

## 二价铁对铁磁共振线宽的影响\*

许政一 霍裕平

### 提 要

本文讨论二价铁对铁氧体的铁磁共振线宽的影响。由于在尖晶石型铁氧体中，二价铁的基态是轨道单态，晶场的直接效应很小。二价铁对铁磁共振性质有显著影响的原因是各向异性交换作用引起二价铁磁矩不与总磁矩平行，因而使得文献[1]中所述的纵分支对共振性质起作用。我们推广文献[1]中的方法，使之适用于强交换耦合体系，并用之计算了二价铁对共振线宽的影响。计算表明，体系间的交换耦合的强弱对线宽的影响很小。对含二价铁反型尖晶石型铁氧体算得的结果解释了[100]方向线宽随温度的变化不出现极大，而在其他方向则出现极大的现象。导出的线宽的各向异性也与实验相符。

### 一、引 言

铁氧体中加入稀土离子或  $Fe^{2+}$ ,  $Co^{2+}$ ,  $Mn^{3+}$  等过渡族杂质离子后，一般线宽显著增加。多年来对其机构在理论和实验上都进行了不少的研究。目前看来，杂质离子引起共振线宽增大的主要机构有二，其一是直接通过杂质离子的自旋晶格相互作用而产生弛豫，在文献[1]中曾经对含稀土离子的石榴石型铁氧体进行过详细的讨论；另一种是杂质离子使一致进动散射成自旋波，根据文献[2]的分析，在大多数情况下，这种散射主要由交换作用涨落所引起。二种机构引起的线宽随温度的变化是很不相同的，前者远较后者显著。

很久以来，对含有二价铁的铁氧体，特别是镍铁氧体进行过不少研究。其主要实验结果可归纳如下：

1. 纯镍铁氧体的铁磁共振线宽的各向异性很小，随温度变化也不显著<sup>[3]</sup>。Yager 等发现<sup>[4]</sup>加入微量二价铁离子  $[(NiO)_{0.95}(FeO)_{0.05}Fe_2O_3]$  影响很小。但当二价铁含量较大后  $[(NiO)_{0.75}(FeO)_{0.25}Fe_2O_3]$ ，在较高温度下线宽有显著的各向异性，[100]与[111]方向线宽之差最大可达 300 奥。

2. Yager, Galt 等人还测得 [111] 方向上线宽随温度上升而增大，并在某温度  $T_M$  (约为绝对温度一百多度)处达到极大，其性质和稀土离子在石榴石型铁氧体中类似，即线宽的极大值和出现极大的温度随频率变化而有改变<sup>[4,5]</sup>。

孟宪振在 [110] 方向也测得了这种极大。他的实验结果如图 1 所示<sup>1)</sup>。样品成分为  $(NiO)_{0.77}(FeO)_{0.23}Fe_2O_3$ ，共振频率为每秒 8912 兆周。

\* 1964 年 3 月 31 日收到。

1) 孟宪振的实验中(其实验结果未发表)，极大出现在 125°K 左右。文献[5]中取 100°K 为极大出现温度(共振频率每秒 9200 兆周)是不准确的。从文献[5]中实验曲线可以看到，在极大附近，实验测量的点很少，联成的曲线的任意性很大。

3. 二价铁离子与其他过渡族离子  $\text{Co}^{2+}$ <sup>[6]</sup>,  $\text{Mn}^{3+}$ <sup>[7]</sup> 等不同之处在于它代入尖晶石型铁氧体后, [100] 方向上的线宽随温度变化很缓慢, 且不出現极大<sup>[4,5]</sup>.

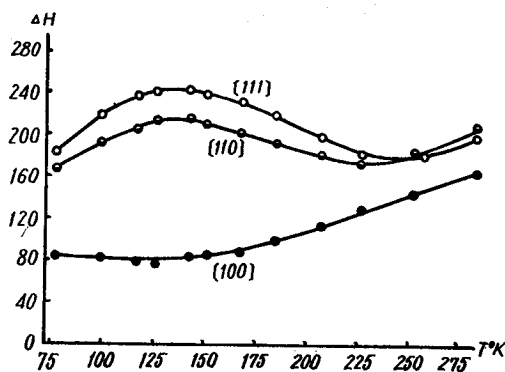


图1 含  $\text{Fe}^{2+}$  镍铁氧体的[100],[110]和[111]方向线宽的温度依赖关系。样品直径为 0.433 毫米。  
●表示[100]方向测量结果; ●表示[110]方向测量结果; ○表示[111]方向测量结果

由一般方向上线宽与温度关系来看, 含  $\text{Fe}^{2+}$  铁氧体的弛豫机构应该和含希土离子的石榴石型铁氧体一样<sup>[1]</sup>, 是由所谓“纵分支”所引起的。由于  $\text{Fe}^{2+}$  的自旋晶格相互作用较弱, 线宽极大出现的温度很高。但是在文献[1]中处理的是快速弛豫的杂质离子与基质离子间的交换作用远小于基质离子间的交换作用的情形(以后我们称之为弱交换耦合情形), 因而可以把杂质和基质都看成具有一个不随空间变化的磁化强度的体系。在尖晶石型铁氧体中,  $\text{Fe}^{2+}$  与基质离子的交换作用和基质离子间的交换作用是同一数量级的(以后我们称之为

强交换耦合情形)。因此发展文献[1]中的方法, 讨论强交换耦合磁系统的共振行为也是我们所感兴趣的。

本文为了理解二价铁对线宽的影响, 提出了一个合理的各向异性交换作用模型, 并采用了与文献[1]类似的方法, 分析了线宽的各向异性和它随温度的变化。

## 二、含 $\text{Fe}^{2+}$ 反型尖晶石型铁氧体的弛豫机构

不久前, White<sup>[7]</sup> 曾试图用 Kittel<sup>[8]</sup> 的快弛豫理论来说明加入二价铁后 [111] 方向上的线宽在  $T_M$  处出现极大的现象。但理论结果要求  $T_M$  与频率无关, 而极大值与频率成正比, 这是和实验结果直接矛盾的<sup>[5]</sup>。理论还要求在  $T_M$  处, 二价铁的弛豫频率和其能级间距差不多大小, 由顺磁共振所预期的  $\text{Fe}^{2+}$  自旋晶格弛豫频率不可能有这么大。

比较常提到的还是 Clogston<sup>[9]</sup> 及 Galt 等<sup>[4,5]</sup> 所提出的模型。他们认为, 由于电子可以在  $\text{Fe}^{2+}$  及  $\text{Fe}^{3+}$  间跃迁,  $\text{Fe}^{2+}$  及  $\text{Fe}^{3+}$  在晶体中的分布依赖于磁化强度的取向。在磁矩进动时, 电子的跳动跟不上磁化强度方向的改变, 从而引起耗损。当电子跳动频率等于外场频率时, 线宽达到极大。由于这理论所得到的线宽与温度关系是与实验一致的, 因而一直没有受到强烈的非难。实际上, 这种模型是很不合理的。首先, 由铁氧体电导数据来估计, 在 150°K 左右, 电子在  $\text{Fe}^{2+}$  及  $\text{Fe}^{3+}$  间跳跃的频率约为  $10^7$  次秒<sup>-1</sup><sup>[10]</sup>, 远小于交变场频率  $10^{10}$  秒<sup>-1</sup>。再者, 利用导出的线宽公式与实验比较, 可以定出跳跃频率的激活能约为 0.02 eV<sup>[4,5]</sup>, 但由电导实验得到迁移率的激活能约为 0.1 eV<sup>[10]</sup>。在小极化子理论<sup>[11]</sup>中, 迁移率的激活能主要是由电子自陷所引起, 因此在任何跳跃过程中都应起作用。Гуревич 等<sup>[12]</sup>曾认为, 比较可能的是涉及  $\text{Fe}^{2+}$  离子电子云分布改变的过程, 但他们并没有具体讨论。

在文献[1]中曾指出, 在交换耦合的系统中, 考虑到晶场或各向异性交换作用后, 整个

1) 孟宪振曾作过含  $\text{Mn}^{3+}$  铁氧体的共振实验(其实验结果未发表), 发现其线宽随温度变化在[100],[110]和[111]三个晶轴方向都有极大。

共振行为由横分支及纵分支共同决定。在温度略升高后，只要快速弛豫离子磁化方向与晶体总磁化方向不完全平行，一般线宽即由与离子顺磁吸收相联系的纵分支所决定。按此求得其温度行为和实验一致。由顺磁共振测出  $\text{Fe}^{2+}$  的自旋晶格弛豫时间在  $20^\circ\text{K}$  约为  $10^{-9}$  秒<sup>[13]</sup>，预计在  $150^\circ\text{K}$  附近可以达到  $10^{-10}$  秒以下。因而分析  $\text{Fe}^{2+}$  的弛豫机构，重要的就在于分析二价鉄离子磁矩方向<sup>1)</sup> 偏离整个晶体磁化方向  $\phi$  角的原因。为此我们需要探讨  $\text{Fe}^{2+}$  所受的作用。引起  $\phi \neq 0$  的原因主要是晶场和各向异性交换作用。

在含  $\text{Fe}^{2+}$  的鉄氧体(例如镍鉄氧体)中，原则上其他磁离子(如  $\text{Ni}^{2+}$  和  $\text{Fe}^{3+}$ ) 的磁矩间也可互相偏离一定角度。但通常这些离子的自旋晶格弛豫很慢(例如在  $90^\circ\text{K}$ ， $\text{Ni}^{2+}$  和  $\text{Fe}^{3+}$  的自旋晶格弛豫时间分别为  $2 \times 10^{-7}$  秒和  $10^{-8}$  秒<sup>[14]</sup>)，这种偏离不起作用。以下我们把非  $\text{Fe}^{2+}$  的磁矩都看作彼此平行的。

