

18 MeV 自引出回旋加速器关键技术

张罡¹⁾ 杨国君^{1)†} 何小中¹⁾ 杜洋¹⁾ 石金水¹⁾ 李小安²⁾

1) (中国工程物理研究院流体物理研究所, 绵阳 621000)

2) (国家卫生健康委核技术医学转化重点实验室, 绵阳 621000)

(2022 年 5 月 10 日收到; 2022 年 7 月 10 日收到修改稿)

设计了一台 18 MeV 的自引出强流回旋加速器, 对于自引出系统提供一种可行的设计方案. 对于主磁铁, 通过“三个判定”约束主磁场的参数变化, 完成对主磁铁的设计; 对于自引出系统, 通过注入相空间来扫描适合粒子引出的相空间, 利用梯度校正磁铁增大引出束流的接受度; 对于谐波线圈, 通过磁场二次谐波变化, 分析束流特性并确定谐波线圈的位置, 在扫描不同的谐波线圈面电流情况下, 得到束流的引出情况, 进而将束流的相空间推送到接受度以内. 为了让打靶束流的径向和轴向尺寸匹配同时引出更强的束流, 选择 doublet 结构的磁通道并给出设计思路. 最终束流的尺寸为 30.5 mm × 12.9 mm, 能够引出的粒子占成功加速粒子的 82.62%.

关键词: 自引出回旋加速器, 磁铁设计, 数值模拟**PACS:** 29.20.-c, 29.27.-a, 29.27.Ac, 29.20.dg**DOI:** 10.7498/aps.71.20220934

1 引言

目前国内外商用的医用回旋加速器, 一般采用的是内源 H⁺ 离子源, 引出流强一般为 50—100 μA . 近年来随着对 PET-CT 体检需求的不断提高, 对于高流强的回旋加速器的需求也在不断上升, 因此国内外开始着手研制用于 PET-CT(正电子发射断层-X 线计算机断层组合系统) 的 F-18 药物制作的高流强医用回旋加速器, 同时中能强流回旋加速器可以作为锗镓反应的发生器^[1-4].

在国内, 对于强流回旋加速器研发的相关文献, 主要集中在中国科学院原子能研究院, 其 CYCIAE-14 加速器采用外源的 H⁺ 离子源, 引出方式为碳膜剥离引出, 引出的束流强度约为 400 μA ^[5,6].

同系列的 CYCIAE-100 同样采用外源的 H⁺ 离子源以及碳膜剥离引出, 主磁铁的调谐方式采用变磁隙调谐技术, 有助于提高磁场对束流的轴向聚焦力, 引出能量约为 100 MeV, 束流强度为 200—

500 μA 可调^[7,8].

除了利用外源来增强引出束流强度这一技术路线外, 国外 IBA 公司于 1995 年开始研发以 H⁺ 离子源为运输条件的自引出新技术, 于 2000 年发表的文章中对加速器的整体结构进行了详细的阐述, 自引出回旋加速器主要是利用磁场梯度的变化使束流得以引出, 这一关键技术是通过在磁极末端刻槽来实现^[9,10].

自引出回旋加速器整个系统的设计包括: 中心区、主磁场、槽、梯度校正器、一次谐波线圈以及引出磁通道. 相对于同样采用 H⁺ 离子源的静电偏转板引出方式, 自引出回旋加速器能够提供至少 80% 的引出效率, 引出束流强度一般从 100 μA 到 1 mA 以上, 且能够精准的控制束流损失的位置, 从而可能对加速器内部的活化进行有效抑制^[11].

在我国生产用于 PET 诊断的放射性同位素回旋加速器几乎都是从国外进口, 对于高流强的回旋加速器, 其技术路线一般为外源 H⁺ 离子源的碳膜剥离引出或者是 H⁺ 离子源的静电偏转板引出^[12,13].

† 通信作者. E-mail: yanggj@caep.cn

目前,中国工程物理研究院流体物理研究所正在研制一台能量为 18 MeV 的强流自引出回旋加速器 LB-18. 本文详细介绍该加速器各个部件设计的思路以及参数,磁铁的设计软件采用 Opera3D, 束流动力学的计算则采用基于 C++ 编写的 Geant4 程序^[14–16].

2 磁铁设计

2.1 加速器整体情况

中国工程物理研究院流体物理研究所于 2019 年立项 18 MeV 的自引出回旋加速器,该技术能够有效地加速 H^+ 粒子,相对于目前市面常见的内源 H^- 的回旋加速器,其束流强度能够稳定在 $100\ \mu A$ — $1\ mA$ 以上.

自引出是通过在主磁铁的边缘位置刻槽,造成磁场梯度的剧烈变化,使束流轨道发生畸变,从而引出束流,加速器整体模型如图 1 所示.

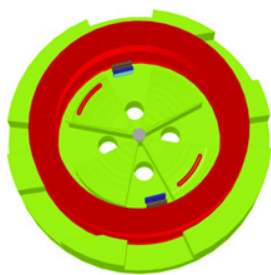


图 1 加速器模型
Fig. 1. Accelerator model.

在磁铁设计和束流传输上,其设计难点主要在于以下几点:

- 1) 如何能够有效地加速 H^+ 粒子至磁极边缘刻槽附近,且能够保证束流的等时性条件.
- 2) 如何减小边缘场效应对引出束流的干扰.
- 3) 如何尽可能多地引出束流,且控制杂散束流的损失位置,避免对加速器造成强烈的感生放射性.
- 4) 引出束流的横向和轴向尺寸应尽量匹配,方便打靶或者后续束流传输.

为解决以上问题,自引出回旋加速器的核心组件如下:

- 1) 变磁隙加镶条的调谐方式: 变磁隙调谐方式能够在磁铁边缘依然保持足够的等时性,同时可以确保在刻槽附近能够提供足够的磁场梯度变化,

镶条则用于等时性进行微调,二者结合能够有效地控制磁极表面形状,便于控制磁隙变化.

- 2) 二轴对称磁铁结构: 由于刻槽位置需要靠近主磁铁的边缘,因此需要将束流加速到半径较大的位置. 为了避免引出束流受磁铁边缘场干扰,因此采用二轴对称的磁铁结构,即一侧为长磁极,一侧为短磁极. 长磁极刻槽用于束流的引出,短磁极则用于等时性和二次谐波的调谐.

