

专题: 应用磁学

面向集成电压调节器的甚高频磁芯薄膜材料*

彭川¹⁾ 何禹含¹⁾ 白飞明^{1)2)†}¹⁾ (电子科技大学电子科学与工程学院, 成都 610054)²⁾ (电子科技大学, 电子薄膜与集成器件全国重点实验室, 成都 610054)

(2025 年 10 月 10 日收到; 2025 年 11 月 25 日收到修改稿)

随着三维异构集成技术的兴起与大规模应用, 电感型集成电压调节器在移动终端及高算力设备中的重要性日益凸显, 同时也为高频软磁薄膜材料带来了重要的发展机遇. 本文基于片上薄膜功率电感的应用需求, 首先梳理了坡莫合金、Co 基非晶金属薄膜以及 FeCo 基纳米复合颗粒膜三类磁芯膜材料的优势与局限性, 重点探讨了微米级厚度叠层磁芯膜所面临的技术要求与挑战. 其次, 几乎所有的片上电感都工作在难轴激发模式, 即电感激发磁场的方向与磁芯膜的难磁化方向平行. 本文对比了两种制备大面积均匀单轴各向异性磁芯膜的工艺方法、各自特点及对静态和低频软磁性能的影响, 并且分析了图形化对于磁芯膜磁畴结构、高频磁损耗的作用机制以及相应的优化策略. 随后, 从工艺兼容与长期服役两个维度, 探讨了磁芯膜磁导率与各向异性的温度稳定性问题. 尽管三类磁芯膜的居里温度和晶化温度较高, 但是实际制程温度的上限会受到热对于磁性原子取向、微观结构缺陷和晶粒尺寸的影响. 最后, 针对当前高频、大信号条件下磁芯膜磁损耗测试中存在的瓶颈问题进行了总结, 并展望了为满足片上功率电感对更高饱和电流和更低磁损耗需求, 未来磁芯膜发展的技术路径.

关键词: 集成电压调节器, 片上电感, 软磁薄膜, 磁损耗**DOI:** 10.7498/aps.75.20251372**CSTR:** 32037.14.aps.75.20251372

1 引言

功率效率和功率密度是驱动电源模块发展的两大动力. 随着宽禁带半导体的大规模应用, 开关电源不断向着大功率、微型化、高精度演进. 当前, 高频软磁材料的一个重要机遇是集成电压调节器 (integrated voltage regulator, IVR)^[1-3]. 在 2007 年以后, 随着 Denard 比例缩放定律的失效, 芯片主频受限, 功耗上升, 芯片架构被迫朝着多核方向发展^[4], 这要求电源具备极低的噪音和快速瞬态响应的特征. 将电压调节器直接集成到多核处理器芯片上, 就能够实现片上动态电压频率管理 (dynamic voltage frequency scaling, DVFS)^[2,3].

这一方面可以降低路径损耗和寄生损耗, 另一方面可以把 DVFS 时间从毫秒压缩到纳秒, 将电压调节精度提升至 1—2 mV, 而且减少 15%—30% 的功耗^[5].

目前, 主流 IVR 分为 3 种类型, 即低压差线性稳压器^[6,7]、开关电容型转换器 (又称电荷泵)^[8-10]和开关电感型转换器^[2,3,11]. 就电感型 IVR 而言, 最早量产的 IVR 采用空心电感, 直到 14 nm 工艺节点以下, 随着片上面积的减小, 各大芯片厂商开始转向磁芯薄膜电感. 尽管磁芯电感的损耗会随着工作频率的提高而增大, 但是通过反向耦合设计, 可以将电感的饱和电流提高至数安培量级, 从而满足大功率 IVR 的需求. 此外, 由于纹波电流会随应用频率的提高而降低, 当磁芯工作在较低的峰

* 国家自然科学基金 (批准号: 61871081) 和华为技术公司资助的课题.

† 通信作者. E-mail: fmbai@uestc.edu.cn

值磁感应强度下时, IVR 的功率效率已经可以超过 90%^[12,13].

2 片上功率电感应用需求

对于片上功率电感而言, 为了节省宝贵的片上面积, 引入高磁导率磁芯薄膜以提高功率电感的感值 (L) 和品质因数 (Q) 成为一个必然的选择^[14-17]. 同时, 当动态电压的开关时间缩短到数十纳秒时, 功率电感的工作频率也相应提高到了甚高频 (30—300 MHz), 这不仅要求磁性薄膜的截止频率要远高于工作频率, 而且要求磁芯设计上克服涡流损耗、磁滞损耗、畴壁共振损耗、自然共振损耗和各种高频寄生效应, 将集成电感的功率效率提升至 90% 以上. Herget 等^[18] 的计算结果表明, 为了使 IVRs 的功率效率达到 90%, 同时考虑功率晶体管的高频损耗及整个电路中的寄生损耗, 要求功率电感在 100 MHz 的 Q 峰值大于 17.

此外, 在移动设备中, 不同电压域的总峰值电流可达数十安培. 在高算力设备中, 峰值电流甚至可以达到上千安培. 因此需要功率电感工作在双相耦合或多相级联模式下以提高 VR 的供电能力. 这一方面要求磁芯膜具有出色的抗直流偏置能力, 同时要求磁芯膜结构利于磁力线在其内部形成闭合回路.

现有片上功率电感基本可以分为两类: 螺旋型 (spiral)^[19-21] 和螺线管型 (solenoid)^[17,22,23]. 螺旋型电感的绕组由一层金属布线构成, 磁芯需要上下两层磁性薄膜及之间的磁性薄膜通孔才能形成闭合磁路, 也形象地称为“磁包铜”, 如图 1(a) 所示. 螺线管型电感的绕组一般由两层金属布线和之间的金属通孔构成, 磁芯处于两层金属布线之间, 也形象地称为“铜包磁”, 如图 1(b) 所示. 另外, 为了提高饱和电流特性、实现多相供电, 业界还常采用闭合磁路螺线管 (toroidal) 电感^[24].

从更高功率密度和功率效率的需求出发, 对磁芯膜性能的要求包括高饱和磁化强度 ($4\pi M_s$)、高电阻率 (ρ)、合适的单轴各向异性场 (H_k) 和低矫顽力 (H_c), 同时厚度要达到微米级. 高 $4\pi M_s$ 是获得高磁导率和感值增益的前提, 高 ρ 可以有效地降低高频涡流损耗. H_k 是获得稳定磁导率和高自然共振频率的关键, 过低会限制电感的工作频率和饱和电流, 反之则会导致磁芯膜磁导率的降低, 在实际应用中需要根据薄膜电感的工作频率、感值、体积 (或面积) 以及饱和电流综合考虑. H_c 的大小与磁滞损耗相关, 一般要求尽可能小. 最后, 增大磁芯膜的厚度有利于提高感值增益、品质因数和饱和电流, 但需要综合考虑制备成本和其他性能.

软磁材料经历了五代发展历程 (见图 2(a))^[25], 但是目前依然面临着巨大的挑战. 以应用在

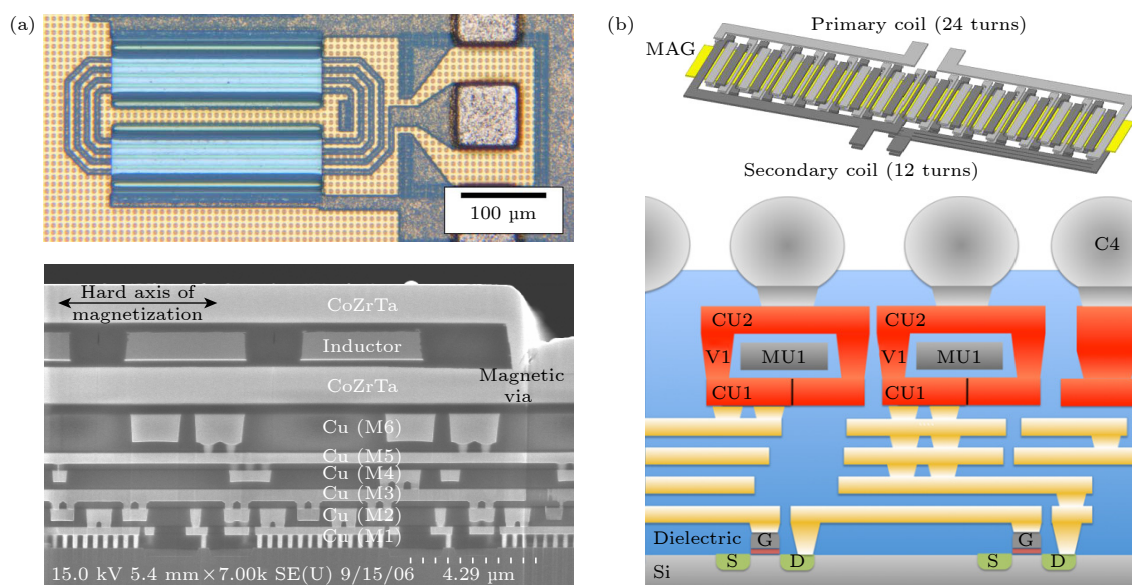


图 1 (a) Intel 螺旋型磁芯电感和截面 SEM^[19,20]; (b) Ferric 螺线管型磁芯电感和截面示意图^[22,23]

Fig. 1. (a) Spiral-type magnetic core inductor inductor and its cross-section SEM image from Intel^[19,20]; (b) solenoid-type magnetic core inductor inductor and its cross section diagram from Ferric^[22,23].

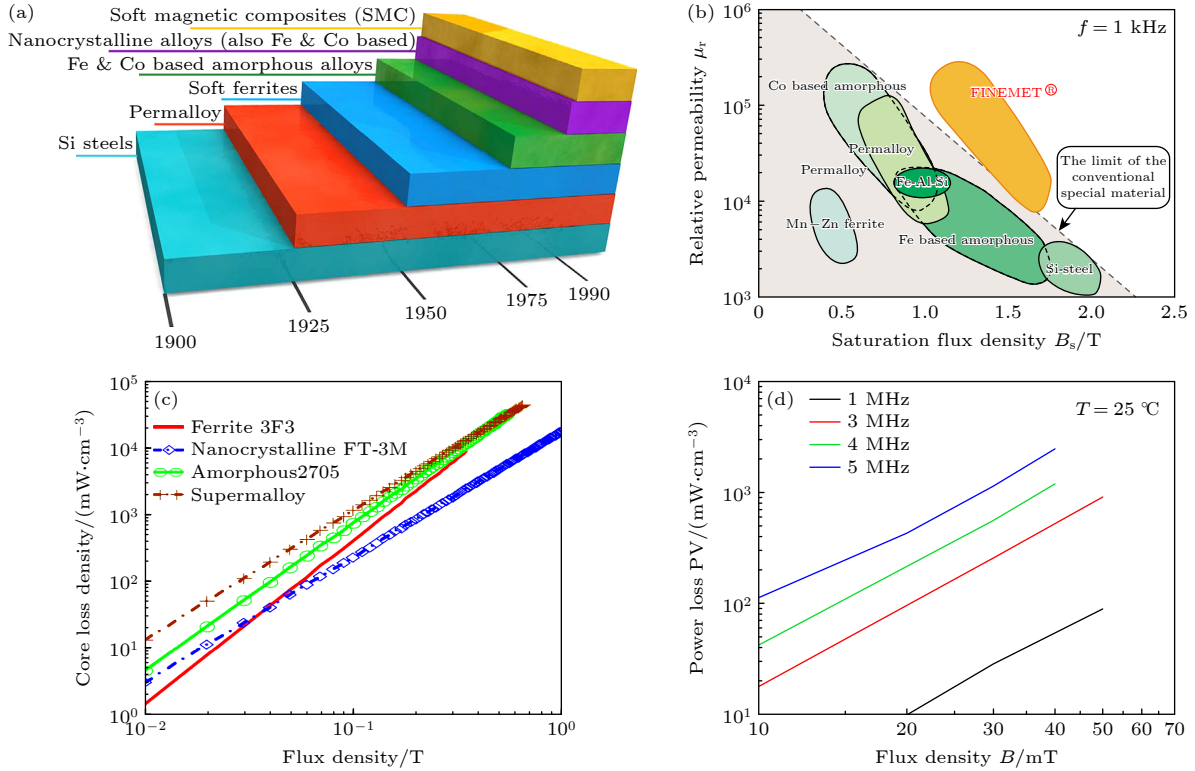


图 2 (a) 软磁材料的发展历程^[25], 包含硅钢片、坡莫合金、软磁铁氧体、Fe(Co) 基非晶、纳米晶和复合磁粉芯; (b) 不同软磁材料在 1 kHz 下的性能对比^[29]; (c) 不同软磁材料在 100 kHz 功率损耗^[30]; (d) 横电东磁 DMR 52 W 锰锌铁氧体在不同频率下的功率损耗

Fig. 2. (a) Development history of soft magnetic materials^[25], including silicon steel sheets, Permalloy, soft magnetic ferrites, Fe(Co)-based amorphous, nanocrystalline and composite magnetic powder cores; (b) performance comparison of different soft magnetic materials at 1 kHz^[29]; (c) power losses of different soft magnetic materials at 100 kHz^[30]; (d) power losses of Heng Dian Group Dmege Magnetics Co., Ltd. DMR 52 W MnZn ferrite at different frequencies.

