

基于相位再同步技术的 W 波段高效率分布作用振荡器的研究

王自成^{1*}, 尚新文¹, 曹林林^{1,2}, 唐伯俊¹, 肖 刘¹

(1. 中国科学院空天信息创新研究院高功率微波源与技术国防重点实验室, 北京 101400;
2. 中国科学院大学 电子电气与通信工程学院, 北京 100039)

摘要:对基于 12 个周期的交错双排矩形波导慢波结构(staggered double rectangular waveguide slow wave structure, 简记为 SDRWSWS)的单谐振腔 94.5GHz 分布作用振荡器(extended interaction oscillator, EIO)进行了计算机模拟,给出了通过计算机模拟确定谐振腔结构参数及电子注参数的方法和步骤。提出了“相位再同步”的高效率方法,将谐振腔中从电子注输入端数起的第 5~6 个周期的慢波结构的周期降低到原来的 90% 左右,改变了谐振腔中轴向电场强度的分布,使轴向电场强度在远离输出口一端相对降低,而在靠近输出口一端相对升高,有助于电子注的调制随着电子注的行进而加强;同时,使在靠近输出口一端的轴向电场强度的相位增大了 51.6°,从而与电子注的空间电荷波的相位保持同步并从电子注提取更多能量。计算机模拟结果证实,采用该技术的分布作用振荡器的功率和电子效率都得到显著提高,改善最大的数值是原来的 2 倍以上。

关键词:分布作用振荡器;相位再同步技术;交错双排矩形波导慢波结构;电子效率
中图分类号: TN128 **文献标识码:** A

Investigation on a W-band high efficiency extended interaction oscillator based on phase re-synchronization technology

WANG Zi-Cheng^{1*}, SHANG Xin-Wen¹, CAO Lin-Lin^{1,2}, TANG Bo-Jun¹, XIAO Liu¹

(1. Key Laboratory of Science and Technology on High Power Microwave Sources and Technologies, Aerospace Information Research Institute, Chinese Academy of Sciences, Beijing 101400, China;
2. School of Electric, Electrical and Communication Engineering, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100039, China)

Abstract: An extended interaction oscillator(EIO) based on a single cavity composed of 12 periods of staggered double rectangular waveguide slow wave structure (SDRWSWS) is modeled and calculated on computer, those methods and steps for determining the structural parameters and the beam parameters are given. A new method called “phase re-synchronization technology” is proposed to improve electron efficiency of EIO, the method is to decrease the periods of the fifth and sixth periods of SDRWSWS counted from the entrance of the beam by 10%, so that the magnitude of the z component of electric field intensity becomes weaker in the segment which is far from the output port, but becomes stronger in the segment which is near from the output port, and such an E_z distribution is in favor of good bunching in the beam as the beam is proceeding. On the other hand, the phase of the z component of electric field intensity increases about 51.6° between the 7 to 12 periods, so that the electric field maintains synchronization with the space electric charge wave in the beam and abstracts more kinetic energy from the beam. Computer simulation results show that both power and electron efficien-

cy become higher conspicuously, the maximum improved values are over double of unimproved ones.

Key words: extended interaction oscillator, phase re-synchronization technology, staggered double rectangular waveguide slow wave structure, electron efficiency

PACS: 41. 20. Jb, 42. 25. Bs, 42. 25. Gy

引言

速调管是一种窄频带、大功率真空电子器件, 将速调管中的单间隙谐振腔改为多间隙谐振腔后, 发展出了分布作用速调管(extended interaction klystron, EIK)。在向高频段发展的过程中, EIK继承了普通速调管的高功率特性, 同时实现了较小的体积, 与行波管(traveling wave tube, TWT)、返波管(backward wave tube, BWT)并列为三种有前途的小型化太赫兹电真空器件^[1], 在雷达、电子对抗、气象监测及空间对地观测等领域有广阔应用前景。Canada CPI 公司是 EIK 研究开发的领导者, 其 220 GHz EIK 的功率已经达到 $6 \text{ W}^{[2-3]}$ 。近年来, 该公司又将研究开发工作向更高频段拓展, 报道了对 0. 67 THz、0. 85 THz 和 1. 03 THz 的 EIK 的计算机模拟研究^[4]及所需梯形慢波结构的制造方法研究^[5]。后来又报道了对 5W 187 GHz 的 EIK, 5W 264 GHz 连续波 EIO 和 20 W 264 GHz 脉冲 EIK 的研究, 其中 5 W 264 GHz 连续波 EIO 面向核磁共振谱仪(NMR spectroscopy)的动态核极化(Dynamic Nuclear Polarization)增强应用, 而 20W 264 GHz 脉冲 EIK 面向雷达应用^[6-7]。在国内, 电子科技大学对 12. 9 GHz 128 kW 的 EIO^[8]、0. 22 THz 44 W 的 EIO^[9]和 94. 5 GHz 8 kW 的带状注 EIK 进行了计算机模拟^[10], 中国工程物理研究院应用电子学研究所报道了对 94. 95 GHz 374 W 的 EIK 的计算机模拟^[11], 中国科学院电子学研究所报道了对 Ka 波段 3 kW EIK、94. 5 GHz 带状注 EIK 和 95 GHz 100 W 的 EIK 的计算机模拟^[12-14]。

EIK 继承了普通速调管的高效率特性, 但 EIK 的电子效率还是要低一些。例如, 医用加速器用 S 波段速调管已经实现了 45% 的电子效率^[15], 电子对撞机用大功率速调管也实现了接近 70% 的电子效率^[16]。但 EIK 和 EIO 的电子效率远没有达到这样的水平, 且呈现出随着频率的升高而下降的明显趋势。就计算机模拟预测值来看, EIK 的电子效率在 ka 波段约为 20%^[13], 94. 5 GHz 约为 6% ~ 10%^[14, 11], 而在 263 GHz 时下降到约 2%。EIO 的电子效率在 12. 9 GHz 时高达 37. 93%^[8], 而在 225GHz 时下降到约 3%。可见, 如何提高电子效率是限制太赫兹 EIK

