

SILVANA GALDABINI, GIUSEPPE GIULIANI (*)

**Le origini della fisica dello stato solido in Italia:
alcuni filoni di ricerca dal 1900 al 1940**

L'esame della bibliografia degli anni tra il 1925 e il 1940 conferma, per quanto riguarda la fisica dello stato solido, l'analisi generale sul contesto istituzionale svolta altrove [1]. È possibile tuttavia rintracciare alcuni filoni di ricerca connessi con i temi che si stavano sviluppando all'estero e aventi uno sviluppo caratterizzato da una certa continuità: a) proprietà magnetiche dei materiali; b) conducibilità elettrica dei metalli; c) effetto Volta ed effetto fotoelettrico; d) effetto Hall.

È nostra intenzione analizzare questi filoni di ricerca (ci limiteremo per ora al primo), ma è innanzitutto necessario tornare più indietro nel tempo per prendere in considerazione un contributo peculiare che, insieme a quello della statistica di Fermi, è l'unico riconosciuto alla ricerca italiana nel campo della fisica dei solidi prima della seconda guerra mondiale. Si tratta della serie di lavori sull'elasticità e sulla teoria delle « distorsioni » che Vito Volterra pubblicò nel periodo che va dal 1905 al 1907 [2a,b].

Questi lavori prendono lo spunto dall'idea di generalizzare un risultato cui, qualche tempo prima, era pervenuto il matematico tedesco J. Weingarten [3]: i corpi elastici molteplici connessi, pur non soggetti ad alcuna azione esterna, possono trovarsi in uno stato di tensione interna variabile con continuità. Un esempio di un corpo di quelli studiati da Weingarten è costituito da un anello cui sia stato tolto un segmento di materiale e che sia stato successivamente ricongiunto. Anche intuitivamente è comprensibile come un simile corpo possa presentare stati di tensione interna pur in assenza di forze esterne.

Volterra si chiede: « Oltre agli anelli ed altri corpi che occupano spazi più volte connessi possono esistere casi di corpi semplicemente connessi i quali si trovino nelle condizioni suddette? » [2a]. Lo sviluppo della trattazione permette a Volterra di rispondere negativamente alla domanda e di introdurre una distinzione, per quanto riguarda le proprietà elastiche, fra corpi semplicemente e molteplicemente connessi. Infatti, nei corpi semplicemente connessi le deformazioni regolari (descrivibili con funzioni monodrome, finite e continue insieme alle

(*) S. GALDABINI, Gruppo Nazionale di Studio della Fisica del C.N.R., Unità di Pavia; G. GIULIANI, Dipartimento di Fisica « A. VOLTA », Università di Pavia, Gruppo Nazionale di Studio della Fisica del C.N.R., Unità di Pavia.

loro derivate prime e seconde) sono completamente definite dagli sforzi di superficie e di volume. In tali corpi, inoltre, l'introduzione o l'asportazione di materia produce sempre una deformazione non regolare. Infine, un corpo semplicemente connesso e deformato regolarmente può sempre essere ricondotto « allo stato naturale mediante spostamenti finiti continui e monodromi dei suoi punti » [2a].

Viceversa, nei corpi moltiplicemente connessi una deformazione regolare è definita dagli sforzi e dalle sei costanti caratteristiche di ognuno dei tagli che sono necessari per ridurre lo spazio occupato dal corpo a semplicemente connesso. Inoltre, la riduzione a semplicemente connesso di un corpo moltiplicemente connesso e deformato regolarmente mediante opportune sezioni e ricostruzioni è caratterizzata dal fatto che « gli spostamenti dei suoi punti non saranno necessariamente monodromi », nel senso che, dopo la riduzione, esiste ancora « un sistema di spostamenti finiti continui e monodromi che corrispondono alla data deformazione », ma « i valori di questi spostamenti potranno non riattaccarsi con continuità lungo le dette sezioni » [2a]. Le sei costanti caratteristiche di ognuna delle sezioni necessarie per la riduzione non sono altro che le componenti dello spostamento rigido (tre per la traslazione e tre per la rotazione) subito dalle particelle situate dalle due parti di una sezione che prima del taglio si trovavano in contatto. Volterra definisce infine la « distorsione » come l'insieme delle operazioni necessarie per far passare un corpo elastico moltiplicemente connesso dallo stato naturale a quello di tensione, attraverso i seguenti passi: a) effettuazione delle sezioni che permettono la riduzione del corpo a semplicemente connesso; b) spostamento relativo delle due facce dei tagli; c) ripristino di connessione e continuità con eventuali aggiunte o soppressioni di materia.