5 MHz 以下的电源模块中的 MnZn 铁氧体磁芯为例, 尽管近年来不断发展, 在 5G 通信、新能源汽车、数据中心电源以及光伏逆变器等关键领域广泛应用, 但其 $4\pi M_s$ 一般低于 0.6 T, 相应的抗直流偏置能力和单位体积功率密度受到限制, 不能满足微型化、集成化的发展要求^[26-28]. 而以 Metglas 非晶、Finemet 纳米晶带材为代表的磁芯, 虽然具有很高的 $4\pi M_s$ 和磁导率 (见图 2(b))^[29], 但其 ρ 低且厚度一般大于 10 μm , 在 MHz 以上存在着严重的涡流损耗, 目前仅应用在 500 kHz 以下 (见图 2(c))^[30]. 软磁颗粒复合磁粉芯 (包括 FeSi、羰基铁、FeSiAl、FeSiCr、FeSiBC 等非晶、纳米晶磁粉) 通过绝缘包覆降低涡流损耗, 可以应用在 MHz 甚至百 MHz 频段, 是当下系统级封装 (system in package, SiP) 开关电源应用的热门软磁材料, 但是受限于压制成型工艺或者体积, 同样难以满足多核芯片集成化供电的需求, 且磁导率也远低于金属薄膜磁芯^[3,13,25]. 图 2(d) 为横电东磁锰锌铁氧体 (牌号 DMR 52 W) 在不同频率下的功率损耗.

3 磁芯薄膜材料的研究进展

由于截止频率和制备工艺的限制, 传统的各向同性软磁铁氧体材料已经不能适应片上集成功率电感的要求. 各向同性磁性材料的截止频率受限于 Snoek 极限^[31]:

$$(\mu_i - 1)f_r = \frac{\gamma}{3\pi} 4\pi M_s, \quad (1)$$

式中, f_r 为自然共振频率, μ_i 为起始磁导率, γ 为旋磁比, $4\pi M_s$ 为饱和磁化强度. 从 (1) 式可以看出, f_r 与 μ_i 的乘积只与磁芯的 $4\pi M_s$ 有关, 这就意味着低 $4\pi M_s$ 的材料无法同时提高 f_r 和 μ_i . 类似地, 对于各向同性复合磁粉芯而言, 在给定磁导率的情况下, 其饱和电流也仅与 $4\pi M_s$ 相关.

与上述各向同性的磁芯材料不同, 面内单轴各向异性的软磁薄膜满足 Acher 公式, 其 f_r 和 μ_i 的关系可以写为^[32,33]

$$(\mu_i - 1)f_r^2 = \left(\frac{\gamma}{2\pi} 4\pi M_s\right)^2. \quad (2)$$

考虑到面内单轴各向异性场 $H_k = 4\pi M_s/\mu_i$, (2) 式也可以写为

$$(\mu_i - 1)f_r = \frac{\gamma}{2\pi} \sqrt{\frac{4\pi M_s}{H_k}} 4\pi M_s. \quad (3)$$

可见, 对于面内单轴各向异性薄膜, 可以通过改变 $4\pi M_s$ 和 H_k 两个量调控 f_r 和 μ_i , 这就打破了 Snoek 极限 [33,34]. 不仅如此, 提高 H_k 可以增大畴壁能, 在很大程度上抑制磁畴的产生, 从而在难轴方向获得更小的磁畴壁共振损耗 [35]. H_k 的大小也可以通过特定的溅射工艺实现调控. 目前应用于片上集成功率电感的三类材料主要包括: 坡莫 (NiFe) 合金 [14,16,17,36,37]、Co 基非晶金属薄膜 [15,21,38–44] 和金属-绝缘介质纳米复合颗粒膜 [1,2,13,45].

3.1 坡莫合金磁芯膜

Ni₈₁Fe₁₉ 坡莫合金薄膜具有近零磁致伸缩系数, 可以通过在偏置磁场下电镀或溅射制备 [37,46]. 然而 Ni₈₁Fe₁₉ 合金的 $4\pi M_s$ 较低 (1.0 T 左右), ρ 仅为 20 $\mu\Omega\cdot\text{cm}$, 所以厚膜的高频涡流损耗大. 此外, 由于其 f_r 较低, 所以在 IVR 目标应用频率 (20–250 MHz, 要与功率晶体管开关损耗匹配) 下会出现自然共振损耗. 上述两者会直接影响电感的功率效率. Ni₄₅Fe₅₅ 坡莫合金具有更高的 $4\pi M_s$ (1.5 T), ρ 约为 45 $\mu\Omega\cdot\text{cm}$, 但是 H_c 高于 Ni₈₁Fe₁₉ [17]. 此外, CoNiFe 三元合金可以同时满足高 $4\pi M_s$ 、近零磁致伸缩系数和低 H_c 要求, 如图 3 三元相图所示. 早在 1998 年 Osaka 等 [47,48] 就使用电化学方法制备了性能优良的 CoNiFe 纳米晶薄膜, 其晶粒大小为 10–20 nm, $4\pi M_s$ 为 2.0–2.1 T, H_c 低至 1.2 Oe. 但是, 在实际应用中, 磁芯膜必须达到微米级厚度才能使电感既有足够高的感值增益, 又能够

承受大电流, 电化学方法无法制备含绝缘层的多层膜结构. 磁控溅射法在形成纳米晶方面略逊于电化学方法, 溅射 Co_{23.8}Ni_{29.3}Fe_{46.9} 和 Co_{57.8}Ni_{14.6}Fe_{27.6} 薄膜中测得的 $4\pi M_s$ 约为 2.0 T, H_c 分别为 1.8 Oe 和 3.0 Oe [49,50].

图 4(a) 为直流磁控溅射的 [Ni₈₁Fe₁₉(120 nm)/SiO₂(20 nm)]₃₀ 磁芯膜的 M - H 曲线 [16], 溅射功率仅为 28 W, 气压约为 0.2 Pa, 沉积速率为 17 nm/min, 单层磁膜厚度为 120 nm. 其 $4\pi M_s$ 为 1.0 T, H_k 为 10 Oe, 易轴矫顽力 (H_{ce}) 与难轴矫顽力 (H_{ch}) 分别为 0.57 Oe 与 0.67 Oe, 保证了磁膜具备非常小的磁滞损耗. 图 4(b) 为该多层膜的复数磁导率, 其 μ_i 高达 1000. 磁膜的自然共振频率 f_r 为 816 MHz, 远高于目前片上功率电感的工作频段. 多层膜的有效阻尼因子 (α_{eff}) 为 0.011, 磁导率虚部在 300 MHz 以内没有明显的上升, 适合大多数 IVR 应用场景.

图 4(c) 为 [Ni₄₅Fe₅₅(140 nm)/SiO₂(20 nm)]₂₅ 多层磁芯膜的 M - H 曲线 [17], 制备工艺与 Ni₈₁Fe₁₉ 一致, 单层磁膜厚度为 140 nm, ρ 为 45 $\mu\Omega\cdot\text{cm}$. 其 $4\pi M_s$ 为 1.5 T, 更高的 $4\pi M_s$ 有利于提高抗直流偏置能力. H_k 为 25 Oe, H_{ce} 与 H_{ch} 分别为 1 Oe 与 2 Oe. 图 4(d) 为 Ni₄₅Fe₅₅ 多层膜的复数磁导率, μ_i 为 600, α_{eff} 为 0.012, f_r 为 1.77 GHz. 最近, 该磁芯膜已经应用于制备片上耦合功率电感, 通过反向耦合设计, 其单相饱和电流可超过 2 A [17].

3.2 钴基非晶金属磁芯膜

CoZr [44], Co_{91.5}Zr_{4.0}Ta_{4.5} [15,19,20,40,51] 和 Co₈₄Zr₄Ta₄B₈ [41–43] 等非晶磁膜的 H_c 与 Ni₈₀Fe₂₀ 相当 (见图 5(a)) 甚至更低 (<0.5 Oe), 而且 $4\pi M_s$ 达到 1.5 T, 可以在偏置磁场下溅射获得, ρ 较坡莫合金薄膜更

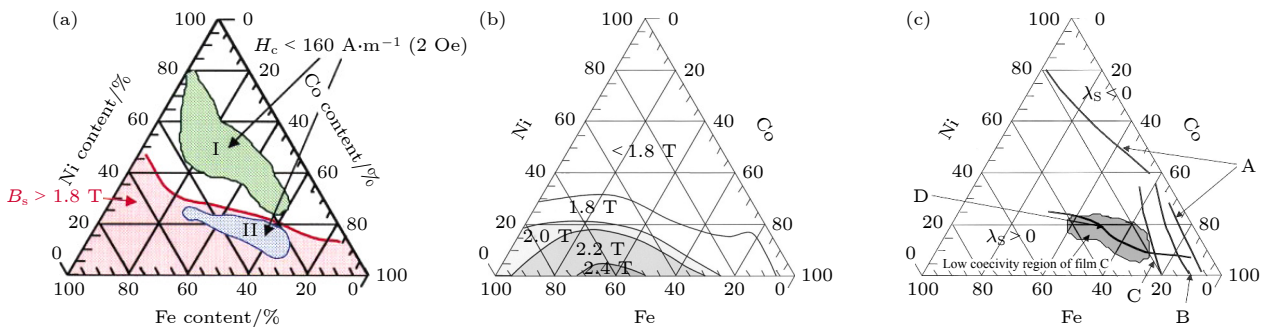


图 3 Co-Ni-Fe 三元相图 [47,48] (a) 低 H_c 区域; (b) 高饱和磁感应强度区域; (c) 低饱和磁致伸缩系数区域

Fig. 3. Co-Ni-Fe ternary phase diagram [47,48]: (a) Region of low coercivity; (b) region of high saturation magnetic flux density; (c) region of low saturation magnetostriction coefficient.

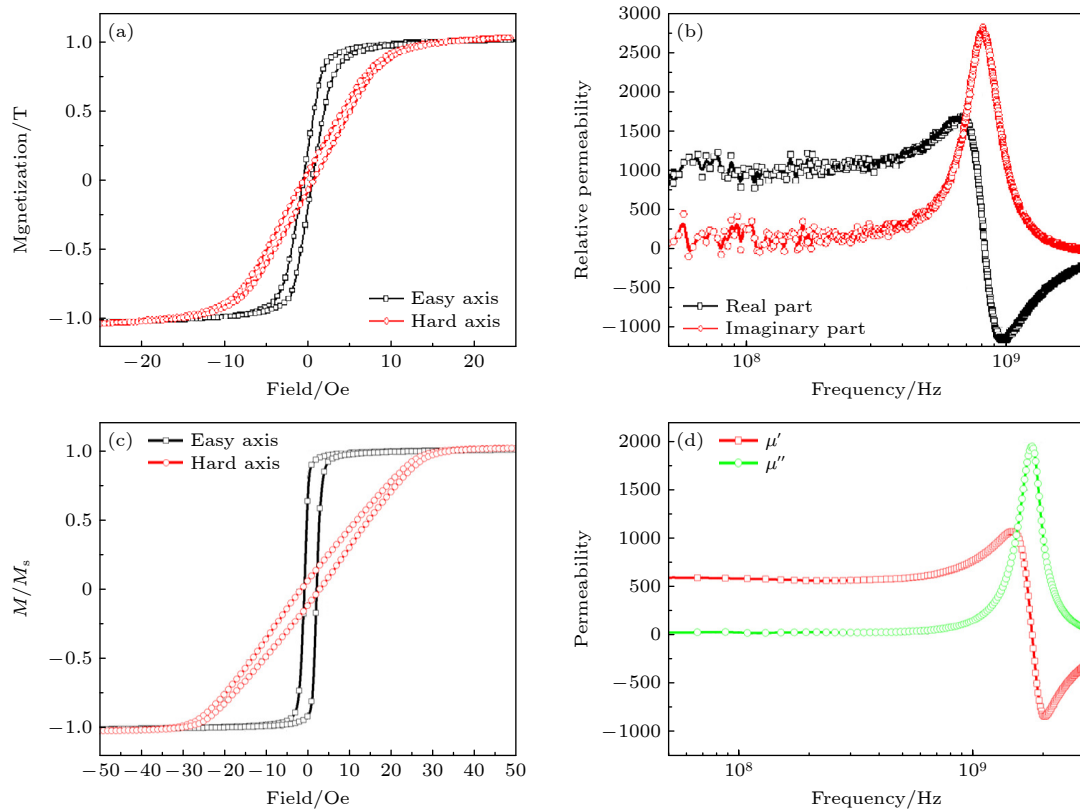


图4 面内单轴各向异性 $[\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}(120 \text{ nm})/\text{SiO}_2(20 \text{ nm})]_{30}$ 的 M - H 曲线 (a) 及复数磁导率 (b) [16]; 面内单轴各向异性 $[\text{Ni}_{45}\text{Fe}_{55}(140 \text{ nm})/\text{SiO}_2(20 \text{ nm})]_{25}$ 的 M - H 曲线 (c) 及复数磁导率 (d) [17]

Fig. 4. (a) M - H loop and (b) complex permeability of the in-plane uniaxial anisotropic $[\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}(120 \text{ nm})/\text{SiO}_2(20 \text{ nm})]_{30}$ multilayer [16]; M - H loop (c) and complex permeability (d) of the in-plane uniaxial anisotropic $[\text{Ni}_{45}\text{Fe}_{55}(140 \text{ nm})/\text{SiO}_2(20 \text{ nm})]_{25}$ multilayer [17].

