

面向激光驱动质子束应用的弱聚焦 磁场束线设计研究*

朱军高¹⁾ 卢海洋^{1)†} 赵媛¹⁾ 赖美福¹⁾古永力¹⁾ 徐世祥^{2)‡} 周沧涛^{1)††}

1) (深圳技术大学工程物理学院, 先进材料测试技术研究中心, 深圳市超强激光与先进材料技术重点实验室, 深圳 518118)

2) (深圳大学物理与光电工程学院, 教育部/广东省共建光电子器件和系统重点实验室, 深圳市微纳光子信息

技术重点实验室, 深圳 518060)

(2022 年 4 月 1 日收到; 2022 年 5 月 2 日收到修改稿)

随着高功率激光技术的进步, 激光等离子体加速因其优异的加速结构获得迅速发展, 现已获得近百 MeV 质子以及数 GeV 电子输出. 激光驱动质子束具有 μm 量级尺寸、ps 量级脉冲长度的优异品质. 由于强激光场的存在, 原位直接应用存在一定困难, 因而更多应用场景需要通过束线把质子束传输到应用端. 激光加速离子束由于具有宽能谱和大散角的特点, 通过束线传输具有一定困难. 常梯度磁场中的弱聚焦作用具有特别的优点: 在水平和竖直方向可同时聚焦, 在水平方向可进行能量分析, 在水平和竖直方向的聚焦力可以通过磁场降落指数 n 进行分配, 色差效应影响较小. 通过对质子束在弱聚焦磁场中运动的束流动力学研究, 探索了弱聚焦作用在大能散、大散角质子束聚焦和能量分析中的要求、特点和优势. 在合适的束流光学设计中, 可以实现聚焦、选能的同时, 压缩脉冲长度, 有效缩减束线尺寸, 优势显著.

关键词: 激光加速, 粒子束传输, 粒子束应用, 超快**PACS:** 41.85.Lc, 41.75.Jv, 52.38.Kd, 87.56.bd**DOI:** 10.7498/aps.71.20220599

1 引言

加速器技术的发展和进步为人类生产生活以及探索物理本源提供了重要手段, 在生物、医疗等领域做出巨大贡献. 传统射频加速器受限于材料电离击穿阈值, 加速梯度一般不超过 100 MV/m . 随着对加速粒子能量的需求提升, 加速器的尺寸越来越大, 相应的建造成本越来越高. 激光等离子体加速器技术的提出^[1]摆脱了加速场电离阈值的限制,

可在激光等离子体内实现 100 GV/m 的加速梯度, 大大缩短了加速距离, 能够在微米尺度把离子加速到约 MeV 能量, 在厘米尺度把电子加速到约 GeV 能量. 近二十年来随着高功率激光技术的进步, 激光等离子体加速技术发展迅速, 通过固体靶加速的质子束的最高能量已经接近 100 MeV [2,3].

在超强激光与等离子体作用中, 靶后鞘层加速机制 (target normal sheath acceleration, TNSA)^[4]、光压加速机制 (radiation pressure acceleration, RPA)^[5] 以及靶破烧蚀加速机制 (breakout after-

* 深圳市基础研究资助项目 (批准号: SZWD2021007, JCYJ20200109105606426)、国家自然科学基金 (批准号: 92050203) 和等离子体物理重点实验室资助的课题.

† 通信作者. E-mail: luhaiyang@sztu.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: shxxu@szu.edu.cn

†† 通信作者. E-mail: zcangtao@sztu.edu.cn

burner, BOA)^[6]是最常用的离子加速机制. 超强激光与等离子体作用产生的质子束, 具有初始束斑小 (约 10 μm)、脉冲长度 ps 量级^[7]、亮度高、峰值电流大、能谱宽、散角大等特点, 有很大潜力应用于同位素生产、放射治疗、超快瞬态过程成像^[8]、快点火^[9]等, 其在亮度、尺寸等方面的优势已经得到国际同行的认可.

不同于传统加速器产生的单能束, 由于激光等离子体作用的不稳定性产生的质子束的能量、能散、电量等都有一定的波动^[10]. 在实验研究中需要谱仪等对质子束的束流参数进行诊断^[11], 这将导致被探测的质子束不能同时应用, 探测质子束与应用质子束的参数可能存在偏差. 如果利用束线传输质子束到应用端, 在束流传输过程中采用非拦截式诊断、并控制质子束的能量、能散、电量等, 抑制脉冲长度的增长, 无疑为质子束的应用提供极大便利. 因而, 可用于激光加速质子的传输束线需要具有聚焦、选能、脉冲长度压缩等功能.

应用最多的聚焦元件是四极透镜和螺线管. 两个或三个四极磁铁组成的四极透镜在合适的磁场参数下可以实现横向两个方向都聚焦^[12,13]. Pommarel 等^[14]在 2017 年报道了四极透镜在聚焦的同时, 也能够用于调控质子束的能谱和空间分布. 北京大学离子加速团队^[15,16]在 2019 和 2020 年报道了电磁四极透镜用于收集、聚焦质子束, 以及 μm 精度上确定靶点相对于束线中心的位置、测量靶点的位置波动范围、与偏转磁铁组成透镜系统调控质子束的空间分布. 四极磁铁有较强的聚焦力, 制造相对简单, 常规四极磁铁不需要超导技术, 因而在应用中大量采用.

螺线管在横向两个方向都聚焦, 因此更有利于收集大散角离子束, 脉冲或超导螺线管在激光加速产生的离子束的收集中经常应用^[17–20]. Roth 等^[21]在 2009 报道了磁场强度 8 T 的脉冲螺线管准直激光驱动质子束的实验. 螺线管除了能够聚焦, 利用色差效应还能够进行一定的能量分析. Hofmann 等^[22]在 2012 年报道了螺线管搭配圆孔狭缝改变能谱的设计, 但螺线管聚焦后越靠近中心离子密度越大, 均匀性不理想.

除了聚焦, 质子束的传输中还要求能量分析、能谱整形、相空间调控、脉冲长度压缩等, 因此常需要偏转磁铁. 大散角质子束要求在选能处相同能量、不同初始散角的质子在 X (水平) 方向聚焦, 同

时不同能量质子束在 X 方向分开 (本文假设选能谱仪、Chicane 中束流偏转方向在 X 方向), 这要求在能量分析的同时, 磁场具有聚焦作用. 四个方形二极磁铁组成的 Chicane 在研究中常常用到, 但由于这种磁铁在 X 方向没有聚焦力, 因此只能对准直束进行精确的能量分析, 但当有散角时, 能量分析变得不精确^[23]. 另一类常用的选能元件是扇形磁铁, 由于在 X 方向有聚焦力, 可以对大能散、大散角质子束进行精确的能量分析. 通常在靶后设置四极透镜收集质子束, 再通过扇形磁铁选能. 对于每个能量的质子束, 四极透镜和扇形磁铁以及它们的组合都是从物点到像点的点-点成像传输, 但由于色差效应的影响, 四极透镜聚焦后, 不同能量的像点的纵向位置不同, 这种差异进一步传递到扇形磁铁的传输中, 导致质子束偏转后不同能量的像点的纵向位置不同, 精确选能需要用到匹配像点的二维狭缝设计^[15]. 激光驱动质子束通常有随能量指数下降的能谱形状, 而产生扩展的布拉格峰剂量平台要求能谱随能量上升, 这需要在选能处在 Y (竖直) 方向通过特殊的狭缝选择各个能量质子束的保留比例, 降低低能质子数目. 色差效应导致在选能处质子束的横向分布是“蝴蝶结”型^[16], 给能谱整形带来不利影响. 除了选能, 偏转磁铁也常用于脉冲长度压缩. 在粒子束的传输中, 能散导致脉冲长度增长. 仅用四极透镜等聚焦元件不能压缩脉冲长度, 需要在粒子的偏转中利用色差效应产生路径长度的差异, 增加较高能量粒子的路径长度, 使偏转段和非偏转段产生的能量啁啾抵消. Qi 等^[24]报道了利用消色差结构实现电子束脉冲长度的压缩.

激光驱动粒子束的传输束线, 多数是聚焦元件与选能元件的组合, 可以实现粒子束的收集、选能等基本功能, 但因为聚焦与能量分析在空间上分离, 导致束线占据空间较大, 色差效应影响较大. 如果采用消色差设计, 需要精细设计的对称结构 (如偏转磁铁-四极透镜-偏转磁铁), 才能实现横向一个方向 (如 X 方向) 消色差, 在 Y 方向色差仍然有影响. Scisciò 等^[25]报道了利用四极透镜与偏转磁铁组成的消色差系统传输激光驱动电子束, 研究中发现即使在消色差设计中, 靶点处 1 mrad 的散角和 1% 能散, 也会导致束流发射度和包络的增长, 原因是能散导致的非线性项. 同时, 在束线设计中还需要兼顾脉冲长度压缩. 因而在紧凑空间实现激光驱动粒子束的聚焦、选能、脉冲长度压缩,

降低色差效应的影响,具有一定挑战.

