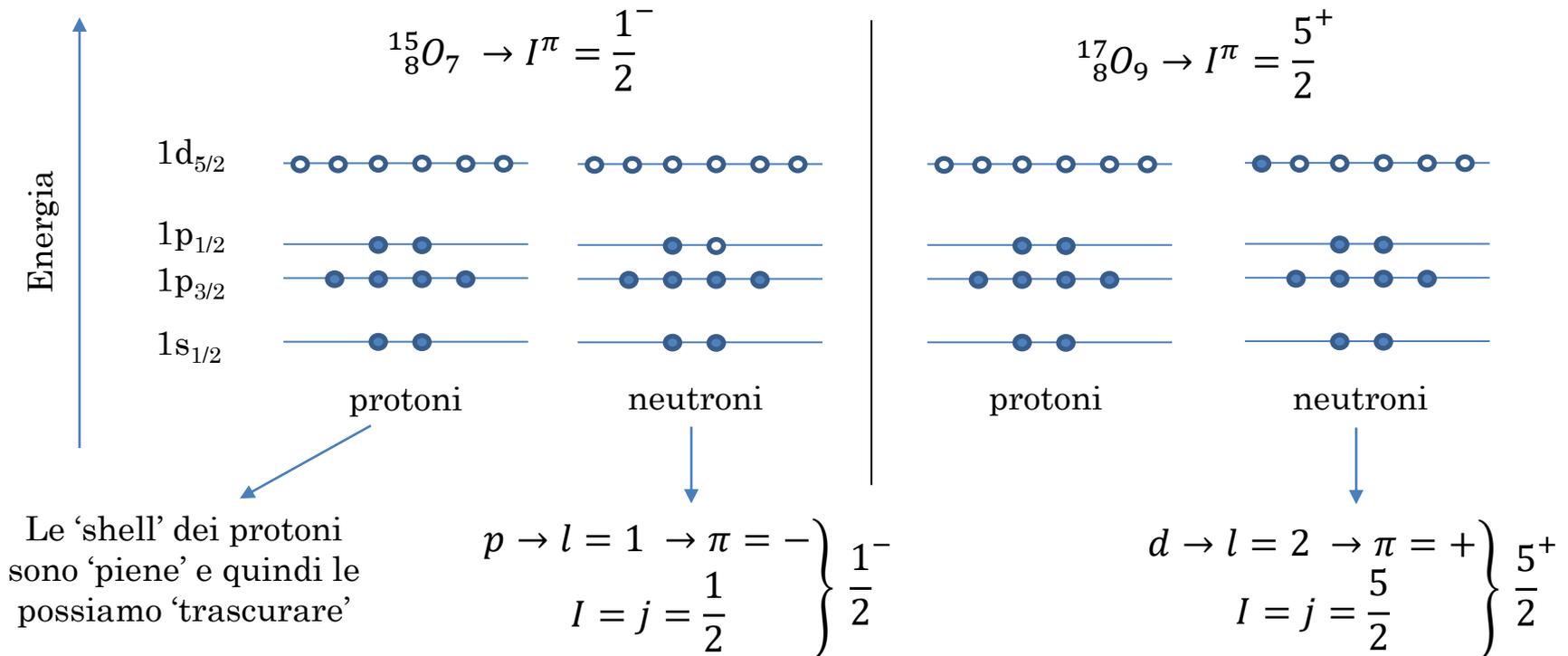
Momento angolare intrinseco (spin nucleare) e Parità

App. 7

- I livelli energetici del nucleo sono discreti, come negli atomi
- Si studiano con reazioni nucleari e decadimenti (α, β, γ)
- n e p vengono trattati separatamente

