

## 旋磁非线性传输线原理分析和初步实验

崔言程, 孟进, 袁玉章, 黄立洋, 朱丹妮\*  
(海军工程大学电磁能技术全国重点实验室, 湖北武汉 430033)

**摘要:**作为一种特殊的宽带高功率微波源,旋磁非线性传输线(gyromagnetic nonlinear transmission lines, GNLT)由于中心频率高、易于调频以及可以高重频运行等特点,得到了广泛的关注。为明确GNLT的特殊工作机理,对比分析GNLT与传统旋磁应用场景的不同之处。从微观磁化动力学入手,针对GNLT产生微波的原因进行定性解释。搭建一套低功率的验证实验装置,重点针对实验场景构建、GNLT设计进行介绍。实验得到微波信号的中心频率为750 MHz,3 dB波束带宽达12%,峰值功率为245 kW,初步验证了GNLT的微波产生效果。

**关键词:**宽带高功率微波;旋磁非线性传输线;磁矩进动;脉冲调制

中图分类号:TN925 文献标志码:A 开放科学(资源服务)标识码(OSID):

文章编号:1001-2486(2024)03-222-07



听语音  
与作者  
聊科研  
互动

## Principle analysis and preliminary experiment of the gyromagnetic nonlinear transmission lines

CUI Yancheng, MENG Jin, YUAN Yuzhang, HUANG Liyang, ZHU Danni\*

(National Key Laboratory of Electromagnetic Energy, Naval University of Engineering, Wuhan 430033, China)

**Abstract:** As a special kind of wideband high-power microwave source, the GNLT (gyromagnetic nonlinear transmission lines) have drawn much attention due to the characteristics of high center frequency, easily implementation of frequency adjustment, high repetition frequency, etc. In order to clarify the special working mechanism of GNLT, the differences between GNLT and the traditional magnetic applications were compared and analyzed. Starting from the microscopic magnetization dynamics, a qualitative explanation was provided for the reasons of microwave generation at GNLT. A low-power validation experimental setup was built, with a focus on introducing the construction of experimental scenarios and GNLT design. Microwaves signals are generated in the experiment with a center frequency of 750 MHz, a 3 dB bandwidth of 12% and a peak power of 245 kW, the microwave generation effect of GNLT is preliminary verified.

**Keywords:** wideband high-power microwaves; gyromagnetic nonlinear transmission lines; magnetic moment precession; pulse modulation

高功率微波在卫星通信、定向能武器、医疗卫生以及材料处理等方面有着广泛应用<sup>[1-2]</sup>。高功率微波按照百分比带宽一般可以分成窄带(<1%)、宽带(1%~25%)和超宽带(>25%)等<sup>[3]</sup>。宽带高功率微波在兼顾二者优势的同时约束条件又相对宽松。旋磁非线性传输线(gyromagnetic nonlinear transmission lines, GNLT)是一种特殊的宽带源,利用旋磁材料的非线性和强色散特性,直接将馈入的高压脉冲调制为高频电磁脉冲。GNLT不需要电子束、真空条件及约束磁场,具有一定的调频调相能力并且可多路合成,在紧凑化和可靠性方面具有独特优势。

GNLT的相关研究主要集中在美国、俄罗斯、英国和巴西等国家,美、俄水平较高。美国得克萨斯理工大学进行了大量研究,包括基本原理、温度特性、磁性材料、偏置调频及功率合成等<sup>[4-10]</sup>,其研究侧重于小型低功率等级的旋磁源,工作频率在L、S波段,输出功率在MW量级,重频在kHz量级;GNLT轴向尺寸一般在几十厘米到1 m,径向尺寸一般在cm量级。俄罗斯的研究工作集中在俄罗斯科学院大电流电子学研究所和电物理研究所<sup>[11-15]</sup>,所研制的GNLT装置主要以SINUS系列脉冲驱动源来提供激励信号,普遍电压等级较高。该系列的脉冲驱动源是俄罗斯

收稿日期:2022-02-08

基金项目:国家自然科学基金资助项目(62301585,62101580)

第一作者:崔言程(1994—),男,山东临沂人,博士研究生,E-mail:yan\_cheng\_cui@163.com

\*通信作者:朱丹妮(1989—),女,湖北黄冈人,副研究员,博士,硕士生导师,E-mail:360691625@qq.com

重点研制的紧凑化脉冲驱动源,前沿可达 ns 甚至亚 ns 量级,适合驱动 GNLTL。俄罗斯研制的宽带源电压等级在 100 ~ 500 kV,中心频率大多在数百兆赫至数吉赫(最高报道已达到 20 GHz<sup>[16]</sup>),单路输出功率可达 GW 级,重频 1 kHz;单路 GNLTL 的轴向尺寸一般在 70 cm ~ 1 m,径向尺寸在 10 cm 量级。目前俄罗斯的研究重点是提高多路合成的效率。巴西的 Greco 等<sup>[17]</sup>对 GNLTL 的基本原理和 Spice 模型进行了重点研究。英国 BAE 公司在 2007 年就申请了专利,利用 GNLTL 来产生微波脉冲<sup>[18]</sup>。乌克兰学者主要开展了 GNLTL 的数值模拟研究<sup>[19]</sup>。中国学者也开展了一些相关研究<sup>[20-23]</sup>。

