

基于CSNS反角白光实验装置的 伽马圆偏振仪研制

报告人：石雨彬

散裂中子源科学中心

2026年7月16日

目录

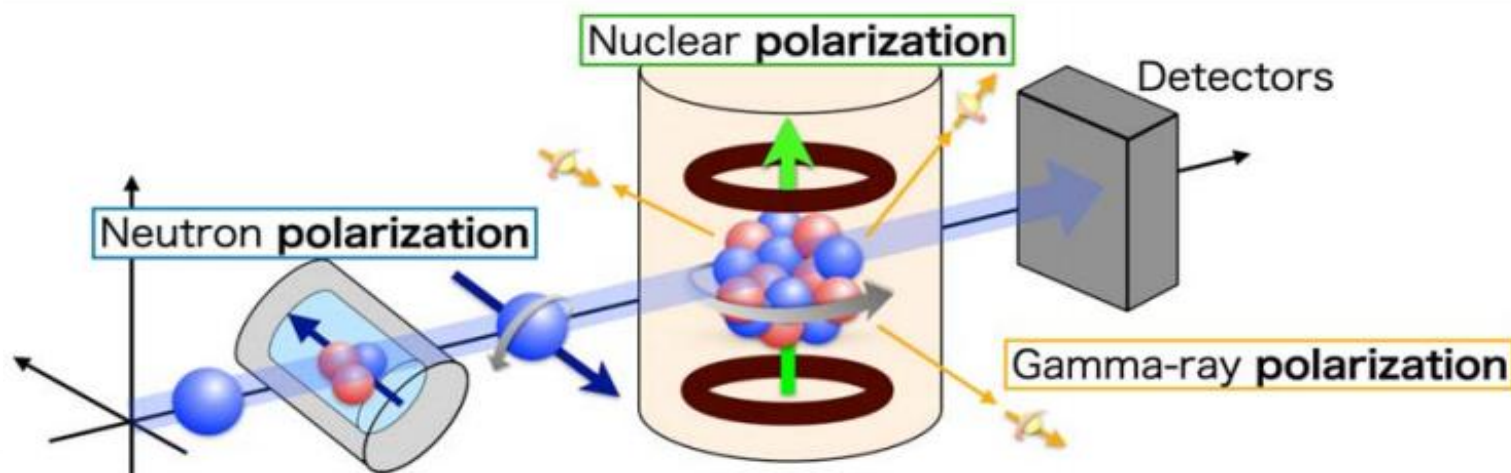
Content

- 01 ● 一、研究背景与意义
- 02 ● 二、伽马圆偏振仪原理
- 03 ● 三、伽马圆偏振仪设计
- 04 ● 四、后续实验计划

研究背景与意义

1956年，李政道和杨振宁提出弱相互作用中宇称不守恒，随后被吴健雄等人通过实验证实。这一发现改变了人们对自然界基本对称性的认识，为后续研究CP破坏、时间反演不对称性奠定了基础。然而，此类对称性破缺效应通常十分微弱，直接探测比较困难。

中子核反应中的s-波与p-波混合对原子核中弱相互作用导致的宇称破缺效应有极强的放大作用($\sim 10^4\text{--}10^6$)，为相关研究提供一个高灵敏度实验途径。因此我们可以通过极化中子的俘获反应来进行对称性破缺的研究。



[1] G.Trumpy, Measurement of circularly polarized gamma-radiation following polarized neutron capture, Nucl. Phys. 2, 664 (1956).

[2] Endo, S., Abe, R., Fujioka, H. et al. Circular polarization measurement for individual gamma rays in capture reactions with intense pulsed neutrons. Eur. Phys. J. A 60, 166 (2024).

研究背景与意义

极化中子发生俘获形成激发复合核，其退激产生 γ 射线的圆偏振特征由复合核自旋、末态能级自等因素共同决定。而弱相互作用带来 s-p 波共振混合产生的与宇称破缺相关的信号，也会体现在 γ 射线圆偏振中。

其中 a_{13} 项的特点是只与出射的伽马射线相关，因此通过测量伽马射线的圆偏振可以得到 a_{13} 的值，进而验证 s-p 混合模型，约束对称性破缺的强度。

