

A portrait of Ettore Majorana, a young man with dark hair, wearing a suit and tie. The portrait is set against a background of handwritten notes in black ink on a light-colored paper. The notes are written in a cursive script and include the name 'Majorana' and the number '28'. The text is centered over the portrait.

**Ettore Majorana all'Università di Napoli:
le ultime scoperte**

S. Esposito

La famiglia e gli studi

“Ininterrottamente mi sono giovato della guida sapiente e animatrice di S.E. il professor Enrico Fermi.”

Ettore Majorana nasce a Catania il 5 agosto 1906, da Fabio Majorana e Dorina Corso, quarto di cinque figli.

Nel 1921 la famiglia si trasferisce a Roma, dove Ettore frequenta il Liceo-Ginnasio T. Tasso.

Nel 1923 consegue la maturità e successivamente si iscrive a Ingegneria.

Dopo un incontro con Fermi, favorito da Segrè e Amaldi, alla fine del 1927 passa da Ingegneria a Fisica.

Nel 1928 pubblica il suo primo articolo (1) (in collaborazione con G. Gentile jr) e partecipa con una relazione alla Adunanza Generale della Società Italiana di Fisica.

Il 6 luglio 1929 ottiene la laurea in Fisica con la tesi *La teoria quantistica dei nuclei radioattivi*.





Gli articoli pubblicati

- (1) *Sullo sdoppiamento dei termini Roentgen ottici a causa dell'elettrone rotante e sulla intensità delle righe del Cesio*, in collaborazione con Giovanni Gentile jr.: *Rendiconti Accademia Lincei*, vol. 8, pp. 229-233 (1928).
- (2) *Sulla formazione dello ione molecolare di He*: *Nuovo Cimento*, vol. 8, pp. 22-28 (1931).
- (3) *I presunti termini anomali dell'Elio*: *Nuovo Cimento*, vol. 8, pp. 78-83 (1931).
- (4) *Reazione pseudopolare fra atomi di Idrogeno*: *Rendiconti Accademia Lincei*, vol. 13, pp. 58-61 (1931).
- (5) *Teoria dei tripletti P' incompleti*: *Nuovo Cimento*, vol. 8, pp. 107-113 (1931).
- (6) *Atomi orientati in un campo magnetico variabile*: *Nuovo Cimento*, vol. 9, pp. 43-50 (1932).
- (7) *Teoria relativistica di particelle con momento intrinseco arbitrario*: *Nuovo Cimento*, vol. 9, pp. 335-344 (1932).
- (8) *Über die Kerntheorie*: *Zeitschrift für Physik*, vol. 82, pp. 137-145 (1933);
Sulla teoria dei nuclei: *La Ricerca Scientifica*, vol. 4 (1), pp. 559-565 (1933).
- (9) *Teoria simmetrica dell'elettrone e del positrone*: *Nuovo Cimento*, vol. 14, pp. 171-184 (1937).
- (10) *Il valore delle leggi statistiche nella fisica e nelle scienze sociali*, (postumo, a cura di G. Gentile jr.): *Scientia*, vol. 36, pp. 55-66 (1942).

Ricerche in Fisica I

“Majorana aveva quello che nessun altro al mondo ha.”

1931: Majorana pubblica due articoli (2) (4) sul legame chimico delle molecole e altri due articoli (3) (5) di ricerca spettroscopica, nel penultimo dei quali viene anticipato di tre anni quanto poi scoperto da un collaboratore di Goudsmith nel 1934 sull'effetto Auger nell'elio.



1932: Stimolato indirettamente da Segrè, pubblica un articolo (6) sul ribaltamento non adiabatico dello spin (ripreso da Rabi nel 1937 e da Bloch e Rabi nel 1945), e un articolo (7) in cui vengono introdotte per la prima volta le rappresentazioni infinito-dimensionali del gruppo di Lorentz (anticipando i lavori di Wigner del 1938, di Dirac del 1945 e di Wigner del 1948).

Nel marzo dello stesso anno, dopo l'annuncio di Chadwick della scoperta del neutrone, Majorana rivela ai colleghi di aver elaborato una teoria dei nuclei leggeri. Sebbene incoraggiato da Fermi, decide di non renderla nota. La teoria verrà invece pubblicata indipendentemente in luglio da Heisenberg, ma con alcune imperfezioni.



Gli articoli pubblicati

- (1) *Sullo sdoppiamento dei termini Roentgen ottici a causa dell'elettrone rotante e sulla intensità delle righe del Cesio*, in collaborazione con Giovanni Gentile jr.: *Rendiconti Accademia Lincei*, vol. 8, pp. 229-233 (1928).
- (2) *Sulla formazione dello ione molecolare di He*: *Nuovo Cimento*, vol. 8, pp. 22-28 (1931).
- (3) *I presunti termini anomali dell'Elio*: *Nuovo Cimento*, vol. 8, pp. 78-83 (1931).
- (4) *Reazione pseudopolare fra atomi di Idrogeno*: *Rendiconti Accademia Lincei*, vol. 13, pp. 58-61 (1931).
- (5) *Teoria dei tripletti P' incompleti*: *Nuovo Cimento*, vol. 8, pp. 107-113 (1931).
- (6) *Atomi orientati in un campo magnetico variabile*: *Nuovo Cimento*, vol. 9, pp. 43-50 (1932).
- (7) *Teoria relativistica di particelle con momento intrinseco arbitrario*: *Nuovo Cimento*, vol. 9, pp. 335-344 (1932).
- (8) *Über die Kerntheorie*: *Zeitschrift für Physik*, vol. 82, pp. 137-145 (1933);
Sulla teoria dei nuclei: *La Ricerca Scientifica*, vol. 4 (1), pp. 559-565 (1933).
- (9) *Teoria simmetrica dell'elettrone e del positrone*: *Nuovo Cimento*, vol. 14, pp. 171-184 (1937).
- (10) *Il valore delle leggi statistiche nella fisica e nelle scienze sociali*, (postumo, a cura di G. Gentile jr.): *Scientia*, vol. 36, pp. 55-66 (1942).

1933: il “protone neutro”

“Heisenberg ha parlato della teoria dei nuclei e mi ha fatto molta réclame.”

Teoria delle forze nucleari

Heisenberg: forze di scambio di posizione e spin (o solo carica), ovvero due protoni si scambiano un elettrone privo di spin.

Majorana: forze di scambio della sola posizione (o carica e spin), ovvero un neutrone inteso come “protone neutro”.

Dopo l’incontro con Majorana, Heisenberg nel presentare la teoria delle forze di scambio ricorre quasi sempre a frasi del tipo «d’apres Majorana», «en suivant l’exemple de Majorana», «comme y a insisté Majorana», «nous choisissons avec Majorana», menzionando soltanto in rarissime occasioni e in maniera del tutto defilata il proprio personale contributo. È talmente insistente questo richiamo al fisico catanese che sembra quasi lasciar trapelare un debito di riconoscenza verso il collega che aveva apportato alcune correzioni alla sua teoria.

Ricerche in Fisica II

“I Majorana sono come le patate: il meglio sta sotto terra.”

L'attività scientifica di Majorana non è limitata agli articoli pubblicati, come testimoniato dalle numerose note autografe che spaziano in campi diversi della Fisica e della Matematica applicata.

- tesi di Laurea
- 5 Volumetti
- 18 Quaderni
- 12 fascicoli con calcoli sparsi
- lezioni all'Università di Napoli

Libero docente

“Io mi occupo da qualche tempo di elettrodinamica quantistica.” (16/1/1936)

Il 12 novembre 1932 Majorana consegue la libera docenza in Fisica teorica (il decreto di abilitazione è del 21/1/1933, pochi giorni dopo la partenza per Lipsia).



Nel maggio 1933 avanza la richiesta (autorizzata da Corbino) di svolgere il corso libero di *Metodi matematici della meccanica quantistica* (la richiesta fu fatta nel breve periodo, dal 12/4 al 5/5, in cui Majorana ritornò a Roma da Lipsia).