束流传输中用的磁场多数是常梯度磁场. 磁场 B 随半径 r 的变化规律为 $B = Cr^{-n}$, 式中 C 为常数, n 为磁场降落指数 ($n = -\frac{\partial \ln B}{\partial \ln r} = -\frac{r}{B} \frac{\partial B}{\partial r}$). $n = 0$ 时的磁场为偏转磁铁中常用的均匀磁场. 当 $0 < n < 1$ 时, 磁场产生弱聚焦作用, 在 X 和 Y 方向都产生聚焦力, 同时在 X 方向分析能量. 弱聚焦作用在加速器发展的早期已经用于粒子束聚焦. 在质子能量超过 GeV 后, 磁铁的体积和建造成本不断增长, 因而在高能质子的加速中逐渐被四极透镜的强聚焦作用代替. 但对于百 MeV 的电子束和约 10 MeV 质子束的传输, 弱聚焦作用有很大的发挥空间.

与螺线管相比, 弱聚焦磁场不但在横向两个方向同时聚焦, 还能通过磁场降落指数 n 的设计, 准确地分配水平和竖直方向聚焦力的强弱, n 越大, 在 Y 方向的聚焦力越大, 同时在 X 方向的聚焦力越小, 为束流光学的设计提供了灵活性和巨大空间. 例如要压缩 Y 方向包络时, 可以适当增大 n . 另外, 弱聚焦磁场在横向聚焦的同时, 还能在一个方向分析能量. 得益于在 X 方向同时有聚焦力和能量分析, 粒子束经过一定角度的偏转后, 每个能量的粒子束可以实现从物点到像点的成像, 相同能量、不同初始散角的粒子在像点处聚焦, 不同能量粒子束在空间上分离 (像点位置不同), 因而可以实现精确的能量分析, 为选能和能谱整形提供条件. 弱聚焦磁场的聚焦和能量分析一体化 (聚焦和能量分析同时存在, 并且随偏转角度连续变化), 表现出特别的聚焦和能量分析特性. 在径向运动中, 能量越高的粒子偏转半径越大, 偏转相同角度时走过的路径越长. 在一定条件下可以实现, 不同能量的粒子偏转相同角度后汇聚, 实现消色差, 或者降低色差影响; 另外可以通过使能量越高的粒子走越长的路径实现脉冲长度的压缩.

与强聚焦相比, 弱聚焦的聚焦力相对较弱, 需要细致研究实现聚焦、选能、脉冲长度压缩时弱聚焦磁铁的设计应该满足的条件. 为了满足不同应用

对质子束的要求, 探索了弱聚焦作用用于激光驱动质子束传输的可行性, 研究了大能散、大散角质子束在弱聚焦磁场中传输的束流动力学, 以及弱聚焦磁场在质子束聚焦、选能、脉冲长度压缩等方面的特点和优势, 为激光加速器在多领域的研究提供了新的技术途径.

2 弱聚焦作用中的束流动力学

对粒子运动的描述, 常用到粒子坐标系 XYZ (也称为静止坐标系, particle rest frame) 或实验室坐标系 (laboratory frame). 在粒子坐标系 XYZ 中, 坐标系的原点始终在参考粒子处; 参考粒子是假想的沿预定路径运动的粒子. 参考粒子的前进方向为纵向 (Z 轴), 横向包括水平方向 (X 轴) 和竖直方向 (Y 轴). 在漂浮段和四极透镜中, 粒子坐标系的指向不变, 原点跟随参考粒子改变. 在偏转磁铁中, Z 轴始终沿切向, 随着参考粒子的前进而不断改变; X 轴始终沿径向, Y 轴指向保持不变. 在回旋加速器中, 常常称竖直方向为轴向. 采用粒子坐标系可以简化粒子运动的数学描述.

在实验室坐标系 $X'Y'Z'$ 中, 坐标系选定后坐标轴的指向和原点始终保持不变. 采用实验室坐标系描述粒子运动, 会复杂的多, 尤其涉及偏转时. 但采用实验室坐标系时可以得到粒子束在实际空间中的包络以及束线布局. 文章中在粒子坐标系跟踪粒子的运动, 再转化到实验室坐标系.

质子束的传输, 可以分为相同能量、不同初始散角质子束的传输, 以及不同能量质子束的传输. 首先研究在弱聚焦磁场中相同能量、不同初始散角质子束的传输特性.

2.1 中心能量质子传输

在磁场降落指数为 n 的常梯度磁场中, 在线性近似下质子在水平方向 (径向 X) 和竖直方向 (轴向 Y) 传输的矩阵表达式分别为 [26]

径向:

$$\begin{pmatrix} x \\ x' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \sqrt{1-n}\theta & \frac{r_c}{\sqrt{1-n}} \sin \sqrt{1-n}\theta \\ -\frac{\sqrt{1-n}}{r_c} \sin \sqrt{1-n}\theta & \cos \sqrt{1-n}\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \end{pmatrix}, \quad (1)$$

轴向:

$$\begin{pmatrix} y \\ y' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \sqrt{n}\theta & \frac{r_c}{\sqrt{n}} \sin \sqrt{n}\theta \\ -\frac{\sqrt{n}}{r_c} \sin \sqrt{n}\theta & \cos \sqrt{n}\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} y_0 \\ y'_0 \end{pmatrix}, \quad (2)$$

式中, x_0, x'_0, y_0, y'_0 分别为径向和竖直方向任意质子进入磁场时的位置和散角; r_c 为中心轨道 (封闭轨道) 半径; θ 为偏转角度.

(1) 式和 (2) 式表示的是动量散度为零的质子的运动, 对于动量散度不为零的质子, 需要考虑轨道分散以及对初始位置的影响. (1) 式和 (2) 式中水平和竖直方向的传输矩阵形式相同, 差别仅在 $\sqrt{1-n}$ 和 \sqrt{n} , 这决定了质子在径向和轴向运动的许多相似性, 比如在这两个方向同时聚焦、消色差等.

2.2 动量散度不为零的质子传输

质子束总是存在一定的动量分散 $\Delta p/p_c$ (p_c 为参考质子动量). 不同能量质子在磁场中的中心轨道半径不同. 在磁场降落指数 $0 < n < 1$ 的常梯度磁场中, 不同半径处的磁感应强度不同, 每个能量质子束的中心轨道半径和磁感应强度一一对应, 表现为动量分散 $\Delta p/p_c$ 导致中心轨道的径向分散 Δx .

假设参考质子的动量 p_c 对应中心轨道半径为 r_c , r_c 处的磁感应强度为 B_c . 任意质子动量为 p , $p = p_c + \Delta p$, 动量分散为 $\Delta p/p_c$, 对应中心轨道的半径为 r , $r = r_c + \Delta x$, 轨道分散为 Δx . 轨道分散是各个能量质子束的中心轨道的半径差别, 在确定

的磁场中仅决定于质子束的能量.

当 Δx 是小量时, 忽略高次项, 线性近似下可以得到当质子存在动量分散 $\Delta p/p_c$ 时, 引起的轨道分散 $\Delta x = \frac{r_c}{(1-n)} \frac{\Delta p}{p_c}$ [26]. 当质子束的能散或散角较大时, Δx 不能看做小量. 利用常梯度磁场中磁场随半径的变化规律 $B = Cr^{-n}$, 容易得到 Δx 与动量分散 $\Delta p/p_c$ 关系的严格解为

$$\Delta x = r_c \left[(1 + \Delta p/p_c)^{\frac{1}{1-n}} - 1 \right]. \quad (3)$$

当动量分散较小时, 线性近似求得的 Δx 与 1.3 式结果接近. 当动量分散较大时, 例如 $\Delta p/p_c = 0.1$, $r_c = 0.5\text{m}$, $n = 0.5$ 时, 两者得到的轨道分散 Δx 差别为 5%. 因而在计算大能散、大散角质子束的传输时, 需要使用 (3) 式.

中心能量质子的径向运动由 (1) 式描述. 动量为 $p_c + \Delta p$ 的质子, 中心轨道的半径为 $r_c + \Delta x$, 即所有动量为 $p_c + \Delta p$ 的质子在径向都围绕半径为 $r_c + \Delta x$ 的中心轨道振荡, 但不能直接由 (1) 式描述.

