的影响，使得旋转变小．按(5)式可对实验曲线做拟合，对于归一化的曲线，只有 $p(=\alpha_4/\alpha_8)$ 是调整参数．根据拟合的结果，比较不同 p 值曲线可知，$p=1.5$ 的曲线更符合实验结果．$p=1.5$ 表明在 0.47 μm 下每个四面体位的 Fe^{3+} 离子比八面体位 Fe^{3+} 对磁光旋转的贡献要大些，二者比例约为 $\alpha_4/\alpha_8\approx 1.5$．Visnovsky 和 Krishnan[13] 曾对 YIG，$Li_{0.5}Fe_{2.5}O_4$ 的极向磁光克尔旋转谱做过仔细分析，在假定 YIG 和 $Li_{0.5}Fe_{2.5}O_4$ 中的四、八面体位有相同的磁光旋转系数 $A(\omega)$，$B(\omega)$[1] 的情况下推算出了 $A(\omega)$，$B(\omega)$．若能得到他们的准确数据，可与我们含 Bi 的结果做一比较．但无论如何上述结果定性地与 Wittekoek 等人[4] 的实验结果是相符的，他们的实验表明，仅在四面体位代 V，替代量从 0 到 0.70 使 0.47 μm 的旋转（该文中为 C 峰）下降约 50%，而八面体位 Zr 的代替量从 0 到 0.75 时，却使 0.47 μm 旋转值下降到 30%．

Wittekoek 和 Lacklison[14] 曾经测量过不含 In 的 BCVIG 单晶的克尔磁光谱．取成份相近样品做比较发现，我们的测量值偏低，约为他们测量值的 60%．这可能是表面机械抛光造成的．在文献[4]中 Wittekoek 等人指出表面应力的存在会使测到的克尔旋转值下降．尤其是 BCVIG，很难用退火的办法消除表面应力．他们的样品是用 Syton 抛光的，Syton 抛光是一种机械化学的联合抛光，抛光剂粒度小于 0.1 μm 和完整自然单晶表面比较，从 Syton 抛光的多晶表面测到的 θ_K 要低 25%．我们用 3 μm 粒度的砂纸抛光，表面不平度及应力都要大得多．因此，比单晶自然表面低很多是可以理解的．即使如此，我们在 $x<1.0$，$y\sim 0.1$ 的样品中还是达到了 $\theta_K\approx 0.55°$ 的旋转值．

考虑到代 In 的 BCVIG 具有可变的，相当低的磁化强度、较高的居里点，相当大的磁光旋转（尤其 $x<1.0$，$y\sim 0.15$ 时），在可能的磁光器件应用中，这一材料系列将是强有力的竞争者．

作者诚挚地感谢张干南、郭照斌等同志在样品的化学分析中给予的帮助．

参　考　文　献

[1] J. F. Dillon Jr., Physics of Magnetic Garnets ed. by A. Paoletti, (1978) 400, North-Holland Publishing Company.
[2] 王焕元、张鹏翔、张绪信、徐孝贞，物理学报，**30** (1981), 1554.
[3] C. F. Buhrer, *Appl. Phys.*, **40**(1969), 4500.
[4] S. Wittekoek, T. J. A. Popma, *J. Appl. Phys.*, **44**(1973), 5560.
[5] J. M. Robertson, S. Wittekoek, Th. J. A. Popma and P. F. Bongers, *Appl. Phys.*, **2**(1973), 219.
[6] G. B. Scott, D. E. Lacklison, J. L. Page and J. Hewett, *Appl. Phys.*, **9**(1976), 71.
[7] 徐孝贞等，物理学报，**29** (1980), 1558.
[8] P. Hansen, M. Urner-Wille, *J. Appl. Phys.*, **50**(1979), 7471.
[9] 磁性单晶组，物理学报，**25** (1976), 373.
[10] 李德忠等，物理学报，**25** (1976), 450.
[11] S. Wittekoek, T. J. A. Popma, J. M. Robertson and P. F. Bongers, *Phys. Rev. B*, **12**(1975), 2777.
[12] 张鹏翔等，科学通报待发表．

1) Visnovsky 和 Krishnan 定义的磁光旋转系数 $A(\omega)$，$B(\omega)$ 与我们使用的 α_8，α_4 略有不同，他们的定义为

$$\theta_K\ (分)=A(\omega)n_8\frac{M_8(T)}{M_8(0)}+B(\omega)n_4\frac{M_4(T)}{M_4(0)},$$

其中 n_8，n_4 为每立方厘米体积中八面体、四面体位铁离子数，$M_i(T)$ 和 $M_i(0)$ 分别为 0 K 和 TK 下相应位置的饱和磁化强度．

[13] S. Visnovsky, R. Krishnan, *Appl. Phys.*, 18(1979), 243.
[14] S. Wittekoek, D. E. Lacklison, *Phys. Rev. Letter*, 28(1972), 740.

THE MAGNETO-OPTIC KERR ROTATION OF INDIUM-SUBSTITUTED SINGLE CRYSTAL BCVIG

ZHANG PENG-XIANG, LIU YU-LONG, WANG HUAN-YUAN, PANG YU-ZHANG
(Institute of Physics, Academia Sinica)

ABSTRACT

We have measured the saturated polar Kerr rotation of In-substituted single crystal BCVIG, $\{Bi_{3-2x}Ca_{2x}\}$ $[Fe_{2-y}In_y]$ $(Fe_{3-x}V_x)O_{12}$, in the spectra range of 0.45—0.80 μm. A rotation peak near 0.47 μm was found. The room temperature dependence of the rotation peak value $2\theta_K(0.47\ \mu m)$ on the composition was obtained by varying the substitution quantity of In^{3+} and Bi^{3+}. It was found that the Kerr rotation change sign abruptly when varying the composition across the magnetization compensation point, however, the absolute value of the rotation does not reduce when the composition approaches that point, while the total magnetization $4\pi M_s$ does decrease, we also found that, with the In^{3+} content increasing, the Kerr rotation is "enhanced" at first, reaching a maximum at $y\sim0.15$, and then reduces. Using a model that the total Kerr rotation is the Bi^{3+} enhanced superposition of the sublattice Kerr rotation, we explained the "enhancement" of Kerr rotation by indium substitution. From fitting the experiment results, we deduced the ratio of the sublattice rotation coefficients (α_4/α_8) to be about 1.5, that is, the absolute contribution of every Fe^{3+} on tetrahedral site to the magneto-optic rotation is about 1.5 times as large as that on octahedral site. The results demonstrated that a good magneto-optic material can be synthesized in $x<1.0$ composition region with small amount of In^{3+} substitution. Considering its low and variable magnetization, high Curie temperature and rather large magneto-optic rotation, the In-BCVIG system, surely, is a promising cadidate in the variety of usage of the magneto-optic devices.