Insomma: ogni stato di tensione di un corpo moltiplicemente connesso è interpretabile in termini di distorsioni che possono essere scomposte nel processo a), b), c). Il processo inverso riconduce il corpo allo stato naturale.

L'importanza di questi lavori di Volterra per la fisica dei solidi non si riduce al contributo, pur notevole, alla teoria dell'elasticità, ma può essere pienamente evidenziata solo richiamando, seppur brevemente, i problemi che, una trentina di anni dopo, i fisici dovettero affrontare in connessione con le proprietà plastiche dei solidi cristallini e il tipo di soluzione che ne emerse.

La deformazione plastica dei solidi poneva due problemi di fondo: a) la discrepanza tra il valore calcolato e quello osservato dello sforzo necessario per deformare plasticamente un cristallo (il rapporto fra i valori calcolati e osservati era dell'ordine di 10⁹); b) spiegare perché la deformazione plastica aumenta la resistenza dei cristalli a ulteriori deformazioni (strain hardening).

La chiave per la soluzione di questi problemi fu l'idea che lo scorrimento di una parte del cristallo rispetto all'altra avvenisse « not simultaneously over all atoms in the slip plane but over a limited region, which is propagated from side to side of the crystal in a finite time » [4]. Questa ipotesi, riducendo drasticamente il numero di atomi che si trovano contemporaneamente in posizione

energeticamente sfavorevole, comporta la riduzione dello sforzo necessario per la deformazione plastica. Nel 1934 tre autori (Taylor [4], Orowan [5] e Polany [6]) proposero indipendentemente il modello di un difetto lineare avente queste caratteristiche: la dislocazione a spigolo. (Un modello di difetto lineare era già stato proposto nel 1929 da Dehlinger [7]).

La connessione tra la dislocazione a spigolo e le distorsioni di Volterra appare chiaramente dal lavoro di Taylor. Siccome non si è in grado di trattare matematicamente la regione circostante la linea della dislocazione, « [...] it is necessary to imagine that the material is cut away round the actual centre. We may therefore suppose that our material is initially unstrained and that it contains a hole [...] » [4]. Taylor trasforma così il cristallo in un corpo moltiplicemente connesso e non sottoposto a tensioni apportando una regione cilindrica avente per asse la linea della dislocazione: se ora il corpo viene percorso dalla dislocazione in una direzione perpendicolare all'asse del cilindro sino alla superficie del cristallo si ottiene uno scorrimento di una parte del cristallo rispetto all'altra identico a quello che si sarebbe ottenuto introducendo un'opposta distorsione di Volterra. A questo punto Taylor può tranquillamente usare, per determinare la relazione sforzo-deformazione in regioni lontane dalla linea della dislocazione, in cui deve valere l'approssimazione elastica, la trattazione matematica di Volterra. L'approccio di Taylor, consistente nel suddividere il cristallo contenente una dislocazione in una regione circostante la linea della dislocazione in cui è necessaria una descrizione a livello atomico e in una seconda in cui vale l'approssimazione elastica, sarà una costante della teoria delle dislocazioni. Commentando la complementarità dei due punti di vista Friedel [8], nel 1979, aggiungeva: « Which aspect dominates a given physical property is still not always clear ».