Valore di l	0	1	2	3	4
Simbolo	s	p	d	f	g

Esempio: ^{15}O e ^{17}O

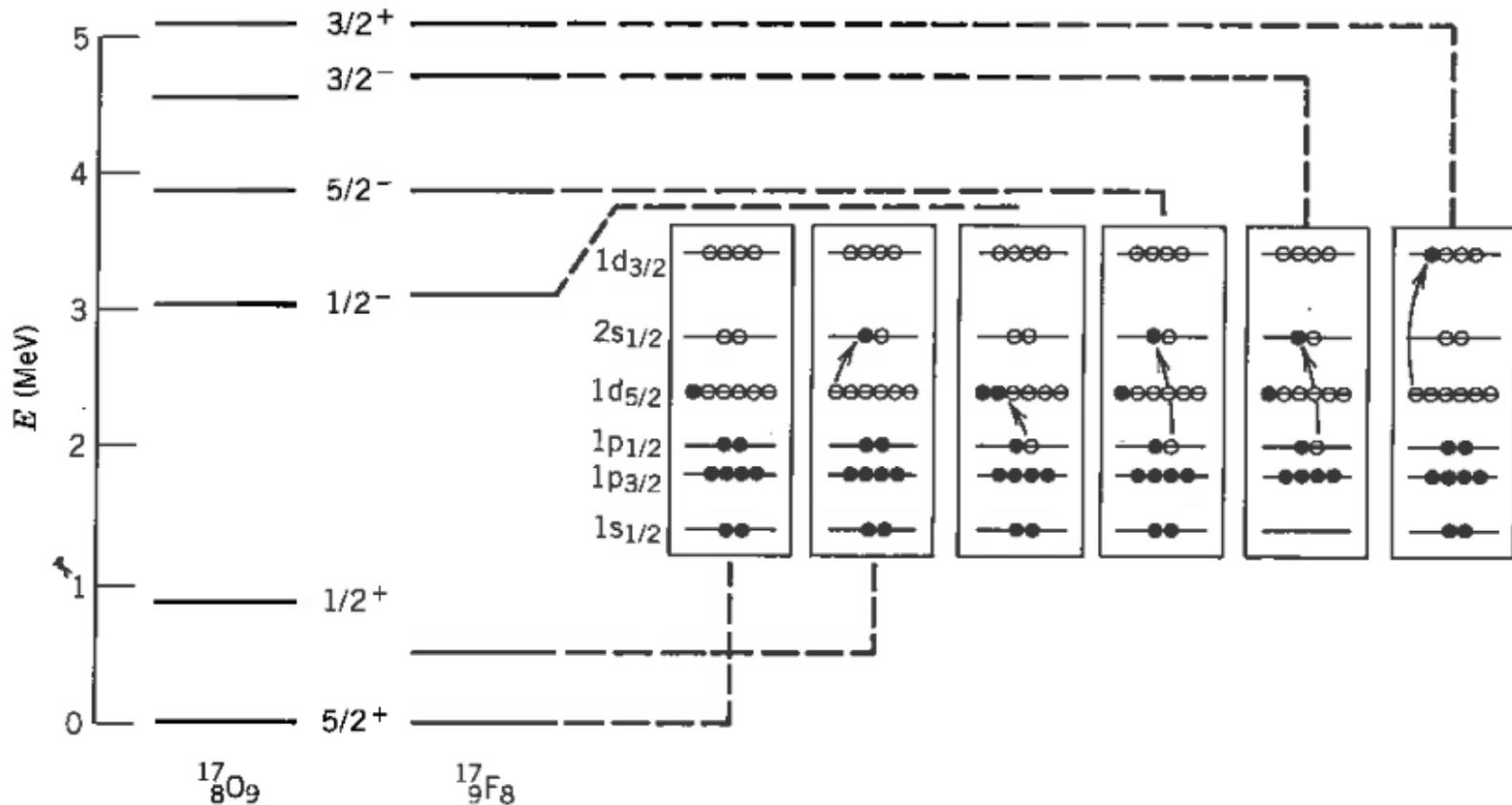


n.b.: queste considerazioni si basano su uno dei modelli nucleari che vedremo, il modello a shell

Stati nucleari eccitati

- I livelli energetici del nucleo sono discreti, come negli atomi
- Si studiano con reazioni nucleari e decadimenti (α, β, γ)