描述质子时, 质子进入偏转磁铁时的初始位置 x_0 都是相对于参考轨道, 即参考质子的中心轨道半径 r_c . 因而对于动量为 $p_c + \Delta p$ 的质子, 相对于它的半径为 $r_c + \Delta x$ 的中心轨道的实际初始位置为 $x_0 - \Delta x$, 初始散角仍然是 x'_0 . 当统一描述质子径向位置时, 需要加 Δx . 因而动量为 $p_c + \Delta p$ 的质子的运动的矩阵描述为

$$\begin{pmatrix} x \\ x' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \sqrt{1-n}\theta & \frac{r_c + \Delta x}{\sqrt{1-n}} \sin \sqrt{1-n}\theta \\ -\frac{\sqrt{1-n}}{r_c + \Delta x} \sin \sqrt{1-n}\theta & \cos \sqrt{1-n}\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_0 - \Delta x \\ x'_0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \Delta x \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (4)$$

动量为 $p_c + \Delta p$ 的质子在轴向的运动方程的矩阵表达式为

$$\begin{pmatrix} y \\ y' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \sqrt{n}\theta & \frac{r_c + \Delta x}{\sqrt{n}} \sin \sqrt{n}\theta \\ -\frac{\sqrt{n}}{r_c + \Delta x} \sin \sqrt{n}\theta & \cos \sqrt{n}\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} y_0 \\ y'_0 \end{pmatrix}. \quad (5)$$

3 相同能量质子束的传输与选能

3.1 水平方向质子束传输

假设有质子 A、B, 中心轨道半径分别为 r_A, r_B , $r_A = r_c + \Delta x_A$, $r_B = r_c + \Delta x_B$, Δx_A 和 Δx_B 是两个质子的轨道分散, 进入磁铁时径向位置和散角是 $A(x_1, x'_1), B(x_2, x'_2)$, 由 (4) 式可以求得经过角度 θ

的偏转后的位置和散角 $A(x_3, x'_3), B(x_4, x'_4)$. 令 $D_1 = x_4 - x_3$, 得到:

$$D_1 = (x_2 - \Delta x_B - x_1 + \Delta x_A) \cos \sqrt{1-n}\theta + \frac{x'_2 r_B - x'_1 r_A}{\sqrt{1-n}} \sin \sqrt{1-n}\theta + \Delta x_B - \Delta x_A, \quad (6)$$

$$\text{令 } a = x_2 - \Delta x_B - x_1 + \Delta x_A, \quad b = \frac{x'_2 r_B - x'_1 r_A}{\sqrt{1-n}},$$

$$\sin \gamma = \frac{a}{\sqrt{a^2 + b^2}}, \quad \cos \gamma = \frac{b}{\sqrt{a^2 + b^2}}.$$

(6) 式变为

$$D_1 = \sqrt{a^2 + b^2} \sin(\sqrt{1-n}\theta + \gamma) + \Delta x_B - \Delta x_A. \quad (7)$$

从 (7) 式可以得出, 对于任意 A, B 两个质子, 径向位置差 D_1 随偏转角度 θ 按照正弦关系变化, 周期为 $2\pi/\sqrt{1-n}$.

如果质子束可以看作点源, 经过漂浮段 L_1 后进入弱聚焦磁铁, 则有 $x'_1 = x_1/L_1$, $x'_2 = x_2/L_1$. 如果 A 和 B 两个质子的能量相同, 则有 $\Delta x_A = \Delta x_B$, $r_A = r_B$, 令 $D_1 = 0$, A, B 两个质子在径向汇聚, 即质子束的像点. 由 (7) 式得到:

$$\theta = \frac{1}{\sqrt{1-n}} \left(k_x \pi - \arcsin \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{r_A}{L_1 \sqrt{1-n}} \right)^2}} \right). \quad (8)$$

上式中 k_x 为非负整数, 可以看出, 得益于点源

的特性 (进入磁铁时质子的位置与散角成正比), 经过满足 (8) 式的角度的偏转后, 同一能量、不同初始散角的质子可以在同一纵向位置聚焦、成像, 这为精确选能提供了前提条件. 激光驱动质子束的初始尺寸在 μm 量级, 可视为点源. 这体现了弱聚焦磁场用于激光驱动质子束聚焦和选能 (聚焦不好影响选能精度) 上的优势.

设两个质子经过磁铁之后的漂浮段 L_2 后的位置和散角分别为 A (x_5, x'_5)、B (x_6, x'_6), 传输矩阵的表达式分别为

$$\begin{pmatrix} x_5 \\ x'_5 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & L_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_3 \\ x'_3 \end{pmatrix}, \quad (9)$$

$$\begin{pmatrix} x_6 \\ x'_6 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & L_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_4 \\ x'_4 \end{pmatrix}. \quad (10)$$

令 $D_2 = x_6 - x_5$, 由 (9) 和 (10) 式得到:

$$D_2 = [x_2 - x_1 + (x'_2 - x'_1) L_2 - (\Delta x_B - \Delta x_A)] \cos \sqrt{1-n}\theta + \left[\frac{x'_2 r_B - x'_1 r_A}{\sqrt{1-n}} + \left(\frac{x_1 - \Delta x_A}{r_A} - \frac{x_2 - \Delta x_B}{r_B} \right) L_2 \sqrt{1-n} \right] \sin(\sqrt{1-n}\theta) + \Delta x_B - \Delta x_A. \quad (11)$$

当质子的能量相同时, 中心轨道半径都是 r_A , (11) 式变为

$$D_2 = [x_2 - x_1 + (x'_2 - x'_1) L_2] \cos \sqrt{1-n}\theta + \left[(x'_2 - x'_1) \frac{r_A}{\sqrt{1-n}} + (x_1 - x_2) \frac{L_2 \sqrt{1-n}}{r_A} \right] \times \sin(\sqrt{1-n}\theta). \quad (12)$$

令 $a' = x_2 - x_1 + (x'_2 - x'_1) L_2$, $b' = (x'_2 - x'_1) \frac{r_A}{\sqrt{1-n}} - (x_2 - x_1) \frac{L_2 \sqrt{1-n}}{r_A}$, $\sin \gamma' = \frac{a'}{\sqrt{a'^2 + b'^2}}$, $\cos \gamma' = \frac{b'}{\sqrt{a'^2 + b'^2}}$, 带入 (12) 式得到:

$$D_2 = \sqrt{a'^2 + b'^2} \sin(\sqrt{1-n}\theta + \gamma') \quad (13)$$

在 (13) 式可以看到, L_2 中相同能量质子水平方向位置的相对关系, 随偏转角度呈正弦函数变化.

令 $D_2 = 0$, 对于可视为点源的质子束, 得到:

$$\theta = \frac{1}{\sqrt{1-n}} \left[\arctan \left(\frac{L_1 + L_2}{\frac{L_1 L_2 \sqrt{1-n}}{r_A} - \frac{r_A}{\sqrt{1-n}}} \right) + k_x \pi \right]. \quad (14)$$

(14) 式是相同能量、不同初始散角质子束在 L_2 中水平方向出现像点时要求的偏转角度 θ , 与初始散角无关. 不同能量质子的中心轨道半径 r_A 不同, 对应的 θ 有差别.

从 (14) 式可以看出, 得益于点源的特点, 同一能量、所有散角的质子经过漂浮段 L_1 、磁铁偏转角度 θ 、漂浮段 L_2 后聚焦, 实现了从物点 (质子源处) 到像点的传输. θ 与漂浮段 L_1 和 L_2 的长度、中心轨道半径 r_A 、磁场降落指数 n 有关.

3.2 竖直方向质子束传输

质子束在竖直方向经过漂浮段 L_1 、磁铁和漂浮段 L_2 的传输为

$$\begin{pmatrix} y \\ y' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & L_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \sqrt{n}\theta & \frac{r_A}{\sqrt{n}} \sin \sqrt{n}\theta \\ -\frac{\sqrt{n}}{r_A} \sin \sqrt{n}\theta & \cos \sqrt{n}\theta \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 1 & L_1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} y_0 \\ y'_0 \end{pmatrix}. \quad (15)$$

y_0 和 y'_0 为质子源处质子的初始位置和散角.

