

螺线管传输并聚焦高能质子束的数值模拟

张忠亚^{1,2,3**}, 沈百飞^{1,2,3*}

¹中国科学院上海光学精密机械研究所强场激光物理国家重点实验室, 上海 201800;

²中国科学院大学, 北京 100049;

³上海科技大学物质科学与技术学院, 上海 200031

摘要 采用 3D particle-in-cell(PIC)数值模拟方法,研究高品质高能质子束经由脉冲电流螺线管传输并聚焦于远端的情况。模拟结果表明:初始时刻中心能量为 250 MeV,能散度为 10%,空间发散角小于 15 mrad 的质子束,通过长度为 760 mm、中心磁感应强度为 10.87 T 的通电螺线管,可以被聚焦于距离质子源约 2.5 m 的远端,焦斑横截面直径约为 1.2 mm,小于模拟初始时刻的 1.8 mm,质子数目的损失小于 3%。研究结果表明利用通电螺线管来传输和调控高能质子束流的方案是可行的。该方案可用于优化质子束流品质,促进激光驱动质子加速在癌症治疗等对质子束单能性和发散角要求较高的领域得到早日应用。

关键词 原子与分子物理学;强场激光物理;螺线管;PIC 数值模拟;质子束;离子光学

中图分类号 O463+.2

文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201845.0905001

Particle-In-Cell Simulation of High Energy Proton Beam Transported and Focused by Solenoid

Zhang Zhongya^{1,2,3**}, Shen Baifei^{1,2,3*}

¹State Key Laboratory of High Field Laser Physics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China;

²University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China;

³School of Physical Science and Technology, Shanghai Tech University, Shanghai 200031, China

Abstract Based on 3D particle-in-cell (PIC) numerical simulation method, the high quality, high energy proton beam is transmitted and focused on the far end via a pulse current solenoid. Simulation results show that proton beam with peak energy of 250 MeV, energy spread of 10% and a spatial divergence angle less than 15 mrad can be focused on a spot 2.5 m away from the proton source, after transported in a 760-mm pulse power solenoid under magnetic field strength of 10.87 T. The focal spot cross section diameter is 1.2 mm, less than the initial proton beam spot size; meanwhile, the number loss of proton beam is less than 3%. We conclude that it is feasible to use a powered solenoid to transmit and regulate a high energy proton beam. This scheme can be used to optimize the proton beam quality and promote the laser-driven proton acceleration to be applied early in the fields such as cancer treatment, where high proton beam unipotency and small divergence angle are required.

Key words atomic and molecular physics; high field laser physics; solenoid; PIC numerical simulation; proton beam; ion optics

OCIS codes 020.2649; 080.1510; 260.2110

1 引言

相比传统加速器,激光驱动离子加速^[1-2]可以实现小型化和低造价的离子源,在质子癌症治疗^[3-4]、

质子照相^[5]、高亮度中子源、高能量密度物理和惯性约束聚变等众多领域均有广阔的应用前景。目前相对成熟的加速机制是靶背法向壳层加速(TNSA),在这种机制下,质子可被加速到的最高能量达

收稿日期: 2018-03-19; 修回日期: 2018-04-15; 录用日期: 2018-04-23

基金项目: 中国科学院先导 B 类专项(XDB16)

* E-mail: bfshen@mail.shcnc.ac.cn; ** E-mail: zhangzhy@shanghaitech.edu.cn

85 MeV^[6], 并具有较低的发射度和较高的质子产额。另外两种加速机制是辐射压加速(RPA)和无碰撞静电激波加速^[8-9]。其中 RPA 被认为有产生更高能量准单能质子束的潜力^[7]。然而, 利用 TNSA 机制产生的质子束, 其能谱是呈指数分布的连续谱, 单能性差, 截止能量低, 初始空间发散角较大, 即使通过构造复合靶和特殊结构靶^[10], 也很难将质子束的品质大幅优化; RPA 机制则受限于异常苛刻的实验条件, 如超高激光对比度, 目前的实验进展不大。许多实际应用对质子束的能量、单能性及质子数目都有很高的要求, 比如质子癌症治疗所需要的质子能量普遍在 250 MeV 以上, 能散度要求在 1% 以内, 现有的加速机制和激光条件均难以满足。