极化中子(n, γ) 反应的微分截面：

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2} \{ a_0 - a_1(k_n \cdot k_\gamma) + a_2 \sigma_n \cdot (k_n \times k_\gamma) + a_3 \left((k_n \cdot k_\gamma)^2 - \frac{1}{3} \right) + a_4(k_n \cdot k_\gamma)(\sigma_n \cdot (k_n \times k_\gamma)) + a_5 \lambda(\sigma_n \cdot k_\gamma) + a_6 \lambda(\sigma_n \cdot k_n) + \dots + a_{13} \lambda + \dots + a_{17} \lambda(k_n \cdot k_\gamma)(k_n \cdot (k_n \times k_\gamma)) \}$$

σ : 中子极化
 k_n : 中子动量
 k_γ : γ -动量
 λ : γ -偏振

因此，我们需要一个能够**定量测量 γ 圆偏振**的实验手段，为此我们设计了一个伽马圆偏振测量系统，实现对伽马射线圆偏振的测量。

偏振仪原理

核心理论：包含磁效应修正的康普顿散射截面：

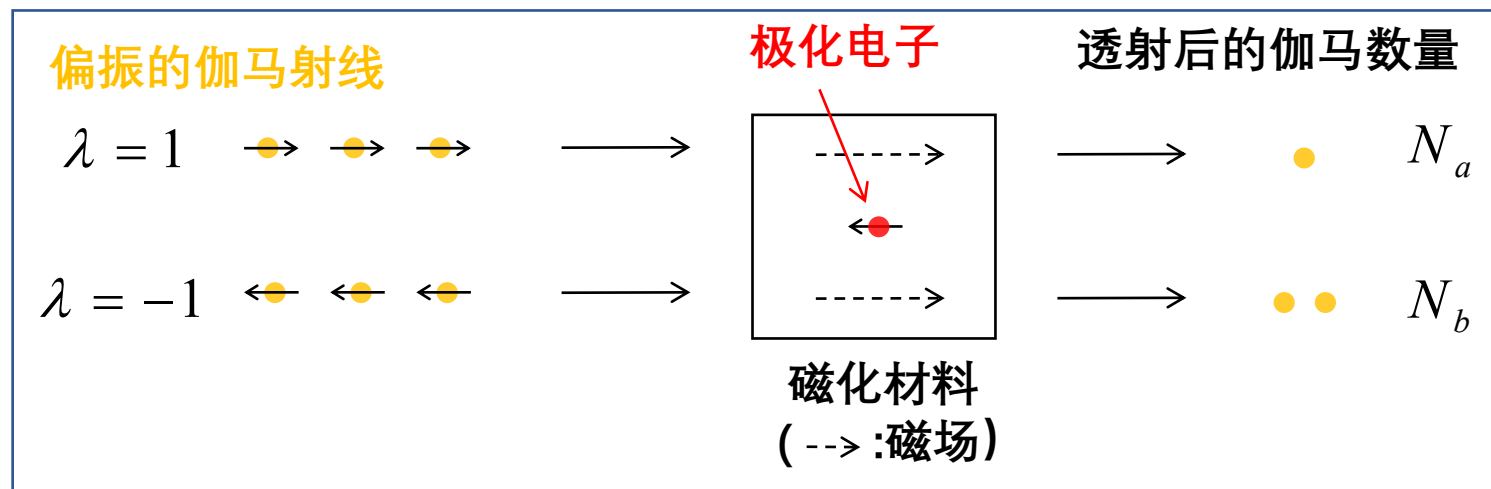
$$\sigma_{Comp} = 2\pi r_0^2 (\underbrace{\sigma_0}_{\text{Klein-Nishina项}} + \underbrace{P_e \lambda \sigma_c \cos \theta}_{\text{磁效应修正项}})$$

r_0 ：电子半径

σ_0 ：KleinNishina康普顿散射截面

P_e 和 λ 分别是电子极化率和 γ 射线偏振度

θ ：电子自旋方向与 γ 射线动量方向之间的角度



磁化介质对伽马光子的透射率依赖于光子圆偏振态

通过测量两种偏振光子的透射强度，即可反推出入射伽马光子的圆偏振度

$$\lambda = \frac{1}{Q} \frac{N_a - N_b}{N_a + N_b}$$

偏振仪原理

Compton Scattering : $\sigma_{Comp} = 2\pi r_0^2 (\sigma_0 + P_e \lambda \sigma_c \cos \theta)$

