

腔耦合漂移管结构等长化腔列设计*

张沐天 徐韬光 周立农 郭伟明

(中国科学院高能物理研究所 北京 100039)

摘要 质子直线加速器中使用的腔耦合漂移管加速结构,如采用等长化腔列,可以简化加速腔的制造和调试,降低成本.文中引入粒子动力学系数的新定义,探讨了等长化腔耦合漂移管结构设计方法,并给出部分计算结果.

关键词 等长化腔列 腔耦合漂移管结构 动力学系数 渡越时间因子

1 引言

在质子直线加速器的加速过程中,质子的速度是不断增大的.为保持较高的能量增益,并满足粒子动力学要求,加速单元的长度要随着质子的速度而增加.例如漂移管结构(DTL)的加速单元长 $\beta\lambda$,其中 β 为同步粒子通过该单元的平均相对速度, λ 为高频电场在自由空间的波长.近年来由于对强流质子直线加速器的需求,出现了新型的腔耦合漂移管(CCDTL)^[1]加速结构.CCDTL是美国洛斯阿拉莫斯实验室(LANL)提出的,并准备将它用于高能质子直线加速器的建造^[2,3].CCDTL是在拉长的边耦合腔(CCL)中加入一个或多个漂移管构成的,其结构如图1所示.与CCL相似,CCDTL也由若干个加速腔连接成一个腔列,加速段则由多个腔列组成,各个腔列用桥耦合器连接,腔列间漂移段名义长度为 $\beta\lambda/2$ 的整数倍以保证正确的加速相位,聚焦透镜置于腔列之间的漂移段上.CCDTL的工作频率较高,工作于 $\pi/2$ 模式,与DTL相比,它具有横向尺寸小、有效分路阻抗较高、高频稳定性好、造价较低等优点.在质子直线加速器的中能段(几个至

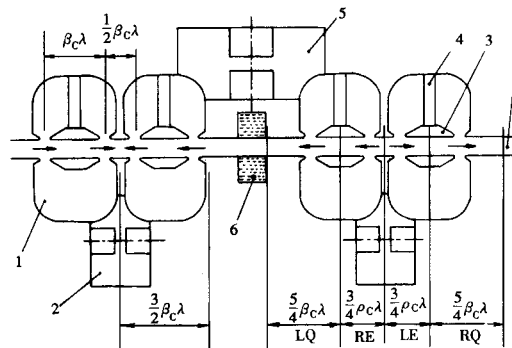


图1 腔耦合漂移管加速结构示意图

1—加速腔,2—耦合腔,3—漂移管,4—吊杆,
5—桥耦合器,6—四极透镜,7—漂移段.

1998-10-27收稿

* 国家自然科学基金资助项目(19775050)

100MeV), 可以使用 CCDTL 取代 DTL. 本文研究的是加速腔内有一个漂移管的 CCDTL 腔列.

为简化加工和调试程序, 质子直线加速器中 CCL 都采用等长化腔列, 在一个腔列中 (加速腔数目可多达十几个), 各加速腔的几何尺寸完全相同, 在整个加速段中各腔列的加速腔长度依次呈阶梯状增加. 目前 LANL 在 CCDTL 加速腔长度设计中仍沿用 DTL 的设计方法¹⁾, 即质子束通过每个加速腔的平均相对速度 (以下相对速度简称为速度) 与该腔的设计相速相等. 质子束通过一个腔时获能有限, 速度变化并不明显. 如果每个加速腔的长度都严格按照质子的速度去设计, CCDTL 相邻腔的长度差别很小, 而且每个加速腔前后半腔的尺寸也有微小的差别, 这样加速腔的部件各不相同, 加速腔制造和调试工作的难度可想而知, 加速腔制造成本也会加大, 为避免上述麻烦, 经过研究认为在一般情况下, CCDTL 加速腔也可以象 CCL 一样进行等长化设计, 即在 CCDTL 腔列中, 各加速腔形状尺寸相同, 每个加速腔前后半腔对称. 由于 CCDTL 腔形比较复杂, 设计方法需要有特殊的考虑.