由于磁学理论的复杂性,GNLTL 的工作机理目前尚未完全研究清楚。大部分文献简单地将其解释为磁化进动引起了微波产生,但是对于微观的磁化动力学过程涉及不多。更重要的是,GNLTL 的情况与传统旋磁进动理论的适用条件有所不同,传统的张量磁导率理论是无法完全适用的。先从微观磁化动力学入手,对 GNLTL 的特殊工作场景进行分析,对其产生微波的原理进行理论解释。然后搭建一套实验装置,对机械结构、偏置磁场和测量方式等进行设计,实验初步验证了 GNLTL 的微波产生效果。

## 1 GNLTL 产生微波的原理分析

### 1.1 磁化强度矢量的运动方程

磁化强度矢量  $\mathbf{M}$  指的是单位体积磁体内所有磁矩的矢量和,用来描述磁体被磁化的方向和强度。描述  $\mathbf{M}$  的运动方程是由 Landau 和 Lifshitz 提出的<sup>[24]</sup>。假设有一单轴铁磁晶体,在处于平衡状态时, $\mathbf{M}$  平行于有效场  $\mathbf{H}_{\text{eff}}$ 。若某种原因导致  $\mathbf{M}$  的方向发生改变,则这时  $\mathbf{M}$  必然会受到力矩  $\mathbf{L}$  的作用,从而使得  $\mathbf{M}$  围绕  $\mathbf{H}_{\text{eff}}$  做进动,进动的方程<sup>[25]</sup>为

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} \quad (1)$$

其中, $\gamma = \mu_0 q_e / m_e$  为旋磁比, $\mu_0$  为真空磁导率, $q_e$  和  $m_e$  分别为电子的电荷量和质量。

式(1)的进动方程是不考虑阻尼的,按照此方程, $\mathbf{M}$  将永远围绕  $\mathbf{H}_{\text{eff}}$  转动。但实际上由于阻尼作用,磁矩进动的能量会逐渐被损耗, $\mathbf{M}$  和  $\mathbf{H}_{\text{eff}}$  的夹角会越来越小,最终  $\mathbf{M}$  和  $\mathbf{H}_{\text{eff}}$  的方向平行,完成进动过程。为描述这种阻尼进动过程,Landau 和 Lifshitz 引进阻尼力矩  $\mathbf{T}_D$ ,作用在  $\mathbf{M} \times$

$(\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}})$  方向上,如图 1 所示, $\theta$  为进动角。用 LL(Landau-Lifshitz) 方程<sup>[2]</sup> 表示为

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} - \frac{\alpha\gamma}{M_s^2}\mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}) \quad (2)$$

其中, $\alpha$  表示阻尼系数, $M_s$  表示饱和磁化强度。LL 方程认为阻尼力矩是  $\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}$  造成的,只适用于阻尼系数很小并且  $\mathbf{M}$  与  $\mathbf{H}_{\text{eff}}$  夹角也很小的情况。实际上阻尼力矩并非固定不变,而是与  $d\mathbf{M}/dt$  成正比变化的。因此,Gilbert<sup>[26]</sup> 提出了修正方程即 LLG(Landau-Lifshitz-Gilbert) 方程

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} + \frac{\alpha}{M_s^2}\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} \quad (3)$$

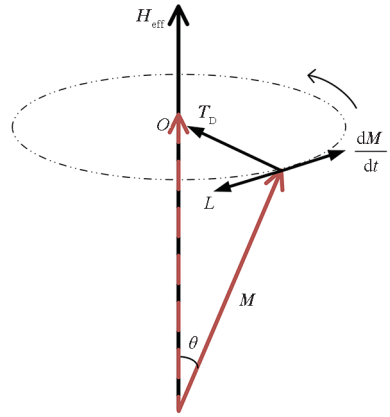


图1 阻尼进动示意图

Fig. 1 Diagram of the damped precession

当  $\alpha \ll 1$  时,式(3)等同于式(2)。但当  $\alpha$  很大时,LLG 方程更接近于实际。以极端情况为例:当  $\alpha$  趋近于无穷大时,LL 方程中的阻尼项也趋近于无穷大,因此  $d\mathbf{M}/dt$  会越来越大。实际上,由于阻尼的存在,磁矩进动最终一定会停止,所以 LL 方程得出的结论不符合实际。而对于 LLG 方程,当  $\alpha$  趋近于无穷大时, $d\mathbf{M}/dt$  趋近于 0,进动停止,符合实际物理过程。

### 1.2 常规应用中的旋磁特性

根据方程(2),磁化强度矢量  $\mathbf{M}$  在相互垂直的恒磁场和微波交变磁场的作用下,会围绕有效场  $\mathbf{H}_{\text{eff}}$  做强迫进动。图 2 所示为  $\mathbf{M}$  和  $\mathbf{H}_{\text{eff}}$  在直角坐标系中的关系,假设恒磁场  $\mathbf{H}_0$  沿  $z$  轴方向,外加微波磁场  $\mathbf{h} = \mathbf{h}_0 e^{i\omega t}$  垂直于  $z$  轴,即在  $xOy$  平面内。 $\mathbf{H}_0$  引起的磁化强度为  $\mathbf{M}_0$ , $\mathbf{h}$  引起的交变磁化强度为  $\mathbf{m} = \mathbf{m}_0 e^{i\omega t}$ 。这里有效场只考虑  $\mathbf{H}_0$  和  $\mathbf{h}$ ,磁化强度也只考虑  $\mathbf{M}_0$  和  $\mathbf{m}$ 。 $\mathbf{h}$  和  $\mathbf{m}$  都在  $xOy$  平面内,没有  $z$  分量。故

$$\begin{cases} \mathbf{H}_{\text{eff}} = \mathbf{h} + \mathbf{H}_0 = \mathbf{h}_x + \mathbf{h}_y + \mathbf{H}_0 \\ \mathbf{M} = \mathbf{m} + \mathbf{M}_0 = \mathbf{m}_x + \mathbf{m}_y + \mathbf{M}_0 \end{cases} \quad (4)$$

