

Přelom 19. a 20. století

REVOLUCE (NEJEN) VE FYZICE

Přelom 19. a 20. století

Calude Debussy, La mer (1903)

<https://www.youtube.com/watch?v=ZoRSTRwGUSY>



Claud Monet (Etretat, 1883)

Přelom 19. a 20. století



Edouard Manet (1882)

Přelom 19. a 20. století



Georges Braque
(1910, Violin and
Candlestick)

Přelom 19. a 20. století (elektron a záření)

Klasická teorie elektronu

PHILOSOPHICAL MAGAZINE
AND
JOURNAL OF SCIENCE.

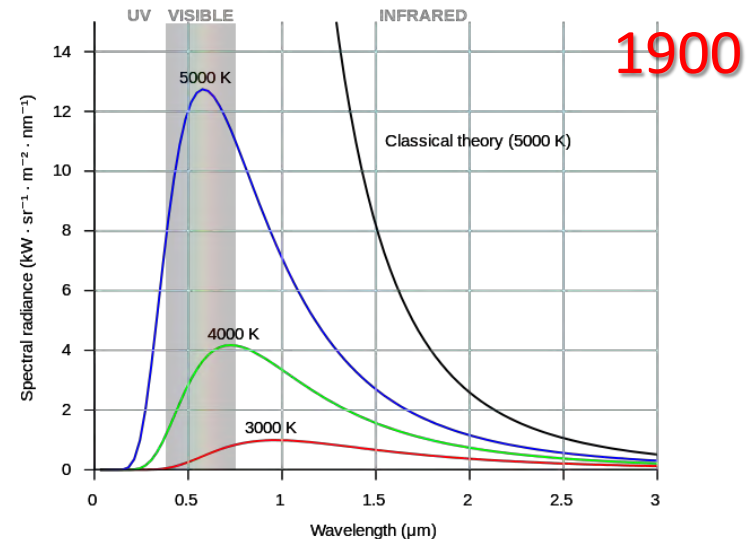
[FIFTH SERIES.]

OCTOBER 1897.

XL. *Cathode Rays*. By J. J. THOMSON, M.A., F.R.S.,
*Cavendish Professor of Experimental Physics, Cambridge**.

THE experiments † discussed in this paper were undertaken in the hope of gaining some information as to the nature of the Cathode Rays. The most diverse opinions are

Záření černého tělesa



Fotoelektrický jev

1905

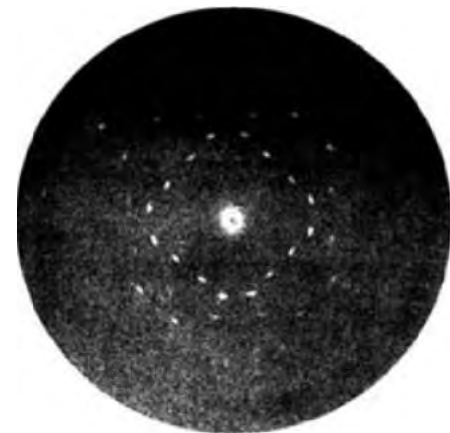
6. Über einen
*die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes
betreffenden heuristischen Gesichtspunkt;*
von A. Einstein.

Zwischen den theoretischen Vorstellungen, welche sich die Physiker über die Gase und andere ponderable Körper gebildet haben, und der Maxwell'schen Theorie der elektromagnetischen Prozesse im sogenannten leeren Raume besteht ein tiefgreifender formaler Unterschied. Während wir uns

X paprsky

1895

1912



Přelom 19. a 20. století (elektron a záření)

Klasická teorie elektronu

Záření černého tělesa

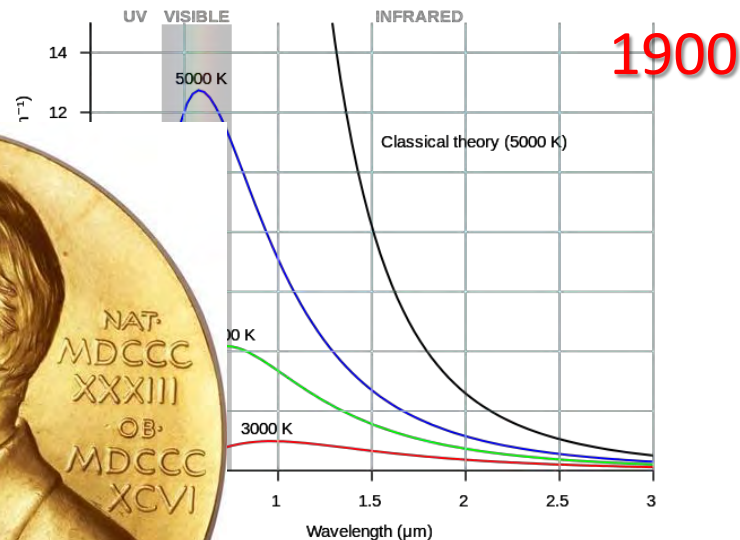
PHILOSOPHICAL MAGAZINE
AND
JOURNAL OF SCIENCE

[FIFTH SERIES.]

OCTOBER 1897.

XL. Cathode Rays. By J. J. THOMSON, M.A.
Cavendish Professor of Experimental Physics, C.

THE experiments † discussed in this paper were
in the hope of gaining some information
nature of the Cathode Rays. The most diverse of



Fotoelektrický jev

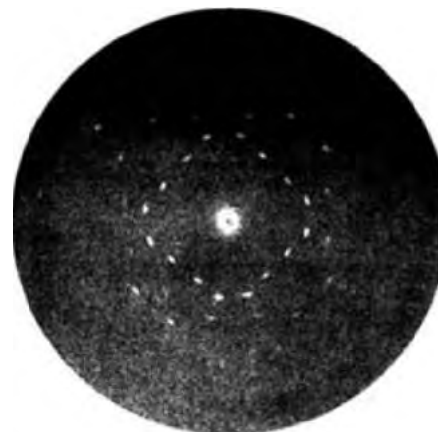
orsky

6. Über einen
die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes
betreffenden heuristischen Gesichtspunkt;
von A. Einstein.

Zwischen den theoretischen Vorstellungen, welche sich die
Physiker über die Gase und andere ponderable Körper ge-
bildet haben, und der Maxwellschen Theorie der elektro-
magnetischen Prozesse im sogenannten leeren Raume besteht
ein tiefgreifender formaler Unterschied. Während wir uns

1895

1912



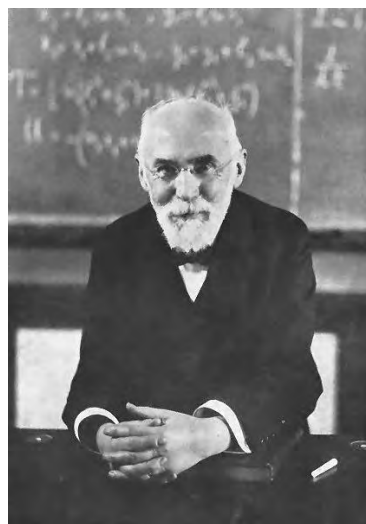
Přelom 19. a 20. století

Klasická teorie elektronu

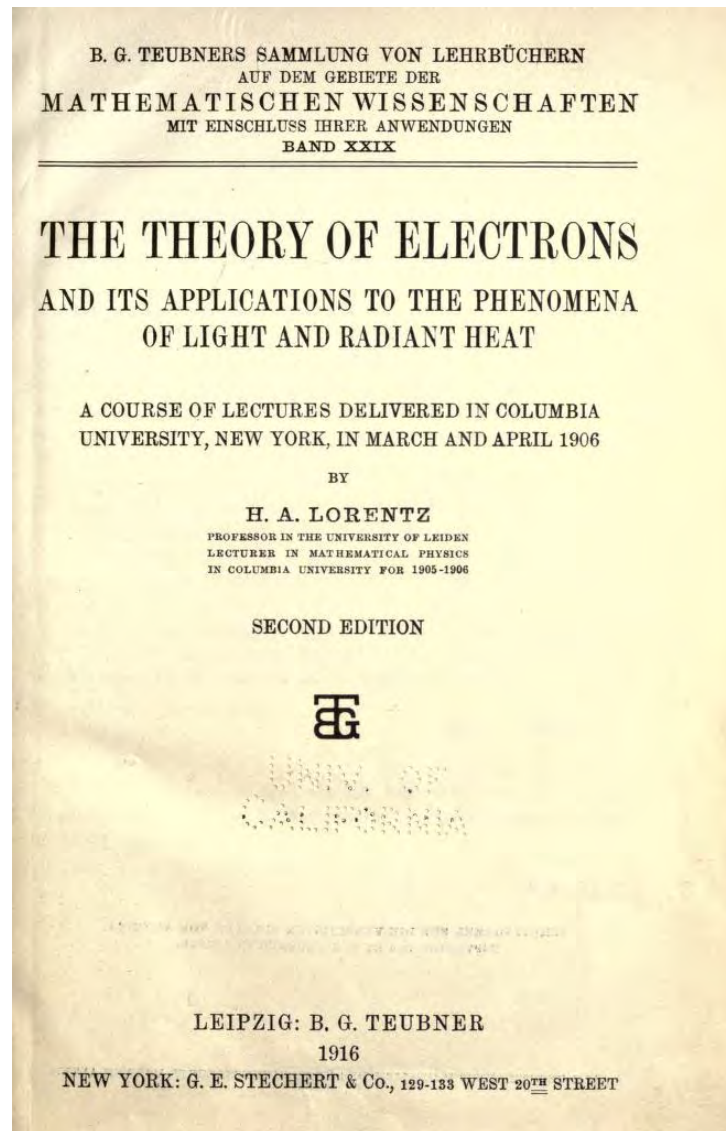
1897:
objev elektronu



Joseph John
Thomson
(1856-1940)
NC 1906



Hendrik Antoon
Lorentz
(1853-1928)
NC 1902



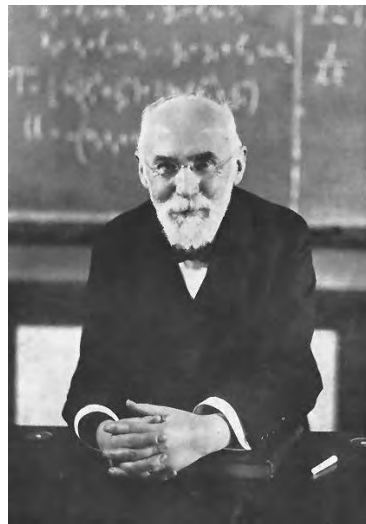
Přelom 19. a 20. století

Klasická teorie elektronu

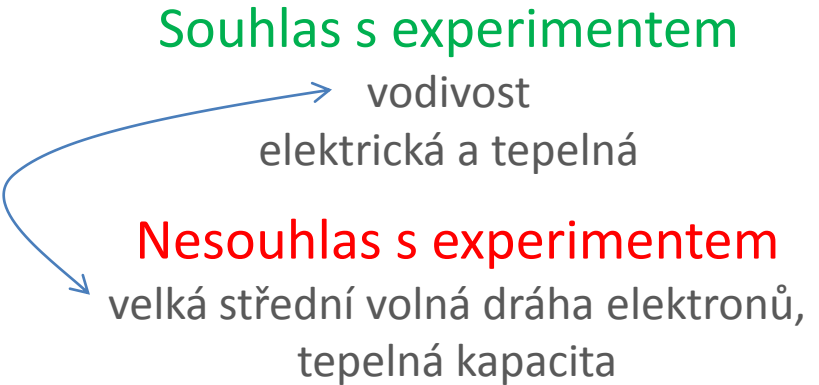
1897:
objev elektronu



Joseph John
Thomson
(1856-1940)
NC 1906



Hendrik Antoon
Lorentz
(1853-1928)
NC 1902



Paul Drude
(1863-1906)

Drudeho model
pro kovy
(1900)
Inspirace kinetickou
teorií plynů,
místo molekul
elektrony

PŘIPOMENUTÍ: vodivost kovů

HRW2 kap. 26

Drudeho teorie (1900)

566

Ann. Phys. **306**, 1900,

11. *Zur Elektronentheorie der Metalle;*
von **P. Drude.**

I. Teil.

Dass die Elektrizitätsleitung der Metalle ihrem Wesen nach nicht allzu verschieden von der der Elektrolyte sei, insofern der elektrische Strom durch den Transport kleiner elektrischer Teilchen bewirkt wird, ist eine Anschauung, welche von W. Weber zuerst ausgesprochen und später von Giese¹⁾ weiter durchgeführt ist. Ich will diese elektrischen Teilchen im Anschluss an neuere Bezeichnungen *Elektronen*, oder (um einen bequemeren Ausdruck zu haben) *elektrische Kerne*, oder auch kurz *Kerne* nennen. Den Ausdruck *Corpuskeln* oder *Ionen* möchte ich vermeiden, da mit beiden Ausdrücken die Anschauung verbunden ist, dass die elektrischen Teilchen auch eine gewisse, wenn auch sehr kleine ponderable Masse mit sich führen. Ich glaube, es ist zweckmässiger, wenn der Ausdruck „Ionen“ für die Aggregate elektrischer Kerne und ponderabler Masse reservirt bleibt, welche wir in den Elektrolyten antreffen.

Ob ein Elektron eine sehr kleine ponderable Masse mit sich führt, oder nicht, lassen wir vorläufig unentschieden. Ich will nur gleich hier bemerken, dass es durchaus nicht nötig ist, einem Elektron ponderable Masse beizulegen, um ihm trotzdem eine gewisse kinetische Energie seiner Bewegung zuzuschreiben und eine Trägheit für Bewegungsänderungen, wie sie z. B. aus den Ablenkungen der Kathodenstrahlen im Magnetfeld und aus den optischen Eigenschaften der Metalle hervorgeht. Da jedes bewegte Elektron einen elektrischen Strom repräsentirt, welcher eine gewisse Anzahl magnetischer Kraftlinien im umgebenden Aether erzeugt, so müssen bei Antrieben, welche Richtung und Grösse der Geschwindigkeit des Elektrons zu ändern suchen, entgegenstehende Kräfte einsetzen, welche durch die Veränderung der vom bewegten Elektron hervor-

1) W. Giese, *Wied. Ann.* **37**, p. 576. 1889.

$$v_d = a\tau = \frac{eE}{m}\tau$$

$$j = env_d$$

$$j = \frac{e^2 n \tau}{m} E$$

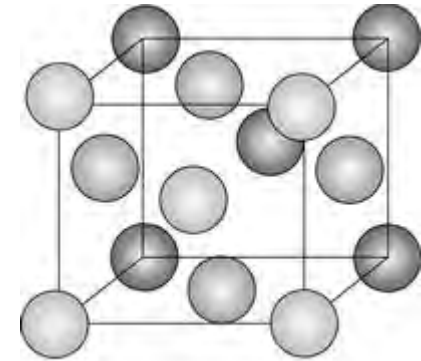
$$\sigma = \frac{e^2 n \tau}{m}$$

(měrná vodivost)
konduktivita

PŘIPOMENUTÍ: vodivost kovů

HRW2 kap. 26

Drudeho teorie (1900)



$$a \approx 10^{-8} \text{ cm}$$

$$v_d = a\tau = \frac{eE}{m} \tau$$

$$j = env_d$$

$$j = \frac{e^2 n \tau}{m} E$$

$$\sigma = \frac{e^2 n \tau}{m}$$

(měrná vodivost)
konduktivita

$$\tau(300 \text{ K}) \approx 10^{-14} \text{ s} \quad (l \approx 10^{-6} \text{ cm})$$

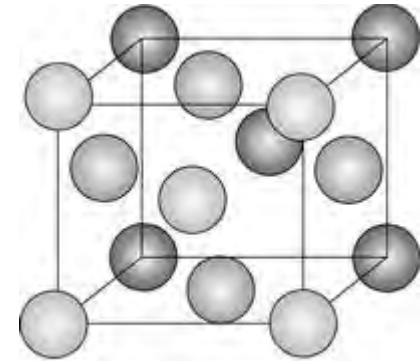
$$\tau(4 \text{ K}) \approx 10^{-9} \text{ s} \quad (l \approx 10^{-1} \text{ cm})$$

Nesoulad s klasickou fyzikou

PŘIPOMENUTÍ: vodivost kovů

HRW2 kap. 26

Drudeho teorie (1900)



$$a \approx 10^{-8} \text{ cm}$$

$$v_d = a\tau = \frac{eE}{m} \tau$$

$$j = env_d$$

$$j = \frac{e^2 n \tau}{m} E$$

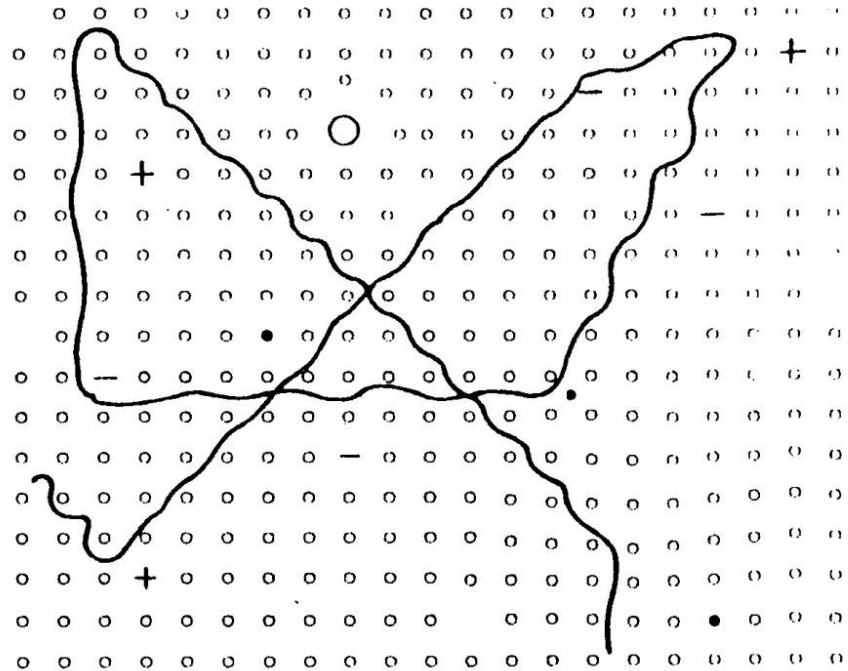
$$\sigma = \frac{e^2 n \tau}{m}$$

$$\tau(300 \text{ K}) \approx 10^{-14} \text{ s} \quad (l \approx 10^{-6} \text{ cm})$$

$$\tau(4 \text{ K}) \approx 10^{-9} \text{ s} \quad (l \approx 10^{-1} \text{ cm})$$

Až po roce 1926 (Schrödinger, Pauli):
Elektron není kulička,
ale vlna „namodulovaná“ na potenciál mřížky!
K rozptylu elektronu dochází kvůli porušení periodicity mřížky.