为了在现有加速机制和激光条件下, 尽可能地获得单能性好、发散角小、品质高的质子束, 各国研究者做了诸多尝试, 其中常见的方式是利用小型永磁体磁四极子和通脉冲电流的螺线管的方法。Schollmeier 等^[11]利用磁场梯度达 500 T/m 的永磁体磁四极子调控能量为 14 MeV 的质子, 为获得超高磁场梯度, 磁四极子的限孔直径仅 5 mm, 导致质子通过时的数目损失达 99%; Harres 等^[12]利用中心磁感应强度为 8.6 T 的通电螺线管, 将峰值能量为 2.3 MeV, 数目为 10^{12} 个的质子束传输超过 300 mm; Busold 等^[13]利用通电螺线管将峰值能量为 9.4 MeV, 数目为 10^9 个, 空间发散角小于 30 mrad 的质子束传输并聚焦于靶后 2.2 m 处; Hofmann 等^[14]采用数值模拟方法, 对比了磁四极子和螺线管在质子束传输和聚焦等方面的优劣: 相比磁四极子, 通电螺线管可以收集更大能量范围和空间发散角的质子, 降低质子数目损失。受限于现有实验条件, 多数研究中的质子能量在 10 MeV 以内, 不过激光技术仍在不断发展, 比如上海超短超强激光实验装置(SULF), 已经成功实现 10 PW 激光放大输出, 利用此类装置可在今后的实验中获得更高能量的质子。

基于以上研究背景, 本文采用 3 维 Particle-In-Cell 数值方法, 模拟中心能量为 250 MeV 的质子束, 经通电螺线管传输后聚焦于远端的情况。具体来说是使用一定数目的宏粒子, 代替具有特定数目、能量和能散度、空间发散角的质子束, 并采用有限差分方法表征螺线管内的 3 维电磁场分布。由于高能质子通过螺线管的时间在纳秒量级, 远小于通电螺线管磁场的弛豫时间(毫秒量级), 因此可以认为螺线管磁场是稳恒的。

2 数值模拟方法

2.1 模拟设置

采用 3 维 PIC 模拟程序, 对螺线管传输并聚焦高能质子束的过程进行模拟, 并通过使用移动窗口降低计算量。设置螺线管轴线所在方向为纵向 x 方向, 横向为 y, z 方向, 整个模拟区域的网格数目为 $3000 \times 250 \times 250$, 窗口总长度为 100 cm, 对应的纵向空间分辨率为 333 μm , 横向空间分辨率为 80 μm , 时间步长为 142 fs, 初始化完成后, 共计加载 294400 个宏粒子。将激光与物质相互作用的位置看作质子源, 如图 1(a) 所示。假设质子源的源尺寸为零, 空间发散角为 15 mrad, 则沿纵向自由扩散 60 mm 后, 质子束的横向尺寸将增加至 1.8 mm, 对应图 1(b) 所示, 将此位置设为纵向坐标原点。假定该扩散过程无粒子数目损失并将此状态设置为模拟中质子束的初始状态, 这样做是因为网格模拟方法无法精确描述点源。如果考虑质子源 20 μm 量级的实际尺寸, 则需要将网格精度提高两个量级, 这在当前的计算能力和窗口设置下是无法实现的。对于动能达到 250 MeV 的质子, 忽略模拟过程中空间电荷效应对质子束发散角的影响^[15]。螺线管的左端距离坐标原点 40 mm, 螺线管长度为 760 mm, 直径设置为 20 mm。中心能量为 250 MeV 的质子束经过螺线管时受到磁场力的作用, 被聚焦于距离坐标原点约 2527 mm 的远端。整体结构如图 1 所示。

2.2 质子束设置

质子束的初始密度分布设为高斯分布, 并且绕 ox 轴旋转对称, 横截面直径为 1.8 mm, 中心能量 E_0 为 250 MeV, 能散度 $\Delta E/E_0$ 为 10%。空间发散角 θ 由初始时刻 N 个质子的发散角 θ_i 决定^[16], θ_i 则取决于第 i 个质子动量的纵向分量 p_{xi} 和横向分量 p_{ri} :

$$\theta_i = \arctan\left(\frac{p_{ri}}{p_{xi}}\right), \quad (1)$$

$$\theta = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (\theta_i)^2}, \quad (2)$$