- 3) 刻槽: 在长磁极末端刻槽用于束流引出,所处位置具有较强的磁场梯度变化,从而使得束流被剥离主磁场.

- 4) 一次谐波线圈: 使束流朝刻槽方向进动,从而引出束流. 除一次谐波线圈外,还可以利用永磁铁的 Kicker 来对束流进行强制引出,但由于粒子的损失相对一次谐波线圈而言较大,因此本文采取一次谐波线圈.

- 5) 永磁铁的梯度校正器: 梯度校正器放置于通过刻槽引出的束流之后,用于对束流的初步聚焦,使束流尽可能多地得以引出.

- 6) 束流收集器: 束流收集器放置于梯度校正磁铁之后,用于吸收那些无法被梯度校正器完全偏转的粒子,从而避免杂散束流对整个加速器产生感生放射性.

- 7) 中心对称的磁轭开孔设计: 由于自引出将会使得束流从短磁极一侧进行引出,因此必须对磁轭进行相关的开孔设计,同时在其中放置永磁铁的磁通道,用于对引出束流的二次聚焦,便于打靶以及后续的束流传输.

目前,该加速器仿真结果能够提供 18 MeV 的 H^+ 离子束,引出效率稳定在 80% 以上,能够稳定地控制杂散束流损失位置.

2.2 主磁场设计

由于自引出回旋加速器引出系统复杂,刻槽位置的磁场变化剧烈,通过解析方法很难获得准确的引出条件,因此设计的主要方法是通过粒子跟踪以及三个判定,分别为: 1) 磁隙的判定; 2) 二次谐波的判定; 3) 引出粒子接受度的判定,其设计流程图如图 2 所示:

对于刻槽深度与宽度的初始迭代参数,本文采取 IBA 文献^[10]中参数作为初始参考值,在粒子跟踪过程中,由于可调参数较多,本文将固定离子源的初始信息,离子源初始信息如表 1 所列.

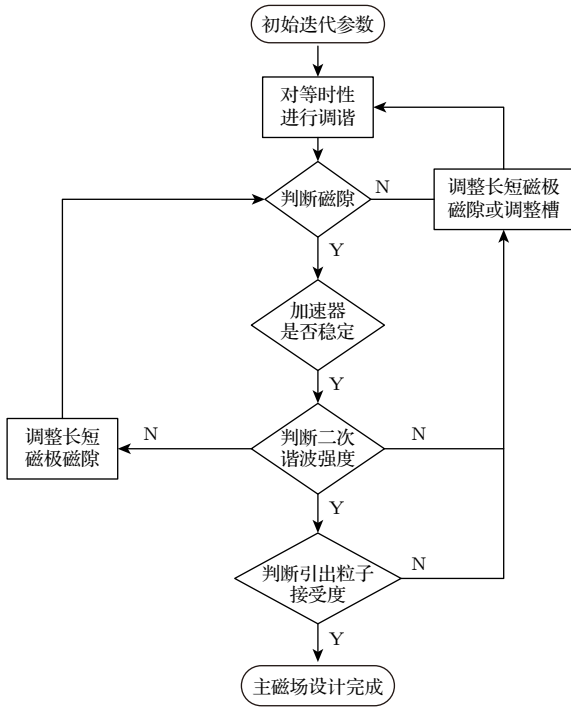


图 2 主磁铁设计流程

Fig. 2. Main magnet design process.

表 1 离子源初始信息

Table 1. Initial information of ion source.

初始信息		
	Insert direction	transverse
离子源	Slit area/mm ²	18
	Slit height/mm	2
	Extraction energy/eV	~3

2.3 磁隙的判定

由于回旋加速器的高频谐振腔的假 Dee 一般位于磁极表面, 因此对于粒子的轴向位移的判定, 本文采取 ± 7 mm 作为其判断依据, 这是高频设计带来的参考值. 又因为自引出需要利用谐波线圈对束流作进动引出, 因此谐波线圈安装的位置将会靠近刻槽位置. 若假定谐波线圈的高度为 6 mm, 设计余量为 1 mm, 因此磁隙最小的位置即安装谐波线圈的位置, 此处的磁隙不应小于 14 mm, 这将决定磁极磁隙变化的趋势. 磁隙变化以及磁极角平分线磁场幅值如图 3 所示.

长短磁极的磁隙变化有所差异, 但在峰区角平分线上的磁感应强度差异较小, 由于刻槽位置前后的磁场显著减小, 需要短磁极来补偿这部分损失的磁场才能保持粒子的等时性条件, 因此该处的二次谐波无法避免.

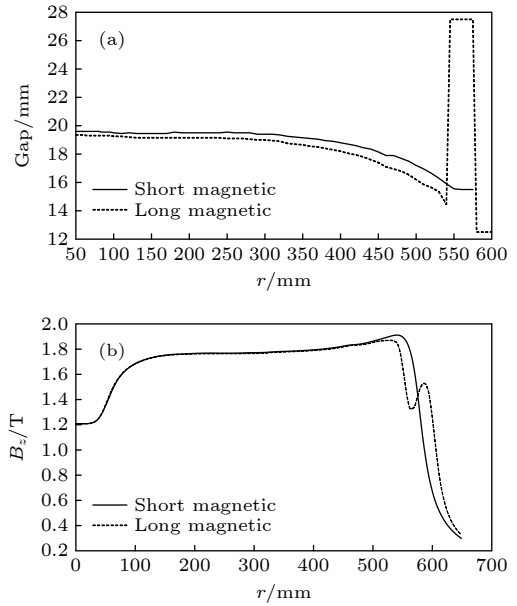


图 3 磁隙与磁极角平分线磁场变化 (a) 长度磁极磁隙变化; (b) 峰区角平分线场行为

Fig. 3. Magnetic field change of magnetic gap and magnetic pole angle bisector: (a) Change of length magnetic pole magnetic gap; (b) field behavior of angular bisector in peak area.