Di carattere diverso sono i contributi italiani nel campo delle proprietà magnetiche dei materiali negli anni tra il 1925 e il 1940. Esistono alcuni lavori teorici (Carrelli, Brunetti e Gentile) su problemi aperti e attuali; essi però sono il frutto, se considerati nel contesto della produzione complessiva dei singoli autori, di un interesse episodico e senza seguito.

Abbiamo sinora preso in considerazione i lavori, tra loro connessi, di Carrelli [9] e della Brunetti [10]. I due lavori di Gentile [11, 12] di cui uno in collaborazione con Bloch e riguardanti il ferromagnetismo, verranno studiati successivamente. Per inquadrare i lavori di Carrelli e Brunetti è opportuno tenere presente che sul finire degli anni '20 si registra, nella comunità scientifica internazionale, un accresciuto interesse per le proprietà magnetiche della materia, sia a livello sperimentale che teorico, motivato dall'esigenza di migliorare la comprensione delle proprietà degli atomi e dagli stimoli provenienti dai settori produttivi, interessati allo sviluppo di materiali con proprietà magnetiche definite.

Antonio Carrelli e Rita Brunetti operanti in quegli anni rispettivamente a Napoli e Ferrara (il primo come assistente e la seconda come professore straordinario), si occupano delle proprietà paramagnetiche degli elementi del primo

gruppo di transizione. Carrelli affronta il problema con la radicata convinzione di trovare risultati analoghi a quelli riportati un anno prima da Cabrera [13] per gli ioni delle terre rare. Carrelli utilizza il modello vettoriale dell'atomo sviluppato a partire dal lavoro di Landé del 1923 e basato sull'idea che il momento angolare totale dell'atomo deriva dalla somma di quello degli elettroni dell'orbita esterna con quello degli elettroni interni (« resto atomico »). Carrelli ignora che l'introduzione dello spin dell'elettrone (novembre 1925) impone una radicale revisione dell'approccio alle proprietà magnetiche dell'atomo. Carrelli ottiene una dipendenza del numero di magnetoni associati a ciascun atomo dal numero atomico che presenta una doppia periodicità, qualitativamente simile a quella ottenuta sperimentalmente da Cabrera per gli ioni delle terre rare. Carrelli è consapevole del fatto che i dati sperimentali disponibili sugli ioni del gruppo del ferro non concordano neppure qualitativamente con quelli da lui ottenuti. Carrelli attribuisce tuttavia questa discrepanza al fatto che i dati sperimentali sono stati ottenuti su ioni in soluzione, come del resto quelli sugli ioni delle terre rare. Ma, commenta Carrelli, « [...] in tal caso le orbite producono il paramagnetismo ad uno strato molto profondo ». Carrelli indica qui una differenza nella struttura elettronica dei due gruppi di elementi che si rivelerà essenziale per la comprensione delle loro proprietà paramagnetiche. Gli sfugge tuttavia che proprio la sua giustificazione del diverso comportamento degli ioni dei due gruppi di elementi in soluzione esige una spiegazione non banale delle proprietà paramagnetiche degli ioni del gruppo del ferro in soluzione o in composti solidi.

È questo il problema che affronta la Brunetti nel 1929 in un contesto profondamente mutato dallo sviluppo delle conoscenze verificatosi nei due anni o poco più trascorsi dal lavoro di Carrelli. Il contesto è cambiato perché lo spin dell'elettrone con l'associato momento magnetico fa ora parte dello schema interpretativo; ma anche perché una serie di lavori hanno avviato il problema verso la soluzione. Tra questi quelli di Hund (1925, citato alla fine del suo articolo da Carrelli), di Laporte e Sommerfeld (1927), di Bose (1927) e di Van Vleck (1928) [14]. Hund aveva ricavato, prima dell'introduzione dello spin, una formula che esprimeva il numero dei magnetoni P associato a uno ione o atomo in funzione del numero quantico j , nell'ipotesi che la separazione energetica fra i livelli di multipletto fosse grande rispetto a KT e fosse quindi possibile assumere che tutti gli atomi o ioni si trovino nello stato energeticamente più basso:

$$P = g(j(j+1))^{1/2} \quad (1)$$

ove g è il fattore di Landé (Hund in realtà, come molti autori di allora, usava come unità di misura del momento magnetico il magnetone di Weiss pari a $1/4.97$ magnetoni di Bohr. Nella formula di Hund al secondo membro appare quindi un fattore 4.97. Dopo l'introduzione dello spin la formula di Hund viene reinterpretata nei termini in cui la conosciamo oggi). I valori calcolati da Hund per gli ioni delle terre rare sono in buon accordo con i dati sperimentali ad ecce-

zione di quelli riguardanti gli ioni Eu^{3+} e Sm^{3+} . Hund suggerisce che queste eccezioni sono probabilmente dovute al fatto che l'assunzione di energie di separazione dei livelli di multipletto molto grandi rispetto a KT non è in questi casi giustificata. Laporte e Sommerfeld da un lato e Van Vleck dall'altro affrontano il problema nella sua generalità e ottengono una espressione per P valida in ogni caso, facendo così rientrare l'anomalia degli ioni di Eu e Sm. L'espressione ottenuta da Van Vleck assume una forma semplice nei casi estremi in cui l'energia di separazione fra i livelli di multipletto è molto grande o molto piccola rispetto a KT . Nel primo caso si ritrova la formula di Hund (1), nell'altro la formula:

$$P = (4s(s+1) + l(l+1))^{1/2} \quad (2)$$

(la formula ottenuta da Laporte e Sommerfeld differisce di poco da questa). s ed l sono i numeri quantici di spin e di momento angolare orbitale che individuano il multipletto. È questa l'espressione che dovrebbe valere per gli ioni del gruppo del ferro. Tuttavia essa non si accorda in modo soddisfacente con i dati sperimentali. Per completare il quadro della situazione che la Brunetti si trova di fronte bisogna aggiungere che Bose aveva osservato come i dati sulla suscettività paramagnetica degli ioni del gruppo del ferro potessero essere descritti, almeno qualitativamente, dalla formula:

$$P = (s(s+1))^{1/2} \quad (3)$$

senza peraltro fornire alcuna giustificazione del fatto di ignorare il contributo al momento magnetico del momento angolare orbitale.

La Brunetti parte dall'ipotesi che l'effetto del campo elettrico degli atomi o ioni circostanti lo ione paramagnetico in una soluzione o in un composto sia quello di spezzare l'accoppiamento fra i momenti angolari orbitali e di spin, « [...] cosicché non si ha più ragione di tener conto del vettore corrispondente al numero quantico l risultante dei due ». La Brunetti propone quindi un modello in cui, applicando un campo magnetico esterno, il momento magnetico orbitale dello ione forma con la direzione del campo un angolo determinato dall'interazione con il campo elettrico dovuto agli atomi circostanti; il momento magnetico di spin è invece libero di orientarsi nel campo magnetico esterno. Supponendo che i momenti orbitali abbiano rispetto al campo magnetico esterno una orientazione casuale, la Brunetti ottiene per il numero di magnetoni l'espressione:

$$P = (4s(s+1) + (1/3)l(l+1))^{1/2} \quad (4)$$

e aggiunge: « Non escludiamo che per particolare distribuzione degli ioni nella molecola si possa avere un contributo più grande o più piccolo di $(1/3)l(l+1)$ da parte delle orbite elettroniche ».

