

# 涡流对侧向反铁磁/非磁超晶格 表面推迟模的影响<sup>\*</sup>

类维平 贾 城<sup>†</sup> 王选章

(哈尔滨师范大学物理系, 哈尔滨 150080)

(2007 年 4 月 11 日收到, 2007 年 5 月 13 日收到修改稿)

使用等效介质理论研究了在 Voigt 位形下, 由反铁磁半导体和绝缘非磁物质构成的半无限侧向反铁磁/非磁超晶格中的表面推迟模. 讨论了在外磁场为零和非零两种情况下涡流对推迟模的影响, 给出了同时考虑传导电流和位移电流时, 侧向反铁磁/非磁超晶格的频率与波矢的关系曲线以及自旋波衰减随波矢  $k$  的变化曲线.

关键词: 推迟模, 侧向超晶格, 自旋波衰减

PACC: 7530D, 7550R

## 1. 引 言

磁性超晶格及多层膜的各种物理性质研究是当前凝聚态物理学中重要的研究领域. 此方面研究有许多重要应用背景, 如超模量效应、巨磁阻效应、界面及表面波谱新模式和优良的磁化性质等, 这些可促进新型材料与元器件的出现, 像高密度信息存储、磁记录、传感器等方面都有广泛的应用. 在磁性/非磁性超晶格中研究推迟模开始于 1987 年 Barnas<sup>[1]</sup>, Raj 和 Tilley<sup>[2]</sup>的工作, 他们研究的磁性超晶格是一个表面与界面平行的体系. 在那里他们使用了转换矩阵方法和给出了色散关系的一般形式. 后来, Barnas<sup>[3]</sup>, Almeida 和 Tilley<sup>[4]</sup>针对反铁磁/非磁性超晶格的体系中的表面模给出具体的讨论. 指出在半无限反铁磁/非磁超晶格中存在表面极化子, 当反铁磁层厚度小于非磁性层厚度时表面模是一个虚模式(不存在静磁极限), 反之存在表面模的实模式(有静磁极限). 这与在反铁磁体中论述静磁波存在的条件是一致的. 通过 ATR(attenuated total reflection)技术测量反铁磁极化子所得的结果和理论相当一致, 所以理论上的计算结果被普遍接受. 对常规超晶格的反铁磁与铁磁极化子研究细致综述见文献[5, 6].

1994 年, Wang 和 Tilley 提出了侧向表面磁性超

晶格模型<sup>[7, 8]</sup>, 这是根据在实验上制备技术的发展而提出的, 当时已经出现磁性线阵结构<sup>[9, 10]</sup>, 现在这种体系仍是磁学中令人非常感兴趣的问题<sup>[11, 12]</sup>. 1996 年, Camley 等人提出在这种体系中由于绝缘的非磁性层对电子运动的阻止使得外加电磁辐射很容易以很小的损耗进入磁体内部, 对探测其内部的各种激子与极化子提供了新的途径<sup>[13]</sup>.

由磁性层和非磁性层组成的人工纳米级厚度的磁性超晶格或多层模的出现, 使得等效介质理论<sup>[14]</sup>(effective medium theory)成功地被用于自旋波波谱的研究. 等效介质理论关于推迟模、静磁模的研究取得很大进展<sup>[15-22]</sup>, 特别是文献[22]使用等效介质理论研究了侧向反铁磁/非磁性超晶格中的自旋波的推迟模式(即磁极化子)的色散性质. 对色散关系的计算时发现表面波的色散曲线部分地进入大块区域, 这可能会引起表面模向大块模的转换. 其次在  $f_1 < 0.5$  时不存在对一般超晶格结构体系中的那种表面虚模式, 而只有当  $f_1 > 0.5$  时才会出现表面模, 并且具有静磁极限. 但是绝大多数关于自旋波的理论研究论文都没有考虑自旋波的衰减<sup>[7-12, 14-16, 22]</sup>, 这种处理方法对绝缘体还是可行的, 但是对于磁性层是导体或半导体的多层模, 应当考虑涡流引起的衰减对自旋波的影响. 我们关于导电性直接导致的涡流对反铁磁推迟模和金属磁性超晶格静磁模的影响的

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金(批准号:10374024)、黑龙江省教育厅科学技术研究项目(批准号:10551105)资助的课题.