2.4 加速器稳定判定

如图 1 所示, 由于自引出回旋加速器长短磁极结构以及束流引出位置, 需要对磁轭进行开孔设计, 相较于 1/8 轴对称的回旋加速器, 自引出回旋加速器同样会产生较大范围的二次谐波, 因此其闭轨需要对动能 T 和径向动量 P_r 两个参数进行搜索, 本文采取 CORD (closed orbit dynamics) 算法^[17], 流程如下:

- 1) 假设磁场为 1/8 轴对称, 计算一个周期 ($2\pi/N$) 的闭轨参数半径 r_i 和径向动量 p_i 以及动能 T_i , 作为初始值, N 为扇块数.
- 2) 利用步骤 1 计算得到的初始值 (r_i, p_i), 计算完整一圈之后 (2π) 的参数 (r_f, p_f).
- 3) 计算新的迭代参数:

$$\begin{cases} p_i^{\text{new}} = \frac{p_f + p_i}{2}, \\ T_i^{\text{new}} = T_i \left(\frac{2r_i}{r_i + r_f} \right), \\ p_{\text{new}} = \sqrt{\frac{T_i^{\text{new}}}{c^2} + 2T_i^{\text{new}}m}, \end{cases} \quad (1)$$

式中, p_{new} 为粒子的总动量, p_f 和 r_f 为旋转一圈后粒子径向动量和半径, p_i 和 r_i 为初始计算迭代粒子的径向动量和半径, p_i^{new} 为下一次迭代粒子的径向

动量, T_i^{new} 为下一次迭代粒子的动能.

4) 迭代几次, 就可以找到合适的闭轨.

通过闭轨的计算, 再代入到 Cyclops 算法中^[18], 利用传输矩阵, 就可以对径向振荡频率和轴向振荡频率进行计算, 调试结果如图 4 所示.

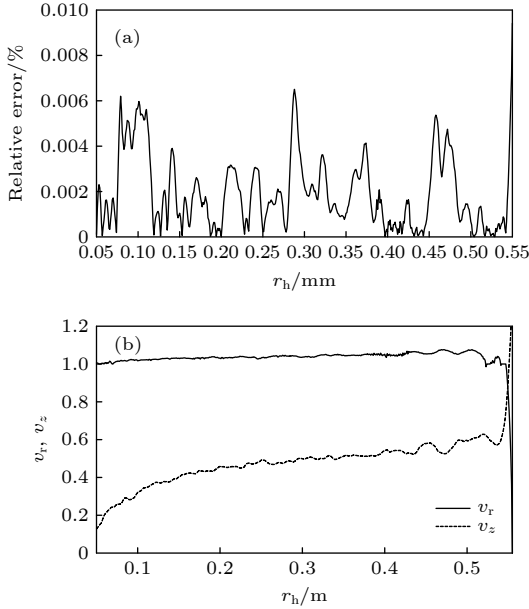


图 4 18 MeV 回旋加速器闭轨误差和振荡频率 (a) 闭轨相对误差; (b) 粒子横向和轴向振荡频率
Fig. 4. Closed orbit error and oscillation frequency of 18 MeV cyclotron: (a) Closed orbit relative error; (b) transverse and axial oscillation frequency of particles.

在 CORD 算法计算下, 闭轨误差不超过 0.01%, 能够满足回旋加速器的设计要求, 图 4(b) 中横向振荡频率在 $r > 540$ mm 时出现虚数, 该处靠近刻槽位置 $r = 545$ mm.

2.5 二次谐波的判定

由于长短磁极的结构差异和磁轭开孔设计, 均会产生较为强烈的二次谐波现象, 一般情况下, 二次谐波会导致相空间的旋转, 但过强的二次谐波则会导致束流径向运动的不稳定, 二次谐波的扰动频率可以描述为^[19]

$$\nu_c = (C_0^2 - C_2^2)^{\frac{1}{2}}, \quad (2)$$

式中,

$$C_0 = \nu_r - 1, \quad (3)$$

$$C_2 = \frac{1}{2}A_2 - \frac{1}{4}A_2'. \quad (4)$$

这里 ν_r 为横向振荡频率; A_2 为磁场调变函数的傅

里叶展开级数; $A_2' = r \frac{dA_2}{dr}$. 显然, 当 $|C_2| > |C_0|$ 时, 束流就会出现不稳定现象. 因此对主磁铁的设计过程中, 应尽量将这种不稳定现象靠近刻槽区域, 防止束流还未到引出区由于二次谐波导致束流发射度增大, 从而使引出束流强度变低.

本文中, $|C_0|$ 和 $|C_2|$ 以及二次谐波趋势变化趋势如图 5 所示.

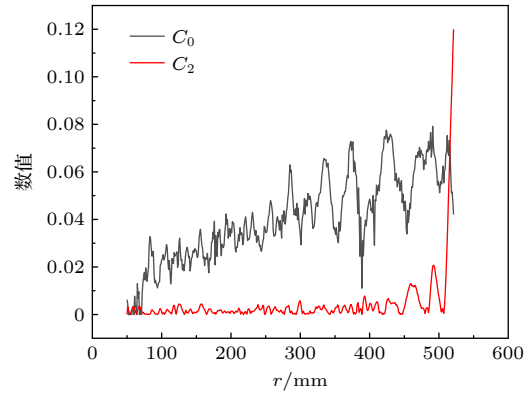


图 5 $|C_2|$ 和 $|C_0|$ 随半径变化趋势
Fig. 5. Variations of $|C_2|$ and $|C_0|$ with radius.

根据图 5 可以知道, 从 $r = 516$ mm 处开始, 开始出现 $|C_2| > |C_0|$, 因此在这之后需要尽快地将束流引出.

2.6 引出粒子接受度判定

对于引出相空间的判定, 则是通过粒子跟踪计算得到, 在靠近刻槽位置某处, 注入较大的相空间, 以粒子的引出角度作为判断, 最后通过对所有粒子的引出角度进行遍历.

图 6 表示引出粒子角度的判定, 引出一个参考量, 用于表示在角度范围内 $\theta = [\theta_0, \theta_1]$ 引出的粒子所占比例:

$$\eta_{\text{ex}} = \frac{N_{\text{ex}}}{N_{\text{out}}}, \quad (5)$$

式中, N_{ex} 为能够通过磁通道的引出粒子, N_{out} 为所有能够加速到加速器边缘的粒子. 在选择合适 θ 的情况下, 能够作为自引出回旋加速器引出粒子的角度判定.

从图 6 可知, 引出粒子的角度 θ 越集中, 那么引出效果就越好. 为定量地研究各种因素对引出效率的影响, 在靠近刻槽位置, 能量为 17.8 MeV 处的平衡轨道处, 注入 $120 \text{ mm} \times 120 \text{ mrad}$ 的相空间, 不考虑轴向偏移; 加速电压为 46 kV, 粒子每一

圈加速 4 次, 一般旋转 2—3 圈, 粒子将得以引出, 其结果如图 7 所示.