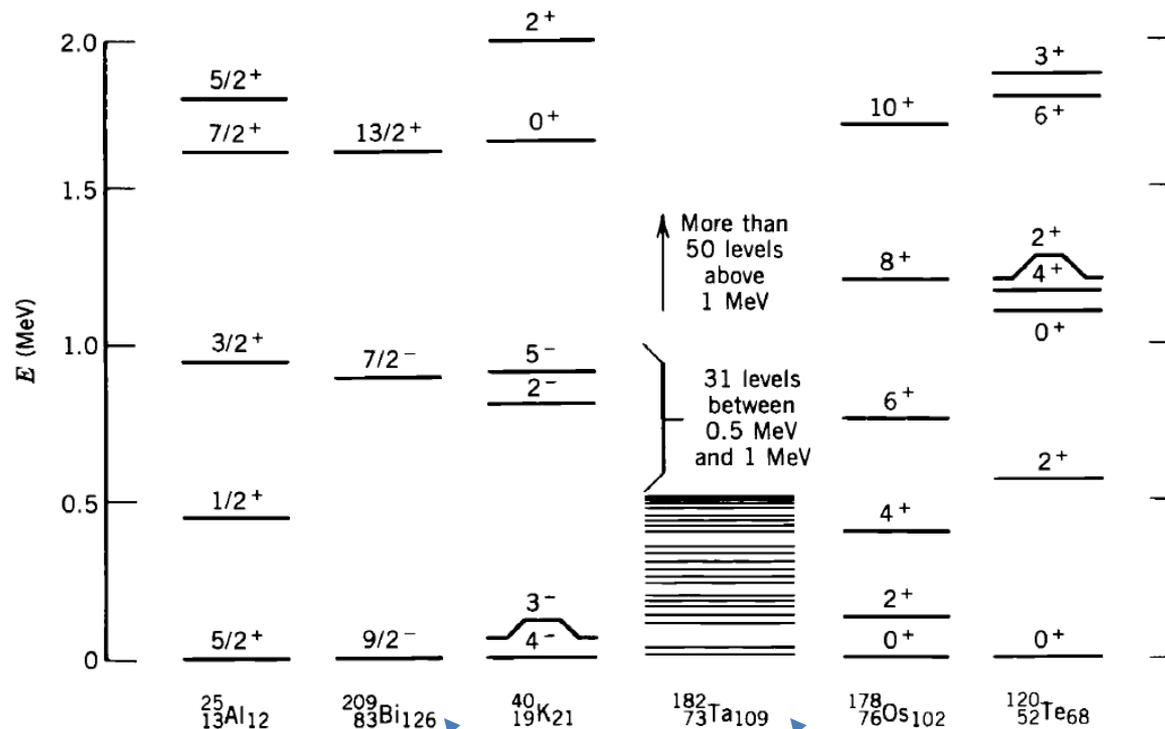
App. 9



n.b.: queste considerazioni si basano su uno dei modelli nucleari che vedremo, il modello a shell

Stati nucleari eccitati

- I livelli energetici del nucleo sono discreti, come negli atomi
- Si studiano con reazioni nucleari e decadimenti (α, β, γ)
- Ci sono regolarità per i tipi di nuclei:
 - A dispari \longrightarrow core + 1 nucleone (modello a shell)
 - Nuclei pari pari \longrightarrow stati eccitati vibrazionali
stati eccitati rotazionali



Alcuni nuclei molto 'semplici' mentre altri 'complessi'

Momenti elettrici e magnetici del nucleo

Sviluppo in multipoli

Molto di quello che sappiamo sulla struttura nucleare deriva dallo studio della interazione elettromagnetica dei nuclei piuttosto che dalla più forte interazione nucleare.

→ **L'interazione nucleare forte stabilisce la distribuzione e il movimento dei nucleoni nel nucleo, e noi sondiamo questa distribuzione con l'interazione elettromagnetica**

→ Qualsiasi distribuzione di cariche elettriche e correnti produce campi elettrici e magnetici che variano in base alla distanza in modo caratteristico.

→ Assegnamo alla carica e alla distribuzione di corrente un **momento di multipolo e.m.** associato a ciascuna dipendenza spaziale caratteristica.

L'espansione in multipoli è espressa come somma di termini con **caratteristiche angolari (momenti)** progressivamente più fini

	Ordine del momento L
monopolo	0
dipolo	1
quadrupolo	2

I momenti di multipolo magnetico si comportano allo stesso modo, ad eccezione **del momento di monopolo che è solo elettrico.**

I nuclei tendono ad acquisire la struttura più semplice e simmetrica possibile.



