

太赫兹波段 Smith-Purcell 辐射的介质加载光栅高频特性

曹苗苗 刘文鑫 王勇 朱觉远 李科

High frequency characteristics of dielectric-loaded grating for terahertz Smith-Purcell radiation

Cao Miao-Miao Liu Wen-Xin Wang Yong Zhu Jue-Yuan Li Ke

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 65, 014101 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.014101

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.014101>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I1>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

介质加载复合光栅结构的色散特性研究

[Dispersion characteristics of dielectric loaded metal grating](#)

物理学报.2014, 63(2): 024101 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.024101>

短波长自由电子激光器电子运动特性研究

[Characteristics of electron motion in a short-wavelength free-electron laser](#)

物理学报.2013, 62(14): 144103 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.144103>

带光速调管的高增益高次谐波振荡器自由电子激光模拟

[Simulation of high gain high harmonics oscillator with optical klystron free electron laser](#)

物理学报.2013, 62(9): 094102 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.094102>

拉曼型自由电子激光器中相对论电子运动稳定性的比较研究

[Comparative study of relativistic electron motion stability in a Raman free-electron laser](#)

物理学报.2013, 62(8): 084104 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.084104>

太赫兹波段Smith-Purcell辐射的介质 加载光栅高频特性*

曹苗苗¹⁾²⁾ 刘文鑫^{1)†} 王勇¹⁾ 朱觉远¹⁾²⁾ 李科¹⁾²⁾

1) (中国科学院电子学研究所, 中国科学院高功率微波源与技术重点实验室, 北京 100190)

2) (中国科学院大学, 北京 100049)

(2015年8月12日收到; 2015年9月12日收到修改稿)

提出了一种用于Smith-Purcell效应器件的介质加载光栅慢波结构, 通过研究该结构的注-波互作用过程, 推导出带电子注的色散方程, 并数值求解出波的线性增长率. 利用色散方程, 结合电磁场传播的边界条件, 推导出Smith-Purcell效应振荡器工作所需的起振电流. 详细研究了高频结构长度、电子注主要参数和介质相对介电常数对起振电流的影响, 并与普通金属光栅结构进行了比较. 结果表明: 保持其他参数不变时, 高频结构长度越短, 起振电流越大; 保持高频结构参数不变时, 起振电流随电子注厚度和注-栅距离的增大而增大, 随电子注电压的增大而减小; 与金属光栅相比, 介质的引入提高了注-波互作用的增长率, 有效减小了振荡器的起振电流. 理论计算结果与软件CHIPIC的模拟结果比较符合.

关键词: 介质加载光栅慢波结构, 色散方程, 增长率, 起振电流

PACS: 41.60.Cr, 52.59.Rz, 07.57.Hm

DOI: 10.7498/aps.65.014101

1 引言

当电子注紧贴着开放的周期性金属光栅表面运动时, 将会产生与电子束运动方向成一定角度的电磁辐射, 这种现象称为Smith-Purcell (SP) 效应^[1]. 文献^[2, 3]利用低能散度、低发射度的电子注驱动周期性光栅结构, 在实验中观测到了SP效应的相干辐射现象, 为SP效应的研究提供了新方向. 基于SP相干辐射发展的自由电子激光器(FEL)引起了科学家们广泛研究, 是目前国际上比较活跃的研究领域之一, 因为它有望发展成为紧凑、可调且大功率的太赫兹辐射源^[4-8]. 乌克兰和德国科学家利用1.9 MeV和1.56 MeV电子注获得了在0.1 mm和0.22 mm波长上的SP自发辐射^[9]. 中国科学院高能物理研究所、上海光学精密机械

研究所和电子科技大学等单位的研究人员也做出了富有成效的工作^[10-12], 中国科学院电子学研究所也在开展相关方向的研究. 研究认为SP FEL工作的机理是: 电子注与光栅表面的慢电磁波相互作用, 表面慢波的频率就是电子注和色散曲线的交点, 即同步点. 根据同步点的位置不同, SP FEL可以工作在两种模式^[5,13,14]. 当电子注能量很高时, 同步点处波群速大于零, 器件工作在前向波段, 类似行波管. 反之, 当电子注能量很低时, 同步点处波群速小于零, 此时器件工作在返波段, 类似返波振荡器. 对于返波振荡器来说, 电流存在临界值, 当超过这个临界值时, 器件不需要外部激励即可产生振荡, 这个临界电流即称为起振电流^[5-7,15,16].

作为返波振荡器的一个重要物理量, 起振电流一直是研究的重点. 尤其在太赫兹频段, 由于工作频率很高, 需要的起振电流密度往往很大, 现有

* 国家自然科学基金(批准号: 10905032, 11275004)、国家高技术研究发展计划(批准号: 2012AA8122007A)和中国科学院知识创新工程重要方向性项目(批准号: YYYJ-1123-5)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: lwenzin@mail.ie.ac.cn

阴极满足不了要求, 为实际应用增加了难度. 近年来, 国内外研究者提到一些方法来降低起振电流, 如在光栅两侧加理想导体来改善反射系数, 从而达到降低电流的目的^[14]; 利用双电子注驱动开放光栅, 从而提高了 SP 辐射强度且降低了结构的起振电流^[17].

