

奇偶性相同则不消光；对闪锌矿（ZnS,zinc blende,fcc类金刚石结构），*S* (*hkl*) = *f**Z*n[1 + (−1)^{*h*+*k*} + (−1)^{*h*+1} + *l* + *f**S*[⋅⋅⋅]exp[i(^{*π*}*h*+*k*+*l*)]，类似金刚石，*S* (*hkl*) = *f**C*[1+exp[i(^{*π*}*h*+*k*+*l*)]][1+(−1)^{*h*+*k*} + (−1)^{*k*+*l*} + (−1)^{*l*+*h*}],两个中括号均可致消光，但前者所致消光并非因选消基矢[如(200)]
实验方法：对单晶：劳伦法(变波长)和旋转晶体法(变入射角)；粉末衍射法：相当于同时扫描所有入射角，高效，制样难度小且探测器只需1μccd阵列；分析方法：2维衍射图谱对移性确定晶体类型，峰位位置确定晶胞参数，峰强确定晶胞内原子位置

Part5固体中的电子**Chap15**周期势中的电子

近自由电子近似：自由电子波函数|**k**> = exp[i(**k**·**a**−ω*t*)],哈密顿*H*₀ =

p

2

2
m

{\displaystyle {\frac {p^{2}}{2m}}}

,本征能量*E*₀(**k**) =

ℏ

k

2

2
m

{\displaystyle {\frac {\hbar ^{2}k^{2}}{2m}}}

,受晶格周期性势场*V*(**r**) = *V*(**r**+**R**)微扰,总哈密顿*H* = *H*₀ + *V*(**r**),薛方*H*|ψ> = *E*|ψ>,由微扰论,*E* = *E*₀ + *E*₁ + *E*₂ + ⋯ ,能量1阶修正*E*₁ = <**k**|*V*> =

1

L

3

∫

d

3

r
V
(
r
)

{\displaystyle {\frac {1}{L^{3}}}\int d^{3}rV(r)}

为一常数,无意义,2阶修正*E*₂ = ∑*k*'≠*k*

|
⟨

k
′

|

V

(
r
)

|

k
⟩

|

E

0

(
k
)
−

E

0

(

k
′

)

{\displaystyle {\frac {|\langle k'|V(r)|k\rangle |}{E_{0}(k)-E_{0}(k')}}}

,其中|*k*' − *k*| = *G* = (1维情况)^²*π*/*n*,在非布区边界,*E*₀(**k**) ≠ *E*₀(**k**'),无问题,在布区边界附近,*E*₀(**k**) ≈ *E*₀(**k**'),需用简并微扰论,<(**k**|*H*|**k**> = *E*₀(**k**) + (<(**k**|*V*|**k**>),<*k*'|*H*|*k*'> = *E*₀(*k*') + (<*k*'|*V*|*k*'>),<(**k**|*H*|*k*'> =

1

L

3

∫

d

3

r
exp
⁡
[
i
(

k
′

−
k
)
⋅

r

]

{\displaystyle {\frac {1}{L^{3}}}\int d^{3}r\exp(i{\boldsymbol {k'}}\cdot {\boldsymbol {r}}]}

 =

1

L

3

∫

d

3

r
exp
⁡
(
i
G
⋅

r

)

{\displaystyle {\frac {1}{L^{3}}}\int d^{3}r\exp(i{\boldsymbol {G}}\cdot {\boldsymbol {r}})}

 = *V*_{*G*},<*k*'|*H*|*k*> = *V*−*G* = *V*_{*G*},设

电子波函数|ψ> = α|**k**> + β|*k*'>,薛方线代形式

[

E

0

(
k
)

V

G

V

G

E

0

(
k
+
G
)

]

[

α

β

]

=

E

[

α

β

]

,特征方程[*E*₀(**k**) − *E*]|*E*₀(**k** + **G**) − *E*| − |*V*_{*G*}|² = 0;布区边界处*k*' = −**k** = (1维)^{^π}/*a*,*E*₀(**k**) = *E*₀(**k**'),本征能*E*_± = *E*₀(**k**) ± |*V*_{*G*}|,本征态|ψ_±> =

1

2

[
(
k
)
+
|

k
′

|

]

(1维)
=

√
2

cos
⁡

π
a

x

[
exp
⁡
(
i
ω
t
)
]

,|

ψ

±

>
=

1

√
2

[
(
k
)
−
|

k
′

|

]

=
(1维)