得到传输后竖直方向的位置:

$$y = \left(\cos \sqrt{n}\theta - \frac{\sqrt{n}L_2 \sin \sqrt{n}\theta}{r_A} \right) y_0 + \left[L_1 \cos \sqrt{n}\theta + \frac{r_A \sin \sqrt{n}\theta}{\sqrt{n}} + L_2 \left(\cos \sqrt{n}\theta - \frac{\sqrt{n}L_1 \sin \sqrt{n}\theta}{r_A} \right) \right] y'_0. \quad (16)$$

竖直方向没有偏转, 在像点处有 $y = 0$, 代入 (16) 式得到:

$$\tan [\sqrt{n}\theta] = \frac{y'_0 L_1 + y'_0 L_2 + y_0}{\frac{y'_0 L_1 L_2 \sqrt{n}}{r_A} - \frac{y'_0 r_s}{\sqrt{n}} + \frac{y_0 \sqrt{n} L_2}{r_A}}. \quad (17)$$

由于激光驱动质子束的初始束斑尺寸 y_0 量级在 $10 \mu\text{m}$, y'_0 的量级在 10 mrad , L_1 和 L_2 取值可选在 $0.2\text{--}2 \text{ m}$ 范围, 因而 (17) 式含 y_0 项可以忽略, 得到:

$$\theta = \frac{1}{\sqrt{n}} \left[\arctan \left(\frac{L_1 + L_2}{\frac{L_1 L_2 \sqrt{n}}{r_A} - \frac{r_A}{\sqrt{n}}} \right) + k_y \pi \right]. \quad (18)$$

从上式可以看出, 得益于质子束初始尺寸为微米量级, 同一能量、不同初始散角质子束经过漂浮段、角度 θ 的偏转和漂浮段 L_2 的传输后, 可以在同一纵向位置实现 Y 方向成像。

在 (14) 式和 (18) 式中, 某些参数会导致分母为零, 偏转角度 θ 随磁场降落指数 n 的变化关系出现从负无穷大到正无穷大的跃变, 导致计算得到的 θ 出现 π 的跃变。这是反正切函数的默认取值范围引起的, 为了避免其影响, 当 (14) 式和 (18) 式的分母小于 0 时, 分别取 $k_x = k'_x + 1$ 和 $k_y = k'_y + 1$; 当分母大于 0 时, 分别取 $k_x = k'_x$ 和 $k_y = k'_y$, 由此可以通过 k'_x 和 k'_y 与 θ 随 n 的变化规律建立对应关系。

3.3 水平和竖直方向同一位置成像

为了得到高亮度质子束, 要求在应用终端水平和竖直方向的像点的纵向位置相同, 即要求 (n, θ) 同时满足 (14) 式和 (18) 式。

例如取 $k'_x = 0, 1, k'_y = 0, 1, L_1 = L_2 = 0.8 \text{ m}$, $r_c = 0.65 \text{ m}$, 得到 θ 随 n 的变化曲线如图 1 所示。

图 1 中的四个交点确定的 θ 与 n , 使中心能量质子传输后水平和竖直方向像点的纵向位置相同。

交点 1 和交点 3 对应的参数可用于质子束的

选能和能谱整形。交点 2 对应的传输可用于质子束聚焦。某些参数中交点 4 对应的 $\theta > 2\pi$, 不利于应用。

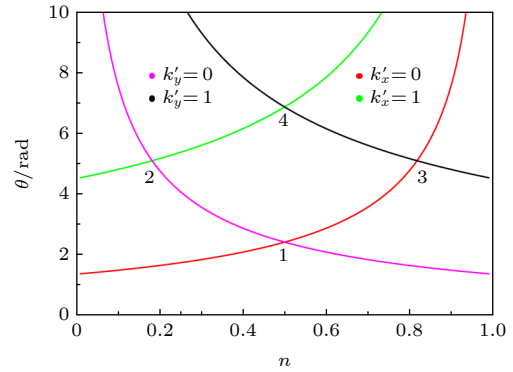


图 1 质子束满足水平或竖直方向成像传输条件时 θ 随 n 的变化曲线

Fig. 1. Variation curves of θ with n when the proton beams satisfies the imaging transmission conditions in the horizontal or vertical direction.

3.4 弱聚焦磁场用于选能

满足 (14) 式的 (n, θ) , 可以使相同能量、不同初始散角的质子束在 X 方向成像, 同时不同能量质子束在水平方向分开, 因此可以用于选能和能谱整形。如果同时要求在 Y 方向成像, 图 1 中四个交点对应的 (n, θ) 满足要求。

设定 $r_c = 0.65 \text{ m}$, $L_1 = 0.8 \text{ m}$, $L_2 = 1.1 \text{ m}$. 交点 1 ($k'_x = 0, k'_y = 0$) 对应的质子束的传输包络如图 2(a) 所示。质子束的传输跟踪利用传输矩阵计算得到。图 2 中红、绿、蓝实(虚)线分别代表能散为 10%、0%、-10% 的质子在 X (Y) 方向的包络; 相同颜色的三条曲线分别代表初始散角为 50、0、-50 mrad 的质子的包络。质子束的中心能量为 20 MeV。图 2(b) 是质子束在实验室坐标系 $X'Z'$ 平面中的包络, 质子源在 $(r_c, -L_1)$ 处。可以看到经过弱聚焦磁铁的聚焦和偏转后, 质子束在 X 和 Y 方向都得到聚焦。利用色差效应, 不同能量质子束偏转后在 X 方向分开; 同样由于色差的影响, 不同能量质子束像点的 Z 方向 (纵向) 位置不同。可以在 $X'Z'$ 平面沿像点设置狭缝, 精确选能, 如图 2(b) 中所示。选出的质子束可以直接应用, 或者作为下一级束线的离子源。

交点 2 ($k'_x = 1, k'_y = 0$) 对应的参数确定的束线中质子束的传输包络如图 2(d) 所示, 在 $X'Z'$ 平面中的包络图 2(c) 所示。可以看到在磁铁中, 经过一定角度的偏转后, 相同能量、不同初始散角的质

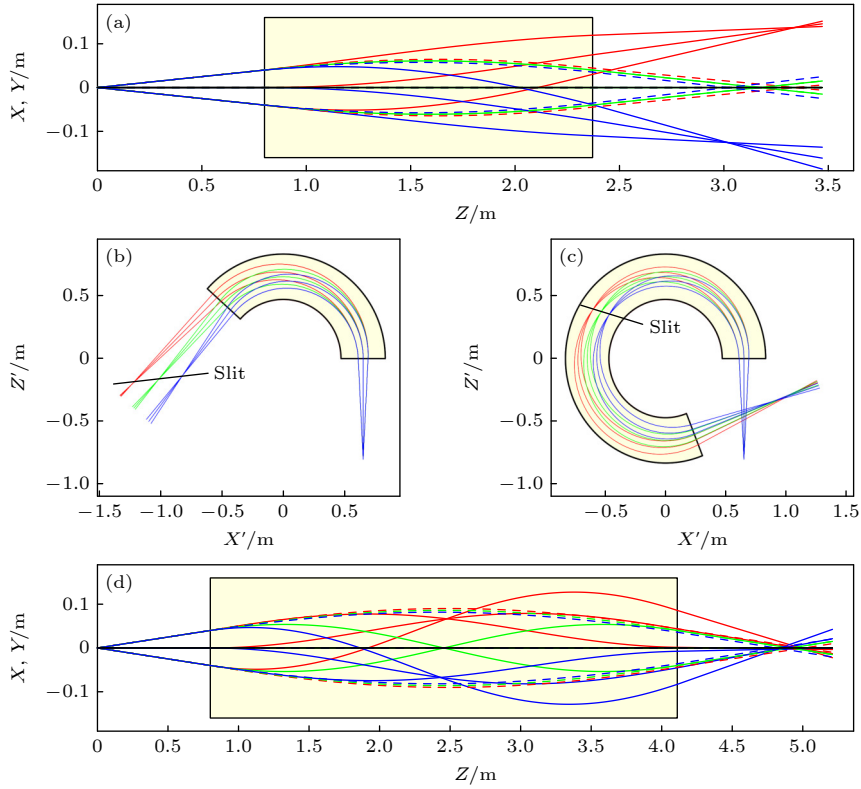


图 2 质子束水平和竖直方向的像点位置相同时的传输. 浅黄色背景区域代表弱聚焦磁铁 (a) 交点 1 对应的质子束的传输包络; (b) 交点 1 对应的质子束在 $X'Z'$ 平面的传输包络; (c) 交点 2 对应的质子束在 $X'Z'$ 平面的传输包络; (d) 交点 2 对应的质子束的传输包络

Fig. 2. Transmission of the proton beams when the positions of the image points in the horizontal and vertical directions are the same. The light yellow background area represents the weak-focusing magnet: (a) The transmission envelope of the proton beam corresponding to crossing point 1; (b) the transmission envelope of the proton beam corresponding to crossing point 1 in the $X'Z'$ plane; (c) the transmission envelope of the proton beam corresponding to crossing point 2 in the $X'Z'$ plane; (d) the transmission envelope of the proton beam corresponding to crossing point 2.

子汇聚, 同时不同能量质子在水平方向分开, 采用 C 型磁铁设计, 可以在磁铁中设计狭缝, 精确选能. 同时不同能量质子束在 Y 方向的尺寸 (包络) 较大, 方便能谱整形. 在磁铁之后的漂浮段中不同能量质子束汇聚. 由于激光驱动质子束是脉冲束, 轨迹交叉不影响传输.

k'_x 和 k'_y 的取值代表在磁铁中水平和竖直方向相同能量、不同初始散角质子的包络的节点数, 即包络的交点 (焦点、像点) 数目. 由于 $k'_x = 1$, 图 2(c) 和图 2(d) 中水平方向有一个节点, 可用于选能和能谱整形.