2 动力学系数的定义式

驻波加速结构由若干加速单元组成, 每个单元含一个加速间隙. 设单元的设计相速为 β_c , 则单元长度 L_c 与 β_c 有固定关系. 在 DTL 中 $L_c = \beta_c \lambda$, 在 CCL 及 π 模式超导腔中 $L_c = \beta_c \lambda / 2$. CCDTL 的单腔长度为 $3\beta_c \lambda / 2$, 有两个加速间隙. 通常计算加速单元长度时, 要使参考粒子通过单元的平均速度等于 β_c , 对应高频场相位变化为 $k_c L_c$, 其中 $k_c = \frac{2\pi}{\beta_c \lambda}$, 是单元中电场的波数. 如果粒子通过加速单元的平均速度不等于 β_c , 则

上述条件不能满足. 为计算这种粒子的能量增益, 定义粒子波数 $k(z) = \frac{2\pi}{\beta(z)\lambda}$, 其中 β

(z) 是粒子的相对速度, 随粒子的轴向坐标 z 而变化. 不考虑开耦合孔等因素引起的不对称性, 工作于 TM_{010} 模式的加速腔轴上仅存在沿轴线方向的电场, 设粒子在单元入口时高频场相位为 φ_i , 取单元入口处为坐标原点, 轴上粒子在加速单元内能量增益的微分方程为

$$\frac{dW}{dz} = qE_z(z) \cos\left(\int_0^z k(z') dz' + \varphi_i\right), \quad (1)$$

式中 W 为粒子动能, q 为粒子电荷, $E_z(z)$ 为轴上电场分布, z' 与 z 取同样的长度单位. 可见当加速单元的长度和轴上电场分布一定时, 粒子在单元中的能量增益是粒子初始速度 $\beta(0) = \beta_i$ 和相位 φ_i 的函数. 设单元加速间隙中心与单元入口和出口的距离分别为 l_1 和 l_2 , 即 $L_c = l_1 + l_2$, 将坐标原点移至加速间隙中心, 并考虑使对应点的函数值不变, 对 (1) 式积分得粒子在加速单元内的能量增益为

1) 作者最近获悉, LANL 的同行已开始考虑 CCDTL 腔列等长化——J. Billen, H. Takeda, 私人通讯

$$\Delta W = q \int_{-l_1}^{l_2} E_z(z) \cos\left(\int_{-l_1}^z k(z') dz' + \varphi\right) dz, \quad (2)$$

其中 $\varphi = \varphi_i + k_c l_1$, 可视为粒子的名义加速相位, 一般不等于粒子在加速间隙中心的相位. 上式展开得

$$\Delta W = eE_0 L_c \cos\varphi (T - S \tan\varphi), \quad (3)$$

其中

$$T = \frac{1}{E_0 L_c} \int_{l_c} E_z(z) \cos\left(\int_{-l_1}^z k(z') dz'\right) dz, \quad S = \frac{1}{E_0 L_c} \int_{l_c} E_z(z) \sin\left(\int_{-l_1}^z k(z') dz'\right) dz, \quad (4)$$

$E_0 = \frac{1}{L_c} \int_{l_c} E_z(z) dz$ 为轴上平均电场. (3)式与通常的粒子能量增益表达式形式相同, 因子

$T - S \tan\varphi$ 可称为有效渡越时间因子. 考虑到粒子速度在加速单元内的变化, 以及粒子平均速度可能与加速单元的设计相速不同, (4)式定义的动力学系数 T 和 S 与通常意义的动力学系数表达式不同, 其值决定于粒子初速和加速单元相速. 相似地可以定义其他动力学系数

$$T' = \frac{1}{E_0 L_c^2} \int_{l_c} E_z(z) z \sin\left(\int_{-l_1}^z k(z') dz'\right) dz, \quad S' = \frac{1}{E_0 L_c^2} \int_{l_c} E_z(z) z \cos\left(\int_{-l_1}^z k(z') dz'\right) dz,$$

$$T'' = \frac{1}{E_0 L_c^3} \int_{l_c} E_z(z) z^2 \cos\left(\int_{-l_1}^z k(z') dz'\right) dz, \quad S'' = \frac{1}{E_0 L_c^3} \int_{l_c} E_z(z) z^2 \sin\left(\int_{-l_1}^z k(z') dz'\right) dz.$$