E' necessario misurare/calcolare solo i momenti di multipolo di ordine più basso per caratterizzare le proprietà elettromagnetiche del nucleo.

Momenti elettrici e magnetici del nucleo

Ogni momento di multipolo elettromagnetico ha una parità determinata dal comportamento dell'operatore quando $\mathbf{r} \rightarrow -\mathbf{r}$

Parità del momento elettrico	→	$\pi_E = (-1)^L$	→ Ordine del momento
Parità del momento magnetico	→	$\pi_B = (-1)^{L+1}$	

Valore di aspettazione di un momento $\propto \int \psi^* O \psi dv$

La parità di ψ non è importante perché compare 2 volte quindi sia che $\psi \rightarrow +\psi$ sia che $\psi \rightarrow -\psi$ il risultato non cambia

Operatore e.m.

Se dispari, l'integrando è una funzione dispari e deve annullarsi. Quindi **tutti i momenti di parità dispari** (dipolo elettrico, quadrupolo magnetico, ottupolo elettrico) **si annullano**



- Regola:
- esistono solo multipoli E con L pari → Monopolo elettrico (carica totale Ze)
 - Quadrupolo elettrico (forma nucleo)
 - esistono solo multipoli B con L dispari → **Dipolo magnetico μ**

Momento magnetico del nucleo

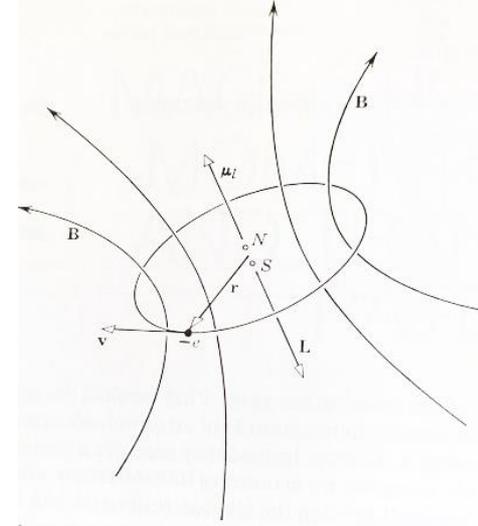
Il **monopolo elettrico non è altro che la carica elettrica Ze** . Il successivo momento non nullo è il **momento di dipolo magnetico**.

Nel caso classico di anello circolare con corrente i e area A

$$|\boldsymbol{\mu}| = i \cdot A = \frac{e}{\left(\frac{2\pi r}{v}\right)} \cdot \pi r^2 = \frac{evr}{2} = \frac{e}{2m} |l|$$

corrente dovuta a carica e che si muove su cerchio

momento angolare classico $|l| = mvr$



In MQ, **definiamo il momento magnetico osservabile corrispondere alla direzione della più grande componente di l** ; sostituiamo quindi l con il valore di aspettazione relativo all'asse dove ha la proiezione massima ($m_l \hbar$ con $m_l = +l$)

$$\boldsymbol{\mu} = \left(\frac{e\hbar}{2m}\right) l$$

magnetone

Le interazioni magnetiche ordinarie (e.g. ferromagnetismo) sono determinate dal magnetismo atomico;

Atomo \rightarrow massa elettrone \rightarrow magnetone di Bohr $\mu_B = 5,7885 \cdot 10^{-5} \text{ eV/T}$
 Nucleo \rightarrow massa protone \rightarrow magnetone nucleare $\mu_N = 3,1525 \cdot 10^{-8} \text{ eV/T}$

Per protoni e neutroni possiamo quindi scrivere il momento orbitale più in generale come:

$$\boldsymbol{\mu} = \mu_N l g_l \quad \begin{array}{l} g_l = 1 \quad \text{protoni} \\ g_l = 0 \quad \text{neutroni} \end{array}$$

g factor - fattore associato a momento angolare orbitale

Momento magnetico del nucleo

Se consideriamo ora il momento angolare intrinseco (spin) con $s=1/2$ per protoni, neutroni ed elettroni possiamo scrivere:

$$\mu = \mu_N s g_s$$

spin g factor

Per particelle puntiformi come l'elettrone l'equazione di Dirac ci dice che

$$g_s \simeq 2 \quad \rightarrow \quad \text{Valore misurato } g_s = 2,0023$$

App. 10

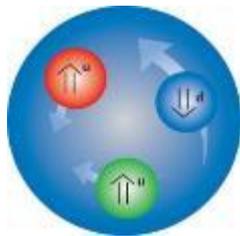
correzioni ordine superiore QED

Il valore misurato per nucleoni liberi risulta invece essere

$$\begin{array}{l} \text{protone } g_s = 5,585 \\ \text{neutrone } g_s = -3,826 \end{array}$$