Il 30 aprile 1935 richiede nuovamente di svolgere un corso libero, quello di *Metodi matematici della Fisica Atomica*.



La terza richiesta fu fatta il 28 aprile 1936, e riguarda il corso di *Elettrodinamica quantistica*.



Nessuno di questi corsi fu mai svolto effettivamente...

Libera docenza



Mod. 45 - Libere Superiori

Al Ministro dell' Educazione Nazionale

*Veduto il R. Decreto 30 settembre 1923, N. 2102,
e sue successive modificazioni:*

*Veduto il Regolamento generale universitario ap-
provato con R. Decreto 6 aprile 1924, N. 674;*

*Veduta l'istanza con la quale il Signor
dott. Ottore Majorana chiede di
conseguire la libera docenza in fisica teorica*

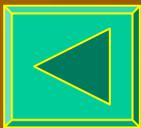
Veduta la relazione della Commissione giudicatrice:

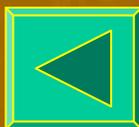
Decreta:

*Il Signor dott. Ottore Majorana
è abilitato alla libera docenza in fisica teorica
presso le Università
e gli Istituti Superiori per un quinquennio, a de-
correre dalla data del presente Decreto.*

Roma, 21 GEN. 1933 Anno XI A

*Il Ministro
L. Au.*





Programma del primo corso libero

Accettato
Ministero

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI ROMA

Anno accademico 1933-1934

Programma del corso libero che intende impartire il Prof. *Ettore Majorana*
abilitato con D. M. del 21 gennaio 1933-34 alla libera docenza
in Fisica Teorica

Titolo del corso
Metodi matematici della meccanica quantistica
Ore settimanali di lezione 3

Argomenti da svolgere

- 1) Geometria unitaria. Trasformazioni lineari. Operatori Hermitiani. Trasformazioni unitarie, determinanti e autovalori.
- 2) Lo spazio delle fasi e il quant d'azione. Modificazioni da apportare alla cinematica classica. Schema generale della meccanica quantistica.
- 3) Hamiltoniane invarianti di front e un gruppo di trasformazioni. Le trasformazioni canoniche e i sistemi non combinabili. Rappresentazioni dei gruppi finiti e continui.
- 4) Varietà generali sui gruppi unitari. Ricerche sulle rappresentazioni del gruppo delle rotazioni spaziali. Gruppi simmetrici di permutazioni e altri gruppi finiti.
- 5) Proprietà dei sistemi dotati di simmetria sferica. Momenti orbitali e intrinseci. Teoria del rotatore rigido.
- 6) Sistemi continui più particolari: statistiche di Fermi e di Bose. Elettromagnetismo e simmetria delle equazioni nei fenomeni.
- 7) Il gruppo di Lorentz e il calcolo spinoriale. Applicazioni alla teoria relativistica delle particelle elementari.

Il sottoscritto dichiara di aver impartito il suo corso libero, per l'ultima volta, nell'anno scolastico _____

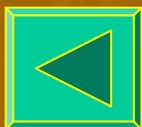
Roma, addì *1 maggio* 1933 Anno XI.

FIRMA DEL LIBERO DOCENTE
Ettore Majorana

Mezzi di dimostrazione di cui dispone il libero docente (art. 58 del Reg. gen. univ.) ed eventuali autorizzazioni delle autorità che mettono a disposizione tali mezzi.
Autorizzo il prof. Majorana a servirsi per le sue lezioni della aula e della Biblioteca dell'Istituto Fisi.
A. Corbino

Giudizio della Facoltà sulla esistenza e sufficienza dei mezzi di dimostrazione (art. 59 del Reg. gen. univ. e art. 5 dello Statuto dell'Università, approvato con R. D. 14-10-1926, n. 2319):

Autorizzazione del Rettore nel caso che il corso libero si debba svolgere fuori dei locali universitari (art. 62 del Reg. gen. univ.):



Programma del secondo corso libero

Mod. 33

Majonave

R. UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI ROMA

Anno accademico 1935-1936

Programma del corso libero che intende impartire il Prof. *Majonave*
Etore abilitato con D. M. del 21-1-1933 alla libera docenza
in *Fisica teorica*

Titolo del corso
Metodi matematici della Fisica teorica

Argomenti da svolgere

Calcolo delle matrici. Se, spazio delle fasi e il principio di corrispondenza. Complessi statistici misurati a celle elementari. Fondamenti della dinamica quantistica. Teoria statistica. Definizione generale dei problemi di simmetria. Rappresentazioni di gruppi. Spalti atomici complessi. Creazione del corpo rigido. Statistica biatomica e poliatomiche. Teoria relativistica dell'elettromagnetismo a basi dell'elettrodinamica. Strutture iperfines e bande alternate. Osservazioni di fisica nucleare.

Il sottoscritto dichiara di aver impartito il suo corso libero, per l'ultima volta, nell'anno scolastico *1935-1936*

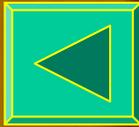
Anno, add. *30 aprile* 1935 Anno *XIII*

FIRMA DEL LIBERO DOCENTE
Etore Majonave

Mezzi di dimostrazione di cui dispone il libero docente (art. 58 del Reg. gen. univ.) ed eventuali autorizzazioni delle autorità che mettono a disposizione tali mezzi.

Giudizio della Facoltà sulla esistenza e sufficienza dei mezzi di dimostrazione (art. 59 del Reg. gen. univ. e art. 5 dello Statuto dell'Università, approvato con R. D. 14-10-1926, n. 2319).

Autorizzazione del Rettore nel caso che il corso libero si debba svolgere fuori dei locali universitari (art. 62 del Reg. gen. univ.).



Programma del terzo corso libero

Mod. 33

R. UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI ROMA

Anno accademico 1936-1937

Programma del corso libero che intende impartire il Prof. *Ettore Majorana*
abilitato con D. M. del 1925-21 alla libera docenza

in Fisica teorica

Titolo del corso
Elettrodinamica quantistica

Ore settimanali di lezione *due*

Argomenti da svolgere

*Teoria relativistica dell'elettromagnetismo di quantizzazione
grandi e piccoli campi definiti da leggi di commutabilità
o anticommutabilità. Serie equazione di Dirac con
complessi di un numero indeterminato di indici con
teoria di Bose-Einstein e rapporti di Fermi. Spin
soluzione di Dirac.*

*In quantizzazione delle equazioni di Maxwell-Dirac. Studio
dell'interazione relativistica l'elettromagnetismo e la
simmetria delle cariche.*

*Applicazioni varie della teoria. Irraggiamento e diffusione.
Lavorazione e distorsione di cariche apparte. Vel. di elettrom
veloci.*

Il sottoscritto dichiara di aver impartito il suo corso libero, per l'ultima volta, nell'anno
scuolastico _____

Roma, 28 aprile addì 1936 Anno *XIV*

Ettore Majorana

Mezzi di dimostrazione di cui dispone il libero docente (art. 58 del Reg. gen. univ.) ed eventuali auto-
rizzazioni delle autorità che mettono a disposizione tali mezzi.

Giudizio della Facoltà sulla esistenza e sufficienza dei mezzi di dimostrazione (art. 59 del Reg. gen.
univ. e art. 5 dello Statuto dell'Università, approvato con R. D. 12-10-1926, n. 2349).

Giuseppe Vinti

Autorizzazione del Rettore nel caso che il corso libero si debba svolgere fuori dei locali universitari
(art. 62 del Reg. gen. univ.).

Il concorso a cattedra del 1937

“Ho riso alquanto per le stranezze procedurali del mio concorso.”

Nei primi mesi del 1937 Majorana pubblica il suo articolo (9) sulla *Teoria simmetrica dell'elettrone e del positrone*, ripreso vent'anni dopo per spiegare i fenomeni connessi alla massa dei neutrini.