不考虑阻尼,将式(4)代入式(1)得

$$i\omega(m_x + m_y + m_z) = -\gamma \begin{vmatrix} m_x & m_y & M_0 \\ h_x & h_y & H_0 \end{vmatrix} \quad (5)$$

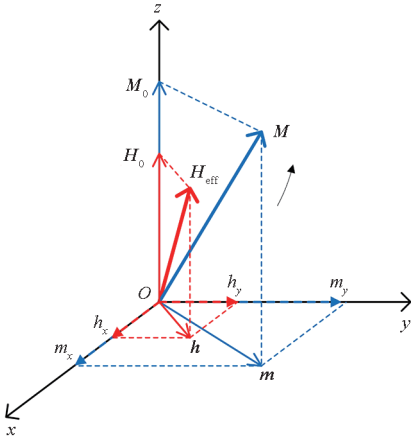


图 2 磁化强度矢量  $M$  和有效场  $H_{\text{eff}}$

Fig. 2 Magnetization vector  $M$  and effective field  $H_{\text{eff}}$

常规应用中微波磁场强度远小于轴向磁场, 即  $h \ll H_0$ , 因此有  $M_0 \approx M_s$ , 则

$$\begin{cases} i\omega m_x = -\omega_0 m_y + \omega_m h_y \\ i\omega m_y = -\omega_m h_x + \omega_0 m_x \\ i\omega m_z = 0 \end{cases} \quad (6)$$

式中,  $\omega_0 = \gamma H_0$ ,  $\omega_m = \gamma M_0 \approx \gamma M_s$ 。由式(6)得

$$\begin{cases} m_x = \chi h_x - i\chi_a h_y \\ m_y = \chi h_y + i\chi_a h_x \\ m_z = 0 \end{cases} \quad (7)$$

其中,  $\chi = \frac{\omega_0 \omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2}$ ,  $\chi_a = -\frac{\omega \omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2}$ 。矢量形式为

$$\mathbf{m} = \begin{bmatrix} m_x \\ m_y \\ m_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \chi & -i\chi_a & 0 \\ i\chi_a & \chi & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} h_x \\ h_y \\ 0 \end{bmatrix} = \boldsymbol{\chi} \cdot \mathbf{h} \quad (8)$$

其中,  $\boldsymbol{\chi}$  为张量磁化率。交变磁感应强度  $\mathbf{b} = \mu_0(\mathbf{h} + \mathbf{m}) = \mu_0(1 + \boldsymbol{\chi}) \cdot \mathbf{h} = \mu_0 \boldsymbol{\mu} \mathbf{h}$ , 因此张量磁导率为

$$\boldsymbol{\mu} = \mathbf{I}_{3 \times 3} + \boldsymbol{\chi} = \begin{bmatrix} 1 + \chi & -i\chi_a & 0 \\ i\chi_a & 1 + \chi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mu & -i\mu_a & 0 \\ i\mu_a & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (9)$$

其中,  $\mu = 1 + \chi = 1 + \frac{\omega_0 \omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2}$ ,  $\mu_a = \chi_a = -\frac{\omega \omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2}$ 。

当  $\omega = \omega_0$  时,  $\mu$  和  $\mu_a$  趋近无穷大, 表明铁氧体材料出现谐振吸收即铁磁共振现象。式(7)说明  $x$  轴上的交变磁化强度不仅与  $x$  轴的交变磁场有关, 也与  $y$  轴的交变磁场有关。张量磁导率的物理意义就是将交变磁场的能量由一个方向耦合到另一个方向上, 其本质原因在于磁化强度矢量在相互垂直的恒磁场和微波磁场的作用下围绕有效

磁场做进动, 即为旋磁特性。

### 1.3 GNLTL 特殊情况

GNLTL 一般为同轴传输线结构, 主要由内外导体、铁氧体磁环、绝缘介质及偏置磁场装置构成, 如图 3 所示。偏置磁场一般由通电螺线管产生, 也可采用永磁体。GNLTL 工作过程为: 先给螺线管通电, 产生一个轴向偏置磁场, 然后将一快前沿脉冲信号加载到内外导体上。GNLTL 会对快前沿脉冲信号进行调制, 将输出信号变成带有高频振荡的宽带高功率微波信号。

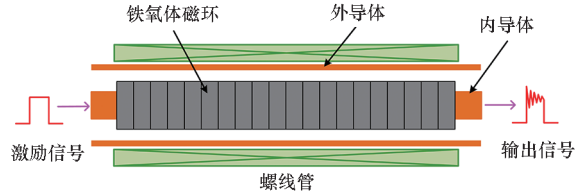


图 3 GNLTL 结构示意图

Fig. 3 Structure diagram of the GNLTL

GNLTL 的情况与上面所分析的常规旋磁特性有所不同。在常规应用中, 微波交变磁场远小于恒磁场, 即  $h \ll H_0$ , 所以才有  $M_0 \approx M_s$ , 这是推导张量磁导率的前提条件。而对于 GNLTL, 角向磁场可以达到甚至超过轴向磁场的大小。轴向磁场典型值为 30 ~ 50 kA/m。角向磁场由激励脉冲产生, 一般为几十 kA/m 甚至上百 kA/m。因此  $h \ll H_0$  不成立, 这意味着常规理论无法完全适用于 GNLTL。