高 ($\sim 100 \mu\Omega\cdot\text{cm}$), 但是其单层厚膜同样存在高频涡流损耗的问题. 为了抑制高频涡流损耗, Intel 公司发展了一种溅射工艺, 在制备 CoZrTa 膜后, 向溅射腔内通入氧气, 此时靶材在氧化气氛中生成 CoO_x 绝缘层, 然后再次溅射 CoZrTa 薄膜, 如此反复形成多层膜结构 [51]. 然而, 上述工艺的稳定性不高, 而且带来的应力较大, 所以近年来国内外研究机构更多采用 SiO_2 , Al_2O_3 或 AlN 作为绝缘层, 与 CoZrTa 形成多层膜结构, 如图 5(b) 所示 [52,53]. 需要指出的是, 上述多层膜结构只能抑制平面内取向磁矩的涡流, 一旦薄膜出现面外磁矩, 同样会导致严重的涡流损耗. 考虑到坡莫合金、非晶金属磁膜的垂直各向异性临界厚度一般在 $100\text{--}200 \text{ nm}$, 所以近年来报道的 CoZrTa 磁芯膜中单层膜的厚度都在 100 nm 左右 [15,40,52]. 另外, 引入绝缘层还会带来层间电流损耗. 计算和实验都表明: 在数百 MHz 频率下, 即便不考虑介电损耗, 当绝缘层的厚度较小时, 层间电流导致的损耗也数倍于该频率下的自然共振损耗 [14]. 因此, IBM 公司曾将绝缘层的

厚度提高至 300 nm 以抑制层间电流. 当然, 由于磁性层在磁芯中的体积百分比下降, 这种做法也会牺牲磁芯的有效磁导率. 此外, 还需要考虑不同厚度绝缘层带来的粗糙度变化对于 H_c 和诱导各向异性的影响.

3.3 铁钴基纳米复合颗粒膜

Fe , Co 及 FeCo 合金具有更高的 $4\pi M_s$, $\text{Fe}_{65}\text{Co}_{35}$ 合金的 $4\pi M_s$ 高达 2.45 T . 当将这些磁性金属靶与 SiO_2 , Al_2O_3 , TiO_2 , HfO_2 等绝缘介质靶材共溅射时, 由于 Si , Al , Ti , Hf 等元素的氧化物生成焓高于 Fe 和 Co , 所以会优先氧化, 生成磁性金属纳米晶镶嵌于绝缘介质基体中的复合颗粒膜 [54]. 在该类薄膜中, 磁性晶粒的尺寸仅为几纳米, 因此可以利用随机各向异性有效地降低 H_c , 这与 Finemet 的机理是相同的. FeCo 纳米复合颗粒膜较坡莫合金、 CoZrTa 具有更高的 ρ , 一般可以达到 $500\text{--}1000 \mu\Omega\cdot\text{cm}$ 甚至更高. 此外, 由于纳米晶的生长被绝缘介质阻断, 溅射法单层纳米颗粒膜

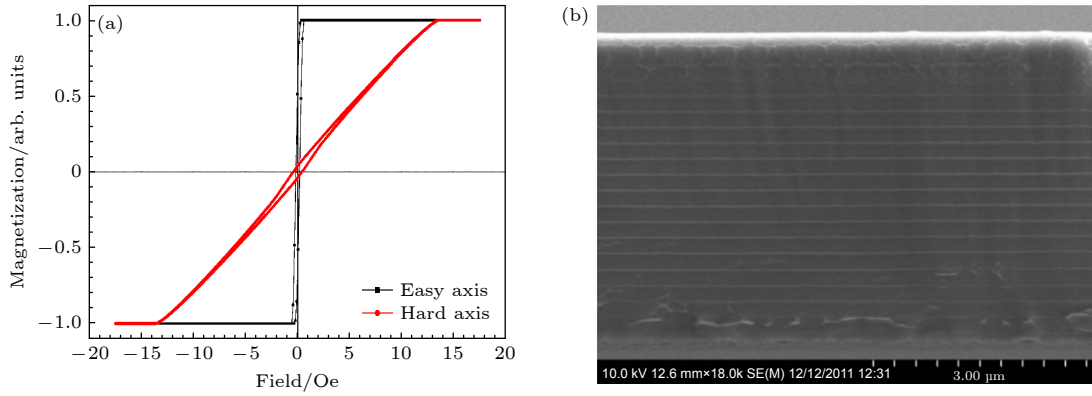


图 5 (a) 200 nm CoZrTa 单层膜沿易轴和难轴的 M - H 曲线; (b) Ta/[CZT/SiO₂]₂₀ 多层膜的截面 SEM 照片^[52]

Fig. 5. (a) M - H curves along the easy and hard axes of a 200 nm-thick CoZrTa single-layer film; (b) cross-sectional SEM image of the Ta/[CZT/SiO₂]₂₀ multilayer film^[52].

的厚度达到 500 nm 也不会出现明显的垂直各向异性^[55]. 以上这些优点适宜其在片上功率电感的应用.

图 6(a) 为 Fe-Co-Ti-O 薄膜的 $4\pi M_s$ 以及 ρ 随 FeCo 含量 x 的变化趋势. 可以看出, 随着 FeCo 含量降低, $4\pi M_s$ 从 1.91 T 线性下降到 1.13 T, ρ 先基本保持不变, 而后迅速增大到 1732 $\mu\Omega\cdot\text{cm}$. 根据渗流理论, 对于金属-绝缘体复合材料, 当导电相的含量 x 增大到临界值时, 复合材料将形成导电通道, ρ 迅速减小; 而当 x 较小时, 导电通路被隔断, 造成了 ρ 上升. 所以当 TiO_x 的含量增大时, 薄膜的 ρ 存在一个突变的过程, 这也使同时实现优良的磁性能和高的 ρ 成为可能^[56]. 当 $x = 0.82$ 时, 其 ρ 随着温度的升高而几乎线性增大, 这表明薄膜此时表现为金属性; 当 x 降低至 0.61 时, ρ 则随着温度的升高而降低, 主要表现为绝缘性或者隧穿模式^[54] (见图 6(b)). 所以, 为了兼顾 $4\pi M_s$ 和 ρ , 一般会将 FeCo 的含量选在介于金属性和绝缘性之间.

在纳米复合颗粒膜中, 绝缘介质一方面起到阻止磁性晶粒长大的作用, 另一方面也可以提高薄膜的 ρ (见图 6(c), (d))^[54,57]. 然而, 这种双重角色也限制了纳米复合颗粒膜. 尽管薄膜 ρ 会随着绝缘相体积分量的上升而增大, 但是 $4\pi M_s$ 却会随着绝缘相的增加而降低, 直接影响了磁芯膜的 f_r 和 μ_i . 反之, 虽然降低绝缘相的体积含量能够提高磁芯膜的 $4\pi M_s$ 和 μ_i , 但却是以牺牲 ρ 和 H_c 为代价的.

上述矛盾长期制约了纳米复合颗粒膜的发展. 虽然研究人员尝试过许多非磁金属元素, 包括 Al, Si, Hf, Zr, Zn, Ti, Sm 和 Y 等^[58-63], 还将氧化物介质拓展到氮化物^[64] 和氟化物^[65,66], 但事实证明

优化后的 FeCo-X-O(N/F) 纳米颗粒膜中绝缘相的体积含量一般都在 30%—50%, $4\pi M_s$ 在 1.0—1.6 T 范围, 而相应的 ρ 大多低于 1 $\text{m}\Omega\cdot\text{cm}$.

如果绝缘介质是磁性相, 或者磁性金属相无需纳米晶化, 似乎可以打破上述矛盾. 研究人员曾尝试共溅射 NiFe-NiFe₂O₄ 和 FeCo-NiFe₂O₄ 靶材^[67,68], 其中 NiFe₂O₄ 不仅是绝缘介质, 本身还是亚铁磁材料, 可以贡献磁导率. 然而, 上述体系在实验上并未获得成功, 原因在于: 一方面室温下溅射的 NiFeO_x 为非晶相, 并无磁性; 另一方面合金靶材和绝缘介质靶材中的 Fe(Co), Ni 元素实际上在溅射-输运-沉积过程无法区分. 此外, 研究人员还尝试过 FeCoNiNbB-SiO₂^[69] 和 CoFeB-SiO₂^[70] 等非晶金属-绝缘介质纳米复合颗粒膜. 然而上述尝试都不能同时获得高 $4\pi M_s$ 和 ρ , 其本质原因在于: 反应溅射合金靶与绝缘介质靶一般都会形成弥散型纳米晶, 即金属相与绝缘相同时形核, 共价键原子团限制了磁性金属颗粒的表面迁移和扩散. 绝缘相体积含量越高磁性金属相尺寸越小. 无论是 FeCo, NiFe 晶粒还是 CoFeB, FeCoNiNbB 非晶颗粒, 当其尺寸小于超顺磁临界尺寸时, 都需要交换耦合 (巡游电子) 建立铁磁性, 所以绝缘相的含量不能超过渗流阈值. 在这个前提下, 体系的 ρ 服从有效媒质理论, 难以获得高的 ρ .

表 1 总结了三类磁芯膜的电、磁参数. 综合来看, 三类磁芯膜中坡莫合金 Ni₈₀Fe₂₀ 具有很低的矫顽力, 而且靶材加工简单, 采用粉末冶金即可获得, 磁控溅射功率低, 利于光刻图形化, 但其饱和磁化强度低, 不利于提升片上功率电感的饱和电流; Ni₄₅Fe₅₅ 和 CoNiFe 的饱和磁化强度高于 Ni₈₀Fe₂₀,

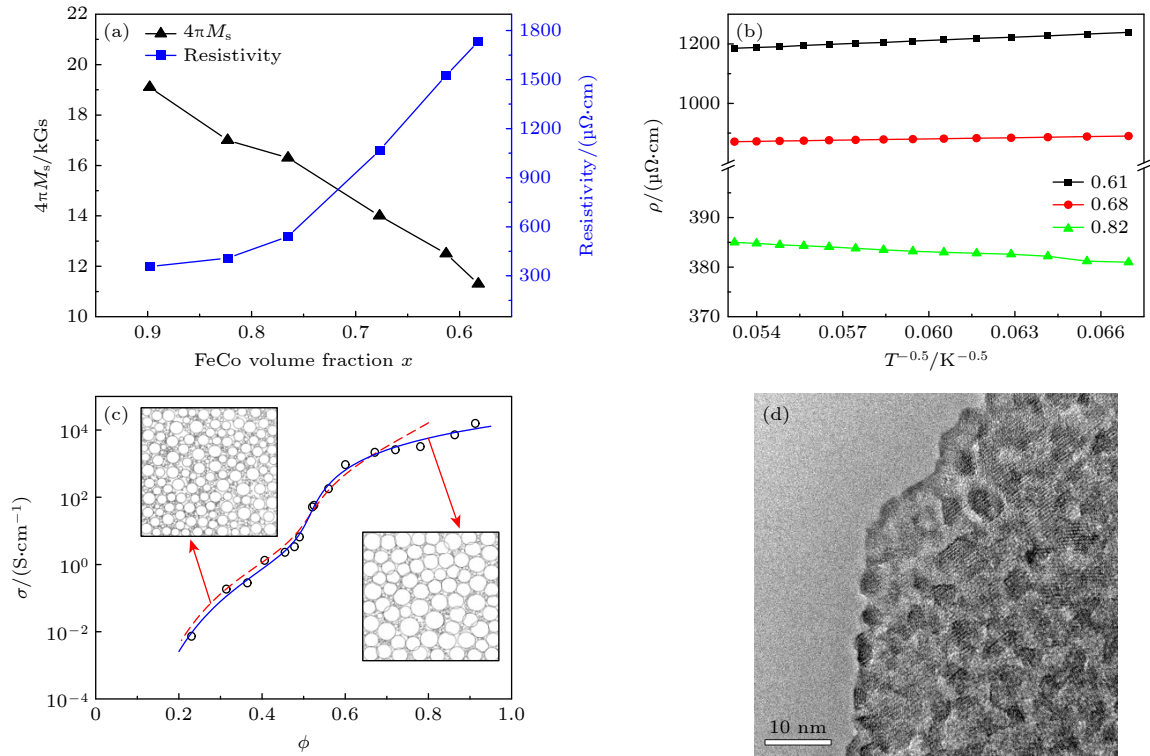


图 6 (a) FeCoTiO 薄膜的 $4\pi M_s$ 以及 ρ 随 x 的变化; (b) 薄膜 ρ 随温度的变化; (c) 实测 Fe-Al-O 纳米颗粒膜的 σ 随 Fe 体积含量 ϕ 的变化^[57]; (d) Fe-Co-Ti-O 纳米复合颗粒膜的 TEM 照片^[54]

Fig. 6. (a) $4\pi M_s$ and ρ of the thin film as a function of x ; (b) variation of the film ρ with temperature; (c) variation of σ with Fe volume fraction (ϕ) in experimentally measured Fe-Al-O nanogranular films^[57]; (d) TEM image of Fe-Co-Ti-O nanocomposite granular films^[54].