第31卷 第7期 物 理 学 报 Vol. 31, No. 7
1982年7月 ACTA PHYSICA SINICA July, 1982

非晶态合金带中内应力场的形成和磁各向异性的分布

林肇华 戴道生
(北京大学物理系)

1981年9月16日收到

提 要

本文中分析了从高温合金熔体快速淬火形成非晶态合金带的固化过程. 指出非晶态合金带的不同部位在固化过程中，具有不同的固化推进方式，从而形成不同的区域应力场. 从理论上计算了非晶态薄带中不同区域的内应力场和应力磁各向异性. 计算的结果及其推论能很好地解释观察到的非晶态铁磁合金带的磁畴结构和实验现象.

引 言

非晶态合金带在极快的淬火固化过程中将形成极大的内应力[1]. 这种内应力通过磁弹耦合效应将在铁磁合金带中产生较大的应力磁各向异性. 即使在磁致伸缩系数几乎为零的Co基TM-GM非晶态合金($\lambda_s \sim 10^{-7}$)中，这种应力磁各向异性仍可达到$10^2 \sim 10^3$ erg/cm^{3}的数量级[2]. 众所周知，理想的非晶态材料中原子的分布是长程无序的，所以非晶态铁磁合金中不存在一般铁磁晶态材料所具有的磁晶各向异性及晶界、位错等宏观缺陷. 因此，内应力的分布及其所形成的磁各向异性，将对非晶态合金的磁畴结构及其磁化过程起主要作用，从而对合金的磁性能有重大影响.

最近五、六年来，不少科学工作者对非晶态铁磁合金带的静态和动态畴结构作了观察与研究，并力图分析磁畴结构和内应力分布之间的关系[3-19]. Livingston 详细研究了非晶态铁磁合金带在不同应力状态下畴结构的形态[20]. Kronmüller 及其同事还研究了非晶态铁磁合金带中畴结构和磁化场的关系，并应用微磁化理论分析了内应力对磁畴结构的影响[14,15,21].

本文研究和分析了非晶态合金带在急冷固化过程中内应力的形成及其分布，从理论上导出带中区域应力场的表达式，并据此计算了合金带中区域应力磁各向异性的分布，讨论了不同应力场区域的畴结构形态，指出并解释了利用 Kerr 磁光效应法和 Bitter 粉纹图法观察到的非晶态铁磁合金带畴结构图形之间的差别.

本文的内应力场分析适用于在淬火固化过程中存在一个自由面的任何非晶态薄带，如利用外圆法、粘出法、离心法等制备的非晶态薄带.

物 理 模 型

1. 非晶态合金带具有很高的弹性极限（其抗张强度高于 $3\times10^{10}\,\mathrm{dyn/cm^2}$[23]），而且在理想的非晶态合金中不存在超过 10 Å的颗粒界面或缺陷[22]. 因此可以在很大的应力范围内，将非晶态合金看成是均匀的各向同性的虎克弹性体.

2. 由于非晶态合金带很薄，可以认为带中存在的内应力场将是处于带平面内的二维应力场，各点的应力状态可以用二阶张量描述，

$$\boldsymbol{\sigma}=\begin{pmatrix}\sigma_{11} & \sigma_{12}\\ \sigma_{21} & \sigma_{22}\end{pmatrix}. \tag{1}$$

若取各处的主应力轴为 x_1, x_2 坐标轴，则各点的应力张量将成为对角张量，

$$\boldsymbol{\sigma}=\begin{pmatrix}\sigma_{11} & 0\\ 0 & \sigma_{22}\end{pmatrix}. \tag{2}$$

显然，带平面内各处的主应力轴取向和相应的主应力分量 σ_{11}, σ_{22} 的大小是不同的，是各点位置的函数.

3. 由熔体快速淬火形成的非晶态合金具有较大的平均原子间距. 从应变角度来看，可以认为淬火态非晶态合金中，由于快速淬火而存在某种张应变. 如果将非晶态合金进行充分的退火处理，可以消除这种淬火过程形成的内应力.

设 l 和 l_0 分别是淬火态和退火态非晶态合金的平均原子间距，则淬火态合金中的张应变可以表示为

$$e_0=\frac{l-l_0}{l_0}. \tag{3}$$

设 V, d 和 V_0, d_0 分别是淬火态和退火态合金的体积、密度，有

$$e_0\doteq\frac{1}{3}\frac{V-V_0}{V_0}=\frac{1}{3}\frac{d_0-d}{d}. \tag{4}$$

因而相应的内应力为

$$\sigma_0=Ee_0\doteq\frac{E}{3}\frac{V-V_0}{V_0}=\frac{1}{3}\frac{d_0-d}{d}. \tag{5}$$

E 是非晶态合金的杨氏模量. σ_0 是一种张应力，其大小取决于合金的成分和淬火固化过程. 应当指出，这种快速淬火过程形成的内应力 σ_0 并不满足弹性理论中的相容条件，称为初应力. 一般来讲，初应力是各向同性的均衡应力场. 当然，在自由面附近垂直于自由面方向的初应力分量同样也能被释放等于零.

(5) 式可以用来估算非晶态合金中存在的内应力数量级. 非晶态合金的杨氏模量一般比相应的晶态合金小 20 ～ 40%[23-25]，TM-GM 非晶态合金的杨氏模量 $E\doteq12\times10^{11}\,\mathrm{dyn/cm^2}$[20-23]. 非晶态合金的密度比相应的晶态合金约小 1—3%[24,25]，因此我们可取非晶态合金淬火态和退火态的密度变化 $\Delta d/d=10^{-2}$. 根据 (5) 式有 $\sigma_0=4\times10^9\,\mathrm{dyn/cm^2}$，该数值与文献 [1, 2] 所估计的内应力数值是一致的.