本文采用一种坐标分解的方法来解释 GNLTL 中微波产生的机理。假设激励脉冲为理想方波, 角向磁场是瞬间建立完成的, 这意味着  $H_{\text{eff}}$  的方向偏移也是瞬间完成的, 而磁体中磁化状态的改变落后于有效磁场的变化。一旦  $H_{\text{eff}}$  和  $M$  不平行, 根据进动方程,  $M$  会围绕  $H_{\text{eff}}$  做进动。  $M$  在  $z$  轴方向已经被偏置磁场磁化饱和, 所以假定角向磁场仅改变  $M$  的方向, 不改变其大小。为贴近实际情况, 将图 2 中的直角坐标系转换为图 4 的柱坐标系,  $z, \varphi$  和  $r$  轴分别为轴向、角向和径向方向。假设轴向恒磁场为  $H_{z0}$ , 角向磁场为  $H_\varphi$ , 二者叠加为总外加磁场  $H'_z$ , 角度  $\delta = \arctan(H_\varphi/H_{z0})$ 。图 4 中的点画线表示进动过程中  $M$  末端的运动轨迹, 将此轨迹所在平面称为进动平面, 进动平面与  $\varphi O z$  平面的交线为  $ab$ 。不考虑磁体内部的各项异性场和交换场等其他场, 那么有效磁场  $H_{\text{eff}}$  即为  $H'_z$ 。在不考虑阻尼的情况下, 进动会一直持续并且进动角不变, 即  $\theta = \delta$ 。仅有轴向磁场时, 磁化强度矢量  $M$  的  $z$  轴分量  $M_z$  的大小为

$M_s$ 。加入角向磁场后,  $M$  离开  $z$  轴开始围绕  $H_{\text{eff}}$  进动, 同时产生分量  $M_\varphi$  和  $M_r$ 。此外,  $M$  与  $H_{\text{eff}}$  产生夹角之后,  $M$  在  $H_{\text{eff}}$  方向上的分量就变成了  $M_s \cos\theta$ 。

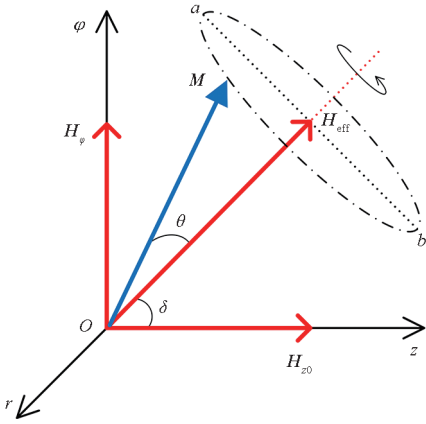


图4  $O-z\varphi r$  坐标系中的进动

Fig.4 Precession in the  $O-z\varphi r$  coordinate system

为求出  $M$  在各方向上的分量, 在图4柱坐标系上建立新的  $O'-xyz'$  直角坐标系, 如图5所示。新坐标系原点为进动轨迹圆的圆心  $O'$ , 以  $ab$  所在直线为  $x$  轴, 以  $H_{\text{eff}}$  所在直线为  $z'$  轴,  $y$  轴垂直于  $x$  轴且位于进动平面内。首先求出  $M$  在  $x$  轴、 $y$  轴和  $z'$  轴方向上的分量  $M_x$ 、 $M_y$  和  $M_{z'}$ , 然后再求出  $M_x$ 、 $M_y$  和  $M_{z'}$  在  $\varphi$ 、 $r$  和  $z$  轴上的分量。

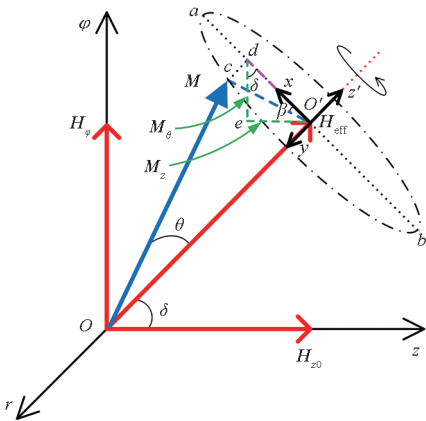


图5  $O'-xyz'$  坐标系中的进动

Fig.5 Precession in a new  $O'-xyz'$  coordinate system

根据图5, 有

$$\begin{cases} M_x = M_s \sin\theta \cos\beta \\ M_y = M_s \sin\theta \sin\beta \\ M_{z'} = M_s \cos\theta \end{cases} \quad (10)$$

其中,  $\beta = \omega_p t$  为  $M$  在进动平面投影  $cO'$  与  $x$  轴夹角,  $\omega_p$  为进动角速度。又因为  $M_x$  垂直于  $r$  轴, 则

$$\begin{cases} M_{x-\varphi} = M_s \sin\theta \cos\beta \cos\delta \\ M_{x-z} = M_s \sin\theta \cos\beta \sin\delta \\ M_{x-r} = 0 \end{cases} \quad (11)$$