以上就是文中使用的动力学系数定义式. 如将其中的 $\int_{-l_1}^z k(z') dz'$ 换成 $k_c z$, 则成为普通

意义的动力学系数定义式, 记为 T_c, S_c 等, 它们根据加速单元的轴上电场分布计算, 并不考虑粒子的入射速度. 文中加速腔和粒子有一些名称和符号相同的参数, 为避免混淆, 加速腔的参数使用脚标 C 表示, 粒子的参数不加脚标.

用对应于粒子在单元内平均速度的波数值 \bar{k} 代替 (2) 式中的波数 $k(z')$, 并假设粒子平均速度接近于单元相速, 展开 (2) 式可得 T 和 S 与 T_c, S_c 等系数的近似关系, 可用来估算有效渡越时间因子

$$T = T_c - (\bar{k} - k_c) L_c T' - \frac{1}{2} (\bar{k} - k_c)^2 L_c^2 T'',$$

$$S = S_c - (\bar{k} - k_c) L_c S' - \frac{1}{2} (\bar{k} - k_c)^2 L_c^2 S'',$$

将以上两式代入 (3), 易知对于相同入射相位的粒子, 能量增益最大时

$$\bar{k} = k_c - \frac{T'_c - S'_c \tan\varphi}{L_c(T''_c - S''_c \tan\varphi)},$$

此时粒子平均速度略大于腔的相速.

3 动力学系数的性质

CCDTL 的左右半腔有各自的方向性, 动力学系数也有所不同. 对于不与漂移段相邻的 CCDTL 加速腔, 取半个腔为一个加速单元, 单元长度为 $3\beta_c\lambda/4$, 含一个加速间隙. 与漂移段相邻的加速单元, 其高频电场延伸入漂移段, 为方便计算取为半腔加长度为 $\beta_c\lambda/2$ 的漂移段, 单元长度为 $5\beta_c\lambda/4$. 这样多腔 CCDTL 腔列就包含四种加速单元, 两种单元长度, 四种单元的动力学系数需要分别计算. 根据加速单元的性质和加速间隙的位置, 将四种单元分别记为 LQ、RE、LE、RQ, 其中 L 和 R 分别表示加速间隙在单元左侧和右侧, Q 和 E 表示单元与漂移段相邻和不与漂移段相邻(图 1 右半部分). 习惯上粒子的运动方向从左到右, 因此对于含两个加速腔的 CCDTL 腔列, 粒子通过加速单元的次序即为 LQ-RE-LE-RQ.

为研究 CCDTL 动力学系数的性质, 随意选取一个加速腔, 利用 SUPERFISH 程序得到的加速腔轴上电场分布, 按 (4) 式定义进行数值计算. 分析计算结果, 总结出以下性质: 1) CCDTL 4 种单元的动力学系数各不相同; 2) 动力学系数几乎与轴上平均电场无关; 3) 粒子入射能量对动力学系数有较明显的影响; 4) 入射能量相同, 相位不同的粒子, 动力学系数仅有微小的差别, 若指定 $\varphi = \varphi_s$ 的粒子参数为标准值, 则其他相位粒子的能量增益可以比较准确地用 (3) 式计算, φ_s 为选定的名义同步相位. 这些性质保证了对于给定种类的加速单元, 动力学系数可以使用单一的代数表达式进行计算.