和 EIO 的功率的主要因素。本文将详细报道一种提高单谐振腔的 94. 5 GHz EIO 的电子效率的有效方法, 我们称之为相位再同步法。

1 谐振腔的等效电路参数计算及结构参数确定

SDRWSWS 可以看成是从矩形波导的上下两面沿着原来的 E 方向交错地插入两排板状金属栅而构成, 插入的深度为矩形波导窄边的一半, 两排金属栅之间存在半个周期的位错。实际的 SDRWSWS 是由金属外套所包围的一系列周期性空腔, 单个周期的 SDRWSWS 的真空部分如图 1(a)所示, 其中, a 为 SDRWSWS 结构的波导宽边边长, b 为 SDRWSWS 结构中的板状金属栅的插入深度, p 为 SDRWSWS 结构的周期, t 为 SDRWSWS 结构中所插入的板状金属栅的厚度, r 为 SDRWSWS 结构的电子注通道半径。众所周知, 太赫兹行波管和太赫兹返波管面临的主要困难是慢波结构的尺寸太小, 以至加工制造十分困难。现有的研究表明, SDRWSWS 是一种较适合应用到太赫兹行波管和太赫兹返波管的慢波结构^[17-21], 在同一工作频率下, SDRWSWS 的结构尺寸比折叠波导慢波结构要大 10% 左右, 且可以采用线切割方法为 SDRWSWS 制造电子注通道, 制造工艺比折叠波导慢波结构简单。本文研究的 EIO 选用 SDRWSWS 构成谐振腔。对于包括 SDRWSWS 在内的任何形式的周期慢波结构, 都可以截取其中的 N 个周期以构造 EIK 或 EIO 的谐振腔。本文研究的 94. 5 GHz EIO 由 12 个均匀周期的 SDRWSWS 构成的谐振腔及从其一端引出的矩形波导口组成。

如果 EIO 的结构参数是已知的, 就可以直接用粒子模拟方法(particle in cells, PIC)计算 EIO 的高频性能。但 EIO 的结构参数不是已知的, 需要通过谐振频率 f 和工作电压 V 选定结构参数。可以先为谐振腔预设一组确定的结构参数, 通过计算机模拟可以获得谐振腔此时的谐振频率 f , 并且可以提取该频率的电场分布, 进而计算电磁场的相速、群速、耦合阻抗和 Q 值等参数, 从中又可以推算出 EIO 的预测工作电压 V 。

如果 EIO 的目标工作频率为 f_0 , 目标工作电压

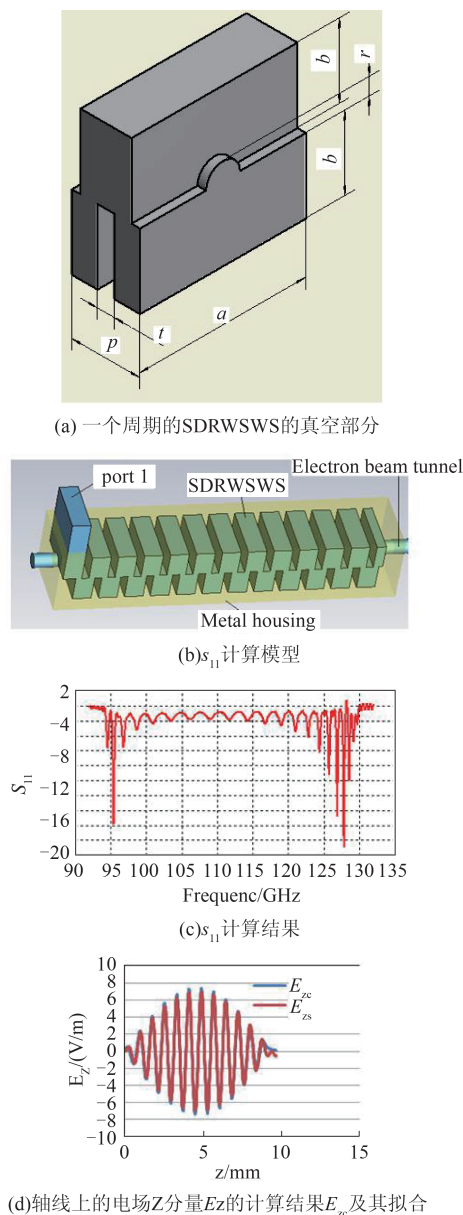


图1 基于12个周期的SDRWSWS的单谐振腔EIO的 s_{11} 计算模型及相关计算结果

Fig.1 Model for calculating s_{11} of a single cavity composed of 12 periods of SDRWSWS and calculated results (a) a period of SDRWSWS, (b) model for calculating s_{11} , (c) calculated s_{11} ; (d) the calculated results E_{zc} of the z component of electric field intensity at the z-axis and the fitness E_{zs}

为 V_0 ,则可以通过如下步骤确定谐振腔的结构参数。首先,通过计算机模拟计算EIO的预测工作频率 f ,用 f_0/f 作为比例系数,将结构参数更新,并再次计算 f ,直到满足要求为止。然后,以更新过的结构参数为基础,通过计算机模拟计算EIO的预测工作电压 V ,用 $(V_0/V)^{1/2}$ 作为比例系数,将周期 p 更新,并再次计算 V ,直到满足要求为止。

计算EIO的谐振腔的预测工作频率 f 和预测工作电压 V 的计算机模拟方法就是计算其反射系数 s_{11} ,并从中提取所需的参数。用CST为12个均匀周期的谐振腔建立的计算 s_{11} 的模型如图1(b)所示,所需的初始结构参数如表1所示。用CST的Transient Solver模块计算该模型的反射系数 s_{11} ,结果如图1(c)所示。可见 s_{11} 存在21个极小值频率点,用 $f_{\min}(n)$ 代表这些频率,其中 n 是相应于 s_{11} 的第 n 个极小值的序号,其中前5个频率点如表2所示。从计算经验看, n 的取值范围一般为 $1 \sim 2N-1$,其中 N 为谐振腔的周期数,但目前尚不能从理论上进行证明。在本文的情况下,由于处于高频端的第 $2N-1$ 个和第 $2N-2$ 个 s_{11} 极小值频率点缺失, n 的取值范围为 $1 \sim 2N-3$,共计21个。下面介绍根据 $f_{\min}(n)$ 及其相应的轴向电场分布计算 f 和 V 的方法和步骤。

表1 SDRWSWS的慢波结构参数

Table 1 Structural parameters of SDRWSWS

a/mm	b/mm	p/mm	t/mm	r/mm
1.8	0.8	0.8	0.24	0.22

表2 均匀周期谐振腔的 s_{11} 的极小值频率的计算结果

Table 2 Calculated frequencies according to the minimums of s_{11} of even period resonant cavity

n	1	2	3	4	5
$f_{\min}(n)/\text{GHz}$	94.55	95.4	96.79	98.66	100.89

s_{11} 的计算模型中,在频率 $f_{\min}(1)$ 设置电场监视器(field monitors),则可以从中提取频率为 $f_{\min}(1)$ 的电场在谐振腔的轴线上的分布 E_{zc} ,结果如图1(d)所示。通过分析,可以用如下公式对 E_{zc} 进行拟合:

$$E_{zs} = E_{z+} + E_{z-} = E_0 [\cos(\beta_+ z) - \cos(\beta_- z)] \quad (1)$$

式(1)中, E_0 为谐振腔的轴线上的电场的 z 分量的幅度,且 $\beta_+(n)$ 和 $\beta_-(n)$ 满足:

$$\beta_{\pm}(n) = \frac{2\pi \pm \frac{(n + \delta_n)\pi}{N}}{p} \quad (2)$$

式(2)中, $\beta_+(n)$ 和 $\beta_-(n)$ 分别是正向空间谐波分量和反向空间谐波分量的波数, p 是SDRWSWS的周期, N 是谐振腔中的周期数, n 是相应于 s_{11} 的第 n 个极小值的序号。特别地,计算表明式(2)中的 δ_n 一般是一个在区间 $[0, 1]$ 内的数值。通过求解如下代价函数的极小值问题,可以计算 E_0 和 δ_n 的最佳取值:

$$C(E_0, \delta_n) = \int_0^L (E_{zs} - E_{zc})^2 dz \quad (3)$$

式(3)中, $C(E_0, \delta_n)$ 是一个以 E_0 和 δ_n 为参变量的泛函, L 是谐振腔的总长度。对于相应于频率 $f_{\min}(1)$ 的情况, 用数值计算方法求解 $C(E_0, \delta_n)$ 最小值问题, 得到如下结果: $E_0 = 7 \times 10^4$ V/m, $\delta_n = 0$ 。用式(1)计算的 E_{zs} 也如图 1(d) 所示, 可见 E_{zs} 与 E_{zc} 的拟合程度相当好。

另外, 根据微波谐振腔的一般理论, EIO 的谐振腔具有任何谐振腔的共性, 即存在一序列谐振频率 $f_r(n)$, 这些谐振模式的波数满足:

$$\beta_{r \pm}(n) = \frac{2\pi \pm \frac{n\pi}{N}}{p}, \quad (4)$$

假设谐振腔的频率 $f(\beta)$ 是一个以波数 β 为自变量的连续函数, 且 $f_r(n)$ 在 $f_{\min}(n)$ 附近, 则它们之间存在如下的插值公式:

$$\frac{f_{\min}(n+1) - f_{\min}(n)}{\beta_{\pm}(n+1) - \beta_{\pm}(n)} = \frac{f_r(n) - f_{\min}(n)}{\beta_{r \pm}(n) - \beta_{\pm}(n)}$$

整理得:

$$f_r(n) = f_{\min}(n) - \delta_n (f_{\min}(n+1) - f_{\min}(n)) \quad (5)$$

上文已经获得了 $f_{\min}(n)$ 和 δ_n , 所以通过式(5)可以计算 EIO 的谐振腔谐振频率 $f_r(n)$ 。其中, $f_r(1)$ 为基模频率。当 EIO 工作在第 n 个谐振模式时, EIO 的预测工作频率 f 等于 $f_r(n)$ 。到此, 可以用如下定义进一步计算电磁波的相速:

$$v_{p \pm}(n) = \frac{2\pi f_r(n)}{\beta_{r \pm}(n)}, \quad (6)$$

式(6)中, $v_{p+}(n)$ 和 $v_{p-}(n)$ 分别是第 n 个谐振模式的正向空间谐波分量和反向空间谐波分量的相速。接着, 可以用下式计算所需电子注的同步电压:

$$V_{0 \pm}(n) = \frac{m v_{p \pm}^2(n)}{2e}, \quad (7)$$

式(7)中, m, e 分别为电子质量和电子电荷, $V_{p+}(n)$ 和 $V_{p-}(n)$ 分别是第 n 个谐振模式的正向空间谐波分量和反向空间谐波分量所需电子注的同步电压。通过计算得出: $V_{p+}(1) = 14.25$ kV, $V_{p-}(1) = 16.84$ kV。

利用表 2 中的数据, 通过式(4)和式(5), 得出均匀周期谐振腔的色散曲线, 如图(2)所示。图中同时给出了 19kV 的电子注线, 电子注线与色散曲线的交点频率为 95.11GHz, 该频率处于 $f_r(1)$ 和 $f_r(2)$ 之间。

2 均匀周期振荡器的互作用计算

用 CST 为基于 12 个均匀周期的 SDRWSWS 的 EIO 建立 PIC 模型, 如图 3(a) 所示, 结构参数仍如表

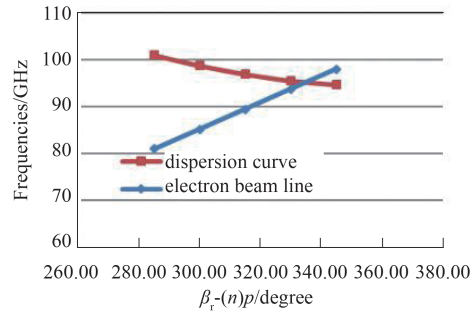


图2 均匀周期谐振腔的色散曲线和 19 kV 电子注线

Fig. 2 Dispersion curve of even period resonant cavity and 19 kV electron beam line

1 所示。设电子注电压 V_0 为 19 kV, 电子注电流 I_0 为 300 mA。模型的慢波结构部分被包围在导电率为 5.96×10^7 S/m 的铜材料内, 以考虑相互作用的欧姆损耗。计算所得的归一化输出电压信号 v_0 如图 3(b) 所示, 从中可以读取其最大值 $v_{0\max}$ 为 23.9 V, 据此可以用如下两式计算功率和效率:

$$P_0 = \frac{v_{0\max}^2}{2}, \quad (9)$$

$$\eta = \frac{P_0}{V_0 I_0}, \quad (10)$$

其中 P_0 为功率, η 为电子效率。 v_0 的快速傅里叶变换 (FFT) 如图 3(c) 所示, 其极大值所对应的频率点正是相互作用计算所预测的工作频率, 从图中可读取其值为 94.585 GHz, 与上文计算 s_{11} 所获得的 $f_r(1)$ 相比仅有 0.035 GHz 的差异, 这说明振荡器果然在基模频率附近起振。由于 19 kV 的电子注线与色散曲线的交点频率处于 $f_r(1)$ 和 $f_r(2)$ 之间, 说明该电子注与 $f_r(2)$ 也存在一定程度的同步, 所以实际起振频率偏离 $f_r(1)$, 而向着 $f_r(2)$ 移动。

保持电子注电流 I_0 为 300 mA 不变, 而将电子注电压 V_0 重新设置为 16.9 kV, 17.2 kV, 17.4 kV, 18.4 kV, 18.7 kV, 19.3 kV, 19.6 kV, 19.9 kV, 20.2 kV, 20.5 kV 和 21 kV, 共进行了 12 次计算。其中, 在 16.9 kV 时, EIO 已经不再起振, 该电压与上文计算获得的 $V_{p-}(1)$ 仅相差 60 V, 相对误差仅为 3.5%。对于其余电子注电压, EIO 皆能起振。这个结果表明, EIO 的注波相互作用满足与行波管一样的相速同步的原理。即当电子注电压大于并接近同步电压时, 电子注中的电子速度大于并接近电磁波的相速, 电子注与电磁波发生强烈相互作用, 电子注中电子速度减小, 电子的动能转化为电磁波的电磁能, 使电磁波得到放大; 而当电子注电压小于并接

