

工作简讯

高梯度电子直线加速器的设计

姚充国 陈益梅

(南京大学物理系)

一、引言

边耦合腔结构由于稳定性好,特征阻抗高,目前国际上许多医用电子直线加速器已采用它作为加速结构。本文介绍一种新的边耦合腔结构,对它的设计计算方法进行分析。采用这种结构设计的一台电子直线加速器,能量4兆电子伏,脉冲束流150毫安,使用2兆瓦磁控管作功率源,长度才10厘米(通常的行波电子直线加速器长约1米)。下面将称这种结构为高梯度加速结构。

二、限制加速梯度提高的原因

在通常的边耦合腔结构中(参见文献[1]图3),为了提高结构的有效特征阻抗 ZT^2 ,漂移管嘴部深入腔中。由文献[1]图18和20可见, L_{DT} 在9~10毫米之间, ZT^2 有一不明显的极大;当 L_{DT} 减到5毫米时, ZT^2 约降低10%。随 L_{DT} 的增加, E_{max}/E_0 迅速增加;在 $L_{DT}=9$ 毫米时, E_{max}/E_0 约为3.45。而在该4兆电子伏加速器中^[1],输入功率1.5兆瓦,脉冲束流100毫安(能量4.3兆电子伏)时,轴上平均场强 E_0 约18兆伏/米。漂移管上极大场强达62兆伏/米(计算时仅考虑俘获束流100毫安,实际注入束流约400毫安,场强和电子能量都略低一些)。按文献[2],当脉冲宽度为4~5微秒时,金属表面极大允许场强约74兆伏/米,超过此值,金属表面会发生射频放电。为安全起见,实际工作时还应该略低一些。显然,在通常的边耦合腔结构中,想要进一步提高加速梯度是不现实的。为提高加速梯度,应降低结构的 E_{max}/E_0 值。具有中心小的束孔的短的圆柱形 TM_{010} 腔, E_{max}/E_0 接近1,然而特征阻抗 Z 太低。文献[2]中介绍的高梯度结构,本质上在于通过巧妙地安排,大大提高结构的渡越时间因子 T ,从而在保持 E_{max}/E_0 接近1的条件下,使结构与通常的边耦合腔有差不多高的有效特征阻抗 ZT^2 。

三、高梯度加速结构

通常的盘荷波导,工作于驻波 $\pi/2$ 模式,由于依次一个腔中场很弱,特征阻抗很低。

在边耦合结构中，这个场强很弱的腔(耦合腔)被从束线移开，放到边上。而场强很强的腔(加速腔)的长度扩展一倍，占据了整个位置，如图 1 (a)所示。为了增加渡越时间因子 T ，把漂移管嘴部深入腔中。而在新的高梯度加速结构中，并不扩展加速腔的长度，而是在空出的位置上再放入一组同样的边耦合腔结构(图 1 (b))。两组基本上独立的腔链若工作于相同的相位关系，则渡越时间因子 T 很小。如果使一组腔链中场的位相相对另一组滞后 90° ，则渡越时间因子可以大大提高。这一点可作如下理解：设想在半个波长中，把腔分成 N 个小单元，每个单元中场依次滞后

