えと‥松井君がつくった固体物理の２００７の解答を鈴木君テフで打ってあげてくれるみたいなのでかぶっているところは省略させていただきます‥。そして松井君、統計物理も併せ、毎度ながら訂正のご協力ありがとうございます!!

1

a ウィーデマンフランツ則

金属の熱伝導度と電気伝導度の比を温度でわったものが, 多くの金属において一致するという経験則。これを説明したのがドルーデの理論である。ドルーデの理論において、大部分の熱流が伝導電子によって運ばれると仮定することによってこの法則が理論的に導かれた。

b シュプ二コフドハース効果

属物質の抵抗または伝導度が磁場の逆数に対して，周期的に振動する現象。ド・ハース - ファン・アルフェン効果と同じく，磁場中での離散的なランダウ順位によって生じる量子現象である。ただし，熱力学的な物理量の振動ではなく，電子の散乱に寄与する状態密度が周期的に変動するために生じる。振動の振動数からフェルミ面の大きさを知ることができるが，ド・ハース - ファン・アルフェン効果にくらべ振幅の解析は単純ではない。

（こぴぺしましたｗ磁場中ではエネルギー順位が離散化され、それがＢの逆数が一定量かわると、フェルミ面の中にいるエネルギー順位の数が変わるから、離散的に抵抗値も変わると答えられれば十分です）

c 点群

ブラベ格子のある一点を固定したまま、ブラベ格子をもとのブラベ格子に重ねることができる操作の集合。全部で７個ある。余談：空間群とはこれに並進対称移動を加えた物です。

d 映進面

ブラベ格子にはないベクトルによる並進操作をした後、そのベクトルを含むような平面について鏡映をすると、それ自身に一致するような面のこと。余談：らせん軸は並進のあとに回転させて一致すること。

e 光学モード

異なる複数の種類の粒子がつながった格子振動を考えた時、空間方向の波数ｋが小さい領域において、ω が線形になるモードとそうでないモードがあり、後者のこと。電気双極子モーメントを持つようになるため、電磁波と相互作用することができるようなることから光学モードよばれる。

4

a,

1. パウリ常磁性

金属に磁場をかけることによって生ずる磁化の大きさをはかる。

2. 電子気体比熱

   金属の比熱をはかる。ただし、これは低温でやらなければならない。$C_v = AT + BT^3$ となっているためである。高温だと (b) で示す式が成り立たなくなる。

3. ドハースファンアルフェン効果

   磁場をかけたときに系の磁化が磁場の逆数が一定値かわるごとに周期的に変化する現象がおこる。この周期がフェルミ面の極値断面積に依存するため、この周期をみればよい。

b, すいません、詳しい導出はノートみてくださいw

1. パウリ常磁性

   金属に磁場をかけると、スピンが磁場の向きを向いた電子は $\mu_b H$ エネルギーが下がり、逆向きの電子はそれだけエネルギーが上がる。すると、スピン上向きの電子数は $D(E_F)\mu_b H/2$ だけ増え、($D(E_F)$ が $E = E_F$ となるようなスピン上向きの電子の数と下向きの電子の数の和なため）下向きの電子数はおなじだけ減るため、$D(E_F)\mu_b^2 H$ だけ磁化が生ずる。(μ_b はスピン１つあたりの磁化）

2. 電子気体比熱

   すいません省略w普通にＥをＴで微分してあげてくださいw

3. ドハースファンアルフェン効果

   系に磁場をかけたときのハミルトニアン $H = \frac{(p-\frac{q}{c}A)^2}{2m}$ について、量子論によって固有値問題を解くとエネルギー順位が $E = (n+\frac{1}{2})\hbar\omega_c + \frac{\hbar^2}{2m}k_z^2$ となっていて、エネルギーが離散化されている。(ω_c はサイクロトロン周波数で $\frac{eB}{mc}$) で、フェルミ球の中にいくつこの順位がふくまれているかによって系の状態が変化するので、フェルミ面の極値断面積を A_e とすれば

   $$\Delta\frac{1}{B} = \frac{2\pi e}{\hbar c A_e}$$

   の関係をみたす。$\Delta\frac{1}{B}$ が系が離散的に変化する $\frac{1}{B}$ の周期である。余談：極値断面積、となる理由は、K_z に対しもっともフェルミ面の小さいところが $\frac{1}{B}$ の値が一番大きくなるため、敏感に反応するからということらしいです。

(c) アルカリ金属なので原子１つに対し、自由電子は１つあり、結晶構造は体心立方格子なので、格子あたり２つの電子がある。

$$k_F = (3\pi^2 n)^{\frac{1}{3}}$$

$$= (3\pi^2\frac{2}{a^3})\frac{1}{3})$$

$$\simeq 0.62\frac{2\pi}{a}$$

それに対し、ブリルアンゾーンの境界は $0.71\frac{2\pi}{a}$ なのでブリルアンゾーンに届かない。ブリルアンゾーン付近では少しエネルギーが下がるため、フェルミ面がひずむが、それがないため、ほぼ球形になる。

5 (c)

$$\frac{dp}{dt} = -\frac{p}{\tau} - eE$$

に $E = E_0 exp(-i\omega t)$ を入れたときの解を考えますすると

$$p(\omega) = \frac{-e}{\frac{1}{tau} - i\omega} E(\omega)$$

$j = ne\frac{p}{m}$ を使い

$$j(\omega) = \frac{ne^2}{m} \frac{1}{\frac{1}{\tau} - i\omega} E(\omega)$$

$$j(\omega) = \sigma_0 \frac{1}{1 - i\omega\tau} E(\omega)$$

6

a このまえやったばっかしだから別にいいかなという気もするのですがw強束縛近似なので、B_i のシグマについては最近接原子についてだけとるため、最近接原子の座標は

$$\pm\frac{a}{2}, \pm\frac{a}{2}, 0)(\pm\frac{a}{2}, 0, \pm\frac{a}{2})(0, \pm\frac{a}{2}, \pm\frac{a}{2})$$

なり、これの寄与を考えれば

$$\begin{aligned} E(k) \simeq E_i - A_i - B_i(&exp(i\frac{a}{2}k_x + i\frac{a}{2}k_y) + exp(i\frac{a}{2}k_x - i\frac{a}{2}k_y) + exp(-i\frac{a}{2}k_x - i\frac{a}{2}k_y) \\ &+exp(-\frac{a}{2}k_x + i\frac{a}{2}k_y) + exp(i\frac{a}{2}k_x + i\frac{a}{2}k_z) + exp(i\frac{a}{2}k_x - i\frac{a}{2}k_z) + exp(-i\frac{a}{2}k_x - i\frac{a}{2}k_z) \\ &+exp(-\frac{a}{2}k_x + i\frac{a}{2}k_z) + exp(i\frac{a}{2}k_z + i\frac{a}{2}k_y) + exp(i\frac{a}{2}k_z - i\frac{a}{2}k_y) + exp(-i\frac{a}{2}k_z - i\frac{a}{2}k_y) \\ &+exp(-\frac{a}{2}k_z + i\frac{a}{2}k_y) \end{aligned}$$

でまあ、これを cos になおします。

$$E(k) \simeq E_i - A_i - 4B_i(cos(\frac{a}{2}(k_x)\frac{a}{2}(k_z)) + cos(\frac{a}{2}(k_y)\frac{a}{2}(k_y)) + cos(\frac{a}{2}(k_y)\frac{a}{2}(k_z)))$$

b バンド幅は上の式で k_x, k_y, k_z とかがうごいたときのとりうる値の範囲の大きさだから 24

参考文献