PŘIPOMENUTÍ: vodivost kovů



Track of an electron

Fig. 1.10. This picture is intended to suggest the motion of an electron through a crystal lattice. The wavefunction of the electron fits the regular lattice, so the electron is not scattered from the lattice atoms, but may be scattered from some irregularity. In the picture there are 7 ionized impurities, 2 vacancies, 1 neutral impurity, 1 interstitial atom, and a phonon that can best be seen by viewing the picture from the side.

$$\sigma = \frac{e^2 n \tau}{m}$$

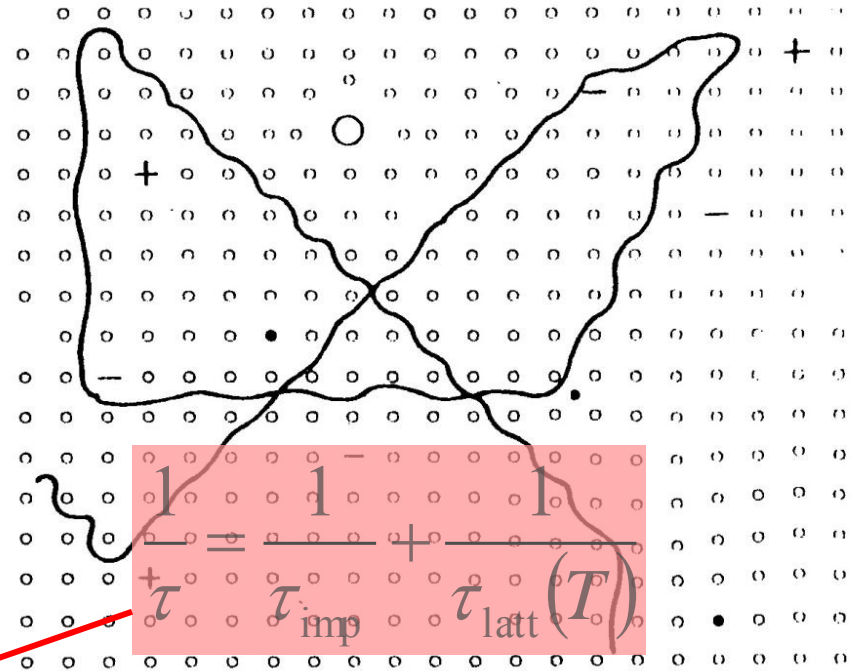
Až po roce 1926 (Schrödinger, Pauli):
Elektron není kulička,
ale vlna „namodulovaná“ na potenciál mřížky!
K rozptylu elektronu dochází kvůli porušení periodicity mřížky.

PŘIPOMENUTÍ: vodivost kovů

Matthiessenovo pravidlo,
1863 (pro resistivitu kovů)

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \rho_{\text{imp}} + \rho_{\text{latt}}(T)$$

$$\sigma = \frac{e^2 n \tau}{m}$$



Track of an electron

Fig. 1.10. This picture is intended to suggest the motion of an electron through a crystal lattice. The wavefunction of the electron fits the regular lattice, so the electron is not scattered from the lattice atoms, but may be scattered from some irregularity. In the picture there are 7 ionized impurities, 2 vacancies, 1 neutral impurity, 1 interstitial atom, and a phonon that can best be seen by viewing the picture from the side.

Až po roce 1926 (Schrödinger, Pauli):
Elektron není kulička,
ale vlna „namodulovaná“ na potenciál mřížky!
K rozptylu elektronu dochází kvůli porušení periodicity mřížky.

Přelom 19. a 20. století

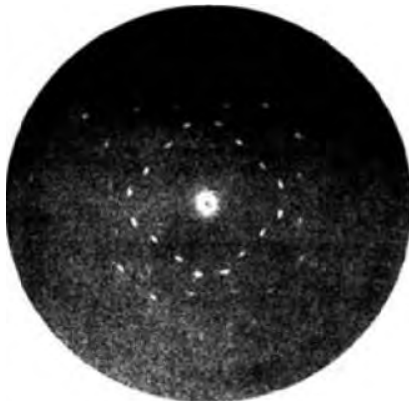
X paprsky



1895 objev X paprsků
(Würzburg)



Wilhelm C. Röntgen
(1845-1923)
1. NC 1901



1912 objev difrakce
rentgenových paprsků
na krystalech

(v Mnichově,
A. Sommerfeld,
W. Röntgen ...)



Max von Laue
(1879-1960)
NC 1914

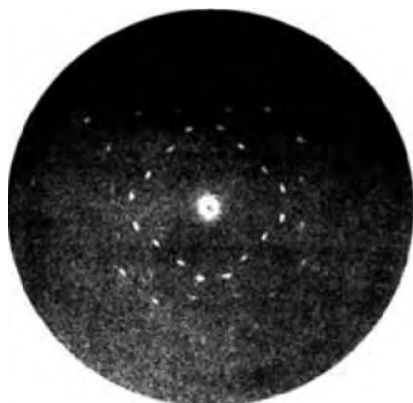
W. Friedrich, P. Knipping, M. Laue, Sitzungsberichte der Königlich Bayerischen Akademie der Wissenschaften 303 (1912), republished later in Annalen der Physik **41**, 971 (1913)

Přelom 19. a 20. století

X paprsky

Dva objevy v jednom experimentu

- ❑ prokázání periodické struktury látek
- ❑ důkaz, že X paprsky jsou elektromagnetické vlny o krátké vlnové délce



1912 objev difrakce rentgenových paprsků na krystalech

(v Mnichově,
A. Sommerfeld,
W. Röntgen)

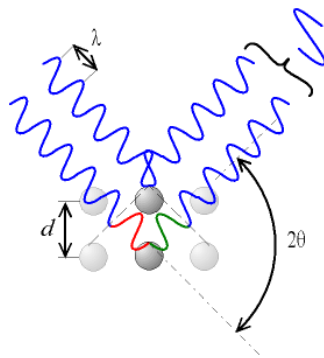


Max von Laue
(1879-1960)
NC 1914

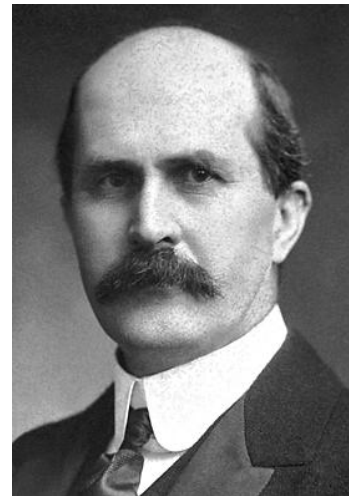
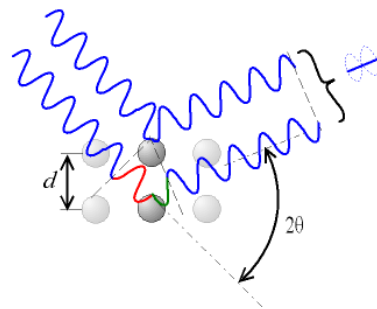
W. Friedrich, P. Knipping, M. Laue, Sitzungsberichte der Königlich Bayerischen Akademie der Wissenschaften 303 (1912), republished later in Annalen der Physik **41**, 971 (1913)

Přelom 19. a 20. století

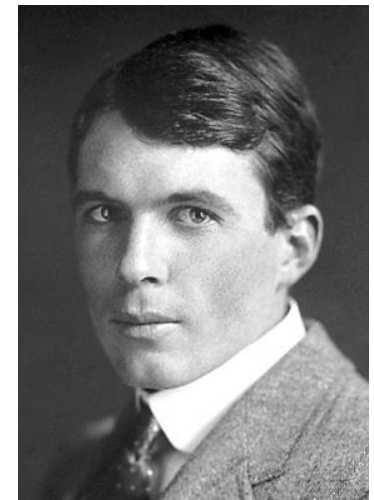
X paprsky



$$2d \sin \theta = n\lambda$$

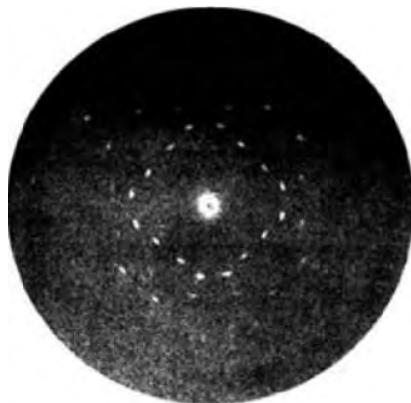


Sir William H. Bragg
(1862-1942)



William L. Bragg
(1890-1971)

NC 1915 za výzkum struktury krystalů pomocí rtg paprsků



1912 objev difrakce
rentgenových paprsků
na krystalech

(v Mnichově,
A. Sommerfeld,
W. Röntgen)



Max von Laue
(1879-1960)
NC 1914

W. Friedrich, P. Knipping, M. Laue, Sitzungsberichte der Königlich Bayerischen Akademie der Wissenschaften 303 (1912), republished later in Annalen der Physik **41**, 971 (1913)

PŘIPOMENUTÍ: Difrakce rtg záření

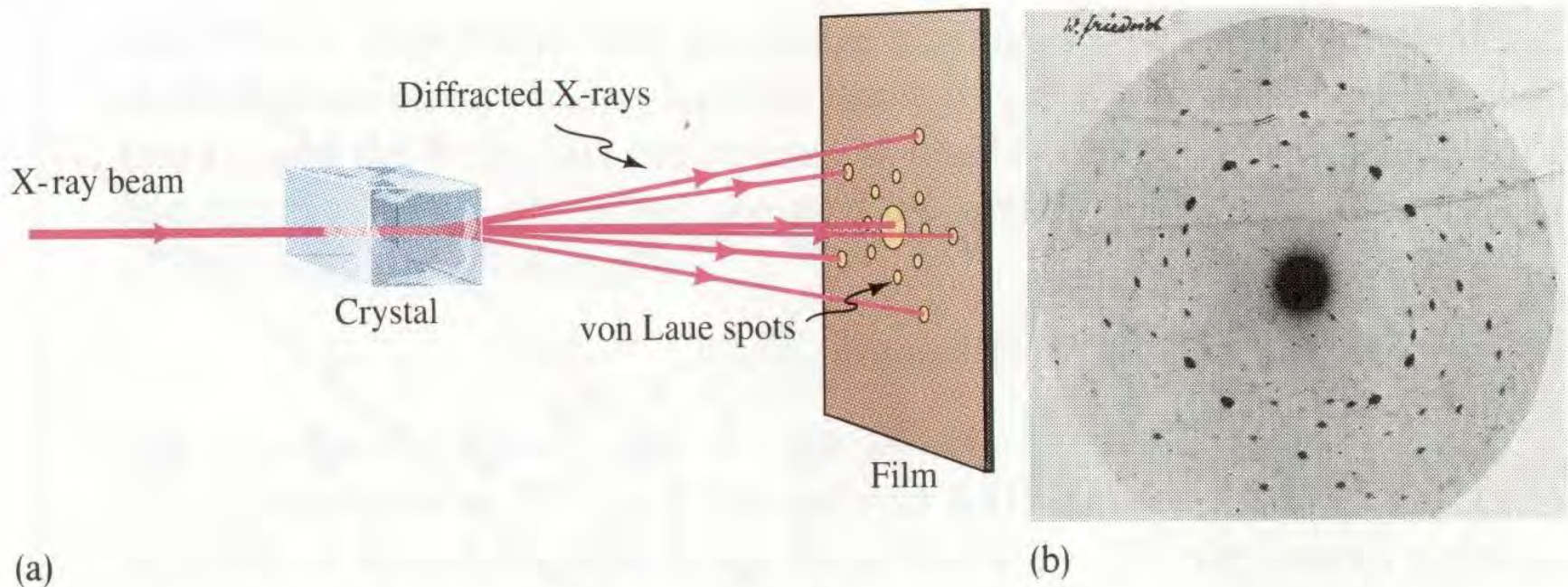
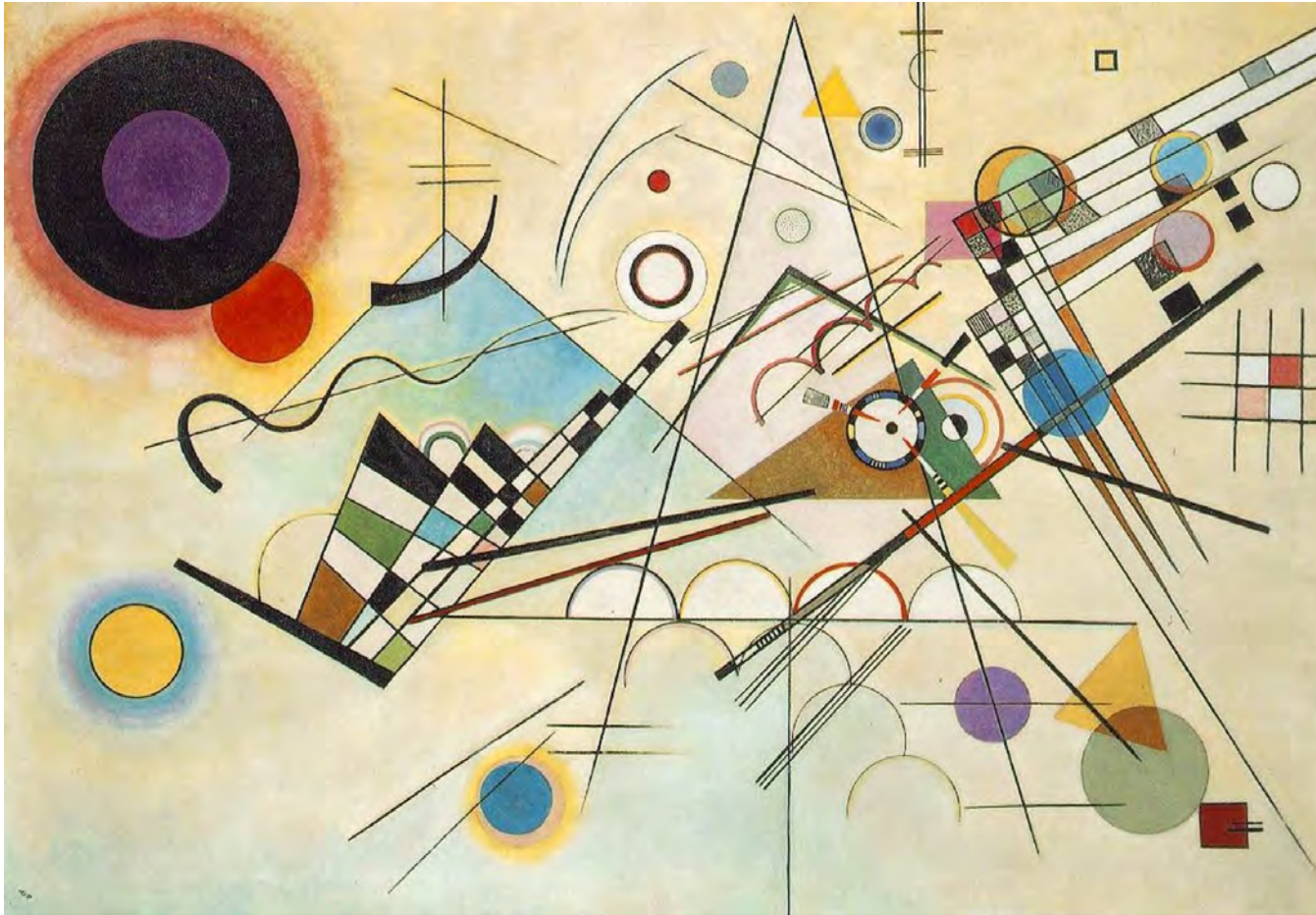


FIGURE 39–22 (a) Schematic diagram of the von Laue experiment for the diffraction of X-rays. (b) Von Laue spots in one of the first X-ray diffraction patterns. The large spot is undiffracted radiation.