式中: x 为纵向坐标值; r 为空间任一点到轴线的距离; N 为总的质子数目。

基于质子源的源尺寸为零的假设, 并且忽略自由扩散过程中空间电荷效应的影响, 可以得知模拟初始时刻质子的动量分量与其所在空间位置有关。图 2 给出了质子初始时刻的 y - p_y 相空间分布。由于绕 ox 轴旋转对称, z - p_z 相空间图与 y - p_y 相同。

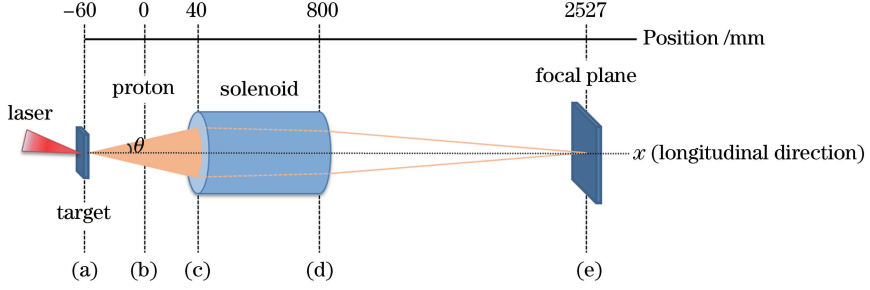


图 1 模拟设置示意图。(a)质子源位置;(b)模拟中质子束初始状态;(c)螺线管左端位置;(d)螺线管右端位置;(e) 250 MeV 质子聚焦位置

Fig. 1 Schematic of simulation setup. (a) Position of proton source; (b) initial state of proton beam in the simulation; (c) left-side position of solenoid; (d) right-side position of solenoid; (e) focus spot position of 250 MeV proton

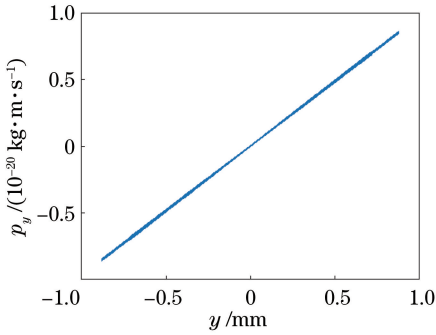


图 2 初始时刻质子的 $y-p_y$ 相空间图

Fig. 2 Proton $y-p_y$ phase space diagram at the initial time

针对模拟中的不同时刻,根据方均根发射度的计算公式^[17]

$$E_{\text{RMS}}^2 = \overline{x^2 \cdot x'^2} - \overline{(x \cdot x')}^2 \quad (3)$$

进行了验证,式中 x' 代表质子轨道相对于 ox 轴的角偏向,结果显示方均根发射度恒定为零。

2.3 螺线管磁场的表示

模拟中,螺线管轴线上任意一点的磁感应强度可以表示为^[18]

$$B_x = B_0 / \{1 + \exp[(|x - d_1 - 0.5L| - 0.5L) / a] \}, \quad (4)$$

式中: B_x 为螺线管轴线上磁感应强度; B_0 为螺线管

中心处最大磁感应强度; x 为轴上任一点; L 为螺线管长度; d_1 和 a 为螺线管磁场参数,由实际测定的螺线管磁场分布决定, d_1 此处取值 80 mm。本文模拟中 B_0 取值 10.87 T,实际实验中则与通过螺线管的脉冲电流大小、螺线管直径、导线缠绕的疏密、导线的直径等因素有关。

由(4)式可知,螺线管两端处的纵向磁感应强度,是中心处数值的一半,而质子源所在位置,纵向磁感应强度约为 0.2 T,具体数值还与模拟精度有关。轴线上磁场分布以及螺线管两端处数值如图 3(a)所示,图中红点代表模拟中质子束初始位置。

螺线管轴线外任意一点的磁场,可根据轴上磁场表达式,按 scherzer 展开^[19]近似得到

$$B_x(r, x) = B_x - \frac{r^2}{4} \cdot B_x^{(2)} + \frac{r^4}{64} \cdot B_x^{(4)} - \frac{r^6}{2304} \cdot B_x^{(6)}, \quad (5)$$

$$B_r(r, x) = -\frac{r}{2} \cdot B_x^{(1)} + \frac{r^3}{16} \cdot B_x^{(3)} - \frac{r^5}{384} \cdot B_x^{(5)}, \quad (6)$$