表 1 给出动力学系数 T 、 S 和能量增益的数值计算结果实例. 加速单元为 CCDTL 右单元 RE, 工作频率 1300MHz, $\beta_c = 0.283$ (对应质子能量 40MeV), 入射质子能量 39.90MeV, 轴上平均电场 2.5MV/m, W_f 为粒子出口能量. 表中能量增益 ΔW_{num} 用 (2) 式进行数值积分, $\Delta W_{T,S}$ 用 $\varphi = -30^\circ$ 粒子的 T 和 S 值计算.

表1 动力学系数及能量增益计算结果

φ	T	S	W_f/MeV	$\Delta W_{\text{num}}/\text{eV}$	$\Delta W_{T,S}/\text{eV}$
0°	0.756753	-0.071202	39.992602	92602	92593
-10°	0.756733	-0.071150	39.989681	89681	89677
-20°	0.756708	-0.071092	39.984037	84037	84036
-30°	0.756679	-0.071030	39.975842	75842	75842
-40°	0.756647	-0.070967	39.965345	65345	65343
-50°	0.756613	-0.070903	39.952866	52866	52859
-60°	0.756578	-0.070841	39.938783	38783	38769

4 动力学系数的表达式

加速腔长度的设计是一个多次反复计算的过程, 在计算时需要使用动力学系数的代

数表达式. 在 DTL 结构的设计中, 动力学系数用 β_c 的三次多项式表示, 在一定的 β_c 范围内, 计算若干个典型加速单元的动力学系数, 通过最小二乘法得到多项式系数. 在 CCDTL 的情形, 将动力学系数用 β_c 和 β_i 的三次多项式表示, 可以得到比较精确的结果. T 和 S 的展开式如下, 其余的与此相似

$$T = t_0 + t_1\beta_c + t_2\beta_c^2 + t_3\beta_c^3 + t_4(\beta_i - \beta_c) + t_5(\beta_i - \beta_c)^2 + t_6(\beta_i - \beta_c)^3, \quad (5.1)$$

$$S = s_0 + s_1\beta_c + s_2\beta_c^2 + s_3\beta_c^3 + s_4(\beta_i - \beta_c) + s_5(\beta_i - \beta_c)^2 + s_6(\beta_i - \beta_c)^3. \quad (5.2)$$

确定多项式系数的具体方法是, 用 SUPERFISH 程序得到典型 CCDTL 单元的轴上电场分布, 计算选定入射相位、不同入射能量的粒子在各种加速单元中的动力学系数. 对于给定单元, 粒子入射的相对速度在 β_c 附近选取 7—10 个值, 得到一个数据表, 供拟合动力学系数使用. 在 CCDTL 的某一能量区间, 选择足够多长度不同的腔型, 形成典型腔的数据表, 用最小二乘法拟合出多项式的系数. 多项式系数确定后, 就可以用 (5) 式计算选定能量区间内, 不同能量的粒子通过任意长度单元时的动力学系数.

5 粒子纵向运动方程

CCDTL 的加速段由腔列与其间的漂移段组成. 设腔列由 M 个加速腔组成, 则它包含 $2M$ 个加速单元. 如 $M = 1$, 腔列中仅有 LQ 和 RQ 两种单元, $M > 1$ 时腔列中则有 4 种单元. 用脚标 i 和 f 表示粒子在加速单元入口和出口的参数, 则参考粒子在腔列中的纵向运动方程为

$$\Delta W_n = eE_0 L_C \cos\varphi_{i,n} [T(\beta_{i,n}, \beta_c) - S(\beta_{i,n}, \beta_c) \tan\varphi_{i,n}], \quad (6)$$

$$\beta_{i,n+1} = \beta_{i,n}, \quad (7)$$

$$\varphi_{i,n+1} = \varphi_{i,n} + \Delta\varphi_n, \quad (8)$$

其中 $\Delta\varphi_n$ 为粒子在第 n 个单元中的相位移动

$$\Delta\varphi_n = \frac{2\pi L_C}{\lambda} \left(\frac{1}{\bar{\beta}_n} - \frac{1}{\beta_c} \right), \quad (9)$$