<sup>†</sup> E-mail: cjia909@sohu.com

研究已经取得一定成果<sup>[17,18]</sup>.

本文将涡流的影响应用于人工纳米侧向反铁磁/非磁性超晶格的自旋波波谱研究中,对文献[22]使用的同一体系,使用等效介质理论来研究侧向反铁磁/非磁性超晶格的自旋波波谱,通过理论分析和针对反铁磁/非磁性层超晶格的推迟模计算,给出了存在着涡流时反铁磁/非磁性的超晶格的色散曲线以及自旋波衰减随波矢  $k$  的变化曲线等.从中可以研究涡流对侧向反铁磁/非磁超晶格表面推迟模的影响.

## 2. 理论推导

在侧向超晶格的磁性介质内,非均匀的磁矩进动会产生体退磁微波场,而这种磁场又会激发变化的电场,进而在金属中产生涡流.涡流通过焦耳热的方式消耗热量而使磁矩的进动产生阻尼,因而必然对磁体中磁性激子和磁极化子产生影响.由于存在涡流时,相当于介电常数存在虚部,即  $\epsilon' = \epsilon + \frac{i\sigma}{\omega} = \epsilon_0 \left( \epsilon_r + \frac{i\sigma}{\omega\epsilon_0} \right)$ ,  $\sigma$  为反铁磁层的电导率,这相应于在 Maxwell 方程中同时出现传导电流与位移电流.复数形式的介电常数的虚部代表涡流的存在.对金属反铁磁体来说,电导率的数量级大约在  $10^7 (\Omega\text{m})^{-1}$ ,而相对介电常数 ( $\epsilon_r$ ) 小于 20,  $\epsilon_r \ll \frac{\sigma}{\omega\epsilon_0}$ . 在这样的情况下,实部可以忽略.此时问题转化为静磁波中的涡流问题<sup>[23]</sup>.然而,如果磁性介质为半导体,那么实部和虚部就都不能忽略,此时问题就转化为推迟模中的涡流问题了.实际上,有一些反铁磁体具有半导体的一些特性,比如  $\text{EuTe}$ <sup>[24]</sup>,  $\text{NiO}$ ,  $\text{CoO}$  以及  $\text{FeO}$ <sup>[25]</sup>. 在它们中掺杂一定数量的某种杂质可以使它们的电导率接近一个定值.另外,如果在绝缘反铁磁体中掺杂杂质也可以使它的电导率变为一个有限的值.本文所研究的侧向多层膜的位型如图 1 所示.

在图 1 中,  $Z$  轴为易磁化轴,  $Y$  轴垂直于表面,波矢沿  $X$  轴方向.外磁场  $H_0$  与反铁磁膜的子格磁化  $M_0$  平行且沿  $Z$  轴方向,它们均与磁性层和非磁性层的界面平行,且在表面内.我们设反铁磁层的介电常数为  $\epsilon'_1 = \epsilon_1 + i\sigma/\omega$ , 非磁性层的介电常数为  $\epsilon_2$ , 于是体系的等效介电常数为

$$\epsilon = f_1 \epsilon'_1 + f_2 \epsilon_2 = (f_1 \epsilon_1 + f_2 \epsilon_2) + i f_1 \sigma / \omega \quad (1)$$

$f_1, f_2$  分别为磁性层和非磁性层的比例因子.