在文献^[18]中, 我们提出了介质加载光栅慢波结构, 分析了该结构的色散特性并采用解析近似方法得到了注-波互作用的增长率. 在此研究的基础上, 本文采用数值方法求解同步点附近的增长率; 利用色散方程并结合电磁场传播的边界条件, 详细推导出该结构起振电流满足的方程; 进一步研究了相对介电常数对起振电流的影响, 并利用软件 CHIPIC^[19] 对该结构的色散特性和起振电流进行了仿真对比, 两者得到的结果一致.

2 色散方程理论分析与增长率计算

介质加载光栅是在金属矩形光栅基础上提出的一种新型周期慢波结构^[18], 在金属矩形光栅的槽中填充相对介电常数为 ε 的介质. 其结构图如图 1 所示, 图中光栅的周期长度为 L , 槽宽度为 d , 槽深度为 h .

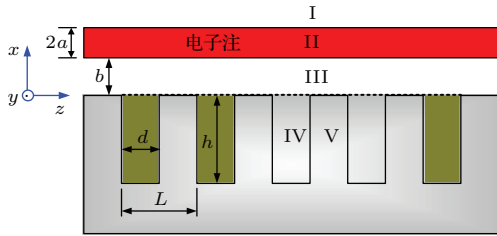


图 1 (网刊彩色) 介质加载光栅结构

Fig. 1. (color online) Geometry of dielectric loaded grating.

系统在 y 方向无限伸展, 忽略 y 方向的边缘效应. 因此, 文中提到的电流是指电流在 y 方向的线密度. 电子束距离光栅表面距离为 b , 电子注厚度为 $2a$, 密度均匀分布. 以光栅上表面为坐标零点取直角坐标系, 此结构具有周期性, 因此取 z 为 $0-L$ 作为一个周期进行研究. 沿 x 轴将研究区域分为 I ($x > 2a + b$), II ($b \leq x \leq b + 2a$), III ($0 \leq x < b$), IV ($-h \leq x < 0, 0 < z < d$) 与 V ($-h \leq x < 0, d < z < L$) 五个部分, 研究各个区域内的场. 场对时间的依赖关系为 $\exp(-i\omega t)$, 本栅状

系统中讨论横磁(TM) 模. 为使问题简化, 假设如下^[20]:

- 1) 引导磁场无穷大, 电子注只有纵向(z 向)运动, 而无横向运动;
- 2) 小振幅假设——即所有的交变分量都比相应的直流分量小许多.

考虑连续电子注, 由连续性方程、运动方程、相对论力学方程以及麦克斯韦方程组^[21-23] 推导得出色散方程:

$$1 - R_{00} = 0, \quad (1)$$

其中,

$$R_{00} = \sum_{p=-\infty}^{\infty} \frac{-idV_0 \tanh(V_0 h)}{\varepsilon \kappa_p L} \frac{1 + T_p}{1 - T_p} \text{sinc}^2\left(\frac{k_p d}{2}\right), \quad (2)$$

$$T_p = \frac{(1 - \chi_2) \exp(i2\kappa_p b) [\exp(i4\kappa_p \sqrt{\chi_2} a) - 1]}{(1 + \sqrt{\chi_2})^2 - (1 - \sqrt{\chi_2})^2 \exp(i4\kappa_p \sqrt{\chi_2} a)}, \quad (3)$$

$$\chi_2 = 1 - \omega_p^2 / [\gamma^3 (\omega - k_p v_0)^2], \quad (4)$$

$$\text{sinc}\left(\frac{k_p d}{2}\right) = \sin\left(\frac{k_p d}{2}\right) / \left(\frac{k_p d}{2}\right), \quad (5)$$

$$\kappa_p^2 = (\omega/c)^2 - k_p^2, \quad (6)$$

$$V_0 = i\omega \sqrt{\varepsilon}/c, \quad (7)$$

$$k_p = k + pK. \quad (8)$$

这里, V_0 表示光栅介质槽中基波在 x 方向的传播常数, T_p 为场在边界面 $x = b$ 上的反射系数, χ_2 代表电子注等效相对介电常数, $\omega_p^2 = eI/(2am_0\varepsilon_0 v_0)$ 是等离子体频率, $\gamma = 1/\sqrt{1 - (v_0/c)^2}$ 是相对论因子, k_p 是第 p 次空间谐波在 z 方向上的传播常数, m_0 和 v_0 分别表示电子静止质量和电子初速度, ω 代表真空中角频率, I 代表电流线密度, c 代表光速, ε_0 和 ε 分别是真空和介质的介电常数, $K = 2\pi/L$, $p = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$.

当不考虑电子注时, 色散方程为

$$1 - R'_{00} = 0, \quad (9)$$

其中,

$$R'_{00} = \sum_{p=-\infty}^{\infty} \frac{-idV_0 \tanh(V_0 h)}{\varepsilon \kappa_p L} \text{sinc}^2\left(\frac{k_p d}{2}\right). \quad (10)$$

(1) 式即为当电子注存在时介质加载光栅结构的色散方程, (9) 式为不考虑电子注时结构的色散方程. 具体的理论推导过程见文献^[17].

分析色散方程可知, 当考虑电子注时, (1) 式是关于 k 和 ω 的复数方程, 频率的虚部可以用来表示注-波互作用的不稳定性增长. 为了简化计算, 很多文献将 (1) 式在注-波作用点进行泰勒展开, 仅取少数项进行求解. 显然, 这样处理的结果存在较大误差且很难保证结果收敛. 本文采用 Fortran 软件 [24] 编程, 通过数值方法求解色散方程 (1) 的复数根 ω , 在程序中利用循环条件保证解的收敛性, 求出的频率实部对应无电子注时色散曲线的频率, 而虚部即可用来表示增长率. 计算参数见表 1.