式中: $B_x(r, x)$ 和 $B_r(r, x)$ 分别为螺线管磁场的纵向分量和横向分量,拟合精度约 0.5 mT。由(5)式和(6)式可以看出,在近轴区,磁场的横向分量与 r

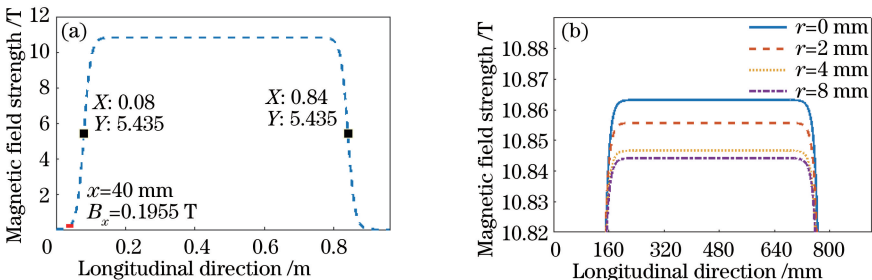


图 3 (a)轴线上磁感应强度分布;(b)螺线管内不同 r 处的磁场纵向分量

Fig. 3 (a) Magnetic field distribution on the axis; (b) magnetic field axial distribution at different r in a solenoid

成正比,纵向分量与 r 几乎无关,具体数值还与网格精度有关。图 3(b)给出了螺线管内, r 取不同数值时,磁场 $B_x(r, x)$ 的大致分布。

2.4 螺线管长度的选定

为了使高能质子束在通过螺线管区域后,可以被聚焦到距离质子源 2.5 m 左右的远端,需要综合考虑质子束的中心能量、能散度、空间发散角、螺线管长度、螺线管中心磁感应强度等多个因素。按照薄透镜近似的定性公式,可作为特定情况下螺线管长度选定的参考^[14]:

$$\frac{1}{f_s} = \left(\frac{q}{2mc\beta\gamma} \right)^2 B_0^2 \cdot L, \quad (7)$$

式中: f_s 为螺线管中心到焦点的距离; q 为质子的电荷数; m 为单个质子的静质量; c 为光速; β 为质子速度与光速的比值; γ 为相对论因子; B_0 为螺线管中心处最大场强; L 为螺线管长度。螺线管内磁压与 B_0 的平方成正比^[12], B_0 则正比于脉冲电流,过高的 B_0 对脉冲供电单元和螺线管组件都要求甚高。不过,利用 10 kA 量级的脉冲电流源,产生中心磁感应强度在 10 T 量级的螺线管磁场区域,是可行的^[20]。另外通过 (7) 式可知,螺线管长度固定时, f_s 与 B_0 的平方成反比, B_0 增大则 f_s 快速减小。综上考虑, B_0 取值不宜过高, 10 T 左右即可,更多的是通过调节螺线管长度 L 来控制质子束的聚焦。

3 数值模拟结果与讨论

3.1 质子发散角在通过螺线管前后的变化

模拟的初始时刻,质子发散角 θ_i 的分布情况如图 4(a) 所示,纵坐标为归一化的质子数目,利用 (2) 式可得模拟初始时刻质子束的平均空间发散角 θ 值约 14.3 mrad。图 4(b) 给出了质子束的空间发散角及中心位置随时间的变化,从图中可以看出:发

散角的数值在最初的一段时间基本不变,当模拟时间达到 $t=4$ ns 时,开始迅速减小,而在 $t>5$ ns 的后续阶段,发散角停止减小,开始缓慢增大,此刻发散角数值约为 4.1 mrad。螺旋管右端面对应的位置是 0.8 m,经计算,中心能量为 250 MeV、能散度为 10% 的质子束,通过右端面的时间段为 4280 ~ 4400 ps,即 $t \approx 4000$ ps 对应的阶段,在这个时间段质子束已接近螺线管右端,由于螺线管内磁场力的持续作用,质子束的空间发散角开始减小;在 $t > 5000$ ps 对应的阶段全部质子已经通过螺线管右端,质子受到的磁场作用越来越小,在空间电荷效应作用下,质子束的发散角有缓慢增大的趋势。模拟结果显示,每自由扩散 180 mm (对应 1000 ps),空间发散角增加约 0.2%。图 4(b) 中质子束中心位置数据与空间发散角数据在时间上一一对应,为模拟时间在 3000 ~ 6500 ps 范围内,全部质子空间位置纵向坐标的加权平均值的变化情况。质子束中心位置随时间呈线性变化正说明了质子沿轴向的运动始终是匀速直线运动。