15 giugno: si chiudono i termini per partecipare al concorso a cattedra di Fisica teorica richiesto da Segrè per l'Università di Palermo.

25 ottobre: la commissione, formata da E. Fermi, O. Lazzarino, E. Persico, G. Polvani e A. Carrelli, si riunisce per la prima volta.



2 novembre: il ministro emette il decreto di nomina per Majorana a ordinario di Fisica teorica all'Università di Napoli, con decorrenza dal 16 novembre successivo.

4 dicembre: il decreto ministeriale viene registrato presso la Corte dei Conti, diventando effettivo.

Il concorso “ordinario” si chiude, allora, con la vincita di G.C. Wick (che andrà a Palermo), G. Racah (a Pisa) e G. Gentile jr (a Milano).



Gli articoli pubblicati

- (1) *Sullo sdoppiamento dei termini Roentgen ottici a causa dell'elettrone rotante e sulla intensità delle righe del Cesio*, in collaborazione con Giovanni Gentile jr.: *Rendiconti Accademia Lincei*, vol. 8, pp. 229-233 (1928).
- (2) *Sulla formazione dello ione molecolare di He*: *Nuovo Cimento*, vol. 8, pp. 22-28 (1931).
- (3) *I presunti termini anomali dell'Elio*: *Nuovo Cimento*, vol. 8, pp. 78-83 (1931).
- (4) *Reazione pseudopolare fra atomi di Idrogeno*: *Rendiconti Accademia Lincei*, vol. 13, pp. 58-61 (1931).
- (5) *Teoria dei tripletti P' incompleti*: *Nuovo Cimento*, vol. 8, pp. 107-113 (1931).
- (6) *Atomi orientati in un campo magnetico variabile*: *Nuovo Cimento*, vol. 9, pp. 43-50 (1932).
- (7) *Teoria relativistica di particelle con momento intrinseco arbitrario*: *Nuovo Cimento*, vol. 9, pp. 335-344 (1932).
- (8) *Über die Kerntheorie*: *Zeitschrift für Physik*, vol. 82, pp. 137-145 (1933);
Sulla teoria dei nuclei: *La Ricerca Scientifica*, vol. 4 (1), pp. 559-565 (1933).
- (9) *Teoria simmetrica dell'elettrone e del positrone*: *Nuovo Cimento*, vol. 14, pp. 171-184 (1937).
- (10) *Il valore delle leggi statistiche nella fisica e nelle scienze sociali*, (postumo, a cura di G. Gentile jr.): *Scientia*, vol. 36, pp. 55-66 (1942).



“... la Commissione si trova unanime nel riconoscere la posizione scientifica assolutamente eccezionale del Prof. Majorana Ettore, che è uno dei concorrenti. E pertanto la Commissione decide di inviare una lettera e una relazione a S.E. il Ministro per prospettargli l'opportunità di nominare il Majorana professore di Fisica Teorica per alta e meritata fama in una Università del Regno, indipendentemente dal concorso ...”

**Enrico Fermi
Orazio Lazzarino
Enrico Persico
Giovanni Polvani
Antonio Carrelli**

Majorana a Napoli (1938)

“Spero di andare veramente a Napoli.”

- 10 gennaio: Majorana arriva a Napoli per assumere la cattedra di Fisica teorica. 
- 13 gennaio: alle 9.00 tiene la lezione inaugurale; appositamente giunge la famiglia da Roma per assistere alla prolusione. 
- 15 gennaio: inizio effettivo del corso, con gli studenti presenti. 
- 17 gennaio: davanti al Rettore presta giuramento, come previsto per tutti i docenti universitari. 
- 12 marzo: dopo aver fatto lezione, Majorana si reca per l'ultima volta a Roma in visita alla famiglia.
- 24 marzo: svolge la sua ultima lezione agli studenti, la N.21.
- 25 marzo: in mattinata si reca in Istituto per consegnare a G. Senatore la cartella con gli appunti delle lezioni; dopo essere rientrato in albergo, alle 22.30 si imbarca sul traghetto postale diretto a Palermo.



Gli studi fisici nell'Istituto di Fisica partenopeo

“Carrelli prepara le lezioni di meccanica con molti giochetti.”

Primo anno:

- Fisica sperimentale
- Chimica generale ed applicata
- Analisi algebrica
- Geometria analitica
- Geometria proiettiva
- Esercizi di prep. esp. chimica

Terzo anno:

- Meccanica razionale
- Fisica teorica
- Introduzione all'analisi superiore
- Esercizi e ricerche di fisica
- Fisica terrestre o Elettrotecnica

Secondo anno;

- Fisica sperimentale
- Chimica organica
- Mineralogia
- Analisi infinitesimale
- Esercizi di analisi chimica
- Esercizi di fisica

Quarto anno:

- Fisica matematica
- Fisica teorica
- Esercizi e ricerche di fisica
- Due esami complementari a scelta tra:
Fisica tecnica, Chimica fisica, Geodesia,
Elettrodinamica, Analisi superiore,
Matematiche complementari



La lezione inaugurale

“Ho visto il preside con cui ho concordato di evitare ogni carattere ufficiale all’apertura del corso.”

“In questa prima lezione di carattere introduttivo illustreremo brevemente gli scopi della fisica moderna e il significato dei suoi metodi, sopra tutto in quanto essi hanno di più inaspettato e originale rispetto alla fisica classica. La fisica atomica di cui dovremo principalmente occuparci, nonostante le sue numerose e importanti applicazioni pratiche, e quelle di portata più vasta e forse rivoluzionarie che l'avvenire potrà riservarci, rimane anzitutto una scienza di enorme interesse speculativo, per la profondità della sua indagine che va veramente fino all'ultima radice dei fatti naturali.”



Gli studenti del corso

“Sono contento degli studenti, alcuni dei quali sembrano risolti a prendere la fisica sul serio.”

Gli studenti “ufficiali”:

- Filomena Altieri
- Laura Mercogliano
- Nada Minghetti
- Gilda Senatore
- Sebastiano Sciuti

Uditore:

- Mario Cutolo

Gli “inviati” di Caccioppoli:

- Savino Coronato
- Eugenio Moreno





Il corso di Fisica teorica

“La nostra sola ambizione sarà di esporre con tutta la chiarezza possibile...”

L'argomento della prima parte del corso (3+ lezioni) è la fenomenologia della Fisica atomica e la sua interpretazione nel quadro della vecchia teoria dei quanti di Bohr-Sommerfeld. Questa prima parte presenta una stretta analogia con il corso romano di Fermi del 1927-8, seguito da Majorana.

La seconda parte (6+ lezioni) inizia con la teoria classica dell'irraggiamento (soluzioni esplicite delle equazioni di Maxwell, diffusione della luce solare) e prosegue poi con la teoria della relatività (fenomenologia, formalismo matematico, dinamica relativistica dell'elettrone). Segue la discussione dell'effetto fotoelettrico, diffusione Thomson, effetto Compton, esperienza di Franck-Hertz.

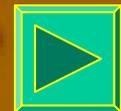
L'ultima parte (6 lezioni), più strettamente matematica, introduce la nuova Meccanica quantistica, sia nella formulazione di Schrodinger che di Heisenberg. Questa parte si distacca dall'approccio di Fermi, ma richiama i programmi dei corsi liberi proposti da Majorana gli anni precedenti.

Gli appunti delle lezioni di Majorana

Majorana si rese presto conto della inadeguatezza della preparazione dei suoi studenti, e probabilmente ciò lo spinse a scrivere degli appunti per le sue lezioni. Questo avvenne dopo il 22 gennaio (a partire dalla lezione N.6).



Il testo autografo delle lezioni (1+10+1) è attualmente conservato alla Domus Galilaeana a Pisa (la lezione inaugurale è conservata dalla famiglia), ed è giunto a noi attraverso un percorso tortuoso.