4 不同能量质子束的传输与脉冲长度压缩

4.1 束线参量对质子束尺寸和脉冲长度的影响

为了提高质子束的亮度, 需要传输后尽可能减

小质子束的横向尺寸. 除了高亮度, 温稠密物质研究、快点火等应用对质子束脉冲长度有严格要求. 质子束在漂浮段中传输时, 能散导致脉冲长度不断增长, 产生能量啁啾. 在弱聚焦磁铁中, 高能质子的偏转半径大, 路径长, 而低能质子的路径短. 通过合适的设计, 可以使偏转与漂浮段中产生的能量啁啾抵消, 压缩脉冲长度, 保留激光驱动质子束的超快特性.

在 1.11 式中, 当漂浮段 L_1 和 L_2 长度为 0 时, 对于点源, $x_2 \approx x_1 \approx 0$, 得到 $D_2 = -(\Delta x_B - \Delta x_A) \cos \sqrt{1-n}\theta + \Delta x_B - \Delta x_A$, 令 $D_2 = 0$, 可以求得 $\theta = 2k\pi / \sqrt{1-n}$ (k 为正整数), 使得不同能量质子束在偏转 θ 后在同一位置成像, 实现位置、散角消色差. 当漂浮段 L_1 和 L_2 长度不为 0 时, 对于任意两个质子很难使 $D_2 = 0$, 但通过参数优化, 可以减小色差影响和质子束的尺寸.

选择 $k'_x = 1$ 和 $k'_y = 0$ (交点 2), 对于确定的 L_1 ,

L_2 , r_c , 可以求得一组 (n, θ) , 使中心能量质子束在 X 和 Y 方向的像点的纵向位置相同, 并且不同能量质子束在 X 方向得到汇聚. 设定 L_1 分别等于 0.3, 0.7 m 和 L_2 , 扫描 L_2 和 r_c 对质子束 X 方向的均方根 (root mean square, rms) 尺寸 x_{rms} 以及脉冲长度 (pulse length) 的影响. r_c 和 L_2 的扫描范围分别是 0.1—1.2 m 和 0.1—1.0 m, 扫描间隔分别是 0.05 m 和 0.02 m, 结果如图 3 所示. 10000 个能量 20 MeV、能散 2%、散角 ± 50 mrad 的质子束用于计算. 初始能谱为均匀能谱, 半径设为 $5 \mu\text{m}$, 采用水袋分布, 均方根尺寸为 $1.8 \mu\text{m}$, 均方根由 $x_{\text{rms}} = \sqrt{(x - \bar{x})^2}$ 计算. 为了便于讨论, 初始脉冲长度设为 0.

从图 3 中可以看出, 对于 L_1 , 存在与其相等的 L_2 使 x_{rms} 最小. 在 $L_1 = L_2$ 时 x_{rms} 随 r_c 的变化较小. 偏转角度 θ 随 r_c 增大, 随 L_1 和 L_2 减小. L_1 和 L_2 确定后, 存在一个 r_c 使脉冲长度最短.

由图 3 可以确定束线参量, 使传输后的质子束尺寸较小或脉冲长度较短, 并且偏转角度满足应用的要求. 质子束尺寸最小时, 脉冲长度可能不是最短, 根据应用需求选择参数. 质子束的能散、散角越大, 传输后脉冲长度越长.

质子束在 Y 方向的传输受到色差的影响较小, 传输后的尺寸一般小于 X 方向.

可见利用单个弱聚焦磁铁, 可以在紧凑空间同时实现聚焦、选能、脉冲长度压缩.

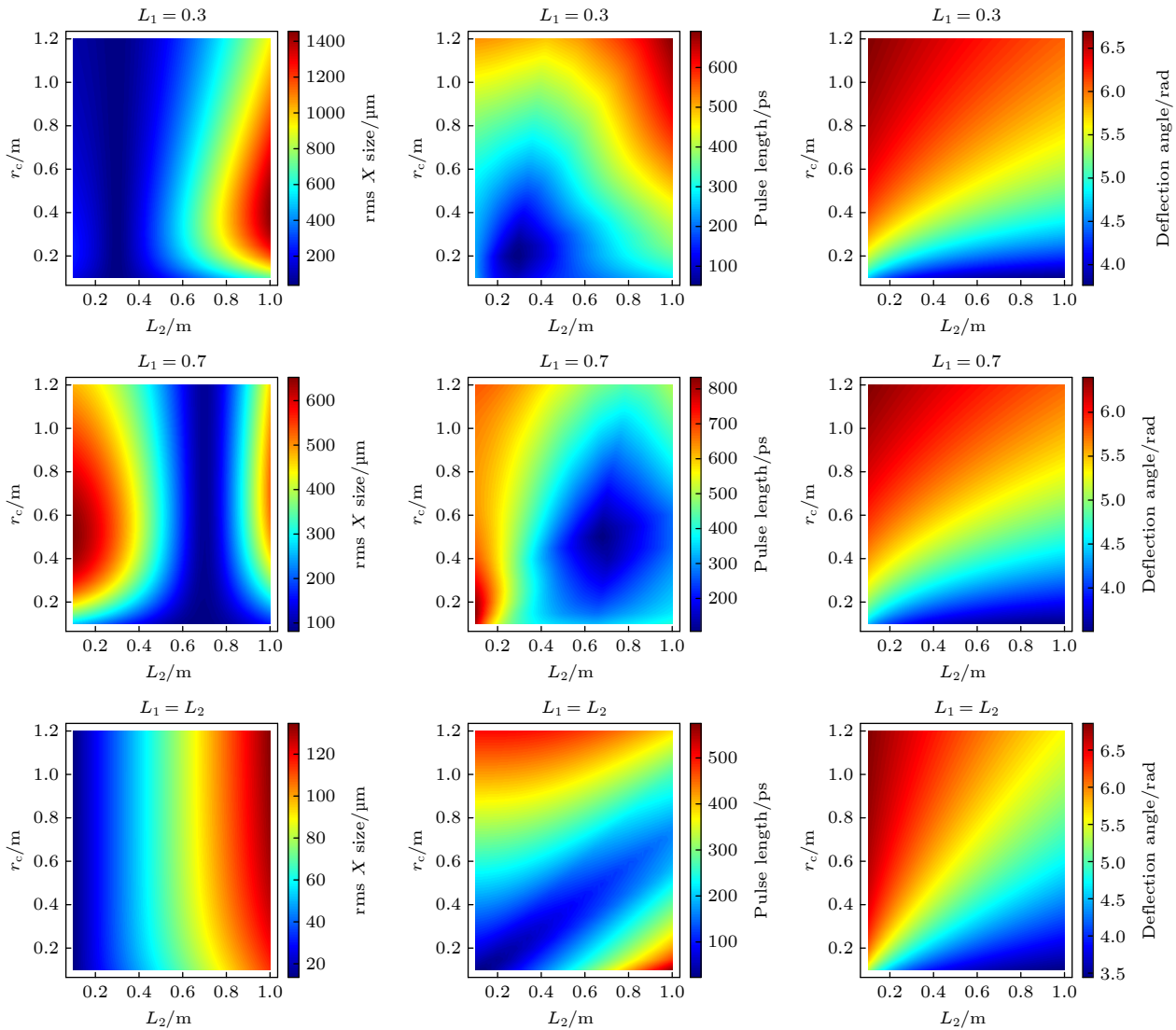


图 3 L_1 分别等于 0.3 m(上)、0.7 m(中) 和 L_2 (下) 时, X 方向质子束 rms 尺寸(左)、脉冲长度(中) 和偏转角度(右) 随 L_2 和 r_c 的变化

Fig. 3. Variations of proton beam size (left), pulse length (middle) and deflection angle (right) with L_2 and r_c when L_1 equals to 0.3 m (upper), 0.7 m (middle) and L_2 (lower) respectively.

4.2 质子束传输束线设计

利用图3的结果,可以根据对质子束传输能量、尺寸、脉冲长度的要求,选择束线参数.例如,选择 $r_c = 0.65\text{ m}$ (偏转 20 MeV 质子束对应的磁场强度为 1 T), $L_1 = L_2 = 0.8\text{ m}$,可以求得($n = 0.182$, $\theta = 5.093\text{ rad}$),能量 20 MeV、能散 2%、初始散角 $\pm 50\text{ mrad}$ 的质子束,传输包络如图4(a)所示.在 $X'Z'$ 平面中的包络和束线布局示意图如图4(b)所示,占据空间不足 $2\text{ m} \times 2\text{ m}$,与四极透镜-扇形磁铁-四极透镜束线相比,尺寸有效缩减. Y 方向的磁场强度随半径的变化如图4(c)所示,因为 n 较小,磁场强度随半径的变化平缓.