Polovina 20. let 20. století

Arnold Schönberg,
Variationen für Orchester (1926/28)

<https://www.youtube.com/watch?v=u6BzLwHLKis>



Vasilij Kandinskij (1928, Kompozice)

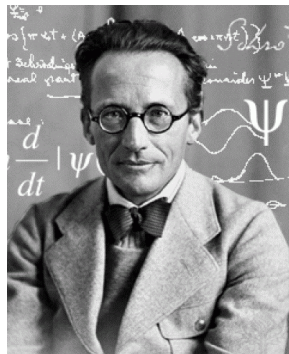
Polovina 20. let 20. století

Kvantová mechanika



1925 maticová
mechanika

Werner Heisenberg
(1901-1976) NC 1932



1926 $\hat{H}\psi = E\psi$

Erwin Schrödinger
(1887-1961) NC 1933



1930 Principles
of Quantum
Mechanics

Paul Dirac
(1902-1984) NC 1933



1925

George Uhlenbeck
(1900-1988)
Samuel Goudsmit
(1902-1978)



1924
1925 vylučovací
princíp

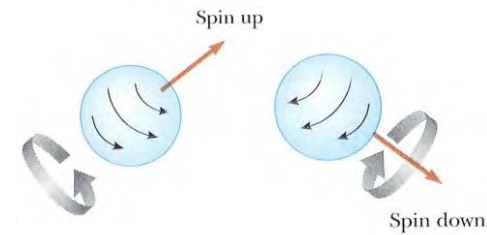
Wolfgang Pauli
(1900-1958) NC 1945



1925 Fermiho-
-Diracova
statistika

Enrico Fermi
(1901-1954) NC 1938

Spin

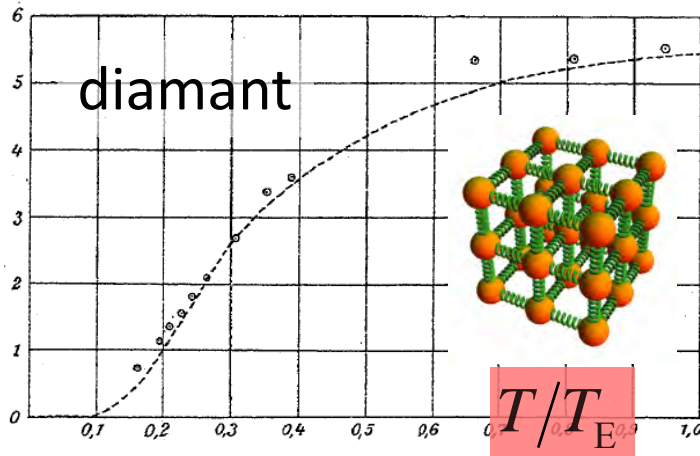


MODERNÍ FYZIKA PEVNÝCH LÁTEK

je založena na kvantové teorii
(i když používá také klasickou fyziku)

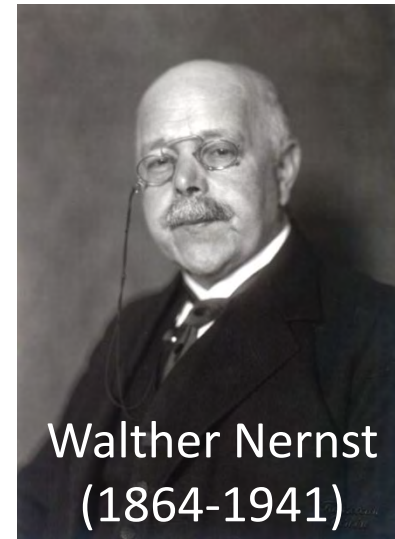
První užití kvantové teorie ve fyzice pevných látek

Tepelná kapacita (mřížky) při nízkých teplotách



Termodynamické úvahy
(3. zákon termodynamiky)
a experimenty

$$C \neq Nk_B$$



Walther Nernst
(1864-1941)

NC chemie 1920

9. *Die Plancksche Theorie der Strahlung und
die Theorie der spezifischen Wärme;
von A. Einstein.*



1907

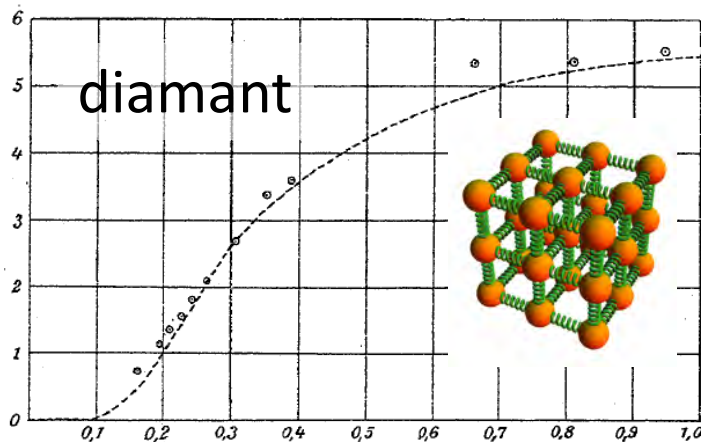
kvantové
výpočty

$$E(k) = \hbar\omega_E$$

$$\hbar\omega_E = k_B T_E$$

První užití kvantové teorie ve fyzice pevných látek

Tepelná kapacita (mřížky) při nízkých teplotách



9. Die Plancksche Theorie der Strahlung und die Theorie der spezifischen Wärme; von A. Einstein.



1907

$$E(k) = \hbar\omega_E$$

$$C_V = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V$$

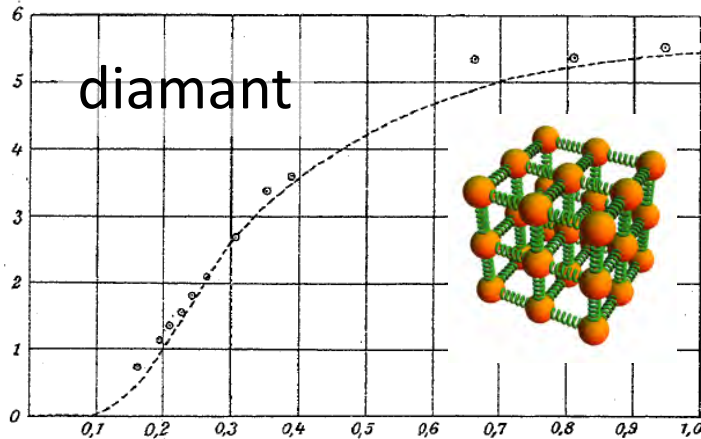
$$U = \langle E \rangle = \frac{\sum_{n=0}^{\infty} n\hbar\omega_E \exp(-n\hbar\omega_E\beta)}{\sum_{n=0}^{\infty} \exp(-n\hbar\omega_E\beta)}$$

kvantové výpočty

$$\beta =: \frac{1}{k_B T}$$

První užití kvantové teorie ve fyzice pevných látek

Tepelná kapacita (mřížky) při nízkých teplotách



9. *Die Plancksche Theorie der Strahlung und die Theorie der spezifischen Wärme;*
von A. Einstein.



1907

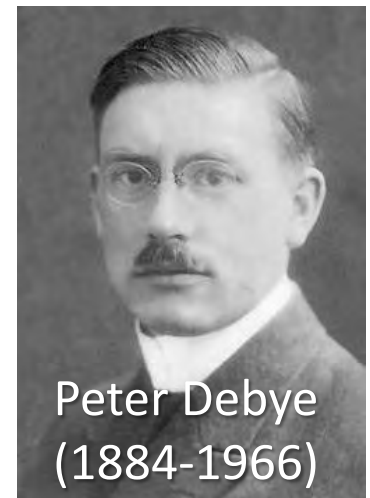
$$E(k) = \hbar \omega_E$$

kvantové
výpočty

1912

$$E(k) = v_z k$$

NC chemie 1936



Einsteinův model

Tepelná kapacita látek a rozvoj kvantové teorie

Na přelomu 19. a 20. století bylo experimentálně zjištěno, že tepelná kapacita látek je při nízkých teplotách výrazně menší, než předpovídá Dulongův-Petitův zákon, a se snižující se teplotou klesá k nule. Tento z pohledu klasické fyziky nevysvětlitelný poznatek zdůvodnil na základě předpokladu, že energie harmonického oscilátoru je kvantována, A. Einstein (1907). Tento (pro praxi významný) výsledek zaujal předního fyzikálního chemika W. Nersta do té míry, že přesvědčil bohatého belgického průmyslníka v oblasti technické chemie Solvaye, aby svolal skupinu předních fyziků, aby diskutovali problémy záření a kvant (tato setkání přirozeně Solvay velkoryse financoval). *Solvayské konference*, z nichž první se uskutečnila na podzim 1911, významně přispěly k podivuhodnému rozvoji moderní fyziky v prvních desetiletích minulého století.

Einsteinův model

Tepelná kapacita látek a rozvoj kvantové teorie



otec
Leona Brilouina

Photograph of the first Solvay conference in 1911 at the [Hotel Metropole](#). Seated (L-R): [W. Nernst](#), [M. Brillouin](#), [E. Solvay](#), [H. Lorentz](#), [E. Warburg](#), [J. Perrin](#), [W. Wien](#), [M. Skłodowska-Curie](#), and [H. Poincaré](#). Standing (L-R): [R. Goldschmidt](#), [M. Planck](#), [H. Rubens](#), [A. Sommerfeld](#), [F. Lindemann](#), [M. de Broglie](#), [M. Knudsen](#), [F. Hasenöhrl](#), [G. Hostelet](#), [E. Herzen](#), [J.H. Jeans](#), [E. Rutherford](#), [H. Kamerlingh Onnes](#), [A. Einstein](#) and [P. Langevin](#).

Další užití kvantové teorie ve fyzice pevných látek

Tepelná kapacita kovů

Tepelná kapacita kovů je velmi malá a při teplotě blížící se nule jde k nule. Dilema Drudeho modelu.

$$C \neq Nk_B$$

Další užití kvantové teorie ve fyzice pevných látek

Tepelná kapacita kovů



Wolfgang Pauli (1900-1958)



Enrico Fermi
(1901-1954)



Paul Adrien Maurice
Dirac
(1902-1984)

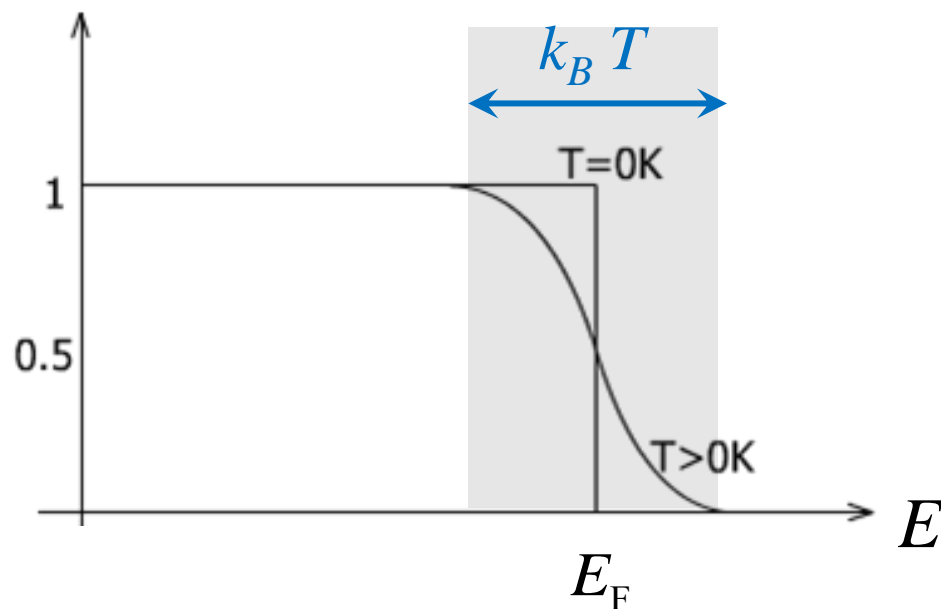
1927

byla objasněna na základě

1926 Fermiho-Diracovy statistiky

vycházející z Pauliho
vylučovacího principu

$\langle n(E) \rangle$



Další užití kvantové teorie ve fyzice pevných látek

Tepelná kapacita kovů

$$C \approx \left(N \frac{k_B T}{E_F} \right) k_B$$

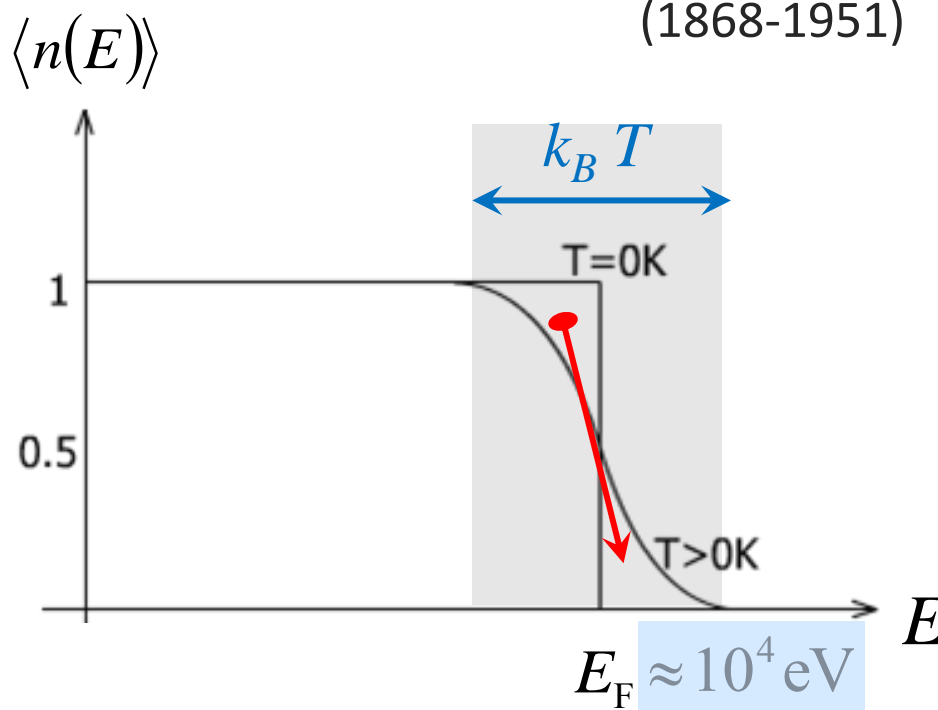
N^*

Vlastnosti kovů jsou určeny elektrony v okolí Fermiho plochy.

1927 A. Sommerfeld užil Fermiho-Diracovu statistiku.

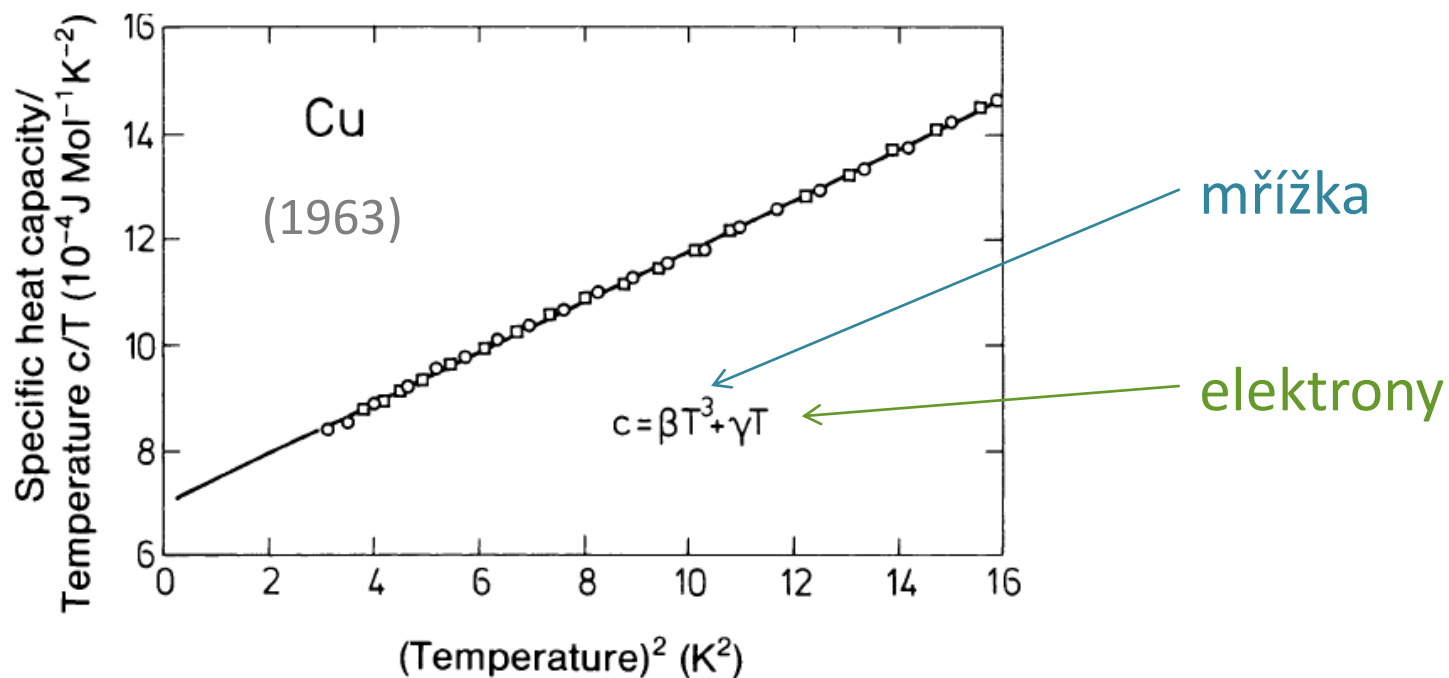


Arnold Sommerfeld
(1868-1951)



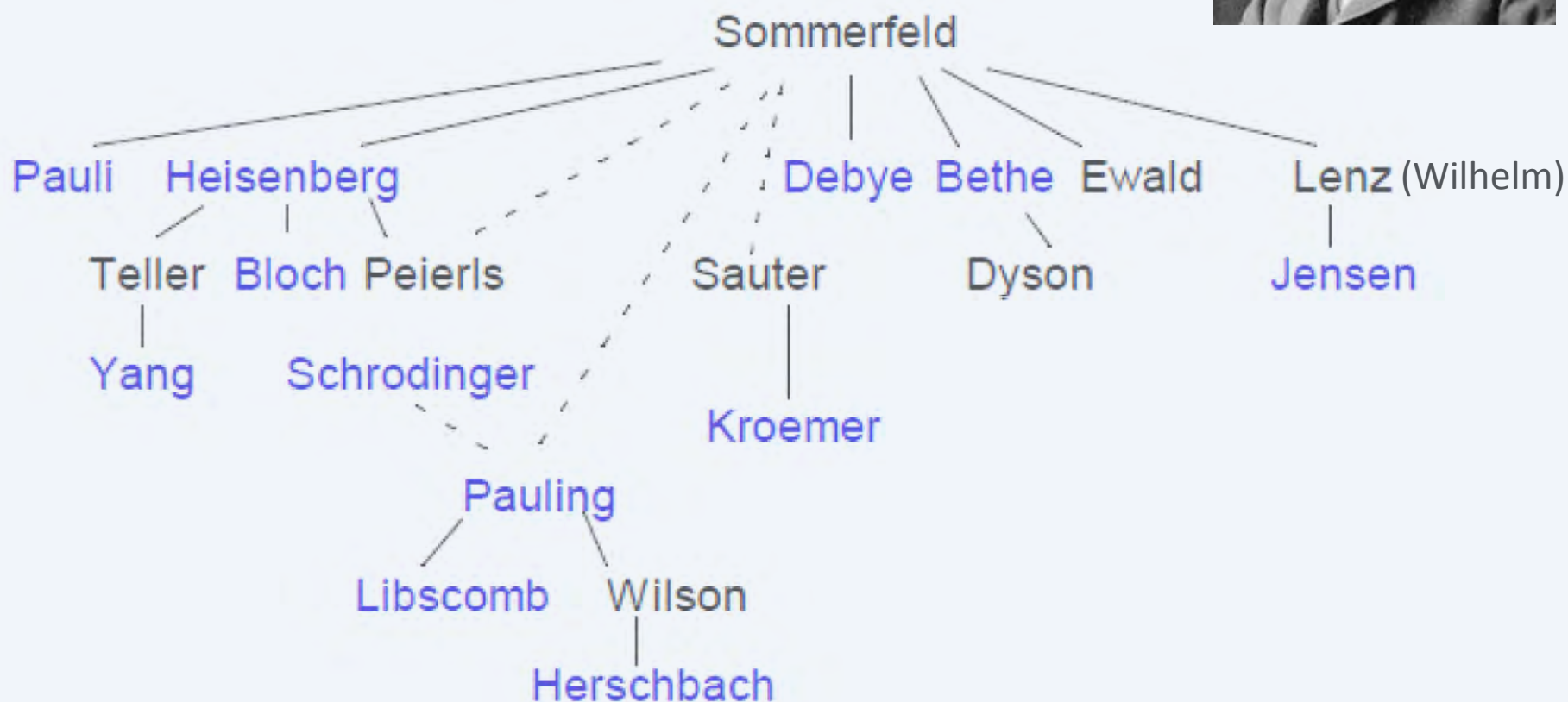
Další užití kvantové teorie ve fyzice pevných látek

Tepelná kapacita kovů



Sommerfeld byl mentorem mnoha předních fyziků

Albert Einstein told Sommerfeld: "What I especially admire about you is that you have, as it were, pounded out of the soil such a large number of young talents."