Di tutti gli appunti delle lezioni (16) seguite dagli studenti esiste, poi, una copia fedele dagli originali fatta da E. Moreno, ritrovata recentemente.

Le lezioni N.7 (quantizzazione spaziale e spettri dei metalli alcalini), N.10 (integrazione delle equazioni di Maxwell, diffusione della luce solare) e NN.11-14 (teoria della relatività) mancano dal corpus degli originali, ma sono presenti solo nel Documento Moreno.



Credo che verrò fra pochi giorni ma solo per poche ore perchè debbo ritirare un libro da Treves e altri da casa.

Lettera alla famiglia del 22.1.1938





Il percorso del manoscritto originale

Majorana

25/3/1938

G. Senatore

1938

F. Cennamo

1938-9

A. Carrelli

Famiglia Majorana

1972

E. Recami

G. Gentile

E. Amaldi

1966

Domus Galilaeana

G. Bernardini

1964

?

?

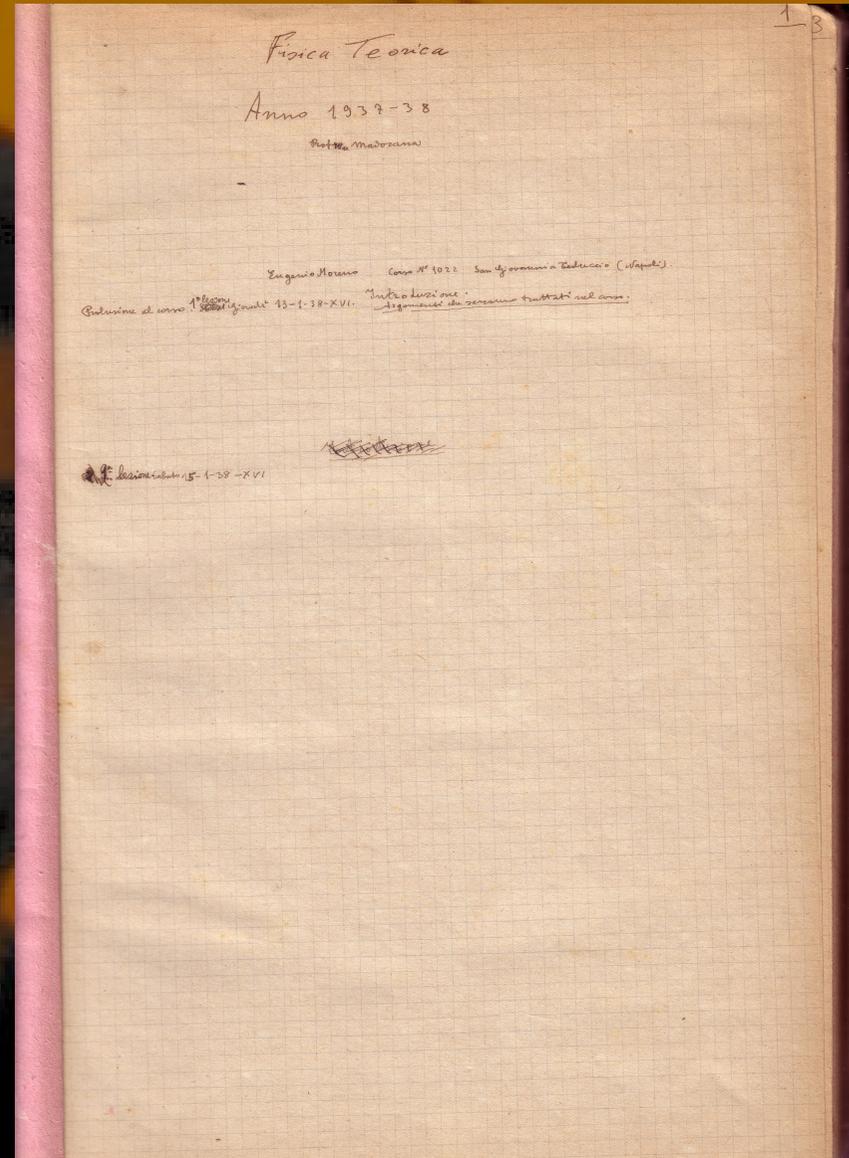
?

?

?

Il Documento Moreno

L'analisi e il confronto tra i documenti ha mostrato che Moreno non solo ha inteso copiare molto fedelmente gli appunti di Majorana, ma che li ha anche studiati a fondo (probabilmente in vista di un futuro esame da sostenere).



Quantizzazione del momento angolare e lo spin

Lezione N.7
di Giovedì 27 Gennaio

14

Riferiamo il sistema nucleo-elettrone al centro di gravità e indichiamo con z la distanza fra il nucleo e l'elettrone, con r_1 quella fra il nucleo e il centro di gravità, con r_2 la distanza fra l'elettrone e il centro di gravità, vari

essendo ovviamente M e m le masse del nucleo e dell'elettrone. Se con φ si indica l'angolo che determina l'orientazione dell'orbita Mm , saranno r_2 e φ le coordinate polari dell'elettrone e r_1 , $\varphi + \pi$ quelle del nucleo. L'energia cinetica del sistema è la somma di quella (di gran lunga più importante) che spetta all'elettrone e di quella del nucleo:

$$T = T_{el} + T_{nuc}$$

e sarà evidentemente:

$$T_{el} = \frac{1}{2} m (\dot{r}_2^2 + r_2^2 \dot{\varphi}^2) = \frac{1}{2} \frac{m M^2}{(m+M)^2} (\dot{r}_2^2 + r_2^2 \dot{\varphi}^2)$$

$$T_{nuc} = \frac{1}{2} M (\dot{r}_1^2 + r_1^2 \dot{\varphi}^2) = \frac{1}{2} \frac{M m^2}{(M+m)^2} (\dot{r}_1^2 + r_1^2 \dot{\varphi}^2)$$

e quindi

$$T = \frac{1}{2} m \frac{1}{1 + \frac{m}{M}} (\dot{r}_2^2 + r_2^2 \dot{\varphi}^2) = \frac{1}{2} m' (\dot{r}_2^2 + r_2^2 \dot{\varphi}^2)$$

L'energia cinetica ha dunque la stessa espressione che avremmo trovato nel caso di un nucleo fisso, purché alla vera massa m dell'elettrone si sostituisca una massa m' leggermente inferiore, detta "massa ridotta",

$$m' = m \frac{1}{1 + \frac{m}{M}}$$

Poiché nelle nostre coordinate r e φ l'energia potenziale ha ancora il valore $-\frac{Ze^2}{r}$ e nella teoria più semplice dell'atomo di idrogeno e atomi ionizzati simili si è usata questa soltanto, l'espressione dell'energia cinetica e dell'energia potenziale, segue che i risultati conseguiti per tener conto della massa finita del nucleo si ottengono non semplicemente ponendo m' in luogo di m . La costante di Rydberg $R_H = \frac{2\pi^2 m e^4}{h^3}$ che porta a tutti la massa verrà ridotta per ogni atomo nel rapporto:

$$\frac{R_H}{R} = \frac{1}{1 + \frac{m}{M}} = \frac{1}{1 + \frac{1}{1836}}$$

così che si accadrà di avere con i valori che abbiamo già dati in questa formula:

$$R = c. 109737 \text{ cm}^{-1}$$

$$R_H = c. 109678 \text{ cm}^{-1}$$

Lezione - Giovedì 27-1-39-XVI

Quantizzazione spaziale e proprietà magnetiche degli atomi.

Il momento dell'elettrone nell'atomo di idrogeno non è in generale piano quando l'atomo si trovi immerso in un campo magnetico uniforme perché alla forza coulombiana diretta secondo il raggio vettore si sovrappone la forza dovuta al campo magnetico che non giace in generale nel piano determinato dal raggio vettore e dalla velocità istantanea. Il momento quindi studiato nello spazio e introdurremo le coordinate più convenienti, cioè le coordinate sferiche r, θ, φ .