$\text{Fe}^{2+}$  处在尖晶石型鉄氧体的  $B$  位上(见图 2)，所受晶场是立方晶场与三角晶场的迭加。在立方晶场作用下，其最低态为三重轨道简併态  $T_{2g}$ ，它与激发态间距离约为  $10^4 \text{ cm}^{-1}$ ；在三角晶场作用下， $T_{2g}$  分裂成单态及双重简併态，二者裂距为  $E_t \sim 10^3 \text{ cm}^{-1}$ <sup>[15]</sup>，其波函数(以  $[\bar{1}11]$  方向为极轴)与

$$Y_{2,0}; \sqrt{\frac{2}{3}} Y_{2,-2} + \sqrt{\frac{1}{3}} Y_{2,1},$$

$$\sqrt{\frac{2}{3}} Y_{2,2} - \sqrt{\frac{1}{3}} Y_{2,-1} \quad (1)$$

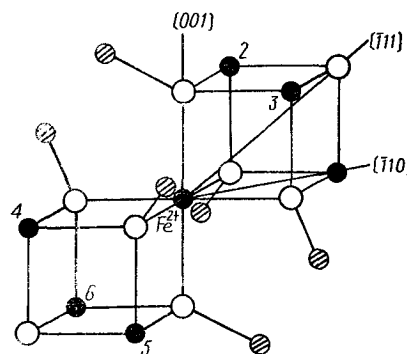


图 2 尖晶石型鉄氧体中  $B$  位四周的离子分布  
●为  $B$  位离子；⊙为  $A$  位离子；○为氧离子

成比例，而前者是基态。其中  $Y_{n,m}$  为球谐函数。所以晶场或晶格振动对自旋磁矩的影响都是通过  $L-S$  耦合的二级微扰实现，这就是为什么  $\text{Fe}^{2+}$  受晶场的影响及其自旋晶格弛豫都比  $\text{Co}^{2+}$  弱的原因。Slonczewski<sup>[15]</sup> 求出了  $B$  位上  $\text{Fe}^{2+}$  在基态的自旋哈密顿量为

$$\mathcal{H}_s = g\beta\vec{S} \cdot \vec{H} + D\mathbf{S}_z^2, \quad (2)$$

其中  $g$  是 Landé 因子； $\beta$  是玻耳磁子； $\mathbf{S}_z$  为  $\text{Fe}^{2+}$  自旋算符在  $[\bar{1}11]$  方向(我们选它作  $z'$  轴)的分量； $D = \frac{\alpha^2}{E_t}$ ， $\alpha$  为  $L-S$  耦合常数，约为  $80 \text{ cm}^{-1}$ <sup>[15]</sup>； $\vec{H}$  为外场与分子场之和。对  $D\mathbf{S}_z^2$  项作一级微扰，直接可求出由于晶场引起  $\text{Fe}^{2+}$  磁矩与  $\vec{H}$  间夹角  $\varphi_c$  为

$$\varphi_c \approx \langle \mathbf{S}_x \rangle_1 / S = \frac{D}{g\beta S^2 H} \langle \mathbf{S}_z^2 \mathbf{S}_x \rangle_0 = \frac{\alpha^2}{g\beta S^2 H E_t} \langle \mathbf{S}_z^2 \mathbf{S}_x \rangle_0, \quad (3)$$

其中  $\langle \rangle_1$  和  $\langle \rangle_0$  分别表示对一级和零级波函数求平均， $x$  为与磁化强度垂直之轴。由分子场理论可以估计得  $g\beta HS \sim 6 \cdot 10^2 \text{ cm}^{-1}$ 。所以  $\varphi_c \sim 10^{-2}$ ，以后将看到，由它引起的线宽极大值比实际测到者要小一数量级，因而在以下计算中，我们将它略去。低对称晶场通常更小，可省略。

应该指出，在(3)式中各量所取的值，特别是  $E_t$  基本上只有数量级上的意义， $\varphi_c$  完全有可能大几倍， $\varphi_c^2$  即可大出一个数量级。我们认为晶场效应应该小的另一原因是：考虑

1) 这里所述磁矩方向是指磁矩平衡方向，后面相同。

到各种可能的阳离子在  $B$  位上的分布,  $\varphi_c$  不可能在  $[100]$  方向为零。若它起主要作用, 綫寬随温度变化的极大一定在  $[100]$  方向出現, 实际上, 如前所述, 在  $[100]$  方向觀測不到极大。

在分析各向异性交换作用前, 我們要指出, 虽然交换作用各向异性也是由晶場引起的, 但在原則上其所产生效应可以比晶場直接参与者 ( $\varphi_c$ ) 更大。按照 Moriya<sup>[16]</sup> 的分析, 交换作用可写成

$$\lambda \vec{\mu}_1 \cdot \vec{\mu}_2 + \vec{D} \cdot (\vec{\mu}_1 \times \vec{\mu}_2) + \vec{\mu}_1 \cdot \vec{I} \cdot \vec{\mu}_2 = \vec{\mu}_1 \cdot \vec{\lambda} \cdot \vec{\mu}_2, \quad (4)$$

其中  $\vec{\mu}$  为磁矩算符;  $\lambda \approx \frac{(b_{12}^{gg})^2}{U}$ ,

$$\left. \begin{aligned} \vec{D} &= \frac{4i}{U} [b_{12}^{gg} \vec{C}_{21} + \vec{C}_{12} b_{21}^{gg}], \\ \vec{I} &= \frac{4}{U} [\vec{C}_{12} \vec{C}_{21} - \vec{C}_{21} \vec{C}_{12} - (\vec{C}_{12} \cdot \vec{C}_{21}) \vec{I}], \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

$$\vec{C}_{21} \approx -\frac{\alpha}{2} \sum_{s'} \frac{1}{E_g - E_{s'}} \vec{l}_{gs'} b_{21}^{gs'}, \quad (6)$$

$g$  表示离子基态;  $s'$  表示离子激发态;  $b_{21}^{gs'}$  表示处在基态的磁离子 2 与处在激发态的磁离子 1 通过氧离子的間接交换积分;  $b_{12}^{gg}$  是二磁离子均处于基态的間接交换积分;  $E_g$  与  $E_{s'}$  是基态与  $s'$  态之能量;  $U$  是由磁离子轉移一个电子到氧上所需要的能量;  $\vec{I}$  为单位张量;  $\vec{l}_{gs'}$  是軌道矩在基态与  $s'$  态間的矩陣元。虽然  $\frac{\alpha}{E_{s'} - E_g}$  較小, 但  $b_{21}^{gs'}$  可以比  $b_{12}^{gg}$  大, 所以  $\vec{I}$  各向异性的效应可以比  $\frac{\alpha^2}{g\beta S H E_i}$  大。

現在我們討論由各向异性交换作用所引起的  $\text{Fe}^{2+}$  磁矩与其他离子磁矩間的偏角  $\phi$ 。因为假設了非  $\text{Fe}^{2+}$  离子的磁矩互相平行, 所以对于分析靜态行为, 可以把非  $\text{Fe}^{2+}$  离子的磁矩都看作相等<sup>1)</sup>, 分析  $\text{Fe}^{2+}$  离子与各相邻离子間的交换作用矩陣之和  $\vec{\lambda} = \sum_i \vec{\lambda}_i$  即可决定  $\phi$ 。其中  $\vec{\lambda}_i$  是  $\text{Fe}^{2+}$  与相邻之  $i$  离子的交换作用张量。与  $\text{Fe}^{2+}$  交换耦合最强的是  $A$  位上的  $\text{Fe}^{3+}$ , 我們取其交换作用张量之和是各向同性的; 至于  $B$  位上的  $\text{Fe}^{3+}$  或  $\text{Ni}^{2+}$  与  $\text{Fe}^{2+}$  之間的交换作用, 都是通过二个氧离子进行的。設在如图 3 所示作正方形排列的情形, 在

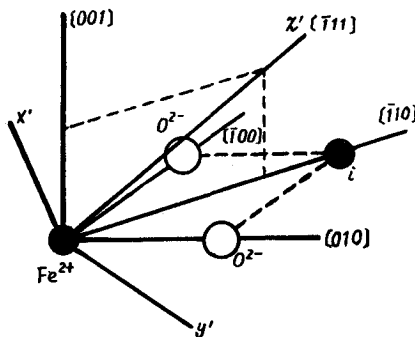


图 3 坐标系间的关系,  $x'$  轴在  $(110)$  面內

包含各离子的平面內,  $\text{Fe}^{2+}$  与  $i$  离子的交换作用是各向同性的, 与此面垂直的方向則不同。在以三个  $[100]$  方向为軸的坐标系中, 交换作用张量可写成

$$\begin{pmatrix} \lambda_1 & 0 & 0 \\ 0 & \lambda_1 & 0 \\ 0 & 0 & \lambda_1 + \Delta\lambda_1 \end{pmatrix} \quad (7)$$

的形式。显然, 如果  $B$  位上离子全相同, 則交换作用张量之和  $\vec{\lambda}$  就是各向同性的。由于  $\vec{\lambda}$  的各向同性部分主要由  $A$  位上的  $\text{Fe}^{3+}$  引起, 在以后計算

1) 不同离子磁矩只差一常数因子, 可以取磁矩相同而把此因子归入交换积分中。

中,我們將略去  $B$  位的  $Ni^{2+}$  及  $Fe^{3+}$  与  $Fe^{2+}$  間的交換作用的各向同性部分的差別。当  $Fe^{2+}$  相邻的  $B$  位上的离子不全相同时,在以三个  $[100]$  方向为軸的坐标系中,  $\vec{\lambda}$  的三个对角元就不完全相同。例如,只在图 2 中位置 1 上出現  $Ni^{2+}$  时,  $\vec{\lambda}$  为

$$\begin{pmatrix} \Lambda & 0 & 0 \\ 0 & \Lambda & 0 \\ 0 & 0 & \Lambda + \Delta\Lambda \end{pmatrix}. \quad (8)$$

因此除了鉄氧体磁化方向在  $[100]$  以外,二价鉄离子磁矩方向总与总磁化方向有夹角  $\phi$ 。这就是  $[100]$  以外方向上的綫寬都出現对温度极大的原因。 $A$  位和  $B$  位間交換作用比  $B$  位間交換作用大一个数量級,若二个  $B$  位离子間交換作用的各向同性部分与各向异性部分相近,則  $\Delta\Lambda$  約比  $\Lambda$  小一个数量級。这大致和第四节所估計得者相符。