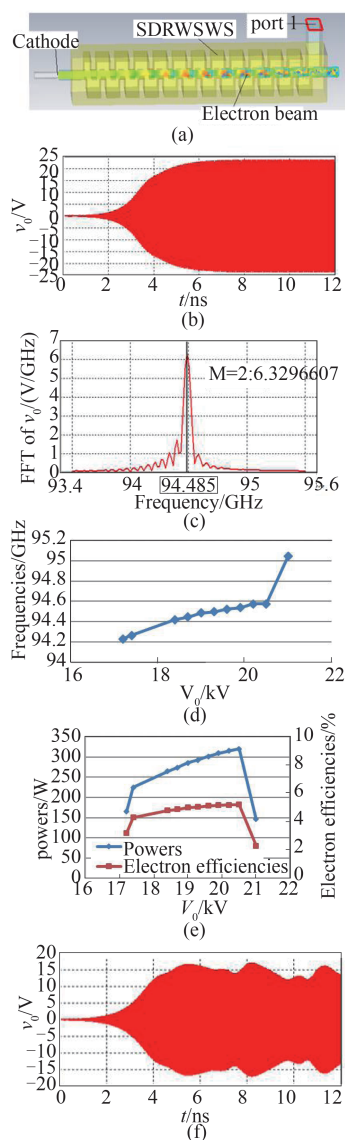


图3 电子注电压对均匀周期EIO相互作用的影响 (a)基于12个均匀周期的SDRWSWS的单谐振腔EIO的PIC计算模型, (b)在19 kV, 300 mA的电子注下的归一化输出电压, (c)在19 kV, 300 mA的电子注下的归一化输出电压信号的傅里叶变换, (d)电子注电压—频率曲线, (e)电子注电压—功率曲线和电子注电压—电子效率曲线, (f)在21 kV, 300 mA的电子注下的归一化输出电压

Fig. 3 Affects on even period EIO of beam voltage (a) PIC model for a single cavity EIO based on 12 periods of even SDRWSWS, (b) normalized output voltage under a 19 kV, 300 mA beam, (c) FFT of normalized output voltage under a 19 kV, 300 mA beam, (d) curve of frequencies vs beam voltage, (e) curve of powers vs beam voltage and electron efficiencies vs beam voltage, (f) normalized output voltage under a 21 kV, 300 mA beam

近同步电压时,电子注中的电子速度小于并接近电磁波的相速,电子注与电磁波仍然能发生强烈互作

用,但此时能量转化方向相反,电磁波的电磁能转化为电子注中电子的动能,电磁波被衰减,电子被加速。此外,由于能够起振的电子注电压更接近 $V_{p-}(1)$,说明EIO的谐振腔中虽然同时存在正向空间谐波分量和反向空间谐波分量,但能与电子注发生有效相互作用的只是反向空间谐波分量。

用上述步骤可以计算起振频率、功率和电子效率。其中,电子注电压—频率曲线如图3(d)所示,电子注电压—功率曲线和电子注电压—电子效率曲线如图3(e)所示。从图3(d)可知,当电子注电压在16.9~20.5 kV之间升高时,起振频率随之连续地升高,说明振荡器具有一定的电压调谐能力,总的电压调谐带宽达到346 MHz。而当电子注电压从20.5 kV变化到21 kV之间变化时,起振频率从94.576 GHz变化到95.043 GHz,频率变化幅度达到467 MHz,说明起振频率在这两个电子注电压之间发生了跳变。而且,当电子注电压高到21 kV时,95.043 GHz的起振频率与谐振腔的 $f_r(2)$ ($f_r(2)=95.4$ GHz)更为接近,说明EIO的慢波结构已经工作到二次模。从图3(e)可知,当电子注电压在16.9~20.5 kV之间变化时,功率和效率均随电压的升高而升高,而当电子注电压从20.5 kV变化到21 kV之间时,功率和效率都急剧下降。电子注电压为21 kV时的归一化电压信号如图3(f)所示,其饱和区的振幅具有较大的起伏,用其最大振幅计算的功率也仅为146 W,与在其他电子注下的功率相比有较大落差,说明振荡器虽然可以工作在二次模上,但功率大幅下降,还因与基模的模式竞争而造成起伏。

当电子注电流不变时,电子注电压对EIO的起振频率的调谐作用可以这样解释:EIO的起振频率由 $f_r(1)$, $f_r(2)$, $V_{p-}(1)$ 和 $V_{p-}(2)$ 共同决定。当电子注电压 V_0 增大时, $V_0-V_{p-}(1)$ 增加,同时 $V_{p-}(2)-V_0$ 减小,说明电子注与 $f_r(1)$ 的“相速同步”相对地变差,而与 $f_r(2)$ 的“相速同步”相对地变好,因此起振频率向着 $f_r(2)$ 变动,也就是增大。

现保持电子注电压 V_0 为18.7 kV不变,而将电子注电流 I_0 重新设置为80 mA, 100 mA, 150 mA, 200 mA, 250 mA, 300 mA, 500 mA, 800 mA和1 A,又进行了9次计算。其中,在电子注电流为80 mA时,EIO已经不再起振。对于其余电子注电流,EIO皆能起振,说明EIO的起振电流在80 mA和100 mA之间。对于这里的每一次计算,都可以获取类似于图3(b)的归一化电压,从其中可以进一步计算输出

功率和电子效率;计算归一化电压的快速傅立叶变换,可以得到类似图3(c)的频谱,从其中可以读取起振频率。略去中间步骤,最后所获得的电子注电流—频率曲线如图4(a)所示,电子注电流—功率曲线和电子注电流—电子效率曲线如图4(b)所示。从图4(a)可知,当电子注电流在100 mA~1A之间变化时,振荡器的起振频率随着电子注电流的升高而连续地降低,说明振荡器具有一定的电流调谐能力,总的电流调谐带宽达到188 MHz。从图4(b)可知,当电子注电流在100~200 mA之间升高时,功率随之急剧升高,当电子注电流在200 mA~1 A之间升高时,功率随之缓慢升高,但上升速率减慢。相应地,当电子注电流在100~200 mA之间升高时,电子效率随之急剧升高,当电子注电流达到200 mA,电子效率达到最大值。当电子注电流在200~500 mA之间升高时,电子效率随之急剧下降,并在电子注电流为500 mA时达到一个极小值。当电子注电流在500 mA~1 A之间升高时,电子效率随之缓慢升高。