$\bar{\beta}_n$ 为粒子在第 n 个单元中的平均相对速度, 对于 CCDTL 的加速单元, 仿照 DTL 加速单元长度计算方法^[4], 推得 $\bar{\beta}_n$ 的表达式为

$$\bar{\beta}_n = \frac{\beta_i + \beta_f}{2} + \frac{eE_0 L_C}{m_0 c^2 \gamma_c^3 \beta_c^2} (T' \sin\varphi + S' \cos\varphi), \quad (10)$$

$m_0 c^2$ 为质子静止能量, $\gamma_c = (1 - \beta_c^2)^{-\frac{1}{2}}$, 为相对论因子.

6 CCDTL 等长化腔列计算

为进行等长化腔列 CCDTL 的设计,编制了一套计算程序,由单元动力学系数计算、动

表2 等长化腔列CCDTL加速段参数

腔列序号	出口能量 (MeV)	βc	单腔长度 (cm)	漂移段 (cm)
1	17.6879	0.189943	12.2022	12.2948
2	18.2222	0.192736	12.3816	12.4742
3	18.7659	0.195533	12.5613	12.6539
4	19.3189	0.198332	12.7411	12.8337
5	19.8812	0.201134	12.9211	13.0137
6	20.4527	0.203938	13.1012	13.1937
7	21.0333	0.206743	13.2814	13.3739
8	21.6321	0.209548	13.4616	13.5540
9	22.2219	0.212354	13.6419	13.7342
10	22.8297	0.215160	13.8221	13.9144
11	23.4464	0.217964	14.0023	14.0945
12	24.0719	0.220768	14.1824	14.2744
13	24.7062	0.223569	14.3624	14.4543
14	25.3492	0.226369	14.5422	14.6340
15	26.0009	0.229166	14.7219	14.8136
16	26.6610	0.231959	14.9014	14.9929
17	27.3297	0.234749	15.0806	15.1720
18	28.0067	0.237536	15.2596	15.3508
19	28.6920	0.240317	15.4383	15.5294
20	29.3855	0.243095	15.6167	15.7076
21	30.0872	0.245867	15.7948	15.8855
22	30.7969	0.248634	15.9725	16.0630
23	31.5145	0.251395	16.1499	16.2402
24	32.2400	0.254149	16.3269	16.4170
25	32.9733	0.256898	16.5034	16.5933
26	33.7142	0.259638	16.6795	16.7691
27	34.4627	0.262373	16.8552	16.9446
28	35.2187	0.265100	17.0304	17.1196
29	35.9822	0.267820	17.2051	17.2940
30	36.7529	0.270532	17.3793	17.4680
31	37.5309	0.273237	17.5531	17.6415
32	38.3161	0.275933	17.7263	17.8144
33	39.1083	0.278620	17.8989	17.9868
34	39.9075	0.281299	18.0710	18.1586
35	40.7135	0.283969	18.2425	18.3299
36	41.5264	0.286630	18.4135

力学系数多项式拟合、腔列长度计算三部分组成。腔列长度采用如下方法计算:1)计算时腔列取为其中的所有加速单元及两端附带的长 $\beta_c \lambda / 2$ 的漂移段;2)参考粒子在腔列入口处的能量为前面加速结构的出口能量,加速相位为选定的名义相位;3)参考粒子到达腔列出口时,经过的高频场总相位等于腔列的相长度(腔列中每个 $\beta_c \lambda$ 对应 2π 相长度);4)使用粒子纵向运动方程和动力学系数多项式计算粒子在各单元的能量增益和相位移动;5)对于多腔腔列,事先还要拟合出 Q 型单元与相同的 E 型单元轴上平均电场比值的多项式。计算时首先给定一个腔长的猜测值,从第一个加速单元开始,依次计算粒子在各单元内的动力学系数、能量增益、相位移动,在粒子到达腔列出口时,比较粒子与高频场的相位变化,相应调整单元长度。这样反复计算,直到粒子经过的总相位和腔列相长度的差小于给定值,即可确定腔列长度。腔列间的漂移段由三部分组成,即前后两个腔列端部加速单元附带的漂移段,以及两者之间 $m\beta' \lambda / 2$ 的一段,其中 β' 为前一腔列的出口能量, m 为整数,由事先确定的漂移段名义长度算出,例如对于名义长度 $3\beta \lambda / 2$ 的漂移段, $m = 1$ 。