表 1 数值计算参数
Table 1. Parameters of numerical calculation.

参数	数值
光栅周期 L/mm	0.2
槽宽度 d/mm	0.1
槽深度 h/mm	0.1
电子束电压 U/kV	40
电子注厚度 $2a/\text{mm}$	0.024
注-栅距离 b/mm	0.024

图 2 中实线是采用表 1 中的参数对色散方程 (9) 进行数值计算得到的色散曲线, 实心点为 CHIPIC 模拟得到的数据. 结果表明: 同步点处波的群速小于零, 即 SP 器件工作在返波段; 随着介电常数的增大, 注-波作用点下移, 同步点频率降低. 理论计算与模拟结果非常符合.

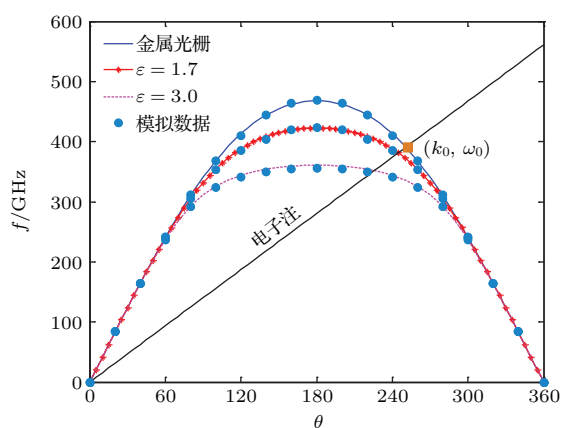


图 2 (网刊彩色) 不同介电常数下的色散曲线

Fig. 2. (color online) Dispersion curves under different dielectric constants.

图 3 为当电流取 1000 A/m 时, 数值计算色散方程 (1) 得到的频率实部和虚部, 其中虚部表

示注-波互作用的增长率 [25]. 从图 3 可以看出, 增长率的最大值, 即峰值增长率出现在同步点附近. 结果显示, 金属光栅的峰值增长率是 1.36 GHz, 介质加载光栅的峰值增长率是 4.82 GHz ($\epsilon = 3.0$) 和 4.46 GHz ($\epsilon = 1.7$), 显然介质加载结构的峰值增长率大于金属光栅结构. 结果说明, 通过介质加载光栅, 有利于提高 SP 器件的增长率.

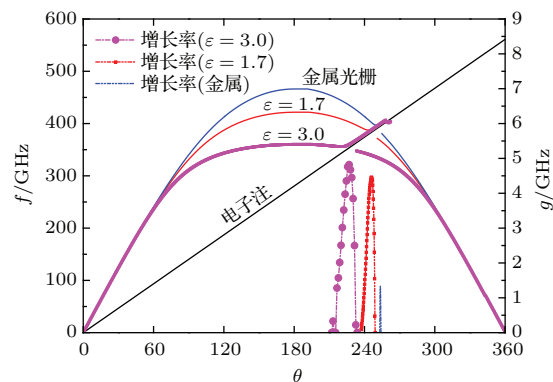


图 3 (网刊彩色) 频率的实部和增长率 (虚部)

Fig. 3. (color online) Real frequency and the growth rate (the imaginary part).

3 起振电流的分析和计算

3.1 起振电流

由图 2 中色散曲线可知, 当电子注电压为 40 kV 时, 同步点处表面波群速小于零, 说明波沿着与电子注运动方向相反的方向传播, 所以光栅上游的表面波比下游的强. 电子注从阴极发射出来后, 被光栅上游较强的表面波调制, 产生群聚. 当电子注电流大于某个临界电流值时, 慢波结构开始产生振荡. 此时 SP 器件相当于一个返波振荡器. 这个临界电流值就称为起振电流.

由图 3 分析可知, 峰值增长率出现在同步点 (ω_0, k_0) 附近, 在此点处注-波同步条件为

$$\omega_0 = v_0 k_0, \quad (11)$$

$$R'_{00}(\omega_0, k_0) = 1. \quad (12)$$

将色散方程 (9) 在同步点 (ω_0, k_0) 处写成泰勒级数的形式, 并保留到一阶线性项:

$$R'_{00}(\omega, k) \approx 1 + R'_\omega \delta\omega + R'_k \delta k, \quad (13)$$

其中, $\delta k = k - k_0$, $\delta\omega = \omega - \omega_0$, 且 (13) 式中两个导数为

$$R'_\omega = \left. \frac{\partial R'_{00}}{\partial \omega} \right|_{\omega_0, k_0}, \quad (14)$$

$$R'_k = \left. \frac{\partial R'_{00}}{\partial k} \right|_{\omega_0, k_0}. \quad (15)$$

因为色散曲线上的每个点都满足色散方程, 对(12)式求微分有

$$\frac{dR'_{00}}{dk} = 0 = R'_\omega \frac{d\omega}{dk} + R'_k = R'_\omega v_g + R'_k, \quad (16)$$

其中 $v_g = \frac{d\omega}{dk}$ 表示表面波的群速.