4. 当熔体快速淬火形成非晶态薄带时，薄带不同部位的具体固化过程具有不同的固

化推进方式．根据固化推进方式可以将薄带分成以下四种典型的固化区域：

1）片状固化区　薄带中一些整片同时固化的区域，它们往往发生在周围已被固化的残存区域（见图 1）．由于残存的熔体温度已较低，因此整个残存区域的固化几乎是同时完成的．显然，在其固化过程中不存在固化界面．

2）平行固化区　薄带中一些固化是平行推进的区域（见图 2），其固化界面是彼此平行的平面．平行固化区往往出现在冷却速率较高的部位，例如非晶态薄带的边缘或端头部位，固化界面接近平行于薄带的横向．

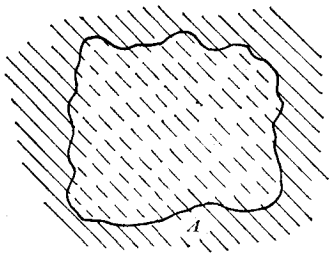


图 1　片状固化区的形成

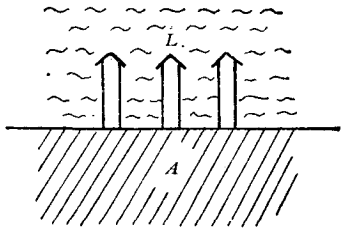


图 2　平行固化区的形成　L 为液态熔体；A 为非晶态区；⇒为示意固化推进方向

3）非晶岛固化区　薄带中一些从中心向四周推进固化的区域（见图 3）．它们主要出现在薄带的中间部位，其固化界面是弯曲的．因带很薄，可以把固化界面看成是垂直于带平面的柱面．

4）熔潭固化区　薄带中一些从周围向中心推进固化的区域（图 4）．它们也是出现于薄带的中间部位，其固化界面也是弯曲的柱面．显然，当熔潭被固化缩小到一定程度之后，中心的残存部分将片状固化．

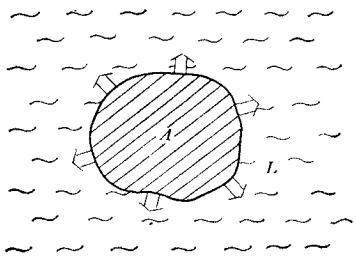


图 3　非晶岛固化区的形成　L 为液态熔体；A 为非晶态区；⇒为示意固化推进的方向

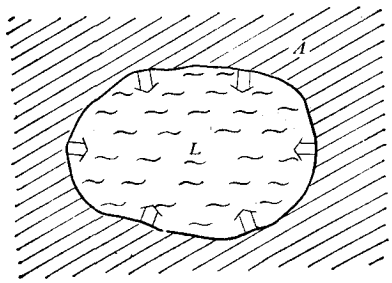


图 4　熔潭固化区的形成　L 为液态熔体；A 为非晶态区；⇒为示意固化推进的方向

5．固化界面的一侧是液态熔体，所以可以近似地把界面看成是自由界面，只存在沿界面切线方向的初应力 σ_0．这样应力状态的界面将对界面另一侧的非晶态区产生不同的单向面力作用．

图 5 示出一段长为 Δl、曲率半径为 R 的固化界面．设 ΔR 为界面附近充分小的厚度，h 为薄带的厚度．由图 5 不难看出，弯曲的固化界面，将产生单向面力 $\boldsymbol{P}$ 的作用，其大小为

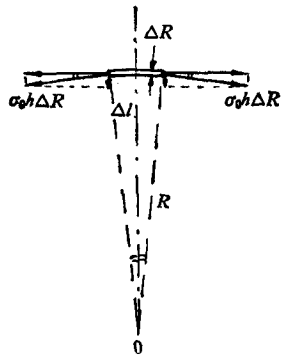


图 5 弯曲的固化界面的受力示意图

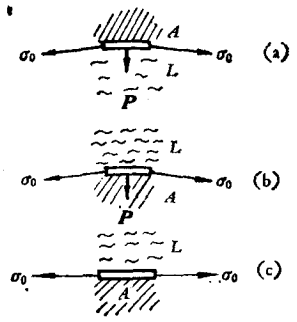


图 6 不同的固化界面对非晶态区呈现不同的面力作用 L 为液态熔体；A 为非晶态区

$$P=\frac{\sigma_0\Delta R}{R}, \tag{6}$$

其方向是沿着该处界面的法线方向，并指向它的曲率中心. 若界面外侧是非晶态区，则界面对该非晶态区将呈现为拉力作用；若界面内侧是非晶态区，则界面对此非晶态区呈现压力作用；若界面是平面，则因 $R\to\infty$，而 $P\to 0$，即不出现单向面力(见图 6).

非晶态薄带中的区域内应力场

为了从理论上导出非晶态薄带中内应力场分布的表达式，我们假设在薄带的整个固化过程中，初应力 σ_0 处处相等. 实际上，在不同部位的固化速度有所不同，σ_0 的数值也将略有不同，然而相差很小.

1. 片状固化区固化时不存在固化界面，其内应力场就是初应力场，是一个均衡的双轴张应力场，

$$\boldsymbol{\sigma}=\begin{pmatrix}\sigma_0 & 0\\ 0 & \sigma_0\end{pmatrix}. \tag{7}$$

2. 平行固化区固化时存在平面固化界面，其内应力场是一个单轴张应力场，

$$\boldsymbol{\sigma}=\begin{pmatrix}\sigma_0 & 0\\ 0 & 0\end{pmatrix}. \tag{8}$$

在非晶态薄带的边缘部位，其张应力轴接近平行于薄带的横向方向.

3. 非晶岛固化区固化时存在弯曲的固化界面，其内侧为非晶态区.