其中,  $M_{x-\varphi}$ 、 $M_{x-z}$ 、 $M_{x-r}$  分别为  $M_x$  在  $\varphi$ 、 $z$ 、 $r$  轴的分量,  $x$ 、 $\varphi$  轴夹角为  $\delta$ 。又  $\theta = \delta$ ,  $\beta = \omega_p t$ , 则

$$\begin{cases} M_{x-\varphi} = \frac{1}{2} M_s \sin(2\delta) \cos(\omega_p t) \\ M_{x-z} = M_s \sin^2 \delta \cos(\omega_p t) \\ M_{x-r} = 0 \end{cases} \quad (12)$$

同理可得到  $M_y$  和  $M_z$  在各方向上分量分别为

$$\begin{cases} M_{y-r} = M_y = M_s \sin\delta \sin(\omega_p t) \\ M_{y-\varphi} = 0 \\ M_{y-z} = 0 \end{cases} \quad (13)$$

$$\begin{cases} M_{z'-\varphi} = M_s \cos\theta \sin\delta = \frac{1}{2} M_s \sin(2\delta) \\ M_{z'-z} = M_s \cos\theta \cos\delta = M_s \cos^2 \delta \\ M_{z'-r} = 0 \end{cases} \quad (14)$$

将上述各方向上的分量对应加起来, 得到  $M$  在  $\varphi$ 、 $z$ 、 $r$  轴上的分量分别为

$$\begin{cases} M_\varphi = \frac{1}{2} M_s \sin(2\delta) \cos(\omega_p t) + \frac{1}{2} M_s \sin(2\delta) \\ M_z = M_s \sin^2 \delta \cos(\omega_p t) + M_s \sin^2 \delta \\ M_r = M_s \sin\delta \sin(\omega_p t) \end{cases} \quad (15)$$

角度  $\delta$  为定值, 式(15)说明  $M$  在  $\varphi$ 、 $r$ 、 $z$  轴上都存在随时间变化的分量。研究磁体内部的磁场必须考虑退磁场, 而无限长棒状磁体轴线方向上或闭合形状磁体圆周方向上的退磁场可以不考虑<sup>[24]</sup>。可以认为, 在 GNLTTL 中  $\varphi$  和  $z$  方向上没有退磁场,  $r$  方向上的退磁场  $H_r = -M_r$ , 所以  $r$  方向上磁通量恒定不变。由于  $\varphi$  和  $z$  方向上磁通量发生变化, 根据法拉第电磁感应定律, 在内外导体所构成的回路中必定有呈正弦变化的感应电流产生。假设  $M_\varphi$  在  $r$  方向上相等, 对应磁体内部的磁通变化量为

$$\Delta\Phi_\varphi = \mu_0 \Delta M_\varphi S_m = \mu_0 \Delta M_\varphi \Delta z (r_m - r_i) \quad (16)$$

其中,  $S_m$  为磁环的角向截面积,  $r_i$  和  $r_m$  为磁环的内外半径。根据楞次定律必须要有一个反向变化的感应磁通量来阻碍磁体内部磁通量的变化, 该感应磁通量由内外导体之间的感应电流来提供。反向感应磁通量的大小与正向初始磁场磁通量的变化量大小相等、方向相反。假设  $H_{\varphi-i}(r)$  在  $r$  方向上相等, 那么

$$\Phi_{\varphi-i} = \mu_0 H_{\varphi-i} S_c = \mu_0 H_{\varphi-i} \Delta z (r_o - r_i) \quad (17)$$

其中,  $S_c$  为 GNLTTL 的角向截面积,  $r_o$  为外导体内半径。  $\varphi$  轴感应磁场为

$$H_{\varphi-i} = -\Delta M_{\varphi} \left( \frac{r_m - r_i}{r_o - r_i} \right) \quad (18)$$

对应的感应电压大小为

$$\begin{aligned} V_m &= -\frac{d\Phi_{\varphi-i}}{dt} \\ &= -\mu_0 \Delta z (r_m - r_i) \frac{dM_{\varphi}}{dt} \\ &= -\frac{1}{2} \omega_p \mu_0 M_s \Delta z (r_m - r_i) \sin(2\delta) \sin(\omega_p t) \quad (19) \end{aligned}$$

式中,  $\omega_p$ 、 $\mu_0$ 、 $M_s$ 、 $\Delta z$ 、 $r_m - r_i$ 、 $\sin(2\delta)$  与 GNLTL 的材料、尺寸和外磁场有关, 不随时间变化。 $\sin(\omega_p t)$  使得感应电压随时间呈现正弦变化, 这正是 GNLTL 产生微波的本质原因。

## 2 初步实验研究

### 2.1 实验方案设计

为验证 GNLTL 的微波产生效果, 开展了低功率的验证实验, 实验方案如图 6 所示。激励信号源采用商用纳秒高压脉冲电源, 其输出电压幅值可达 20 kV, 前沿(10% ~ 90%)约 5 ns, 半高宽约 6 ns。激励信号经同轴线缆馈入 GNLTL, 输出端接一段延时线, 最后接匹配负载。由于输出信号在负载处存在反射, 延时线能在反射信号和正常信号之间增加一段时间延迟, 从而避免反射信号的干扰, 测得正确的输出信号。偏置螺线管由一台可调