将(16)式代入(13)式有

$$R'_{00}(\omega, k) \approx 1 + R'_\omega(\delta\omega - v_g \delta k). \quad (17)$$

将带电子注的色散方程(1)在 $\chi_2 = 1$ 和同步点 (ω_0, k_0) 处进行泰勒级数展开, 保留到一阶线性项, 并且利用(17)式进行简化得到

$$R_{00}(\omega, k) = 1 + R'_\omega(\delta\omega - v_g \delta k) + (\chi_2 - 1) \left. \frac{\partial R_{00}(\omega, k, \chi_2)}{\partial \chi_2} \right|_{(\omega_0, k_0, \chi_2=1)}. \quad (18)$$

分析(18)式可以看出, 前两项为不考虑电子注时色散方程的展开(17)式, 而最后一项含有与电子注有关的项 $(\chi_2 - 1) \left. \frac{\partial R_{00}(\omega, k, \chi_2)}{\partial \chi_2} \right|_{(\omega_0, k_0, \chi_2=1)}$, 利用同步条件(11)式, 将这一项进行化简和求解有

$$\begin{aligned} \chi_2 - 1 &= -\frac{\omega_p^2}{\gamma^3(\omega - v_0 k)^2} \\ &= -\frac{\omega_p^2}{\gamma^3(\delta\omega - v_0 \delta k)^2}, \end{aligned} \quad (19)$$

$$\begin{aligned} Q_{00} &= \left. \frac{\partial R_{00}(\omega, k, \chi_2)}{\partial \chi_2} \right|_{(\omega_0, k_0, \chi_2=1)} \\ &= \frac{-iV_0 d \tanh(V_0 h)}{\varepsilon L} \\ &\quad \times \frac{-\exp(2i\kappa_0 b) [\exp(4i\kappa_0 a) - 1]}{2\kappa_0} \\ &\quad \times \text{sinc}^2\left(\frac{k_0 d}{2}\right). \end{aligned} \quad (20)$$

将(19)和(20)式代入(18)式, 化简得

$$R_{00}(\omega, k) = 1 + R'_\omega(\delta\omega - v_g \delta k) - \frac{\omega_p^2}{\gamma^3(\delta\omega - v_0 \delta k)^2} Q_{00}. \quad (21)$$

所以最终色散方程(1)可以写成:

$$R'_\omega(\delta\omega - v_g \delta k) - \frac{\omega_p^2}{\gamma^3(\delta\omega - v_0 \delta k)^2} Q_{00} = 0. \quad (22)$$

进一步将(22)式表示成如下形式:

$$(\delta\omega - v_g \delta k)(\delta\omega - v_0 \delta k)^2 = \Delta, \quad (23)$$

其中,

$$\Delta = \frac{\omega_p^2 Q_{00}}{\gamma^3 R'_\omega} = \frac{e Q_{00} I}{2am_0 \varepsilon_0 v_0 \gamma^3 R'_\omega}. \quad (24)$$

可见, 色散方程(23)是一个关于 k 和 ω 的三次方程, 对于每一个 k , 有三个与其对应的解. 为方便求解计算, 将(23)式写成无量纲形式:

$$\delta_j^2 (\delta_j - \Gamma) - 1 = 0, \quad (25)$$

其中,

$$\delta_j = \left| \frac{v_0^2 v_g}{\Delta} \right|^{1/3} \left(\frac{\delta\omega}{v_0} - \delta k_j \right), \quad (26)$$

$$\Gamma = \frac{v_g - v_0}{v_0 v_g} \left| \frac{v_0^2 v_g}{\Delta} \right|^{1/3} \delta\omega. \quad (27)$$

这里 $j = 1, 2, 3$, 代表色散方程(23)的三个根.

除满足色散方程外, 振荡器起振还必须满足以下边界条件^[5]: 一是在光栅前端, 电子注没有密度和速度调制; 二是在光栅后端, 电磁场消失为零.

首先考虑第一个边界条件, 我们将电子注所在区域的电场用色散方程的根来表示, 第 j 个模式的场表示成:

$$\begin{aligned} E_{j,2} &= -\frac{\kappa_p^j}{\omega \varepsilon_0 \sqrt{\chi_2}} B_p^j [\exp(i\sqrt{\chi_2} \kappa_p^j x) \\ &\quad - R_p^j \exp(-i\sqrt{\chi_2} \kappa_p^j x)] \\ &\quad \times \exp(ipKz) \exp[i(k_0 z - \omega_0 t)] \\ &\quad \times \exp[i(\delta k_j z - \delta \omega_j t)]. \end{aligned} \quad (28)$$

所以任意时刻电子注区域的场表示成:

$$\begin{aligned} E_{z,2} &= \sum_j A_j E_{j,2} \\ &= E_{0,2} \sum_j A_j \exp[i(\delta k_j z - \delta \omega_j t)], \end{aligned} \quad (29)$$

其中, A_j 为常数, 系数 $E_{0,2}$ 可以表示为

$$\begin{aligned} E_{0,2} &= -\frac{B_p \kappa_p}{\omega \varepsilon_0 \sqrt{\chi_2}} [\exp(i\sqrt{\chi_2} \kappa_p x) \\ &\quad - R_p \exp(-i\sqrt{\chi_2} \kappa_p x)] \exp(ipKz) \\ &\quad \times \exp[i(k_0 z - \omega_0 t)]. \end{aligned} \quad (30)$$