以上提出的交換作用形式只能認为一个基本假設,严格論証非常困难。这里只想說明一下(7)是合理的。以  $Fe^{2+}$  在三角晶場中的較低的二重軌道簡併态为(6)中的中間态  $\left(\frac{\alpha}{|E_g - E_{g'}|} = \frac{\alpha}{E_i} \sim 10^{-1}\right)$ , 利用(1), (6)及图 3 不难得到: 当自旋平行  $[001]$  軸,  $\vec{i}$  在  $[001]$  方向的分量引入的中間态波函数为  $y'z'$  形式; 但当自旋平行于  $[\bar{1}00]$  和  $[010]$  軸,  $\vec{i}$  在这些方向的分量都主要混入  $x'z'$  型波函数。因  $x'$  軸在  $(110)$  面內, 自旋在  $[\bar{1}00]$  或  $[010]$  方向上时,  $Fe^{2+}$  波函数与二个  $O^{2-}$  的波函数重迭較小,故与  $i$  离子的交換作用較小。当然这儿並沒有严格論証三个  $[100]$  方向是交換作用张量的主軸方向,这只能作为一个假定。

利用上述模型,我們就可以理解不同过渡族离子在反型尖晶石型鉄氧体中的行为。对于  $Co^{2+}$  和  $Mn^{3+}$ , 由于在三角晶場分裂后基态都是二重軌道簡併态,晶場直接作用和各向异性交換作用都存在,所以在各方向上都看到了綫寬对温度的极大,且  $[111]$  方向的一般的平滑的(不考虑  $Co^{2+}$  引起的各向异性反常部分)各向异性綫寬比  $[100]$  方向的小。对于  $Ni^{2+}$ , 由于在立方晶場作用下軌道基态即不簡併,故  $\phi \simeq 0$ , 自旋晶格弛豫也很弱,对綫寬影响很小。只有二价鉄离子,虽然基态不簡併,但离第一激发态不远,因此自旋晶格作用較強,而  $\phi$  主要由各向异性交換作用引起。其所造成的綫寬各向异性与  $Co^{2+}$ ,  $Mn^{3+}$  所引起者很不一样。

### 三、强耦合系統的鉄磁共振行为

在尖晶石型鉄氧体中,由于  $A$  位和  $B$  位間交換作用很強,文献 [1] 中的討論需要重新考虑。我們把体系分成二部分,一部分是快速弛豫离子(以下記为体系  $b$ ), 另一部分由其他离子組成(以下記为体系  $a$ )。  $a$ ,  $b$  体系間交換耦合強度与  $a$  体系內部交換耦合強度同数量級,而  $b$  体系內部的耦合可以略去。当我们討論由  $b$  离子引起的各向异性行为时,可以用一个等效鉄磁模型来处理体系  $a$ 。略去文献 [2] 中机构所引起的綫寬后(它主要是各向同性的),  $a$  体系中的各离子的磁矩和交換积分都可用平均等效量表示之。

和文献 [1] 类似,体系总哈密頓量为

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_{0a} + \mathcal{H}_{0b} + \mathbf{W}, \quad (9)$$

$$\mathcal{H}_{0a} = -\vec{H}_0 \cdot \sum_i \vec{\mu}_i - \lambda' \sum_{(i,j)} \vec{\mu}_i \cdot \vec{\mu}_j - \sum_{(l,i)} \vec{\mu}_{l0} \cdot \vec{\lambda} \cdot \vec{\mu}_i, \quad (10)$$

$$\mathcal{H}_{0b} = -\vec{H}_0 \cdot \sum_l \vec{\mu}'_l - \sum_{(l,i)} \vec{\mu}'_l \cdot \vec{\lambda} \cdot \vec{\mu}_{i0}, \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{W} = & -\lambda \sum_{(l,i)} (\Delta\mu'_{i+} \Delta\mu_{i-} + \Delta\mu'_{i-} \Delta\mu_{i+}) - \lambda \sum_{(l,i)} \Delta\mu'_{ix} \Delta\mu_{ix} - \\ & - h_+ \sum_l \Delta\mu'_{i-} - h_+ \sum_l \Delta\mu_{i-}, \end{aligned} \quad (12)$$

其中  $\vec{\mu}_i, \vec{\mu}'_i$  为  $a, b$  离子磁矩算符, 可以写成平衡部分(用下标“0”表示)与进动部分之和:

$$\vec{\mu}'_i = \vec{\mu}'_{i0} + \Delta\vec{\mu}'_i, \quad \vec{\mu}_i = \vec{\mu}_{i0} + \Delta\vec{\mu}_i, \quad \text{而} \quad \Delta\mu_{i\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\Delta\mu_{ix} \pm i\Delta\mu_{iy}),$$

$i, j$  和  $l$  分别表示  $a$  和  $b$  离子的位置,  $\sum_{\langle \rangle}$  表示对相邻离子对求和,  $\vec{H}_0$  为外加恒定磁场, 取  $\vec{\mu}_0$  方向为  $z$  轴.

在(11)中我们没有写自旋晶格相互作用项, 而只是在最后计算关联函数时引入弛豫因子<sup>[1]</sup>. (12)中外场只取了右旋场的正频部分,  $\lambda'$  为  $a$  离子间的交换积分<sup>1)</sup>,  $\vec{\lambda}$  为  $a, b$  离子间交换作用张量. 在(12)中, 为使计算简便起见, 取了各向同性的交换积分. 这是因为各向异性交换作用的主要作用是使  $a, b$  体系的磁矩互相偏离  $\phi$  角, 对其他方面的影响不是很重要的. 在第四节中, 我们将讨论(12)中交换积分为张量所产生的影响.

由于体系之间耦合较强, 我们必须考虑  $b$  离子周围的  $a$  离子由于与其作用而和其他  $a$  离子的进动不同. 因此我们对  $\Delta\vec{\mu}_i$  作傅氏展开(实质上与自旋波展开相当):

$$\Delta\mu_{i\pm} = \sqrt{\frac{1}{N}} \sum_{\vec{k}} e^{\pm i\vec{k}\cdot\vec{r}_i} \mu_{\vec{k}\pm}, \quad \Delta\mu_{ix} = \sqrt{\frac{1}{N}} \sum_{\vec{k}} e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}_i} \mu_{\vec{k}x}; \quad (13)$$

$N$  是等效格点的总数. 因此(12)可写成

$$\begin{aligned} \mathbf{W} = & -\lambda \sum_l \sum_{\vec{k}} \{f_l^*(\vec{k}) \Delta\mu'_{i+\mu_{\vec{k}}^-} + f_l(\vec{k}) \Delta\mu'_{i-\mu_{\vec{k}}^+}\} - \\ & - \lambda \sum_l \sum_{\vec{k}} f_l(\vec{k}) \Delta\mu'_{ix} \mu_{\vec{k}x} - h_+ \sum_l \Delta\mu'_{i-} - h_+ \sqrt{N} \mu_0, \end{aligned} \quad (14)$$

其中

$$f_l(\vec{k}) = \frac{1}{\sqrt{N}} e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}_l} \sum_{\vec{\delta}} e^{i\vec{k}\cdot\vec{\delta}}, \quad (15)$$

$\vec{\delta}$  是联结  $a$  离子与相邻  $b$  离子之格矢.

与文献[1]类似, 以  $\mathbf{W}$  为微扰, 并作切断近似后, 得到磁矩进动部分所满足的方程:

$$\left. \begin{aligned} \Delta\mu'_{i+}(\omega) = & \lambda u_{11}^{(l)} \sum_{\vec{k}} f_l(\vec{k}) \mu_{\vec{k}^+}(\omega) + \lambda u_{12}^{(l)} \sum_{\vec{k}} f_l^*(\vec{k}) \mu_{\vec{k}^-}(\omega) + \\ & + \lambda u_{13}^{(l)} \sum_{\vec{k}} f_l(\vec{k}) \mu_{\vec{k}^x}(\omega) + h u_{11}^{(l)}, \\ \Delta\mu'_{i-}(\omega) = & \lambda u_{21}^{(l)} \sum_{\vec{k}} f_l(\vec{k}) \mu_{\vec{k}^+}(\omega) + \lambda u_{22}^{(l)} \sum_{\vec{k}} f_l^*(\vec{k}) \mu_{\vec{k}^-}(\omega) + \\ & + \lambda u_{23}^{(l)} \sum_{\vec{k}} f_l(\vec{k}) \mu_{\vec{k}^x}(\omega) + h u_{21}^{(l)}, \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

1) 此交换积分与通常铁磁学中所用者差一因子  $g^2\beta^2$ .

$$\left. \begin{aligned}
 \Delta\mu'_{ix}(\omega) &= \lambda u_{31}^{(l)} \sum_{\vec{k}} f_l(\vec{k}) \mu_{\vec{k}}^+(\omega) + \lambda u_{32}^{(l)} \sum_{\vec{k}} f_l^*(\vec{k}) \mu_{\vec{k}}^-(\omega) + \\
 &\quad + \lambda u_{33}^{(l)} \sum_{\vec{k}} f_l(\vec{k}) \mu_{\vec{k}}^z(\omega) + h u_{31}^{(l)}; \\
 \mu_{\vec{k}}^+(\omega) &= \lambda v_{11}^{(\vec{k})} \sum_l f_l^*(\vec{k}) \Delta\mu'_{l+}(\omega) + v_{11}^{(\vec{k})} \sqrt{N} h \delta_{k0}, \\
 \mu_{\vec{k}}^-(\omega) &= \lambda v_{22}^{(\vec{k})} \sum_l f_l(\vec{k}) \Delta\mu'_{l-}(\omega), \\
 \mu_{\vec{k}}^z(\omega) &= \lambda v_{33}^{(\vec{k})} \sum_l f_l(\vec{k}) \Delta\mu'_{lx}(\omega);
 \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

其中  $h$  为高频场振幅;  $\Delta\mu'_l(\omega)e^{i\omega t}$  及  $\mu_{\vec{k}}(\omega)e^{i\omega t}$  为高频场(频率为  $\omega$ ) 诱生磁矩的平均值。而关联函数

$$\left. \begin{aligned}
 u_{11}^{(l)} &= \frac{i}{\hbar} \int_0^\infty \text{Sp} [\tilde{\rho}'_{l+}(\tau), \mu'_{l-}] e^{-i\omega\tau} \rho_0 d\tau \equiv (\mu'_{l+}; \mu'_{l-}), \\
 u_{12}^{(l)} &= (\mu'_{l+}; \mu'_{l+}), \quad u_{22}^{(l)} = (\mu'_{l-}; \mu'_{l+}), \\
 u_{21}^{(l)} &= (\mu'_{l-}; \mu'_{l-}), \quad u_{13}^{(l)} = (\mu'_{l+}; \mu'_{lx}), \\
 u_{23}^{(l)} &= (\mu'_{l-}; \mu'_{lx}), \quad u_{31}^{(l)} = (\mu'_{lx}; \mu'_{l-}), \\
 u_{32}^{(l)} &= (\mu'_{lx}; \mu'_{l+}), \quad u_{33}^{(l)} = (\mu'_{lx}; \mu'_{lx});
 \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