表 1 三类磁芯薄膜材料磁参数对比

Table 1. Comparison between magnetic parameters of soft magnetic thin film materials.

	坡莫合金 Ni ₈₀ Fe ₂₀ Ni ₄₅ Fe ₅₅ CoNiFe	非晶磁膜 CoZr CoZrTa(B) CoFeB	纳米颗粒膜 FeCo-X-O(N, F) (X = Si, Al, Hf, Zr, Ti, etc.)
$4\pi M_s/T$	1/1.5/2.0	1.5	1.4—2.0
H_k/Oe^a	<10 (25)	<25	50—100
μ_r	~1000 (600)	600	100—400
H_{ch}/Oe	<1 (2)	<0.5 ^b	1—2
$\rho/(\mu\Omega\cdot cm)$	~20 (45)	~100	500—2000
t_{thres}/nm^c	~100	~160	~500
α_{eff}	<0.01	<0.01	0.014

注: a 原位磁场诱导各向异性; b 取决于靶材质量; c 出现垂直各向异性的厚度阈值.

但是受限于其矫顽力, 目前较少被用于 IVRs. 非晶磁膜中 CoZrTa 兼具有很低的矫顽力和较高的饱和磁化强度, 磁控溅射功率适中, 是目前 IVRs 中应用的主流磁芯膜, 但是由于 Zr 和 Ta 熔点极高, 粉末冶金制成的 CoZrTa 靶材质量较差, 矫顽力优势难以发挥, 而熔炼法制成的靶材价格高. 最后, FeCo-X-O 纳米颗粒膜的饱和磁化强度和电阻率

高于 Ni₈₀Fe₂₀ 和 CoZrTa, 曾被寄予厚望, 但是其矫顽力高, 会导致较为严重的磁滞损耗, 磁控溅射功率高, 不利于基于 lift-off 工艺的光刻. 另外, 其电阻率仍然远低于铁氧体材料, 对于微米厚度的磁芯, 依然需要采用多层膜化手段降低涡流损耗. 因此, 除了实验室外, FeCo-X-O 纳米颗粒膜未见应用于商业化的 IVRs 应用中.

4 大面积图形化单轴各向异性磁芯膜的制备

现有的“磁包铜”或者“铜包磁”型电感都需要单轴各向异性磁芯膜, 并且电感激发磁场的方向与磁芯膜的难磁化轴方向平行以获得稳定的磁导率, 提高抗直流偏置能力. 目前有 3 种主流方式可以诱导面内单轴各向异性: 溅射过程施加磁场^[16,17,55]、倾斜溅射^[44,71] 以及磁场后退火^[72,73]. 其中, 后一种方法需要很强的磁场, 限制了大面积磁芯膜制备. 此外, 成分梯度和应力诱导也可以产生面内单轴各向异性, 但不适合制备均匀的软磁磁芯膜. 采

用偏置磁场诱导各向异性时, 通过调节永磁体的距离可以改变诱导磁场的大小, 使磁矩趋于平行排列, 最终形成的磁膜易轴沿诱导磁场方向, 难轴垂直于诱导磁场方向. 当采用倾斜溅射时, 样品中心与靶材中心的连线与靶材面的法线存在倾斜角 β . 沉积的薄膜将形成倾斜的纤维状结构, 由于形状各向异性, 磁膜易轴将垂直于入射面, 难轴平行于入射面. 两者各有优缺点: 前者偏置磁场仅影响磁矩取向, 不会影响微观结构, 但是大面积磁场均匀意味着永磁材料体积的增大; 后者适合生长大面积磁芯膜, 厚度的不均匀性可以通过 180° 交替沉积来补偿, 但是过大倾斜角度会由于阴影效应影响微观结构. 尽管如此, 新加坡 A*STAR 利用 Canon-Anelva EC7800 PVD 系统曾在 12 英寸硅片上生长过 $(\text{CoZrTa}/\text{CoO})_n$ ($n = 4-12$) 多层膜, 其 H_c 可以控制在 0.3 Oe, 诱导 H_k 约为 23 Oe^[74]. 瑞士生产的 Evatec LLS EVO II 系统可以通过倾斜溅射在 8 英寸硅片上生长单轴各向异性 $\text{CoZrTa}(\text{NiFe}, \text{CoFeB})/\text{Al}_2\text{O}_3(\text{AlN})$ 多层膜, 通过在靶材前设置平行或垂直的狭缝准直器可以进一步增强或降低 H_k . 例如, 对于 $[\text{CoFeB}(100 \text{ nm})/\text{AlN}(4 \text{ nm})]_{10}$ 多层膜, 其 H_k 可以高达 120 Oe, 而 H_c 在 0.5 Oe 以内^[75].

接下来, 我们仍然以 $(\text{Fe}_{65}\text{Co}_{35})_x\text{Ti}_{1-x}\text{O}$ 薄膜为例, 对比这两种制备方法的基本特点. 该薄膜是通过射频磁控溅射沉积在硅片上, 溅射时的氩气气压、射频功率、靶基距已经优化至最佳^[56]. 类似的讨论对于坡莫合金与钴基非晶薄膜也同样适用.

4.1 原位磁场诱导

图 7(a)–(c) 给出了不同诱导磁场下溅射沉积的 FeCoTiO 纳米颗粒膜的 M - H 曲线, 包括易磁化轴和难磁化轴两个方向, 溅射过程中的诱导磁场分别为 15, 70 和 115 Oe. 可以发现, 静态单轴各向异性场 H_k^{sta} 几乎不随外加磁场变化并维持在 72–86 Oe 之间. 根据 Neel-Tangniguchi 理论, 这说明在 15 Oe 偏置之下, 薄膜中的 Fe-Fe, Fe-Co 原子对已经形成并取向, H_k 并不随增大诱导偏置磁场而改变. 沿磁膜的易磁化轴方向施加不同大小的直流偏置磁场 H_{bias} , 并对磁膜难磁化轴方向的虚部磁导率 μ'' 进行低场铁磁共振 (ferromagnetic resonance, FMR) 测试, 如图 7(d)–(f) 所示. 可以发现, 一方面在零磁场下, 自然共振频率 f_r 随诱导磁场的增大略有增大, 反映出单轴 H_k 变化不大; 另一方面, 图 7(d), (e) 中的 μ'' 随着偏置磁场的增大先增大后减小, 说明磁矩没有完全平行取向. 当

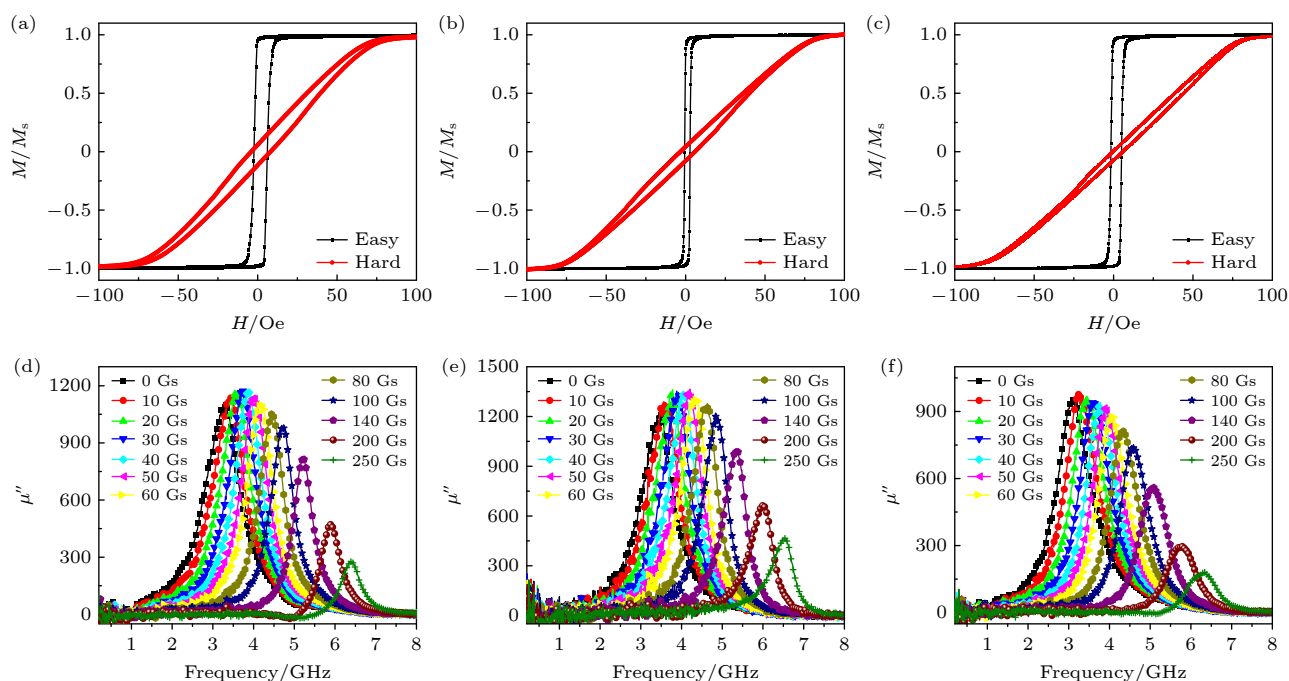


图 7 不同外加诱导场下沉积的 FeCoTiO 磁膜的 M - H 曲线和低场 FMR 虚部磁导率磁谱 (a), (d) 15 Oe; (b), (e) 70 Oe; (c), (f) 115 Oe

Fig. 7. M - H loops and imaginary permeability spectra of FeCoTiO magnetic films deposited under different externally applied bias magnetic fields: (a), (d) 15 Oe; (b), (e) 70 Oe; (c), (f) 115 Oe.

诱导偏置磁场大于 115 Oe 后, μ'' 随着磁场增大逐渐降低, 说明磁矩已经平行取向, 磁化进动幅值受到外磁场限制. 因此, 在实际应用中, 为了抑制来自靶枪的杂散场, 一般诱导偏置磁场需要达到 100 Oe. 对于溅射坡莫合金和 Co 基非晶薄膜亦是如此.

4.2 倾斜溅射

图 8(a)–(c) 分别为倾斜角度 β 为 10° , 17° , 32° 时沉积的 FeCoTiO 纳米颗粒膜的 M - H 曲线. 当 $\beta = 10^\circ$ 时, 薄膜沿易轴的剩磁比仅为 85%, 沿难轴的 M - H 曲线不具有良好的线性, 因此并非严格的单轴各向异性磁膜. 当 β 达到 17° 时, 磁膜的 M - H 曲线开始具备明显的单轴各向异性的特征. 随着 β 进一步提升至 32° , H_k 迅速增大至 ~ 200 Oe. 这是由于高 β 角下沉积的薄膜具有更多的斜晶, 长径比更大, 增强了薄膜的形状各向异性.