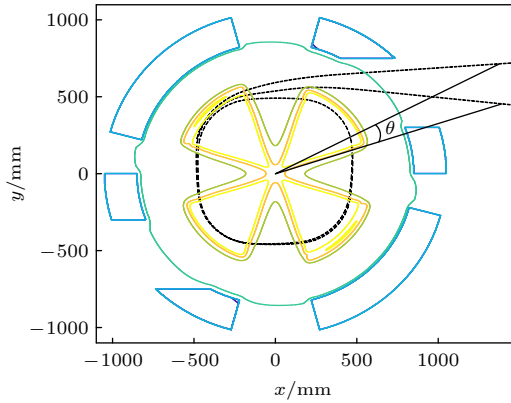


图 6 粒子引出示意图

Fig. 6. Schematic diagram of particle extraction.

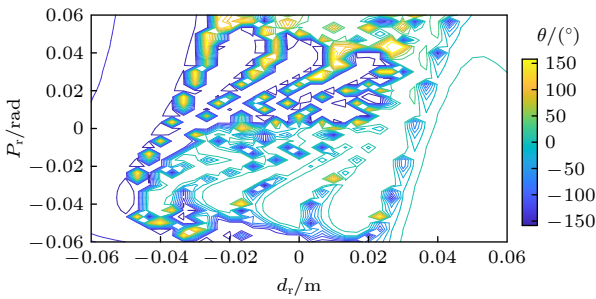


图 7 束流引出相空间分布

Fig. 7. Beam extraction phase space distribution.

图 7 表示的是所有粒子引出角度的等高线图, 图中线条颜色表示粒子引出角度, 单位为 ($^{\circ}$), 横坐标 d_r 表示粒子的径向偏移量, 纵坐标 P_r 表示粒子的径向偏移角度, 等高线越密集的地方表明粒子的引出角度变化越剧烈, 越稀疏的地方则表明粒子的引出角度越集中, 因此图中等高线稀疏的地方即可表示为引出粒子的接受度, 从而将束流引出问题转化为: 如何增大图中接受度面积.

其中最为可行且简单的方法是在刻槽引出的位置增加一个梯度校正器产生四级磁场, 尽可能将束流的角度校正到合适范围. 由于加速器内部空间狭小, 不适合放置电四级铁, 因此选择永磁材料激励四级场, 梯度校正器的模型和中央平面场行为如图 8 所示.

图 8(a) 为梯度校正磁铁的几何模型, 图中颜色条表示磁感应强度, 单位为 G ($1 \text{ G} = 10^{-4} \text{ T}$), 1, 2 号磁铁为校正磁铁, 3 号磁铁为屏蔽磁铁, 其中 1 号磁铁和 3 号磁铁的磁场方向与主磁场的

方向相同, 2 号磁铁的磁场方向与主磁场相反, 1, 2 号磁铁组成四级场. 一般而言, 永磁体的表面最多能够极化 1 T 左右的磁感应强度, 四级磁场的梯度受到限制, 因此中央平面附近产生的磁感应强度主要由梯度校正器的磁隙决定. 由于边缘场附近会产生强烈的径向散焦, 因此在保证束流不会轰击到梯度校正器的同时, 应尽可能地减小磁隙.

如图 8(b) 所示, 当校正磁铁表面磁感应强度为 1 T, 磁隙为 16 mm 时, 能够提供约 1.020 T/cm 的四级梯度场. 由于永磁体的磁感线的发散, 此时 2 号磁铁会影响半径较小的位置的主磁场, 为了避免这种效应, 设置 3 号磁铁用来屏蔽 2 号磁铁对主磁场的影响, 其效果如图 9 所示.

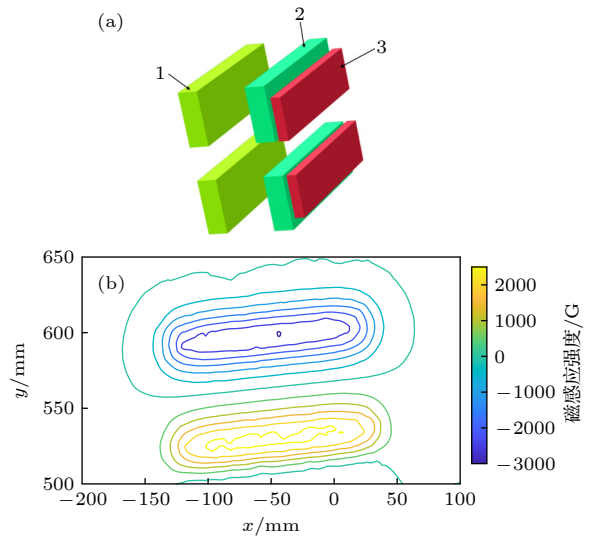


图 8 梯度校正器与场行为 (a) 梯度校正器模型; (b) 梯度校正器场行为

Fig. 8. Gradient corrector and field behavior: (a) Gradient corrector model; (b) gradient corrector field behavior.

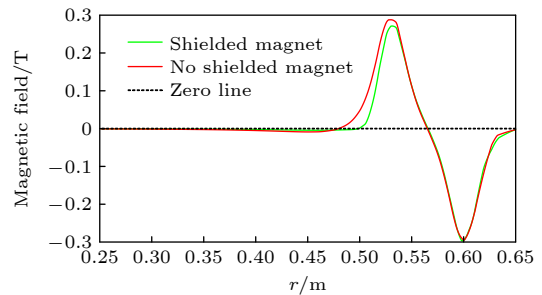


图 9 屏蔽磁铁对梯度校正器的影响

Fig. 9. Influence of shielded magnet on gradient corrector.

在加入屏蔽磁铁之后, 能够约束校正磁铁对主磁场内部的影响, 以图 9 中零线作为标准, 当梯度校正器存在屏蔽磁铁时, 其与零线相交时 $r = 0.5 \text{ m}$;

当不存在屏蔽磁铁时, 其与零线相交时 $r = 0.48$ m. 因此屏蔽磁铁可以约束梯度校正器的磁场行为, 避免其过于磁场发散影响到主磁场内部. 同时, 在加入屏蔽磁铁之后, 校正磁铁的峰值也从 0.28 T 减小为 0.27 T.