同样

$$v_{11}^{(\vec{k})} = (\mu_{\vec{k}}^+; \mu_{\vec{k}}^-), \quad v_{22}^{(\vec{k})} = (\mu_{\vec{k}}^-; \mu_{\vec{k}}^+), \quad v_{33}^{(\vec{k})} = (\mu_{\vec{k}}^z; \mu_{\vec{k}}^z). \quad (19)$$

算符  $\tilde{\mathbf{D}}(\tau) = e^{i\mathcal{H}\tau} \mathbf{D} e^{-i\mathcal{H}\tau}$ ,  $\mathcal{H}_0$  为  $\mathcal{H}_{0a}$  与  $\mathcal{H}_{0b}$  之和,  $\rho_0$  为  $\mathbf{W} = 0$  时体系的密度矩阵。由于我们取体系  $a$  的磁化方向(略去  $a$  的各向异性后即  $\vec{H}_0$  方向)为  $z$  轴, 所以张量  $v^{(\vec{k})}$  没有非对角元。在含  $\text{Fe}^{2+}$  铁氧体中的其他磁离子的自旋晶格弛豫时间  $\tau'$  很长(即  $\frac{\tau'\omega}{2\pi} \gg 1$ ) 时, 可以近似取

$$v_{33}^{(\vec{k})} = 0. \quad (20)$$

这样, 磁矩的  $z$  分量不再与横向进动部分耦合。在(16)中, 将所有对  $\vec{k}$  的求和中  $k = 0$  的项分出来, 用(17)消去  $\mu_{\vec{k}}(\omega)$  ( $k \neq 0$ ), 然后二边对  $l$  求和。再考虑到  $b$  离子很少, 彼此间关联可以忽略,  $\tilde{u}^{(l)}$ ,  $\Delta\mu'_{l\pm}(\omega)$  与  $l$  无关。以后略去其  $l$  足标。而在  $\sum_l f_l^*(\vec{k}) \sum_{l'} f_{l'}(\vec{k})$  中, 由于  $f_l(\vec{k})$  中含有因子  $e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}_l}$ , 在  $b$  离子很少时, 因为最后还有对  $\vec{k}$  的求和, 而在对  $\vec{k}$  的求和号下的其他函数都是  $\vec{k}$  的慢变函数, 所以可以取无规相近似, 即

$$\sum_l f_l^*(\vec{k}) \sum_{l'} f_{l'}(\vec{k}) \simeq N' |f_0(\vec{k})|^2, \quad (21)$$

$f_0(\vec{k})$  即是(15)中取  $r_l = 0$  所得到的函数,  $N'$  是  $b$  离子总数。(16)和(17)可化成

$$\left. \begin{aligned}
 &\left[ 1 - \lambda^2 u_{11} \sum_{\vec{k} \neq 0} |f_0(\vec{k})|^2 v_{11}^{(\vec{k})} \right] \Delta\mu'_+(\omega) - \lambda^2 u_{12} \sum_{\vec{k} \neq 0} |f_0(\vec{k})|^2 v_{22}^{(\vec{k})} \Delta\mu'_-(\omega) - \\
 &\quad - \lambda u_{11} f_0(0) \mu_0^+(\omega) - \lambda u_{12} f_0(0) \mu_0^-(\omega) = h u_{11}, \\
 &- \lambda^2 u_{21} \sum_{\vec{k} \neq 0} |f_0(\vec{k})|^2 v_{11}^{(\vec{k})} \Delta\mu'_+(\omega) + \left[ 1 - \lambda^2 u_{22} \sum_{\vec{k} \neq 0} |f_0(\vec{k})|^2 v_{22}^{(\vec{k})} \right] \Delta\mu'_-(\omega) -
 \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

$$\left. \begin{aligned} -\lambda u_{21} f_0(0) \mu_0^+(\omega) - \lambda u_{22} f_0(0) \mu_0^-(\omega) &= h u_{21}, \\ \mu_0^+(\omega) - \lambda N' f_0(0) v_{11}^{(0)} \Delta \mu_+^+(\omega) &= \sqrt{N} h v_{11}^{(0)}, \\ \mu_0^-(\omega) - \lambda N' f_0(0) v_{22}^{(0)} \Delta \mu_-^-(\omega) &= 0. \end{aligned} \right\}$$

由(22)中解出

$$\left. \begin{aligned} \mu_0^+(\omega) &= \frac{G}{F}, \\ F &= (1 - \lambda^2 Q u_{11})(1 - \lambda^2 R u_{22}) - \lambda^4 Q R u_{12} u_{21}, \\ G &= [(1 - \lambda^2 Q' u_{11}) \sqrt{N} + \lambda N' f_0(0) u_{11}] (1 - \lambda^2 R u_{22}) h v_{11}^{(0)} - \\ &\quad - \lambda^2 [\lambda^2 Q' \sqrt{N} - \lambda N' f_0(0)] R u_{12} u_{21} h v_{11}^{(0)}, \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

其中

$$\left. \begin{aligned} Q &= Q' + N' f_0^2(0) v_{11}^{(0)}, \quad R = R' + N' f_0^2(0) v_{22}^{(0)}, \\ Q' &= \sum_{\vec{k} \neq 0} |f_0(\vec{k})|^2 v_{11}^{(\vec{k})}, \quad R' = \sum_{\vec{k} \neq 0} |f_0(\vec{k})|^2 v_{22}^{(\vec{k})}. \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

求出关联函数  $\bar{u}, \bar{v}(\vec{k})$  后, 我们就可以由(23)的  $F$  直接得到共振场及线宽。

在以  $a$  的磁化方向为  $z$  轴, 而取  $x$  轴与  $\vec{H}_0, \vec{\mu}$  共面的坐标系  $xyz$  中(见图4),  $\bar{u}$  的表式可直接采用文献[1]的结果:

$$\left. \begin{aligned} u_{11} &= \frac{1}{N'_0} \left[ \left(1 - \frac{\phi^2}{2}\right) (\chi + \chi_a) + \frac{\phi^2}{2} \chi_{//} \right], \\ u_{12} = u_{21} &= \frac{1}{N'_0} (\chi_{//} - \chi) \frac{\phi^2}{2}, \\ u_{22} &= \frac{1}{N'_0} \left[ \left(1 - \frac{\phi^2}{2}\right) (\chi - \chi_a) + \frac{\phi^2}{2} \chi_{//} \right], \\ u_{13} = u_{31} &= \frac{1}{N'_0} \frac{1}{\sqrt{2}} \left[ \left(1 - \frac{\phi^2}{2}\right) \phi (\chi - \chi_{//}) + \phi \chi_a \right], \\ u_{23} = u_{32} &= \frac{1}{N'_0} \frac{1}{\sqrt{2}} \left[ \left(1 - \frac{\phi^2}{2}\right) \phi (\chi - \chi_{//}) - \phi \chi_a \right], \end{aligned} \right\} \quad (25)$$

其中  $\chi, \chi_a, \chi_{//}$  为  $b$  离子在以自己磁化方向为极轴的坐标系中的磁化率张量分量。由于不考虑晶场对自旋能级的影响,  $\chi$  等可以用经典的结果:

$$\left. \begin{aligned} \chi &= \frac{\gamma^2 M' (\lambda \mu Z + H_0)}{\gamma^2 (\lambda \mu Z + H_0)^2 - \omega^2}, \\ \chi_a &= \frac{\gamma M' \omega}{\gamma^2 (\lambda \mu Z + H_0)^2 - \omega^2}, \\ \chi_{//} &= \frac{M'}{\lambda \mu Z + H_0} \cdot \frac{i \omega_r}{-\omega + i \omega_r}, \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

其中  $M'$  为  $b$  离子的磁化强度;  $Z$  为与  $b$  离子相邻的  $a$  离子数;  $\omega_r$  是  $b$  离子的自旋晶格弛豫频率;  $\gamma$  是旋磁比。(25)比文献[1]中的结果多了个因子  $1/N'_0$ ,  $N'_0$  是单位体积中  $b$  离子数。其原因是文献[1]中的  $\bar{u}$  为磁化强度的关联函数, 而(25)中的是单个离子磁矩的关联函数。

必须指出, 由于尖晶石型铁氧体中  $\text{Fe}^{2+}$  的能级在任何方向都不接近(不会象某些希



土离子在石榴石型鉄氧体中那样，产生共振場及綫寬的各向异性反常和綫寬与温度关系上的第二个极大值)，而其自旋晶格相互作用又較弱，因此在我們实际感兴趣的范围内，可以不考虑弛豫过程中的横分支的作用，即在(26)中不考虑横向弛豫頻率。此外，由于  $a, b$  离子所受交換場远大于靜磁場，所以不考虑  $\vec{H}_0$  对  $\phi$  的影响。

类似于文献[1]的方式，可得到

$$v_{11}^{(\vec{k})} = -\frac{1}{\hbar} \sum_{n, n'} |\langle n | \mu_{\vec{k}}^+ | n' \rangle|^2 (\rho_n - \rho_{n'}) \frac{1}{\omega - \omega_{nn'}}, \quad (27)$$

$|n\rangle$  为  $\mathcal{H}_{0a}$  的本征态， $\rho_n$  是  $\rho_0$  对  $|n\rangle$  的对角元， $\hbar\omega_{nn'}$  是  $|n\rangle$  与  $|n'\rangle$  之能量差。