√
2

i
sin
⁡

π
a

x

[
exp
⁡
(
i
ω
t
)
]

为驻波;(1维)偏离布区边界处,*k* = ^{^π}/*a* + δ,*k*' = −^{^π}/*a* + δ,特征方程{

ℏ

2

2
m

[
(

π
a

)

2

+

δ

2

]
−
E
+
2

ℏ

2

2
m

π
a

δ

}

{

ℏ

2

2
m

[
(

π
a

)

2

+

δ

2

]
−
E
−
2

ℏ

2

2
m

π
a

δ

}
−
|

V

G

|

2

=
0
⇒
{

ℏ

2

2
m

[
(

π
a

)

2

+

δ

2

]
−
E

)

2

=
(
2

ℏ

2

2
m

π
a

δ

)

2

+
|

V

G

|

2

⇒

E

±

=

ℏ

2

2
m

[
(

π
a

)

2

+

δ

2

]
±

√
(
2

ℏ

2

2
m

π
a

δ

)

2

+
|

V

G

|

2

,当δ→0,关于δ²展开略去高阶小量得*E*_± =

ℏ

2

2
m

(

π
a

)

2

±
|

V

G

|
+

ℏ

2

2
m

δ

2

[
1
±

ℏ

2

m

(

π
a

)

2

|

V

G

|

]

{\displaystyle {\frac {\hbar ^{2}}{2m}}[(\,{\frac {\pi }{a}})^{2}\pm |VG|+{\frac {\hbar ^{2}}{2m}}\delta ^{2}[1\pm {\frac {\hbar ^{2}}{m}}({\frac {\pi }{a}})^{2}|VG|]}

布洛赫定理:周期性势场中波函数可写为ψ(**r**) = *e*^{*i*·**k**·**r**}*u*_{**k**}(**r**),其中*u*_{**k**}(**r**) = *u*_{**k**}(**r** + **G**),证:因势场具周期性,哈密顿与平移算符对易,[*T*_{*a*}, *H*]*ψ* = *T*_{*a*}*H*(**r**)ψ(**r**) − *H*(**r**)*T*_{*a*}ψ(**r**) = *H*(**r**+*a*)ψ(**r**+*a*) − *H*(**r**)ψ(**r**+*a*) = *H*(**r**)ψ(**r**+*a*) − *H*(**r**)ψ(**r**+*a*) = 0⇒ [*T*_{*a*}, *H*] = 0,故*H*与*T*_{*a*}有共同本征函数,*H*ψ(**r**) = *E*ψ(**r**),*T*_{*a*}ψ(**r**) = ψ(**r**+*a*) = exp[iφ(*a*)]ψ(**r**),*T*_{*a*}+*b*ψ(**r**) = exp[iφ(*a*+*b*)]ψ(**r**),*T*_{*a*}*T*_{*b*}ψ(**r**) = exp[iφ(*a*)]exp[iφ(*b*)]ψ(**r**),*T*_{*a*}+*T*_{*b*} = exp[*a*+*b*] = φ(*a*) + φ(*b*) = φ(*a* + *b*) = φ(*x*) = *kx*,仅当布洛赫定理成立才满足这一条件

Chap16绝缘体,半导体或金属:1维情况下,每个能级(**k**)可容2个电子,若每个原胞贡献1电子,则能带半满,外场下填充区域偏移,总动量≠ 0,产生电流,为导体,若每胞2,则能带全满,为**能带绝缘体**;对2维情况下正方形晶格,若每胞1,在周期性势场微扰下,本为圆形的填充区域向低能的布区四边中点突出,若每胞2且带隙大,则填满方形价带,若带隙小,则在布区四边中点向带隙溢出**莫特绝缘体**:能带半满,但电子间交换相互作用强,电子分散排布,不愿运动到其它原子上;**安德森绝缘体**:电子运动时被散射,相干增强材料光学性质的影响因素:1.带隙大小:直接带隙:价带最低点与导带最高点同**k**,否则为**间接带隙**,光子动量<<布区宽度,直接带隙易保证动量守恒,易吸/发光,间接带隙吸/发光需伴随声子吸收/发射;难:2.带隙大小小<可见光子能量(1.5 ~ 3eV)才可高效吸光能带理论中,几乎所有能级<电子自旋均一上一下成对,无法解释很多材料的磁性