另外, 虽然屏蔽磁铁能够一定程度约束梯度校正器在主磁场内部的影响, 但和零线依然存在一定差距, 其幅值约为 30 G ($1 \text{ G} = 10^{-4} \text{ T}$), 影响范围从半径 $r = 0.37$ m 到 $r = 0.5$ m, 这个效应会在谷区形成范围较大的一次谐波, 其效果的积累可能会导致谐波线圈在较小幅值下难以将束流相空间推送到合适的位置, 因此梯度校正磁铁应对称放置, 在谷区形成二次谐波.

在加入梯度校正磁铁之后, 以前文提到的相同方法注入同样的相空间, 其引出粒子接受度如图 10 所示.

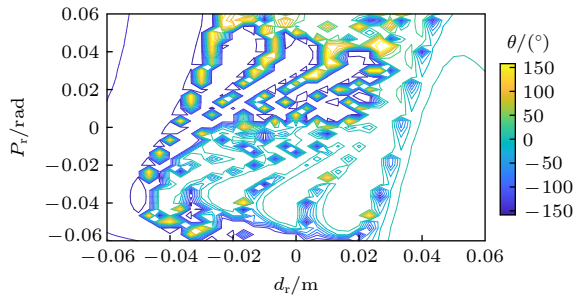


图 10 加入梯度校正器后束流引出相空间分布

Fig. 10. Spatial distribution of beam exit phase after adding gradient corrector.

从图 10 能够看到, 相较于图 7, 粒子能够引出的接受度面积明显增大, 梯度校正磁铁能够减小或者消除图 7 中“涡流”一样的角度变化, 从而使相空间更为连续, 引出粒子的角度更为集中, 因此利用梯度校正磁铁能够明显地改善引出粒子的接受度.

3 谐波线圈的设计

为了得到更强的束流强度, 同时让束流尽快地脱离不稳定区域, 采用一次谐波线圈对束流相空间进行推送, 从而使其尽可能位于接受度以内. 因此在引出前激励较强的一次谐波使束流轨道产生进动来增加圈距^[20,21]. 在线性近似下, 忽略谐波场引入的径向振荡项, 径向运动的方程的解可以写为

$$\Delta r = \Delta r_0 \left(1 - \frac{1}{v_r^2} \frac{R \sin(v_r \varphi_x)}{\rho \sin(v_r \pi)} \cos\left(\frac{3}{4} v_r \pi\right) \frac{R}{B} \frac{|\Delta B|}{\Delta x} \right)^{-1}, \quad (6)$$

式中, $2\varphi_x$ 为谐波线圈的张角, R 为等效圆半径, ρ 为磁极的曲率半径, B 为硬边界条件下峰区磁感应强度, ΔB 为谐波线圈幅值; Δx 为相邻两圈粒子的振荡幅值的差值; Δr_0 为加速过程产生的圈距; v_r 为粒子的径向振荡频率.

以半径 522 mm 附近为例, $R/\rho = 1.0558$, $v_r = 1.0511$, $B = 1.18 \text{ T}$, 假设谐波线圈的有效张角为 32° , 因此, (6) 式可以化简为

$$\Delta r = \Delta r_0 \left(1 - 0.6 \frac{|\Delta B|}{\Delta x} \right)^{-1}. \quad (7)$$

当束流进入谐波线圈区域时, 其相位变化不应超过 180° , 因此粒子在谐波线圈旋转的圈数可以描述为

$$\Delta n = \frac{1}{\pi(v_r - 1)}. \quad (8)$$

可以计算得到 $\Delta n \approx 7$, 在不同的面电流强度下, 以峰区角平分线为准, 粒子的圈距变化如图 11 所示.

图 11(a) 表示不同面电流谐波线圈对粒子的推送作用, 图 11(b) 表示不同面电流下谐波线圈的幅值变化, 图 11(c) 表示的是其在 Opera 中几何模型, 位于 $r = [510 \text{ mm}, 535 \text{ mm}]$, 角度为 32° , 横截面宽为 10 mm, 高度为 6 mm.

随着面电流的强度的不断增强, 粒子在圈距变化越明显, 考虑 (7) 式和 (8) 式的结论, 当谐波线圈的面电流密度为 2 A/mm^2 , 粒子在谐波线圈范围运动 6 圈左右. 同时谐波幅值随面电流呈线性相关趋势, 斜率约为 $15.445 \text{ G} \cdot \text{mm}^2 \cdot \text{A}^{-1}$. 另一方面, 即使考虑加载水冷系统, 但过大的面电流会需要更高的水冷流速, 不利于安装, 因此初步确定谐波线圈面电流密度应在 $2\text{--}10 \text{ A/mm}^2$ 之间.

对不同的面电流进行粒子跟踪计算, 其结果如图 12 所示.

在不同面电流的谐波线圈下, 引出效率有一些波动, 在 $3\text{--}8 \text{ A/mm}^2$, 谐波线圈对引出效率的影响较为平缓, η_{ex} 均靠近 80%, 在 9 A/mm^2 时则出现较大波动. 因此后文迭代计算将以 7 A/mm^2 作为迭代计算的基础, 此时的 η_{ex} 为 82.62%. 同样在能量为 17.8 MeV 的平衡轨道处, 通过插值算法得到谐波线圈为 7 A/mm^2 时的束流相空间, 与图 10 相比较, 结果如图 13 所示.