使用自行编制的程序进行了等长化 CCDTL 加速段的设计。所选的加速段位于一台质子直线加速器的中能段,工作频率为 700MHz。该器的前段是频率 350MHz 的高频四极场加速器 RFQ 和永磁透镜 DTL, DTL 的出口能量为 17.163MeV, CCDTL 加速段终止能量 41.526MeV。CCDTL 的每个腔列含两个腔,四个加速单元,腔列间漂移段名义长度为 $3\beta \lambda / 2$,聚焦结构为 FODO,聚焦周期为 $9\beta \lambda$,在一个腔列内进行等长化。CCDTL 加速腔的束流孔径为 2.5cm,轴上平均电场(E 型单元)为 3.0MV / m,名义加速相位 -30° 。表 2 给出所计算的 CCDTL 加速段的主要数据,表中的漂移段指对应腔列之后的漂移段。

7 讨论

CCDTL 的腔列等长化,仅增加了一些计算量,但能大为简化加速器的设计、制造和测试工作,对于降低加速结构的造价,提高工作效率会有比较明显的效果。等长化 CCDTL 加速腔的渡越时间因子比非等长化的腔略低,但分路阻抗较高,不会降低加速器的功率转换效率。束团在等长化腔列中,通过各单元时会有相位移动,在腔列的前半段,由于粒子速度低于腔的相速,加速相位逐渐增大,在腔列后半段,粒子速度大于腔的相速,加速相位逐渐返回名义相位。在本文研究的腔列情形下,粒子加速相位的移动最大为几度(在超导结构中相位移动可达几十度),初步的粒子动力学分析表明,这种相位摆动对束团纵向运动的影响可以忽略,由于在质子直线加速器中,边耦合结构和超导加速腔均使用等长化腔列,本文所述的设计思想也可以在这些结构的设计中应用。

LANL 的 J. Billen 和 H. Takeda 提出过有益的建议,余浩帮助绘制了文中插图,在此一并致谢。

参 考 文 献

- 1 Billen J H et al. A New RF Structure for Intermediate-Velocity Particles. Proc. of the 1994 International Linac Conference, 1994. 341—345
- 2 Wangler T P et al. High-Power Linac for a US Spallation-Neutron Source. Proc. of the 1996 Linac conference, 1996. 749—751
- 3 Billen J H et al. A Versatile High-Power Proton Linac for Accelerator Driven Transmutation Technologies. Proc. of the 1995 International Accelerator Conference, 1995. 1137—1139
- 4 Wang Shuhong, Luo Zihua, Luo Yingxiong. Principles of Proton Linear Accelerators (in Chinese). Beijing: Atomic Energy Press, 1986. 62—66
(王书鸿, 罗紫华, 罗应雄. 质子直线加速器原理. 北京: 原子能出版社, 1986. 62—66)

Design of Identical Cavity Coupled-Cavity Drift Tube Linac (CCDTL) Tanks *

Zhang Mutian Xu Taoguang Zhou Linong Guo Weiming

(*Institute of High Energy Physics, CAS, Beijing 100039*)

Abstract If the identical cavity tanks are applied to coupled-cavity drift tube linac (CCDTL) structure in a proton linac, the fabrication and tuning procedures of the CCDTL will be simplified, and the cost of the linac construction can be reduced. In this paper new definition of particle dynamics coefficients is introduced, a design method of identical cavity CCDTL tanks is discussed, some calculation results are presented.

Key words identical cavity tank, coupled-cavity drift tube linac (CCDTL), beam dynamics coefficients, transit-time factor

Received 27 October 1998

* Project (19775050) Supported by National Natural Science Foundation of China