要形成振荡器的振荡模式, 场 $E_{j,2}$ 必须满足对所有的模式有相同的频移 $\delta\omega_j = \delta\omega$. 当电子注刚从阴极发射到光栅前端时, 电子注没有受到密度和速度调制. 密度没有扰动, 则电场极化强度为零. 速度也没有扰动, 即极化强度的导数为零^[5]. 电子注所在区域中, 电场极化强度为

$$\begin{aligned} P_{z,2} &= \varepsilon_0 (\chi_2 - 1) E_{z,2} \\ &= -\frac{\varepsilon_0 \omega_p^2}{\gamma^3} E_{0,2} \sum_j \frac{A_j \exp[i(\delta k_j z - \delta \omega t)]}{(\delta\omega - v_0 \delta k_j)^2}, \end{aligned} \quad (31)$$

对极化强度求微分有

$$\begin{aligned} \frac{dP_{z,2}}{dt} &= \left(\frac{\partial}{\partial t} + v_0 \frac{\partial}{\partial x} \right) P_{z,2} \\ &= \frac{i\varepsilon_0\omega_p^2}{\gamma^3} E_{0,2} \sum_j \frac{A_j \exp[i(\delta k_j z - \delta\omega t)]}{(\delta\omega - v_0 \delta k_j)}. \end{aligned} \quad (32)$$

由边界条件的分析知, 极化强度公式(31)和极化强度的微分公式(32)为零, 因此, 边界条件可以写为

$$\sum_j \frac{A_j}{(\delta\omega - v_0 \delta k_j)^2} = 0, \quad (33)$$

$$\sum_j \frac{A_j}{\delta\omega - v_0 \delta k_j} = 0. \quad (34)$$

下面分析第二个边界条件, 忽略波在光栅两端的反射, 由于在光栅后端没有外部场的输入, 则后端的场应该为零. 设光栅总长度为 Z , 光栅后端的电场可以写作:

$$\begin{aligned} E_{z,2} &= \sum_j A_j E_{j,2} \\ &= E_{0,2} \sum_j A_j \exp[i(\delta k_j Z - \delta\omega_j t)], \end{aligned} \quad (35)$$

则相应的边界条件为

$$\sum_j A_j \exp(i\delta k_j Z) = 0. \quad (36)$$

将(36)式化为以下形式:

$$\sum_j A_j \exp[-i(\delta\omega - v_0 \delta k_j)Z] = 0. \quad (37)$$

综上所述, 将三个边界条件(33), (34)和(37)式写成如下所示无量纲形式:

$$\sum_j \frac{A_j}{\delta_j^2} = 0, \quad (38)$$

$$\sum_j \frac{A_j}{\delta_j} = 0, \quad (39)$$

$$\sum_j A_j \exp(-i\xi\delta_j) = 0. \quad (40)$$

则由上面三个方程组成一个矩阵, 矩阵解存在的条件是系数行列式为零, 因此有

$$\begin{vmatrix} 1/\delta_1^2 & 1/\delta_2^2 & 1/\delta_3^2 \\ 1/\delta_1 & 1/\delta_2 & 1/\delta_3 \\ \exp(-i\delta_1\xi) & \exp(-i\delta_2\xi) & \exp(-i\delta_3\xi) \end{vmatrix} = 0, \quad (41)$$

其中,

$$\xi = \left| \frac{\Delta}{v_0^2 v_g} \right|^{1/3} Z. \quad (42)$$

又由(27)式可以得到振荡器的增长率为

$$\begin{aligned} \text{Im}(\delta\omega) &= \left| \frac{\Delta}{v_g v_0^2} \right|^{1/3} \frac{v_0 v_g}{v_g - v_0} \text{Im}(\Gamma) \\ &= \frac{v_0 v_g}{v_g - v_0} \frac{\xi}{Z} \text{Im}(\Gamma). \end{aligned} \quad (43)$$

对于振荡器来说, 振荡的建立需要增长率满足 $\text{Im}(\delta\omega) > 0$, 即 $\text{Im}(\Gamma) > 0$, 所以振荡器起振的临界条件可以写为

$$\text{Im}[\Gamma(\xi_0)] = 0, \quad (44)$$

ξ_0 为满足 $\text{Im}(\Gamma) > 0$ 的最小值.

在给定参数下, 将方程(25)代入(41)式, 并进行数值求解可以得到满足 Γ 虚部为零的 ξ_0 值. 本文求解结果是 $\xi_0 = 2.93$, 此时 $\Gamma = 2.38$. 由此可以得到振荡器的起振条件为

$$Z \left| \frac{\Delta}{v_g v_0^2} \right|^{1/3} - \xi_0 > 0, \quad (45)$$

其中 $\Delta = \frac{eQ_{00}I}{2am\varepsilon_0 v_0 \gamma^3 R_\omega}$. 可以看出 Δ 是电流 I 的函数, 则利用方程(45)可以计算出给定参数下振荡器的起振电流.

3.2 数值计算与分析

下面对起振条件满足的方程(45)进行求解, 分析特定参数下的起振电流. 对于返波振荡器来说, 关于起振电流一个很重要的因素, 就是起振电流与高频结构长度的关系. 因此, 保持其他参数不变, 在周期性金属光栅中, 改变SP结构光栅的个数, 即改变高频结构长度 Z , 通过方程(45)求解对应的起振电流 I , 结果如图4所示.