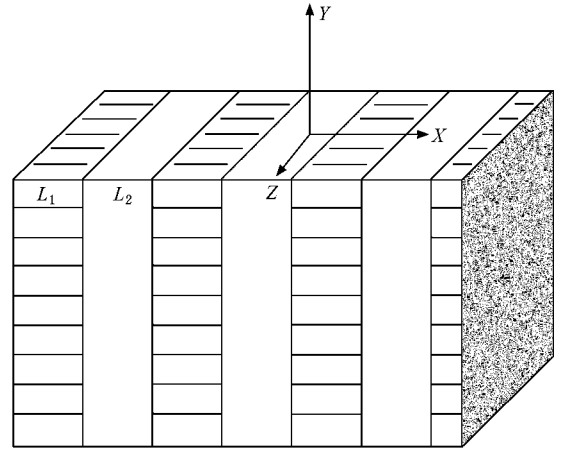


图 1 侧向反铁磁/非磁超晶格 ( $L_1$  和  $L_2$  分别为磁性层和非磁性层的厚度,波矢沿  $X$  轴方向)

在没有能量衰减的情况下,反铁磁层的磁导率张量为

$$\mu_1 = \begin{pmatrix} \mu & i\mu_{\perp} & 0 \\ -i\mu_{\perp} & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2)$$

$\mu$  和  $\mu_{\perp}$  的表达式如下:

$$\begin{aligned} \mu &= 1 + \omega_a \omega_m \left\{ \omega_r^2 - (\omega_0 - \omega)^2 \right\}^{-1} \\ &\quad + \left[ \omega_r^2 - (\omega_0 + \omega)^2 \right]^{-1} \}, \\ \mu_{\perp} &= \omega_a \omega_m \left\{ \omega_r^2 - (\omega_0 - \omega)^2 \right\}^{-1} \\ &\quad - \left[ \omega_r^2 - (\omega_0 + \omega)^2 \right]^{-1} \}, \end{aligned} \quad (3)$$

其中

$$\begin{aligned} \omega_m &= 4\pi\gamma M_0, \\ \omega_a &= \gamma H_a, \\ \omega_0 &= \gamma H_0, \\ \omega_r &= \gamma \sqrt{2H_a H_e + H_a^2}, \end{aligned} \quad (4)$$

这里  $H_a$  为各向异性场,  $H_e$  为交换场,  $\gamma$  是旋磁比,  $M_0$  是饱和磁化强度.对非磁性层来说,磁导率  $\mu_2 = 1$ .当我们把这个反铁磁/非磁超晶格体系描述成一种单一的等效介质的时候,与文献[22]类似,我们可以应用等效介质理论,我们用  $\mu^e$  来表示这个体系的等效磁导率,即

$$\mu^e = \begin{pmatrix} \mu_{xx} & i\mu_{xy} & 0 \\ -i\mu_{xy} & \mu_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (5)$$

$$\mu_{xx} = 1(f_1/\mu + f_2), \quad (6a)$$

$$\mu_{xy} = f_1 \mu_{\perp} (f_1 + f_2 \mu), \quad (6b)$$

$$\mu_{yy} = f_1 \mu + f_2 - f_1 f_2 \mu_{\perp}^2 (f_1 + f_2 \mu). \quad (6c)$$

取如下的平面波解(设波矢  $k$  平行于  $X$  轴):

$$\mathbf{h} = \mathbf{h}_1 e^{\alpha y} e^{ikx - i\omega t}, (y < 0), \quad (7a)$$

$$\mathbf{h} = \mathbf{h}_0 e^{-\alpha_0 y} e^{ikx - i\omega t}, (y > 0). \quad (7b)$$

半无限超晶格占据  $y < 0$  的空间,  $\mathbf{h}$  应满足的波动方程为

$$\nabla(\nabla \cdot \mathbf{h}) - \nabla^2 \mathbf{h} + \omega^2 \boldsymbol{\epsilon} \boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{h} = 0, \quad (8)$$

在  $y > 0$  的空间上由于被真空占据, 其  $\boldsymbol{\mu} = \mathbf{I}$ ,  $\boldsymbol{\epsilon}_0 = 1$ , 因而有( $\nabla \cdot \mathbf{h} = 0$ ),

$$\alpha_0^2 = k^2 - \omega^2. \quad (9)$$

在  $y < 0$  的空间上, 可以得到

$$\boldsymbol{\epsilon} \omega^2 (\mu_{xx} \mu_{yy} - \mu_{xy}^2) + (\alpha^2 \mu_{yy} - \mu_{xx} k^2) = 0. \quad (10)$$

对于表面波而言,  $\alpha_0, \alpha$  均应为大于零的实数.