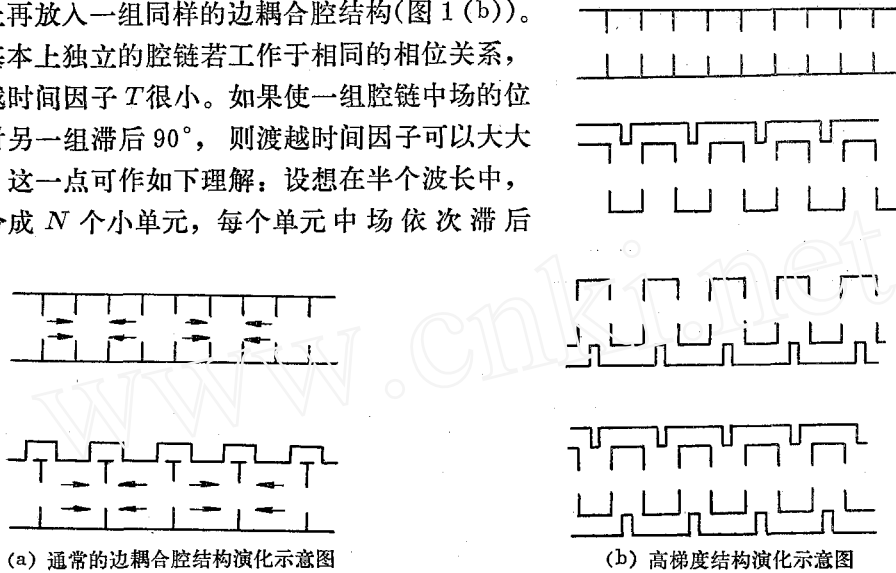


图 1 通常的边耦合腔结构与高梯度结构比较

π/N ，则在 N 趋于无穷时，相当于行波情形，渡越时间因子 $T=1$ 。在高梯度加速结构情况下 $N=2$ ，而在通常的边耦合腔情况下 $N=1$ ，自然渡越时间因子明显改善。从下面计算的结果(表 1)可见， T 从 0.799(当漂移管嘴部不深入腔中时 $T \sim 0.6$) 增加到 0.918。

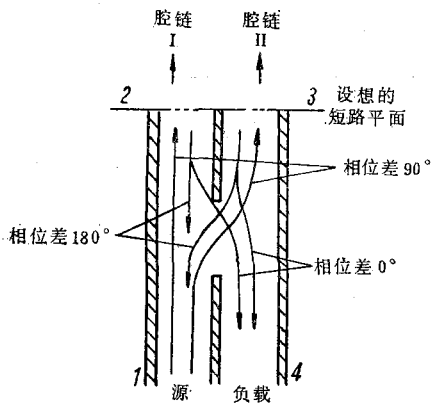


图 2 用 3 分贝电桥供电示意图

微波供电上相位关系的要求可用 3 分贝电桥实现。从源来的功率被分成均等的两部分，相位差 90° (图 2)。在 2、3 两臂上相同位置处放上一个短路活塞，功率被全部反射回来，每一路都将分成两相等部分，进入源(臂 1)和负载(臂 4)，但在源处，两部分场正好相差 180° ，相互抵消，反射回来的全部功率都达到负载上(相位相同)。可见，当两个腔链的特性相同时，在开始部份它们产生的反射功率并不能抵达源，而全消耗在负载上。3 分贝电桥除了功率分配器的作用之外，还在源和两组腔链之间起隔离作用，省去通常边耦合腔链加速器微波系统中必须使用的隔离器，结构更加紧凑。

四、腔特性的计算

为了研究高梯度加速结构的特性，实际上可以对图 3 上部所示腔进行计算 (R_H 很小

时)。计算腔的长度 $2D$ 是实际腔长的 2 倍，而取

$$t_w = t'_w + \frac{D}{2}. \quad (1)$$

在圆柱坐标 r, θ, z 中，腔中场满足的方程为：

$$\frac{\partial^2 U}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial U}{\partial r} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} + K^2 U = 0. \quad (2)$$

其中 $U = rH_\theta$, $K^2 = \mu\epsilon\omega^2$. μ 和 ϵ 分别为自由空间的导磁率和介电常数， ω 为角频率。而

$$K^2 = \min \left[\frac{\int_S \frac{1}{r} \left[\left(\frac{\partial U}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{\partial U}{\partial z} \right)^2 \right] dS}{\int_S \frac{U^2}{r} dS} \right], \quad dS = dr dz. \quad (3)$$