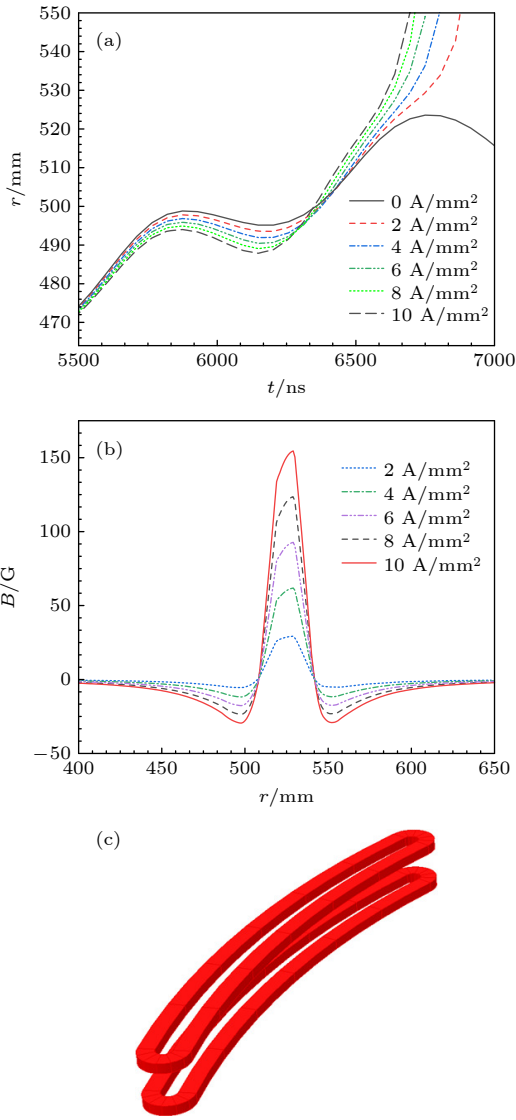


图 11 不同电流情况下粒子半径变化 (a) 不同面电流谐波线圈对粒子的推送作用; (b) 表示不同面电流下谐波线圈的幅值变化; (c) 谐波线圈模型

Fig. 11. Variations of particle radius under different current conditions: (a) Pushing effect of harmonic coil with different surface current on particles; (b) amplitude variation of harmonic coil under different surface current; (c) harmonic coil mode.

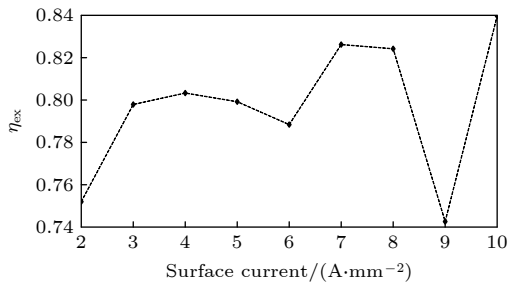


图 12 不同面电流谐波线圈对束流引出的影响

Fig. 12. Influences of different surface current harmonic coils on beam extraction.

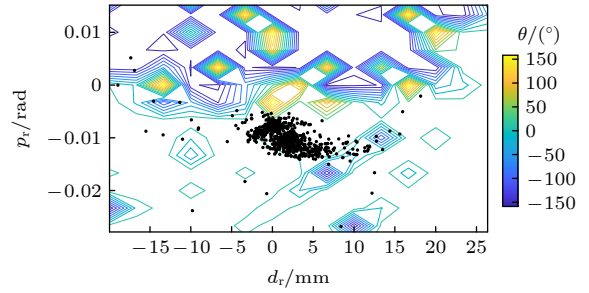


图 13 束流相空间分布

Fig. 13. Beam phase spatial distribution.

从图 13 可以看到, 粒子的相空间被推送到等高线相对较为稀疏的位置, 大部分粒子都可以在该相空间内得以引出。

4 引出磁通道

在经过主磁场的一次谐波线圈的推送以及梯度校正器的初步聚束之后, 束流距离引出依然存在一定的距离, 在边缘场的作用下, 若不加干涉, 束流依然会继续发散, 因此在实现引出之前, 还需要对束流进行二次聚焦, 根据前文的束流引出示意图 (图 6) 可以看到, 粒子会从短磁极一侧的磁轭引出, 因此必须对磁轭进行开孔设计, 同时在引出通道内放置相关的聚焦元件——引出磁通道, 本文依然采用永磁体的设计, 其结构如图 14 所示。

图 14(a) 表示径向聚焦的永磁体的极化方向, 图 14(b) 为磁通道的几何模型, 采用 doublet 结构, 图 14(c) 为中央平面的场行为, 由于边缘场是径向强散焦, 轴向强聚焦, 因此优先对束流进行径向聚焦。

磁通道的磁场梯度主要取决于其内径, 若其内径过小, 则磁通道能够接受的束流的尺寸过小, 对粒子的引出角度较为严苛, 引出束流强度不足; 但若内径过大, 则会由于四级场梯度不足, 导致大部分束流损失在磁通道内部, 对于磁通道的参数采取 Elegant^[22] 等软件对参数进行扫描, 其约束条件为:

- 1) 束流包络不应该超过永磁体的内径;
- 2) 引出时横向尺寸和轴向尺寸应匹配。

通过粒子跟踪再对磁通道进行相应的微调, 聚焦结果如图 15 所示。

束流在经过磁通道, 位于束流末端的径向尺寸由 50.7 mm 变为 30.5 mm, 轴向尺寸由 8.2 mm 变为 12.9 mm。

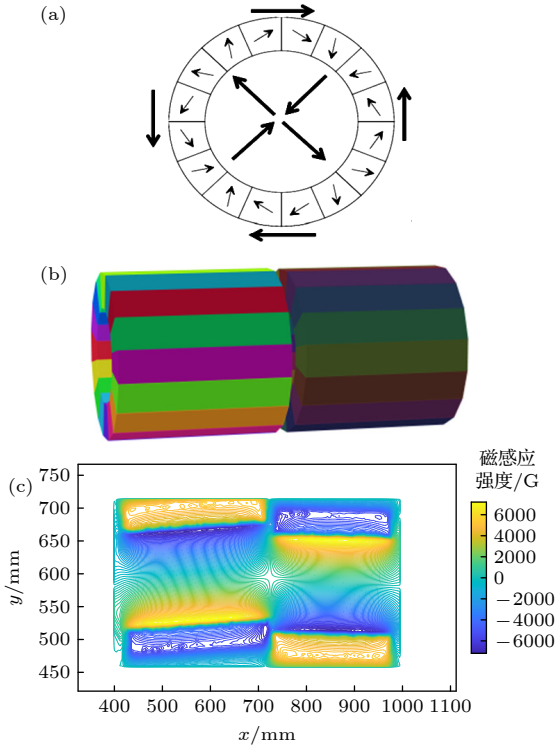


图 14 磁通道模型 (a) 径向聚焦磁铁极化方向; (b) 磁通道几何模型; (c) 磁通道场行为
 Fig. 14. Magnetic channel model: (a) Radial focusing magnet polarization direction; (b) magnetic channel geometric model; (c) magnetic flux field behavior.