图 8(d)–(f) 为不同 β 角下沉积的 FeCoTiO 磁膜的低场 FMR 测试结果图. 当 H_{bias} 为 0 时, 随着 β 角增大, 铁磁共振频率从 2.5 GHz 增至 5 GHz. 可见, 软磁薄膜材料的工作频段可以通过改变 β 角的大小来调控. 当 β 为 10° 时, μ'' 随着偏置磁场的增大先增大后减小, 说明磁矩没有完全平

行取向. 当倾斜角大于 17° 时, μ'' 随着磁场增大逐渐降低, 说明磁矩已经平行取向, 磁化进动幅值受到外磁场限制.

4.3 磁场诱导与倾斜溅射磁膜的高频性能对比

根据 Kittel 公式, 已知共振频率 f_r 和偏置磁场 H_{bias} , 可以拟合得出磁膜的饱和磁化强度 $4\pi M_s$ 与动态磁各向异性场 H_k^{dyn} :

$$f_r^2 = \frac{\gamma^2}{4\pi^2} (4\pi M_s + H_{\text{bias}} + H_k^{\text{dyn}})(H_{\text{bias}} + H_k^{\text{dyn}}). \quad (4)$$

拟合后的 f_r^2 - H_{bias} 曲线如图 9(a), (b) 所示, 分别为不同诱导磁场下与不同倾斜角度下沉积形成的磁膜. 注意到 $H_k + H_{\text{bias}}$ 远小于 $4\pi M_s$, f_r^2 与 H_{bias} 近似呈线性关系. 需要说明的是, 由于 $\beta = 10^\circ$ 下沉积的磁膜不具备单轴各向异性, 所以在低场区域其 f_r^2 - H_{bias} 曲线并不满足 (4) 式, 偏离了线性关系. 图 9(c), (d) 分别为不同磁场诱导下与不同倾斜角度下沉积的磁膜的 Δf - H_{bias} 曲线. 通常情况下, 由于本征阻尼与双磁子散射, Δf 倾向于随 H_{bias} 的增大而增大. 然而, FeCoTiO 纳米颗粒膜均表现出 Δf 先随 H_{bias} 降低再趋近于不变的现象. Δf 的降

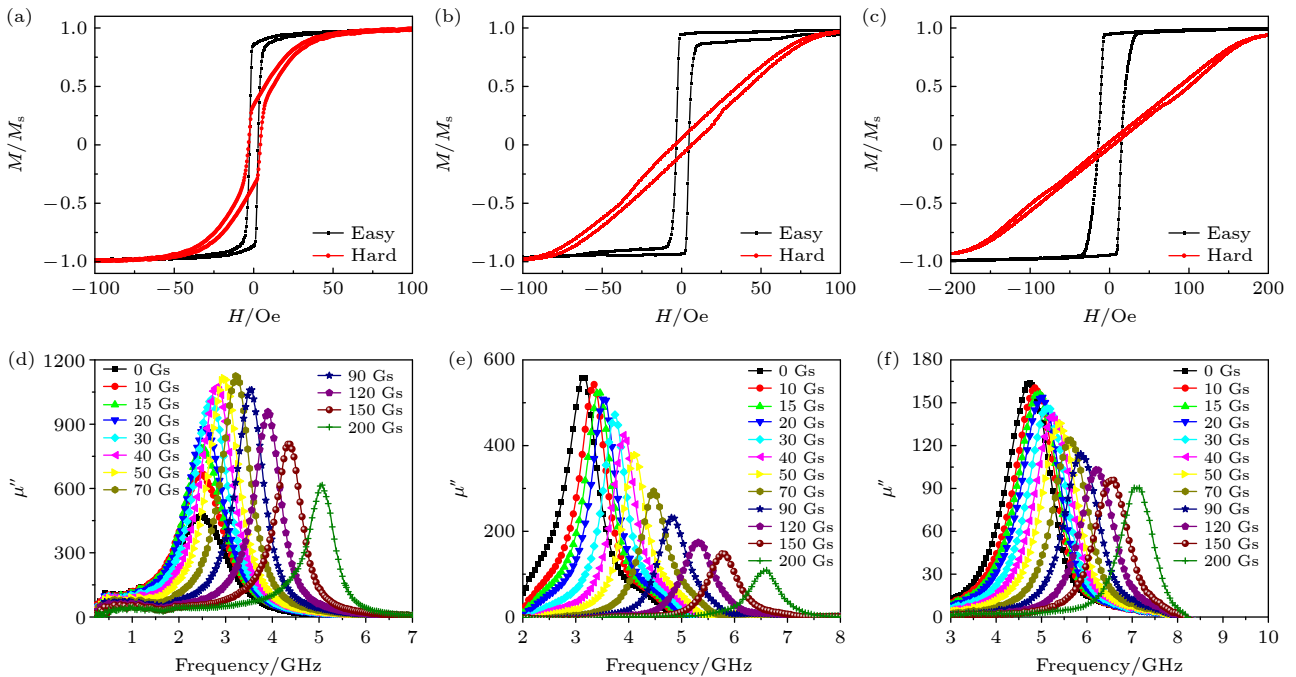


图 8 不同倾斜角度 β 溅射沉积的 FeCoTiO 磁膜的 M - H 曲线 (a) 10° ; (b) 17° ; (c) 32° . 不同倾斜角度 β 溅射沉积的 FeCoTiO 磁膜低场 FMR 虚部磁导率测试曲线 (d) 10° ; (e) 17° ; (f) 32°

Fig. 8. M - H loops of FeCoTiO magnetic films sputter-deposited at different oblique angles β : (a) 10° ; (b) 17° ; (c) 32° . Low-field FMR spectra of the imaginary part permeability for FeCoTiO magnetic films sputter-deposited at different tilt angles β : (d) 10° ; (e) 17° ; (f) 32° .

低可以解释为磁膜的局部不均匀性(或磁矩的发散性)随着 H_{bias} 的增大而逐渐被消除. 对于 $\beta = 17^\circ$ 的磁膜, 仅需要较小的外加偏置磁场就能消除, 随后 Δf 开始随 H_{bias} 增大. 零偏置磁场下, 其 Δf 为 0.78 GHz, 可以计算出对应的 α_{eff} 为 0.016.

在甚高频片上功率电感中, 必须综合考虑磁膜畴壁共振和 FMR 损耗的影响. 近期, 时域分辨 Kerr 显微镜研究表明, 在 50—300 MHz, 畴壁共振损耗可以显著影响磁膜的磁导率和磁损耗 [76,77]. 图 10(a) 为 115 Oe 磁场诱导下与 17° 倾斜角下沉积的 FeCoTiO 高频磁损耗角正切 (μ''/μ') [78]. 该数据由 $H_{\text{bias}} = 0$ 时的复数磁导率测试结果进行计算. 这两种工艺条件下沉积的磁膜具有相近的 H_k , μ_i , $4\pi M_s$ 及 f_r , 因此导致高频磁损耗差异的因素可认为来源于制备工艺. 二者的 μ''/μ' 相交于约 200 MHz, 当频率低于 200 MHz 时, FMR 损耗并不明显, 主要损耗为畴壁共振损耗. 在 115 Oe 诱导磁场下沉积的磁膜的 μ''/μ' 小于倾斜溅射形成的薄膜, 说明畴壁共振损耗较小. 然而, 由于其较大的 α_{eff} (0.026), 随着频率增加, FMR 损耗迅速增加, μ''/μ' 在 300 MHz 处已经超过 0.1. 而 17° 倾

斜溅射的磁膜具备更低的 α_{eff} (0.016), 因此低频下磁损耗较为平坦, 直到接近 1.6 GHz 处 FMR 损耗才开始迅速上升. 这说明由倾斜溅射形成的纤维状结构更容易使磁矩一致平行取向. 然而由于倾斜溅射往往伴随着较多的结构缺陷, 必须控制倾斜角的大小, 尽量避免 H_c 的上升. 需要指出的是, 上述磁导率和高频损耗分析是基于 10 mm×10 mm 磁膜的, 而实际应用的磁芯膜都是图形化的. 当面内尺寸降低时, 由于退磁场效应, 边缘磁畴的占比迅速上升, 对畴壁共振损耗带来显著的影响(见图 10(b)).

图 11 是利用 Kerr 显微镜拍摄的不同尺寸图形化 FeCoSiB 非晶磁膜的磁畴图, 所有磁膜的厚度为 300 nm [78]. 图 11(a)—(c) 为没有插层的磁膜, 图 11(d)—(f) 为每隔 100 nm 插入 NiFe (5 nm) 层的磁膜. 可见, 磁膜的尺寸越小, 退磁场效应越强, 畴壁密度越高. 插入 NiFe 层可以抑制垂直各向异性, 一定程度降低畴壁密度, 但并不能解决问题. 由图 10(b) 可以看出, 小尺寸多层膜的畴壁共振损耗也更大, 影响功率电感的效率. 因此, 对于一定面积的多层磁芯膜, 需要降低单层磁膜的厚度, 以抑制退磁场效应. 如图 12 所示, 当 FeCoSiB 的厚

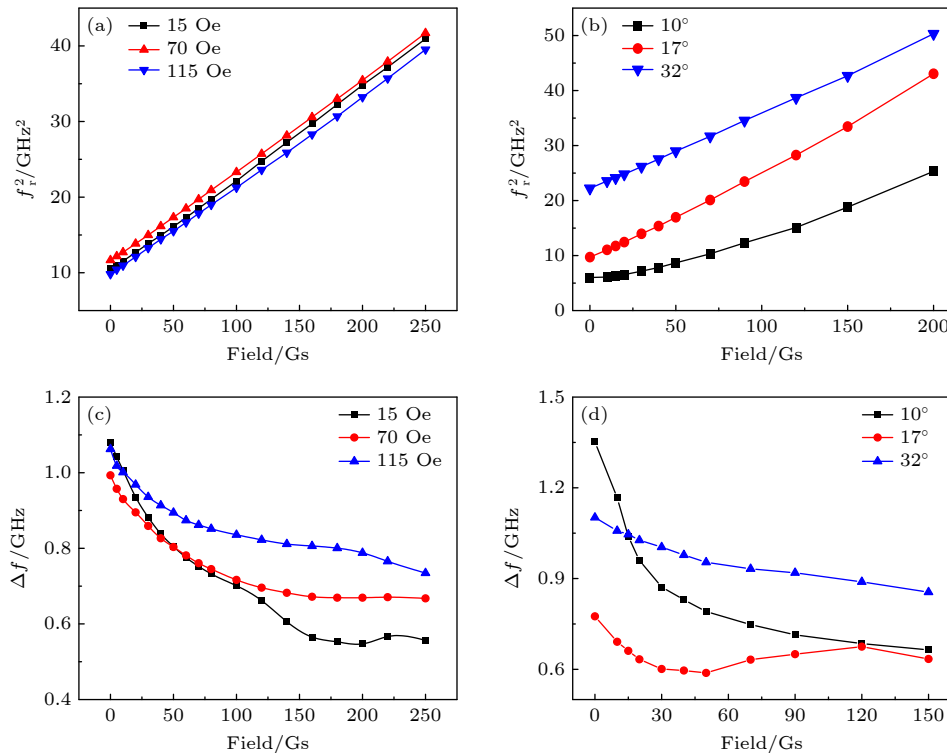


图 9 FeCoTiO 磁膜不同诱导磁场 (a) 与不同倾斜角度 (b) 下沉积形成磁膜的 $f_r^2-H_{\text{bias}}$ 曲线; 不同诱导磁场 (c) 下与不同倾斜角度 (d) 下沉积磁膜的 $\Delta f-H_{\text{bias}}$ 曲线

Fig. 9. Comparison of $f_r^2-H_{\text{bias}}$ curves for magnetic films deposited under different inducing magnetic fields (a) and at different oblique angles (b); $\Delta f-H_{\text{bias}}$ curves for magnetic films deposited under different inducing magnetic fields (c) and at different tilt angles (d).