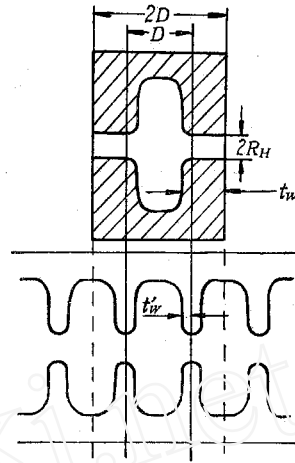


图 3 计算的腔形状示意

把方程(2)变成有限差分形式，再用超松弛的方法求得满足一定精度要求和边界条件的 U 值。根据在腔平面中求得的 U 分布，就可以计算腔的各种参数，如 Z, ZT^2, θ_0 , 轴上场强变化规律 E_z 等。详细的计算方法可参看文献[1]。在表 1 中给出某高梯度结构腔计算的部分结果。由于整个结构是由两组这样的腔构成， ZT^2 和 Z 将增加一倍， Q_0 值不变。由于两组腔相位差 90° , T 保持不变。可以看到， E_{\max}/E_0 大大减小，约 1.26。而特性阻抗 Z

表 1 某高梯度腔计算结果与通常边耦合腔计算值比较 ($f=2998$ 兆赫)

参 数	通常的边耦合腔, $L_{DT}=9$ 毫米	高梯度结构, $t_w'=1.5$ 毫米, $R_H=1.5$ 毫米
特性阻抗 Z , 兆欧/米	165	106
有效特性阻抗 ZT^2 , 兆欧/米	105	89.2
渡越时间因子 T	0.799	0.918
Q_0 值	17905	12600
E_{\max}/E_0	3.45	1.26

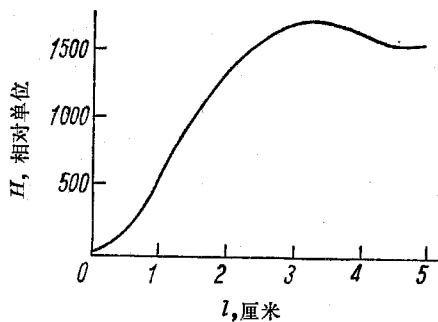


图 4 沿腔金属表面磁场变化

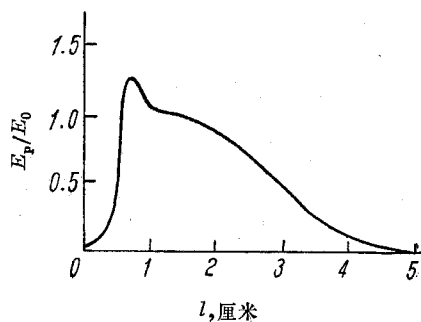


图 5 沿腔金属表面电场变化
 E_p ——沿金属表面电场强度; E_0 ——轴上平均电场强度。

远小于通常的边耦合腔，由于渡越时间因子的改善， ZT^2 相差较少一些。在实际情形，由于耦合孔、加工和材料的影响，通常的边耦合腔的 ZT^2 和 Q_0 值要下降约 15~25%。在高梯度结构情况，由于腔形状较为简单及腔数较少(同样一台 4 兆电子伏加速器，前者有 7 个加速腔，而后者因为两组是独立的，只能算 2 个)，为达同样的稳定性，腔间耦合可较小，实际上两者的有效特征阻抗相差不多。而 E_{max}/E_0 的降低允许大大提高加速梯度。图 4 和图 5 分别给出计算得到的沿腔金属表面磁场和电场强度变化曲线。

五、一台 4 兆电子伏高梯度加速器的设计

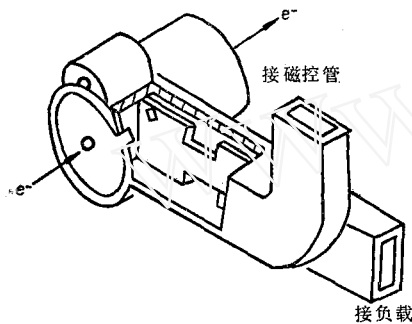


图 6 4 兆电子伏高梯度加速器

该器由 4 个腔构成，实际上分成两组，每组两个腔。工作频率为 2998 兆赫，总长约 10 厘米，如图 6 所示。在此应当注意磁控管和负载接入的位置。与磁控管在一边的那个腔是第 1 个加速腔。若磁控管与负载接反了，加速器的方向也应倒过来，即电子束应从尾部注入，否则相位关系不正确，加速器无法正常工作。