利用弹性理论[26,27]，不难得到对于圆形非晶岛固化区，其内应力场为

$$\boldsymbol{\sigma}=\begin{pmatrix}\sigma_{rr} & 0\\ 0 & \sigma_{\theta\theta}\end{pmatrix},\quad \text{其中}\quad \begin{cases}\sigma_{rr}=-\sigma_0\ln\dfrac{R_0}{r}\\ \sigma_{\theta\theta}=\sigma_0\left(1-\ln\dfrac{R_0}{r}\right)\end{cases}\quad (0<r\leqslant R_0). \tag{9}$$

这里 r 是某点到非晶岛中心的距离半径，R_0 是非晶岛固化区最终固化界面的半径. (9)式表明，圆形非晶岛固化区的内应力场具有径向和切向的主应力轴，σ_{rr}，$\sigma_{\theta\theta}$ 分别是径向和切向的主应力分量. 图 7 画出了 σ_{rr}/σ_0 和 $\sigma_{\theta\theta}/\sigma_0$ 相对 r/R_0 变化的曲线. 图 8 示意非晶

岛固化区的平面内应力场分布情况．由图 8 可见，非晶岛固化区在 $r > R_0/e$ 区域中呈现的是径向压应力和切向张应力状态；在 $r < R_0/e$ 的中心区域，呈现的是双轴压应力状态，而且越接近中心，内应力越大，越趋于均衡．

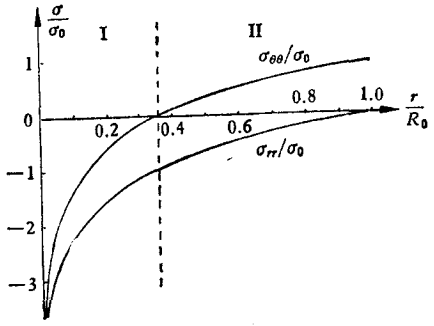


图 7

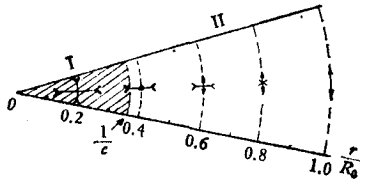


图 8

⟷ 表示张应力，⟩—⟨ 表示压应力，它们的长度表示应力的相对大小；阴影区为双轴压应力区

4. 熔潭固化区固化时也存在弯曲的固化界面，但它的外侧是非晶态区，而且中心残存熔体的固化是片状固化．

利用弹性理论不难得到，对于圆形的熔潭固化区，其内应力场为

$$\boldsymbol{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_{rr} & 0 \\ 0 & \sigma_{\theta\theta} \end{pmatrix}, \quad \text{其中} \begin{cases} r > r_0 \text{ 区域有} \begin{cases} \sigma_{rr} = \dfrac{\sigma_0}{2}\left(1 + \dfrac{r_0^2}{r^2}\right), \\ \sigma_{\theta\theta} = \dfrac{\sigma_0}{2}\left(1 - \dfrac{r_0^2}{r^2}\right); \end{cases} \\ r < r_0 \text{ 区域有} \begin{cases} \sigma_{rr} = \sigma_0, \\ \sigma_{\theta\theta} = \sigma_0. \end{cases} \end{cases} \tag{10}$$

这里 r 是某点到固化区中心的距离，r_0 是熔潭固化区在固化过程中的最终固化界面半径．当 $r < r_0$ 时，固化将是无固化界面的片状固化．由 (10) 式可见，圆形的熔潭固化区内应力场的主应力轴也是沿着径向和切向方向的．图 9 画出了 σ_{rr}/σ_0 和 $\sigma_{\theta\theta}/\sigma_0$ 随 r/r_0 的变化曲线．图 10 示意地画出了熔潭固化区的平面应力场分布．由图 9，10 可见，熔潭固化区在 $r < r_0$ 的中心区域是一个均衡张应力场；在 $r > r_0$ 区域是一个双轴张应力场，其径向张应力 σ_{rr} 大于切向张应力 $\sigma_{\theta\theta}$，但 $r > 3.5r_0$ 时，双轴张应力场也趋于均衡．

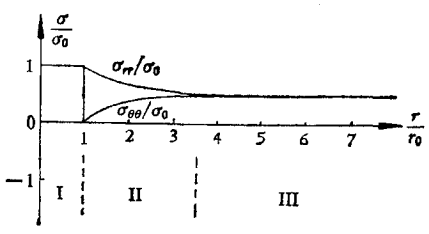


图 9

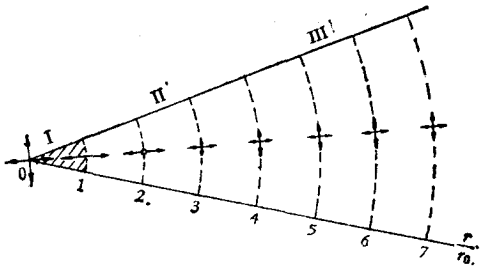


图 10

⟷ 表示张应力，线段长度表示应力的相对大小，阴影区域为双轴均衡张应力区

应当指出，非晶态薄带的平均原子间距比高温熔体仍然要小一些，从熔体固化成非晶态薄带时仍然存在一定的冷缩效应．因此，当熔潭在中心部位最后固化时，可能会出现冷凝坑．冷凝坑的出现，将使得熔潭固化区径向张应力大大增大．

讨 论

我们以正磁致伸缩的非晶态铁磁合金带为例，讨论非晶态合金带在急冷固化过程中所形成的区域内应力场对薄带磁畴结构的影响．

对于磁致伸缩和弹性性质是各向同性的铁磁材料，其磁弹性能量密度为

$$E_\sigma = -\frac{3}{2}\lambda\sum_{i=1}^{3}\sigma_i\gamma_i^2, \tag{11}$$

其中 λ 是材料的磁致伸缩系数，σ_i 是主应力分量，γ_i 是磁化强度 $\boldsymbol{M}$ 相对于第 i 主应力轴的方向余弦[11,20]．

对于非晶态合金薄带，其内应力场是在带平面内的平面应力场．若取带平面内的主应力轴为 x_1，x_2 轴，取带平面的法线方向为 x_3 轴，并令 φ 为磁化强度 $\boldsymbol{M}$ 与 x_3 轴的夹角，θ 为 $\boldsymbol{M}$ 与 x_1 轴的夹角(见图 11)，则非晶态合金带中磁弹性能密度可表示为

$$E_\sigma = -\frac{3}{2}\lambda\sin^2\varphi(\sigma_1\cos^2\theta + \sigma_2\sin^2\theta). \tag{12}$$

(12)式表明，薄带中各处内应力状态的各向异性将使得磁化强度 $\boldsymbol{M}$ 沿不同方向取向时具有不同的能量．所以该式表达了非晶态铁磁合金薄带中存在的应力磁各向异性．