Chap17半导体物理

经典的半导体能带:价带钝导带尖,因价带电子靠近原子实,束缚小,较导带电子不易跃迁,电子有效质量大于导带电子

价带中电子和空穴各参数正负:|

m

p

p

±

v

v

q

q

±

+
+

{\displaystyle {\frac {m_{p}}{p}}\pm {\frac {m_{v}}{q}}\pm +}

|;有效质量:在布区边界附近,*E*(**k**) = *E*(*k*₀) +

1
2

∂

2

E

∂

k

2

+
⋯
≈

{\displaystyle {\frac {1}{2}}{\frac {\partial ^{2}E}{\partial k^{2}}}+\cdots \approx }

*E*₀ +

ℏ

2

2
m

∗

{\displaystyle {\frac {\hbar ^{2}}{2m^{*}}}}

⇒ *m*^{*} =

∂

2

E

∂

k

2

{\displaystyle {\frac {\partial ^{2}E}{\partial k^{2}}}}

,该式不可随意套用,如对于狄拉克半金属,其能带似 χ ,能量在交叉点不可幂指数展开,实际*m*^{*} = 0,电子高速传导;动量:宇宙的时间反演对称要求∑**k** = 0,当激发−*k* > 0的电子,随之产生*k* < 0的空穴;能量:空穴一般从上方开始填充,故对空穴下方能量低;速度:量子态对应的速度与填充的粒子种类无关,*v* =

ℏ

∂
E

∂
k

{\displaystyle \hbar {\frac {\partial E}{\partial k}}}

载流子运动方程(半经典):

ℏ

d

k

d
t

=
F
=
q
(
E
+
v
×
B
)
≈
(
价带顶
/
导带底处
)

m

∗

ℏ

d

v

d
t

,
v
=

∇

k

ϵ

;
贝瑞曲率Ω的修正:

ℏ

d

k

d
t

=
q
(
E
+
v
×
B
)
,
v
=

∇

k

ϵ

+
v
×
Ω

,
v
=

∇

k

ϵ

+
v
×
Ω

,这说明即使仅有恒定电场,载流子速度也不一定沿电场方向;与德布鲁模型结合:

ℏ

d

k

d
t

=
F
=
q
⋅
ℏ
k
,
v
=

∇

k

ϵ

=
v
×
Ω

,这说明外力直接作用于波矢,再转化到速度上;布洛赫振荡:电子被电场加速至一定程度后,*k*重新变为< 0,在普通晶体中因碰撞频繁少见,在光子晶体(激光场形成的周期性结构)中可见;用载流子电性解释霍尔效应中电荷积累方向不严谨,因到底仅有电子有运动,严谨地,应先看磁场对*k*影响,再看*k*与*v*关系;不同材料,贡献电流的电子所处能带不同,有效质量不同,故霍尔效应中不同电荷累积方向;解释塞贝效应亦如是

本征半导体:无掺杂的半导体;**半导体掺杂**:半导体主体一般用IV族元素,掺V/VI族元素以主体主掺杂,Ⅲ型半导体,电子导电,掺II/III族元素为受主掺杂,p型半导体,空穴导电;常温下多数施主原子可贡献自由电子,以P为例,近似类氢原子,里德堡常数*R*_{*y*} = −

m

e

4

8

ϵ

0

2

ℏ

2

≈
(

m

∗

∼
0.1

m

e

,

ϵ

r

∼
11
)

13.6
eV

1000

≈
13meV
<

k

B

T
≈
25meV,玻尔半径

r

0

=

4
π

ϵ

0

ℏ

2

m

∗

e

2

≈
100
×
0.053nm
=
5nm,不同掺杂原子的能带相对半导体主体的位置不同,降温,则掺杂原子激发产生的载流子相对半导体主体的减少更多,更趋向本征半导体

本征半导体中载流子密度:带带上电子数密度:*n* = ∫_{−∞}[∞] dε *g*_{*c*}(ε) *n*_{*F*}(β(ε − μ)),其中*ε*_{*c*}-导带底,单位体积态密度*g*_{*c*}(ε ≥ *c*) =

(
2
m

e

∗

)

3
/
2

2
π

ℏ

2

h

3

√
ε
−

c

c

,当

k

B

T
≪
带隙

ε

g

=

ε

c

−

ε

v

,费米填充因子

n

F

(
β
(
ε
−
μ
)
)
≈

e

−
β
(
ε
−
μ
)

,

n
≈

(
2
m

e

∗

)