Intendendo che il campo magnetico sia diretto secondo l'asse z . Sottintesa qui A_z diremo soltanto il caso limite in cui il campo magnetico si annulla. La meccanica dell'atomo è quindi quella già studiata, ma le condizioni di Sommerfeld sono ora tre, mentre erano soltanto due quando si considerava assegnato il piano del momento. Dove infatti essere!

$$\oint p_r dr = n_1 h ; \oint p_\theta d\theta = s h ; \oint p_\varphi d\varphi = m h$$

con n_1, s, m interi.

Le momenti coniugati p_r, p_θ, p_φ sono definiti nel modo consueto:

$$p_i = \frac{\partial T}{\partial \dot{q}_i}$$

Nel nostro caso l'energia cinetica è evidentemente:

$$T = \frac{1}{2} m' (\dot{r}^2 + r^2 \dot{\theta}^2 + r^2 \sin^2 \theta \dot{\varphi}^2)$$

Segue

$$p_r = \frac{\partial T}{\partial \dot{r}} = m' \dot{r} ; p_\theta = \frac{\partial T}{\partial \dot{\theta}} = m' r^2 \dot{\theta} ; p_\varphi = \frac{\partial T}{\partial \dot{\varphi}} = m' r^2 \sin^2 \theta \dot{\varphi}$$

N. B. La massa dell'elettrone m è proporzionalmente sottintesa per evitare confusioni con il numero quantico m .

Equazioni di Maxwell ed irraggiamento

Lezione N.10
di Sabato 5 Febbraio

29

La prima rappresenta un'onda in cui il vettore elettrico vibra secondo y (piano di polarizzazione yz), secondo la vecchia teoria ondulatoria della luce di Fresnel). Nella seconda (II) il vettore elettrico vibra secondo z (piano di polarizzazione yz). La soluzione generale (6) rappresenta onde polarizzate rettilineamente in un piano generico parallelo fra x e AB e reale, onde polarizzate ellitticamente se $\frac{E_z}{E_y}$ è complesso in particolari onde polarizzate circolarmente a destra o a sinistra nel caso speciale che sia $A = \pm iB$.

Notiamo che dalle (6) risulta che in ogni istante e in ogni punto il campo elettrico e quello magnetico sono normali fra loro e normali alla direzione di propagazione, nonché uguali in valore assoluto: $|\mathbf{E}| = |\mathbf{H}|$. La densità dell'energia elettrica $\frac{E^2}{8\pi}$ e dunque uguale alla densità dell'energia magnetica $\frac{H^2}{8\pi}$. Inoltre il vettore di Poynting $\mathbf{E} \times \mathbf{H}$ è diretto lungo z ed è uguale a $\frac{c}{4\pi} \frac{E^2}{c} = \frac{E^2}{4\pi}$. Il flusso di energia attraverso una superficie unitaria parallela al piano yz si ottiene dunque moltiplicando la densità di energia per la velocità di propagazione c , come è evidente dall'interpretazione fisica.

Passiamo ora a risolvere le equazioni di Maxwell quando siano presenti cariche elettriche o correnti:

$$(7) \quad \text{div } \mathbf{E} = 4\pi \rho \quad \text{rot } \mathbf{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + 4\pi \mathbf{j} \quad \text{div } \mathbf{H} = 0$$

Le componenti del campo elettromagnetico possono esprimersi mediante i quattro potenziali elettromagnetici, cioè il potenziale scalare ψ e il potenziale vettore $\mathbf{A} = (A_x, A_y, A_z)$ nel modo seguente:

$$(8) \quad \begin{cases} \mathbf{E} = -\text{grad } \psi - \dot{\mathbf{A}} \\ \mathbf{H} = \text{rot } \mathbf{A} \end{cases}$$

La seconda segue dal fatto che $\text{div } \mathbf{H} = 0$, in prima dal fatto che $\text{rot}(\mathbf{E} + \dot{\mathbf{A}}) = \text{rot } \mathbf{E} + \ddot{\mathbf{A}} = 4\pi \mathbf{j}$.

Entrando con le (8) nelle equazioni di Maxwell si trovano:

$$(9) \quad \begin{cases} \frac{1}{c} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} - \Delta \psi = 4\pi \rho - \frac{1}{c} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} + \text{div } \mathbf{A} = 4\pi \rho \\ \frac{1}{c} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} - \Delta \mathbf{A} + \text{grad}(\frac{1}{c} \frac{\partial \psi}{\partial t} + \text{div } \mathbf{A}) = 4\pi \mathbf{j} \end{cases}$$

I potenziali elettromagnetici sono però largamente indeterminati ed è possibile scegliere opportunamente per la condizione di continuità $\frac{1}{c} \frac{\partial \psi}{\partial t} + \text{div } \mathbf{A} = 0$. Con tale condizione, applicando le equazioni di Maxwell (9) sono equivalenti alle seguenti più semplici:

$$\frac{1}{c} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} - \Delta \psi = 4\pi \rho; \quad \frac{1}{c} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} - \Delta \mathbf{A} = 4\pi \mathbf{j}$$

10^a lezione 5-2-38-XVI

Integrazione delle equazioni di Maxwell e applicazioni all'irraggiamento di un sistema oscillante di dimensioni piccole rispetto alla lunghezza d'onda emessa.

Abbiamo visto di recente condizioni approssimate:

$$(1) \quad \frac{1}{c} \frac{\partial \psi}{\partial t} + \text{div } \mathbf{A} = 0$$

Le equazioni di Maxwell sono equivalenti alle seguenti:

$$(2) \quad \begin{cases} \square \psi = 4\pi \rho & \square = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \Delta \\ \square \mathbf{A} = 4\pi \mathbf{j} \end{cases}$$

La teoria dei potenziali ritardati permette di trovare una soluzione particolare delle (2) che ha la forma seguente:

$$(3) \quad \begin{cases} \psi(\mathbf{q}, t) = \int \frac{\rho(\mathbf{q}', t - \frac{r}{c})}{r} d\mathbf{q}' \\ \mathbf{A}(\mathbf{q}, t) = \int \frac{\mathbf{j}(\mathbf{q}', t - \frac{r}{c})}{r} d\mathbf{q}' \end{cases}$$

Essendo r la distanza fra il punto di coordinate $\mathbf{q} = (x, y, z)$ e il punto di coordinate $\mathbf{q}' = (x', y', z')$:

$$(4) \quad r = \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2}$$

Le (3) permettono in generale di calcolare l'energia irradiata da un sistema oscillante di cariche e correnti oscillanti e per ora ci limitiamo a derivare una formula di prima approssimazione dove si vuole ignorare l'accelerazione e valde solo per sistemi oscillanti piccoli rispetto alla lunghezza d'onda emessa. Questo significa che le dimensioni del sistema sono dell'ordine di λ o un po' meno lungo, ma molto più piccolo del periodo T con quale oscillano.

(5) $l \ll cT = \lambda$

Non è necessario che ρ e \mathbf{j} varino sinusoidalmente con il tempo con un periodo T . Basta che si possa fare di tutte le frequenze armoniche di ρ , \mathbf{j} che in pratica interessano, soddisfacendo alla (5). L'energia irradiata al tempo t passerà prima poco al tempo $t + \Delta t$ e attraverso un'area di superficie R che abbia il centro in O in un punto P scelto convenientemente come centro del sistema; in generale si assumono nelle applicazioni a sistemi atomici che O sia il centro di gravità del sistema. Se si suppone R molto grande e tendente all'infinito il punto P si può considerare messo dal sistema e può considerarsi come piano se si consideri l'energia irradiata sotto un'angolo solido piuttosto piccolo e può considerarsi nella stessa una zona di dimensioni abbastanza grandi ($\gg \lambda$). Supponiamo quindi che il flusso dell'energia nella onda possa essere considerato per c la densità di energia irradiata $\frac{E^2 + H^2}{8\pi}$.