σ_{pe} : 光电效应截面
 σ_{co} : 相干散射截面
 σ_{pp} : 电子对产生的截面

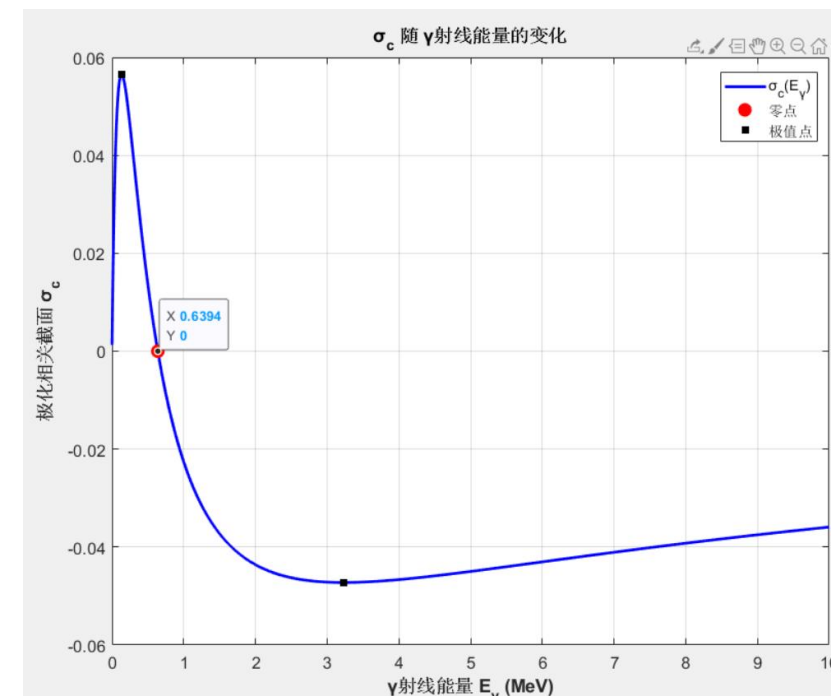
$$\begin{aligned}\sigma_l &= (\sigma_{PE} + 2\pi r_0^2 (\sigma_0 - P_e \sigma_c) + \sigma_{Co} + \sigma_{PP}) \\ \sigma_r &= (\sigma_{PE} + 2\pi r_0^2 (\sigma_0 + P_e \sigma_c) + \sigma_{Co} + \sigma_{PP})\end{aligned}$$

令 $K = (\sigma_{PE} + 2\pi r_0^2 \sigma_0 + \sigma_{Co} + \sigma_{PP})$

透射率: $T_r = \exp(-n_e L \sigma_r) = \exp(-n_e L K) \cdot \exp(-n_e L 2\pi r_0^2 P_e \sigma_c)$
 $T_l = \exp(-n_e L \sigma_l) = \exp(-n_e L K) \cdot \exp(+n_e L 2\pi r_0^2 P_e \sigma_c)$

$$Q = \frac{T_r - T_l}{T_r + T_l} \approx -n_e L \Delta \sigma = -n_e L P_e 2\pi r_0^2 \sigma_c$$

其中: $P_e = M \frac{(g'-1)2}{(g-1)g'} \frac{1}{n_e \mu_B}$ $\sigma_c = \frac{1+4\alpha+5\alpha^2}{\alpha(1+2\alpha)^2} - \frac{(1+\alpha)\ln(1+2\alpha)}{2\alpha^2}$



σ_c 与 γ 能量关系示意图

偏振仪原理

$$Q = -n_e L P_e 2\pi r_0^2 \sigma_c$$

影响因素一：L(圆偏振仪的磁芯厚度)

磁芯厚度越大，偏振灵敏度越大，但会导致透射率T呈指数衰减，使得探测器计数率急剧下降。

影响因素二：Pe(电子极化率)