3
/
2

2
π

ℏ

2

h

3

∫

c

c

d
ε

√
ε
−

c

c

e
−
β
(
ε
−
μ
)
=

(
2
m

e

∗

)

3
/
2

2
π

ℏ

2

h

3

e
β
(
μ
−

ε

c

)
∫

c

c

d
ε

√
ε
−

c

c

e
−
β
(
ε
−

ε

c

)

,设

x
=
β
(
ε
−

ε

c

)
,
n
≈

(
2
m

e

∗

)

3
/
2

2
π

ℏ

2

h

3

e
β
(
μ
−

ε

c

)
β
−
3
/
2

∫

0

∞

d
x

x

1
/
2

e

−
x

=

(
2
m

e

∗

)

3
/
2

2
π

ℏ

2

h

3

e
β
(
μ
−

ε

c

)
β
−
3
/
2

√

π
2

=
β
(
ε
−

ε

c

)
,
n
=

(
2
m

e

∗

)

3
/
2

2
π

ℏ

2

h

3

e
β
(
μ
−

ε

c

)
β
−
3
/
2

∫

0

∞

d
x

x

1
/
2

e

−
x

=

(
2
m

e

∗

)

3
/
2

2
π

ℏ

2

h

3

e
β
(
μ
−

ε

c

)
β
−
3
/
2

√

π
2

=
1
4

(

2
m

e

∗

k

B

T

π
ℏ

2

)

3
/
2

e
−
β
(
ε
−

ε

c

−
μ
)

,价带中空穴数密度:*p* = ∫_{−∞}[∞] dε *g*_{*v*}(ε)[1 − *n*_{*F*}(β(ε − μ))],其中*ε*_{*v*}-价带顶,单

位体积态密度*g*(ε ≤ *ε*_{*v*}) =

(
2
m

e

∗

)

3
/
2

2
π

ℏ

2

h

3

√
ε

v

−
ε
,当

k

B

T
≪

ε

g

,1
−

n

F

(
β
(
ε
−
μ
)
)
=

e

β
(
ε
−
μ
)

,

p
=

(
2
m

e

∗

)

3
/
2

2
π

ℏ

2

h

3

e
−
β
(
μ
−

ε

v

)
=
1
4

(

2
m

e

∗

k

B

T

π
ℏ

2

)

3
/
2

e
−
β
(
μ
−

ε

v

)

;对本征半

导体,*n* = *p* ⇒ μ =

ε

c

+

ε

v

2

+

3
4

k

B

T
ln
⁡

m

e

∗

ℏ

2

,低温下,

μ
≈

ε

c

+

ε

v

2

;两种载流子数密度之积:

n
p
=

1
16

(

2

k

B

T

π
ℏ

2

)

3

(

m

e

∗

m

h

∗

)

3
/
2

e
−
β
(
ε
−

ε

v

)
=
1
2

(

k

B

T

π
ℏ

2

)

3

(

m

e

∗

m

h

∗

)

3
/
2

e
−
β

ε

g

;主体材料决定*ε*_{*g*},掺杂改变μ而改变*n*,*p*,但不改变*n*_{*p*},施主掺杂μ ↑, *n* ↑, *p* ↓,受主掺杂μ ↓, *n* ↓, *p* ↑,改变温度会改变晶格常数而改变*ε*_{*c*},*ε*_{*v*},但一般可忽略

Chap18半导体器件

二极管(PN结):P型和N型半导体接触,电子由N极扩散至P极,产生内建电场(~ 10⁸V/m,但不会产生电流不可用万用表量出,因电流来自费米分布的不均匀),最终抑制扩散而达平衡;在偏压*V* (P高为正)下,电流*I* ∝ exp(*eV*/*k*_{*B*}*T*) − 1,详见半导体物理