3.2 质子束密度分布随时间的演变

模拟设置中,质子源初始时刻的密度分布呈高斯分布,横向空间尺寸约 1.8 mm,空间发散角约 14.3 mrad。从模拟中质子束初始位置到螺线管的左端,磁场磁感应强度由 0.2 T 逐渐增强为 5.4 T,质子束在这一段时间里,近似处于自由扩散的状态。进入螺线管区域,磁感应强度迅速增强到接近螺线管中心处最大场强 B_0 ,质子也受到越来越强的磁场力的作用。就单个质子而言,由于速度存在纵向和横向分量,质子一方面沿轴线方向作直线运动,另一方面受洛伦兹力作用,在螺线管内作回旋运动。需要指出的是,如图 3(b) 所示,螺线管内不同 r 处磁场纵向分量值不同,因此质子的回旋半径并非定值。

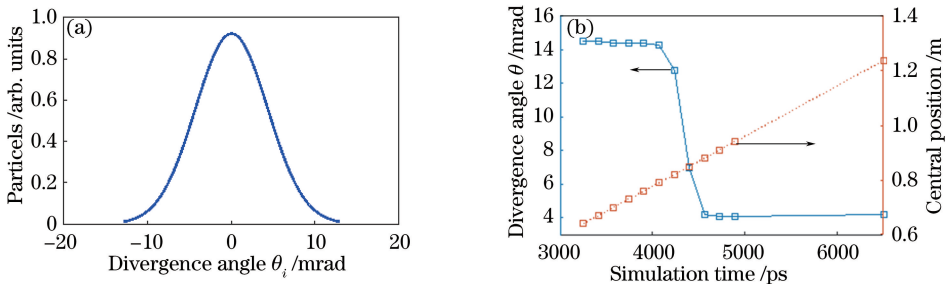


图 4 利用螺线管调控质子束空间发散角。(a) 初始时刻质子束空间发散角分布; (b) 空间发散角以及质子束中心位置随时间的变化
Fig. 4 Controlled proton beam spatial divergence angle by using a solenoid. (a) Proton divergence angle distribution at initial time; (b) spatial divergence angle and proton beam central position changes with time

整体来看,质子束受螺线管作用,由扩散状态逐渐转变为收缩状态,最终被聚焦于远端。图 5 给出了模拟初始时刻及通过螺线管后不同时刻质子束密度分布的 x - y 视图和 y - z 视图,其中(a)~(d)为 x - y 视图,(e)~(h)为 y - z 视图, y - z 视图是对应时刻的积分结果。(b)(f)对应的时刻,质子已经全部通过螺线管

管右端,经计算,质子束的数目损失为 2.5 %,主要原因是螺线管直径不够大,少数质子碰撞螺线管内壁,在模拟中表现为到达吸收边界而被移除。(c)(g)则表明,质子束流的能散度导致在聚焦过程中,低能量部分先聚焦,高能量部分后聚焦,不同能量的质子焦点位置差别很大,存在明显的位置色差。