L'interesse di questo lavoro è rappresentato dal fatto che viene avanzata un'ipotesi che permette di tenere conto solo parzialmente del contributo del

momento orbitale. Un'ipotesi analoga viene avanzata indipendentemente e contemporaneamente da Stoner [19]: il campo elettrico dovuto agli atomi circostanti lo ione paramagnetico fa sì che « [...] the moment only may be quantized with respect to an external field H . The interaction field may be approximately regarded as a virtual magnetic field with direction distributed at random ». Stoner semplifica ulteriormente il suo modello supponendo che per metà degli ioni paramagnetici il campo magnetico virtuale sia diretto come il campo magnetico esterno e per l'altra metà sia diretto in senso opposto. Sulla base dei calcoli effettuati con questo modello Stoner ritiene che in generale il numero dei magnetoni associati a ogni ione possa essere espresso dalla formula:

$$P = (4s(s+1) + f(KT/\mu H_s) / (f+1))^{1/2} \quad (5)$$

ove H_s è il campo magnetico virtuale, μ il momento magnetico orbitale e il valore della funzione f varia da 0 a 1. Questa espressione, più flessibile di quella della Brunetti, si riduce alla (2) in assenza di interazione e alla (3) nel caso in cui l'intenzione è forte, rappresentando anche tutte le situazioni intermedie. I dati sperimentali sono compresi fra le due curve.

Il lavoro di Stoner, rispetto a quello della Brunetti, è più sistematico, più attento agli aspetti fisici del problema che non a quelli formali e da esso traspare la grande familiarità dell'autore con la materia trattata. Resta tuttavia il fatto che l'ipotesi di fondo e i risultati cui pervengono i due autori sono sostanzialmente gli stessi. Ma mentre il lavoro di Stoner venne a viene riconosciuto come quello che precorse la concezione del « quenching » del momento angolare, il lavoro della Brunetti rimase totalmente ignorato.

Dei contributi sperimentali italiani sulle proprietà magnetiche dei solidi abbiamo sinora preso in considerazione quelli di Angelo Drigo e Giulia Allocchio [16] allora (1932-34) operanti a Padova. Si tratta di una serie di lavori sulla conducibilità elettrica di materiali ferromagnetici policristallini sottoposti a trattamenti termici, meccanici ed elastici, campi magnetici longitudinali e trasversali rispetto alla direzione della corrente, cicli di isteresi. Questi lavori sono motivati come confronto ed estensione di quelli condotti negli anni appena precedenti (1931-32) da Gerlach [17] su monocristalli. Lo scopo dichiarato è il tentativo di spiegare « [...] l'intimo meccanismo che regge la magnetizzazione dei ferromagnetici [...] », legando le variazioni di resistenza a « [...] modificazioni di orientazione del vettore magnetizzazione spontanea all'interno dei singoli domini elementari ». I metodi sperimentali sono descritti con grande accuratezza, l'elaborazione matematica è praticamente inesistente. I lavori raggiungono una certa unificazione nella interpretazione dei fenomeni studiati.

Sebbene rimangano ancora fuori dalla nostra analisi i due lavori di Gentile, un paio di lavori di C. Chioldi e poco altro, riteniamo che il quadro emergente sia, nelle sue linee essenziali, definito e omogeneo al contesto istituzionale di quel periodo [1]. Vorremmo sottolineare solo alcuni elementi. Innanzitutto l'esiguità dell'apporto italiano dovuto alla scarsità di investimenti umani e mate-

riali. In secondo luogo la tendenza da parte dei ricercatori a cambiare frequentemente campo di ricerca: se da un lato essa dimostra capacità di seguire l'evoluzione delle conoscenze è dall'altro anche il riflesso della mancanza di progettualità di ampio respiro. Infine l'isolamento: esso è in parte dovuto al fatto che la quasi totalità dei lavori veniva pubblicata in italiano e su riviste poco lette all'estero. Ma la sua radice profonda va ricercata nella marginalità complessiva della ricerca fisica dell'Italia di allora. Illuminante è, a questo proposito, l'episodio del lavoro della Brunetti, prodotto di tutti i fattori sopra ricordati.

[1] V. Brunetti, *Rivista di Fisica*, vol. 1, no. 1, 1952, pag. 1.

[2] V. Brunetti, *Rivista di Fisica*, vol. 1, no. 2, 1952, pag. 1.