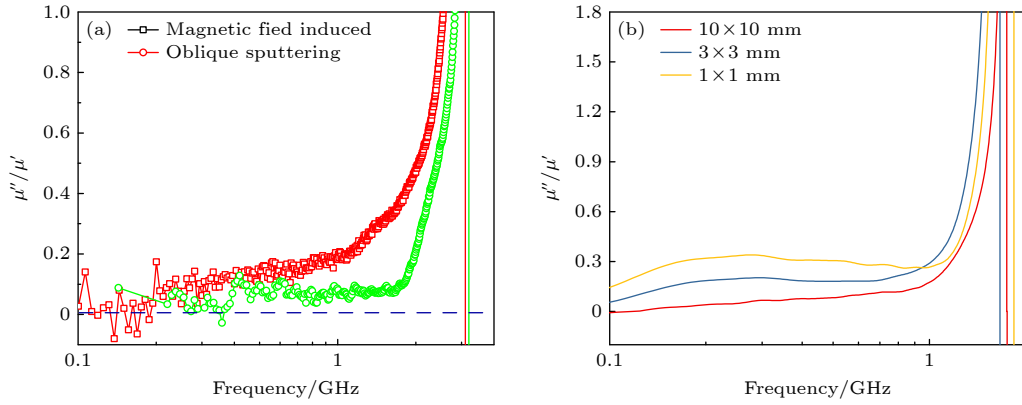


图 10 (a) 115 Oe 磁场诱导与 17° 倾斜角下沉积的 FeCo-Ti-O 磁膜的高频磁损耗; (b) 不同尺寸的 $[\text{FeCoSiB}(100 \text{ nm})/\text{NiFe}(5 \text{ nm})]_3$ 的高频磁损耗^[78]

Fig. 10. (a) High-frequency magnetic losses of FeCo-Ti-O films deposited under an *in-situ* 115 Oe field and by oblique sputtering at a tilt angle of 17°; (b) high-frequency magnetic losses of patterned $[\text{FeCoSiB}(100 \text{ nm})/\text{NiFe}(5 \text{ nm})]_3$ films with different lateral dimensions^[78].

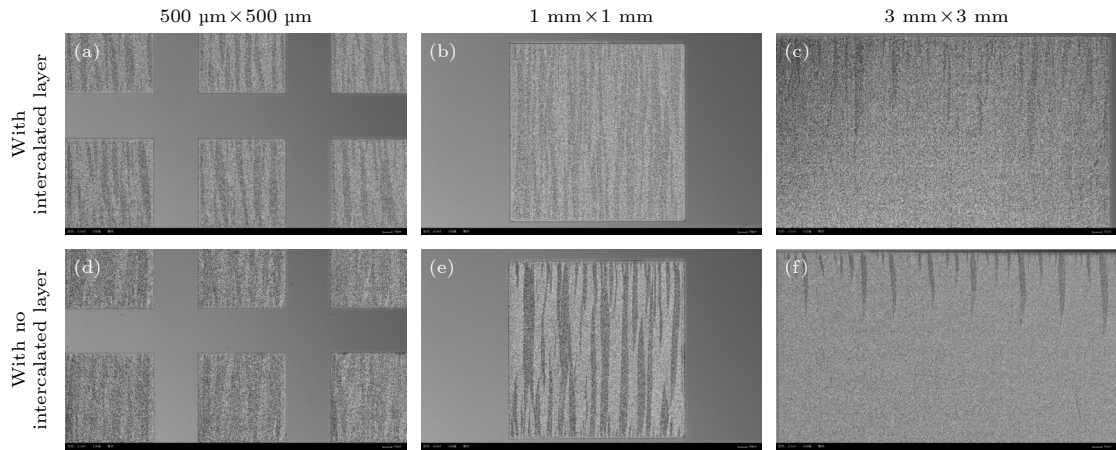


图 11 磁场从 +5 mT 降为 0 后拍摄的不同尺寸图形化 FeCoSiB 薄膜的 Moke 照片 (a)–(c) 没有 NiFe 插层; (d)–(f) 每隔 100 nm 插入 5 nm NiFe 层^[78]

Fig. 11. Moke images of patterned FeCoSiB films after decreasing in-plane magnetic field from +5 mT to 0 with different lateral sizes: (a)–(c) Without NiFe intercalated layer; (d)–(f) with 5 nm NiFe intercalated layer every 100 nm^[78].

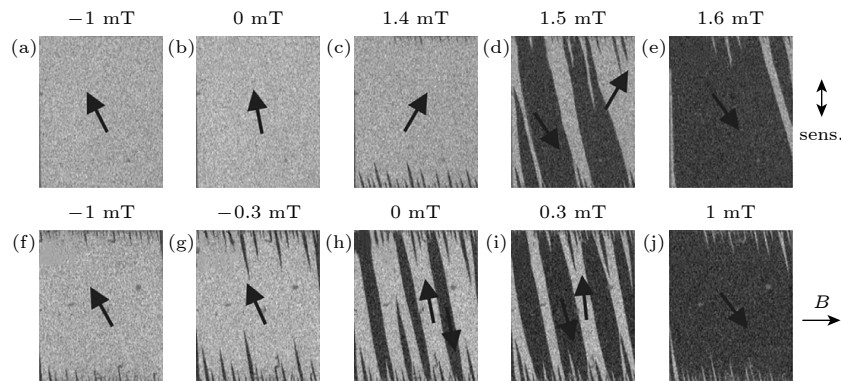


图 12 不同厚度的图形化 FeCoSiB 薄膜的 Moke 照片 (a)–(e) 50 nm; (f)–(j) 300 nm. 样品首先沿负磁场方向饱和, 然后降场, 磁矩方向沿箭头方向所示^[79]

Fig. 12. Moke images of patterned FeCoSiB films with different thicknesses: (a)–(e) 50 nm; (f)–(j) 300 nm. The magnetic states are approached from saturation by a magnetic field in negative direction, the magnetization directions are indicated by arrows in the images^[79].

度为 300 nm 时, 在负向饱和后降场过程中, 可见明显的边缘磁畴核长大过程; 而当厚度降低为 50 nm 时, 零偏置磁场下几乎未见磁畴^[79]. 此外, 研究人员还曾尝试过采用交替 180° 诱导生长 CoZrTa/SiO₂ 各向异性多层膜, 通过改变多层膜中 SiO₂ 层的厚度, 可以促进层间的交换耦合而几乎不影响 H_c ^[40]. 此外, 还可以采用拼接各向异性 and 各向同性图形化磁芯膜形成平面闭合磁路^[16], 但降低畴壁密度的关键还应该是降低单层磁膜的厚度.

5 温度稳定性

在实际应用中还需要考虑到磁芯膜的温度稳定性. 在片上功率电感制备过程中, 绝缘层固化温度可至 200—300 °C. 同样, 在服役状态下, 由于数安培的相电流, 功率电感的温度也可能升高至近百摄氏度. 因此磁芯膜需要具备一定的耐温特性, 保证其性能不发生显著改变. 磁芯膜的温度稳定性与居里温度、非晶晶化温度、纳米晶生长激活温度相关. Ni₈₀Fe₂₀ 的居里温度约为 460 °C, Co₈₄Zr₁₄ 和 Co₉₁Zr₉ 的晶化温度为 432 °C 和 386 °C^[80], Co_{91.5}Zr_{4.0}Ta_{4.5} 的晶化温度约为 460 °C^[81], 均远高于片上电感的制程温度. 然而, 对于磁场诱导各向异性而言, 一般随着温度的升高, $4\pi M_s$ 和 H_k 会有所降

低, 如果 H_k 的降低速度大于 $4\pi M_s$, 则磁导率会出现随温度先上升后下降的趋势. 反之, 如果 H_k 不随温度变化, 甚至在一定温度范围内有所上升, 则磁导率会明显下降. 例如, 新加坡国立大学曾报道过倾斜溅射的成分梯度薄膜 FeCoX ($X = \text{Ta, Zr, Hf, Lu}$), 如图 13 所示. 由于升温过程中应力各向异性场上升, 尽管诱导各向异性场下降, 总的 H_k 近似保持不变甚至明显上升, 同时虚部磁导率下降, 实部磁导率也是如此^[82,83]. 需要指出的是, 实际 IVR 应用更看重功率电感的长期服役稳定性, 即磁导率和 H_k 在升温过程中不发生不可逆变化, 降温后其能够回到初始状态. 对于磁致伸缩系数较大的薄膜, 温度变化可能引发内应力弛豫, 导致各向异性场不可逆变化, 而 Ni₈₀Fe₂₀ 和 Co_{91.5}Zr_{4.0}Ta_{4.5} 具有近零磁致伸缩系数, 可以较好地避免这一点. 尽管如此, 过高温度还会造成原子迁移和扩散, 影响诱导各向异性, 对于 Ni₈₀Fe₂₀ 而言, 该温度在 250—300 °C 之间; 对于 CoZrTa 而言, 矫顽力在 350 °C 以内变化不大, 但是诱导各向异性却在 250 °C 退火后明显下降, 在 350 °C 退火后近于消失^[81]. 尽管增大 Ta 和 Zr 含量有利于提高温度稳定性, 但是饱和磁化强度会明显降低.

磁性纳米颗粒膜的温度稳定性与其有序度、结构缺陷以及晶粒尺寸密切相关, 无论原位磁场还是

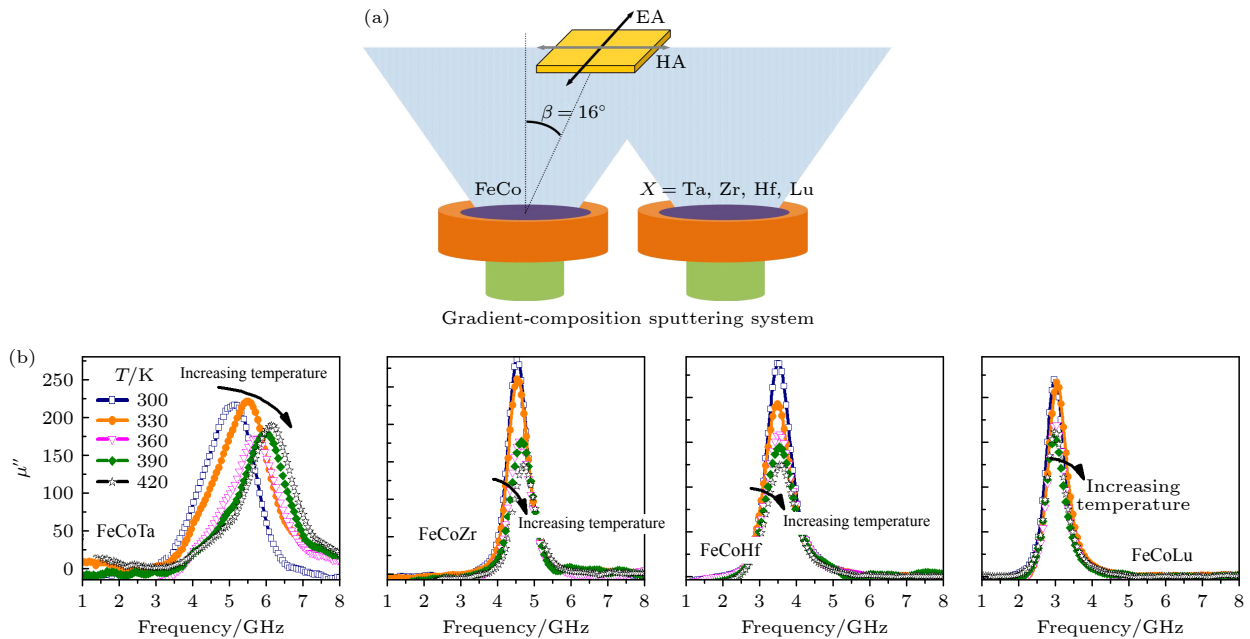


图 13 (a) 成分梯度溅射示意图; (b) 不同温度下测得 FeCoTa, FeCoZr, FeCoHf 和 FeCoLu 的虚部磁导率磁谱^[83]

Fig. 13. (a) Sketch of gradient-composition sputtering system; (b) imaginary permeability spectra of FeCoTa film, FeCoZr film, FeCoHf film, and FeCoLu film measured at different temperatures^[83].