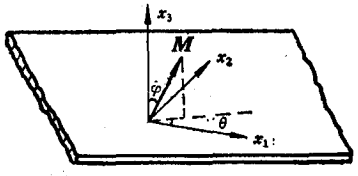


图 11 磁化强度 $\boldsymbol{M}$ 相对于主应力轴取向示意图

非晶态合金带中的片状固化区具有(7)式表达的均衡双轴张应力场，由(12)式有

$$E_\sigma = -\frac{3}{2}\lambda\sigma_0\sin^2\varphi. \tag{13}$$

这表明片状固化区在带面内是磁各向同性的．它的零场畴结构将是磁化强度处于带平面内的平面畴，畴的形态取决于周围的畴形态和材料中可能有的很弱的结构各向异性．它们往往是周围磁畴的延伸或过渡，以尽可能减少逸散场，降低静磁能．其次，由于片状固化区内磁各向异性甚小，因此畴壁很宽而且畴壁的杂散场很弱，其结果将使得利用 Bitter 法观察这些区域内的畴壁发生困难．所以，利用 Bitter 法观察非晶态铁磁合金带的磁畴分布时，常常可以看到某些畴壁中断消失和薄带中一些整片区域观察不到畴壁的存在的现象．但是利用 Kerr 磁光效应可以观察到这些区域的磁畴形态．

平行固化区中存在(8)式表达的单轴张应力场，由(12)式有

$$E_\sigma = -\frac{3}{2}\lambda\sigma_0\sin^2\varphi\cos^2\theta. \tag{14}$$

这表明平行固化区具有带平面内以张应力轴为易轴的单轴磁各向异性．畴的结构将是在带平面内的平行畴．平行固化区常常出现在带的边缘部位，而且应力轴接近平行于带的

横向．所以，在零场情况下常常可以在带的边缘区域观察到垂直于带轴的横向平行畴(图12)．

非晶岛固化区具有(9)式表达的双轴应力场．令 $\sigma_{rr}=\sigma_1$，$\sigma_{\theta\theta}=\sigma_2$，由(12)式有

$$E_\sigma=-\frac{3}{2}\lambda\sigma_0\sin^2\varphi\left(\sin^2\theta-\ln\frac{R_0}{r}\right). \tag{15}$$

可见，当 $r<R_0/e$ 时，$\varphi=0°$ 的能量最低．说明在 $r<0.37\,R_0$ 的区域内具有易轴垂直于带平面的单轴磁各向异性．零场情况下磁化强度 $\boldsymbol{M}$ 将垂直于带平面．为尽可能减少逸散场，该将出现迷宫状的细的开放畴或封闭畴．当 $r>R_0/e$ 时，$\varphi=90°$，$\theta=90°$ 的能量最低，意味着在该区域中磁化强度 $\boldsymbol{M}$ 将处于带平面内，并以切向张应力轴为易轴，其零场畴结构将是环状平面畴．

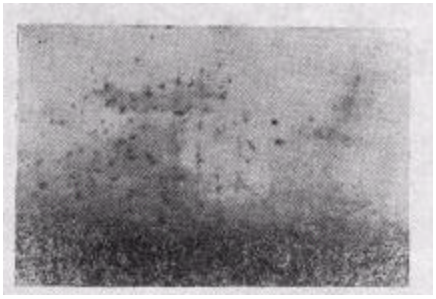


图12　淬火态 $Fe_{40}Ni_{38}Mo_4B_{18}$ 非晶态合金带边缘处的横向平行畴（Bitter法，见文献[9]）

总之，非晶岛固化区的零场畴结构将是环状平面畴包围着迷宫畴，其典型的磁畴形态见图13．注意到中心部位的迷宫畴区与整个环状畴区的半径之比约为0.35～0.40．图14—17示出了类似的畴结构．

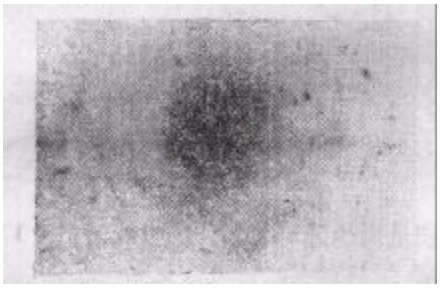


图13　淬火态 $Fe_{40}Ni_{40}Mo_4B_{18}$ 非晶态合金带中环状畴及其所包围的迷宫畴（Bitter法，见文献[9]）

熔潭固化区具有(10)式表达的双轴张应力场．同样，若令 $\sigma_{rr}=\sigma_1$，$\sigma_{\theta\theta}=\sigma_2$，由(12)式有

$$E_\sigma=\begin{cases}-\dfrac{3}{4}\lambda\sigma_0\sin^2\varphi\left(1+\dfrac{r_0^2}{r^2}\cos 2\theta\right) & (r>r_0),\\[2ex] -\dfrac{3}{2}\lambda\sigma_0\sin^2\varphi & (r<r_0).\end{cases} \tag{16}$$

不难看出，在 $r>r_0$ 区域具有带平面内以径向张应力轴为易轴的单轴磁各向异性，其零场畴结构将是星形条状的平面畴(图18—19)．然而，在 $r>3.5r_0$ 的区域，有 $E_\sigma\doteq-\frac{3}{4}\lambda\sigma_0\sin^2\varphi$，它与 $r<r_0$ 区域类似，在带平面内是磁各向同性的．它