材料的磁化强度越高，电子极化率越大，要实现尽可能高的 P_e ，磁性材料必须达到磁饱和。

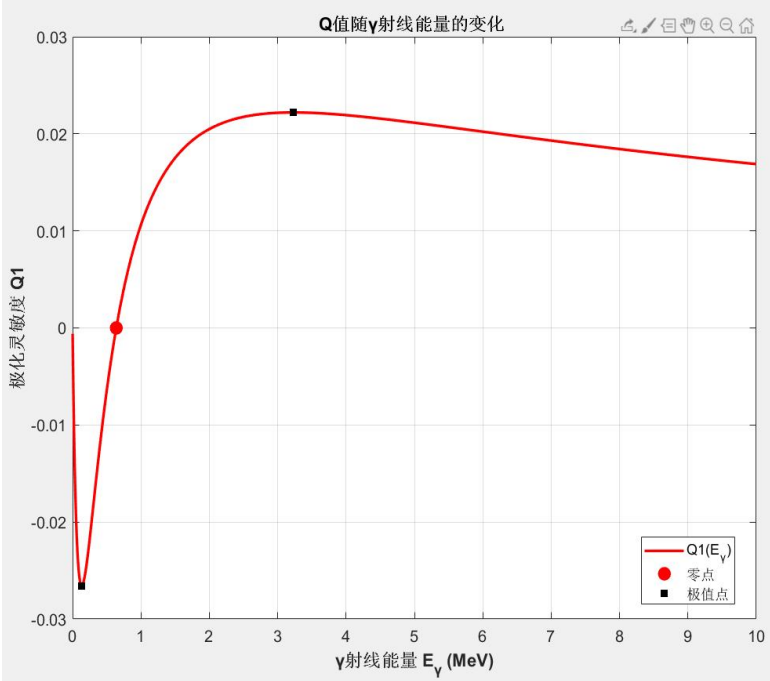
偏振仪设计

材料选型:

下表为典型软磁材料的相关参数

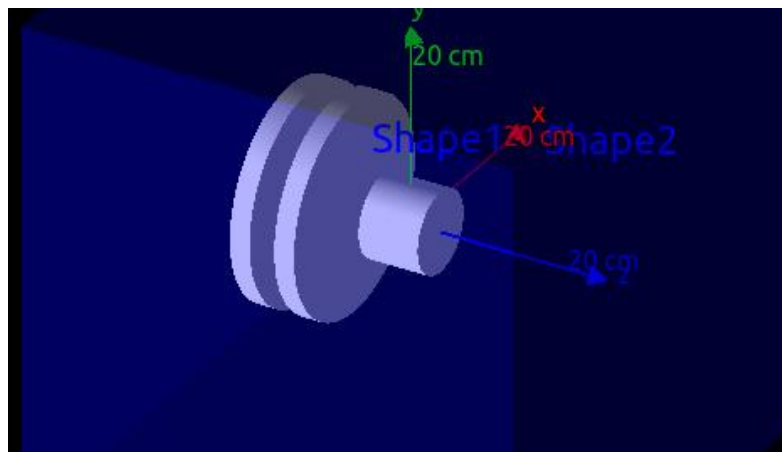
材料	电工纯铁 (DT4)	Fe-Ni合金 (1J46)	硅钢 (DG4)	Fe-Al合 金1J6	Fe-Co-V合金 (1J22)
主要成分	碳 $\leq 0.025\%$ 杂质 $\leq 1.6\%$	45~46.5% Ni	4%Si	5.5~6.5% Al	49-51%Co 0.8~1.8%V
饱和磁感应 强度B/T	2.15	1.5	≥ 1.75	≥ 1.3	≥ 2.2

最终选择Permendur合金（1J22）作为磁芯的主体材料，其具有所有材料中**最高的饱和磁化强度**，意味着在其他条件一致时有着最高的理论偏振灵敏度。



偏振仪设计

Geant4模拟

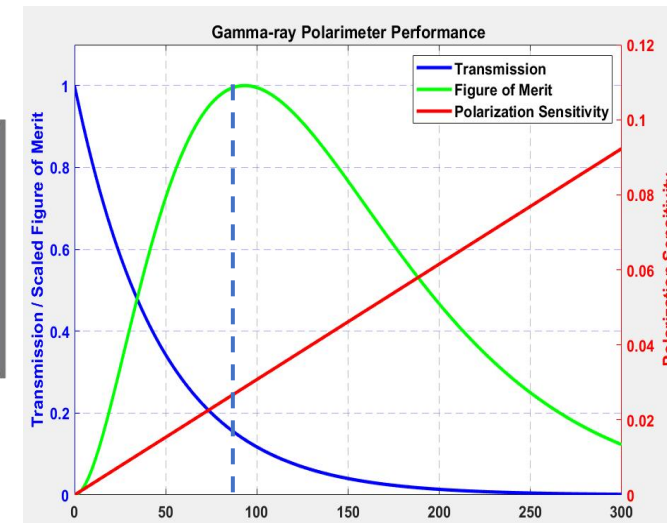


几何结构

结合蒙特卡洛模拟软件Geant4 构建了基础模拟框架，包括伽马射线源、Permendur合金和一个高纯锗HPGe探测器

核心矛盾：增加磁芯厚度L可以提高仪器的理论偏振灵敏度，然而，随着厚度增加，伽马射线被吸收的概率也呈指数增长，导致透射率急剧下降，使得探测器计数率过低，影响测量统计精度和实验效率。