Další užití kvantové teorie ve fyzice pevných látek

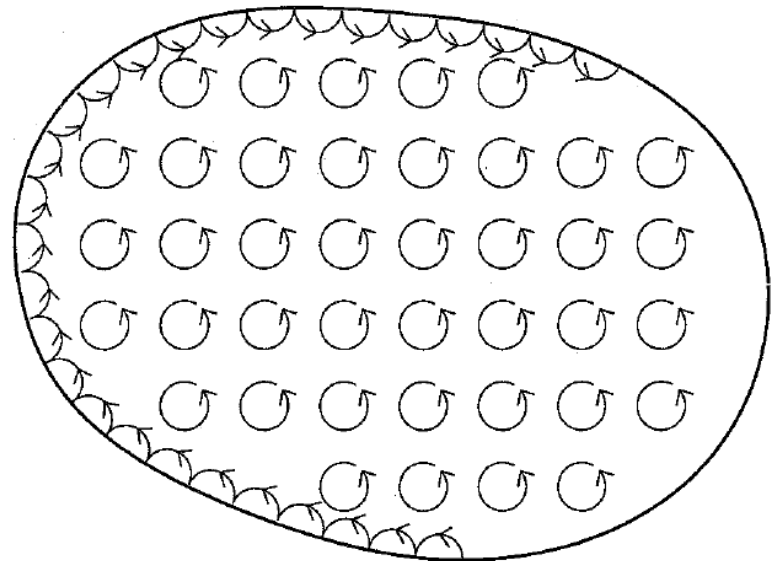
Magnetismus

Bohr (1911) –van Leeuwen theorem

$$\vec{p}_i - q \vec{A}$$

$$Z \propto \int \cdots \int \exp(-E\{\vec{r}_i, \vec{p}_i\}/k_B T) d\vec{r}_1 \cdots d\vec{r}_N d\vec{p}_1 \cdots d\vec{p}_N$$

„Applying classical physics, at any finite temperature, and in all finite applied electrical or magnetical fields, the net magnetization of a collection of electrons in thermal equilibrium vanishes identically.“ (van Vleck, 1932)



Další užití kvantové teorie ve fyzice pevných látek

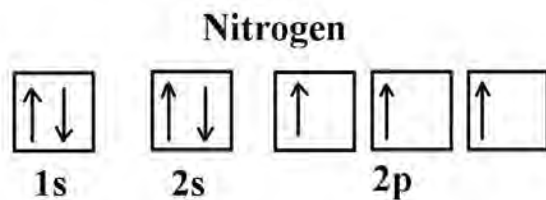
Magnetismus

Ize vysvětlit jen pomocí kvantové teorie

- ☐ Bohrov magneton

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e} = 9,274\,009\,994(57) \cdot 10^{-24} \text{ J} \cdot \text{T}^{-1} (2014)$$

- ☐ Elektronová struktura atomů - Hundovo pravidlo

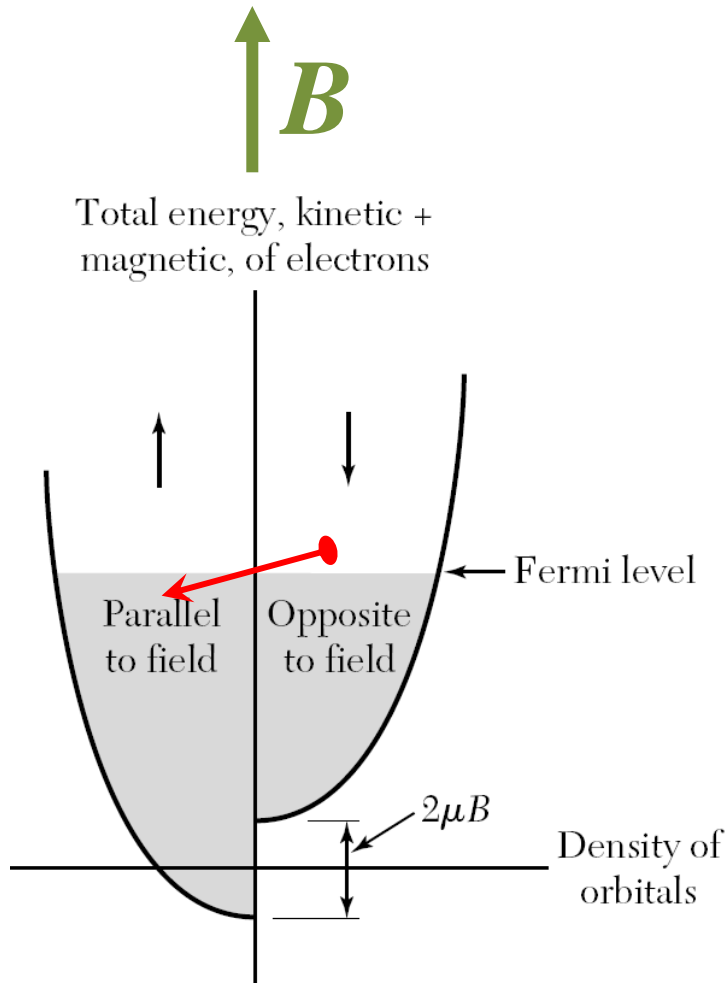


- ☐ Kovy – volné elektrony

Další užití kvantové teorie ve fyzice pevných látek

Magnetismus

Magnetismus kovů



1927

Pauliho paramagnetismus kovů (objasněn na základě Fermiho-Diracovy statistiky vycházející z Pauliho vylučovacího principu, *Z. Phys.* **41** (1927), 81)

Über Gasentartung und Paramagnetismus.

Von W. Pauli jr. in Hamburg.

(Eingegangen am 16. Dezember 1926.)

Die auf einer Verallgemeinerung der „Äquivalenzregel“ des Atombaues beruhende, von Fermi herrührende Quantenstatistik des einatomigen idealen Gases wird auf den Fall von Gasatomen mit Drehimpuls erweitert und auf die Magnetisierung solcher Gase angewendet. Betrachtet man die Leitungselektronen im Metall als entartetes ideales Gas — was gewiß nur als ganz provisorisch anzusehen ist, für den vorliegenden speziellen Zweck aber erlaubt sein mag —, so gelangt man auf Grund der entwickelten Statistik zu einem wenigstens qualitativen theoretischen Verständnis der Tatsache, daß trotz des Vorhandenseins des Eigenmomentes des Elektrons viele Metalle (insbesondere die Alkalimetalle) in ihrem festen Zustand keinen oder nur einen sehr schwachen und annähernd temperaturunabhängigen Paramagnetismus zeigen.

§ 1. Übersicht über den gegenwärtigen Stand der Gasentartungsfrage. Von den Theorien der Gasentartung ist in letzter Zeit besonders die Einsteinsche Theorie¹⁾ viel diskutiert worden, die auf der Annahme einer weitgehenden Analogie von Molekülgas und schwarzer Strahlung (Lichtquantengas) beruht. Um diese Analogie durchzuführen, überträgt Einstein eine zuerst von Bose²⁾ für das Verhalten der Lichtquanten vorgeschlagene statistische Annahme auf das materielle Gas. (Hier und im folgenden wird es sich stets um einatomige Gase handeln, bei denen von den mechanischen Wechselwirkungskräften zwischen den Atomen herrührende und von der freien Weglänge abhängige Effekte vernachlässigt werden.) Diese Annahme involviert eine statistische Abhängigkeit der Gasatome voneinander und läßt sich folgendermaßen formulieren: Man teile den Phasenraum eines Gasatoms in Zellen von der Größe h^3 , und zwar so, daß diese Zellen in bezug auf die Lagenkoordinaten der Partikel das ganze Volumen V des Gases umfassen, also der Raum der Impulskoordinaten des Gasatoms in Zellen vom Volumen h^3/V geteilt wird. Dann soll ein mikroskopischer Zustand des Gases durch die Angabe definiert sein, wie viele Atome sich in jeder Zelle befinden, gleichgültig, welche individuellen Atome dabei im Spiele sind, und alle so definierten mikroskopischen Zustände sollen gleich wahrscheinlich sein.

Schrödinger³⁾ hat sodann gezeigt, daß diese Statistik des idealen Gases auch in einer anderen Weise dargestellt werden kann, bei der, statt

¹⁾ A. Einstein, Berl. Ber. 1924, S. 261; 1925, S. 8.

²⁾ S. N. Bose, ZS. f. Phys. **26**, 178, 1921.

³⁾ E. Schrödinger, Phys. ZS. **27**, 95, 1926.



Wolfgang Pauli
(1900-1958)

Další užití kvantové teorie ve fyzice pevných látek

Magnetismus

Magnetismus kovů

629

Diamagnetismus der Metalle.

Von **L. Landau**, zurzeit in Cambridge (England).

(Eingegangen am 25. Juli 1930.)

Es wird gezeigt, daß schon freie Elektronen in der Quantentheorie, außer dem Spin-Paramagnetismus, einen von den Bahnen herrührenden, von Null verschiedenen Diamagnetismus haben, welcher in der Teilendlichkeit der Elektronenbahnen im Magnetfeld seinen Ursprung hat. Einige weitere mögliche Folgerungen dieser Bahnenendlichkeit werden angedeutet.

§ 1. Es wurde bis jetzt mehr oder weniger stillschweigend angenommen, daß die magnetischen Eigenschaften der Elektronen außer dem Spin ausschließlich von der Bindung der Elektronen in Atomen herrühren. Für freie Elektronen übernahm man für den Bahneffekt das klassische Nullresultat mit der Begründung, daß auch das Fermische Integral von der entsprechenden Hamiltonfunktion wie das Boltzmannsche vom magnetischen Felde unabhängig ist. Dabei wird aber eine Quantenerscheinung unberücksichtigt gelassen. Bei Vorhandensein eines Magnetfeldes wird nämlich die Elektronenbewegung in der zum Felde senkrechten Ebene finit. Das führt notwendigerweise zu einer Teildiskretheit (entsprechend der Bewegung in der genannten Ebene) der Eigenwerte des Systems, was, wie im folgenden gezeigt wird, zu einem von Null verschiedenen Bahnenmagnetismus Anlaß gibt.

Die Hamiltonfunktion eines freien Elektrons im Magnetfeld schreibt sich, wie bekannt, in der Form

$$E = \frac{m v_1^2}{2} + \frac{m v_2^2}{2} + \frac{m v_3^2}{2}, \quad (1)$$

wo

$$v_1 = \frac{1}{m} \left(p_1 - \frac{eH}{2c} y \right), \quad v_2 = \frac{1}{m} \left(p_2 + \frac{eH}{2c} x \right), \quad v_3 = \frac{1}{m} p_3, \quad (2)$$

die Geschwindigkeiten des Systems sind (H ist der Absolutwert des in die Richtung der z -Achse gerichteten Magnetfeldes). Die Bewegung in der Richtung des Feldes ist vom Felde und anderen Bewegungskomponenten unabhängig und kann abgesondert werden, indem man einfach p_3 gleich einer Konstanten setzt, was der Schrödingerfunktion

$$\psi(x, y, z) = f(x, y) e^{\frac{i}{\hbar} p_3 z} \quad (3)$$

entspricht. Die Energiewerte des Systems werden sich dann als Summe zweier unabhängiger Glieder darstellen. Anstatt nun die entsprechende

1930

Landaův diamagnetismus kovů

(1. řešení Schrödingerovy rovnice pro elektron v magnetickém poli,

2. aplikace Fermiho-Diracovy

statistiky, *Z. Phys.* **64** (1930), 629)



Lev Davidovič

Landau

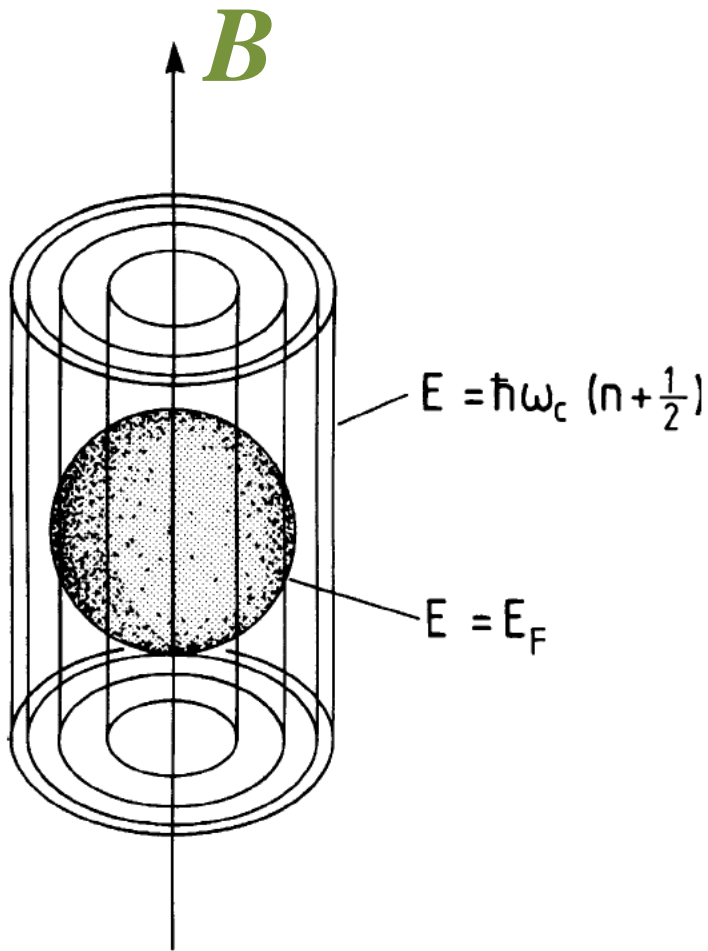
(1908-1968)

NC 1962

Další užití kvantové teorie ve fyzice pevných látek

Magnetismus

Magnetismus kovů



1930

Landauův diamagnetismus kovů

(1. řešení Schrödingerovy rovnice pro elektron v magnetickém poli,

2. aplikace Fermiho-Diracovy statistiky, *Z. Phys.* **64** (1930), 629)

$$\omega_c = \frac{eB}{m}$$

$$\chi_{\text{para}} = -\frac{1}{3} \chi_{\text{dia}}$$



Lev Davidovič
Landau
(1908-1968)
NC 1962

Další užití kvantové teorie ve fyzice pevných látek

Magnetismus

Feromagnetismus

Dva elektrony v He

$$\psi_s(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \frac{1}{\sqrt{2}} [\psi_n(\vec{r}_1)\psi_m(\vec{r}_2) + \psi_n(\vec{r}_2)\psi_m(\vec{r}_1)] \chi_0^0$$

$$\psi_t(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \frac{1}{\sqrt{2}} [\psi_n(\vec{r}_1)\psi_m(\vec{r}_2) - \psi_n(\vec{r}_2)\psi_m(\vec{r}_1)] \chi_1^{-1,0,1}$$

499

Über die Spektren von Atomsystemen mit zwei Elektronen.

Von W. Heisenberg in Kopenhagen.

(Eingegangen am 24. Juli 1926.)

Als spezielles Beispiel für die Quantenmechanik der Mehrkörperprobleme, zu deren Behandlung durch das Studium eines charakteristischen Resonanzphänomens die Grundlage gegeben ist, sollen in dieser Arbeit die Atomsysteme mit zwei Elektronen und deren Spektren untersucht werden. Es ergibt sich eine befriedigende Darstellung der wesentlichsten Eigenschaften dieser Spektren.