加速器特性的计算归结为解下列方程组：

$$\frac{du}{dz} = eE_z(z) \sin \varphi, \quad (4)$$

$$\frac{d\varphi}{dz} = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{u}{\sqrt{u^2 - u_0^2}}$$

u 是电子能量， φ 为电子相对波位相。 $u_0 = 510$ 千电子伏，是电子静止能量。 E_z 为沿轴加速场强， λ 为自由空间波长。用变步长龙格-库塔方法解，可以保证整个计算有相同的精度。

图 7 给出一组沿加速器轴线电子的相轨迹曲线和沿轴的场强分布曲线。图 8 和图 9 上分别表示俘获和能谱宽度与注入电压的关系。可以看到，注入电压取 20~25 千伏为好。注入电压太低将使俘获减小，能谱展宽，平均能量降低。但注入电压过高，将使枪体积增大，失去小型化的优点，这是一个折中的考虑。

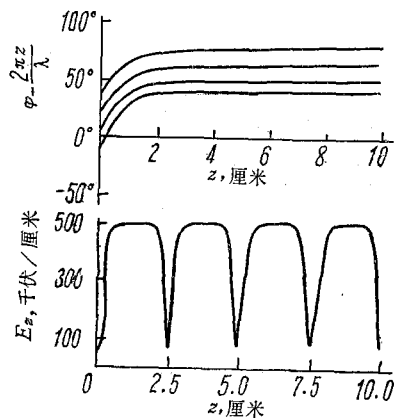


图 7 电子相运动轨迹和沿轴加速场分布
 $V_0 = 20$ 千伏； $P_0 = 1.7$ 兆瓦； $I_{\infty} = 0$ 。

图 10 表示注入电压 $V_0 = 10$ 和 20 千伏时，输出能量与初始相位的关系。

从计算结果看，输入功率 $P_0 = 1.7$ 兆瓦(每组 0.85 兆瓦)，加速脉冲束流很弱时，金属表面极大场强约 56 兆伏/米。电子能量 4 兆电子伏。

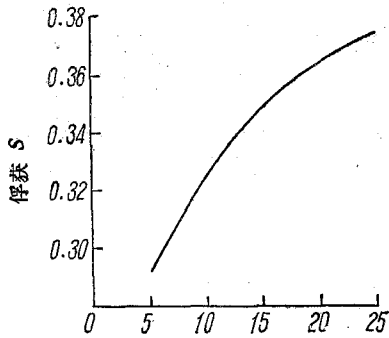


图 8 俘获与注入电压的关系

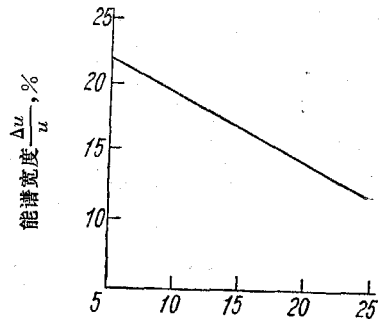


图 9 能谱宽度与注入电压的关系

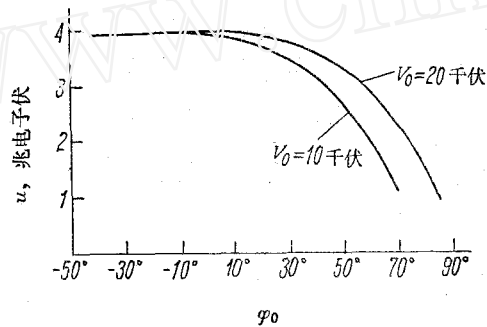


图 10 不同注入电压 V_0 时输出能量与初始相位关系

六、两组腔调谐误差的影响

由于加工、调谐的问题，两组腔的 $\frac{\pi}{2}$ 模式频率不可能完全一致。设分别为 f_1 和 f_2 ，而工作频率 f_0 取两者的平均值，则

$$f_0 = \frac{f_1 + f_2}{2}, \quad (5)$$

$$\Delta f = \frac{f_1 - f_2}{2}. \quad (6)$$

Δf 为两组腔的频率与工作频率之差。由于腔上相移的改变引起的能量降低为：

$$\frac{\Delta u}{u} = \frac{\sin \Delta \varphi}{\Delta \varphi} - 1 \approx -\frac{(\Delta \varphi)^2}{6} = -\frac{1}{3} Q_L^2 \left(\frac{f_1 - f_2}{f_0} \right)^2, \quad (7)$$

失谐时跨腔电压的改变引起的能量降低为：