Part5磁和平均场理论**Chap19**原子的磁性:顺磁和逆磁

磁化强度*M* = χ*H*,其中*χ*-顺磁化率,*H*-磁场强度;磁性分类:**铁(fero)磁**:χ ~ 10³,如Fe,Co,Ni,顺(**para**)磁:χ ~ 10^{−4},如Al,抗(**dia**)磁:χ ~ −10^{−4},如Cu,石墨,常规超导:近斯纳效应,完全抗磁,χ = −1
内层电子一般轨道和自旋角动量抵消,决定原子磁性的一般为外层电子,其遵循**洪特定则(Hund's rule)**:1.自旋趋同:虽磁矩间造成磁场能量略升高,但交换相互作用主导,因为费米子,同一能级两电子总波函数φ(**r**₁,**r**₂,**σ**₁,**σ**₂) = ψorbit(**r**₁,**r**₂)χspin(**σ**₁,**σ**₂)遵循交换反对称性(两电子交换,波函数取−),当自旋同向,自旋分量χ_{spin} = |↑↑>或|↓↓>满足交换对称而轨道分量ψorbit = (|*AB*> − |*BA*>)/√2(其中|*AB*> = *A*(**r**₁)*B*(**r**₂),|*BA*> = *A*(**r**₂)*B*(**r**₁))交换反对称,ψorbit(**r**₁,**r**₂) = −ψorbit(**r**₂,**r**₁) ⇒ lim*r*₁→**r**₂ ψorbit(**r**₁,**r**₂) = 0,即电子趋于远离,从而降低电势能,库仑相互作用能*E*_{singlet} = (|*AB*| − <|*AB*>|*V*(|*AB* − |*AB*>)|/2,当自旋反向,χ_{spin} = ∑(|↑↓> + |↓↑>)/√2,ψorbit = (|*AB*> + |*BA*>)/√2,库仑相互作用能*E*_{triplet} = (|*AB*| + <|*AB*>|*V*(|*AB* + |*BA*>)|/2,交换相互作用能*E*_{exchange} = *E*_{singlet} − *E*_{triplet} = −2*R**E*_{*A*}|*V*|*B**A*>;2.轨

一些常数
玻尔兹曼常数:*k*_{*B*} = 1.38 × 10^{−23}J/K
理想气体常数:*R* = 8.31J · mol^{−1} · K
普朗克常数:*h* = 6.63 × 10^{−34}J · s
阿伏伽德罗常数:*N*_{*A*} = 6.02 × 10^{−23}mol^{−1}
O C° = 273.15K
元电荷:*e* = 1.60 × 10^{−19}C
电子质量:*m*_{*e*} = 9.11 × 10^{−31}kg = 0.511MeV

道角动量最大化:各电子在轨道上同向转可保持相对距离较远,电势能较小,否则每转1圈就会有1次靠近的机会而升高能量;3.当<半满,电子轨道角动量*L*反平行自旋角动量*S*能量低,总角动量量子数*J* = |*L* − *S*|,其中*L* = ∑价电子*j*_{*i*}*S* = ∑价电子*s*_{*j*}(*L*,*S*非*L*,*S*的模),当>半满,*L*平行*S*能量低,*J* = *L* + *S*;核产生电场*E* =

ℏ

Z
e

4
π

ϵ

0

r

3

{\displaystyle {\frac {\hbar Ze}{4\pi \epsilon _{0}r^{3}}}}

,核绕电子旋转

生磁场*B* =

γ

e

ℏ

c

v
×

p

{\displaystyle \gamma {\frac {e}{\hbar c}}{\boldsymbol {v}}\times {\boldsymbol {p}}}

 =

γ

1
4
π

ϵ

0

m

e

c

2

r

3

{\displaystyle \gamma {\frac {Ze}{4\pi m_{e}c^{2}r^{3}}}}

,其中*v*-电子相对核速度,相对论效应带来洛伦兹(Lorentz)因子γ = [1 − (^²*v*/*c*)²]^{−1/2},电子自旋磁矩*m* = −*g*^{^μ}_{*B*}*S* ≈ −

e

m

e

{\displaystyle -{\frac {e}{m_{e}}}}

,考虑托马斯进动(Thomas precession),使自旋轨道耦合*H*_{soc} = −

1
2

m
⋅
B
=

Z
e

2

8
π

ϵ

0

m

e

c

2

L
⋅
S

{\displaystyle -{\frac {Ze^{2}}{8\pi \epsilon _{0}m_{e}c^{2}}}L\cdot S}

最小,其中*L* · *S* = ℏ ∑*j* *l*_{*j*}*s*_{*j*},即得

无外场下电子哈密顿*H* =

p

2

2
m

+
V
(
r
)
,磁场

B
=
∇
×

A

下哈密顿

H
=

(
p
+
e

A

)

2

2
m

+
V
(
r
)
−
B
⋅

m
⋅

{\displaystyle {\frac {p^{2}}{2m}}+V(r),磁场{\boldsymbol {B}}=\nabla \times {\boldsymbol {A}}下哈密顿H={\frac {(p+e{\boldsymbol {A}})^{2}}{2m}}+V(r)-{\boldsymbol {B}}\cdot {\boldsymbol {m}}}