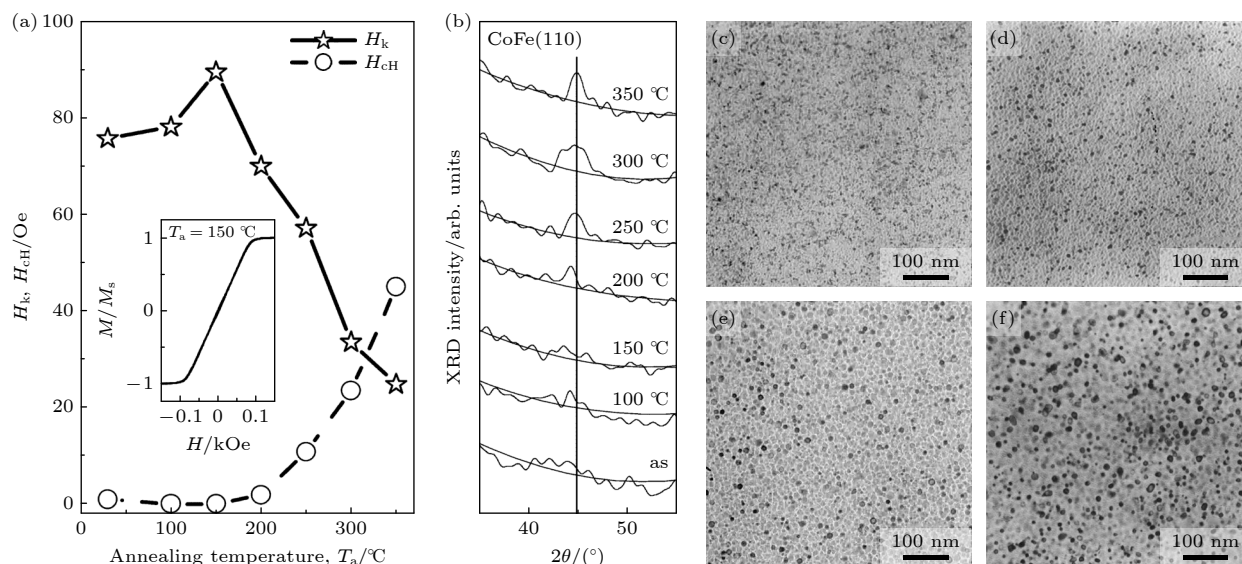


图 14 (a) FeCoHfO 薄膜的诱导各向异性场和难轴矫顽力随退火温度的变化情况; (b) 不同温度退火后测得的 XRD 谱, 图中直线对应 CoFe(110) 峰^[84]; (c) 300 K(未退火), (d) 373 K, (e) 473 K, (f) 573 K 退火后 FeCo(体积分数为 30.5%)-SiO₂ 纳米颗粒膜的 TEM 照片^[85]

Fig. 14. (a) Annealing temperature dependence of the induced anisotropy field and hard axis coercivity in the FeCoHfO; (b) XRD patterns for different annealing temperatures, the vertical line indicates the position of the CoFe (110) peak^[84]; TEM micrographs of FeCo (30.5%)-SiO₂ film annealed at (c) 300 K (as-deposited film), (d) 373 K, (e) 473 K and (f) 573 K^[85].

倾斜溅射诱导各向异性, 都是如此. Wang 等^[84]研究表明, Fe₅₃Co₁₉Hf₈O₂₀ 薄膜的各向异性场 H_k 会首先随着退火温度的升高而增高, 在 150 °C 以上, H_k 开始下降, 同时难轴矫顽力 H_{ch} 逐渐上升, 如图 14(a) 所示. 他们的 XRD 研究表明, 在 200 °C 退火样品中出现相分离和 CoFe 的纳米晶的析出(图 14(c)). 本课题组将 FeCo-Ti-O 纳米颗粒膜置于 Ar 气氛下经 150, 200, 250, 300 °C 退火 4 h, 最后自然降温. 研究发现, FeCoTiO 磁膜的 H_c 和结构敏感的 α_{eff} 都会随退火温度的升高而先减小后增大, 当退火温度为 200 °C 时具有最小 H_c 和 α_{eff} . ρ 随 T 不断减小, 并在 T 达到 200 °C 后趋于平稳, 说明在退火过程磁膜缺陷减少, 这也是 H_c 降低的原因之一. 当温度高于 200 °C 以后, 磁膜 H_c 的增大可以解释为退火使 FeCo 粒径增大, 发生不可逆变化. 这与 Kim 等^[85]通过 TEM 观察退火前后 FeCo-SiO₂ 和 FeCo-Al₂O₃ 的晶粒变化相一致, 如图 14(c) 所示. 因此, 基于纳米颗粒磁芯膜的功率电感的工艺温度应控制在 200 °C 以内.

6 结论和展望

集成电感型电压调节器是高频软磁薄膜材料的重要发展机遇, 同时也对磁芯薄膜的工作频率、

磁导率、磁损耗和温度稳定性等提出了更高的要求. 本文首先对比梳理了坡莫合金、钴基非晶金属薄膜和纳米复合颗粒膜 3 种磁芯膜的优势和不足. 由于 IVR 磁芯膜的厚度需要在微米以上, 以有效提高感值增益和品质因数, 因此需要采用叠层技术, 但这可能带来应力各向异性的增大, 需要引入合适的应力补偿技术, 并且考虑降低层间电流损耗和由于界面粗糙度变化对矫顽力和诱导各向异性的影响. 其次, 本文分析了两种大面积单轴各向异性磁芯膜制备技术的特点和对高频磁性的影响. 相较于连续磁膜, 图形化磁芯膜不再是理想的二维材料, 由于退磁场效应, 更倾向于形成边缘闭合畴, 带来高频磁损耗的增加. 在温度稳定性方面, 无论是哪种磁芯膜, 必须考虑工艺兼容性, 包括磁芯膜、绕组线圈和绝缘层的制备温度和光刻剥离的难度, 尽可能避免过高温度导致磁芯的长期服役性能的退化和失稳.

最后, 还需指出的是, 现有的磁损耗数据都是通过测试磁谱计算得到的, 属于弱信号测试, 无法评价大电流情况下的磁芯损耗. 这方面, 公认的磁芯损耗测试结果在 10 MHz 以内, 亟须向高频、大信号磁损耗扩展. 另一方面, 由于功率电感的纹波电流会随频率的升高而降低, 在 50—100 MHz 频段 IVR 实际上需要的电感量仅为几 nH, 如果可以

增大磁芯厚度, 就可以降低对于磁导率和感值增益的要求, 反而大幅提高 H_k , 保证磁芯膜即便在大电流下也能够工作在较低的峰值磁感应强度下, 从而大幅降低磁滞损耗和剩余损耗. 应该注意到, 倾斜溅射具有大范围调节 H_k 的优势, 强的单轴各向异性有利于抑制高频大信号下磁畴的形核、长大和畴壁共振. 虽然一味增加倾斜角度会导致磁芯薄膜的结构缺陷密度增大, H_c 上升, 但是通过综合利用形状各向异性和诱导各向异性, 有望在增大 H_k 的同时将 H_c 控制在很低的水平.

参考文献

- [1] Burton E A, Schrom G, Paillet F, Douglas J, Lambert W J, Radhakrishnan K, Hill M J 2014 *Proceedings of the 2014 IEEE Applied Power Electronics Conference and Exposition-APEC 2014* Fort Worth, TX, USA, March 16–20, 2014 pp432–439
- [2] Sankarasubramanian M, Radhakrishnan K, Min Y, Lambert W, Hill M J, Dani A, Mesch R, Wojewoda L, Chavarria J, Augustine A 2020 *Proceedings of the 2020 IEEE 70th Electronic Components and Technology Conference (ECTC)* Orlando, FL, USA, June 3–30, 2020 pp399–404
- [3] Bharath K, Radhakrishnan K, Hill M J, Chatterjee P, Hariri H, Venkataraman S, Do H T, Wojewoda L, Srinivasan S 2021 *Proceedings of the 2021 IEEE 71st Electronic Components and Technology Conference (ECTC)* San Diego, CA, USA, June 1–July 4, 2021 pp1286–1292
- [4] Dennard R H, Gaensslen F H, Yu H N, Rideout V L, Bassous E, Leblanc A R 1999 *Proc. IEEE* **87** 668
- [5] Kim W Y, Gupta M S, Wei G Y, Brooks D 2008 *Proceedings of the 2008 IEEE 14th International Symposium on High Performance Computer Architecture* Salt Lake City, UT, USA, 2008 pp123–134
- [6] Gunawardane K, Kularatna N 2018 *IET Power Electron.* **11** 229
- [7] Chyan T Y, Ramiah H, Hatta S F W M, Lai N S, Lim C C, Chen Y, Mak P I, Martins R P 2022 *IEEE Access* **10** 114469
- [8] Souza A F D, Tofoli F L, Ribeiro E R 2021 *Energies* **14** 2231
- [9] Barzegarkhoo R, Forouzesh M, Lee S S, Blaabjerg F, Siwakoti Y P 2022 *IEEE Trans. Power Electron.* **37** 11209
- [10] Peng H J, Wang J Y, Liu Z H, Gao J, Wang X, Li J, He Y D, Wei J, Xie Y 2024 *Proceedings of the 2024 IEEE 10th International Power Electronics and Motion Control Conference (IPEMC2024-ECCE Asia)* Chengdu, China, May 17–20, 2024 pp1629–1633
- [11] Bellaredj M L F, Davis A K, Kohl P, Swaminathan M 2019 *IEEE J. Emerg. Sel. Top. Power Electron.* **8** 2682
- [12] Schaefer C, Salus T, Rayess R, Kulasekaran S, Manusharow M, Radhakrishnan K, Douglas J 2022 *Proceedings of the 2022 IEEE International Solid-State Circuits Conference (ISSCC)* San Francisco, CA, USA, February 20–26, 2022 pp1–3
- [13] Choi B, Baek J, Marin B C, Qu S R, Kulasekaran S, Chavarria J I, Wojewoda L E, Radhakrishnan K 2024 *Proceedings of the 2024 IEEE 74th Electronic Components and Technology Conference (ECTC)* Denver, CO, USA, May 28–31, 2024 pp1044–1047
- [14] Wang N G, Doris B B, Shehata A B, O'Sullivan E J, Brown S L, Rossnagel S, Ott J, Gignac L, Massouras M, Romankiw L T 2016 *Proceedings of the 2016 IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM)* San Francisco, CA, USA, December 3–7, 2016 pp35.33. 31–35.33. 34
- [15] Lambert W J, Hill M J, O'Brien K P, Radhakrishnan K, Fischer P 2019 *IEEE Trans. Power Electron.* **35** 6208
- [16] He Y H, Zhang Z P, Wu R X, Guo W, Zhang H W, Bai F M 2020 *Solid-State Electron.* **164** 107699
- [17] He Y H, Wu R X, Zhong Z Y, Zhang H W, Bai F M 2021 *IEEE Trans. Electron Devices* **68** 6292.
- [18] Herget P, Wang N G, O'sullivan E J, Webb B C, Romankiw L T, Fontana R, Decad G, Gallagher W J 2013 *IEEE Trans. Magn.* **49** 4137
- [19] Gardner D S, Schrom G, Hazucha P, Paillet F, Karnik T, Borkar S, Saulter J, Owens J, Wetzel J 2006 *Proceedings of the 2006 International Electron Devices Meeting* San Francisco, CA, USA, December 11–13, 2006 pp1–4
- [20] Gardner D S, Schrom G, Hazucha P, Paillet F, Karnik T, Borkar S, Hallstein R, Dambraskas T, Hill C, Linde C, Worwag W, Baresel R, Muthukumar S 2008 *J. Appl. Phys.* **103** 07E927
- [21] Takamura Y, Nitta H, Kawahara K, Kaneko T, Ishido R, Miyazaki T, Hosoda N, Fujisaki K, Nakagawa S 2023 *IEEE Trans. Magn.* **59** 2801204
- [22] Sturcken N, Davies R, Wu H, Lekas M, Shepard K, Cheng K W, Chen C C, Su Y S, Tsai C Y, Wu K D, Wu J Y, Wang Y C, Liu K C, Hsu C L, Chang C L, Hua W C, Kalnitsky A 2015 *Proceedings of the 2015 IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM)* Washington, DC, USA, December 7–9, 2015 pp11.4.1–11.4.4
- [23] Wu H, Lekas M, Davies R, Shepard K L, Sturcken N 2016 *IEEE Trans. Magn.* **52** 8401204
- [24] Li H W, Zhu K Y, Lei K B, Xu T T, Wu H X 2022 *IEEE Trans. Power Electron.* **37** 10075
- [25] Silveyra J M, Ferrara E, Huber D L, Monson T C 2018 *Science* **362** eaao0195
- [26] Li Q F, Liu X Y, Wang H, Lan Z W, Zhang K, Wu C J, Liu P Y, Jiang X N, Sun K, Yu Z 2025 *Ceram. Int.* **51** 20813
- [27] Islam R A, Jiang J C, Bai F M, Viehland D, Priya S 2007 *Appl. Phys. Lett.* **91** 162905
- [28] Ying Y, Chen G, Li Z C, Zheng J W, Yu J, Qiao L, Li W C, Li J, Wakiya N, Yamaguchi M, Che S L 2025 *J. Am. Ceram. Soc.* **108** e20137
- [29] http://www.hitachi-metals.co.jp/E/Products/Elec/Tel/P02_21.html
- [30] Shen W, Wang F F, Boroyevich D S, Tipton C W 2008 *IEEE Trans. Power Electron.* **23** 475
- [31] Snoek J L 1948 *Physica* **14** 207
- [32] Acher O, Adenot A L 2000 *Phys. Rev. B* **62** 11324
- [33] Deng L J, Zhou P H 2009 *J. Univ. Electron. Sci. Technol. China* **38** 531 (in Chinese) [邓龙江, 周佩珩 2009 电子科技大学学报 **38** 531]
- [34] Xue D S, Li F S, Fan X L, Wen F S 2008 *Chin. Phys. Lett.* **25** 4120
- [35] He Y H, Wang Y C, Zhong Z Y, Zhang H W, Bai F M 2018 *IEEE Trans. Magn.* **54** 2800905
- [36] Kim S G, Yun E J, Kim J Y, Kim J, Cho K I 2001 *J. Appl. Phys.* **90** 3533
- [37] Anthony R, Hegarty M, O'brien J, Rohan J F, Mathúna C Ó 2016 *IEEE Magn. Lett.* **8** 5103304
- [38] Jordan D, Wei G, Ye L, Lordan D, Podder P, Masood A, Rodgers K, Mathúna C Ó, McCloskey P 2020 *IEEE J. Emerg.*