下面我们利用场  $\mathbf{h}$  和  $\mathbf{b}$  在  $y = 0$  表面上连续条件以及将  $\nabla \cdot \mathbf{b} = 0$  分别应用于  $y > 0$  和  $y < 0$  的空间上, 我们会得到

$$\alpha \mu_{yy} + \alpha_0 (\mu_{xx} \mu_{yy} - \mu_{xy}^2) - k \mu_{xy} = 0. \quad (11)$$

这样利用(9)(10)和(11)式, 就可以计算表面模的色散方程, 即

$$\begin{aligned} & [\boldsymbol{\epsilon} \omega^2 \mu_{yy} + (k^2 - \omega^2) \mu_v - k^2] \\ & = 4k^2 \mu_{xy}^2 (k^2 - \omega^2), \end{aligned} \quad (12)$$

其中

$$\mu_v = \mu_{xx} \mu_{yy} - \mu_{xy}^2.$$

下面讨论半导体侧向反铁磁/非磁超晶格反铁磁体中的推迟模, 与文献[22]不同, 在这种体系中, 要同时考虑复数介电常数  $\boldsymbol{\epsilon}$  的实部与虚部, 即要考虑涡流的效应. 方程(12)为一复数方程, 反铁磁磁导率中的频率应作  $\omega \rightarrow \omega + i\Gamma$  变换, 实部  $\omega$  代表频率,  $\Gamma$  代表自旋波的衰减. 通过数值求解方程(12)可得到所需要的各种关系.

### 3. 计算结果与讨论

#### 3.1. 外磁场为零时涡流对表面波推迟模的影响

外磁场  $H_0 = 0$ , 此时磁导率张量对角化,  $\mu_{xy}$  为零, 方程(12)可化简为

$$\boldsymbol{\epsilon} \omega^2 \mu_{yy} + (k^2 - \omega^2) \mu_{xx} \mu_{yy} - k^2 = 0. \quad (13)$$

当外磁场为零时, 表面推迟模是对称的, 所以我们仅给出波矢大于零的情形. 我们认为磁性层为反铁磁性, 而且为半导体, 以  $F_e F_2 / Z_n F_2$  超晶格为例, 使用的物理参数如下: 交换场  $H_e = 54$  T, 各向异性场  $H_a = 20$  T, 子格磁化强度  $M_0 = 0.056$  T, 旋磁比  $\gamma = 1.97 \times 10^{11}$  rad/T, 反铁磁层的介电常数  $\boldsymbol{\epsilon}_1 = 5.5$ ,

非磁性层的介电常数  $\boldsymbol{\epsilon}_2 = 8.0$ , 非磁性层的磁导率  $\mu_2 = 1.0$ . 在本文中, 频率与波矢都以  $\omega_r$  为单位.

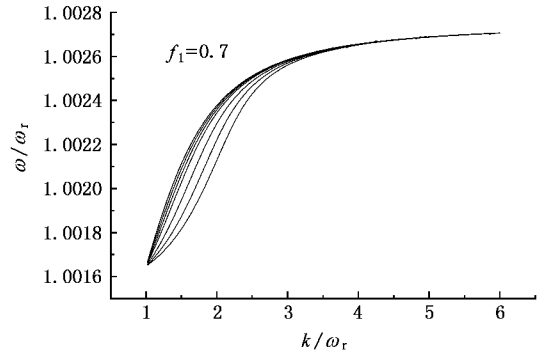


图2 表面模中频率与波矢的关系曲线(曲线族中从左到右依次对应  $\sigma/\omega_r = 0, 2, 3, 4, 6, 8, 10$  ( $10^3 \Omega^{-1} \text{m}^{-1}$ ))

图2给出了当磁性层比例因子  $f_1 = 0.7$  时表面模的频率与波矢的关系曲线. 由图2我们看到, 当电导率为零时, 也就是反铁磁层被看成绝缘体时, 所得曲线与文献[22]的结果是一致的. 电导率越大, 曲线越偏离电导率为零的曲线, 说明频率所受的影响越明显.