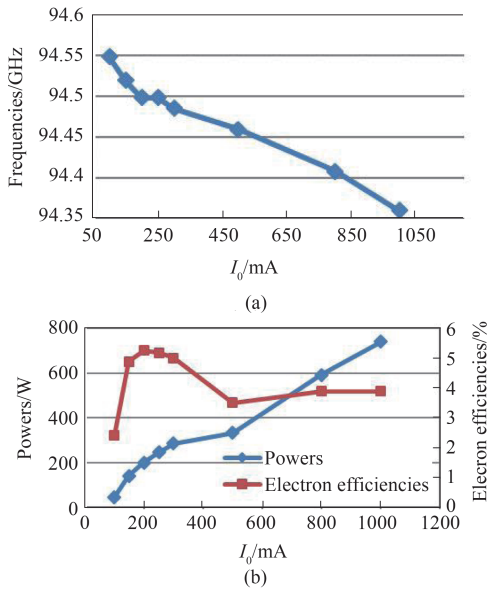


图4 电子注电流对均匀周期EIO相互作用的影响 (a)电子注电流—频率曲线,(b)电子注电流—功率曲线和电子注电流—电子效率曲线

Fig. 4 Affects on even period EIO of beam current (a) curve of frequencies vs beam current, (b) curve of powers vs beam current and electron efficiencies vs beam voltage

当电子注电压不变时,电子注电流对EIO的起振频率的调谐作用一般这样解释:EIO的谐振频率 $f_r(1)$ 、 $f_r(2)$ 会受到电子注的微扰的影响。电子注的加

入相当于减小了电子注通道中的真空部分的体积,相当于电子注半径 r 有所减小,且电子注电流越大,这种效应越强。而在SDRWSWS中, r 的减小会导致 $f_r(1)$ 、 $f_r(2)$ 向较低的频率移动。

3 非均匀周期振荡器的相互作用计算

为了提高EIO的电子效率,将谐振腔中从电子注的入口数起的第5、第6个周期的慢波结构的周期降低到原来的90%左右,而其余结构参数保持不变。然后,沿用上文的方法计算这种非均匀周期的EIO的相互作用。

首先,保持电子注电流 I_0 为300 mA不变,而将电子注电压 V_0 设置为16.5 kV, 17 kV, 17.5 kV, 18 kV, 18.5 kV, 19 kV, 19.5 kV, 20 kV和20.5 kV,共进行了9次计算。其中,电子注电压在16.5 kV时,EIO已经不再起振。对于其余电子注电压,EIO皆能起振。同样用上文的步骤计算起振频率、功率和电子效率。如图5(a)所示的两条电子注电压—频率曲线分别属于均匀周期EIO和非均匀周期EIO,可见两者的变化趋势大体一致,但后者的起振频率相较前者整体上向高频移动了319~851 MHz。另外,均匀周期EIO的电压调谐带宽346 MHz,而非均匀周期EIO的电压调谐带宽321 MHz。两者都存在振荡模式的跳变,前者的跳变电子注电压在20.5~21 kV之间,而后者的跳变电子注电压在17~19.5 kV之间。两者的电子注电压—功率曲线和电子注电压—电子效率曲线分别如图5(b)和如图5(c)所示。从图5(b)和图5(c)可知,两者的功率和效率随着电子注电压的升高而呈现大致相似的变化趋势,但后者的功率和效率与前者相较有大幅提高。特别地,对应于最佳电子效率的电子注电压有所下降。

然后,保持电子注电压 V_0 为18.5 kV不变,而将电子注电流 I_0 重新设置为120 mA, 150 mA, 200 mA, 300 mA, 400 mA, 500 mA, 600 mA, 800 mA, 1 A和1.2 A,又进行了10次计算。其中,在电子注电流为120 mA时,EIO已经不再起振。对于其余电子注电流,EIO皆能起振,说明EIO的起振电流在120 mA和150 mA之间。用上述步骤可以计算起振频率、功率和电子效率。均匀周期EIO和非均匀周期EIO的电子注电流—频率曲线、电子注电流—功率曲线和电子注电流—电子效率曲线分别如图5(d)、4(e)和4(f)所示。另外,从图5(d)可知,当电子注电流在150 mA~1.2 A之间升高时,起振频率

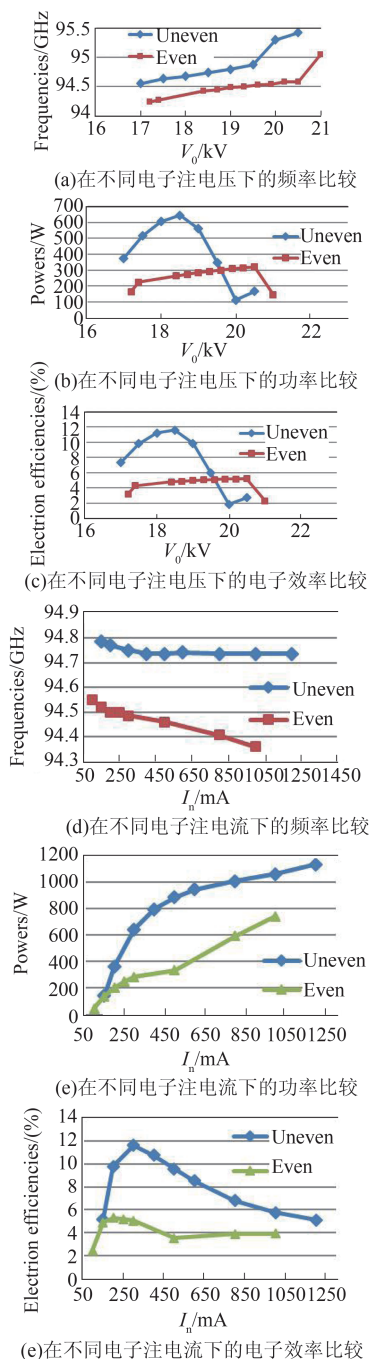


图5 均匀周期EIO和非均匀周期EIO在不同电子注参数下的性能比较 (a) 在不同电子注电压下的频率比较, (b) 在不同电子注电压下的功率比较, (c) 在不同电子注电压下的电子效率比较, (d) 在不同电子注电流下的频率比较, (e) 在不同电子注电流下的功率比较, (f) 在不同电子注电流下的电子效率比较

Fig. 5 Compared performances of even period EIO and uneven period EIO (a) Frequencies of even period EIO and uneven period EIO under varied beam voltage, (b) powers of even period EIO and uneven period EIO under varied beam voltage, (c) electron efficiencies of even period EIO and uneven period EIO under varied beam voltage, (d) Frequencies of even period EIO and uneven period EIO under varied beam current, (e) powers of even period EIO and uneven period EIO under varied beam current, (f) electron efficiencies of even period EIO and uneven period EIO under varied beam current

随之连续地降低,说明非均匀周期EIO保持了一定的电流调谐能力,但总的电流调谐带宽为50 MHz,仅为均匀周期EIO电流调谐带宽的1/3。从图5(e)和图5(f)可知,与均匀周期EIO相比,非均匀周期EIO的电子注电流—功率曲线和电子注电流—电子效率曲线具有大体一致的变化趋势,最大的区别在于功率和效率均得到大幅提高,且与最大效率对应的电子注电流从200 mA提高到了300 mA。