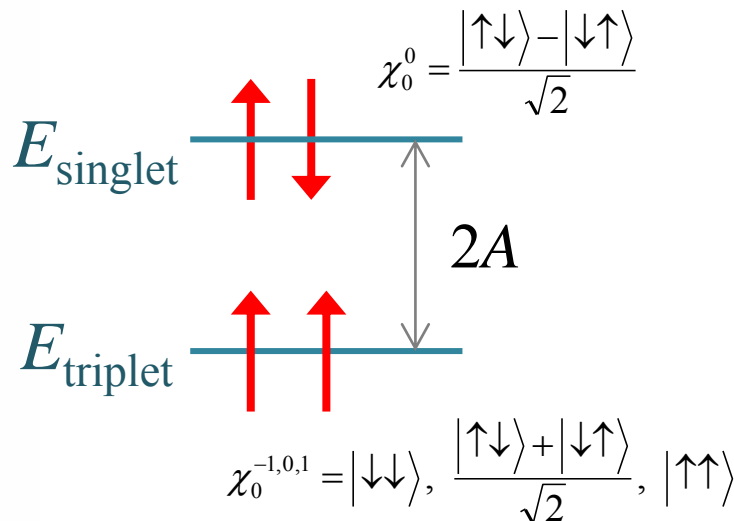
Das Heliumatom und die ihm verwandten Ionen Li^+ , Be^{++} usw. sind mehrfach Gegenstand eingehender Untersuchungen vom Standpunkt der früheren Quantentheorie aus gewesen¹⁾. Die Behandlung dieses Problems nach der neueren Quantenmechanik ist bisher nicht durchgeführt worden. Als Grundlage für diese Behandlung sehen wir die Kenntnis eines für die Mehrkörperprobleme der Quantenmechanik charakteristischen Resonanzphänomens an, das vor kurzem vom Verfasser in dieser Zeitschrift behandelt worden ist²⁾. Die folgenden Rechnungen sollen eine Übersicht über die Bewegungen der Elektronen im genannten Atom geben, soweit man quantenmechanisch von Bewegungen sprechen kann, und sie sollen das Spektrum von He und Li^+ qualitativ und in grober Näherung quantitativ ableiten aus den Gesetzen der Quantenmechanik. Das Verfahren, das bei diesen Rechnungen benutzt wurde, kann als konsequente Anwendung der einfachsten Störungstheorie bezeichnet werden. Die Reihen der Störungstheorie konvergieren jedoch gut nur für die hochangeregten Zustände (D, d, F, f, \dots) des Atoms; für die (P, p)-Terme schon wird die hier durchgerechnete erste Näherung dieser Reihen recht ungenau, für die (S, s)-Terme oder den Normalzustand versagt sie ganz. Um zu einer scharfen quantitativen Berechnung des Spektrums zu kommen, wird man verfeinerte Methoden ausbilden müssen, die schnell konvergente Reihen liefern, etwa ähnlich der Kramerschen Behandlung des He-Normalzustandes auf Grund der früheren Quantentheorie. Das Ziel dieser Arbeit ist jedoch nur eine Ableitung derjenigen Resultate, die sich bei systematischer Anwendung der gewöhnlichen Störungstheorie gewinnen lassen.

¹⁾ A. Landé, Phys. ZS. **20**, 228, 1919; N. Bohr, Göttinger Vorträge (unpubliziert); H. A. Kramers, ZS. f. Phys. **13**, 312, 1923; J. H. van Vleck, Phys. Rev. **21**, 372, 1923; M. Born und W. Heisenberg, ZS. f. Phys. **26**, 216, 1924.

²⁾ W. Heisenberg, Mehrkörperproblem und Resonanz in der Quantenmechanik, ZS. f. Phys. **38**, 411, 1926.

výměnný integrál

$$A = \iint \psi_n^*(\vec{r}_1) \psi_m^*(\vec{r}_2) \frac{e^2}{|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|} \psi_n(\vec{r}_2) \psi_m(\vec{r}_1) dV_1 dV_2$$



Werner Heisenberg (1901-1976) NC 1932

Další užití kvantové teorie ve fyzice pevných látek

Magnetismus

Ferromagnetismus

619

(projev kolektivního chování elektronů)

Zur Theorie des Ferromagnetismus.

Von W. Heisenberg in Leipzig.

Mit 1 Abbildung. (Eingegangen am 20. Mai 1928.)

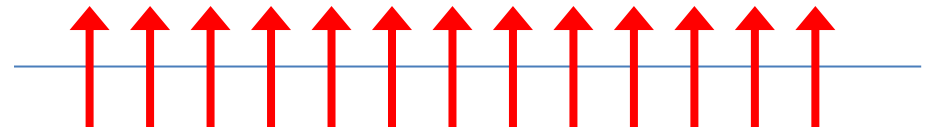
Die Weisschen Molekularkräfte werden zurückgeführt auf ein quantenmechanisches Austauschphänomen; und zwar handelt es sich um diejenigen Austauschvorgänge, die in letzter Zeit von Heitler und London mit Erfolg zur Deutung der homöopolaren Valenzkräfte herangezogen worden sind.

Einleitung. Die ferromagnetischen Erscheinungen sind in formal befriedigender Weise durch die bekannte Weissche Theorie* gedeutet worden. Diese Theorie basiert auf der Annahme, daß jedes Atom im Kristall eine richtende Kraft durch die übrigen Atome des Gitters erfährt, die proportional der Anzahl der bereits gerichteten Atome sein soll. Der Ursprung dieses atomaren Feldes war dagegen völlig unbekannt, und einer Deutung der Weisschen Kräfte auf Grund der klassischen Theorie standen folgende Schwierigkeiten im Wege: Magnetische Wechselwirkungskräfte zwischen den Atomen sind stets um einige Größenordnungen kleiner als die aus den ferromagnetischen Experimenten folgenden atomaren Felder. Elektrische Wechselwirkungen führen zwar zur richtigen Größenordnung; dagegen würde man eher erwarten, daß die elektrischen Wechselwirkungen zweier Atome dem Quadrat des Cosinus ihres gegenseitigen Neigungswinkels als dem Cosinus proportional wären, entgegen den Voraussetzungen der Weisschen Theorie. Andere Schwierigkeiten wurden noch ausführlich von Lenz** diskutiert, und es gelang Ising***, zu zeigen, daß auch die Annahme richtender, hinreichend großer Kräfte zwischen je zwei Nachbaratomen einer Kette nicht genügt, um Ferromagnetismus zu erzeugen.

In ein neues Stadium ist der ferromagnetische Fragenkomplex getreten durch die Uhlenbeck-Goudsmit'sche Theorie des Spinelektrons. Insbesondere folgt aus dem bekannten Faktor $g = 2$ beim Einsteinde Haas-Effekt (der ja eben bei ferromagnetischen Substanzen gemessen wurde), daß sich in einem ferromagnetischen Kristall nur die magnetischen Eigenmomente der Elektronen, gar nicht die Atome orientieren. Damit fällt wieder die Möglichkeit fort, die Weisschen Kräfte als elektrische Wechselwirkungen, abhängig von der relativen Spinrichtung der Elektronen,

* P. Weiss, Journ. de phys. (4) 6, 661, 1907 und Phys. ZS. 9, 358, 1908.
** W. Lenz, Phys. ZS. 21, 613, 1920.
*** E. Ising, ZS. f. Phys. 31, 253, 1925.

$$\hat{H} = \hat{H}_0 - \sum_i \sum_{j \neq i} J_{ik} \hat{S}_i \cdot \hat{S}_k$$



Yakov
Frenkel
(1894-1952)



Werner
Heisenberg
(1901-1976)
NC 1932

Další užití kvantové teorie ve fyzice pevných látek

Magnetismus

Ferromagnetismus

Habilitace při rehabilitaci

206

Zur Theorie des Ferromagnetismus.

Von F. Bloch, zurzeit in Utrecht.

(Eingegangen am 1. Februar 1930.)

Beim Austauschvorgang der Elektronen im Kristall werden die Eigenfunktionen nullter und Eigenwerte erster Näherung für die Termsysteme hoher Multiplizität bestimmt, wobei die Kopplung zwischen Spin und Bahn vernachlässigt wird. Sie gestatten, das ferromagnetische Verhalten bei tiefen Temperaturen zu untersuchen und insbesondere die Frage zu beantworten, unter welchen Bedingungen Ferromagnetismus überhaupt möglich ist. Es zeigt sich, daß dies nur für räumliche Gitter der Fall ist; die Sättigungsmagnetisierung hat dann für tiefe Temperaturen die Form $M(T) = M(0) [1 - (T/\Theta)^{3/2}]$.

Die Heisenbergsche Theorie* erklärt den Ferromagnetismus durch den Austausch der Elektronen im Metallinnern. Dieser kann nämlich, wie bei den Atomen, bewirken, daß die energetisch tiefsten Zustände des Gesamtsystems zu Termsystemen hoher Multiplizität, d. h. solchen mit großem magnetischen Moment gehören und dadurch bei hinreichend tiefen Temperaturen zu der bei den Ferromagneten beobachteten spontanen Magnetisierung Anlaß geben.

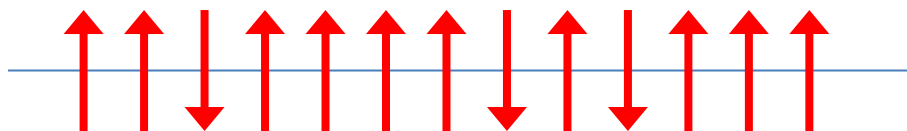
Die Bestimmung der Energiewerte verlangt, wenn man die Wechselwirkung der Elektronen in erster Näherung berücksichtigt, die Lösung einer Säkulargleichung von ungeheuer hohem Grade und kann in Strenge nicht durchgeführt werden. Heisenberg hat daher versucht, aus ihrem sofort angebbaren Mittelwert und mittleren Schwankungsquadrat etwas über die Lage der Energiewerte zu erfahren; in dieser Richtung fortfahrend, könnte man versuchen, durch Berücksichtigung der höheren Schwankungspotenzen seine Resultate zu verschärfen. Das Verfahren scheint aber mühsam und in seiner Konvergenz praktisch unbrauchbar.

Wir haben hier einen anderen Weg eingeschlagen, der gestattet, wenigstens für die Termsysteme hoher Multiplizität die Energieniveaus explizit anzugeben. Wird ein Metall überhaupt ferromagnetisch, so genügt offenbar deren Angabe für tiefe Temperaturen, da sie allein dann eine Rolle spielen. Wir werden also in der Lage sein, einmal zu entscheiden, ob Ferromagnetismus überhaupt eintritt, und ferner, wenn dies der Fall ist, das

* W. Heisenberg, ZS. f. Phys. 49, 619, 1928.

Z. Phys 61 (1930), 206

Spinové vlny (magnony)



Blochův zákon

$$M(T) = M(0) \left[1 - \left(\frac{T}{T_C} \right)^{3/2} \right]$$



Felix Bloch
(1905-1983)
NC 1952

Další užití kvantové teorie ve fyzice pevných látek

Magnetismus (6. Solvayská konference, 1930)

P. Langevin
(chair)

P. Kapica

W. Pauli

W. Heisenberg



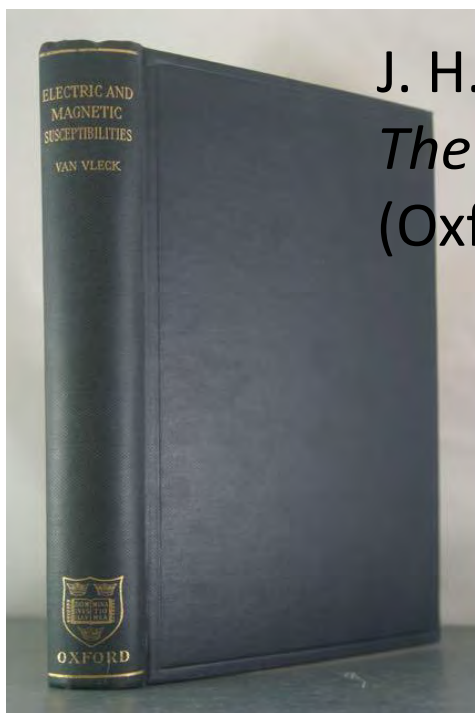
Další užití kvantové teorie ve fyzice pevných látek

Magnetismus

QUANTUM MECHANICS

THE KEY TO UNDERSTANDING MAGNETISM

(název Nobelovské přednášky van Vlecka, 1977)



J. H. van Vleck

The Theory of Electric and Magnetic Susceptibilities
(Oxford at Clarendon, 1932)

V roce 1930 pobýval
v Evropě jako
Guggenheim fellow



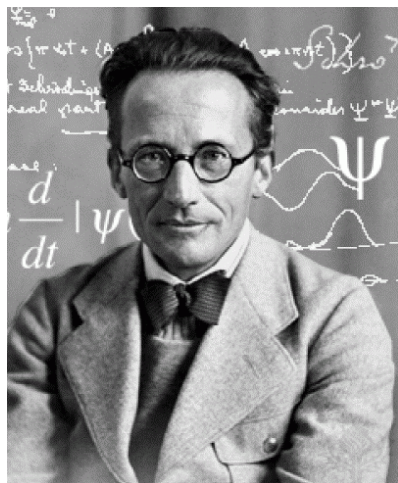
John Hasbrouck
van Vleck
(1899-1990)

Další užití kvantové teorie ve fyzice pevných látek

Elektron v periodickém poli

1928

studoval F. Bloch na základě
Schrödingerovy rovnice



1926

$$\hat{H}\psi = E\psi$$



Felix Bloch
(1905-1983)

Další užití kvantové teorie ve fyzice pevných látek

Elektron v periodickém poli (Blochovy funkce)

1928



Felix Bloch
(1905-1983)

Z. Phys. 52 (1929)

555

Über die Quantenmechanik der Elektronen in Kristallgittern.

Von Felix Bloch in Leipzig.

Mit 2 Abbildungen. (Eingegangen am 10. August 1928.)

Die Bewegung eines Elektrons im Gitter wird untersucht, indem wir uns dieses durch ein zunächst streng dreifach periodisches Kraftfeld schematisieren. Unter Hinzunahme der Fermischen Statistik auf die Elektronen gestattet unser Modell Aussagen über den von ihnen herrührenden Anteil der spezifischen Wärme des Kristalls. Ferner wird gezeigt, daß die Berücksichtigung der thermischen Gitterschwingungen Größenordnung und Temperaturabhängigkeit der elektrischen Leitfähigkeit von Metallen in qualitativer Übereinstimmung mit der Erfahrung ergibt.

Einleitung. Die Elektronentheorie der Metalle hat seit einiger Zeit Fortschritte zu verzeichnen, die in der Anwendung quantentheoretischer Prinzipien auf das Elektronengas begründet sind. Zunächst hat Pauli* unter der Annahme, daß die Metallelektronen sich völlig frei im Gitter bewegen können und der Fermischen** Statistik gehorchen, den temperaturunabhängigen Paramagnetismus der Alkalien zu erklären vermocht. Die elektrischen und thermischen Eigenschaften des Elektronengases sind dann von Sommerfeld, Houston und Eckart*** näher untersucht worden. Die Tatsache freier Leitungselektronen wird von ihnen als gegeben betrachtet und ihre Wechselwirkung mit dem Gitter nur durch eine zunächst phänomenologisch eingeführte, dann von Houston**** strenger begründete freie Weglänge mitberücksichtigt. Schließlich hat Heisenberg† gezeigt, daß im anderen Grenzfall, wo zunächst die Elektronen an die Ionen im Gitter gebunden gedacht und erst in nächster Näherung die Austauschvorgänge unter ihnen berücksichtigt werden, das für den Ferromagnetismus entscheidende intermolekulare Feld seine Erklärung findet.

Hier soll ein Zwischenstandpunkt zwischen den beiden oben erwähnten Behandlungsweisen eingenommen werden, insofern, als der Austausch der Elektronen unberücksichtigt bleibt, sie dagegen nicht einfach

doktorská disertace
v Lipsku

$$V(\vec{r} + \vec{T}) = V(\vec{r})$$

$$u_{n\vec{k}}(\vec{r} + \vec{T}) = u_{n\vec{k}}(\vec{r})$$

$$\psi_{n\vec{k}}(\vec{r}) = \exp(i\vec{k} \cdot \vec{r}) u_{n\vec{k}}(\vec{r})$$

$$\vec{k} \in \text{IBZ}$$

* W. Pauli, ZS. f. Phys. 41, 81, 1927.

** E. Fermi, ebenda 36, 902, 1926.

*** A. Sommerfeld, W. V. Houston, C. Eckart, ebenda 47, 1, 1928.

**** W. V. Houston, ebenda 48, 449, 1928.

† W. Heisenberg, ebenda 49, 619, 1928.

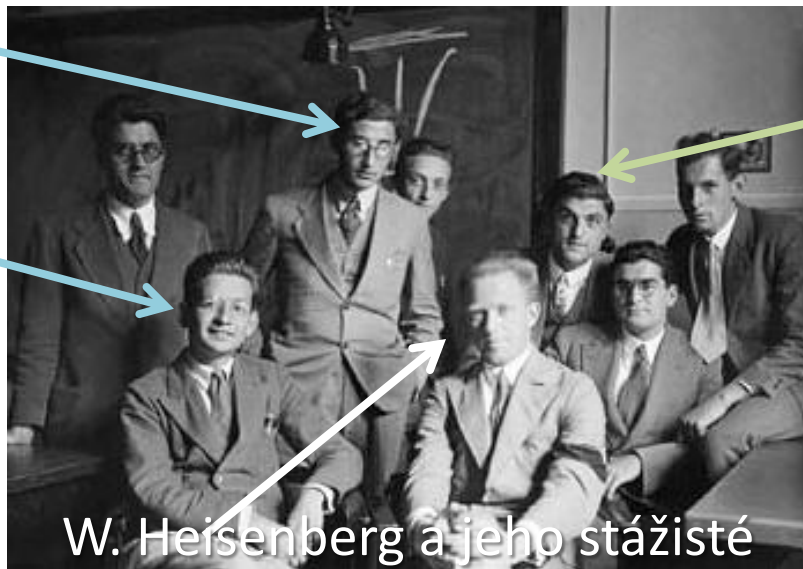
Další užití kvantové teorie ve fyzice pevných látek

Elektron v periodickém poli
(Blochovy funkce)

1928



Felix Bloch
(1905-1983)



W. Heisenberg a jeho stážisté
(Lipsko, 1930)

Další užití kvantové teorie ve fyzice pevných látek

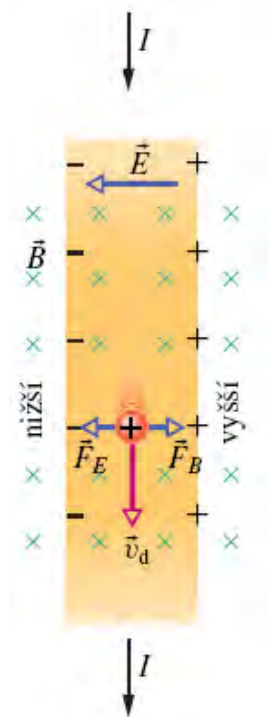
Elektron v periodickém poli

1928

Blochův elektron



Felix Bloch
(1905-1983)



1928/9

zavedl *zakázaný pás* a objasnil kladné znaménko nosičů v Hallově jevu (*díra - Lücke*)



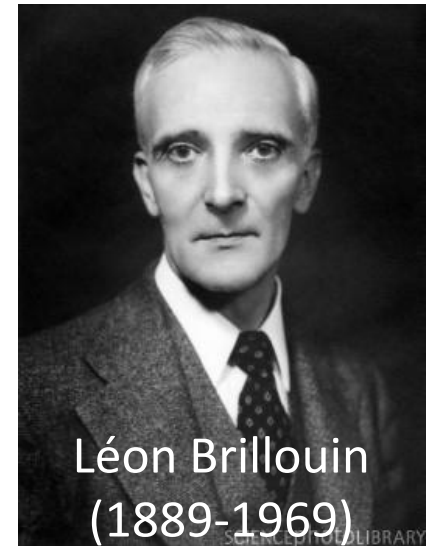
Sir Rudolf Peierls
(1907-1995)

Další užití kvantové teorie ve fyzice pevných látek

Zakázaný pás a Brillouinovy zóny

(difrakce elektronů na periodickém potenciálu krystalu)

1930
(Paříž)



Léon Brillouin
(1889-1969)

PHYSIQUE ÉLECTRONIQUE. — *Les électrons dans les métaux et le rôle des conditions de réflexion sélective de Bragg.* Note de M. L. BRILLOUIN, présentée par M. J. Perrin.