略去体系  $a$  的所有弛豫效应后， $\Delta\mu_{iz}(\omega) = 0$ ， $\mu_{\vec{k}}^{\pm}$  与自旋波算符只差一个因子  $g\beta\sqrt{S}$  ( $S$  为  $a$  离子自旋)。取

$$\mu_{\vec{k}}^+ = g\beta\sqrt{S} \mathbf{a}_{\vec{k}}^+, \quad (28)$$

$\mathbf{a}_{\vec{k}}^+$  为自旋波产生算符，(27)中的  $|n\rangle$  即是自旋波波函数。将(28)代入(10)，得

$$\left. \begin{aligned} \mathcal{H}_{0a} &= \sum_{\vec{k}} \omega_{\vec{k}}^{(0)} \hbar \mathbf{a}_{\vec{k}}^+ \mathbf{a}_{\vec{k}} + \sum_{\vec{k}, \vec{k}'} V_{\vec{k}\vec{k}'} \mathbf{a}_{\vec{k}}^+ \mathbf{a}_{\vec{k}'}, \\ V_{\vec{k}\vec{k}'} &= \lambda \mu' g \beta \frac{1}{N} \sum_i e^{i(\vec{k}-\vec{k}') \cdot \vec{r}_i} \sum_{\vec{\delta}} e^{i(\vec{k}-\vec{k}') \cdot \vec{\delta}}. \end{aligned} \right\} \quad (29)$$

在长波近似下，自旋波頻率的零級近似为

$$\omega_{\vec{k}}^{(0)} = \gamma(H_0 + H_e a_0^2 k^2), \quad (30a)$$

其中  $a_0$  为晶格常数； $H_e$  为有效交換作用場，它与晶格結構有关，其数量級約为  $\lambda' \mu Z$ 。粗略地估計，我們把  $V_{\vec{k}\vec{k}'}$  取作微扰，則其对自旋波頻譜的修正为

$$\omega_{\vec{k}}^{(1)} = \gamma \lambda \mu' c Z, \quad (30b)$$

$$\omega_{\vec{k}}^{(2)} = \sum_{\vec{k}'} \frac{|V_{\vec{k}\vec{k}'}|^2}{(\omega_{\vec{k}}^{(0)} - \omega_{\vec{k}'}^{(0)})^2} \simeq \frac{1}{2\pi} \frac{\gamma \lambda^2 \mu'^2 Z^2}{H_e} c \left( -k_0 + \frac{k^2}{k_0} \right) a_0 \quad (k_0 \gg k), \quad (30c)$$

$c$  为  $b$  离子浓度； $k_0$  是自旋波波矢上界， $k_0 a_0 \sim 1$ 。在以上計算中，为簡單起见，我們把(30a)看作是整個布里淵区的零級自旋波頻譜，所得結果和一般用三角函数表示的頻譜所导出者不会有很大差別。

由于在  $\omega_{\vec{k}}$  中存在平均分子場  $\frac{\omega_{\vec{k}}^{(1)}}{\gamma}$ ，在低温下，取所有  $\langle \mathbf{n}_{\vec{k}} \rangle = \langle \mathbf{a}_{\vec{k}}^+ \mathbf{a}_{\vec{k}} \rangle = 0$ ，則

$$v_{11}^{(\vec{k})} = -\frac{\gamma \mu}{\omega - \omega_{\vec{k}}}. \quad (31)$$

代入(24)中，用(30)，得到

$$Q' = \frac{\mu Z^2}{2\pi^2} \frac{1}{H_1} \left[ k_0 a_0 - \sqrt{\frac{\gamma H_2 + \gamma H_0 - \omega}{\gamma H_1}} \tan^{-1} \left( \sqrt{\frac{\gamma H_1}{\gamma H_2 + \gamma H_0 - \omega}} k_0 a_0 \right) \right], \quad (32)$$

其中

$$\left. \begin{aligned} H_1 &= H_e + \frac{1}{2\pi^2} \frac{\lambda \mu' Z}{H_e k_0 a_0} \cdot H_e', \\ H_2 &= H_e' \left( 1 - \frac{k_0 a_0}{2\pi^2} \frac{\lambda \mu' Z}{H_e} \right), \\ H_e' &= \lambda \mu' Z c. \end{aligned} \right\} \quad (33)$$

(32)对  $\frac{\gamma H_0 - \omega}{\gamma H_2}$  作展开,得

$$Q' = \frac{\mu Z^2}{2\pi^2} \frac{1}{H_1} \left[ k_0 a_0 - \sqrt{\frac{H_2}{H_1}} \tan^{-1} \left( \sqrt{\frac{H_1}{H_2}} k_0 a_0 \right) - \frac{1}{2} \left( \sqrt{\frac{H_2}{H_1}} \tan^{-1} \sqrt{\frac{H_1}{H_2}} k_0 a_0 - \frac{k_0 a_0}{1 + \frac{H_1}{H_2} k_0^2 a_0^2} \right) \frac{\gamma H_0 - \omega}{\gamma H_2} \right]. \quad (34)$$

把(34)中的  $\omega$  换成  $-\omega$ , 我们就得到  $R'$ .

我們看到,  $Q'$ ,  $R'$  的最大項都是  $\frac{\mu Z}{H_1}$  的数量級, 次大項都为  $\frac{\mu Z}{H_1} \frac{\omega}{\gamma H_2}$  数量級;  $u_{11}$ ,  $u_{22}$  都是  $\frac{\mu'}{\lambda \mu Z}$  数量級,  $u_{12} \sim \frac{\mu'}{\lambda \mu Z} \phi^2$ ; 所以  $\lambda^2 Q u_{11}$  最大項的数量級为 1, 次大項为  $\frac{\omega}{\gamma H_2}$ . 当  $\phi^2 \ll \frac{\omega}{\gamma H_2}$  (在二价鉄浓度不太大时即如此)时, (23)中成正比于  $u_{12}^2$  的項可以略去, 可得

$$\mu_0^+(\omega) = \frac{(1 - \lambda^2 Q' u_{11}) + \lambda N' f_0(0) u_{11}}{1 - \lambda^2 Q u_{11}' - i \lambda^2 Q u_{11}''} h v_{11}^{(0)}, \quad (35)$$

其中  $u_{11} = u_{11}' - i u_{11}''$  ( $u_{11}'$ ,  $u_{11}''$  为实量). 共振条件为

$$1 - \lambda^2 Q u_{11}' = \left( -\xi + \eta \frac{\gamma H_0 - \omega}{\gamma H_2} \right) = 0, \quad (36)$$

其中

$$\left. \begin{aligned} \xi &= \frac{\lambda \mu' Z k_0 a_0}{\pi^2 H_c} - \frac{\lambda \mu' Z}{2\pi^2 H_c} \sqrt{\frac{H_2}{H_1}} \tan^{-1} \sqrt{\frac{H_1}{H_2}} k_0 a_0, \\ \eta &= 1 + \frac{\lambda \mu' Z k_0 a_0}{2\pi^2 H_c} - \frac{\lambda \mu' Z}{4\pi^2 H_c} \left( \frac{k_0 a_0}{1 + \frac{H_1}{H_c} k_0^2 a_0^2} - \sqrt{\frac{H_2}{H_1}} \tan^{-1} \sqrt{\frac{H_1}{H_2}} k_0 a_0 \right). \end{aligned} \right\} \quad (37)$$

而綫寬

$$\Delta H = \frac{2H_2}{\eta} \lambda^2 Q u_{11}'' \quad (38)$$

由于略去了自旋波散射引起的綫寬, 在 [100] 方向  $\varphi = 0$ , 沒有各向异性綫寬, 所以 (38) 中的  $\Delta H$  实为  $\Delta H_a = \Delta H - \Delta H_{[100]}$ . 如果取  $k_0 a_0 \simeq 1$ ,  $H_c \simeq \lambda \mu' Z$ , 在  $b$  离子浓度較低时,  $\frac{H_2}{H_1} \simeq c$ ,  $\tan^{-1} \sqrt{\frac{H_1}{H_2}} k_0 a_0 \simeq \frac{\pi}{2}$ ,  $\eta \simeq 1 + \frac{1}{2\pi^2} \simeq 1.05$ ,  $\xi \simeq 0.1(1 - 0.8\sqrt{c})$ , 則

$$\Delta H_a = H_2 \frac{\omega \omega_r}{\omega^2 + \omega_r^2} \varphi^2, \quad (39)$$

而共振場

$$H_0 = \frac{\omega}{\gamma} + \frac{\xi}{\eta} H_2. \quad (40)$$

对于含  $\text{Fe}^{2+}$  鎳鉄氧体, 在  $c \sim 0.1$  时, 极大值处  $\Delta H_a \sim 320$  奥,  $H_2 \sim 3c \times 10^6$  奥, 估出  $\varphi \sim 4.6 \times 10^{-2}$  弧度 (即  $\varphi \sim 3^\circ$ ).

由上述計算可以得到以下結論:

1. 自旋波修正通过  $Q'$ ,  $R'$  引入的. 当  $a$  体系内部分子場远大于  $a$ ,  $b$  間分子場时,

則(24)中  $Q'$ ,  $R'$  的項与  $\lambda_0^2(0)v_{11}^{(0)}$ ,  $\lambda_0^2(0)v_{22}^{(0)}$  相比可略去, 回到只考虑一致进动的結果<sup>[1]</sup>.

2. 系統間的強交換耦合主要对共振場有影响, 因为  $1 - \lambda^2 N' f(0)v_{11}^{(0)}u_{11}$  是  $\frac{\gamma H_0 - \omega}{\gamma H_2}$  的数量級, 所以  $\lambda^2 Q' u_{11}$  的影响較大. 但在綫寬表达式中, 自旋波修正效应很小, 結果与弱耦合情况<sup>[1]</sup>基本上相同.

3. 当  $a, b$  間交換作用远大于  $a$  內部的交換作用时, 以上結果就不适用了.