还对一些其他构型的非均匀周期EIO的注波互作用进行了计算,简单介绍计算结果如下:

(1)将谐振腔中从电子注的入口数起的第5、第6个周期的慢波结构的周期降低到原来的90%左右的同时,将谐振腔中从电子注的入口数起的第3、第4个周期的慢波结构的周期降低到原来的98%左右,而其余结构参数保持不变,计算所得的EIO的功率和电子效率进一步提高,提高幅度约3%。

(2)将谐振腔中从电子注的入口数起的第6、第7个周期的慢波结构的周期降低到原来的90%左右,而其余结构参数保持不变,计算所得的EIO的功率和电子效率有所提高,但提高的程度不如第5、第6个周期的慢波结构的周期降低的情况。

(3)如下多种构型的EIO的功率和电子效率的计算结果都会降低:将谐振腔中从电子注的入口数起的第7、第8个周期的慢波结构的周期降低到原来的90%左右,而其余结构参数保持不变;将谐振腔中从电子注的入口数起的第9、第10个周期的慢波结构的周期降低到原来的90%左右,而其余结构参数保持不变;将谐振腔中从电子注的入口数起的第11、第12个周期的慢波结构的周期降低到原来的90%左右,而其余结构参数保持不变;将谐振腔中从电子注的入口数起的第1、第2个周期的慢波结构的周期降低到原来的90%左右,而其余结构参数保持不变。

在已经计算过的方案中,本文报道的方案接近为最优方案。

4 讨论

为了分析非均匀周期EIO的电子效率能够大幅提高提高的原因,比照对均匀周期谐振腔的 s_{11} 的计算,也对非均匀周期谐振腔的 s_{11} 进行了计算,其结果如图6(a)所示,图中还对比地画出了均匀周期谐振腔的 s_{11} 的计算结果。可见 s_{11} 存在如表3中列出的多个极小值频率点,用 $f_{\text{imin}}(n)$ 代表这些频率,其中 n 是相应于 s_{11} 的第 n 个极小值的序数。

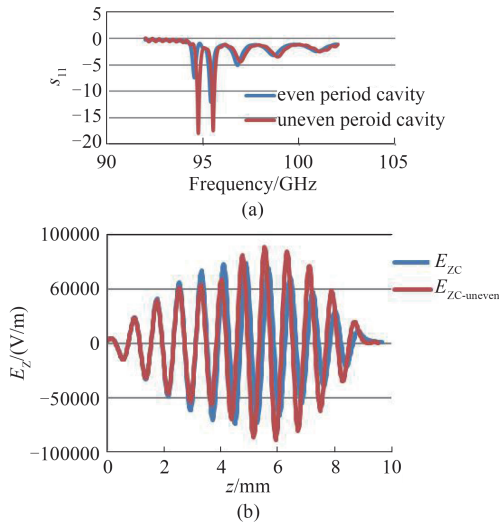


图6 均匀周期谐振腔和非均匀周期谐振腔的 s_{11} 及轴线上电场 z 分量 E_z 比较 (a) s_{11} 计算结果比较, (b) 轴线上电场 z 分量 E_z 的比较

Fig. 6 Calculated results of the even period cavity compared with of the uneven period cavity (a) calculated s_{11} of the even period cavity compared with calculated s_{11} of the uneven period cavity, (b) calculated result E_{zc} of E_z in the even period cavity compared with calculated result $E_{zc-uneven}$ of E_z in the uneven period cavity

表3 非均匀周期谐振腔的 s_{11} 的极小值频率的计算结果

Table 3 calculated frequencies according to the minimums of s_{11} of uneven period resonant cavity

n	1	2	3	4	5
$f_{1\min}(n)/\text{GHz}$	94.76	95.53	96.95	98.88	101.06

从 s_{11} 计算过程中保留的场监视器中,分别提取均匀周期谐振腔在频率 $f_{\min}(1)$ 的在轴线上电场分量 E_{zc} 和非均匀周期谐振腔在频率 $f_{\min}(1)$ 的在轴线上电场分量 $E_{zc-uneven}$,同时在如图6(b)中画出。比较两者可知,均匀周期谐振腔的电场以第6、第7周期分界面为反对称面,而非均匀周期谐振腔的电场不再具有这一对称性, $E_{zc-uneven}$ 的幅度在原来的反对称面之前减小了,而在原来的反对称面之后却增加了。另外, $E_{zc-uneven}$ 的相位在谐振腔的后半部分增加了。

进一步分析发现,仍然可以如下的分段函数对 $E_{zc-uneven}$ 进行拟合:

$$E_{zs}(i) = E_{z+} + E_{z-} = E_i [\cos(\beta_{i+}z + \theta_i) - \cos(\beta_{i-}z + \theta_i)] \quad (10)$$

式(10)中, i 取1,2和3,分别代表谐振腔中的第1~4周期,第5~6周期和第7~12周期, E_i 和 θ_i 分别是谐振

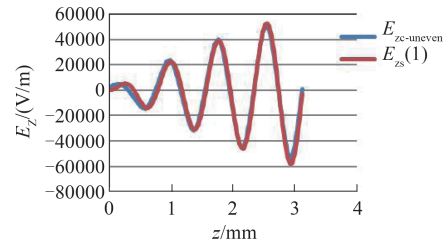
腔中相应部分的轴线上电场的幅度和相位,同时是拟合所需的参变数。

式(10)中, $\beta_{i+}(n)$ 和 $\beta_{i-}(n)$ 满足下面的式(11):

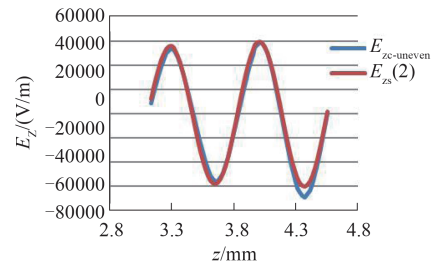
$$\beta_{i\pm}(n) = \frac{2\pi \pm \frac{n\pi}{N}}{p_i} \quad (11)$$

式(11)中, p_i 分别是谐振腔中相应部分的周期。

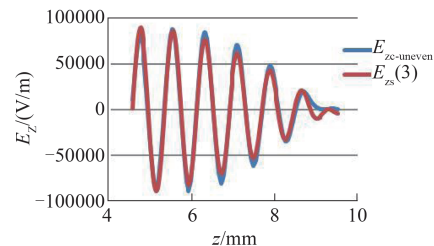
$E_{zc-uneven}$ 及式(10)的拟合曲线如图7(a-c)所示,可见 $E_{zc-uneven}$ 与拟合曲线符合得很好。拟合所获得的参变数的结果如下: $E_{1=7 \times 10^4}$ V/m, $\theta_1=0^\circ$; $E_{2=6 \times 10^4}$ V/m, $\theta_2=246^\circ$; $E_{3=9 \times 10^4}$ V/m, $\theta_3=51.6^\circ$ 。可见,在周期被改变的第5~6周期中,非均匀周期谐振腔的 $E_{zc-uneven}$ 的相位与均匀周期谐振腔的 E_{zc} 的相位相比增大了 246° ;而在随后的第7~12周期中,非均匀周