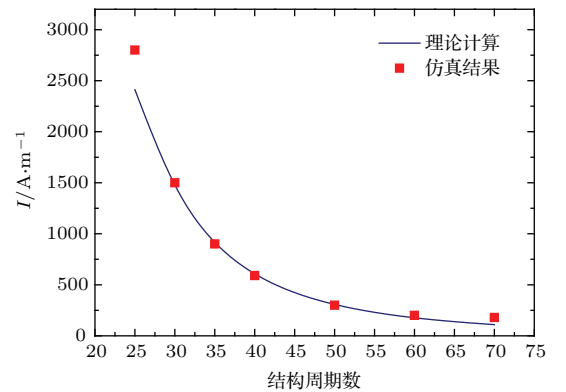


图4 光栅总长度对起振电流的影响

Fig. 4. The impacts of grating length on the start current.

从图4可以看出:当高频结构光栅个数小于30时,起振电流很大;随着光栅个数的增多,起振电流迅速减小.这是因为光栅个数越多,注-波互作用的距离越长,电子注的速度调制越充分,越容易建立起稳定的振荡.但光栅个数不能无限增多,避免因相互作用距离过长导致电子注过群聚,并且过多的光栅将增大仿真和实验难度.

采用40个光栅周期,即光栅总长度 $Z = 8\text{ mm}$,光栅结构参数如表1所列.改变电子注参数,研究电子注厚度 $2a$ 和到光栅的距离 b 对起振电流的影响.结果如图5和图6所示,实线是从(45)式中计算得到,点表示利用软件CHIPIC模拟得出的数据.

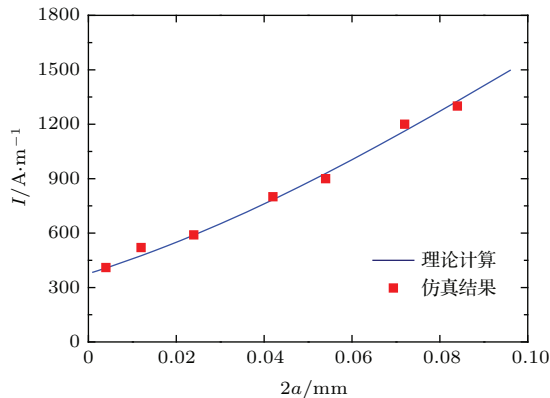


图5 电子注厚度对起振电流的影响

Fig. 5. The impacts of electron beam thickness on the start current.

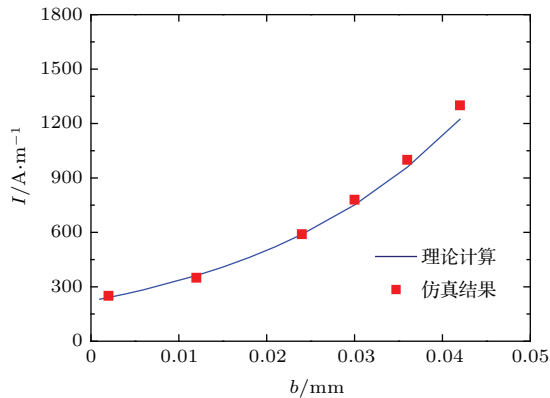


图6 注-栅距离对起振电流的影响

Fig. 6. The impacts of beam-grating distance on the start current.

从图5可以看出:理论计算结果与模拟得到的数据非常符合;随着电子注厚度的增大,起振电流也增大.因为表面波主要集中在光栅表面且在 x 方向呈指数衰减.薄电子注靠近光栅表面,注-波相互作用程度强烈,因而只要很小的电流就可以使其群

聚并建立振荡.随着电子注厚度的增大,远离光栅的电子处的电场很弱,注-波相互作用强度很弱.所以,电子注很难群聚,高频结构振荡所需的起振电流就大.

图6表明,起振电流随着注-栅距离的增大几乎呈指数形式增大.表面波在光栅表面时强度最大,远离光栅表面后,呈指数衰减.所以,当注-栅距离增大时,注-波相互作用强度减弱,导致高频结构所需的起振电流增大.理论计算的结果与仿真所得数据非常符合.

下面我们研究电子注电压和起振电流的关系,并将介质加载与金属光栅结果进行比较,结果如图7所示.

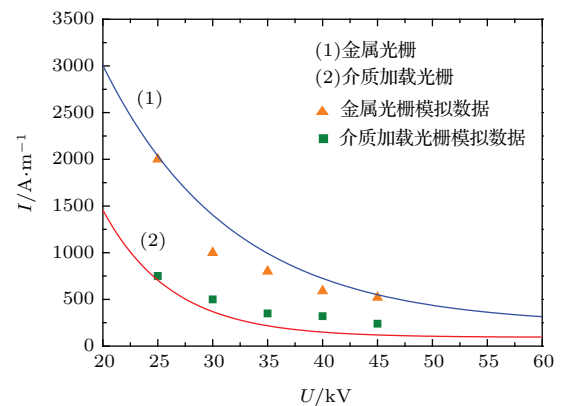


图7 (网刊彩色) 电子注电压对起振电流的影响

Fig. 7. (color online) The impacts of beam voltage on the start current.