Considérons un réseau cubique, de maille d , et supposons que les inégalités du potentiel soient faibles; le potentiel électrique $P(x, y, z)$ sera une fonction triplement périodique (période d) des coordonnées. A travers ce réseau se meuvent des électrons libres, et nous voulons former l'onde ψ de Louis de Broglie qui leur correspond. Nous procéderons par approximations successives (¹) en partant des ondes

$$(1) \quad \psi = A_0 e^{-2\pi i(ax+by+cz)} \quad (A_0 \text{ constant}).$$

relatives au cas où le potentiel est constant,

Il se produit alors une anomalie de dégénérescence (qui se résout par la méthode de Schrödinger), lorsque deux ondes a, b, c et a_1, b_1, c_1 peuvent être couplées entre elles; ceci a lieu si l'on a les conditions

$$(2) \quad a_1 - a + \frac{\alpha}{d} = 0, \quad b_1 - b + \frac{\beta}{d} = 0, \quad c_1 - c + \frac{\gamma}{d} = 0 \quad (\alpha, \beta, \gamma \text{ entiers}),$$

(¹) R. PEIERLS, *Ann. der Physik*, 4, 1930, p. 124. Cet auteur a noté l'existence d'anomalies et la manière de les résoudre, mais il n'a pas vu le sens physique des conditions (2) et (3), ni leur relation avec les réflexions de Bragg.

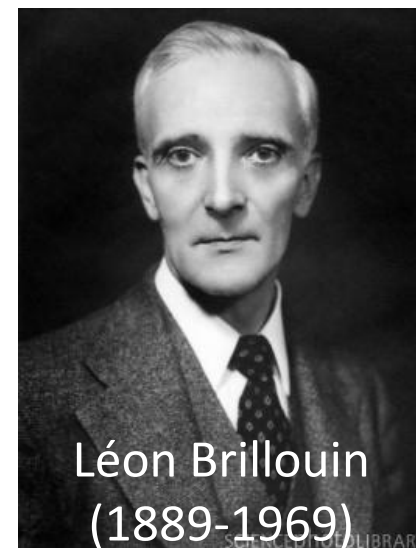
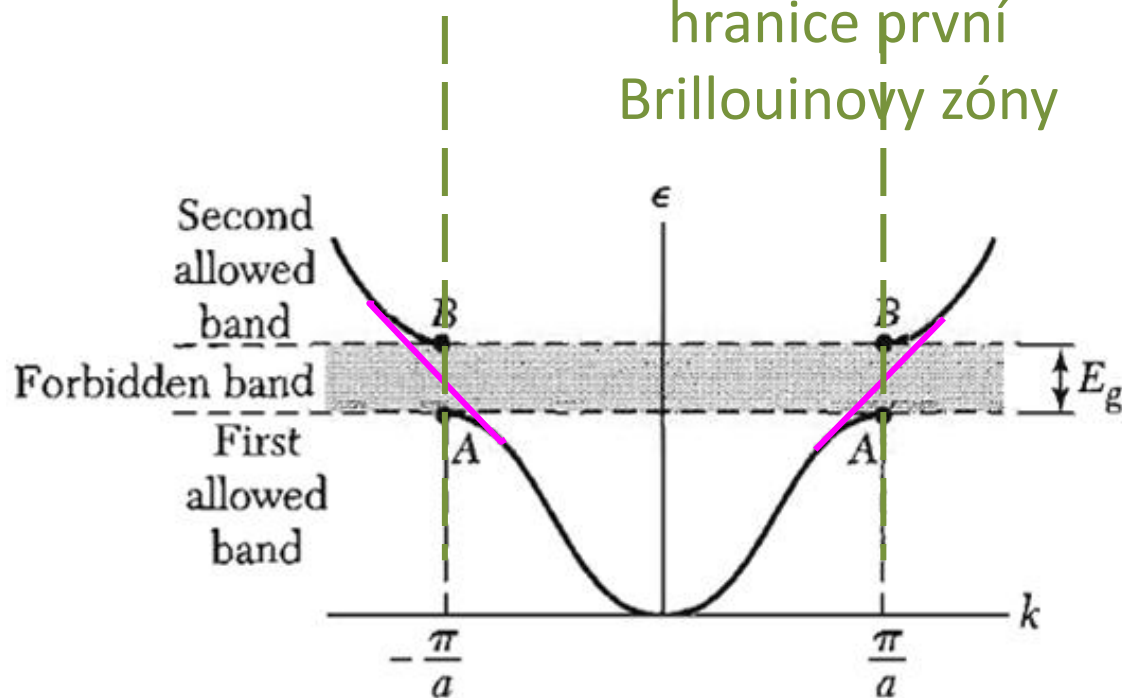
Další užití kvantové teorie ve fyzice pevných látek

Zakázaný pás a Brillouinovy zóny
(difrakce elektronů na periodickém
potenciálu krystalu)

1930
(Paříž)

$$2d \sin \theta = n\lambda \Leftrightarrow \vec{k} \cdot \vec{G} = \left| \frac{1}{2} \vec{G} \right|^2$$

hranice první
Brillouinovy zóny



Další užití kvantové teorie ve fyzice pevných látek

Pásová struktura a elektrická vodivost

458

The Theory of Electronic Semi-Conductors.

By A. H. WILSON, Emmanuel College, Cambridge.

(Communicated by P. A. M. Dirac, F.R.S.—Received June 18, 1931.)

Introduction.

The application of quantum mechanics to the problem of metallic conduction has cleared up many of the difficulties which were so apparent in the free electron theories of Drude and Lorentz. Sommerfeld* assumed that the valency electrons of the metallic atoms formed an electron gas which obeyed the Fermi-Dirac statistics, instead of Maxwellian statistics, and, using in the main classical ideas, showed how the difficulty of the specific heat would be removed. He was, however, unable to determine the temperature dependence of the resistance, as his formulæ contained a mean free path about which little could be said.

F. Bloch† took up the question of the mechanics of electrons in a metallic lattice, and showed that if the lattice is perfect an electron can travel quite freely through it. Therefore so long as the lattice is perfect the conductivity is infinite, and it is only when we take into account the thermal motion and the impurities that we obtain a finite value for the conductivity. On this view all the electrons in a metal are free, and we cannot assume, as we do in the classical theory, that only the valency electrons are free. This does not give rise to any difficulty in the theory of metallic conduction, as the direct proportionality between the conductivity and the number of free electrons no longer holds when the Pauli principle is taken into account. If there is no external electric field, the number of electrons moving in any direction is equal to the number moving in the opposite direction. The action of a field is to accelerate or retard the electrons, causing them to make transitions from one set of energy levels to another. This can only happen if the final energy levels are already unoccupied, and therefore only those electrons whose energies are near the critical energy of the Fermi distribution can make transitions and take part in conduction, as it is only in the neighbourhood of the critical energy that the energy levels are partly filled and partly empty. These electrons are few in number compared with the valency electrons, and are what should be

* 'Z. Physik,' vol. 47, p. 1 (1928).

† 'Z. Physik,' vol. 52, p. 555 (1928).

1931
u Heisenberga
v Lipsku

Proc. Roy. Soc.
A **133**, 458 (1931)



Sir Alan Herries
Wilson
(1906-1995)

Další užití kvantové teorie ve fyzice pevných látek

Pásová struktura a elektrická vodivost

1931
u Heisenberga
v Lipsku



Sir Alan Herries
Wilson
(1906-1995)

The Theory of Electronic Semi-Conductors.—II.

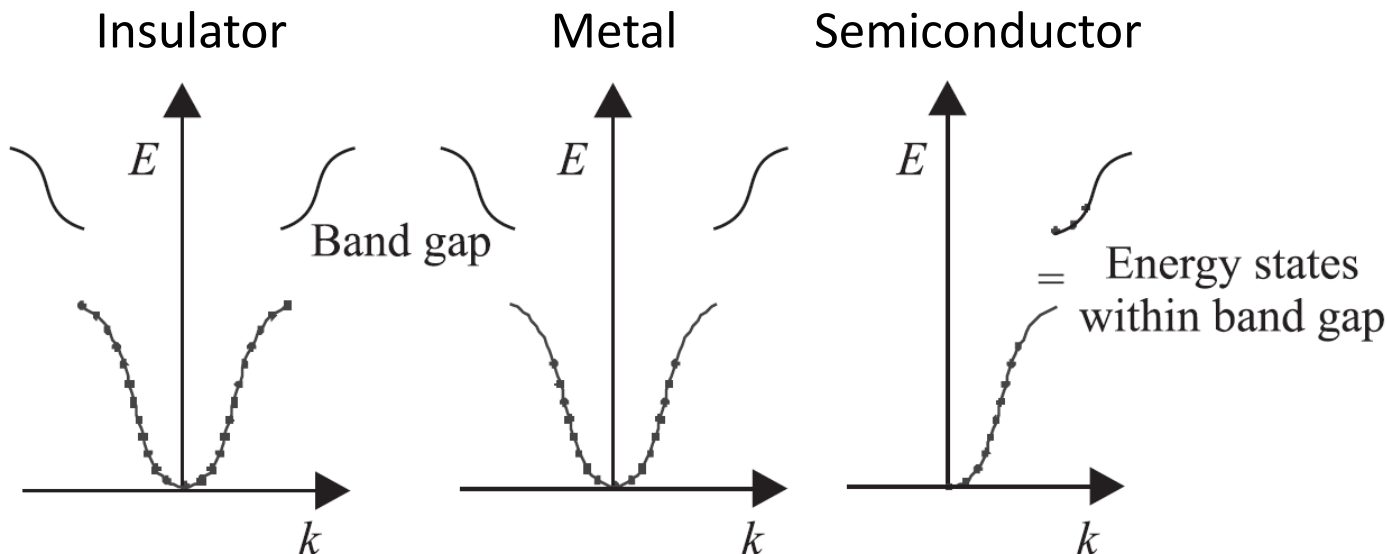
By A. H. WILSON, Emmanuel College, Cambridge.

(Communicated by R. H. Fowler, F.R.S.—Received August 25, 1931.

Introduction.

In a previous paper* it was shown that the quantum theory of conduction leads naturally to a division of crystals into conductors and insulators, and various properties of insulators were worked out. Since that paper was written experimental material has come to my notice which necessitates an extension of the theory to include the effect of impurities, as it appears that impurities dominate the electrical properties of the semi-conductors. As the substances which show a negative temperature coefficient of the electrical resistance fall into two main classes, it will be as well to define what we mean by an electronic semi-conductor. In the first place, there are substances such as silicon which show a negative temperature coefficient in the impure state, but which are good metallic conductors in the pure state and are therefore to be classed as

Proc. Roy. Soc.
A **134**, 277 (1931)



Další užití kvantové teorie ve fyzice pevných látek

Pásová struktura a elektrická vodivost

458

The Theory of Electronic Semi-Conductors.

By A. H. WILSON, Emmanuel College, Cambridge.

(Communicated by P. A. M. Dirac, F.R.S.—Received June 18, 1931.)

Introduction.

The application of quantum mechanics to the problem of metallic conduction has cleared up many of the difficulties which were so apparent in the free electron theories of Drude and Lorentz. Sommerfeld* assumed that the valency electrons of the metallic atoms formed an electron gas which obeyed the Fermi-Dirac statistics, instead of Maxwellian statistics, and, using in the main classical ideas, showed how the difficulty of the specific heat would be removed. He was, however, unable to determine the temperature dependence of the resistance, as his formulæ contained a mean free path about which little could be said.

F. Bloch† took up the question of the mechanics of electrons in a metallic lattice, and showed that if the lattice is perfect an electron can travel quite freely through it. Therefore so long as the lattice is perfect the conductivity is infinite, and it is only when we take into account the thermal motion and the impurities that we obtain a finite value for the conductivity. On this view all the electrons in a metal are free, and we cannot assume, as we do in the classical theory, that only the valency electrons are free. This does not give rise to any difficulty in the theory of metallic conduction, as the direct proportionality between the conductivity and the number of free electrons no longer holds when the Pauli principle is taken into account. If there is no external electric field, the number of electrons moving in any direction is equal to the number moving in the opposite direction. The action of a field is to accelerate or retard the electrons, causing them to make transitions from one set of energy levels to another. This can only happen if the final energy levels are already unoccupied, and therefore only those electrons whose energies are near the critical energy of the Fermi distribution can make transitions and take part in conduction, as it is only in the neighbourhood of the critical energy that the energy levels are partly filled and partly empty. These electrons are few in number compared with the valency electrons, and are what should be

* 'Z. Physik,' vol. 47, p. 1 (1928).

† 'Z. Physik,' vol. 52, p. 555 (1928).

1931

u Heisenberga
v Lipsku

Proc. Roy. Soc.
A **133**, 458 (1931)



Sir Alan Herries
Wilson
(1906-1995)

Polovodič

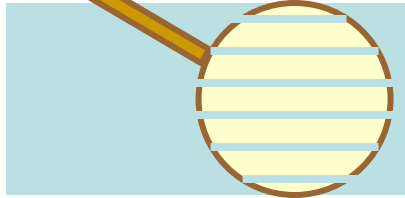
Již M. Faraday (1833) zjistil, že odpor sulfidu stříbrného klesá s teplotou ...
„Über Halbleiter soll man nicht arbeiten, das ist eine Schweinerei; wer weiss, ob es überhaupt Halbleiter gibt.“
(W. Pauli)

Pásová struktura: izolátory a kovy

kvantování

Pauliho princip

pás



KOV



IZOLÁTOR



mezera



E_g
> 5 eV (izol)
< 2 eV (polov)

pás



mezera



pás



mezera



pás



Na

diamant, Ge

FYZIKA PEVNÝCH LÁTEK

TEORIE

Zpočátku aplikace (a ověřování)
nejprve *elektronové teorie*,
potom *kvantové mechaniky*

Až mladší fyzikové jako *F. Seitz*
nebo *J. Bardeen* se po celý
profesní život věnovali teorii
pevných látek

EXPERIMENT

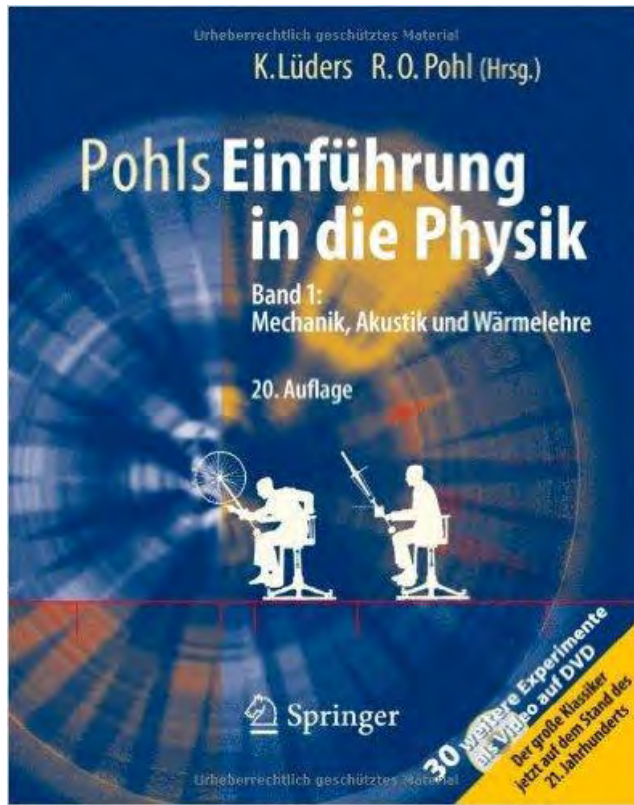
Robert W. Pohl
(1884-1976)
Physik der Festkörper



- fotovodivost diamantu, NaCl
- barevná centra
- polovodičový zesilovač
- ...

*„R. W. Pohl of Göttingen is in
my view the real father of
solid state physics.“*

Sir Nevil Mott



Robert W. Pohl



Učebnice
experimentální fyziky
vydávaná od 30. let

Kapitel 3.

Elektronentheorie der Metalle.

Von

A. SOMMERFELD¹, München, und H. BETHE, München.

Mit 60 Abbildungen.