(a)在第1~4周期中的 $E_{zc-uneven}$ 与 $E_{zs}(1)$ 的对比



(b)在第5~6周期中的 $E_{zc-uneven}$ 与 $E_{zs}(2)$ 的对比



(c)在第7~12周期中的 $E_{zc-uneven}$ 与 $E_{zs}(3)$ 的对比

图7 均匀周期EIO和非均匀周期EIO的性能比较 (a)在第1~4周期中的 $E_{zc-uneven}$ 与 $E_{zs}(1)$ 的对比, (b)在第5~6周期中的 $E_{zc-uneven}$ 与 $E_{zs}(2)$ 的对比, (c)在第7~12周期中的 $E_{zc-uneven}$ 与 $E_{zs}(3)$ 的对比

Fig. 7 The calculated results E_{zc} of the z component of electric field intensity at the z -axis and the fitness $E_{zs}(i)$ (a) comparison between E_{zc} and $E_{zs}(1)$ within periods 1~4, (b) comparison between E_{zc} and $E_{zs}(2)$ within periods 5~6, (c) comparison between E_{zc} and $E_{zs}(3)$ within periods 7~12

期谐振腔的 $E_{zc\text{-uneven}}$ 的相位与均匀周期谐振腔的 E_{zc} 的相位相比增大了 51.6° 。

比照TWT的耦合阻抗的定义,定义均匀周期谐振腔及非均匀周期谐振腔中三个不同部分的耦合阻抗如下:

$$K_{ci} = \frac{E_i^2}{2\beta_{i\pm}^2 P_c}, \quad (12)$$

式(12)中, $i=0$ 代表均匀谐振腔, $i=1, 2$ 和 3 则代表非均匀谐振腔中的3个部分, P_c 为 0.5 W 。利用式(11)和式(12),计算可得: $K_{c0} = K_{c1} = 64.3 \Omega$, $K_{c2} = 47.3 \Omega$, $K_{c3} = 106 \Omega$ 。

同样可以下面的式(13)计算电磁波在非均匀周期谐振腔中各部分的相速:

$$v_{p\pm}^i(n) = \frac{2\pi f_{lr}(n)}{\beta_{i\pm}(n)} \approx \frac{2\pi f_{lmin}(n)}{\beta_{i\pm}(n)}. \quad (13)$$

将实际数据代入(13)和式(6),计算可知,与均匀周期谐振腔相比,虽然非均匀周期谐振腔在第5~6周期中的相速下降了约20%,非均匀周期谐振腔在第1~4周期和第7~12周期中的相速几乎没有改变。

综合这些情况,认为非均匀周期谐振腔的电子效率获得提高的原因如下:

(1)在行波管中存在一种“相速再同步”的高效率方法,其原理是将输出端口一端的慢波结构的周期适当缩短,因而降低这一部分慢波结构的相速,使之与平均速度降低了的电子注能够更好地同步,从而获得更好的效率。但在本文提出的基于12个周期的SDRWSWS的非均匀周期谐振腔中,与均匀谐振腔比较,虽然非均匀周期谐振腔在第5~6周期中的相速下降了约20%,而处于非均匀周期谐振腔输出端的第7~12周期的相速与处于电子注入口端的第1~4周期中的相速相比没有改变。这种相速改变构型与“相速再同步”的构型截然不同,因此“相速再同步”难以作出合理解释。

(2)按照速调管的小信号理论,谐振腔的 Q 值越大,意味着注波相互作用越好,电子效率越高。从 s_{11} 计算过程中保留的场监视器中分别提取均匀周期谐振腔在频率 $f_{min(1)}$ 的电磁场和非均匀周期谐振腔在 $f_{lmin(1)}$ 的电磁场,计算两者之 Q 值,结果分别为708和694,表明非均匀周期谐振腔的 Q 值反而有所减小,因此小信号理论不能解释这里的电子效率的提高。

(3)与均匀谐振腔比较,非均匀谐振腔中的第1~4周期中的耦合阻抗并无改变,虽然非均匀谐振

腔中的第5~6周期中的耦合阻抗降低了 17Ω , 但非均匀谐振腔中的第7~12周期中的耦合阻抗升高了 41.7Ω 。在非均匀周期谐振腔中,由于其后半部分的耦合阻抗更大,有助于电子注的调制状态越来越好,因此也有助于电子效率的提高。

(4)无论均匀周期谐振腔或非均匀周期谐振腔,在小信号条件下,电子注中的空间电荷波的相位在波的前进方向上是随前进距离而线性变化的,也就是没有畸变。在大信号条件下,由于注波互作用的幅相转换效应,电子注中的空间电荷波的相位畸变增大。因此,在均匀谐振腔中,在电子注通过第5周期后,电子注中的空间电荷波的相位畸变限制了电子注继续释放动能,EIO呈现饱和状态,也就限制了电子效率。而在非均匀周期谐振腔中,由于第7~12周期中的电场的相位增大 51.6° , 因而与相位发生畸变后的电子注中的空间电荷波继续保持相位同步,因此实现了更高的电子效率。根据这种分析,称这种高效率技术为“相位再同步”技术。

图8所示是均匀周期EIO和非均匀周期EIO在 300 mA , 18.7 kV 的电子注下的输出功率随时间的变化曲线。由图可见,在 4.2 ns 以前,非均匀周期EIO的功率比均匀周期EIO的功率要低,说明在输出功率为饱和输出功率的 -3 dB 或更小的小信号条件下,前者的相互作用效率比后者更低。因为这时电子注中的空间电荷波的相位并无畸变,因此与均匀周期谐振腔中的电磁波具有更好的相位同步。但在 4.2 ns 以后,非均匀周期EIO的功率赶上均匀周期EIO的功率,并以更快的速率上升,实现了功率的大幅提高,说明非均匀周期EIO对效率的提高是通过改善EIO的大信号性能实现的,与上文的分析一致。

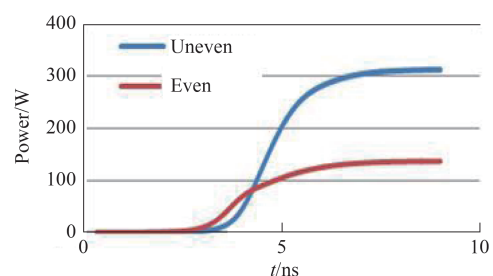


图8 非均匀周期EIO和均匀周期EIO的功率—时间曲线比较

Fig. 8 Calculated power vs time of even period EIO compared with of uneven period EIO under a 300 mA , 18.7 kV beam