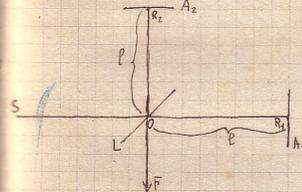
Teoria della relatività

Lezione N.11
di Martedì 8 Febbraio

Le componenti dell'accelerazione a sono dunque uguali nei due sistemi e quindi la legge fondamentale (1) rimane invariata. La tale invarianza è il nome di principio di relatività meccanica o principio di relatività newtoniana.

Esperimenti di Michelson e Morley.

Il principio di relatività voluto nella meccanica classica impediva a un osservatore legato a un sistema S in movimento di verificare con esattezza di indole puramente meccanica se il sistema S' è legato sia effettivamente in movimento, poiché tutti i fenomeni di ordine meccanico obbediscono alle stesse leggi che sono valide per i sistemi in quiete, quelli il moto del sistema di assi x', y', z' sia soltanto traslato, rettilineo e uniforme. Un tale sistema in movimento si chiama sistema inerziale, o sistema d'assi galileiano. I fenomeni elettromagnetici per contro hanno sede secondo la teoria classica in un mezzo ipotetico, e' etere, che si suppone in quiete assoluta, e la velocità di propagazione delle onde elettromagnetiche sarebbe perciò uguale a c rispetto all'etere o a un sistema in quiete, ma dovrebbe variare secondo le leggi della cinematica classica, se viene riferito a un sistema inerziale in movimento. Sarebbe dunque possibile in principio all'osservatore legato al sistema S di dedurre la velocità assoluta del suo sistema di riferimento sottoponendo misurando la velocità apparente della luce nelle varie direzioni. Esperimento ordine interferenziale compiuto per la prima volta da Michelson e Morley avrebbe dovuto facilmente rivelare il moto di traslazione della Terra nella sua orbita che ha una velocità di circa 30 km/sec pari a $10^{-4}c$. Il risultato assolutamente negativo di queste esperienze mostra che la concezione classica di un etere immutabile non è sostenibile, ed è questo il punto di partenza della teoria di Einstein della relatività ristretta enunciata da Einstein nel 1905 in cui si nega l'esistenza dell'etere immutabile e in genere la nozione di quiete assoluta e si assume che tutti i sistemi inerziali sono perfettamente equivalenti e in conseguenza tutte le leggi fisiche (non solo quelle che riguardano i fenomeni di ordine meccanico) debbono avere la stessa forma qualunque sia il sistema di riferimento, quelli di tutti di un sistema inerziale. In particolare deve essere invariata la velocità c della luce, con una componente secondo la cinematica classica in cui si assume che il tempo abbia un valore assoluto, indipendente dal sistema di riferimento. Il principio di relatività spiega senz'altro l'esito negativo dell'esperimento di Michelson e Morley, che ora descriviamo, come da qualunque altro che talvolta si pone in evidenza, in un moto qualsiasi, il moto orbitario della Terra nella sua orbita.



Nell'esperimento di Michelson e Morley un raggio monocromatico incidente da S batte su una lenti L e si divide in due raggi di cui il primo dopo avere attraversato la lenti L procede nella direzione OR_1 parallela a quella per la quale mentre il secondo viene riflesso nella direzione ortogonale OR_2 . Questi due raggi vengono rimessi indietro dagli specchi M_1 e M_2 e giungono di nuovo al punto di incontro della lenti L e vengono nuovamente divisi in due parti di cui la prima va in verso la sorgente o la seconda si propaga nella direzione ortogonale OF . Nella direzione F sono dunque sovrapposti due raggi provenienti dalla lenti L e si hanno quindi sovrapposizioni di cammino ottico. Se che hanno sovrapposizioni di cammino ottico.

Se x ha la cui direzione $OR_1 = OR_2 = c$ i cammini ottici per messo in riposo e di lunghezza l .

(1) $L = \int n ds = ct$
 In generale per mezzi in movimento si avrà in luogo della (1)

(2) $L = ct = c \int \frac{ds}{V}$
 essendo V il differenziale del cammino percorso dal raggio rispetto al sistema in movimento e V la sua velocità apparente.

Se supponiamo che in movimento il sistema di Michelson sia disposto in modo che OR_1 abbia la stessa direzione del movimento di traslazione della Terra S in orbita e ammettiamo che la luce si propaghi con velocità c rispetto all'etere immutabile, il raggio OR_1 avrà una velocità apparente $c-v$ e quello OR_2 con un velocità $c+v$. Il tempo necessario per coprire il tratto OR_1O sarà dunque

(3) $t_1 = \frac{l}{c-v} + \frac{l}{c+v} = \frac{2lc}{c^2-v^2}$
 e il cammino ottico complessivo sarà

$L_1 = ct_1 = \frac{2lc^2}{c^2-v^2} = \frac{2l}{1-\frac{v^2}{c^2}}$
 Il cammino ottico del secondo raggio corrispondente al tratto OR_2O si calcola osservando che poiché la luce ha nel sistema in movimento una direzione di propagazione normale alla direzione x del moto traslato, la sua velocità risultante deve avere rispetto all'etere una componente V secondo x , il valore della componente normale, che la velocità apparente cui essa per l'osservatore in movimento viene riferita al tratto OR_2O , sarà dunque $V = \sqrt{c^2-v^2}$ e il cammino ottico corrispondente sarà

Effetto fotoelettrico

Lezione N.14
di Martedì 15 Febbraio

34

Dalla (10) ricaviamo

$$W' = \frac{p_x}{c} v_1' + \frac{p_y}{c} v_2' + \frac{p_z}{c} v_3' = v_1' p_x + v_2' p_y + v_3' p_z =$$

$$= (v, p')$$

Se sostituiamo a p' la sua espressione (5) otteniamo subito la (4) che esprime la conservazione dell'energia ed è dunque una conseguenza delle (5) che bastano a descrivere il movimento dell'elettrone quando sono date le condizioni iniziali (posizione e velocità).

Effetto fotoelettrico.

Se si illumina un catodo A con luce di frequenza ν sufficientemente elevata (frequenza ultravioletta) da esso si liberano degli elettroni. Questo fenomeno si chiama effetto fotoelettrico. La sua caratteristica più strana del punto di vista classico è che esso comincia a manifestarsi quando la frequenza della luce incidente raggiunge un valore ν_0 (chiamato soglia fotoelettrica) al di sotto del quale non si verifica alcun effetto. Questo carattere dell'effetto fotoelettrico fu spiegato da Einstein (1905) con la teoria dei quanti di luce. Secondo tale spiegazione l'emissione di un elettrone dal metallo è possibile soltanto se ad esso viene comunicato in un tempo brevissimo un'energia da minima $h\nu_0$ che rappresenta il lavoro di estrazione dell'elettrone dal metallo. Secondo la teoria dei quanti di luce l'assorbimento della luce avviene mediante processi elementari in ognuno dei quali viene assorbito un quanto di energia $h\nu$. Nel caso più favorevole in cui tutta l'energia del fotone (= quanto di luce) viene ceduta ad un solo elettrone, questo potrà essere dunque emesso dal metallo soltanto se $h\nu > h\nu_0$, cioè se $\nu > \nu_0$.

Se si illumina la catoda A con luce di frequenza superiore a ν_0 , la teoria dei quanti di luce porta a prevedere che la massima energia cinetica con cui un elettrone può essere espulso dalla catoda è data da $h(\nu - \nu_0)$. Infatti, dell'energia $h\nu$ del quanto incidente la parte $h\nu_0$ viene impiegata per l'estrazione dell'elettrone e solo la parte residua può essere usata come energia cinetica dell'elettrone emesso.