I. Die Hypothese der freien Elektronen.

1. Historische Einleitung. Seit der Entdeckung des Elektrons konnte kein Zweifel darüber bestehen, daß der elektrische Strom im Draht von Elektronen getragen wird. A. SCHUSTER, E. RIECKE u. a. haben Theorien vorgeschlagen. Den entscheidenden Schritt tat P. DRUDE, indem er die Elektronen an dem thermodynamischen Gleichgewicht des Metalls teilnehmen ließ, also jedem Elektron als mittlere kinetische Energie den Betrag

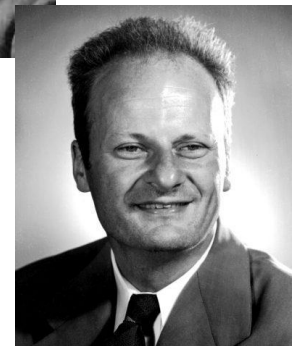
$$E_m = \frac{3}{2} k T \quad (1.1)$$

zuwies (k = BOLTZMANNsche Konstante, T = absolute Temperatur). Er gelangte so zu einer Formel für die elektrische Leitfähigkeit, die in gewissem Sinne auch heute noch von Bedeutung ist:

$$\sigma = \frac{e^2 l n}{m \bar{v}} \quad (1.2)$$

(l = „freie Weglänge“, n = Zahl der freien Elektronen pro cm^3 , \bar{v} = gemittelte Geschwindigkeit der Elektronen, e und m = Ladung und Masse). Der schönste Erfolg der DRUDESchen Theorie bestand in der Ableitung des WIEDEMANN-FRANZschen Gesetzes für das Verhältnis der thermischen Leitfähigkeit (κ) zur elektrischen (σ) in der Form

$$\frac{\kappa}{\sigma} = 3 \left(\frac{k}{e} \right)^2 T, \quad (1.3)$$



HANDBUCH DER PHYSIK 1933

HANDBUCH DER PHYSIK

ZWEITE AUFLAGE

HERAUSGEGEBEN VON

H. GEIGER UND KARL SCHEEL

BAND XXIV · ZWEITER TEIL

AUFBAU DER
ZUSAMMENHÄNGENDEN MATERIE



BERLIN
VERLAG VON JULIUS SPRINGER
1933

L. Thoms, Marit
9/1. 33.

AUFBAU DER ZUSAMMENHÄNGENDEN MATERIE

BEARBEITET VON

H. BETHE · M. BORN · M. GÖPPERT-MAYER
H. G. GRIMM · K. F. HERZFELD · R. DE L. KRONIG · A. SMEKAL
A. SOMMERFELD · H. WOLFF

REDIGIERT VON A. SMEKAL

MIT 271 ABBILDUNGEN



BERLIN
VERLAG VON JULIUS SPRINGER
1933

HANDBUCH DER PHYSIK 1933

VIII	Inhaltsverzeichnis.	Seite
	Kapitel 3.	
Elektronentheorie der Metalle. Von Geheimrat Professor Dr. A. SOMMERFELD, München, und Dr. H. BETHE, München. (Mit 60 Abbildungen.) 333		
I.	Die Hypothese der freien Elektronen	333
1.	Historische Einleitung	333
2.	Pauliverbot, Elektronengas bei tiefen Temperaturen	334
3.	FERMISCHE Verteilung, Entartungskriterium	339
4.	Richardsoneffekt	348
5.	Elektrische und thermische Leitfähigkeit	352
6.	Thermoelektrizität, Thomson- und Peltiereffekt	356
7.	Halleffekt, magnetische Widerstandsänderung	363
II.	Elektronen im periodischen Potentialfeld	368
A.	Eigenwerte und Eigenfunktionen	368
8.	Allgemeines	368
9.	Die Strommatrix	373
10.	Das eindimensionale Modell von KRONIG	379
11.	Näherung von freien Elektronen her	385
12.	Näherung von gebundenen Elektronen her	394
13.	Vergleich der beiden Näherungsmethoden	408
14.	Das Potential im Metallgitter	414
15.	Die Austrittsarbeit	424
B.	Statistik	427
16.	Fermistatistik der Elektronen im Gitter	427
17.	Spezifische Wärme des Elektronengases	430
C.	Effekte, die nicht von der Wechselwirkung mit den Gitterwellen abhängen	432
a)	Strahlungslose Elektronenemission	432
18.	Richardsonseffekt. Durchlässigkeitskoeffizient	432
19.	Austrittserscheinungen in starken elektrischen Feldern	436
20.	Berührung zweier Metalle. Voltadifferenz. Elektronenaustritt aus Metallen mit Oberflächenschichten	443
21.	Theorie des elektrischen Kontakts	446
b)	Strahlungsvorgänge	454
22.	Allgemeines über die Absorption von Metallen	454
23.	Absorption und Emission von Röntgenstrahlen	461
24.	Der lichtelektrische Effekt	467
c)	Magnetische Eigenschaften	473
25.	Paramagnetismus	473
26.	Diamagnetismus der Leitungselektronen	477
27.	Ferromagnetismus freier Elektronen. Austausch. Gültigkeitsgrenzen unserer Theorie	483
d)	Streuung von Elektronen	486
28.	Allgemeines über die elastische Streuung (Elektronenbeugung)	486
29.	Die reguläre Reflexion	489
30.	Die unelastische Streuung	499
D.	Elektrische Leitfähigkeit, Wechselwirkung der Elektronen mit Gitterschwingungen	499
a)	Vorbereitende Tatsachen	499
31.	Allgemeine Übersicht über die Theorie der Leitfähigkeit	499
32.	Die Gitterschwingungen	500
33.	Beschleunigung der Elektronen durch ein elektrisches Feld	506
34.	Wechselwirkung zwischen Gitterschwingungen und Elektronen	509
b)	Bloch'sche Theorie (Annahme des thermischen Gleichgewichts der Gitterwellen)	517
35.	Die Bloch'sche Integralgleichung	517
36.	Hohe Temperatur $T \gg \theta$	524
37.	Tiefe Temperaturen $T \ll \theta$	526
38.	Mittlere Temperaturen $\theta \approx T$	530
39.	Wärmeleitfähigkeit	532
40.	Die PEIERLSSCHEN Umklappprozesse	536
c)	Die Abweichung der Gitterwellen vom thermischen Gleichgewicht	536
41.	Die Umklappprozesse	541
42.	Der Einfluß der Gitterwellen auf die Wärmeleitung	545
d)	Ergänzungen der Theorie	548
43.	Widerstand der Legierungen	548

Inhaltsverzeichnis.	IX	
	Seite	
44.	Ansätze für die Theorie der Supraleitung	555
45.	Leitfähigkeit von Halbleitern	558
E.	Kompliziertere Effekte	560
a)	Galvanomagnetische Effekte	560
46.	Allgemeine Theorie	560
47.	Halleffekt	562
48.	Magnetische Widerstandsänderung, schwache Felder	566
49.	Widerstandsänderung bei stärkeren Feldern	571
b)	Thermoelektrische Effekte	574
50.	Hohe Temperaturen	574
51.	Tiefe Temperaturen	577
c)	Strahlungseffekte	579
52.	Absorption und Dispersion sehr langwelliger Strahlung	579
53.	Absorption mit Beteiligung des Gitters	584
III.	Das Metall als Ganzes	585
A.	Berechnung der Eigenwerte	585
54.	Das Versagen der BLOCH'SCHEN Approximation beim Problem des Ferromagnetismus und das Modell von LONDON-HEITLER und HEISENBERG	585
55.	Das Austauschintegral nach der Methode von LONDON-HEITLER	587
56.	Das Austauschintegral	595
57.	Die Säkulargleichung für den Kristall	598
58.	Die angenäherte Lösung von BLOCH. Spinwellen	601
59.	Die exakte Lösung für die lineare Kette. Spinkomplexe	604
B.	Ferromagnetismus	607
60.	Allgemeine Theorie des Ferromagnetismus	607
61.	Richtungsabhängigkeit des Ferromagnetismus	613
62.	Die Magnetisierungskurve	614
63.	Widerstand der Ferromagnetika	617
C.	Kohäsionskräfte	618
64.	Kohäsionskräfte der Metalle	618
	Verzeichnis der verwendeten Bezeichnungen	620
	Kapitel 4.	
Dynamische Gittertheorie der Kristalle. Von Professor Dr. M. BORN, Göttingen, und Frau Dr. MARIA GÖPPERT-MAYER, Baltimore, U. S. A. (Mit 38 Abbildungen.) 623		
I.	Gleichgewicht und homogene Verzerrung	623
1.	Einleitung	623
2.	Geometrie des Kristallgitters	624
3.	Gitterenergie	626
4.	Homogene Verzerrung des Gitters	627
5.	Gleichgewichtsbedingungen des freien Gitters	628
6.	Kräfte im verzerrten Gitter	629
7.	Elastizitätstheorie	631
8.	Das Gitter im elektrischen Feld. Dielektrische Erregung	633
9.	Piezoelektrizität und Elektrostriktion	634
10.	Reguläre zweiatomige Gitter	635
II.	Gitterschwingungen	638
11.	Das eindimensionale Gitter	638
12.	Freie Schwingungen des allgemeinen Gitters	642
13.	Schwingungen des regulären, zweiatomigen Gitters	646
14.	Erzwungene Schwingungen	647
15.	Das Verteilungsgesetz der Eigenschwingungen	649
16.	Experimentelle Bestimmungen der Grenzfrequenzen	651
17.	Zusammenhang der Eigenschwingungen mit anderen Kristalleigenschaften	656
III.	Optik	657
18.	Lichtwellen	657
19.	Doppelbrechung	661
20.	Dispersion	662
21.	Optische Aktivität	664
IV.	Thermodynamik	668
22.	Klassische Theorie der Atomwärme	668
23.	Quantentheorie der Atomwärme von Oszillatoren	670
24.	DEBYE'SCHE Theorie der Atomwärme	671
25.	Gittertheorie der Atomwärme	673

HANDBUCH DER PHYSIK 1933



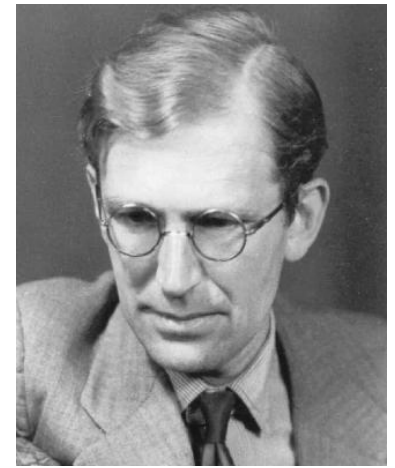
Lipsko

Curych

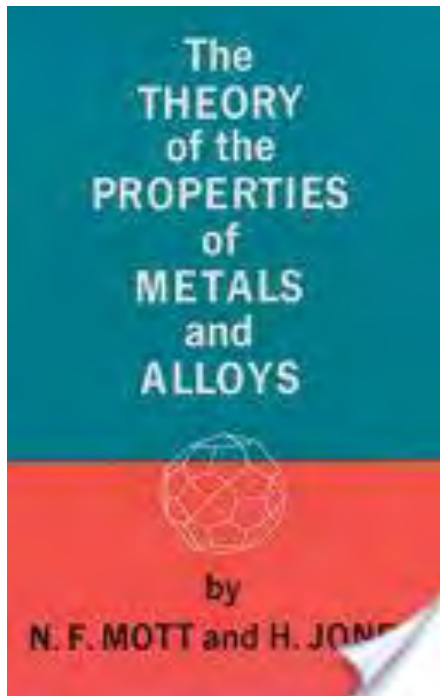
Mnichov

Fyzika pevných látek v Bristolu*

Nach **der Machtübernahme**:
Hans Bethe, Herbert Fröhlich,
Klaus Fuchs (sovětský špion),
Walter Heitler, Heinz London



Melville Wills Professor Neville Mott
(1905-1996)



1936

„I was fascinated to learn that quantum mechanics could be applied to problems of such practical importance as metallic alloys ...“

* In 1930 the group at Bristol were given the grant by the British government for “theoretical investigation of the physical properties of the solid state of matter”.

Fyzika pevných látek v Bristolu

The theory of crystal rectifiers

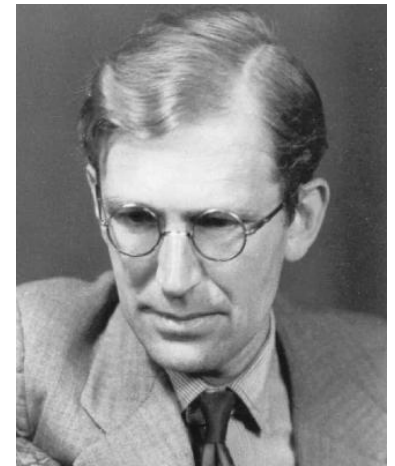
By N. F. Mott, F.R.S.

H. H. Wills Physical Laboratory, University of Bristol

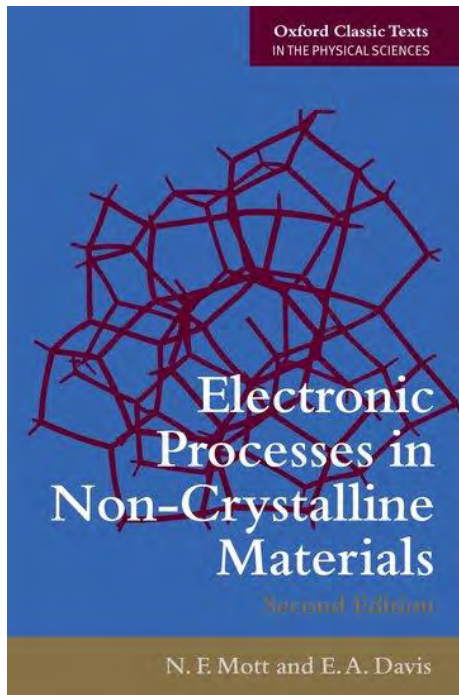
(Received 24 January 1939)

It has long been known that the contact between a metal and a semiconductor has a resistance which varies, in many cases considerably, with the direction of the current. A well-known example is the copper-cuprous oxide rectifier, which consists of a copper plate on which a layer of cuprous oxide has been formed, the oxide being in contact with a lead plate. It is the purpose of this paper to criticize existing theories of this effect and to suggest a new one.

Proc. Roy. Soc.
A 171, 27 (1939)



Neville Mott
(1905-1996)



1971

a Cambridge



od 1954 Cavendish Professor of
Experimental Physics

Fyzika pevných látek u nás

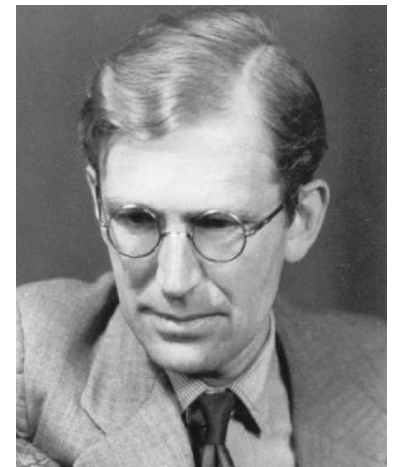
MATYÁŠ, Z.: *Úvod do kvantové fyziky polovodičů*. Nakladatelství Československé akademie věd, Praha, 1954, 385 str.



Zdeněk Matyáš, UK (1914-1957)

Zakladatel moderní fyziky pevných látek u nás

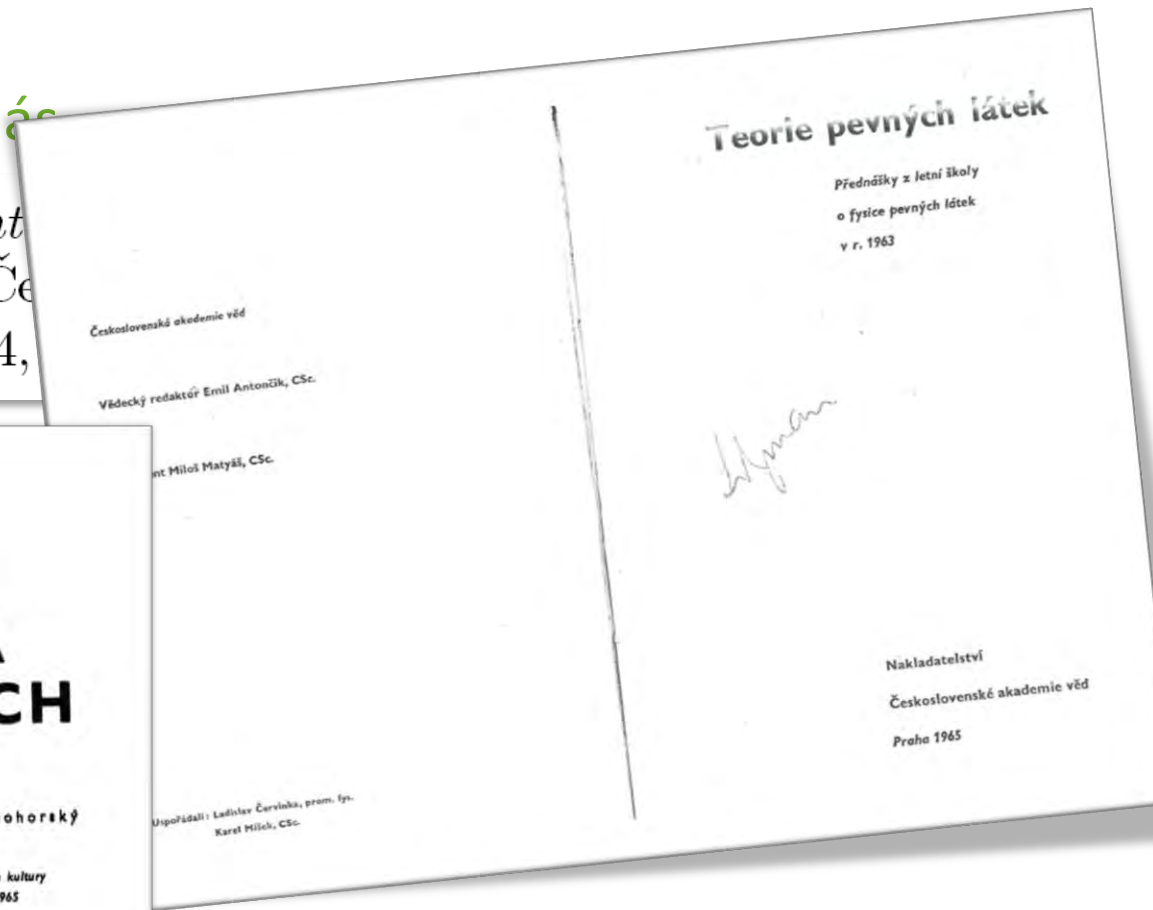
1946-47 působil v Bristolu u prof. Motta



Neville Mott
(1905-1996)

Fyzika pevných látek u nás

MATYÁŠ, Z.: *Úvod do kvantové fyziky polovodičů*. Nakladatelství Československé akademie věd, Praha, 1954,



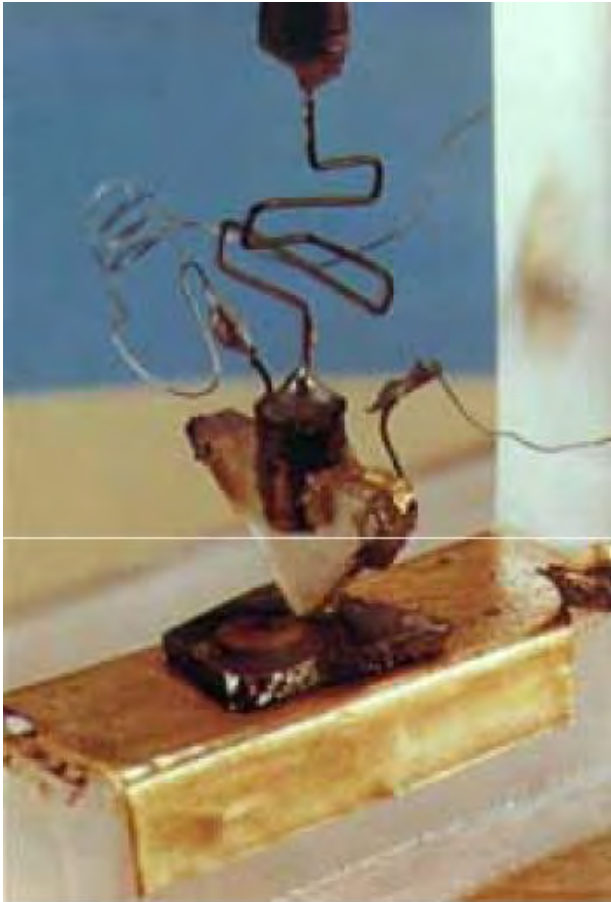
Fyzika pevných látek po roce 1945

Válka výzkum v oblasti pevných látek výrazně zbrzdila, ale ...