5 结论

通过对基于12个周期的SDRWSWS的单谐振腔的94.5 GHz的EIO的计算,发现将谐振腔中从电子注入端数起的第5~6个周期的慢波结构的周期降低到原来的90%左右,可以大幅度提高EIO的功率和电子效率。分析表明,这种高效率技术改变了谐振腔中轴向电场强度的分布,在远离输出端的6个周期慢波结构内的轴向电场强度相对降低,耦合阻抗相应地有所降低,而靠近输出端的6个周期慢波结构内的轴向电场强度相对升高,耦合阻抗相应地有所升高,有助于电子注的调制随着电子注的行进而加强。同时,这种技术使靠近输出端的慢波结构的轴向电场强度的相位增大了 51.6° ,从而与电子注中的空间电荷波的相位继续保持同步,因此能够向电子注提取更多动能。两个效应均提高了电子效率和功率。因为该技术并不依赖于特定的慢波结构、特定的周期数以及特定的频带,可以预期该技术适用于任何周期数的任何慢波结构,也将适用于太赫兹EIO的设计与计算。

References

- [1] John H B, Richard J D, Colin D J, *et al.* Vacuum Electronic High Power Terahertz Sources[J]. *IEEE Trans. On Terahertz Science and Technology*, 2011, **1** (1): 54-75
- [2] Albert R, Dave B, Mark H, *et al.* Sub-millimeter waves from a compact, low voltage extended interaction klystron: proceedings 32th international conference on infrared millimeter and terahertz waves, 2007[C], Cardiff, UK: 1-3
- [3] Mark H, Albert R, Peter H, *et al.* A compact, high power, sub-millimeter-wave extended interaction klystron[C]. In Proceedings of 9th International Vacuum Electronics Conference, 2008, Monterey, USA: 297.
- [4] Richard D, Albert R, Peter H, *et al.* Fabrication techniques for a THz EIK[C]. In Proceedings of 11th International Vacuum Electronics Conference, Monterey, USA, 2010, 181-182.
- [5] Richard D, Albert R, Peter H, *et al.* Design and fabrication of terahertz extended interaction klystrons[C]. In Proceedings of 35th International Conference on Infrared Millimeter and Terahertz Waves, Rome, Italy, 2010, 1-3.
- [6] Peter H, Albert R, Richard D, *et al.* Compact Sources of high RF Power for DNP applications[C]. Proceedings of 17th International Vacuum Electronics Conference, Monterey, USA, 2014, 221-222.
- [7] Albert R, Mark H, Peter H, *et al.* Development of sub-millimeter high power compact EIKs for DNP and radar applications[C]. In Proceedings of 18th International Vacuum Electronics Conference, London, UK, 2017, ID62.
- [8] WU Zhen-Hua, ZHANG Kai-Chun, LIU Sheng-Gang. Simulation of Extended Interaction Oscillator[J]. *High Power Laser and Particle Beam* (吴振华, 张开春, 刘盛纲. 扩展相互作用谐振腔的模拟分析. *强激光与粒子束*), 2007, **19**, 03048304
- [9] Wu Z H, Zhang K C, Liu S G. Study of an extended interaction oscillator with a rectangular reentrance coupled-cavity in terahertz region[J]. *J Infrared Milli. Terahz Waves*, 2009, **30**: 308-318.
- [10] Zhu X F, Jin X L, Huang L L, *et al.* Study of a W-band sheet-beam extended interaction klystron[C]. In Proceedings of 16th International Vacuum Electronics Conference, Beijing, China, 2015, si0240.
- [11] Zeng Z J, Zhou L, Li W J, *et al.* Design and optimization of a W-band extended interaction klystron amplifier[C]. In Proceedings of 16th International Vacuum Electronics Conference, Beijing, China, 2015, si0369.
- [12] Gao D P, Zhang Z C, Ding Y G, *et al.* Design of a continuous wave Ka-band extended interaction klystron[C]. In Proceedings of 17th International Vacuum Electronics Conference, Monterey, California, 2014, 355-356.
- [13] Chen S Y, Ruan C J, Wang Y. Equivalent circuit of multi-gap output cavity for sheet beam EIK[C]. In Proceedings of 17th International Vacuum Electronics Conference, Monterey, California, 2014, 347-348.
- [14] Qu Z W, Zhang Z Q, Ding Y G, *et al.* Research progress of a W-band 100-Watts extended interaction oscillator[C]. In Proceedings of 18th International Vacuum Electronics Conference, London, UK, 2017, ID94.
- [15] Wan Z Z, Wang J S. A high efficiency S-Band klystron for medical accelerator system[C]. In Proceedings of 18th International Vacuum Electronics Conference, London, UK, 2017, ID128.
- [16] David A C, Chris L, Graeme B, *et al.* MAGIC2-D Simulations of high efficiency klystrons using the core oscillation method[C]. In Proceedings of 18th International Vacuum Electronics Conference, London, UK, 2017, ID277.
- [17] WANG Zi-Cheng, TANG Bo-Jun, XIE Wen-Qiu, *et al.* Calculation of interaction in 0.22 THz high efficiency traveling wave tube[J]. *High Power Laser and Particle Beam* (王自成, 唐伯俊, 谢文球, 等. 0.22THz高效率行波管的相互作用计算. *强激光与粒子束*), 2016, **28**: 023101.
- [18] LIU Qing-Lun, WANG Zi-Cheng, LIU Pu-Kun, *et al.* Analysis of high frequency characteristics of the double-grating rectangular waveguide slow-wave-structure based on the field match method[J]. *Acta Physica Sinica* (刘青伦, 王自成, 刘濮鲲, 等. 基于场匹配法的双排矩形栅慢波结构高频特性研究. *物理学报*), 2012, **61**: 244102.
- [19] LIU Qing-Lun, WAN Zi-Cheng, LIU Pu-Kun. Simulation studies on W-band traveling-wave tube with double rectangular comb slow-wave structure[J]. *Acta Physica Sinica* (刘青伦, 王自成, 刘濮鲲. 基于双排矩形梳状慢波结构的W波段宽频带行波管模拟研究. *物理学报*, 2012, **61**: 124101.
- [20] XIE Wen-Qiu, WANG Zi-Cheng, LUO Ji-Run, *et al.* Design and simulation of W-band BWO based on slotted single-grating and cylindrical beam[J]. *Acta Physica Sinica* (谢文球, 王自成, 罗积润, 等. 基于开槽单排矩形栅和圆形电子注的W波段返波振荡器. *物理学报*, 2013, **62**: 158503.
- [21] Liu Q L, Wang Z C, Liu P K, *et al.* A THz backward-wave oscillator based on a double-grating rectangular waveguide[J], *IEEE Transactions on Electron Devices*, 2013, **60**(4): 1463-1468.