Tale predizione teorica è pienamente confermata dall'esperimento. La massima energia cinetica degli elettroni emessi da A si determina misurando con un elettrometro la differenza di potenziale che si stabilisce fra la catoda A e un'elettrodo conlettivo B posto al punto C di A quando solo quest'ultima venga illuminata. Tale differenza di potenziale dovrà essere tale da fermare in A le di una carica positiva per effetto dell'attrazione di elettroni e di una carica negativa in B finché gli elettroni emessi da A vengono a colpire almeno in parte, nella catoda B. Quando la differenza di potenziale ha raggiunto un valore V tale che eV sia uguale alla massima energia cinetica con cui gli elettroni sono espulsi da A, essa è l'accumulamento di carica e la differenza di potenziale rimane costante. Per quanti si detto si dovrà avere

$$h(\nu - \nu_0) = eV$$

Colte relazioni si stabiliscono naturalmente con grande precisione.

Relazione fra potenziale e lunghezza d'onda.

Se W è l'energia in gioco in un processo elementare di qualunque natura si dice che $\nu_0 \times c$ corrisponde a W se ν e λ sono rispettivamente la frequenza e la lunghezza d'onda di un quanto di luce di energia W . Si avrà dunque

$$W = h\nu = h \frac{c}{\lambda}$$

Quindi si dice che il potenziale V corrisponde all'energia W se W è l'energia necessaria per far superare a un elettrone una differenza di potenziale V ; si avrà quindi

$$W = eV$$

È praticamente comodo esprimere i potenziali in volt anziché in unità elettrostatiche; in luogo della relazione precedente si dovrà quindi porre

$$W = \frac{eV}{300}$$

Da (11) e (12) si ricava una relazione di non frequente fra i potenziali e la lunghezza d'onda corrispondenti alla stessa energia

$$V = \frac{300 h c}{e \lambda} = \frac{3 \cdot 10^8 \cdot 6.55 \cdot 10^{23} \cdot 3 \cdot 10^8}{4.77 \cdot 10^{10} \lambda} = \frac{1.123}{10^8 \lambda}$$

Se la lunghezza d'onda si esprime in microne o in centimetri, la relazione precedente diventa

$$V = \frac{1.123}{\lambda}$$

Con il sistema CGS si corrisponde all'incirca a un potenziale di 1,5 volte l'ostensione rispetto a un potenziale di circa 3 volt.

Diffusione dell'elettrone libero. (formula di Thomson).

Un elettrone libero illuminato da un fascio di luce diretto ad esso, secondo l'oscillazione elettrica subisce secondo Lorentz con ampiezza

$$E = E_0 \sin 2\pi \nu t$$

oscilla secondo l'asse z e z è l'asse coordinato secondo quest'asse, si avrà

$$z = z_0 \sin 2\pi \nu t$$

La ricostruzione del corso di Majorana

“La fisica atomica... rimane anzitutto una scienza di enorme interesse speculativo, per la profondità della sua indagine che va veramente fino all’ultima radice dei fatti naturali.”

N.	Data	D.M.	D.G.	Argomento
1.	Giovedì 13-1-38	No	No	Prolusione Introduzione: argomenti che saranno trattati nel corso.
2.	Sabato 15-1-38	No	No	
3.	Martedì 18-1-38	No	No	
4.	Giovedì 20-1-38	No	No	
5.	Sabato 22-1-38	No	No	

La ricostruzione del corso di Majorana

N.	Data	D.M.	D.G.	Argomento
6.	Martedì 25-1-38	Si	Si	<ul style="list-style-type: none">•Formula della struttura fina. Conferme sperimentali e difficoltà.•Il trascinamento del nucleo.
7.	Giovedì 27-1-38	Si	No	<ul style="list-style-type: none">•Quantizzazione spaziale e proprietà magnetiche degli atomi.•Generalità sugli spettri dei metalli alcalini e l'ipotesi dell'elettrone rotante
8.	Sabato 29-1-38	Si	Si	<ul style="list-style-type: none">•Il principio di Pauli o principio di esclusione e l'interpretazione del sistema periodico degli elementi.•Le condizioni di Sommerfeld per il calcolo dei livelli energetici dei metalli alcalini.
9.	Giovedì 3-2-38	Si	Si	<ul style="list-style-type: none">•Lo spettro degli atomi con due elettroni di valenza.•La teoria classica dell'irraggiamento..



La ricostruzione del corso di Majorana

N.	Data	D.M.	D.G.	Argomento
10.	Sabato 5-2-38	Si	No	<ul style="list-style-type: none">•Integrazione delle Equazioni di Maxwell e applicazioni all'irraggiamento di un sistema oscillante di dimensioni piccole rispetto alla lunghezza d'onda emessa.•Diffusione della luce solare da parte dell'atmosfera.
11.	Martedì 8-2-38	Si	No	<ul style="list-style-type: none">•Il principio di relatività nella meccanica classica.•Esperienza di Michelson e Morley.•Le trasformazioni di Lorentz.
12.	Giovedì 10-2-38	Si	No	<ul style="list-style-type: none">•Il principio di relatività secondo Einstein•Le leggi di trasformazione dei potenziali elettromagnetici.
13.	Sabato 12-2-38	Si	No	<ul style="list-style-type: none">•Formula di Fresnel ed esperienza di Fizeau.•Invarianza della carica elettrica.•Lo spazio di Minkowski.•Equazioni del movimento per un elettrone in un campo elettromagnetico arbitrario.

La ricostruzione del corso di Majorana

N.	Data	D.M.	D.G.	Argomento
14.	Martedì 15-2-38	Si	No	<ul style="list-style-type: none">•Dinamica relativistica dell'elettrone.•Effetto fotoelettrico.•Relazione fra potenziale e lunghezza d'onda.•Diffusione dell'elettrone libero (formola di Thomson).
15.	Giovedì 17-2-38	Si	Si	<ul style="list-style-type: none">•Effetto Compton.•Esperienza di Franck e Hertz.
16.	Martedì 8-3-38	Si	Si	<ul style="list-style-type: none">•Nozioni sul calcolo delle matrici.•Spazio di vettori in n dimensioni.•Matrici e operatori lineari.
17.	Giovedì 10-3-38	Si	Si	<ul style="list-style-type: none">•Sistemi unitari.•Operatori Hermitiani. Forme Hermitiane.
18.	Sabato 12-3-38	Si	Si	<ul style="list-style-type: none">•Riduzione contemporanea in forma diagonale di operatori commutabili.•Matrici infinite.

La ricostruzione del corso di Majorana

N.	Data	D.M.	D.G.	Argomento
19.	Giovedì 17-3-38	Si	Si	<ul style="list-style-type: none">•Integrali di Fourier.La meccanica Ondulatoria.•Le onde di De Broglie.
20.	Martedì 22-3-38	Si	Si	<ul style="list-style-type: none">•Velocità di fase e velocità di gruppo.•Equazione d'onda non relativistica. Interpretazione statistica dei pacchetti d'onda.
21	Giovedì 24-3-38	Si	Si	<ul style="list-style-type: none">•Prima estensione dell'interpretazione statistica e relazioni d'incertezza.

Uno “strano” manoscritto

“Mancano alcuni capitoli delle lezioni, il cui testo mi fu consegnato, completo persino degli appunti di quella che il professore avrebbe dovuto tenere il giorno successivo alla sua scomparsa.”

N.	Data	D.M.	D.G.	Argomento
?	?	No	Si	<ul style="list-style-type: none">• Sul significato di stato quantico.• Le proprietà di simmetria di un sistema nella meccanica classica e quantistica.• Forze di risonanza fra stati non simmetrizzati per perturbazione piccola. Caratteri di simmetria non combinabili.• Conseguenze spettroscopiche in atomi con due elettroni. Risonanza fra buche uguali di potenziali e teoria della valenza omeopolare secondo il metodo degli elettroni leganti.• Proprietà degli stati simmetrizzati che non si ottengono per perturbazione piccola da stati non simmetrizzati. Bande alternate, idrogeno,

Il mistero dei manoscritti mancanti

“Le linee confuse di un ricordo troppo lontano mi fanno credere che me l’avesse date Giovannino per aiutarmi a capire il Dirac.”