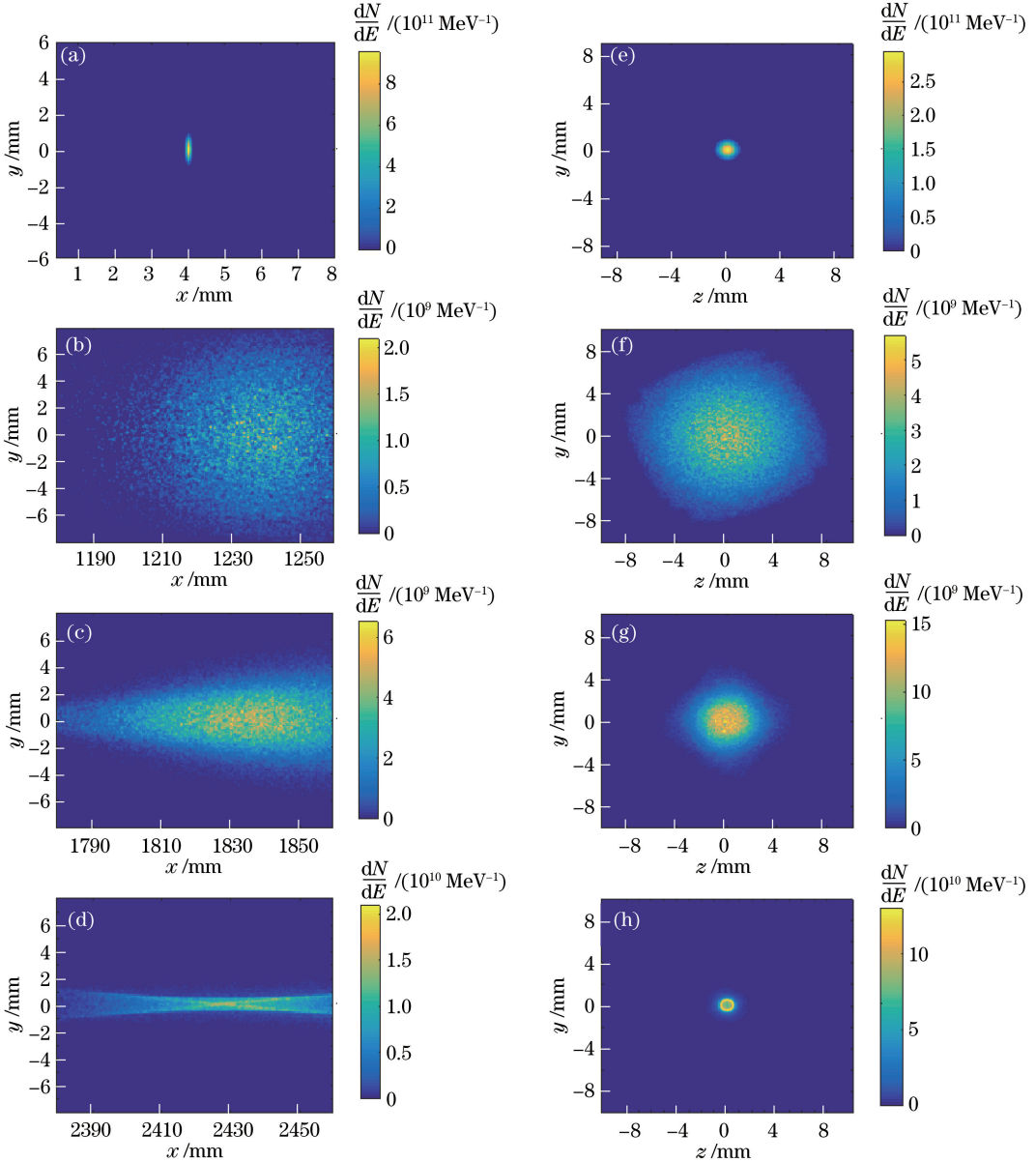


图 5 质子束密度分布的 x - y 视图及 y - z 视图。(a)(e)初始时刻, $t=160$ ps;(b)(f)质子完全通过螺线管右端之后, $t=6500$ ps;(c)(g)低能量质子开始聚焦, $t=9750$ ps;(d)(h) 250 MeV 左右的质子开始聚焦, $t=13000$ ps

Fig. 5 x - y and y - z views of proton beam density distribution. (a)(e) Initial moment, $t=160$ ps; (b)(f) after protons pass completely through the right end of the solenoid, $t=6500$ ps; (c)(g) low-energy protons start to focus, $t=9750$ ps; (d)(h) protons around 250 MeV start to focus, $t=13000$ ps

3.3 250 MeV 质子的聚焦情况

模拟结果表明,中心能量为 250 MeV 的质子束,经过螺线管磁场区域,被聚焦于距离坐标原点 2527 mm 的远端,图 6(a)(b)给出了焦点处质子的

密度分布。其中图 6(a)给出了焦点位置以及束腰尺寸,束腰的直径为 1.2 mm,小于初始时刻的质子束焦斑直径;图 6(b)给出了在焦点位置附近 1 mm 以内全部质子的密度分布情况,图 6(c)给出了