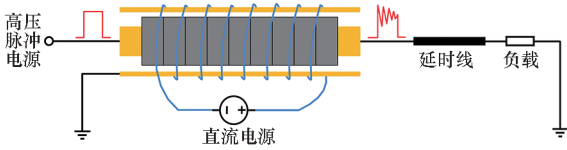


图 6 实验方案示意图

Fig. 6 Diagram of the experiment scheme

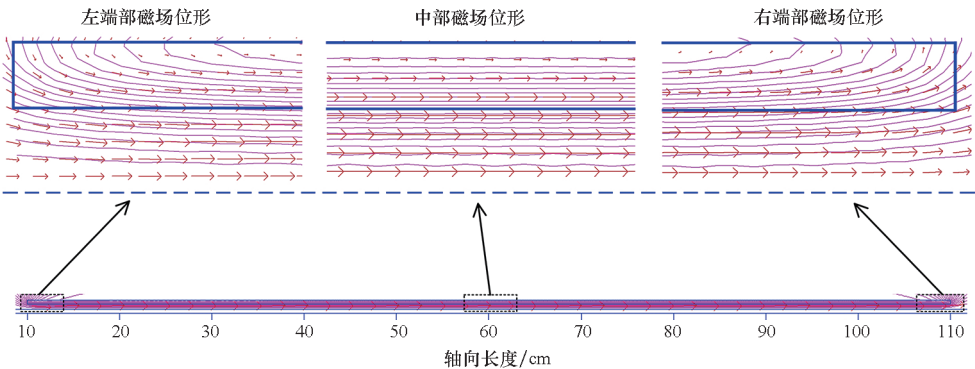


图 7 螺线管磁场位形

Fig. 7 Pattern of the solenoid magnetic field

直流电源供电, 该直流电源功率 6 kW, 电压在 0 ~ 200 V 连续可调, 电流在 0 ~ 120 A 连续可调。

### 2.2 传输线设计

所设计的 GNLTL 内导体直径为 4.6 mm, 外导体内径为 12 mm, 壁厚 2 mm。磁环材料为 NiZn 铁氧体, 其尺寸为 4.7 mm × 9.4 mm × 9 mm, 同轴传输线长度为 1 m。厂家给出磁环的饱和磁化强度  $4\pi M_s$  为 4 500 kA/m, 相对介电常数  $\epsilon_1$  为 3, 相对磁导率  $\mu_1$  为 15。由式(20)计算出传输线阻抗为 51.87  $\Omega$ , 绝缘介质采用 SF<sub>6</sub>, 其相对介电常数  $\epsilon_2 = 1$ , 相对磁导率  $\mu_2 = 1$ 。

$$\begin{cases} Z_0 = \sqrt{\frac{L_0}{C_0}} \\ L_0 = \frac{\mu_0}{2\pi} \left[ \mu_1 \ln\left(\frac{r_m}{r_i}\right) + \mu_2 \ln\left(\frac{r_o}{r_m}\right) \right] \\ C_0 = \frac{2\pi\epsilon_0}{\frac{1}{\epsilon_1} \ln\left(\frac{r_m}{r_i}\right) + \frac{1}{\epsilon_2} \ln\left(\frac{r_o}{r_m}\right)} \end{cases} \quad (20)$$

螺线管长度设计为 1 m, 采用线径 2 mm 的漆包线, 单层 440 匝, 绕制 3 层, 总共 1 320 匝。线电流 1 A 时, 根据公式  $H_{z0} = n_s i_s / l_s$  计算出磁场大小为 1.32 kA/m, 其中  $n_s$ 、 $i_s$  和  $l_s$  分别为螺线管匝数、线电流和螺线管长度。利用仿真软件可以得到螺线管内部磁场分布情况。图 7 是螺线管磁场位形图, 从局部图可以看到螺线管内部磁场基本呈均匀分布。磁环有效半径( $r_e = (r_m - r_i) / \ln(r_m / r_i) = 3.4$  mm)处螺线管磁场大小如图 8 所示。轴向匀强磁场长度约 80 cm, 磁场强度约 1.32 kA/m, 与理论计算一致, 径向磁场接近于 0。此外, 螺线管内部磁场与电流是线性关系, 若需要改变偏置磁场大小, 只要按比例改变螺线管电流即可。

### 2.3 实验结果

实验场景如图 9 所示, 左侧为高压脉冲源, 激励信号经高压线缆馈入 GNLTL 中。传输线内导

体装载磁环, 后端接延时线和负载段, 在传输线输入端设置电容分压器探头和充气端口, 绝缘气体为加压 SF<sub>6</sub>。在传输线输出端和负载段均设置有

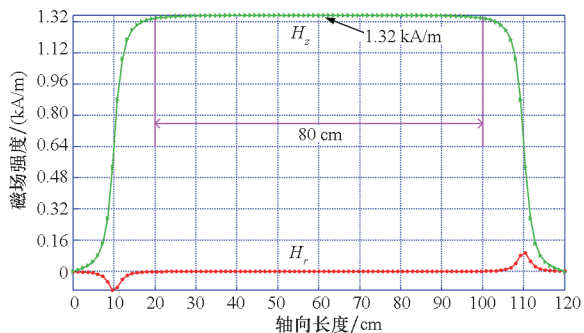


图8 螺线管磁场大小

Fig.8 Magnitude of the solenoid magnetic field

电容分压器探头,其输出信号经衰减器接入示波器。螺线管绕制在传输线外导体上,手工绕制的线圈匝间空隙较大,导致实际匝数与计算值有出入,最终绕制的螺线管总匝数为1200。采用的磁环为70个,对应非线性传输线长度约63 cm。为避免内导体中间部分下塌,在内外导体间套有多个尼龙支撑垫片。电容分压器探头采用标准SMA(subminiature version A)探针制作,负载采用4个13 Ω无感金属膜电阻串联而成。