Perchè manca la Lezione N.7 (spettroscopia)?

Perchè manca la Lezione N.10 (elettromagnetismo, diffusione della luce)?

Perchè mancano le Lezioni NN.11-14 (relatività)?

L’argomento principale di ricerca nell’Istituto di Fisica napoletano riguardava la spettroscopia atomica e molecolare.

Nei corsi di Fisica teorica tenuti per incarico da A. Carrelli prima (fin dal 1924) e dopo la breve parentesi di Majorana non fu mai introdotta la relatività, *tranne* nel corso tenuto nel 1939-1940.

Ma un confronto tra le lezioni di Carrelli e di Majorana non mostra alcuna dipendenza delle une dalle altre (forse solo una possibile *ispirazione*)

La colorazione azzurra della volta celeste

“Questo lavoro che ora vede la luce è stato compiuto per massima parte nell’anno 1943-44 quando per eventi bellici l’Istituto Fisico della R. Università di Napoli era praticamente chiuso e lo scrivente si trovava a Meta di Sorrento.”

Teoria di Rayleigh dell’azzurro del cielo:

$$c_{\text{diff}} = \frac{128\pi^5 \nu^4 \chi^2}{3c^4 n}$$

Carrelli aveva già lavorato su un fenomeno particolare (blu residuo) presente nell’effetto Tyndall nel 1925:

A. Carrelli, *Sul fenomeno di Tyndall*, Rend. Acc. Lincei **1** (1925) 279.

A distanza di vent’anni ritorna a lavorare su tale argomento (polarizzazione della luce) scrivendo ben 4 articoli nel giro di pochi mesi:

A. Carrelli, *Sulla polarizzazione della luce del cielo*, Rend. Acc. Lincei **1** (1946) 493, 907, 1013,1242.

Una lezione particolare

“La meccanica quantistica apre la strada per l’unificazione logica di tutte le scienze che hanno per oggetto comune il mondo inorganico.”

Il manoscritto di 11 pagine conservato insieme con gli appunti delle lezioni fu probabilmente redatto per un seminario generale tenuto all’Università di Napoli e rivolto a Carrelli e al suo gruppo che in quel periodo lavorava a questioni di Fisica molecolare.

L’argomento principale della dissertazione è l’applicazione della Meccanica quantistica alla teoria del legame molecolare.

Tuttavia l’interesse per esso risiede soprattutto in una interpretazione fisica (in forma latente) della nuova teoria dei quanti che anticipa l’approccio di Feynman in termini di integrali sui cammini, indipendentemente dalla formulazione matematica sottostante ad esso.

Una anticipazione dell'approccio di Feynman

La formula degli integrali sui cammini:

$$\begin{aligned}\langle q_b | q_a \rangle &= \lim_{\substack{N \rightarrow \infty \\ t_b - t_a \text{ finito}}} A^N \int dq_1 dq_2 \cdots dq_{N-1} e^{iS/\hbar} \\ &\equiv \int Dq e^{iS/\hbar}.\end{aligned}$$

Nel manoscritto di Majorana non vi è nulla che possa essere ricondotto alla formulazione matematica sottostante all'approccio di Feynman.

Ma...

... il concetto di stato quantico

Secondo la teoria di Heisenberg uno stato quantico corrisponde non a una soluzione stranamente privilegiata delle equazioni classiche ma piuttosto a un complesso di soluzioni differenti per le condizioni iniziali e anche per l'energia, ciò che si presenta come energia esattamente definita, dello stato quantico corrispondendo a una specie di media presa sulle infinite orbite classiche raccolte in esso. Gli stati quantici si presentano così come i minimi complessi statistici di movimenti classici poco differenti accessibili all'osservazione. Questi complessi statistici minimi non si lasciano ulteriormente dividere a causa del principio di indeterminazione, enunciato dallo stesso Heisenberg, che vieta la misura esatta contemporanea della posizione e della velocità di un particella e così la fissazione della sua orbita.

...la regione di integrazione è effettivamente molto sottile nel caso di sistemi classici, mentre diviene molto larga per sistemi quantistici...

...tutti i possibili cammini che uniscono il punto iniziale con quello finale, e non solo quelli corrispondenti alle traiettorie classiche...

Naturalmente la corrispondenza fra stati quantici e complessi di soluzioni classiche non è che approssimata poichè le equazioni della dinamica quantistica sono in generale indipendenti dalle corrispondenti equazioni classiche e indicano una reale modificazione delle leggi meccaniche oltre che un limite posto alle possibilità di osservazione; ma essa è meglio fondata della rappresentazione degli stati quantici mediante orbite quantizzate e può essere utilmente impiegata in considerazioni di carattere qualitativo.

... la funzione d'onda ... è associata nella meccanica quantistica ad ogni stato possibile dell'elettrone

...un ruolo cruciale per le proprietà di simmetria del sistema fisico...

Sotto certe ipotesi che, nei problemi assai semplici che esamineremo, sono verificate si può dire che ogni stato quantico possiede tutti i caratteri di simmetria dei vincoli del sistema.

A differenza però di ciò che accade nella meccanica classica per le singole soluzioni delle equazioni dinamiche, non è più vero in generale che S' sia diverso da S . Possiamo rendercene conto facilmente associando a S' , come si è visto, un complesso di soluzioni delle equazioni classiche, poichè basta allora che S comprenda con ogni soluzione anche l'altra che si deduce dalla prima in base a una proprietà di simmetria nei moti del sistema perchè S' risulti costituito identicamente a S .

Epilogo

Non si tratta in realtà di evidenze sensibili immediate ma di fatti riconosciuti con l'aiuto di ipotesi, certamente ovvie, sulle condizioni sperimentali, ma a cui non si può senza apprezzamento troppo soggettivo attribuire maggiore verosimiglianza che a quelle tali presunzioni teoriche. Per queste ragioni appare buon metodo il prendere in esame anche eventualità che in altre circostanze sarebbero da trascurare perchè a priori pochissimo probabili.

Lettera a Quirino Majorana del 5.9.1935

Riferimenti bibliografici

- E. Recami, *Il caso Majorana* (Di Renzo, Roma, 2004)
- S. Esposito, E. Majorana jr, A. van der Merwe, E. Recami, *Ettore Majorana: Notes on Theoretical Physics* (Kluwer, New York, 2003)
- S. Esposito, E. Recami, *Ettore Majorana: appunti inediti di Fisica teorica* (Zanichelli, Bologna, 2006)
- E. Majorana, *Lezioni all'Università di Napoli* (Bibliopolis, Napoli, 1987)
- E. Majorana, *Lezioni di Fisica teorica*, a cura di S. Esposito (Bibliopolis, Napoli, 2006)
- S. Esposito, *Again on Majorana and the Thomas-Fermi model: a comment to physics/0511222*, arXiv:physics/0512259
- A. Drago, S. Esposito, *Following Weyl on Quantum Mechanics: the contribution of Ettore Majorana*, Found. Phys. 34 (2004) 871
- S. Esposito, *Ettore Majorana: il corso di Fisica Teorica*, N. Saggiatore, 21 (2005) 21
- A. Drago, S. Esposito, *Ettore Majorana's course on Theoretical Physics: the Moreno Lecture Notes*, arXiv:physics/0503084, di prossima pubblicazione su Phys. in Persp.
- A. De Gregorio, S. Esposito, *Enrico Fermi e Ettore Majorana: continuità e rinnovamento nell'insegnamento della Fisica teorica*, arXiv:physics/0602008, di prossima pubblicazione su Sapere.
- A. De Gregorio, S. Esposito, *Teaching Theoretical Physics: the cases of Enrico Fermi and Ettore Majorana*, arXiv:physics/0602146
- S. Esposito, *Una lezione particolare di Ettore Majorana*, arXiv:physics/0512174
- S. Esposito, *Majorana and the path-integral approach to Quantum Mechanics*, arXiv:physics/0603140