图3给出了当磁性层比例因子  $f_1 = 0.7$  时, 表面模的衰减与波矢的关系曲线. 曲线族中从下到上  $\sigma/\omega_r$  依次增大. 由图我们看到, 当  $\sigma/\omega_r = 0.1$  时, 衰减几乎为零. 随着电导率越来越大, 衰减变得越来越明显, 说明涡流越来越大. 对每一条曲线来说, 都有一个最大值. 图3中曲线的最大值对应着曲线的群速  $\frac{d\omega}{dk}$  的最大值.

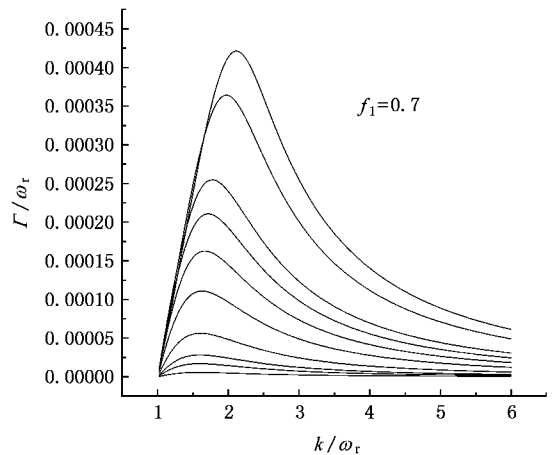


图3 表面模中衰减与波矢的关系曲线(曲线族中从下到上依次对应  $\sigma/\omega_r = 0.1, 0.3, 0.5, 1, 2, 3, 4, 5, 8, 10$  ( $10^3 \Omega^{-1} \text{m}^{-1}$ ))

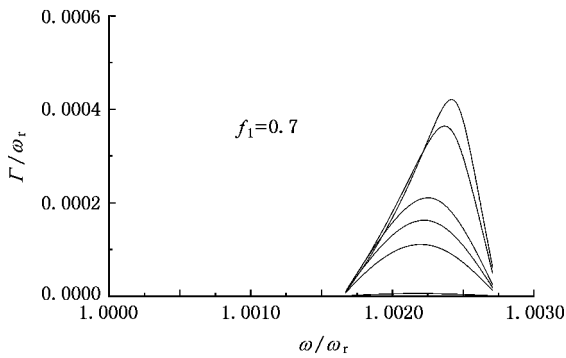


图 4 表面模中衰减与频率的关系曲线(曲线族中从下到上依次对应  $\sigma/\omega_r = 0.1, 2, 3, 4, 8$  和  $10(10^3 \Omega^{-1} \text{m}^{-1})$  这里反铁磁层厚度比例因子  $f_1 = 0.7$ )

图 4 给出了当磁性层比例因子  $f_1 = 0.7$  时,表面模的衰减与频率的关系曲线.图中所有曲线都落在表面模的频率窗口内,并且当频率接近窗口边缘时,衰减最终降为零.

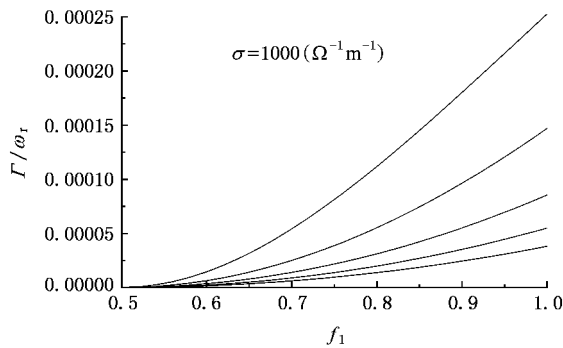


图 5 表面模中衰减与反铁磁比例因子的关系曲线(曲线族中从上到下依次对应  $k = 2, 3, 4, 5$  和  $6$ , 这里  $\sigma/\omega_r = 1(10^3 \Omega^{-1} \text{m}^{-1})$ ).

图 5 给出了当  $\sigma/\omega_r = 1(10^3 \Omega^{-1} \text{m}^{-1})$  时表面模的衰减与反铁磁比例因子的关系曲线.从中可以看出,相应于不同的波矢  $k$ , 衰减都随  $f_1$  由 0.5 开始增加而单调上升.磁性层比例因子越大,衰减越明显.