10000 个质子传输后的横向分布如图4(d)所示, X 和 Y 方向均方根尺寸都是 $108\text{ }\mu\text{m}$,脉冲长度为 154 ps .

当能散逐渐增大到 20% 时,质子束尺寸和脉冲长度如图4(e)所示.可以看到,能散达到 20% 时,脉冲长度保持在 500 ps 内.

在四极透镜-扇形磁铁-四极透镜束线中,偏转磁铁利用色差效应在 X 方向选能时,不可避免地导致 X 方向投影发射度增长,相空间畸变; Y 方向在四极透镜中的传输受到色差效应的影响.传输到应用端的质子束,即使 2% 能散,也难以压缩到 mm 以内,均匀性难保证;质子束尺寸调到 cm 量级时,可以通过束线参数的设置改进均匀性[16].

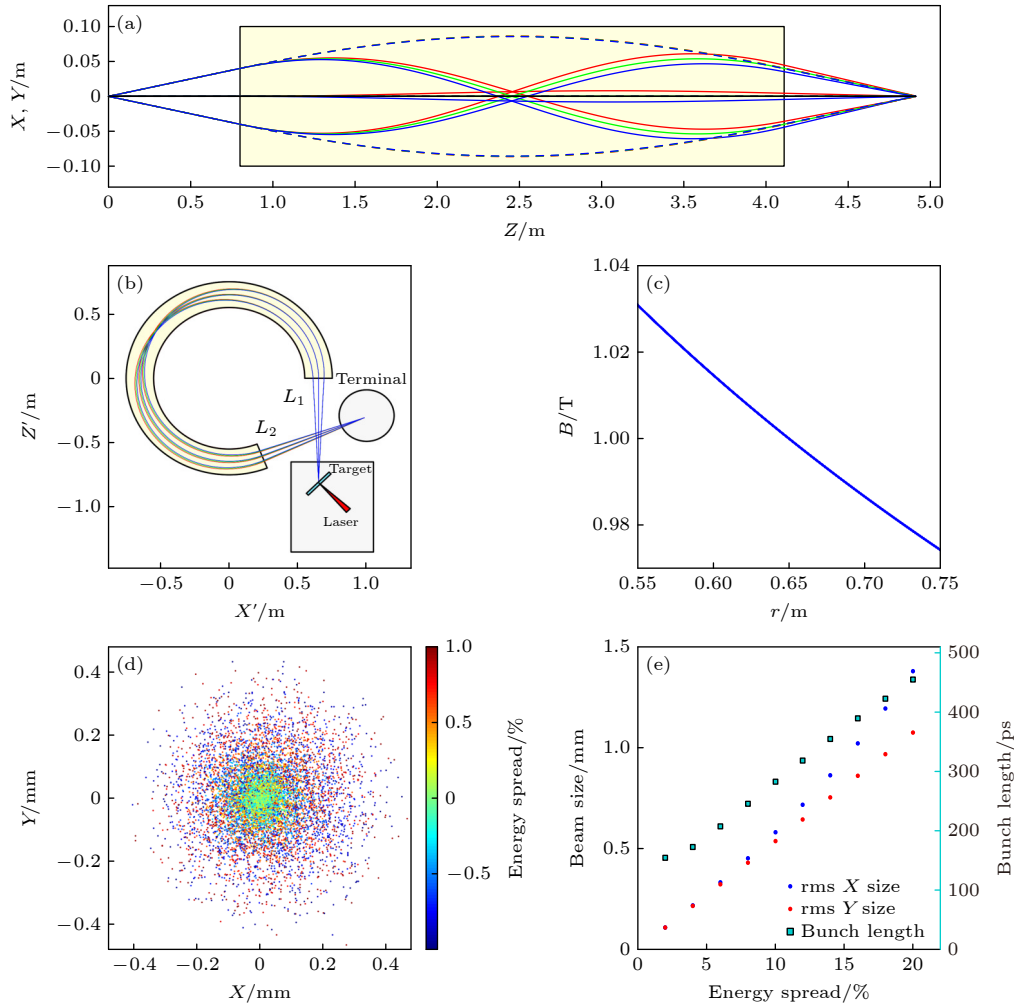


图4 质子束的传输束线设计 (a) 2% 能散质子束的传输包络; (b) 2% 能散质子束在 $X'Z'$ 平面的传输包络与束线布局示意图; (c) Y 方向磁场强度随半径的变化; (d) 2% 能散质子束在束线出口处的分布; (e) 不同能散质子束在束线出口的尺寸和脉冲长度

Fig. 4. Transmission beamline design for proton beams: (a) The transmission envelope of the proton beam with 2% energy spread; (b) the transmission envelope of the proton beam with 2% energy spread in the $X'Z'$ plane and the schematic diagram of beamline layout; (c) Y -direction magnetic field strength as a function of radius; (d) distribution of proton beam with 2% energy spread at the beamline exit; (e) the sizes and pulse lengths of proton beams with different energy spread at the beamline exit.

相比起来,弱聚焦磁场中的聚焦、能量分析高度一体化,色差效应的影响小得多,在应用端 2% 能散质子束的均方根尺寸可以保持在百 μm ,且同时能压缩脉冲长度,优势显著.

如果采用超导磁铁技术,10 T 的磁场强度可以传输 1.2 GeV 质子束,不考虑空间电荷力的影响时相同初始条件的质子束的传输包络与图 4(a)

相同.

100—200 MeV 质子束也是激光加速器重要的应用范围.采用常规磁铁技术传输 100 MeV 质子束,1 T 的磁场强度要求偏转半径为 1.48 m,选择 $L_1 = L_2 = 1.3$ m,可以求得 ($n = 0.196$, $\theta = 5.501$ rad).能散 2%、初始散角 ± 50 mrad 的 100 MeV 质子束的传输包络如图 5(a) 所示,在 $X'Z'$ 平面中的包络

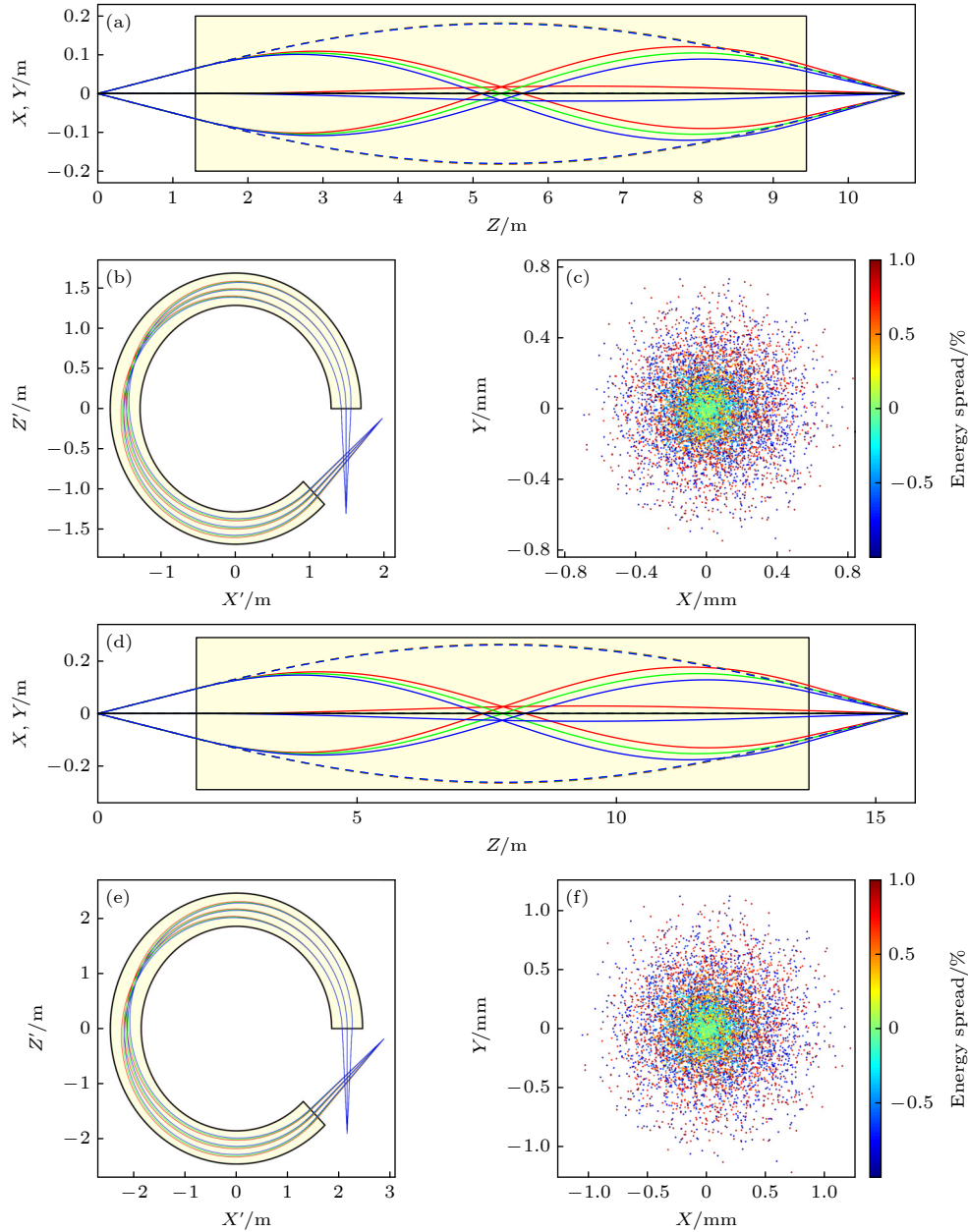


图 5 100 和 200 MeV 质子束的传输束线设计 (a) 100 MeV 质子束的传输包络; (b) 100 MeV 质子束在 $X'Z'$ 平面的传输包络; (c) 100 MeV 质子束在束线出口的分布; (d) 200 MeV 质子束的传输包络; (e) 200 MeV 质子束在 $X'Z'$ 平面的传输包络; (f) 200 MeV 质子束在束线出口的分布