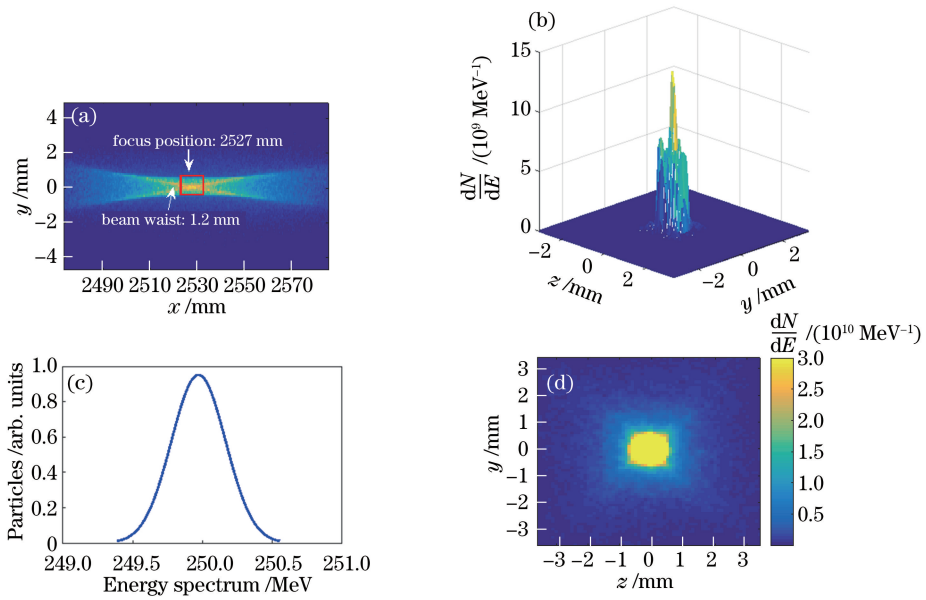


图 6 焦点处质子参数。(a)焦点附近质子密度分布的 x - y 视图;(b)焦点处质子密度分布网格图;
(c)焦点附近质子能谱图;(d)通过焦点所在横截面的全部质子的空间分布图

Fig. 6 Proton parameters at focal spot. (a) x - y view of proton beam density distribution near focal spot;
(b) mesh plot of proton density distribution at focal spot; (c) proton energy spectrum near focus position;
(d) spatial distribution of all protons passing through the focal spot transverse profile

图 6(b)中质子相应的能谱分布;图 6(d)给出了所有通过焦点横截面的质子的空间分布。

助于激光质子加速技术更快地应用于癌症治疗等对质子束品质要求很高的领域。

4 结 论

参 考 文 献

本文研究表明,利用通脉冲电流的螺线管可以传输并调控高能质子束,使其聚焦于超过两米的远端,并且有效地降低了质子束的空间发散角。3 维 Particle-In-Cell 数值模拟表明,中心能量为 250 MeV、能散度为 10%、初始空间发散角约为 14.3 mrad 的质子束,通过长度 $L=760$ mm,直径为 20 mm,中心磁感应强度 $B_0=10.87$ T 的螺线管后,被聚焦于距离质子源约 2.5 m 的远端,并且其空间发散角降为 4.1 mrad,是初始时刻发散角的 28.7%。能量为 250 MeV 的质子,焦点位置距离模拟初始位置 2.527 m,焦斑横向直径约 1.2 mm,小于初始时刻的 1.8 mm。质子束的能散度导致其在聚焦过程中存在明显的位置色差,利用焦距对能量的依赖性,可在轴上特定位置设置限孔,或者使用射频(RF)腔,优化质子束单能性或纵向聚焦情况。受限于 3 维模拟的巨大计算量,当前模拟精度比较低,质子束的初始速度分布是基于质子源尺寸为零所做的简化,导致模拟结果不够精确。更高精度的模拟中,可以将实际物理实验中 20 μ m 量级的质子源尺寸考虑在内,获得更精确的质子束初始参数。该研究有