对均匀场可取*A* =

1
2

B
×

r

,

[

p
,

A

]
=
0
)

p

2

2
m

+

e

4

|

B
×

r

|

2

2
m

+

e

p
⋅

B
×

r

2
m

−

g

μ

B

B
⋅

σ

+
V
(
r
)
=

p

2

2
m

+

e

2

|

B
×

r

|

2

2
m

+

e
B
⋅
(

r
×

p

)

2
m

−

g

μ

B

B
⋅

σ

+
V
(
r
)
=

p

2

2
m

+

e

4

|

B
×

r

|

2

2
m

+

μ

B

B
⋅
(
L
−

g

σ

)
+
V
(
r
)
,其中第2项-逆磁项,来自轨道运动,第三项-顺磁项,来自自旋轨道耦合

居里(Curie)顺磁:对自由电子,平均磁矩*m* =

(

g

μ

B

/
2
)
exp
⁡
(

g

μ

B

B
/
2
)
+
(
−

g

μ

B

B
/
2
)
exp
⁡
(
β

g

μ

B

B
/
2
)

exp
⁡
(
β

g

μ

B

B
/
2
)
+
exp
⁡
(
−
β

g

μ

B

B
/
2
)

{\displaystyle m={\frac {(g\mu _{B}/2)\exp({\boldsymbol {g\mu _{B}B/2})+(-g\mu _{B}B/2)\exp(\beta g\mu _{B}B/2)}{\exp(\beta g\mu _{B}B/2)+\exp(-\beta g\mu _{B}B/2)}}}

 =

(*g*μ_{*B*}/2) tanh(β*g*μ_{*B*}*B*/2),或配分函数*Z* = *e*^{β*g*μ_{*B*}*B*/2} + *e*^{−β*g*μ_{*B*}*B*/2},自由能*F* = −*k**B**T* ln *Z*,*m* = −

∂
F

∂
B

,得,磁化强度

M
=
n

m

,其中

n

n

-电子数密度,磁化率

χ

c

=
lim

H
→
0

∂
M

∂
H

=
lim

B
→
0

μ

0

∂
M

∂
B

=
n

ℏ

2

(

g

μ

B

)

2

4

k

B

T

{\displaystyle M=n{\frac {\partial F}{\partial B}}=nm,其中nn-电子数密度,磁化率\chi _{c}=\lim _{H\rightarrow 0}{\frac {\partial M}{\partial H}}=\lim _{B\rightarrow 0}{\frac {\mu _{0}\partial M}{\partial B}}=n{\frac {\hbar ^{2}(g\mu _{B})^{2}}{4k_{B}T}}}

(居里定律),用了玻尔兹曼分布,故与*T*有关;原子中电子朗德*g*因子:

g
=

1
2

(
g
+
1
)
+

1
2

(
g
−
1
)

S
(
S
+
1
)
−
L
(
L
−
1
)

J
(
J
+
1

)

,从而顺磁项
=
−

g

μ

B

B
⋅

J

,

χ

c

=
n

μ

0

(

g

μ

B

)

2

3

k

B

T

J
(
J
+
1

)

{\displaystyle g={\frac {1}{2}}(g+1)+{\frac {1}{2}}(g-1){\frac {S(S+1)-L(L-1)}{J(J+1)}},从而顺磁项=-g\mu _{B}\cdot J,\chi _{c}=n{\frac {\mu _{0}(g\mu _{B})^{2}}{3k_{B}T}}J(J+1)}

拉莫尔(Larmor)逆磁:设*B* = *B**z*,自由电子逆磁项*E* =

e

2

8
m

B

2

(

x

2

+

y

2

)
=

e

2

8
m

B

2

2
3

(

r

2

)

,平均磁矩(

m
)
=
−

∂
E

∂
B

=
−

e

2

6
m

(

r

2

)

B

,磁化率

χ

1

=
lim

B
→
0

n

μ

0

∂
m

∂
B

=
−

n

e

2

μ

0

6
m

(

r

2

)

;固体中,

χ

1

=
−

n

e

2

μ

0

6
m

(

r

2

)

{\displaystyle {\boldsymbol {m}}=-{\frac {\partial E}{\partial B}}=-{\frac {e^{2}}{6m}}(r^{2}){\boldsymbol {B}},磁化率\chi _{1}=\lim _{B\rightarrow 0}n\mu _{0