#### 四、 $Fe^{2+}$ 引起的綫寬的各向异性

在含  $Fe^{2+}$  鎳鉄氧体中,  $Fe^{2+}$  的磁化方向偏轉  $\phi$  是由各向异性交換作用引起的. 文献[1]已指出, 考虑微扰哈密頓量  $\mathbf{W}$  中的各向异性交換作用后, 交換作用张量的非对角元也可以直接进入縱分支弛豫. 由于不同  $Fe^{2+}$  离子周围的  $Fe^{3+}$  和  $Ni^{2+}$  离子分布情况不同, 在同一坐标系中, 交換作用张量形式也不同. 在強耦合情况下, 考虑自旋波后就变得极为复杂. 但在上节已經証明, 在綫寬表达式中, 自旋波的修正可以忽略, 因此只需分析一致进动. 这时, 一个  $Fe^{2+}$  离子与周围各离子的交換作用张量就可以和討論静态情形一样加起来, 得到一个表征交換作用各向异性的张量  $\vec{\lambda}$ . 按第二节的分析, 在以三个[100]方向为軸的坐标系中, 第  $l$  个  $Fe^{2+}$  离子的  $\vec{\lambda}_l$  的形式为

$$\vec{\lambda}_l = Z \vec{\lambda}_l = Z \begin{pmatrix} \lambda_l & 0 & 0 \\ 0 & \lambda_l + \Delta\lambda_l & 0 \\ 0 & 0 & \lambda_l + \Delta\lambda'_l \end{pmatrix}, \quad (41)$$

$$\frac{\Delta\lambda_l}{\lambda_l}, \frac{\Delta\lambda'_l}{\lambda_l} \lesssim 0.1.$$

考虑微扰哈密頓量中的交換作用也是各向异性的, 則(12)該以

$$\mathbf{W} = - \sum_{(l,i)} \Delta\vec{\mu}'_i \cdot \vec{\lambda}_l \cdot \Delta\vec{\mu}_i - h_+ \sum_i \Delta\mu'_{i-} - h_- \sum_i \Delta\mu_{i-} \quad (42)$$

代替. 写出  $\Delta\vec{\mu}'_i$  及  $\Delta\vec{\mu}_i$  的运动方程, 消去  $\Delta\vec{\mu}'_i$  后, 得

$$\begin{aligned} \Delta\vec{\mu}(\omega) = & \vec{v} \cdot \vec{h} + \frac{Z}{N} \sum_i \vec{v} \cdot \vec{\lambda}_i \cdot \vec{u}^{(i)} \cdot \vec{h} + \\ & + \frac{Z^2}{N} \sum_i \vec{v} \cdot \vec{\lambda}_i \cdot \vec{u}^{(i)} \cdot \vec{\lambda}_i \cdot \Delta\vec{\mu}(\omega). \end{aligned} \quad (43)$$

由于  $\vec{\lambda}_i$  及  $\vec{u}^{(i)}$  只依赖于  $Fe^{2+}$  周围离子的分布情形, 所以(43)可写成

$$\begin{aligned} \Delta\vec{\mu}(\omega) = & \vec{v} \cdot \vec{h} + Zc \sum_n p_n \vec{v} \cdot \vec{\lambda}^{(n)} \cdot \vec{u}^{(n)} \cdot \vec{h} + \\ & + Z^2c \sum_n p_n \vec{v} \cdot \vec{\lambda}^{(n)} \cdot \vec{u}^{(n)} \cdot \vec{\lambda}^{(n)} \cdot \Delta\vec{\mu}(\omega), \end{aligned} \quad (44)$$

其中的  $n$  表征  $Fe^{2+}$  周围离子的各种分布,  $p_n$  是分布  $n$  出現的几率.

由于前面所用的  $xyz$  坐标系的  $x, y$  軸随  $n$  而改变, 因此在这坐标系中計算(44)很不

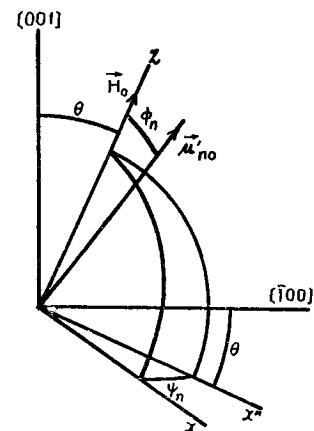


图4 坐标系间的关系

方便。我們引入一个新的直角坐标系  $x''y''z$ , 其  $x''$  軸在 (110) 面內垂直  $z$  的方向(見图 4)。在以  $(\hat{e}_{x''} - i\hat{e}_{y''}), (\hat{e}_{x''} + i\hat{e}_{y''}), \hat{e}_z$  为軸的坐标系中写出(44)的分量方程( $\hat{e}_{x''}, \hat{e}_{y''}$  分别为  $x'', y''$  方向之单位矢量), 即可求得

$$\mu_0^+(\omega) = \frac{\tilde{G}}{\tilde{F}}, \quad (45)$$

$$\tilde{G} = \begin{vmatrix} \nu_{11} + Zc \sum_n \sum_v p_n \nu_{11} \lambda_{1v}^{(n)} u_{v1}^{(n)} & -Z^2c \sum_n \sum_{v,v'} p_n \nu_{11} \lambda_{1v}^{(n)} u_{vv'}^{(n)} \lambda_{v'2}^{(n)} \\ Zc \sum_n \sum_v p_n \nu_{22} \lambda_{2v}^{(n)} u_{v1}^{(n)} & 1 - Z^2c \sum_n \sum_{v,v'} p_n \nu_{22} \lambda_{2v}^{(n)} u_{vv'}^{(n)} \lambda_{v'2}^{(n)} \end{vmatrix} \hbar, \quad (46)$$

$$\tilde{F} = \begin{vmatrix} 1 - Z^2c \sum_n \sum_{v,v'} p_n \nu_{11} \lambda_{1v}^{(n)} u_{vv'}^{(n)} \lambda_{v'1}^{(n)} & -Z^2c \sum_n \sum_{v,v'} p_n \nu_{11} \lambda_{1v}^{(n)} u_{vv'}^{(n)} \lambda_{v'2}^{(n)} \\ -Z^2c \sum_n \sum_{v,v'} p_n \nu_{22} \lambda_{2v}^{(n)} u_{vv'}^{(n)} \lambda_{v'1}^{(n)} & 1 - Z^2c \sum_n \sum_{v,v'} p_n \nu_{22} \lambda_{2v}^{(n)} u_{vv'}^{(n)} \lambda_{v'2}^{(n)} \end{vmatrix}. \quad (47)$$

由(25)及(41)經坐标变换可以算得, 在此坐标系中,  $\tilde{\lambda}^{(n)}$  的分量为

$$\left. \begin{aligned} \lambda_{11}^{(n)} = \lambda_{22}^{(n)} &= \frac{1}{2} (\lambda_{x''x''}^{(n)} + \lambda_{y''y''}^{(n)}) = \lambda_n + \frac{1}{4} \Delta\lambda_n (1 + \cos^2\theta) + \frac{1}{2} \Delta\lambda'_n \sin^2\theta, \\ \lambda_{33}^{(n)} = \lambda_{zz}^{(n)} &= \lambda_n + \frac{1}{2} \Delta\lambda_n \sin^2\theta + \Delta\lambda'_n \cos^2\theta, \\ \lambda_{12}^{(n)} = \lambda_{21}^{(n)*} &= \frac{1}{2} (\lambda_{x''y''}^{(n)} - \lambda_{y''x''}^{(n)} + 2i\lambda_{x''y''}^{(n)}) = \\ &= \frac{1}{2} \left( -\frac{1}{2} \Delta\lambda_n + \Delta\lambda'_n \right) \sin^2\theta + \frac{1}{2} i\Delta\lambda_n \cos\theta, \\ \lambda_{13}^{(n)} = \lambda_{31}^{(n)*} = \lambda_{23}^{(n)*} = \lambda_{32}^{(n)} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left( \frac{1}{2} \Delta\lambda_n - \Delta\lambda'_n \right) \sin\theta \cos\theta + \frac{1}{2\sqrt{2}} i\Delta\lambda_n \sin\theta; \end{aligned} \right\} \quad (48)$$

$\tilde{u}^{(n)}$  的分量为

$$\left. \begin{aligned} u_{11}^{(n)} &= \frac{1}{N'_0} \left[ \left( 1 - \frac{\phi_n^2}{2} \right) (\chi^{(n)} + \chi_a^{(n)}) + \frac{\phi_n^2}{2} \chi_{//}^{(n)} \right], \\ u_{22}^{(n)} &= \frac{1}{N'_0} \left[ \left( 1 - \frac{\phi_n^2}{2} \right) (\chi^{(n)} - \chi_a^{(n)}) + \frac{\phi_n^2}{2} \chi_{//}^{(n)} \right], \\ u_{33}^{(n)} &= \frac{1}{N'_0} [\phi_n^2 \chi^{(n)} + (1 - \phi_n^2) \chi_{//}^{(n)}], \\ u_{12}^{(n)} &= \frac{1}{N'_0} \frac{\phi_n^2}{2} (-\chi^{(n)} + \chi_{//}^{(n)}) e^{-2i\psi_n}, \\ u_{21}^{(n)} &= \frac{1}{N'_0} \frac{\phi_n^2}{2} (-\chi^{(n)} + \chi_{//}^{(n)}) e^{2i\psi_n}, \\ u_{13}^{(n)} &= \frac{1}{N'_0} \frac{\phi_n}{\sqrt{2}} \left[ \left( 1 - \frac{\phi_n^2}{2} \right) (-\chi^{(n)} + \chi_{//}^{(n)}) - \chi_a^{(n)} \right] e^{-i\psi_n}, \\ u_{31}^{(n)} &= \frac{1}{N'_0} \frac{\phi_n}{\sqrt{2}} \left[ \left( 1 - \frac{\phi_n^2}{2} \right) (-\chi^{(n)} + \chi_{//}^{(n)}) - \chi_a^{(n)} \right] e^{i\psi_n}, \end{aligned} \right\} \quad (49)$$

$$\left. \begin{aligned} u_{23}^{(n)} &= \frac{1}{N_0} \frac{\phi_n}{\sqrt{2}} \left[ \left(1 - \frac{\phi_n^2}{2}\right) (-\chi^{(n)} + \chi_{//}^{(n)}) + \chi_a^{(n)} \right] e^{i\psi_n}, \\ u_{32}^{(n)} &= \frac{1}{N_0} \frac{\phi_n}{\sqrt{2}} \left[ \left(1 - \frac{\phi_n^2}{2}\right) (-\chi^{(n)} + \chi_{//}^{(n)}) + \chi_a^{(n)} \right] e^{-i\psi_n}. \end{aligned} \right\}$$