### 3.2. 外磁场非零时涡流对表面波推迟模的影响

这里,我们所研究的体系侧向反铁磁/非磁超晶格,其位形以及计算参数大体上与上一节相同,唯一不同的是,这时的体系是处在外磁场  $H_0$  当中的,外磁场的方向沿  $Z$  轴方向,即 Voigt 位形,取  $H_0 = 0.02 \text{ T}$ .

在这种情况下,体系的色散方程和边界条件仍为(9)(10)(11)和(12)式,  $\omega$  同样具有  $\omega + i\Gamma$  的形式.数值求解色散方程(12)即可得到多种关系曲线.

由于当外场不为零时,表面推迟模不是对易的,我们首先给出了当  $f_1 = 0.6$  和  $f_1 = 0.7$  时,频率、衰减和波矢的关系.当波矢大于零时,有一支表面模;当波矢小于零时,存在两支表面模.

在图 6 和图 7 中,当波矢大于零时,曲线族中由下到上分别对应  $\sigma/\omega_r$  为 1, 5, 10, 15, 20, 25, 都是随波矢单调上升的.当波矢小于零时,表面模有两个分支,这两个分支从下到上都分别对应  $\sigma/\omega_r$  为 25, 20, 15, 10, 5, 1, 都是随波矢单调下降的.不同之处是在图 6 中  $f_1 = 0.6$ , 而在图 7 中  $f_1 = 0.7$ .

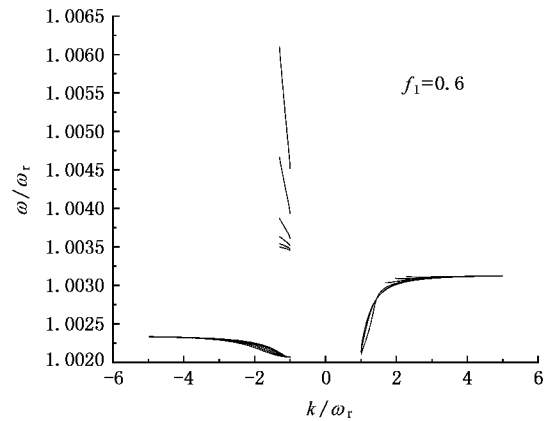


图 6 非零外磁场下表面模中频率与波矢的关系曲线

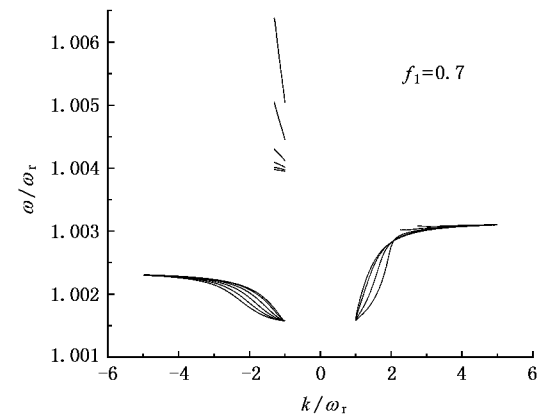


图 7 非零外磁场下表面模中频率与波矢的关系曲线

在图 8 和图 9 中,给出了自旋波衰减  $\Gamma$  随波矢  $k$  的变化曲线,三个曲线族中由下到上分别对应  $\sigma/\omega_r$  为 1, 5, 10, 15, 20, 25, 曲线上升至某一最大值后下降,这里每一个最大值分别对应图 6 和图 7 中群速  $\frac{d\omega}{dk}$  的最大值.两图中,磁比例因子分别为 0.6, 0.7.