- [1] Henig A, Kiefer D, Markey K, *et al.* Enhanced laser-driven ion acceleration in the relativistic transparency regime [J]. *Physical Review Letters*, 2009, 103(4): 045002.
- [2] Huang Y S, Wang N Y, Tang X, *et al.* Ultra-relativistic ion acceleration in the laser-plasma interactions [J]. *Physics of Plasmas*, 2012, 19(9): 093109.
- [3] Bulanov S V, Esirkepov T Z, Khoroshkov V S, *et al.* Oncological hadrontherapy with laser ion accelerators [J]. *Physics Letters A*, 2002, 299(2/3): 240-247.
- [4] Bulanov S V, Khoroshkov V S. Feasibility of using laser ion accelerators in proton therapy [J]. *Plasma Physics Reports*, 2002, 28(5): 453-456.
- [5] Borghesi M, Campbell D H, Schiavi A, *et al.* Electric field detection in laser-plasma interaction experiments via the proton imaging technique [J]. *Physics of Plasmas*, 2002, 9(5): 2214-2220.
- [6] Wagner F, Deppert O, Brabetz C, *et al.* Maximum proton energy above 85 MeV from the relativistic interaction of laser pulses with micrometer thick CH_2 targets [J]. *Physical Review Letters*, 2016, 116(20): 205002.

- [7] Kar S, Kakolee K F, Qiao B, *et al.* Ion acceleration in multispecies targets driven by intense laser radiation pressure [J]. *Physical Review Letters*, 2012, 109(18): 185006.
- [8] Haberberger D, Tochitsky S, Fiuza F, *et al.* Collisionless shocks in laser-produced plasma generate monoenergetic high-energy proton beams [J]. *Nature Physics*, 2011, 8(1): 95-99.
- [9] Zhang H, Shen B F, Wang W P, *et al.* Collisionless shock acceleration of high-flux quasimonoenergetic proton beams driven by circularly polarized laser pulses[J]. *Physical Review Letters*, 2017, 119(16): 164801.
- [10] Schwoerer H, Pfoth S, Jäckel O, *et al.* Laser-plasma acceleration of quasi-monoenergetic protons from microstructured targets[J]. *Nature*, 2006, 439(7075): 445-448.
- [11] Schollmeier M, Becker S, Geißel M, *et al.* Controlled transport and focusing of laser-accelerated protons with miniature magnetic devices[J]. *Physical Review Letters*, 2008, 101(5): 055004.
- [12] Harres K, Alber I, Tauschwitz A, *et al.* Beam collimation and transport of quasineutral laser-accelerated protons by a solenoid field[J]. *Physics of Plasmas*, 2010, 17(2): 023107.
- [13] Busold S, Schumacher D, Deppert O, *et al.* Focusing and transport of high-intensity multi-MeV proton bunches from a compact laser-driven source [J]. *Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams*, 2013, 16(10): 101302.
- [14] Hofmann I. Performance of solenoids versus quadrupoles in focusing and energy selection of laser accelerated protons [J]. *Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams*, 2013, 16(4): 041302.
- [15] Hofmann I, Meyer-ter-Vehn J, Yan X Q, *et al.* Chromatic energy filter and characterization of laser-accelerated proton beams for particle therapy [J]. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 2012, 681: 44-54.
- [16] Sonobe R, Kawata S, Miyazaki S, *et al.* Suppression of transverse proton beam divergence by controlled electron cloud in laser-plasma interactions [J]. *Physics of Plasmas*, 2005, 12(7): 073104.
- [17] Lapostolle P M. Possible emittance increase through filamentation due to space charge in continuous beams [J]. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 1971, 18(3): 1101-1104.
- [18] Dong Y, Yang W Y, Chen J, *et al.* Design of external magnetic field loading modules for 3D fully electromagnetic and PIC simulation parallel code NEPTUNE [J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2010, 22(3): 664-670.
董焯, 杨温渊, 陈军, 等. 并行 3 维全电磁粒子模拟软件 NEPTUNE 的外加磁场模块设计[J]. *强激光与粒子束*, 2010, 22(3): 664-670.
- [19] Vaughan J R M. Representation of axisymmetric magnetic fields in computer programs [J]. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 1972, 19(2): 144-151.
- [20] Burris-Mog T, Harres K, Nürnberg F, *et al.* Laser accelerated protons captured and transported by a pulse power solenoid [J]. *Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams*, 2011, 14(12): 121301.