Fig. 5. Transmission beamline design for 100 and 200 MeV proton beams: (a) Transmission envelope of 100 MeV proton beams; (b) the transmission envelope of 100 MeV proton beams in the $X'Z'$ plane; (c) distribution of 100 MeV proton beams at the beamline exit; (d) transmission envelope of 200 MeV proton beams; (e) the transmission envelope of 200 MeV proton beams in the $X'Z'$ plane; (f) distribution of 200 MeV proton beams at the beamline exit.

如图 5(b) 所示, 传输后的分布如图 5(c) 所示, X 和 Y 方向均方根尺寸增加到 $184\ \mu\text{m}$.

传输 200 MeV 质子束, 1 T 的磁场强度要求偏转半径为 2.15 m, 选择 $L_1 = L_2 = 1.9\ \text{m}$, 可以求得 ($n = 0.191$, $\theta = 5.494\ \text{rad}$). 能散 2%, 初始散角 $\pm 50\ \text{mrad}$ 的 200 MeV 质子束的传输包络如图 5(d) 所示, 在 $X'Z'$ 平面中的包络如图 5(e) 所示, 传输后的分布如图 5(f) 所示. X 和 Y 方向均方根尺寸增加到 $281\ \mu\text{m}$. 由于磁铁的偏转半径和束线尺寸的增加, 导致质子束在磁铁中的包络增大, 传输 $\pm 50\ \text{mrad}$ 散角时 Y 方向的包络较大, 对磁铁间隙的要求超过 0.5 m. 虽然理论和技术上可以实现, 但在成本上可能不划算, 因而更适合传输散角较小的质子束 (初始散角越小, 磁铁中 Y 方向的包络越小). 或者采用超导技术, 在紧凑空间实现较高能量质子束的传输.

5 结 论

通过对质子束在弱聚焦磁场中运动的线性束流动力学研究, 探索了弱聚焦磁场用于大能散、大散角质子束聚焦和能量分析的要求、特点和优势, 扫描了不同参数对质子束传输后尺寸和脉冲长度的影响. 通过参数优化, 实现了应用端质子束尺寸和脉冲长度的压缩. 偏转半径为 0.65 m 时, 20 MeV、能散 2%、初始散角 $\pm 50\ \text{mrad}$ 、初始均方根尺寸 $1.8\ \mu\text{m}$ 的质子束传输后在应用端的均方根尺寸可以保持在百 μm , 增大约 60 倍, 脉冲长度为 154 ps. 束线可传输 1—20 MeV 质子束; 磁场方向改变后, 可用于传输电子束.

与四极透镜、偏转磁铁等常用束流传输元件相比, 得益于弱聚焦磁场的聚焦和能量分析一体化 (聚焦和能量分析同时存在, 并且随偏转角度连续变化), 以及水平和竖直方向的相对聚焦力可以通过磁场降落指数 n 分配 (n 越大, 竖直方向的聚焦力越强, 同时水平方向的聚焦力越弱), 弱聚焦磁场用于大能散、大散角激光驱动质子束传输时, 集合了聚焦元件和选能元件的优点, 色差效应的影响减小, 在实现聚焦、选能的同时, 可以压缩脉冲长度, 保留超快特性, 有效缩减束线尺寸, 优势显著.

与同样可以在横向两个方向聚焦的螺线管相比, 弱聚焦磁场除了能精确选能, 还具有成本和制造优势, 采用常规磁铁技术即能实现约 20 MeV 质

子束 (偏转半径 0.65 m) 的传输, 采用超导或脉冲技术可以在紧凑空间传输更高能量的质子束.

参考文献

- [1] Tajima T, Dawson J M 1979 *Phys. Rev. Lett.* **43** 267
- [2] Kim I J, Pae K H, Choi I W, Lee C L, Kim H T, Singhal H, Sung J H, Lee S K, Lee H W, Nickles P V, Jeong T M, Kim C M, Nam C H 2016 *Phys. Plasmas* **23** 070701
- [3] Higginson A, Gray R J, King M, Dance R J, Williamson S D R, Butler N M H, Wilson R, Capdessus R, Armstrong C, Green J S, Hawkes S J, Martin P, Wei W Q, Mirfayzi S R, Yuan X H, Kar S, Borghesi M, Clarke R J, Neely D, McKenna P 2018 *Nat. Commun.* **9** 724
- [4] Wilks S C, Langdon A B, Cowan T E, Roth M, Singh M, Hatchett S, Key M H, Pennington D, MacKinnon A, Snavely RA 2001 *Phys. Plasmas* **8** 542
- [5] Esirkepov T, Borghesi M, Bulanov S V, Mourou G, Tajima T 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 175003
- [6] Yin L, Albright B J, Hegelich B M, Bowers K J, Flippo K A, Kwan T J, Fernández J C 2007 *Phys. Plasmas* **14** 056706
- [7] Dromey B, Coughlan M, Senje L, Taylor M, Kuschel S, Villagomez-Bernabe B, Stefanuik R, Nersisyan G, Stella L, Kohanoff J, Borghesi M, Currell F, Riley D, Jung D, Wahlström C G, Lewis C L S, Zepf M 2016 *Nat. Commun.* **7** 10642
- [8] Romagnani L, Fuchs J, Borghesi M, Antici P, Audebert P, Ceccherini F, Cowan T, Grismayer T, Kar S, MacChi A, Mora P, Pretzler G, Schiavi A, Toncian T, Willi O 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 195001
- [9] Nakamura T, Sakagami H, Johzaki T, Nagatomo H, Mima K, Koga J 2007 *Phys. Plasmas* **14** 103105
- [10] Faure J, Rechatin C, Norlin A, Lifschitz A, Glinec Y, Malka V 2006 *Nature* **444** 737
- [11] Morrison J T, Feister S, Frische K D, Austin D R, Ngirmang G K, Murphy N R, Orban C, Chowdhury E A, Roquemore W M 2018 *New J. Phys.* **20** 022001
- [12] Nishiuchi M, Daito I, Ikegami M, Daido H, Mori M, Orimo S, Ogura K, Sagisaka A, Yogo A, Pirozhkov A S, Sugiyama H, Kiriya H, Okada H, Kanazawa S, Kondo S, Shimomura T, Tanoue M, Nakai Y, Sasao H, Wakai D, Sakaki H, Bolton P, Choi I W, Sung J H, Lee J, Oishi Y, Fujii T, Nemoto K, Souda H, Noda A, Iseki Y, Yoshiyuki T 2009 *Appl. Phys. Lett.* **94** 61107
- [13] Schollmeier M, Becker S, Geißel M, Flippo K A, Blažević A, Gaillard S A, Gautier D C, Grüner F, Harres K, Kimmel M, others 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 55004
- [14] Pommarel L, Vauzour B, Mégnin-Chanet F, Bayart E, Delmas O, Goudjil F, Nauraye C, Letellier V, Pouzoulet F, Schillaci F, Romano F, Scuderi V, Cirrone G A P, Deutsch E, Flacco A, Malka V 2017 *Phys. Rev. Accel. Beams* **20** 032801
- [15] Zhu J G, Wu M J, Zhu K, Geng Y X, Liao Q, Li D Y, Yang T, Easton M J, Li C C, Xu X H, Shou Y R, Yu J Q, Gong Z, Zhao Y Y, Wang P J, Wang D H, Tao L, Chen C E, Ma W J, Lu H Y, Tajima T, Mourou G, Lin C, Yan X Q 2020 *Phys. Rev. Accel. Beams* **23** 121304
- [16] Zhu J G, Wu M J, Liao Q, Geng Y X, Zhu K, Li C C, Xu X H, Li D Y, Shou Y R, Yang T, Wang P J, Wang D H, Wang J J, Chen C E, He X T, Zhao Y Y, Ma W J, Lu H Y, Tajima T, Lin C, Yan X Q 2019 *Phys. Rev. Accel. Beams* **22** 061302
- [17] Hofmann I, Meyer-ter-Vehn J, Yan X, Orzechovskaya A,