以上的  $\lambda_x^{(n)}, \lambda_y^{(n)}$  等等为  $\tilde{\lambda}^{(n)}$  在  $x''y''z$  坐标系中的分量,  $\lambda_n, \Delta\lambda_n, \Delta\lambda'_n$  为对于分布  $n$  的(41)中的张量分量.  $\psi_n$  是  $x$  軸(依赖于  $n$ ) 与  $x''$  軸間的夹角.  $\chi^{(n)}, \chi_a^{(n)}, \chi_{//}^{(n)}$  的表式与(26)同, 但其中的分子場依赖于  $n$ . 作用于第  $n$  类  $\text{Fe}^{2+}$  离子上的分子場为

$$Z \begin{pmatrix} \lambda_x^{(n)} \\ \lambda_y^{(n)} \\ \lambda_z^{(n)} \end{pmatrix} \mu, \quad (50)$$

略去  $\phi_n^2$  数量級的量后, 其模为  $\lambda_{33}^{(n)} \mu Z$ . 所以将(26)中的  $\lambda$  用  $\lambda_{33}^{(n)}$  代替即得到  $\chi^{(n)}, \chi_a^{(n)}, \chi_{//}^{(n)}$ .  $v_{11}$  仍可由(31)令  $k=0$  而得到, 但出现在其分子場中的  $\lambda$  現在是交換作用张量对角元的平均值:

$$\lambda = \sum_n p_n \lambda_n. \quad (51)$$

很易算得,

$$\sum_n p_n \Delta\lambda_n = \sum_n p_n \Delta\lambda'_n = 0. \quad (52)$$

所以(47)的非对角元都是  $\phi_n^2$  数量級, 对角元都是  $\frac{\omega}{\gamma\lambda\mu'Zc}$  数量級, 非对角元之积可以略去. 在(46)中, 上行的非对角元是  $\phi_n^2$  数量級, 上行的对角元为  $\frac{1}{\lambda\mu'Zc}$  数量級, 下行的非对角元为  $\frac{1}{\lambda\mu Zc} \phi_n^2$  数量級, 下行的对角元为  $\frac{\omega}{\gamma\lambda\mu Zc}$  数量級, 因而其非对角元的乘积仍可略去. (45)可化为

$$\Delta\mu_+(\omega) = \frac{v_{11} + Zc v_{11} \sum_n \sum_v p_n \lambda_{1v}^{(n)} u_{v1}^{(n)}}{1 - Z^2 c \sum_n \sum_{v,v'} p_n v_{11} \lambda_{1v}^{(n)} u_{vv'}^{(n)} \lambda_{v'1}^{(n)}} \hbar. \quad (53)$$

很易驗算, 只保留最高次項时, (53)的分子与  $H_0$  无关, 共振条件和綫寬由(53)的分母决定. 綫寬为

$$\Delta H_a = \lambda\mu' Zc v_{11} \sum_n p_n \text{Im} (\lambda_{11}^{(n)2} u_{11}^{(n)} + \lambda_{11}^{(n)} \lambda_{13}^{(n)} u_{31}^{(n)} + \lambda_{11}^{(n)} \lambda_{31}^{(n)} u_{13}^{(n)} + \lambda_{13}^{(n)} \lambda_{31}^{(n)} u_{33}^{(n)}). \quad (54)$$

由(50)与  $\begin{pmatrix} \sin \phi_n \cos \psi_n \\ -\sin \phi_n \sin \psi_n \\ \cos \phi_n \end{pmatrix}$  平行, 可以得到  $\lambda_x^{(n)} \simeq \lambda_{33}^{(n)} \phi_n \cos \psi_n$ ,  $\lambda_y^{(n)} = -\lambda_{33}^{(n)} \phi_n \sin \psi_n$ ,

所以

$$\lambda_{13}^{(n)} = \lambda_{33}^{(n)} \frac{\phi_n}{\sqrt{2}} e^{-i\psi_n}, \quad \lambda_{23}^{(n)} = \lambda_{33}^{(n)} \frac{\phi_n}{\sqrt{2}} e^{i\psi_n}. \quad (55)$$

由于  $\text{Fe}^{2+}$  能級受晶場影响很小, 預期纵向弛豫頻率  $\omega_r$  与周围离子分布基本上无关, 且近于各向同性. 利用(49)和(55), (54)可化为

$$\Delta H_a = \lambda \mu' Z c \frac{2\omega\omega_r}{\omega^2 + \omega_r^2} \bar{\phi}^2, \quad (56)$$

其中

$$\bar{\phi}^2 = \sum_n p_n \phi_n^2. \quad (57)$$

(56)除了常因子外与(39)完全相同.

由于  $\vec{\mu}_0$  平行于外场  $\vec{H}_0$ ,  $\vec{\mu}'_0$  平行于作用在  $\text{Fe}^{2+}$  上的分子场  $\vec{H}_n$ , 因而

$$\phi_n^2 = 1 - \frac{\vec{H}_n \cdot \vec{H}_0}{H_n H_0}. \quad (58)$$

如果图 2 的位置 1 上为  $\text{Ni}^{2+}$ , 而其他位置上都是  $\text{Fe}^{3+}$ , 则

$$\vec{H}_n = C \begin{pmatrix} \lambda_n & 0 & 0 \\ 0 & \lambda_n & 0 \\ 0 & 0 & \lambda_n + \Delta\lambda_n \end{pmatrix} \begin{pmatrix} -\frac{1}{\sqrt{2}} \sin \theta \\ \frac{1}{\sqrt{2}} \sin \theta \\ \cos \theta \end{pmatrix}, \quad (59)$$

C 为比例常数. 从而得到

$$\phi_1^2 = \frac{1}{4} \sigma^2 \sin^2 2\theta, \quad (60a)$$

$$\sigma = \frac{\Delta\lambda}{\lambda}. \quad (61)$$

现在我们换了一种标志  $\phi_n$  的方法, 即用  $\phi$  的下标表示  $\text{Ni}^{2+}$  的位置. 当  $\sigma$  准至  $\phi$  的一次时, 同样可以求出

$$\left. \begin{aligned} \phi_1^2 &= \frac{1}{4} \sigma^2 \left( \sin^2 \theta + \frac{1}{4} \sin^2 2\theta \right), \\ \phi_{12}^2 &= \frac{1}{4} \sigma^2 \left( \sin^2 \theta + \frac{1}{4} \sin^2 2\theta \right), \\ \phi_{25}^2 &= \sigma^2 \left( \sin^2 \theta + \frac{1}{4} \sin^2 2\theta \right), \\ \phi_{23}^2 &= \frac{1}{4} \sigma^2 \sin^2 2\theta, \\ \phi_{14}^2 &= \sigma^2 \sin^2 2\theta, \\ \phi_{134}^2 &= \frac{1}{4} \sigma^2 \left( \sin^2 \theta + \frac{9}{4} \sin^2 2\theta \right) = \phi_{235}^2, \\ \phi_{125}^2 &= \sigma^2 \sin^2 \theta. \end{aligned} \right\} \quad (60b)$$

由于只取到  $\Delta\lambda$  的最低次项, 因而  $\text{Fe}^{2+}$  近邻有四个  $\text{Ni}^{2+}$  时, 其  $\phi^2$  与有二个  $\text{Ni}^{2+}$  但位于现在  $\text{Fe}^{3+}$  所占位置而产生之  $\phi^2$  相同. 同样,  $\text{Fe}^{2+}$  近邻有五个  $\text{Ni}^{2+}$  与有一个  $\text{Ni}^{2+}$  所相应的  $\phi^2$  相同.

尖晶石型铁氧体中有四种不等价的 B 位, 以上都是对某一类位置而言.  $\text{Fe}^{2+}$  处于其他三个不等价的位置时, 所得结果完全相同. 因此可以不考虑在磁场中  $\text{Fe}^{2+}$  离子在不同

等价位置上的分布几率不同的問題,大大簡化了求平均的計算。

假設在任何格点都保持离子的价平衡,因此在图 2 所示的每个小立方体中,除  $\text{Fe}^{2+}$  外还有一个二价离子<sup>[17]</sup>。由对称性可知,  $\phi_{15}^2, \phi_{16}^2, \phi_{24}^2, \phi_{34}^2$  相同;  $\phi_{26}^2, \phi_{25}^2$  相同;  $\phi_{26}^2, \phi_{35}^2$  相同,因而

$$\begin{aligned}\bar{\phi}^2 &= \frac{4}{9} \phi_{15}^2 + \frac{2}{9} \phi_{26}^2 + \frac{2}{9} \phi_{25}^2 + \frac{1}{9} \phi_{14}^2 = \\ &= \frac{1}{12} \sigma^2 (4 \sin^2 \theta + 3 \sin^2 2\theta). \quad (62)\end{aligned}$$

由(60)很易验证,对其他的一些分布,如一个  $\text{Ni}^{2+}$  以相等几率出现在  $\text{Fe}^{2+}$  近邻各位置(或二个,三个,……,  $\text{Ni}^{2+}$  以等几率出现在  $\text{Fe}^{2+}$  近邻各位置),或者所有可能分布以相等几率出现等等,得到的  $\bar{\phi}^2$  的各向异性都与(62)相同。因此綫寬的各向异性与  $\text{Fe}^{2+}$  周围离子可取何种分布方式基本无关。

根据(62)算出的  $\Delta H_a$  与实验的比较如图 5 所示。在計算中利用 [111] 方向实验值定出未知参量。

我們看到,利用所給出的各向异性交换作用模型,在[100]方向上綫寬自然不会有极大。[111]方向是用来定参数,但延伸到[110]方向,下降数值和实验一致。这说明我們的模型是合理的。

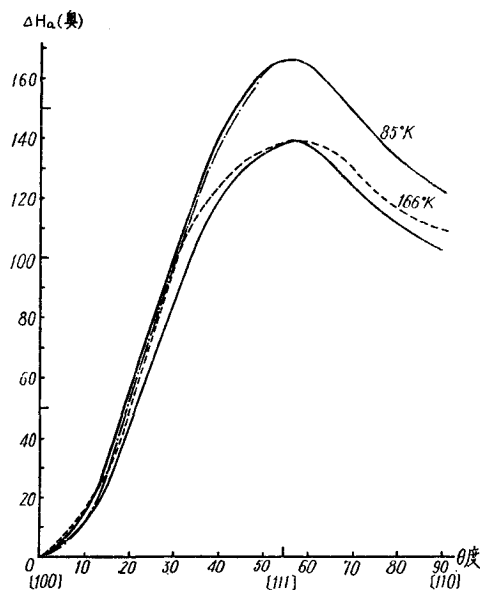


图 5 算得的  $\Delta H_a$  与实验的比较

— · — 为 Yager 等<sup>[4]</sup>的实验曲线(温度 85°K);  
- - - 为孟宪振的实验曲线(温度 166°K);  
—— 为按(62)算出的理论曲线  
(孟宪振的实验条件与图 1 同)