Sel. Top. Power Electron. **9** 102

- [39] Deng S G, Bhatnagar S, He S, Ahmad N, Rahaman A, Gao J R, Narang J, Khalifa I, Nag A **2022 *Nanomaterials* **12** 3284**
- [40] Cheng C, Davies R, Sturcken N, Shepard K, Bailey W E **2013 *J. Appl. Phys.* **113** 17A343**
- [41] Xu X L, Feng G N, Peng W L, Teng J, Han G, Guo R S, Xiong X D, He X, Luo J F, Feng C, Yu G H **2020 *AIP Adv.* **10** 065109**
- [42] Jordan D, Wei G, Masood A, O'mathuna C, Mccloskey P **2020 *J. Appl. Phys.* **128** 093902**
- [43] Wu Y Z, Yeng I, Yu H B **2021 *AIP Adv.* **11** 025139**
- [44] Li C Z, Jiang C J, Chai G Z **2021 *Chin. Phys. B* **30** 037502**
- [45] Zhang W H, Zhou G Y, Gao Q, Jia W, Chen X M, Huang B X, Feng L, He W, Wang C, Zhu Y K **2022 *IEEE Trans. Electron Devices* **69** 5116**
- [46] Sturcken N, O'Sullivan E J, Wang N G, Herget P, Webb B C, Romankiw L T, Petracca M, Davies R, Fontana R E, Decad G M, Kymissis I, Peterchev A V, Carloni L P, Gallagher W J, Shepard K L **2013 *IEEE J. Solid-State Circuit* **48** 244**
- [47] Osaka T, Takai M, Hayashi K, Ohashi K, Saito M, Yamada K **1998 *Nature* **392** 796**
- [48] Osaka T **2000 *Electrochim. Acta* **45** 3311**
- [49] Kim Y M, Choi D, Han S H, Kim H J **2001 *Proceedings of the 6th Korean-Polish Joint Seminar on Physical Properties of Magnetic Materials* Bedlewo, Poland, Jun 12–15, 2001 pp12–16**
- [50] Kim Y M, Choi D, Kim S R, Kim K H, Kim J, Han S H, Kim H J **2001 *J. Magn. Magn. Mater.* **226** 1507**
- [51] Gardner D S, Schrom G, Paillet F, Jamieson B, Karnik T, Borkar S **2009 *IEEE Trans. Magn.* **45** 4760**
- [52] Davies R P, Cheng C, Sturcken N, Bailey W E, Shepard K L **2013 *IEEE Trans. Magn.* **49** 4009**
- [53] Xu X L, Feng G N, Liu J T, Zhu R G, Yang X Y, Liu M C, Xiong X D, He X, Luo J F, Feng C, Yu G H **2020 *J. Appl. Phys.* **128** 165303**
- [54] Wang Y C, Wang L, Zhang H W, Zhong Z Y, Peng D L, Ye F, Bai F M **2016 *J. Alloy. Compd.* **667** 229**
- [55] Wang Y C, Zhang H W, Wang L, Zhong Z Y, Bai F M **2014 *IEEE Trans. Magn.* **50** 2007504**
- [56] Wang Y C, Zhang H W, Wang L, Bai F M **2014 *J. Appl. Phys.* **115** 17A306**
- [57] Grimaldi C **2014 *Phys. Rev. B* **89** 214201**
- [58] Kuo Y M, Lee C C, Duh J G **2010 *Appl. Surf. Sci.* **256** 6437**
- [59] Lu G D, Zhang H W, Xiao J Q, Bai F M, Tang X L, Li Y X, Zhong Z Y **2011 *J. Appl. Phys.* **109** 07A327**
- [60] Gao Y H, Lu J D, Han G **2015 *Physica B* **458** 40**
- [61] Zheng F, Han Z Y, Li S T, Ma Z, Gao H **2022 *Appl. Phys. A* **128** 253**
- [62] Lu G D, Huang X F, Piao H G, Pan L Q **2016 *J. Alloy. Compd.* **668** 107**
- [63] Ohnuma S, Ohnuma M, Fujimori H, Masumoto T **2007 *J. Magn. Magn. Mater.* **310** 2503**
- [64] Liu Y, Tan C Y, Liu Z W, Ong C K **2007 *Appl. Phys. Lett.* **90** 112506**
- [65] Kobayashi N, Masumoto H, Takahashi S, Maekawa S **2014 *Nat. Commun.* **5** 4417**
- [66] Cao Y, Kobayashi N, Ohnuma S, Masumoto H **2021 *Appl. Phys. Lett.* **118** 032901**
- [67] Lu G D, Zhang H W, Xiao J Q, Tang X L, Xie Y S, Zhong Z Y **2011 *J. Appl. Phys.* **109** 07A308**
- [68] Chai G Z, Phuoc N N, Ong C K **2013 *Appl. Phys. Lett.* **103** 042412**
- [69] Zhang B M, Wang G W, Zhang F, Xiao Y H, Ge S H **2009 *Appl. Phys. A* **97** 657**
- [70] Yang F F, Yan S S, Yu M X, Kang S S, Dai Y Y, Chen Y X, Pan S B, Zhang J L, Bai H L, Zhu D P **2013 *J. Alloy. Compd.* **558** 91**
- [71] Pan L L, Wang F L, Wang W F, Chai G Z, Xue D S **2016 *Sci. Rep.* **6** 21327**
- [72] Park S J, Liu C H, Kim H S, Park N J, Jin S, Han J H **2015 *Thin Solid Films* **594** 178**
- [73] Lin P C, Cheng C Y, Yeh J W, Chin T S **2016 *Entropy* **18** 308**
- [74] Yu J, Arasu M A, Wickramanayaka S **2016 *Proceedings of the 2016 IEEE 18th Electronics Packaging Technology Conference (EPTC)* Singapore, August 16–19, 2016 pp658–661**
- [75] Falub C V, Rohrmann H, Bless M, Meduña M, Marioni M, Schneider D, Richter J H, Padrun M **2017 *AIP Adv.* **7** 056414**
- [76] Queitsch U, Mccord J, Neudert A, Schäfer R, Schultz L, Rott K, Brückl H **2006 *J. Appl. Phys.* **100** 093911**
- [77] Mozooni B, Von Hofe T, Mccord J **2014 *Phys. Rev. B* **90** 054410**
- [78] Wu H, Hu W B, Wu Y T, Jia Y N, Wang W, Yang Q H, Bai F M **2025 *IEEE Sens. J.* **25** 19062**
- [79] Kittmann A, Müller C, Durdaut P, Thormählen L, Schell V, Niekil F, Lofink F, Meyners D, Knöchel R, Höft M J S, McCord J, Quandt E **2020 *Sensor Actuat. A* **311** 111998**
- [80] Guan P, Liu Y H, Guo Y C **1989 *Acta Phys. Sin.* **38** 2029 (in Chinese) [关鹏, 刘宜华, 郭贻诚 **1989 *物理学报* **38** 2029]****
- [81] Hoshi Y, Kazama H, Naoe M, Yamanaka S I **1983 *IEEE Trans. Magn.* **19** 1958**
- [82] Phuoc N N, Ong C K **2013 *Adv. Mater.* **25** 980**
- [83] Phuoc N N, Ong C K **2014 *IEEE Trans. Magn.* **50** 2102306**
- [84] Wang C Z, Zhang Y Q, Zhang P M, Rong Y H, Hsu T Y **2008 *J. Magn. Magn. Mater.* **320** 683**
- [85] Kim D Y, Yoon S S, Rao B P, Kim C, Kim K H, Takahashi M **2008 *IEEE Trans. Magn.* **44** 3115**

SPECIAL TOPIC—Applied magnetism

Very-high-frequency magnetic core films for integrated voltage regulators^{*}PENG Chuan¹⁾ HE Yuhan¹⁾ BAI Feiming^{1)2)†}¹⁾ (School of Electronic Science and Engineering, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu 610054, China)²⁾ (State Key Laboratory of Electronic Thin Films and Integrated Devices, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu 610054, China)

(Received 10 October 2025; revised manuscript received 25 November 2025)

Abstract

With the rise and widespread applications of three-dimensional (3D) heterogeneous integration technology, inductive voltage regulators are becoming increasingly important for mobile terminals and high-computing-power devices, while also offering significant development opportunities for high-frequency soft magnetic films. According to the requirements of on-chip power inductors, we first review the advantages and limitations of three types of magnetic core films: permalloy, Co-based amorphous metal films, and FeCo-based nanogranular composite films, with a focus on the technical requirements and challenges of several μm -thick laminated magnetic core films. Secondly, almost all on-chip inductors are hard-axis excited, which means that the magnetic field of inductors should be parallel to the hard axis of the magnetic core. We thus compare the characteristics of two methods of preparing large-area films, i.e. applying an *in-situ* magnetic field and oblique sputtering, both of which can effectively induce in-plane uniaxial magnetic anisotropy (IPUMA). Their influences on the static and high-frequency soft magnetic properties are also compared. The influences of film patterning on the domain structures and high-frequency magnetic losses of magnetic cores, as well as corresponding countermeasures, are also briefly analyzed. Furthermore, the temperature stability of magnetic permeability and anisotropy of magnetic core films is discussed from the perspectives of process compatibility and long-term reliability. Although the Curie temperatures and crystallization temperatures of the three types of magnetic core films are relatively high, the upper limits of their actual process temperatures are affected by the thermal effects on the alignment of magnetic atomic pairs, microstructural defects, and grain size. Finally, the current bottlenecks in testing high-frequency and large-signal magnetic losses of magnetic core films are discussed, and potential technical approaches to achieving magnetic core films that meet the future demands of on-chip power inductors for higher saturation current and lower magnetic losses are outlined.

Keywords: integrated voltage regulator, on-chip inductor, soft magnetic film, high frequency magnetic loss**DOI:** [10.7498/aps.75.20251372](https://doi.org/10.7498/aps.75.20251372)**CSTR:** [32037.14.aps.75.20251372](https://cstr.cn/32037.14.aps.75.20251372)

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61871081) and Huawei Technologies Co., Ltd., China.

[†] Corresponding author. E-mail: fm bai@uestc.edu.cn

面向集成电压调节器的甚高频磁芯薄膜材料

彭川 何禹含 白飞明

Very-high-frequency magnetic core films for integrated volatage regulators

PENG Chuan HE Yuhan BAI Feiming

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 010706 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20251372

CSTR: 32037.14.aps.75.20251372

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251372>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

γ -Fe₄N软磁复合材料的磁性及损耗特性

Magnetic and loss characteristics of γ -Fe₄N soft magnetic composites

物理学报. 2023, 72(13): 137501 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222352>

序调控工程创制高频非晶基软磁材料研究进展

Research progress of ordered regulation engineering for developing high-frequency amorphous-based soft magnetic materials

物理学报. 2025, 74(13): 136101 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250585>

磁电电压可调电感器的理论设计与可调性优化

Theoretical model and tunability optimization of magnetoelectric voltage tunable inductor

物理学报. 2021, 70(24): 247501 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210899>

CFQS-T准环对称仿星器高频磁探针阵列诊断的研制及初步应用

Development and preliminary application of high-frequency magnetic probe array on quasi-axisymmetric stellarator CFQS-T

物理学报. 2025, 74(17): 175202 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250957>

应用于超导脑磁系统的集成超导量子干涉器件芯片的设计与性能评估

Design and performance evaluation of integrated superconducting quantum interference device chips for superconducting brain magnetometer systems

物理学报. 2025, 74(19): 198501 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250426>

高软磁低电导率Fe-Fe₃N薄膜的N原子含量调控

Control of N atom content in Fe-Fe₃N film with high saturation magnetization and low conductivity

物理学报. 2023, 72(6): 067502 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20221577>