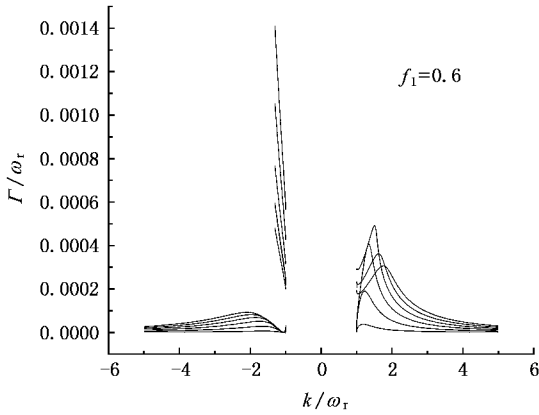


图 8 非零外磁场下表面模中衰减与波矢的关系曲线

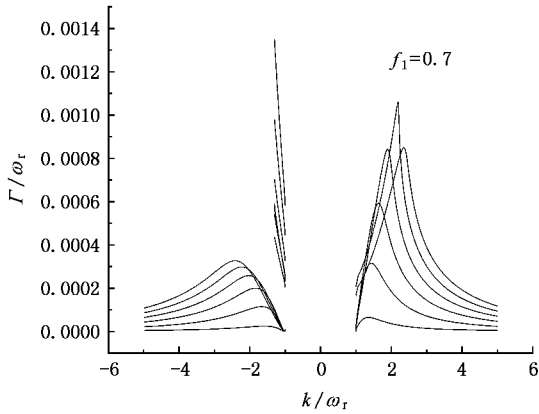


图 9 非零外磁场下表面模中衰减与波矢的关系曲线

## 4. 结 论

本文应用等效介质理论,研究了在 Voigt 位形下,由反铁磁半导体和绝缘非磁物质构成的半无限侧向反铁磁/非磁超晶格中的表面推迟模.为了讨论涡流对侧向半导体反铁磁/非磁超晶格表面推迟模的影响,我们借鉴了以往文献中侧向绝缘反铁磁/非磁超晶格中的表面推迟模的研究工作,主要目的是为了讨论和对比涡流存在对表面推迟模的影响.

运用等效介质理论,系统地研究了在外加磁场为零和非零两种情况下,频率、衰减、波矢、磁比例因

子四者之间的相互关系.我们发现:

1. 没有外加磁场的情况下,表面模式是对易的,所以我们只给出了波矢大于零的情形:

频率-波矢曲线:逐渐增大半导体反铁磁层的电导率,我们发现电导率越大,曲线越偏离电导率为零的曲线,说明频率所受的影响越明显.

衰减-波矢曲线:随着电导率越来越大,衰减变得越来越明显,说明涡流越来越大.对每一条曲线来说,都有一个最大值.曲线的最大值对应着同样参数条件下频率-波矢曲线的群速的最大值.

衰减-频率曲线:所有曲线都落在表面模的频率窗口内,并且当频率接近窗口边缘时,衰减最终降为零.

衰减-磁比例因子曲线:对每一给定的波矢  $k$ ,当磁比例因子从 0.5 逐渐增大到 1 时,衰减越来越大.

2. 外加磁场存在的条件下,表面模式是非对易的,表面模式有三支,在波矢大于零时有一支,波矢小于零时有两支.

频率-波矢曲线:当波矢大于零时,频率曲线都是随波矢单调上升的.当波矢小于零时,表面模有两个分支,频率曲线都是随波矢单调下降的.

衰减-波矢曲线:低频两支衰减曲线都是上升至某一最大值后下降,这里每一个最大值对应着同样参数条件下频率-波矢曲线的群速的最大值,另一支单调变化.

当电导率为零时,也就是反铁磁层被看成绝缘体时,问题转化为绝缘反铁磁/非磁超晶格问题,所得曲线与从前相关的文献是一致的.

本文的意义就在于应用等效介质理论,解决了反铁磁半导体和绝缘非磁物质构成的半无限侧向反铁磁/非磁超晶格中的表面推迟模问题.从我们所得到的反铁磁/非磁性的超晶格的色散曲线以及自旋波衰减随波矢  $k$  的变化曲线等,可以看出涡流存在时的曲线较之以前的曲线有明显的改变.希望我们所得结果会为磁性材料的理论和实践工作有所贡献.