## 五、討 論

1. 計算表明,对共振場,系統的強耦合引起很大的修正,大大超出了实验观察到的結果,看来这和自旋波展开有关。Callen 和 Pittelli<sup>[18]</sup> 指出,假如引起綫寬的局域場的傅氏分量  $H(\vec{k})$  在  $\vec{k}$  空間变化較緩慢(交换作用涨落即属于此情形),則引起 30 奥的綫寬需要  $H(\vec{k})$  为  $3 \times 10^5$  奥。若将这样大的  $H(\vec{k})$  代入由格林函数方法求得的共振場移动公式<sup>[19]</sup> 中去,則得到的共振場修正与我們現在所得者同数量級。关于这問題目前还不很清楚。

必須強調指出,虽然強耦合情形得到的共振場移动是不可靠的,但得到的共振綫寬还是比较可靠的。而对有关  $\text{Fe}^{2+}$  的問題,我們感兴趣的也正是后者。其原因是,在(36)中,若不考虑自旋波,其主要項( $\sim 1$ )都該消去而只留下  $\frac{\gamma H_0 - \omega}{\gamma H_2}$  項,而現在算得的自旋波修正大于此留下的項,因而影响很大。但在(38)中,主要是一致进动的貢獻,自旋波只作了次要的修正,所以算得的綫寬还是正确的。

2. 在用各向异性交换作用計算綫寬时,不能对一种分布  $n_1$  先算得綫寬,然后对各种分布求平均,而应同时考虑各种分布进行計算,就象我們在第四节中所进行的那样。这是因

为当含  $\text{Fe}^{2+}$  的铁氧体中只存在某一种分布时,由于  $\text{Fe}^{2+}$  的各向异性交换作用引起的平均各向异性场  $\lambda\mu'Zc\phi$  比外场还大,所以  $\vec{\mu}_0$  靠近其易磁化方向,  $\vec{\mu}_0$  和  $\vec{\mu}'_0$  可以与  $\vec{H}_0$  张很大角度。但当铁氧体中存在各种分布时,则虽然属于不同分布的  $\text{Fe}^{2+}$  离子要使  $\vec{\mu}$  偏转至不同方向,但由于  $a$  体系内部的比各向异性场强得多的交换场要使所有的  $\vec{\mu}$  互相平行,以及不同  $\text{Fe}^{2+}$  离子产生的各向异性场互相抵消的结果,  $\vec{\mu}_0$  方向基本上与  $\vec{H}_0$  平行,而各  $\vec{\mu}'_i$  都只与  $\vec{\mu}_0$  张一小角度。若将各磁矩移至空间同一点,则这些磁矩形成一个锥体,这锥体绕着  $\vec{H}_0$  进动(锥体内部各磁矩间可以有相对运动)。若先对一种分布计算后再平均就不能反映以上事实。这在数学上表现在(46)和(47)的非对角元中会出现数量级为  $\phi_n$  的项,非对角元的乘积中会出现比对角元乘积还大的项,从而导至不正确的结果。在第三节估计强交换耦合对线宽的影响时,我们没有用同时考虑各种分布的方法计算。这是因为我们取了各向同性的  $\mathbf{W}$ , 所以不会出现数量级为  $\phi_n$  的项,因而算得的自旋波对线宽的影响该和用严格的方法算得者同数量级。算得的结果表明,即使同时考虑各种分布进行计算,强交换耦合对线宽的影响仍应该是次要的。

3. 在第二节中,虽然可以说明交换作用各向异性效果在原则上可以比晶场强,但交换作用(7)基本上是一个半唯象的假定。由其所引出的线宽各向异性和实验基本一致说明它是基本上可靠的。如果重要的是晶场的直接效应,那么[100]方向线宽必须在一定温度达到极大,而[111]方向则不出这种极大。

应该指出,在我们所讨论的模型中,不论  $\text{Fe}^{2+}$  的自旋或轨道激发态都比基态高 0.08eV 以上。不会在  $\omega_r$  中引起 0.02 eV 的激活能。实际上,自旋晶格弛豫频率与电子跳跃频率不同,其和温度的关系并不是一个简单的指数关系<sup>[20]</sup>。因此文献[4]中根据弛豫频率和温度  $T$  成简单的指数关系定得之 0.02 eV 的激活能并不可靠。文献[5]中理论与实验曲线的比较也表明  $\omega_r$  不是简单地与  $T$  成指数关系。

4. Spencer 等<sup>[21]</sup>在 YIG 中用加热脱氧及加入  $\text{Si}^{4+}$  等方法产生  $\text{Fe}^{2+}$ , 并测量[111]方向上线宽随温度的变化,发现在绝对温度四十多度处也出现极大。在这种情况下,  $\text{Fe}^{2+}$  位于  $16a$  或  $24d$  位上。YIG 中的  $24d$  位相邻氧离子组成一个在一对相对边的方向有拉伸的四面体<sup>[22]</sup>, 其晶场为一个四面体晶场和一个  $S_4$  对称场的迭加。在四面体晶场中,  $\text{Fe}^{2+}$  基态二重轨道简并;而在  $S_4$  对称晶场作用下,基态分裂,裂距约为  $10^3 \text{cm}^{-1}$ , 所以这时晶场的直接影响也很小。但  $16a$  位相邻的八个氧离子组成一个在一对相对面方向有拉伸的八面体,其晶场为一个八面体晶场迭加一个三角晶场。三角晶场由氧离子偏离正八面体位置而产生,和尖晶石中  $B$  位的三角晶场反号,因而  $\text{Fe}^{2+}$  基态轨道二重简并。所以和  $\text{Co}^{2+}$  在尖晶石型铁氧体中类似,晶场的直接效应就很重要了。在 YIG 中也可能存在各向异性交换作用引起的线宽对温度的极大。在加热脱氧而产生  $\text{Fe}^{2+}$  的情形,  $\text{Fe}^{2+}$  周围磁离子都相同,各向异性交换作用所以会产生偏角是由于相邻氧离子偏离正八面体位置而造成。

在工作中,孟宪振同志给予作者很多帮助,并提供了许多他自己所做的实验结果;李荫远、郑庆祺等同志对本工作提出了很多宝贵意见,谨此致谢。



## 参 考 文 献

- [1] 霍裕平、孟宪振, 物理学报, **20** (1964), 387.  
 [2] 許政一, 物理学报, **20** (1964), 297.  
 [3] Sekizawa, H. and Sekizawa, K., *J. Phys. Soc., Japan*, **17** (1962), 359.  
 [4] Yager, W. A., Galt, J. K. and Merritt, T. R., *Phys. Rev.*, **99** (1955), 1203.  
 [5] Galt, J. K. and Spencer, E. G., *Phys. Rev.*, **127** (1962), 1572.  
 [6] Teale, R. W. and Clarke, B. H., *J. Appl. Phys.*, **34** (part 2) (1963), 1248.  
 [7] White, R. L., *Phys. Rev. Letters*, **2** (1959), 465.  
 [8] de Gennes, P. G., Kittel, C. and Portis, A. M., *Phys. Rev.*, **116** (1959), 323.  
 [9] Clogston, A. M., *Bell Syst. Tech. J.*, **34** (1955), 739.  
 [10] Morin, F. J. and Geballe, T. H., *Phys. Rev.*, **99** (1955), 467.  
 [11] Yamashita, J. and Kurosawa, T., *J. Phys. Chem. Solids*, **5** (1958), 34.  
 [12] Гуревич, А. Г. Сафянтьевский, А. П. Соловьев, В. И. и Шер, Е. С., *Изв. АН СССР, сер. физ.*, **25** (1961), 1361.  
 [13] Tinkham, M., *Proc. Roy. Soc.*, **A236** (1956), 535.  
 [14] Альтшулер, С. А. и Козырев, Б. М., Электронный парамагнитный резонанс, 1961.  
 [15] Slonczewski, J. C., *J. Appl. Phys.*, **32** (1961), 253S.  
 [16] Moriya, T., *Phys. Rev.*, **120** (1960), 91.  
 [17] Tachiki, M., *Prog. Theor. Phys.*, **23** (1960), 1055.  
 [18] Callen, H. B. and Pittelli, E., *Phys. Rev.*, **119** (1960), 1523.  
 [19] 孟宪振、蒲富恪, 物理学报, **17** (1961), 214.  
 [20] Orbach, R., *Proc. Roy. Soc.*, **A264** (1961), 458.  
 [21] Spencer, E. G., et al., *Phys. Rev.*, **123** (1961), 1937.  
 [22] Geschwind, S., *Phys. Rev.*, **121** (1961), 363.

EFFECT OF  $\text{Fe}^{2+}$  ON THE LINE WIDTH OF  
FERRIMAGNETIC RESONANCE

Hsü DSEN-I HO YU-PING

## ABSTRACT

The influence of  $\text{Fe}^{2+}$  on the ferrimagnetic resonance properties of nickel ferrites was discussed. Since the ground state of  $\text{Fe}^{2+}$  in spinels is a singlet, the crystal field only slightly affects the motion of the spin magnetic moment of  $\text{Fe}^{2+}$ . It was pointed out that due to the anisotropy of the exchange interaction between  $\text{Fe}^{2+}$  and  $\text{Fe}^{3+}$  or  $\text{Ni}^{2+}$  situated at the octahedral position, the longitudinal branch might play the major role in the relaxation process of nickel ferrites.

The method used in Ref. [1] was extended to treat the strong exchange coupled system. It was confirmed that usually the expression for the line width coincides with that of the case of a weakly coupled system.

Under the light of a reasonable model of anisotropic exchange interaction the experimental fact that the line width goes through a maximum at a definite temperature along all crystal directions except [001], was satisfactorily explained. The theoretical expression obtained for the anisotropy of the line width agrees with the experimental results.