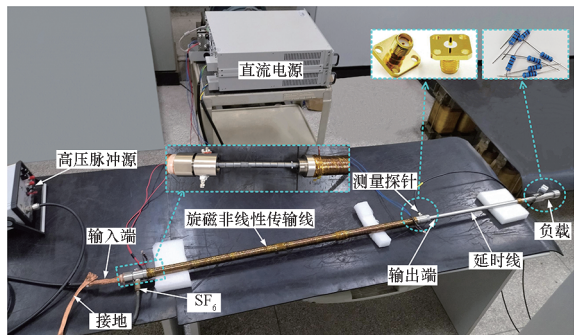


图9 实验场景

Fig.9 Picture of the experimental scene

电容分压器探头输出波形和待测波形之间是微分关系,需要对其输出波形进行时间积分。图10给出的是示波器测量结果。将输入输出信

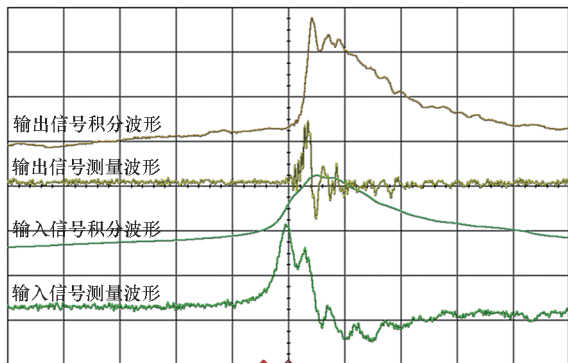


图10 示波器测量结果

Fig.10 Oscilloscope measurement results

号波形进行对比,如图11所示。可以看到高压脉冲源输出电压约21 kV,前沿约5 ns。经过GNLTL之后,前沿被陡化到小于1 ns,且在平顶上叠加了振荡,初步验证了GNLTL的脉冲调制作用。输出微波信号的中心频率750 MHz,3 dB波束带宽达12%,根据输出电压峰峰值得到微波峰值功率245 kW ( $P_{peak} = \frac{[(26 \text{ kV} - 19 \text{ kV})/2]^2}{50 \Omega} = 245 \text{ kW}$ )。

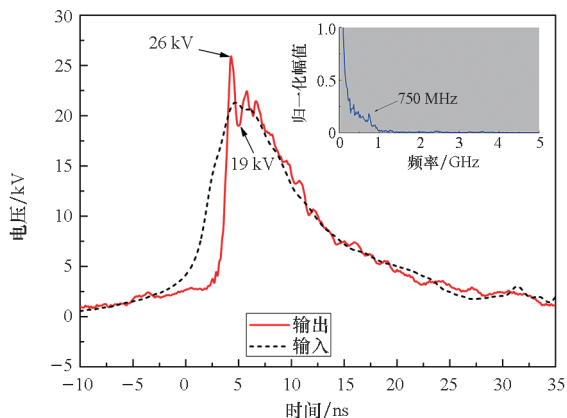


图11 输入输出信号对比

Fig.11 Comparison between the input and output signals

### 3 结论

本文从微观磁化动力学入手,分析了GNLTL的特殊情况与传统旋磁应用的不同,采用坐标分解的方法对GNLTL产生微波的机理进行了定性解释。为验证GNLTL的微波产生效果,搭建了验证实验装置,得到了中心频率为750 MHz、3 dB波束带宽达12%、峰值功率为245 kW的宽带微波信号。同时要指出的是,GNLTL中实际的磁矩进动过程包含了复杂的非线性过程和自旋波的影响,难以进行精确理论计算。文中的理论分析进行了一定的简化,只能进行定性的分析和讨论,难以将GNLTL的机理完全解释清楚和量化计算。但这些定性的理论分析,有助于帮助理解GNLTL的特殊工作机制,对于实验也有一定指导意义。另外,虽然初步验证了GNLTL的微波产生效果,但是输出振荡的幅值偏小,周期个数也较少,分析认为是高压脉冲源的前沿不够快所致。这主要是与磁矩进动的弛豫时间<sup>[24]</sup>(3~5 ns)有关,只有激励信号的建立速度快于磁矩进动的弛豫时间,才能有效激励起磁矩的一致进动。下一步将考虑采用火花隙开关搭建一套前沿更快(小于2 ns)的实验装置,同时需要提升激励信号的电压来改善GNLTL的脉冲调制效果。