图14　淬火态 $Fe_{40}Ni_{40}P_{14}B_6$ 非晶态合金带中的环状畴和迷宫畴（Bitter法，见文献[10]）



图15　淬火态 $Fe_{80}P_{13}C_7$ 非晶态合金带(离心法制备，宽为0.6 mm）中的迷宫畴和环状畴（Bitter法，见文献[4]）



图 16 淬火态 $Fe_{80}B_{20}$ 非晶态合金带中环状畴及其所包围的迷宫畴（Kerr 法，见文献[14]）

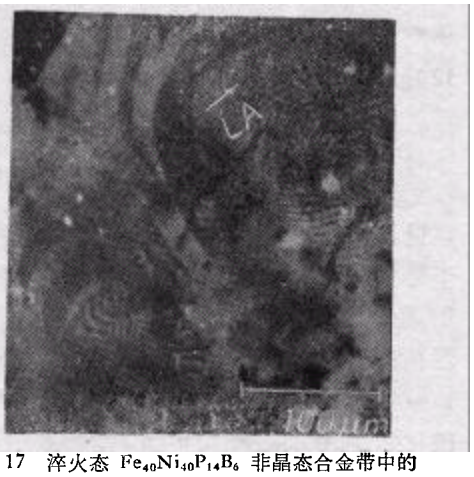


图 17 淬火态 $Fe_{40}Ni_{40}P_{14}B_6$ 非晶态合金带中的迷宫畴及其周围的环状畴（Kerr 法，见文献[15]）

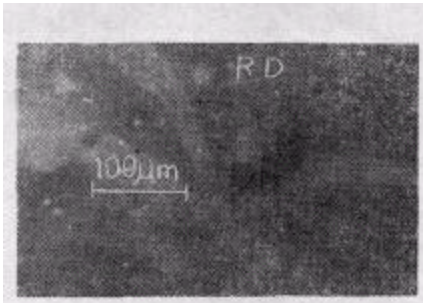


图 18 淬火态 $Fe_{40}Ni_{40}P_{14}B_6$ 非晶态合金带中的星形畴（Kerr 法，见文献[20]）



图 19 淬火态 $Fe_{80}B_{20}$ 非晶态合金带中的星形畴（Kerr 法，见文献[14]）

们的零场磁畴形态与前面讨论的片状固化区一样，往往是周围磁畴的延伸或过渡. 图 20 示出了熔潭固化区的星形畴中心区域畴的延伸和边缘区域畴形态的过渡示意图.

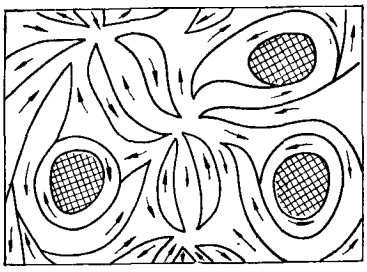


图 20 非晶态合金带中星状畴中心区域畴的延伸和边缘区域畴形态的过渡示意图 阴影区表示迷宫畴

总的来讲，熔潭固化区的磁各向异性是较弱的，因此用 Bitter 法观察非晶态合金带的磁畴时，星形畴将是比较难观察到的；而若利用 Kerr 法观察，则不难看到带中存在的星形畴. 倘若出现冷凝坑，熔潭固化区以径向为易轴的磁各向异性将增强. 因此，在有冷凝坑出现时，Bitter 法则可能观察到冷凝坑附近的星形畴. 在非晶态铁磁合金带磁畴观察的实验研究中的确存在上述现象.

表 1 列出了非晶态合金带中不同部位的内应力场、磁各向异性和畴的形态的理论结果.

从高温熔体急冷形成非晶态薄带的固化过程是复杂的. 不同制备方式的工艺差别，不同成分合金的熔体性质（如流动性、热阻、冷缩效应等）各异，将使得非晶态薄带中不同固化区的比例有所不同. 同时，各种固化区应力场的重迭，边缘部位的应力释放，带表面不同形貌的影响，这些因素都将使得薄带中实际应力

表 1　非晶态合金带中的内应力场、磁各向异性和磁畴形态

部　位	内 应 力 场	磁 各 向 异 性	磁 畴 形 态			磁畴图形的可观察性	
			M_s 的取向	磁畴图形的类型	实例	Kerr 法	Bitter 法
片状固化区	$\sigma=\begin{pmatrix}\sigma_0 & 0\\ 0 & \sigma_0\end{pmatrix}$ 均衡双轴张应力场	$E_\sigma=-\frac{3}{2}\lambda\sigma_0\sin^2\varphi$ 带平面内磁各向同性	平面畴[1]	畴的形态取决于周围畴的形态和可能存在的结构各向异性		可　见	难
平行固化区	$\sigma=\begin{pmatrix}\sigma_0 & 0\\ 0 & 0\end{pmatrix}$ 单轴张应力场	$E_\sigma=-\frac{3}{2}\lambda\sigma_0\sin^2\varphi\cos^2\theta$ 带平面内以应力轴为易轴的单轴磁各向异性 (在带的边缘部位，易轴接近平行于带的横向)	平面畴	平行畴	图 12	可　见	可　见
非晶岛固化区	$\sigma=\begin{pmatrix}\sigma_{rr} & 0\\ 0 & \sigma_{\theta\theta}\end{pmatrix}$ 其中 $\begin{cases}\sigma_{rr}=-\sigma_0\ln\frac{R_0}{r}\\ \sigma_{\theta\theta}=\sigma_0\left(1-\ln\frac{R_0}{r}\right)\end{cases}$	$E_\sigma=-\frac{3}{2}\lambda\sigma_0\sin^2\varphi\left(\sin^2\theta-\ln\frac{R_0}{r}\right)$			图 13 图 14 图 15		
	$r<\frac{R_0}{e}$ 双轴压应力场	易轴垂直于带平面的单轴磁各向异性	垂直畴[2]	迷宫状畴	图 16	可　见	易　见
	$r>\frac{R_0}{e}$ 双轴应力场	带平面内以切向为易轴的单轴磁各向异性	平面畴	环 状 畴	图 17	可　见	可　见
熔潭固化区	$\sigma=\begin{pmatrix}\sigma_0 & 0\\ 0 & \sigma_0\end{pmatrix}$ $r<r_0$ 均衡双轴张应力场	$E_\sigma=-\frac{3}{2}\lambda\sigma_0\sin^2\varphi$ 带平面内磁各向同性	平面畴	星形畴的延伸		可　见	难
	$\sigma=\begin{pmatrix}\sigma_{rr} & 0\\ 0 & \sigma_{\theta\theta}\end{pmatrix}$ $r>r_0$ 其中 $\begin{cases}\sigma_{rr}=\frac{\sigma_0}{2}\left(1+\frac{r_0^2}{r^2}\right)\\ \sigma_{\theta\theta}=\frac{\sigma_0}{2}\left(1-\frac{r_0^2}{r^2}\right)\end{cases}$ 双轴张应力场 ($\sigma_{rr}>\sigma_{\theta\theta}$)	$E_\sigma=-\frac{3}{4}\lambda\sigma_0\sin^2\varphi\left(1+\frac{r_0^2}{r^2}\cos 2\theta\right)$ 带平面内以径向为易轴的单轴磁各向异性	平面畴	星 形 畴	图 18 图 19 图 20	可　见	较　难
	$\sigma\doteq\begin{pmatrix}\frac{\sigma_0}{2} & 0\\ 0 & \frac{\sigma_0}{2}\end{pmatrix}$ $r>3.5r_0$ 均衡双轴张应力场	$E_\sigma=-\frac{3}{4}\lambda\sigma_0\sin^2\varphi$ 带平面内磁各向同性	平面畴	星形畴和周围畴的过渡		可　见	难