- Yaramyshev S 2011 *Phys. Rev. Spec. Top. Accel. Beams* **14** 31304
- [18] Harres K, Alber I, Tauschwitz A, Bagnoud V, Daido H, Günther M, Nürnberg F, Otten A, Schollmeier M, Schüttrumpf J, Tampo M, Roth M 2010 *Phys. Plasmas* **17** 23107
- [19] Agosteo S, Anania M P, Caresana M, Cirrone G A P, Martinis C De, Side D D, Fazzi A, Gatti G, Giove D, Giulietti D, Gizzi L A, Labate L, Londrillo P, Maggiore M, Nassisi V, Sinigardi S, Tramontana A, Schillaci F, Scuderi V, Turchetti G, Varoli V, Velardi L 2014 *Nucl. Inst. Methods Phys. Res. B* **331** 15
- [20] Burris-Mog T, Harres K, Nürnberg F, Busold S, Bussmann M, Deppert O, Hoffmeister G, Joost M, Sobiella M, Tauschwitz A, Zielbauer B, Bagnoud V, Herrmannsdoerfer T, Roth M, Cowan T E 2011 *Phys. Rev. Spec. Top. Accel. Beams* **14** 121301
- [21] Roth M, Alber I, Bagnoud V, Brown C R D, Clarke R, Daido H, Fernandez J, Flippo K, Gaillard S, Gauthier C, et al. 2009 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **51** 124039
- [22] Hofmann I, Meyer-Ter-Vehn J, Yan X, Al-Omari H 2012 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* **681** 44
- [23] Milluzzo G, Pipek J, Amico A G, Cirrone G A P, Cuttone G, Korn G, Larosa G, Leanza R, Margarone D, Petringa G, Russo A, Schillaci F, Scuderi V, Romano F 2018 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* **909** 298
- [24] Qi F F, Ma Z R, Zhao L R, Cheng Y, Jiang W X, Lu C, Jiang T, Qian D, Wang Z, Zhang W T, Zhu P F, Zou X, Wan W S, Xiang D, Zhang J 2020 *Phys. Rev. Lett.* **124** 134803
- [25] Scisciò M, Lancia L, Migliorati M, Mostacci A, Palumbo L, Papaphilippou Y, Antici P 2016 *J. Appl. Phys.* **119** 535
- [26] Chen J E 2012 *Fundamentals of Accelerator Physics* (Beijing: Peking University Press) p136 (in Chinese) [陈佳洱 2012 加速器物理基础 (北京: 北京大学出版社) 第136页]

Beamline design with weak-focusing magnetic field for applications of laser-driven proton beams^{*}

Zhu Jun-Gao¹⁾ Lu Hai-Yang^{1)†} Zhao Yuan¹⁾ Lai Mei-Fu¹⁾
Gu Yong-Li¹⁾ Xu Shi-Xiang^{2)‡} Zhou Cang-Tao^{1)††}

1) (Shenzhen Key Laboratory of Ultraintense Laser and Advanced Material Technology, Center for Advanced Material Diagnostic Technology, and College of Engineering Physics, Shenzhen Technology University, Shenzhen 518118, China)

2) (Shenzhen Key Lab of Micro-Nano Photonic Information Technology, Key Laboratory of Optoelectronic Devices and Systems of Ministry of Education and Guangdong Province, College of Physics and Optoelectronic Engineering, Shenzhen University, Shenzhen 518060, China)

(Received 1 April 2022; revised manuscript received 2 May 2022)

Abstract

With the development of high-power laser technology, laser plasma acceleration has developed rapidly due to its excellent acceleration structure. Nearly one-hundred-MeV proton beams and several GeV electron outputs are obtained. The laser-driven proton beams have excellent quality of μm -scale sizes and ps-scale pulse lengths. Owing to the existence of the accelerating laser field, direct application is difficult, so the proton beams need to be transmitted to the application terminal through the beamline. However, the wide energy spectrum and large divergence angle bring difficulties in transmitting the beam. The weak focusing in the constant gradient magnetic field is neglected in the transmission of laser-driven particle beams because of the relatively weak focusing force. But weak focusing has special advantages: simultaneous focusing in the horizontal direction and the vertical direction, energy analysis in the horizontal direction, focusing force in the horizontal and vertical direction distributed by the field index n , and smaller influence of chromatic aberration effect.

^{*} Project supported by the Fundamental Research Program of Shenzhen, China (Grant Nos. SZWD2021007, JCYJ20200109105606426), the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 92050203), and the Key Laboratory of Plasma Physics, China.

[†] Corresponding author. E-mail: luhaiyang@sztu.edu.cn

[‡] Corresponding author. E-mail: shxxu@szu.edu.cn

^{††} Corresponding author. E-mail: zcangtao@sztu.edu.cn

In this paper, we propose the beam transmission with weak-focusing magnet. The requirements for the focusing of proton beams with the same energy and different divergence angles in the X direction and Y direction in the weak-focusing magnetic field are explored by studying the linear beam dynamics of the beams. Then the conditions of precise energy analysis for particle beams with large divergence angle can be determined. For beams with 2% energy spread, the lengths of the drift space before and after the weak-focusing magnet and deflection radius are scanned to find out the minimum beam size and the shortest pulse length after transmission. It is found that a certain combination of drift space and deflection radius can minimize the beam size or the pulse length. Focusing and energy selection can be achieved while compressing the pulse length and effectively reducing the size of the beamline, which has significant advantages. When the deflection radius is 0.65 m, the proton beam with 20 MeV energy, 2% energy spread, and an initial divergence angle of ± 50 mrad has the root-mean-square size of 108 μm in both the X direction and the Y direction, and a pulse length of 154 ps at the application terminal.

Comparing with common beam transmission elements such as quadrupole lenses and deflection magnets, the laser-accelerated ion beam benefits from the integration of focusing and energy analysis of weak-focusing magnetic fields (focusing and energy analysis exist at the same time and continuously change with deflection angle), as well as the horizontal and vertical focusing forces can be distributed by the magnetic field index n (the larger the n , the stronger the focusing force in the vertical direction is and the weaker the focusing force in the horizontal direction). When the proton beam is transmitted in a weak-focusing magnetic field, the advantages of the focusing element and the energy selection element are combined, so the influence of the chromatic aberration effect can be reduced, the pulse length can be compressed, and the beamline size can be effectively reduced.

Keywords: laser acceleration, particle beam delivery, particle beam applications, ultrafast

PACS: 41.85.Lc, 41.75.Jv, 52.38.Kd, 87.56.bd

DOI: [10.7498/aps.71.20220599](https://doi.org/10.7498/aps.71.20220599)

面向激光驱动质子束应用的弱聚焦磁场束线设计研究

朱军高 卢海洋 赵媛 赖美福 古永力 徐世祥 周沧涛

Beamline design with weak-focusing magnetic field for applications of laser-driven proton beams

Zhu Jun-Gao Lu Hai-Yang Zhao Yuan Lai Mei-Fu Gu Yong-Li Xu Shi-Xiang Zhou Cang-Tao

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 194102 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20220599

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220599>

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

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

高能带电粒子束对陡峭密度梯度区照相的散射效应解析模型

Analytical model for scattering effect of energetic charged-particle beam in radiography of steep density gradient region

物理学报. 2022, 71(11): 115201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20212269>

基于带电粒子活化法开展的SG II-U皮秒激光质子加速实验研究

Picosecond laser-driven proton acceleration study of SG II-U device based on charged particle activation method

物理学报. 2018, 67(22): 225202 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181504>

超强激光驱动的辐射反作用力效应与极化粒子加速

Laser-driven radiation-reaction effect and polarized particle acceleration

物理学报. 2021, 70(8): 085203 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210091>

强激光驱动高能极化正负电子束与偏振伽马射线的研究进展

Review on laser-driven high-energy polarized electron and positron beams and γ -rays

物理学报. 2021, 70(8): 087901 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210009>

电子束尾波对质子束自调制尾波相速度影响的理论和数值模拟研究

Theoretical and numerical studies of the phase velocity of wakefields in plasma driven by self-modulated proton beams with electron beam seeding

物理学报. 2021, 70(13): 139401 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20202086>

相对论皮秒激光在低密度等离子体中直接加速的电子束的横向分布特征研究

Transverse distribution of electron beam produced by relativistic picosecond laser in underdense plasma

物理学报. 2019, 68(19): 195203 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20191106>