图7中实线表示由起振条件(45)式算出的起振电流,离散点表示利用软件CHIPIC模拟得到的起振电流数据.结果表明:随着电子注电压的升高,SP器件的起振电流逐渐减小;但是,当电压大于40 kV以后,起振电流减小的趋势变缓.说明低电压下,SP器件建立振荡所需的电流较大.比较金属光栅和介质加载光栅(介质相对介电常数为1.7)可知,介质加载光栅结构的起振电流明显低于金属光栅,说明介质的引入可以有效降低结构的起振电流.理论计算和模拟结果符合良好,证明理论的正确性.

为了研究介质加载结构相对介电常数的大小对起振电流的影响,将电子注电压保持40 kV不变,光栅总长度 $Z = 8\text{ mm}$ 不变,改变介电常数的值,分别求解出其对应的起振电流,并将计算结果与CHIPIC仿真结果进行比较,如图8所示.

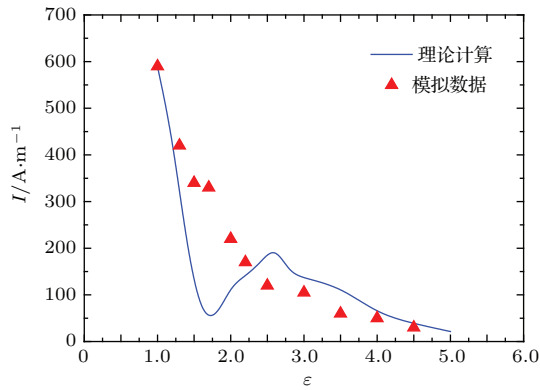


图8 介质相对介电常数对起振电流的影响

Fig. 8. The impacts of dielectric constant on the start current.

对起振条件 (45) 式中的 Δ 进行化简, 得

$$\Delta \propto \frac{\sin\left(2\frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon}h\right)}{2k_p^2\omega\varepsilon h/c - k_p^2\sqrt{\varepsilon}\sin(2\omega\sqrt{\varepsilon}h/c)}, \quad (46)$$

代回到 (45) 式中, 得到起振电流与介质相对介电常数 ε 的关系. 每给定一个 ε 值, 数值计算可得到相应的起振电流 I , 结果如图 8 所示.

图 8 中实线表示理论计算结果, 三角形离散点表示软件模拟数据. 结果显示介质相对介电常数对结构起振电流的影响不是单调变化的: 当介电常数从 1 开始增大时, 起振电流迅速减小; 介电常数在 2 和 3 之间时, 起振电流缓慢增大; 但当介电常数大于 3 后, 起振电流又开始逐渐减小. 模拟得到的数据与理论曲线趋势基本一致, 证明了理论推导的正确性. 两者误差产生的原因可能是理论分析中忽略了焦耳损耗. 我们知道, 在低频段, 光栅的损耗很小, 基本可以忽略. 但在高频尤其是太赫兹频段, 由光栅表面电流引起的损耗对 SP 器件的影响就变得可观, 因此有必要探讨光栅表面损耗对 SP 器件辐射特性的影响, 这部分内容将在后续工作中深入研究.

4 结 论

基于 SP 效应的振荡器是一种非常有潜力的太赫兹辐射源. 本文从分析介质加载光栅结构的色散方程出发, 利用软件编程求解得到同步点附近的增长率. 利用带电子注的色散方程, 并结合电磁场传播的边界条件, 推导出 SP 器件起振电流满足的方程. 同时数值计算了高频结构总长度、电子注主要参数和介质介电常数对起振电流的影响. 结果表

明: 高频结构的光栅个数越多, SP 效应振荡器所需的起振电流越小; 保持高频结构不变时, 起振电流随电子注厚度和注-栅距离的增大而增大, 随电子注电压的增大而减小. 与纯金属光栅相比, 介质的引入明显降低了结构的起振电流. 说明采用介质加载光栅结构可以有效减小阴极电流发射密度, 增强实验的可行性. 理论计算结果与 CHIPIC 模拟数据基本相符, 证明了理论的准确性. 本文的研究结果对发展新型慢波结构, 探究新型太赫兹辐射源有一定的参考价值.

参考文献

- [1] Smith S J, Purcell E M 1953 *Phys. Rev.* **92** 4
- [2] Bakhtyari A, Walsh J E, Brownell J H 2002 *Phys. Rev. E* **65** 066503
- [3] Urata J, Goldstein M, Kimmitt M F, Naumov A, Platt C, Walsh J E 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 516
- [4] Andrews H L, Boulware C H, Brau C A, Jarvis J D 2004 *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **7** 070701
- [5] Andrews H L, Boulware C H, Brau C A, Jarvis J D 2005 *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **8** 050703
- [6] Andrews H L, Boulware C H, Brau C A, Donohue J T, Gardelle J, Jarvis J D 2006 *New J. Phys.* **8** 289
- [7] Kim K J, Kumar V 2007 *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **10** 080702
- [8] Li D Z, Hangyo M, Tsunawaki Y, Yang Z, Wei Y 2012 *Appl. Phys. Lett.* **100** 191101
- [9] Doucas G, Kimmitt M F, Kormann T, Korschinek G, Wallner C 2003 *Int. J. Infrared. Milli. Waves* **24** 829
- [10] Xiong P F, Wang Y T 1996 *High Power Laser and Particle Beams* **8** 1 (in Chinese) [熊平凡, 王友棠 1996 强激光与粒子束 **8** 1]
- [11] Lu Z G, Gong Y B, Wei Y Y, Wang W X 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 6931 (in Chinese) [路志刚, 宫玉彬, 魏彦玉, 王文祥 2007 物理学报 **56** 6931]
- [12] Zhang P, Zhang Y X, Zhou J, Liu W H, Zhong R B, Liu S G 2012 *Chin. Phys. B* **21** 104102
- [13] Donohue J T, Gardelle J 2006 *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **9** 060701
- [14] Li D Z, Imasaki K, Gao X, Yang Z, Park G S 2007 *Appl. Phys. Lett.* **91** 221506
- [15] Kumar V, Kim K J 2006 *Phys. Rev. E* **73** 026501
- [16] Jarvis J D, Andrews H L, Brau C A 2010 *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **13** 020701
- [17] Liu W X, Yang Z Q, Liang Z, Li D Z, Imasaki K, Shi Z J, Lan F, Park G S 2007 *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **580** 1552
- [18] Cao M M, Liu W X, Wang Y, Li K 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 024101 (in Chinese) [曹苗苗, 刘文鑫, 王勇, 李科 2014 物理学报 **63** 024101]