1) 平面畴指的是 M_s 处于带平面内的磁畴；　2) 垂直畴指的是主畴的 M_s 垂直于带平面的磁畴。

场的分布更为复杂．因此非晶态铁磁合金薄带的实际磁畴形态是复杂多样的．然而，大量的研究表明，各种非晶态合金带的磁畴结构主要是由上述的迷宫畴、环状畴、星形畴和平行畴等构成的，仅仅是各种畴的比例和形态细节有所不同而已．

结 论

淬火态非晶态铁磁合金带的零场畴结构主要取决于薄带在快速淬火过程中形成的内应力场．薄带中不同部位由于其固化推进方式不同，因而内应力场也将不相同．这些内应力场的表达式可以利用弹性理论导出．根据这些表达式，可以计算出带中不同区域的应力磁各向异性分布，并得出这些区域将具有的磁畴结构形态．理论结果与非晶态合金带的磁畴实验观察是一致的，而且指出并很好地解释了利用 Bitter 粉纹图法和 Kerr 磁光效应法观察非晶态合金带磁畴时出现的实验现象．

参 考 文 献

[1] T. Egami. P. J. Flanders and C. D. Graham, *AIP Conf. Proc.*, **24**(1974), 697.
[2] Lin Zhao-hua and Dai Dao-sheng, *J. Appl. Phys.*, **52**(1981), 1923.
[3] J. J. Becker, *AIP Conf. Proc.*, **29**(1975). 204.
[4] Y. Obi. H. Fujimori and H. Saito, *Japan. J. Appl. Phys.*, **15**(1976), 611.
[5] H. Fujimori, Y. Obi, T. Masumoto and H. Saito, *Mater. Sci. Eng.*, **23**(1976), 281.
[6] M. Takahashi, T. Suzuki and T. Miyazaki, *Japan. J. Appl. Phys.*, **16**(1977), 521.
[7] S. Tsukahara, *IEEE Trans. Magn.*, **MAG-14** (1978), 1022.
[8] Y. Obi, *Appl. Phys.*, **18**(1979), 119.
[9] 王新林，苏秀锦，杨膺善，李玉国，非晶态合金 $Fe_{40}Ni_{38}Mo_4B_{18}$ 的磁畴结构，全国第二次非晶态材料和物理会议，昆明，(1980).
[10] 向传三，杨国斌，王润，庄有德，非晶薄带磁畴结构的观察，全国第二次非晶态材料和物理会议，昆明，(1980).
[11] A. Hubert. *J. Magn. Magn. Mat.*, **6**(1977). 38.
[12] G. Dietz, *J. Magn. Magn. Mat.*, **6**(1977), 47.
[13] H. Kronmüller, R. Schäfer and G. Schröeder, *J. Magn. Magn. Mat.*, **6**(1977), 61.
[14] G. Schröeder, R. Schäfer and H. Kronmüller, *Phys. Stat. Sol.* (*a*), **50**(1978), 475.
[15] B. Gröger, and H. Kronmüller, *J. Magn. Magn. Mat.*, **9**(1978), 203.
[16] M. G. Blundell. *IEEE Trans. Magn.*, **MAG-16**(1980), 1224.
[17] K. J. Overshott, *IEEE Trans. Magn.*, **MAG-16**(1980). 1221.
[18] H. J. Leamy, S. D. Ferris. G. Norman, D. C. Joy, R. C. Sherwood, E. M. Gyorgy and H. S. Chen, *Appl. Phys. Lett.*, **26**(1975), 259.
[19] H. J. Leamy. S. D. Ferris, D. C. Joy, R. C. Sherwood, E. M. Gyorgy and H. S. Chen, Proc. 2nd Int. Conf. on Rapidly Quenched Metals. Cambridge, Mass. MIT Press, (1976), p. 511.
[20] J. D. Livingston. *Phys. Stat. Sol.* (*a*), **56**(1979). 637.
[21] H. Kronmüller, M. Fahnle, M. Domann, H. Grimm, R. Grimm and B. Gröger, *J. Magn. Magn. Mat.*, **13**(1979), 53.
[22] T. Masumoto and R. Maddin, *Mater. Sci. Eng.*, **19**(1975), 1.
[23] 东北工学院金属物理教研室，非晶态金属的力学性能，全国第一次非晶态材料和物理会议，无锡，(1978).
[24] 何贻贞，非晶态金属的力学性质（综述），全国第一次非晶态材料和物理会议，无锡，(1978).
[25] H. S. Chen, *Rep. Prog. Phys.*, **43**(1980). 353.
[26] S. Timoshenko and J. N. Goodier, Theory of Elasticity, 2nd ed., (1951).
[27] A. E. H. Love, A Treatise on the Mathematical Theory of Elasticity, 4th ed., (1927).

FORMATION OF THE INTERNAL STRESS FIELD AND DISTRIBUTION OF MAGNETIC ANISOTROPY IN THE AMORPHOUS ALLOY RIBBONS

LIN ZHAO-HUA　DAI DAO-SHENG

(Department of Physics. Peking University)

ABSTRACT

The solidification progresses of rapidly quenching from high-tempersture melts to form amorphous alloy ribbons were analysed. It was pointed out that different regions of the amorphous ribbon have different advancing ways of solidification in the process of solidifying, thus different local stress fields will exist in these regions. The internal stress fields and the stress-magnetic anisotropies in different regions of the amorphous ribbon were calculated theoretically. The calculated results and their inferences can interpret satisfactorily the observed structures of the magnetic domain in the amorphous ribbons and some phenomena in the experiments of the domain's observations.

第31卷 第7期 物 理 学 报 Vol. 31, No. 7
1982年7月 ACTA PHYSICA SINICA July, 1982

激励 Brillouin 散射非线性致稳过程的阻尼效应

贺 贤 土
(北京 8009 信箱)

1981年6月29日收到

提 要

本文研究了由非线性引起的 Brillouin 散射致稳效应. 我们主要兴趣是 Landau 阻尼对非线性致稳的影响. 我们求解了时间、空间和时-空有关的方程, 得到了场能密度、场幅、饱和时间和空间大小等随物理参量变化的近似解析表达式.