[3] J. Wigner, *Rivista di Fisica*, vol. 1, no. 3, 1952, pag. 1.

[4] G. Segrè, *Rivista di Fisica*, vol. 1, no. 4, 1952, pag. 1.

[5] E. Fermi, *Rivista di Fisica*, vol. 1, no. 5, 1952, pag. 1.

[6] M. Gell-Mann, *Rivista di Fisica*, vol. 1, no. 6, 1952, pag. 1.

[7] E. Fermi, *Rivista di Fisica*, vol. 1, no. 7, 1952, pag. 1.

[8] A. Salam, *Rivista di Fisica*, vol. 1, no. 8, 1952, pag. 1.

[9] M. Gell-Mann, *Rivista di Fisica*, vol. 1, no. 9, 1952, pag. 1.

[10] E. Fermi, *Rivista di Fisica*, vol. 1, no. 10, 1952, pag. 1.

[11] E. Fermi, *Rivista di Fisica*, vol. 1, no. 11, 1952, pag. 1.

[12] G. Segrè, *Rivista di Fisica*, vol. 1, no. 12, 1952, pag. 1.

[13] A. Salam, *Rivista di Fisica*, vol. 1, no. 13, 1952, pag. 1.

[14] J. Wigner, *Rivista di Fisica*, vol. 1, no. 14, 1952, pag. 1.

[15] E. Fermi, *Rivista di Fisica*, vol. 1, no. 15, 1952, pag. 1.

[16] M. Gell-Mann, *Rivista di Fisica*, vol. 1, no. 16, 1952, pag. 1.

[17] E. Fermi, *Rivista di Fisica*, vol. 1, no. 17, 1952, pag. 1.

BIBLIOGRAFIA

- [1] S. GALDABINI, G. GIULIANI, *Atti del V Congresso Nazionale di Storia della Fisica*, ROMA 1984.
- [2] [2a] V. VOLTERRA, *Rendiconti Accad. Lincei*, 14, 1905, 127, 193, 329, 431;
[2b] V. VOLTERRA, *Ann. Ecole Norm.*, 24, 1907, 401.
- [3] J. WEINGARTEN, *Rendiconti Accad. Lincei*, 10, 1901, 57.
- [4] G. I. TAYLOR, *Proc. Roy. Soc.*, A145, 1934, 362.
- [5] E. OROWAN, *Zs. Phys.*, 89, 1934, 614, 635.
- [6] M. POLANY, *Zs. Phys.*, 89, 1934, 660.
- [7] U. DEHLINGER, *Ann. d. Phys.*, 7, 1929, 2, 749.
- [8] J. FRIEDEL, *Dislocations in Solids*, North-Holland, Amsterdam 1979, vol. I, 3.
- [9] A. CARRELLI, *Rendiconti Accad. Lincei*, 4, 1926, 569.
- [10] R. BRUNETTI, *Rendiconti Accad. Lincei*, 9, 1929, 754.
- [11] F. BLOCH, G. GENTILE, *Zs. f. Phys.*, 70, 1931, 395.
- [12] G. GENTILE, *N. Cim.*, 11, 1934, 20.
- [13] B. CABRERA, *J. Phys.*, 6, 1925, 273.
- [14] Tutti questi lavori sono citati da STONER [15]. Rimandiamo a questo riferimento per i dettagli bibliografici.
- [15] E. C. STONER, *Phil. Mag.*, 8, 1929, 250.
- [16] G. ALOCCO, *N. Cim.*, 9, 1932, 153; A. DRIGO, *N. Cim.*, 9, 1932, 201; *N. Cim.*, 10, 1933, 172; G. ALOCCO, *N. Cim.*, 10, 1933, 355; G. ALOCCO, A. DRIGO, *N. Cim.*, 11, 1934, 224.
- [17] W. GERLACH, *Zs. Phys.*, 39, 1930, 847; *Ann. d. Phys.*, 8, 1931, 649.