$$\frac{\Delta u}{u} = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(2 Q_L \frac{\Delta f}{f_0} \right)^2}} - 1 = -\frac{1}{2} \left(Q_L \frac{f_1 - f_2}{f_0} \right)^2, \quad (8)$$

故总的能量降低为：

$$\left(\frac{\Delta u}{u}\right)_{\text{总}} = -\left(\frac{1}{2} + \frac{1}{3}\right) Q_L^2 \left(\frac{f_1 - f_2}{f_0}\right)^2 = -0.83 Q_L^2 \left(\frac{f_1 - f_2}{f_0}\right)^2. \quad (9)$$

因子 0.83 与文献[2]上因子 $\frac{1}{2}\left(1 + \frac{\pi^2}{16}\right) \approx 0.81$ 略差一些。式中 Q_L 为腔的有载 Q 值,

$$Q_L = Q_0 / (1 + K), \quad (10)$$

上式中, Q_0 为无载 Q 值, K 为外部波导与腔链的耦合系数。

由式(9)显见, 为不使能量下降太多, Q_L 应取较低值。这可通过增加外部波导与腔链的耦合来实现。在此情形, $Q_L \sim 3000$, 与最佳耦合(见文献[1]式(31)) $K=1.37$ 情形相比, 能量约损失 5%, 然而场的上升时间相应减小。由式(9)求得的为使能量下降小于 5%, 两组腔调谐频率之差 $|f_1 - f_2|$ 应小于 250 千赫。这应该是不难达到的。

本文曾经谢家馨先生审阅, 在此表示感谢。

参 考 文 献

- [1] 姚充国、陈益梅, 原子能科学技术, 3, 212(1978).
 [2] V. A. Vaguine, IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-24, 3, 1084(1977).

特殊结构的金硅面垒探测器的双峰现象及反偏压现象

周守荣 汪崇森 谢让达

由于工作需要, 从对探测器耗尽深度和工作电场的要求出发, 我们使用了结构如图 1 的金硅面垒型半导体探测器。对这种探测器进行检验时, 发现了与一般硅面垒探测器(非全耗尽的)不同的反常现象, 即双峰现象和反偏压效应。

一、特殊结构的金硅面垒型探测器

探测器是圆盘形的, 所用 N 硅片厚约 350 微米, 电阻率为 4000~5000 欧姆·厘米, 直径 12 毫米, 探测器外径为 15 毫米。探测器前表面是真空蒸发 250 埃的金层形成金硅表面势垒接触, 构成探测器的灵敏区域, 直径约 8 毫米; 探测器的后表面是真空蒸发 300 埃的铝层构成探测器的欧姆接触, 直径约 3.6 毫米。我们对上述探测器暂取名为特殊结构的金硅面垒探测器, 这是全耗尽探测器。

二、反常现象

我们对这种探测器进行性能检验时, 用单能的 α 粒子照射同一块半导体探测器, 得到了两个幅度完全不同的能量峰。为了便于下面叙述, 我们称对应于一般金硅面垒探测器的