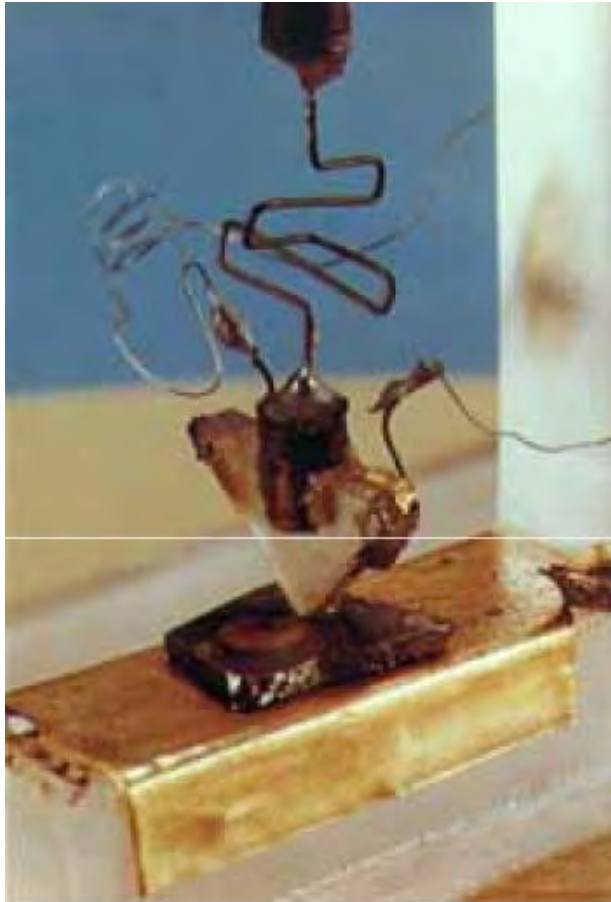


- ❑ počítače (výpočty pásových struktur)
- ❑ nové experimentální metody
mikrovlny (Fermiho plocha), neutrony (struktura, fononové disperzní křivky, magnetismus), polovodiče, technologie ...
- ❑ centrum výzkumu se přesouvá do USA
- ❑ výzkum i mimo univerzity

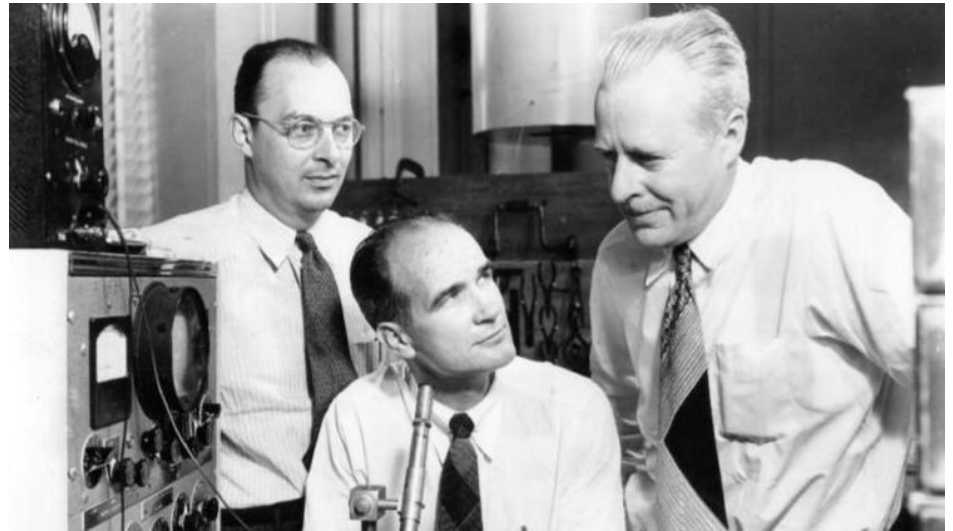
CO JE TO?



CO JE TO?



1947 Bellovy laboratoře



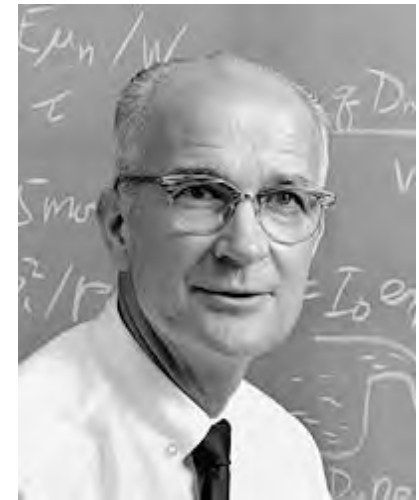
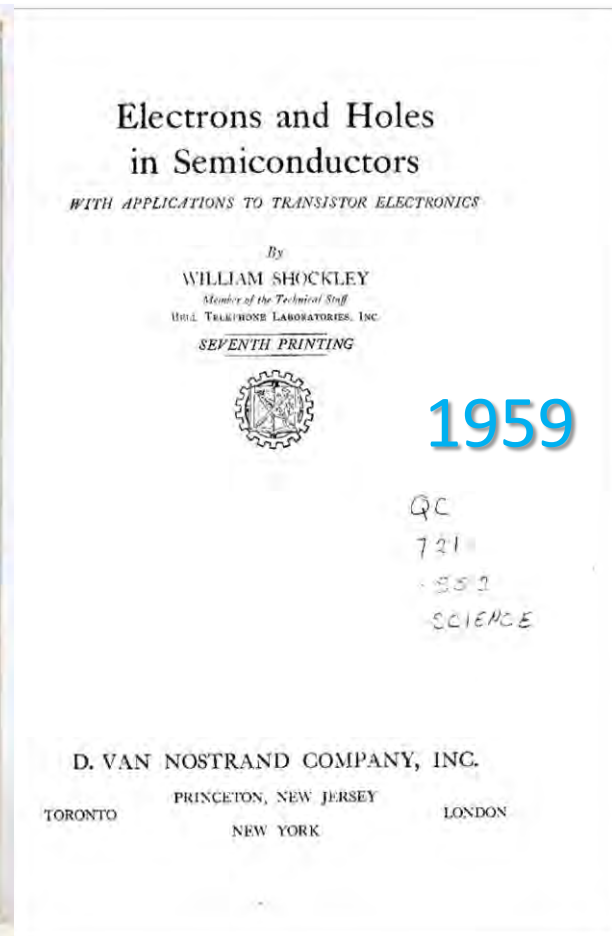
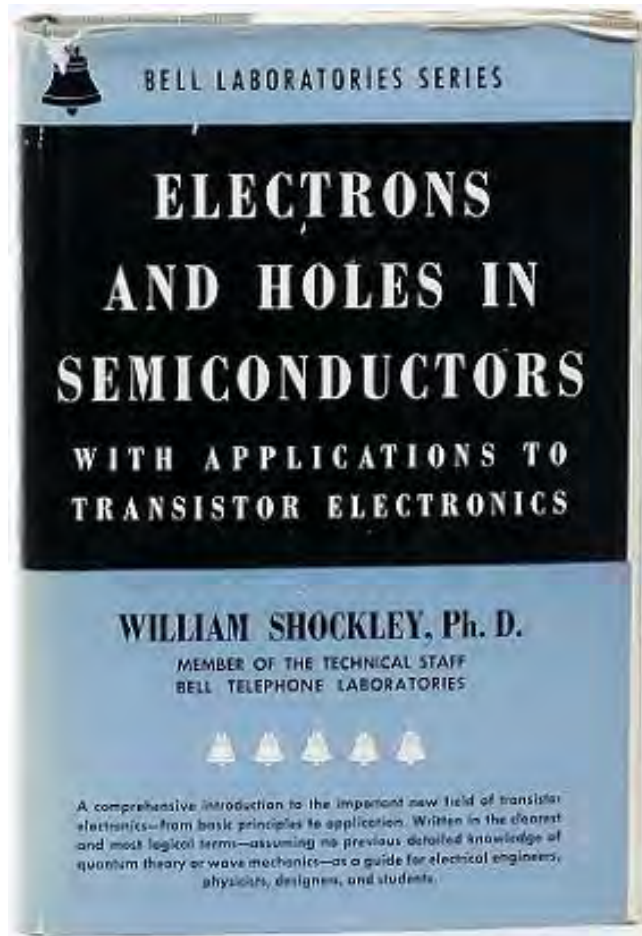
John Bardeen, Walter Brattain a
William Shockley pracují
na svém prvním **tranzistoru**
NC 1956

CO JE TO?

1947 Bellovy laboratoře

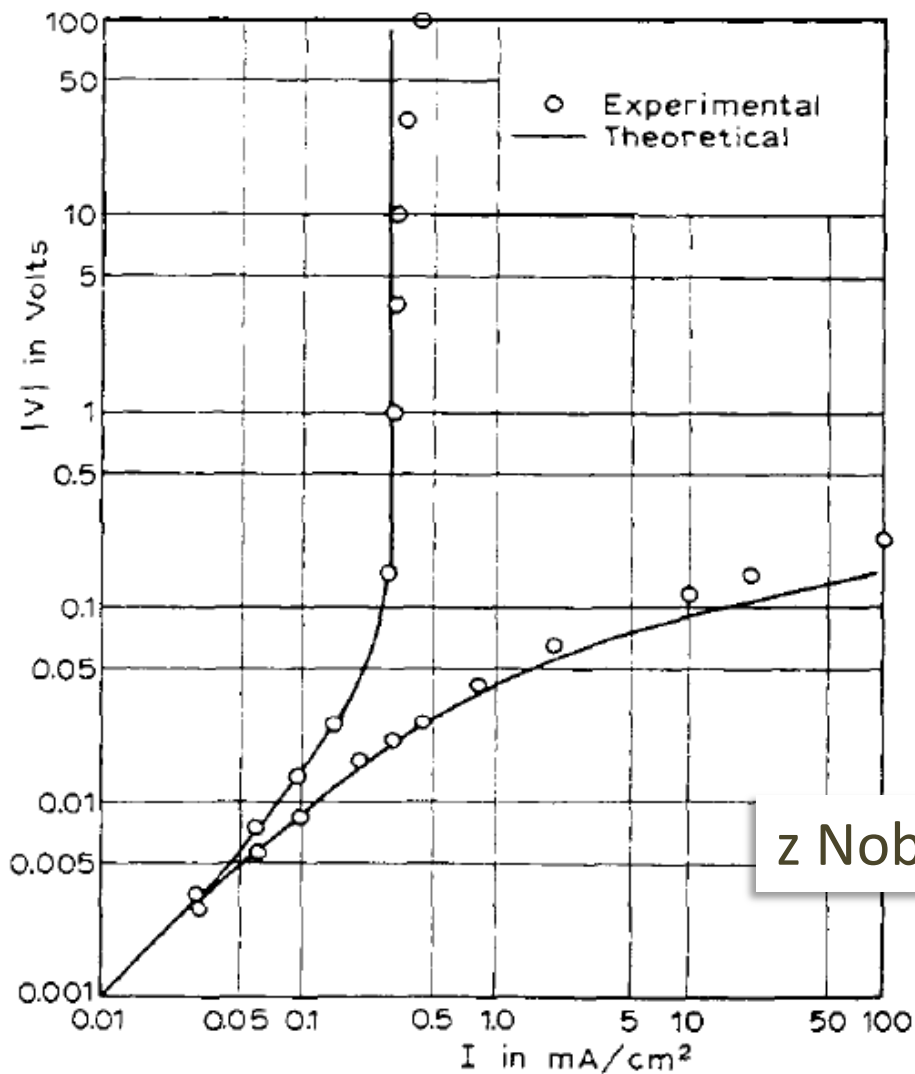


1950

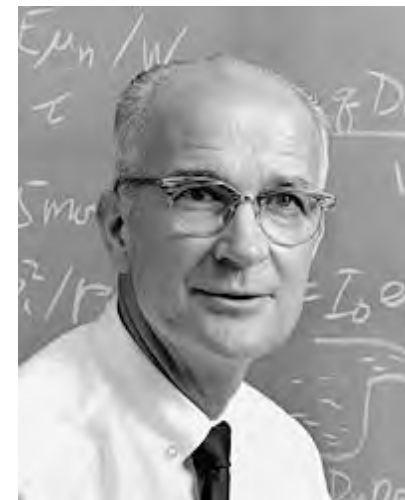


William Bradford
Shockley
(1910-1989)
NC 1956

1956 W. SHOCKLEY



z Nobelovské přednášky



William Bradford
Shockley
(1910-1989)
NC 1956

Fig. 9. Rectification characteristic for a p-n junction.

Růst syntetických monokrystalů

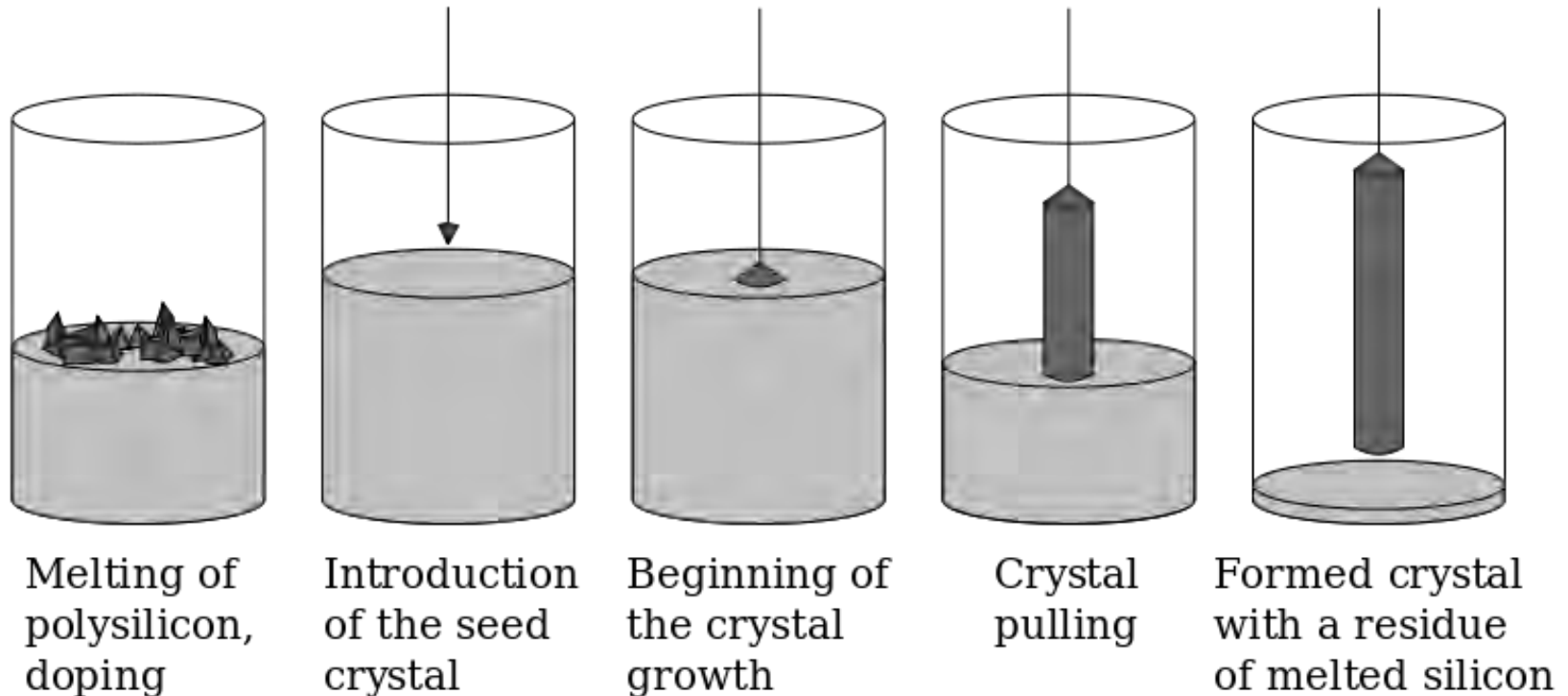
Czochralského metoda



Silicon crystal being grown by Czochralski process at Raytheon, 1956. The induction heating coil is visible, and the end of the crystal just emerging from the melt. The technician is measuring the temperature with an optical pyrometer. One of the earliest Si plants, the crystals produced by this early apparatus were only one inch in diameter.

Růst syntetických monokrystalů

Czochralského metoda



J. Czochralski (1918) "Ein neues Verfahren zur Messung der Kristallisationsgeschwindigkeit der Metalle" [A new method for the measurement of the crystallization rate of metals], *Zeitschrift für Physikalische Chemie*, **92** : 219–221.