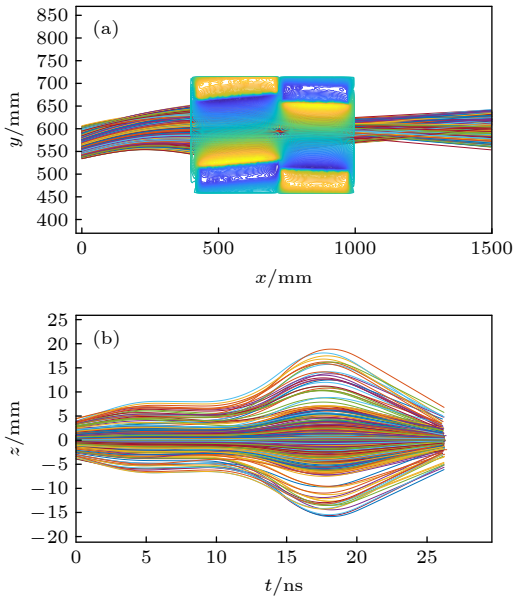


图 15 束流在磁通道中的变化 (a) 束流径向变化; (b) 束流轴向变化
 Fig. 15. Variations of beam in magnetic channel: (a) Radial variation of beam; (b) axial variation of beam.

显然, 磁通道并不能聚焦所有从梯度校正器出来的引出束流, 若不加干涉, 杂散束流则会轰击到

加速器内部, 从而造成强烈的感生放射性. 由于一次谐波线圈的推送, 束流几乎都会单侧引出, 其径向分布的规律较好, 因此可以设计一个特殊的元件来对杂散束流进行收集, 即束流收集器, 如图 16 所示.

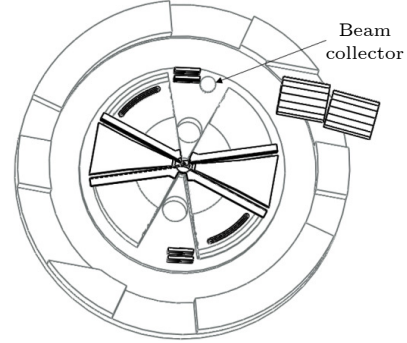


图 16 束流收集器示意图
 Fig. 16. Schematic diagram of beam collector.

束流收集器位于梯度校正器之后, 其结构为一圆盘, 内置水冷装置. 束流收集器可以旋转, 以防止束流长时间轰击在同一位置造成击穿.

束流收集器的材料应不易被磁化, 热导率高, 机械性能较好, 加速器中常见的质子屏蔽材料一般采用 Al 和 Ta 金属, 其中 Al 的熔点较低, 约为 660 °C, Ta 的熔点较高, 约为 2996 °C.

5 结论与讨论

本文根据自引出回旋加速器的特点, 通过三个判定给出了主磁铁设计思路, 其中较为重要的结论以及不足如下:

1) 由于自引出系统在磁极边缘刻槽处需要较强的磁场变化以及粒子等时性条件, 因此在大半径下磁隙较小, 同时需要利用一次谐波线圈对束流做进动引出, 为给束流轴向运动预留足够的空间, 从而限制了磁隙变化. 通过变磁隙和镶条的调谐技术能够有效地控制磁极表面形状.

2) 为了避免束流在引出时受到较强的边缘场影响, 因此设计长短磁极结构, 同时束流引出需要在磁轭进行开孔设计, 二者均会对主磁场内部产生强烈的二次谐波, 通过长短磁极的磁隙变化, 能够有效地控制磁场内部的二次谐波强度.

3) 虽然利用长短磁极能够有效地控制边缘场效应, 但束流依然会受到其影响, 利用梯度校正磁铁对刻槽引出束流作初步聚焦, 进一步增大引出束

流的接受度,能够使得引出束流角度更为集中地同时引出更多的束流.

4) 为了让束流在接受度以内引出,利用一次谐波线圈对束流作进动引出,推送束流相空间处于引出接受度以内,同时使得粒子能够单侧引出,进一步加强束流强度.

5) 引出束流依然会在加速器内部运动一段距离,其依然会受到边缘场效应的影响,通过磁通道能够尽可能多地引出束流,同时使得束流的轴向和径向尺寸匹配.

6) 对于不能引出的束流,由于自引出系统的引出束流分布较为规律,可以通过束流收集器对于杂散束流进行收集,能够避免束流轰击在加速器内部从而造成强烈的感生放射性.

本文还需进一步研究如下内容:

1) 在真实情况,高频谐振腔会由于受热膨胀从而导致高频频率漂移,这会使得粒子进入谐波线圈的相空间发生变化,因此会对引出效率造成一定影响,还需要分析不同高频频率对引出效率的影响.

2) 针对梯度校正磁铁,仅陈述了其结构以及设计原理,但其具体尺寸的由来,本文未做详细讨论.

3) 本文仅对束流收集器做了简单的介绍,还需要研究其发热功率以及设计思路.

4) 受篇幅限制,本文仅设置对称两个谐波线圈研究谐波线圈对相空间的推送,还可以在短磁极同时设置两个对称的谐波线圈来调整相空间的位置.

5) 由于目前缺少空间电荷效应分析软件,因此未对空间电荷效应进行相应分析,这将在未来完善相关算法后,作进一步研究.

参考文献

- [1] Strobel K, Haerle S K, Stoeckli S J, Schrank M, Soyka J D, Veit-Haibach P, Hany T F 2009 *Eur. J. Nucl. Med. Mol. Imaging* **36** 919
- [2] Osman M M, Cohade C, Nakamoto Y, Wahi R L 2003 *Eur. J. Nucl. Med. Mol. Imaging* **30** 603
- [3] Hermannea A, Adam-Rebelesa R, Tárkányib F, Takácsb F, Ditróib S 2015 *Nucl. Instrum Methods Phys. Res., Sect. B* **359** 145
- [4] Fan M W 2000 *Eng. Sci.* **2** 9 (in Chinese) [樊明武 2000 中国

工程科学 **2** 9]