- [19] Di J, Zhu D J, Liu S G 2005 *J. UEST China* **34** 4 (in Chinese) [狄隽, 祝大军, 刘盛纲 2005 电子科技大学学报 **34** 4]
- [20] Zhang K Q, Li D J 2001 *Electromagnetic Theory for Microwaves and Optoelectronics* (Beijing: Publishing House of Electronics Industry) p382 (in Chinese) [张克潜, 李德杰 2001 微波与光电子学中的电磁理论 (北京: 电子工业出版社) 第 382 页]
- [21] Yasumoto K, Tanaka T, Aramaki T 1990 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **18** 699
- [22] Mechrany K, Rshidaian B 2003 *IEEE Trans. Electron Dev.* **50** 1562
- [23] Chang S F R, Scharer J E, Booske J H 1992 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **20** 293
- [24] Tan H Q, Tian S Q 2007 *Fortran Language: Fortran 77 Structured Programming* (Beijing: Tsinghua University Press) pp177–183 (in Chinese) [谭浩强, 田淑清 2007 Fortran 语言: Fortran 77 结构化程序设计 (北京: 清华大学出版社) 第 177—183 页]
- [25] Liu W X, Yang Z Q, Zhang Z C, Lan F, Shi Z J, Liang Z, Liu S G 2008 *J. Infrared Millim. Waves* **27** 152 (in Chinese) [刘文鑫, 杨梓强, 张祖存, 兰峰, 史宗君, 梁正, 刘盛纲 2008 红外与毫米波学报 **27** 152]

High frequency characteristics of dielectric-loaded grating for terahertz Smith-Purcell radiation*

Cao Miao-Miao¹⁾²⁾ Liu Wen-Xin^{1)†} Wang Yong¹⁾ Zhu Jue-Yuan¹⁾²⁾ Li Ke¹⁾²⁾

1) (Key Laboratory of High Power Microwave Sources and Technologies, Institute of Electronics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

2) (University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

(Received 12 August 2015; revised manuscript received 12 September 2015)

Abstract

The research on a Smith-Purcell device becomes active since it holds promise in developing a high power, tunable, and compact terahertz radiation source. In this paper, a dielectric loaded grating for Smith-Purcell device is proposed. By investigating the interaction between the sheet electron beam and surface wave above the grating, the dispersion equation with electron beam is derived, in which the electron beam has a finite thickness. And then the growth rate of the beam-wave interaction is numerically calculated from the dispersion equation. In addition, the current threshold for oscillators, known as a start current, is carefully estimated from the dispersion equation by considering the boundary conditions of electromagnetic field. The effects of structure length, electron beam parameters and dielectric constant on start current are analyzed at length. The results reveal that the start current decreases as the structure length increases. This is because as the structure length becomes greater, the distance of the beam-wave interaction becomes longer, which can strengthen the beam-wave interaction. And with increasing beam thickness and beam-grating distance, the start current increases. Because the electric field of the surface wave decreases exponentially with the increase of distance from the grating, the electron beam far from the grating cannot be bunched by the field, which makes it harder for Smith-Purcell device to oscillate. However, as the beam voltage becomes greater, the start current decreases first quickly and then slightly. Compared with the case of metal grating, it can be seen that the use of dielectric can improve the growth rate and reduce the start current for the operation of a Smith-Purcell backward wave oscillator. The start current decreases quickly when the dielectric constant is greater than 1. Then it increases slightly when dielectric constant is between 2 and 3, and finally the start current continues to decrease. But it cannot be helpful to choose a very big value of dielectric in order to obtain a low start current, because the operation frequency decreases as dielectric constant increases. It is more appropriate to choose a dielectric constant in a required frequency range. The predictions of our theory and the results from the particle-in-cell simulation are consistent with each other, which verifies the validity and accuracy of the theory in this paper.

Keywords: dielectric loaded grating, dispersion equation, growth rate, start current

PACS: 41.60.Cr, 52.59.Rz, 07.57.Hm

DOI: 10.7498/aps.65.014101

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10905032, 11275004), the National High Technology Research and Development Program of China (Grant No. 2012AA8122007A), and the Main Direction Program of Knowledge Innovation of Chinese Academy of Sciences (Grant No. YYYJ-1123-5).

† Corresponding author. E-mail: lwenzin@mail.ie.ac.cn