[ 1 ] Barnas J 1987 *Solid State Commun.* **61** 405[ 2 ] Raj N, Tilley D R 1987 *Phys. Rev. B* **36** 7003[ 3 ] Barnas J 1990 *J. Phys.: Condens. Matter* **2** 7173[ 4 ] Almeida N S, Tilley D R 1990 *Solid State Commun.* **73** 23[ 5 ] Cottam M G, Tilley D R 1989 *Introduction to Surface and Superlattice Excitation* (London: Cambridge University Press)[ 6 ] Abraha K, Tilley D R 1996 *Surf. Sci. Rev.* **24** 125[ 7 ] Wang X Z, Tilley D R 1994 *Phys. Rev. B* **50** 13472

- [ 8 ] Wang X Z , Tilley D R 1994 *Phys. Lett. A* **178** 225
- [ 9 ] Shearwood C , Blundell S J , Bland J A C *et al* 1994 *J. Appl. Phys.* **75** 5249
- [ 10 ] Smyth J F , Schultz S , Kem D R *et al* 1991 *J. Appl. Phys.* **69** 5262
- [ 11 ] Adeyeye A O , Bland J A C , Daboo C , Lee J *et al* 1996 *J. Appl. Phys.* **79** 6120
- [ 12 ] Adeyeye A O , Bland J A C , Daboo C , Hasko D G 1997 *Phys. Rev. B* **56** 3265
- [ 13 ] Camley R E , Parker T J , Smith S R P 1996 *Phys. Rev. B* **53** 5481
- [ 14 ] Raj N , Tilley D R 1987 *Phys. Rev. B* **36** 7003
- [ 15 ] Lv S C , Wang X Z , Tilley D R 1997 *Phys. Rev. B* **55** 12402
- [ 16 ] Wan W L , Wang X Z 1999 *J. Magn. Magn. Mater.* **195** 508
- [ 17 ] Jia C , Wang X Z , Lü S C 1999 *Phys. Rev. B* **59** 3310
- [ 18 ] Jia C , Wang X Z , Lü S C 2000 *Phys. Rev. B* **61** 9494
- [ 19 ] Wang X Z , Xu S R 2001 *Phys. Rev. B* **63** 054415
- [ 20 ] Wang X Z , Fu S F 2004 *J. Magn. Magn. Mater.* **271** 334
- [ 21 ] Xu Y , Xue D S , Zuo W , Li F S 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 2896 ( in Chinese ) [ 徐 岩、薛德胜、左 维、李发伸 2003 物理学报 **52** 2896 ]
- [ 22 ] Wang X Z , Tilley D R 1995 *Phys. Rev. B* **52** 13353
- [ 23 ] Almeida N S , Mills D L 1996 *Phys. Rev. B* **53** 12232
- [ 24 ] Chang L L , Ploog K 1985 *Molecular Beam Epitaxy and Heterostructures* ( Martinus Nijhoff Hingham )
- [ 25 ] Smith R A 1978 *Semiconductors* ( London : Cambridge University Press )

## Effects of eddy current on surface retarded modes of a lateral antiferromagnetic/nonmagnetic superlattice<sup>\*</sup>

Lei Wei-Ping Jia Cheng Wang Xuan-Zhang

( Department of Physics , Harbin Normal University , Harbin 150080 , China )

( Received 11 April 2007 ; revised manuscript received 13 May 2007 )

### Abstract

Using the equivalent medium theory , we have investigate the surface retarded modes of a semi-infinite lateral superlattices composed of semiconductor antiferromagnetic layers and insulating nonmagnetic layers in the Voigt geometry. We studied the effect of eddy current on surface retarded modes of a lateral antiferromagnetic/nonmagnetic superlattice when the external field is zero or nonzero. Particularly , we have considered the effect of conduction current and displacement current on the retarded modes , and have obtained for the first time the curves for different cases of the frequency and the spin wave damping versus the wave vector  $k$  .

**Keywords** : retarded mode , lateral superlattice , spin wave damping

**PACC** : 7530D , 7550R

\* Project supported by the National Nature Science Foundation of China ( Grant No. 10374024 ) and the Educational Department of Heilongjiang Province , China ( Grant No. 10551105 ).