- [5] Zhang T J, Lu Y L, Yin Z G, Zhong J Q, Cui T, Li M, Wei S M, Song G F, Wu L C, Ji B, Xing J S, Qin J C, Jia X L, Hu W P, Yang J J, An S Z, Guan F P, Zhen X, Wen L P, Lin J, Li Z G, Zhang X Z, Cai Y X, Yang F 2009 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B* **269** 2950
- [6] Zhang T J, Zhong J Q, Lu Y L, Cui T, Qin J C, Xing J S, Li M, Yang J J, Pan G F, Yang F 2012 *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **22** 4101004
- [7] Zhang T J, Chu C J, Zhong J Q, Yang J J, Xing J S, Lu Y L, Wei S M, Chen R F, Li Z G, Fan M W 2007 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B* **261** 25
- [8] Zhang T J, Li Z G, Chu C J 2007 *The 18th International Conference on Cyclotrons and Their Applications Giardini Naxos, October 1-5, 2007* p33
- [9] Kleeven W, Abs M, Amelia J C, Zaremba S 2000 *Proceedings of EPAC Vienna, June 26-30, 2000* p2530
- [10] Kleeven W, Lucas S, Delvaux J L, Swoboda F, Zaremba S, Beeckman W, Vandeplassche D, Abs M, Jongen Y 2003 *33rd European Cyclotron Progress Meeting Warsaw, September 17-21, 2003* p115
- [11] Wang Y F, Wang B, Li B S 2006 *High Energy Physics and Nuclear Physics* **30** 147 (in Chinese) [王义芳, 王兵, 李炳生 2006 高能物理与核物理 **30** 147]
- [12] Zhang J M, Tian J H 2006 *J. Isot.* **19** 240 (in Chinese) [张锦明, 田嘉禾 2006 同位素 **19** 240]
- [13] He X Z, Yang G J, Long J D, Li W F, Yang X L, Li C G, Jing X B, Wang M H, Li H, Li Q, Zhang K Z 2009 *National Symposium on Nuclear Technology and Applied Research 2008 MianYang, October, 2009* p827 (in Chinese) [何小中, 杨国君, 龙继东, 李伟峰, 杨兴林, 李成刚, 荆晓兵, 王敏鸿, 李洪, 李勤, 张开志 2009 全国核技术及应用研究学术研讨会 绵阳, 10月 2009 p827]
- [14] Zhang G, He X Z, Du Y, Shi J S, Yang G J 2022 *High Power Laser and Particle Beams* **34** 074002 (in Chinese) [张罡, 何小中, 杜洋, 石金水, 杨国君 2022 强激光与粒子束 **34** 074002]
- [15] Poole C M, Cornelius I, Trapp J V, Langton C M 2012 *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **59** 1695
- [16] Agostinelli S, Allison J, Amako K, Zschesche D 2003 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* **506** 250
- [17] Karamyshev O, Karamysheva T, Lyapin I, Malinin V, Popov D 2021 *Phys. Part. Nucl. Lett.* **18** 481
- [18] Gordon M M 1984 *Part. Accel.* **16** 39
- [19] Kleeven W, Hagedoorn H 1992 *The 13th International Conference on Cyclotrons and Their Applications, Vancouver, BC, Canada, July 6-10, 1992* p380
- [20] Tang J Y, Wei B W 2008 *Theory and Design of Cyclotrons* (Hefei: China University of science and Technology Press) pp164, 165 (in Chinese) [唐靖宇, 魏宝文 2008 回旋加速器理论与设计 (合肥: 中国科学技术大学出版社) 第164, 165页]
- [21] Fermé J, Gendreau G, Yvon P 1975 *Proceedings of the 7th International Conference on Cyclotrons and their Applications Zürich, Switzerland, August 19-22, 1975* p260
- [22] Borland M 2000 *The 6th International Computational Accelerator Physics Conference Florence, June 4-9, 2000* p1

Key technologies of 18 MeV self-extraction cyclotron

Zhang Gang¹⁾ Yang Guo-Jun^{1)†} He Xiao-Zhong¹⁾

Du Yang¹⁾ Shi Jin-Shui¹⁾ Li Xiao-An²⁾

1) (*Institute of Fluid Physics, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621000, China*)

2) (*Key Laboratory of Medical Transformation of Nuclear Technology, NHC, Mianyang 621000, China*)

(Received 10 May 2022; revised manuscript received 10 July 2022)

Abstract

In this work, an 18 MeV self extraction high current cyclotron is designed, which provides a feasible design scheme for the self extraction system. For the main magnet, it is designed by restricting the parameter change of the main magnetic field through “three judgments”. For the self extraction system, the phase space suitable for particle extraction is scanned by injecting the phase space, and the gradient correction magnet is used to increase the acceptance of the extracted beam. For the harmonic coil, through the second harmonic change of the magnetic field, the beam characteristics are analyzed and the position of the harmonic coil is determined. Under the condition of scanning different harmonic coil surface currents, the extraction of the beam is obtained, and then the phase space of the beam is pushed to the acceptance. In order to match the radial dimension and the axial dimension of the target beam and obtain a stronger beam, the magnetic channel of the double structure is selected and the related design idea is given. The final beam size is 30.5 mm × 12.9 mm, the particles that can be extracted account for 82.62% of the successfully accelerated particles.

Keywords: self-extraction cyclotron, magnet design, numerical simulation

PACS: 29.20.-c, 29.27.-a, 29.27.Ac, 29.20.dg

DOI: 10.7498/aps.71.20220934

† Corresponding author. E-mail: yanggj@caep.cn



18 MeV自引出回旋加速器关键技术

张罡 杨国君 何小中 杜洋 石金水 李小安

Key technologies of 18MeV self-extraction cyclotron

Zhang Gang Yang Guo-Jun He Xiao-Zhong Du Yang Shi Jin-Shui Li Xiao-An

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 212901 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20220934

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220934>

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

医用回旋加速器回旋频率与磁场的调谐

Tuning of cyclotron resonant frequency and magnetic field of medical cyclotron

物理学报. 2019, 68(12): 122901 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190116>

不同磁路下微型ECR中和器电子引出的模拟研究

Numerical simulation of electron extraction from micro electron cyclotron resonance neutralizer under different magnetic circuits

物理学报. 2022, 71(4): 045201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211519>

惯性约束聚变靶丸内杂质气体抽空流洗过程的数值模拟

Numerical simulation of filling and evacuating process of impurity gas in target capsule of inertial confinement fusion

物理学报. 2021, 70(7): 075207 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201491>

磁绝缘线振荡器中模式竞争的物理分析和数值模拟

Competitions among modes in magnetically insulated transmission line oscillator

物理学报. 2020, 69(19): 198401 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200383>

地下黏弹性介质波动方程及波场数值模拟

Wave equation for underground viscoelastic media and wavefield numerical simulation

物理学报. 2021, 70(14): 149102 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210005>

大功率热平衡感应耦合等离子体数值模拟及实验研究

Numerical simulation and experimental study of high-power thermal equilibrium inductively coupled plasma

物理学报. 2021, 70(9): 095204 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201610>