自从激光聚变热核小球研究公开以后,激励 Brillouin (或 Ramann) 朝后散射过程的理论研究一直是很活跃的课题. 但是到目前为止,较多的工作仍致力于进一步的线性不稳定性问题的研究(包括磁化的和非均匀介质问题)[1-3,6], 波的非线性发展问题的讨论依然进展不大. 我们知道,一旦不稳定过程发生,入射光参量激发的朝后散射波和纵波的振幅便不断增长,并不断发生耦合反作用于入射光波;后者又与散射波耦合形成有质动力进一步驱动着离子声波(或 Langmuir 波)变化, 三者之间的这种非线性作用可以导致入射波衰减的致稳效应,这时线性增长关系已经消失,阻尼作用成为影响饱和过程发展的重要因素.

在无阻尼情况下, 由于最近 Kaup 和 Reiman[4] 等发表了用散射反演法求解时空关联的相干三波问题的工作, 这有可能使求时空关联的激励散射的非线性问题的解析解得到成功. 在通常的情况下, 从时间方程或一维空间方程所得到的解便是熟知的具有周期特性的 Jacobi 椭圆函数形式.

在有阻尼情况下,问题就较为复杂. 较早 Tang[5] 的工作只给出了稳定态大阻尼解的结果. 1975年 Forslund 等[6]对空间 Fourier 变换后的时间方程和稳定态的空间方程进行了一些数值解,进一步表明了非线性饱和态的发展特性以及非周期解的存在;以后 Fuchs[7] 又近似解析地讨论了稳定态问题的阻尼效应. 但是由于含阻尼的非线性方程组不能准确解析求解,近几年来,就我们所知,没有更多文章进一步讨论这方面问题,而集中于另一类非线性问题的研究[8-10]. 因此,作为尝试, 本文企图通过考虑离子声 Landau 阻尼对 Brillouin 朝后散射的影响,在接近饱和态发展的前后分别对时间、空间以及时空有关的三种情况近似求解三波方程随时空变化关系. 虽然近几年来 Brillouin 散射问题开展了一些实验工作,但是由于实验中各种因素复杂混合, 单一阻尼因素理论结果无法与之比较, 因此这里没有引入与实验结果比较的讨论.

一、Brillouin 朝后散射过程的自洽场方程

在 pump 波不是十分强情况下，散射波可取为一次谐波，而离子声波产生的粒子密度扰动可取为零次谐波，于是若 pump 波为 z 方向传播的 y 方向上线偏振波 $\boldsymbol{E}_0 = \boldsymbol{e}_y E_0 \cdot e^{(i\omega_0 t - ik_0 z)}$，$\boldsymbol{e}_y$ 为 y 方向单位矢量，则高频波场可写成

$$E = \tilde{E}_0 + \tilde{E}_s = E_0 e^{i\omega_0 t - ik_0 z} + E_s e^{i\omega_s t - ik_s z}. \tag{1}$$

(1)中已略去了朝前散射波和粒子密度扰动产生的波场，其中 $\omega_s = \omega - \omega_0$，$k_s = k - k_0$，$\omega_0^2 = \omega_{pe}^2 + c^2 k_0^2$，$\omega_{pe}$ 为电子等离子体频率．低频粒子密度则可写为

$$N_\alpha = n_0 + \tilde{n}_\alpha = n_0 + n_\alpha e^{i\omega t - i\kappa z}, \tag{2}$$

这里 n_0 为初始粒子密度，$\alpha = i$（离子），e（电子）．

在高频入射波场和散射波场作用下，由电子高频动量方程得高频电子振荡速度近似为(设迴旋频率比 ω_0 和 ω_s 低得多)

$$(\boldsymbol{v}_e)_{0,s} \doteq -\frac{e\boldsymbol{E}_{0,s}}{im_e\omega_{0,s}}, \tag{3}$$

其中 m_e 为电子质量，$-e$ 为电子电荷．

由(3)式得高频磁场 $\boldsymbol{B} = \frac{m_e c}{e} \nabla \times \boldsymbol{v}_e$，于是得低频电子动量方程为（下标“$a$”表示低频场量）

$$\frac{\partial \boldsymbol{v}_a}{\partial t} = -\frac{e}{m_e}\boldsymbol{E}_a - \frac{1}{2}\nabla \boldsymbol{v}_{e0} \cdot \boldsymbol{v}_{es} - \frac{c_e^2 \nabla \tilde{n}_e}{n_0 + \tilde{n}_e}. \tag{4}$$

利用上式和 Poisson 方程，从线性化后连续方程得到一维空间电子密度扰动方程为

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + 2\gamma_e \frac{\partial}{\partial t} - c_e^2 \frac{\partial^2}{\partial z^2}\right)\tilde{n}_e + \omega_{pe}^2(\tilde{n}_e - \tilde{n}_i) = -\frac{\omega_{pe}^2}{8\pi m_e \omega_0 \omega_s}\frac{\partial^2}{\partial z^2}\tilde{E}_0\tilde{E}_s. \tag{5}$$

相应离子密度扰动方程为

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + 2\gamma_i \frac{\partial}{\partial t} - c_i^2 \frac{\partial^2}{\partial z^2}\right)\tilde{n}_i + \omega_{pi}^2(\tilde{n}_i - \tilde{n}_e) = 0. \tag{6}$$

(6)式中已略去高频电场产生的有质动力对离子的加速作用，并在(5)和(6)式中唯象地引入了电子、离子阻尼常数 γ_e 和 γ_i，同时式中的

$$c_e^2 = \frac{T_e}{m_e}, \quad c_i^2 = \frac{3T_i}{M}. \tag{7}$$

这里离子取了绝热近似，温度 T_e，T_i 以能量为单位．(6)式中 ω_{pi} 为离子等离子体频率．从方程(5)，(6)消去 $\tilde{n}_i$ 后，即有

$$\begin{aligned}
&\frac{m_e}{M}\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + 2\gamma_e\frac{\partial}{\partial t} - c_e^2\frac{\partial^2}{\partial z^2}\right)\tilde{n}_e \\
&+ \omega_{pe}^{-2}\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + 2\gamma_i\frac{\partial}{\partial t} - c_i^2\frac{\partial^2}{\partial z^2}\right)\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + 2\gamma_e\frac{\partial}{\partial t} - c_e^2\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \omega_{pe}^2\right)\tilde{n}_e \\
&= -\frac{1}{8\pi m_e\omega_0\omega_s}\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + 2\gamma_i\frac{\partial}{\partial t} - c_i^2\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \omega_{pi}^2\right)\frac{\partial^2}{\partial z^2}\tilde{E}_0\tilde{E}_s.
\end{aligned} \tag{8}$$