Oltre ad essere diversi da quanto atteso per particella puntiforme **il neutrone**, che ha carica nulla, **ha un momento magnetico!**



I nucleoni non sono particelle elementari puntiformi. Hanno struttura interna dovuta a particelle cariche ($u = +2/3$, $d = -1/3$) in moto la cui corrente risultante produce il momento magnetico di spin misurato.

Momento magnetico del nucleo

Nei nuclei, è favorito l'accoppiamento dei nucleoni (pairing) in modo che il loro momento angolare orbitale e il loro momento angolare di spin si sommino a zero.



I nucleoni accoppiati non contribuiscono al momento magnetico, e dobbiamo solo considerare alcuni nucleoni di valenza

μ nucleo dipende solo da μ dei nucleoni spaiati



$$\mu < 6\mu_N$$

momento magnetico in magnetoni nucleari

Nuclide	$\mu(\mu_N)$
n	-1.9130418
p	+2.7928456
^2H (D)	+0.8574376
^{17}O	-1.89379
^{57}Fe	+0.09062293
^{57}Co	+4.733
^{93}Nb	+6.1705

$$g_s \cdot s = \frac{g_s}{2}$$

App. 11

Momento di quadrupolo elettrico (Forma del nucleo)

Il momento successivo non nullo è il momento di quadrupolo elettrico.

→ Fino ad ora non abbiamo considerato la possibilità che la distribuzione di carica dei nuclei, e di materia, possa differire dalla forma sferica. I momenti di quadrupolo elettrico sono una misura delle **deviazioni della distribuzione di carica nucleare dalla distribuzione sferica**.

Il momento di quadrupolo eQ per una carica puntiforme classica ha la forma:

$$eQ = e(3z^2 - r^2)$$

Se la carica si muove con **simmetria sferica** il momento di quadrupolo è nullo dato che, in media,

$$z^2 = x^2 = y^2 = r^2/3$$

In MQ il momento di quadrupolo vale

$$eQ = e \int \psi^* (3z^2 - r^2) \psi dv$$

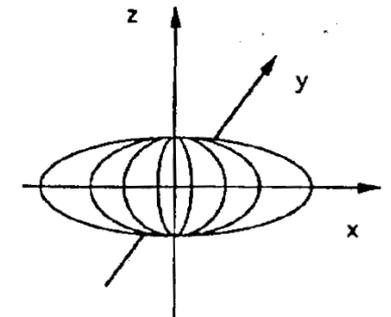
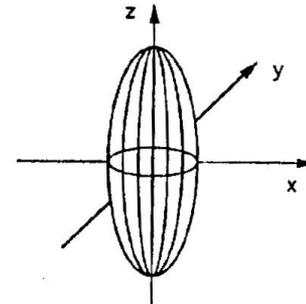
Se la carica si muove con orbita 'piatta' ad es. nel piano xy si ha che $z=0$ e quindi

$$Q = -r^2$$

→ ha le dimensioni di una lunghezza², misurato in barn ($1b = 10^{-28}m^2$)

Q resituisce informazioni sulla forma del nucleo

- $Q = 0$ nucleo sferico
- $Q > 0$ nucleo prolato (sigaro)
- $Q < 0$ nucleo oblato (ciambella)



Momento di quadrupolo elettrico (Forma del nucleo)

Osservando la forma del nucleo in funzione di N o Z (misurazioni per nuclei A dispari) si osserva la presenza di **‘numeri magici’** in corrispondenza dei quali il nucleo è meno deformato.

I momenti misurati sono stati normalizzati rispetto alle dimensioni e alla carica di ciascun nucleo