## 参考文献 (References)

- [1] BENFORD J, SWEGLE J A, SCHAMILOGLU E. High power microwave [M]. 2nd ed. Boca Raton: Taylor & Francis Group, 2015.
- [2] RUKIN S N. Pulsed power technology based on semiconductor opening switches: a review [J]. Review of Scientific Instruments, 2020, 91(1): 011501.
- [3] PRATHER W D, BAUM C E, TORRES R J, et al. Survey of worldwide high-power wideband capabilities [J]. IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, 2004, 46(3): 335–344.
- [4] BRAGG J W B, DICKENS J, NEUBER A. Investigation into the temperature dependence of ferrimagnetic nonlinear transmission lines[J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 2012, 40(10): 2457–2461.
- [5] BRAGG J W B, DICKENS J C, NEUBER A A. Ferrimagnetic nonlinear transmission lines as high-power microwave sources [J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 2013, 41(1): 232–237.
- [6] BRAGG J W B, DICKENS J C, NEUBER A A. Material selection considerations for coaxial, ferrimagnetic-based nonlinear transmission lines[J]. Journal of Applied Physics, 2013, 113(6): 064904.
- [7] BRAGG J W B, SULLIVAN W W, III, MAUCH D, et al. All solid-state high power microwave source with high repetition frequency [J]. Review of Scientific Instruments, 2013, 84(5): 054703.
- [8] REALE D V, BRAGG J W B, GONSALVES N R, et al. Bias-field controlled phasing and power combination of gyromagnetic nonlinear transmission lines [J]. Review of Scientific Instruments, 2014, 85(5): 054706.
- [9] JOHNSON J M, REALE D V, KRILE J T, et al. Characteristics of a four element gyromagnetic nonlinear transmission line array high power microwave source [J]. Review of Scientific Instruments, 2016, 87(5): 054704.
- [10] REALE D V, PARSON J M, NEUBER A A, et al. Investigation of a stripline transmission line structure for gyromagnetic nonlinear transmission line high power microwave sources [J]. Review of Scientific Instruments, 2016, 87(3): 034706.
- [11] ANDREEV Y A, KOSHELEV V I, ROMANCHENKO I V, et al. Generation and radiation of high-power ultrawideband pulses with controlled spectrum[J]. Journal of Communications Technology and Electronics, 2013, 58(4): 297–306.
- [12] ROMANCHENKO I V, ULMASKULOV M R, SHARYPOV K A, et al. Four channel high power of source with beam steering based on gyromagnetic nonlinear transmission lines[J]. Review of Scientific Instruments, 2017, 88(5): 054703.
- [13] ULMASKULOV M R, SHUNAILOV S A, SHARYPOV K A, et al. Four-channel generator of 8-GHz radiation based on gyromagnetic non-linear transmitting lines [J]. Review of Scientific Instruments, 2019, 90(6): 064703.
- [14] SHUNAILOVS A, MESYATS G A, ROMANCHENKO I V, et al. Electromagnetic noise of a nanosecond magnetized high-current electron beam[J]. Journal of Applied Physics, 2019, 126(16): 164504.
- [15] ULMASKULOV M R, SHUNAILOV S A, SHARYPOV K A, et al. Multistage converter of high-voltage subnanosecond pulses based on nonlinear transmission lines[J]. Journal of Applied Physics, 2019, 126(8): 084504.
- [16] ULMASKULOV M R, SHUNAILOV S A. Microwave generation modes of ferrite nonlinear transmission lines up to 20 GHz[J]. Journal of Applied Physics, 2021, 130(23): 234905.
- [17] GRECO A F G, ROSSI J O, BARROSO J J, et al. Numerical simulation of a gyromagnetic NLTL using an LC discrete line model [C]//Proceedings of the IEEE International Conference on Plasma Science (ICOPS), 2021.
- [18] SEDDON N, DOLAN J E. Radio frequency and microwave signals; US20070152875[P]. 2007-07-05.
- [19] KARELIN S Y, KRASOVITSKY V B, MAGDA I I, et al. Radio frequency oscillations in gyrotropic nonlinear transmission lines[J]. Plasma, 2019, 2(2): 258–271.
- [20] 铁维昊, 赵程光, 孟萃, 等. 旋磁型非线性传输线调制脉冲特性数值分析 [J]. 高电压技术, 2019, 45(1): 301–309.
- TIE W H, ZHAO C G, MENG C, et al. Numerical analysis on modulated RF pulse characteristics of gyro-magnetic nonlinear transmission line [J]. High Voltage Engineering, 2019, 45(1): 301–309. (in Chinese)
- [21] TIE W H, MENG C, ZHAO C G, et al. Optimized analysis of sharpening characteristics of a compact RF pulse source based on a gyro-magnetic nonlinear transmission line for ultrawideband electromagnetic pulse application[J]. Plasma Science and Technology, 2019, 21(9): 095503.
- [22] HUANG L Y, MENG J, ZHU D N, et al. Field-line coupling method for the simulation of gyromagnetic nonlinear transmission line based on the maxwell-LLG system[J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 2020, 48(11): 3847–3853.
- [23] 朱丹妮, 孟进, 黄立洋, 等. 基于旋磁非线性传输线的小型化强电磁脉冲源的仿真研究[J]. 电子与信息学报, 2022, 44(2): 737–744.
- ZHU D N, MENG J, HUANG L Y, et al. Simulation research on a compact high power microwave source based on gyromagnetic nonlinear transmission lines [J]. Journal of Electronics & Information Technology, 2022, 44(2): 737–744. (in Chinese)
- [24] LANDAU L, LIFSHITZ E. On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies [M]//Perspectives in Theoretical Physics. Amsterdam: Elsevier, 1992: 51–65.
- [25] STÖHR J, SIEGMANN H C. Magnetism [M]. Berlin: Springer Press, 2016.
- [26] GILBERT T L. A phenomenological theory of damping in ferromagnetic materials[J]. IEEE Transactions on Magnetics, 2004, 40(6): 3443–3449.