为解决这一矛盾，必须评估品质因素，定义为 $FOM=Q^2 \times T$ 。优化的目标是寻找使FOM最大化的磁芯厚度。



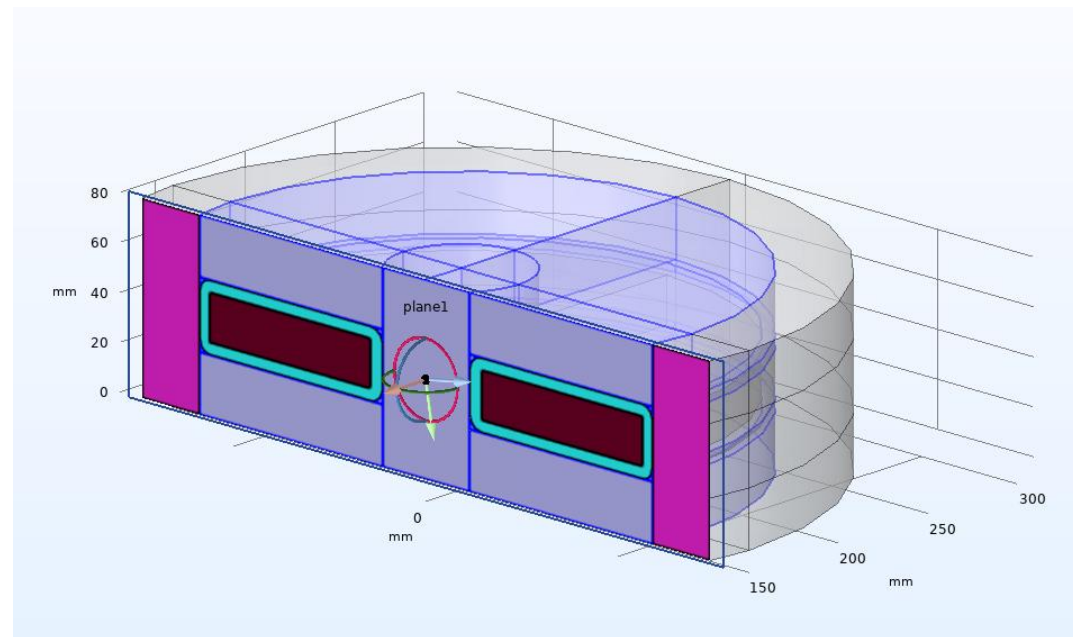
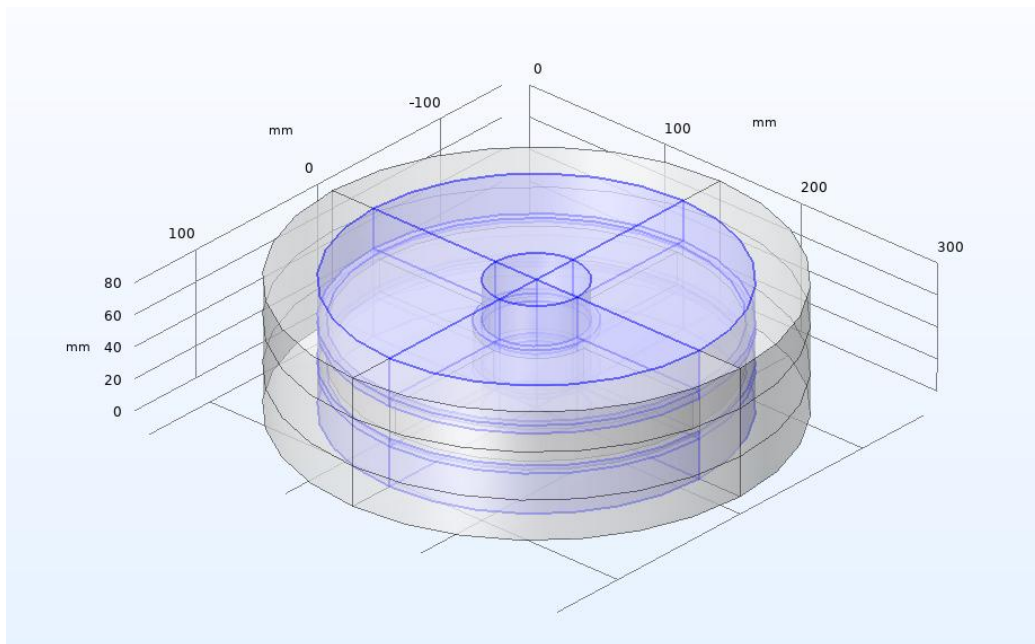
透射率与磁芯厚度关系示意图

通过绘制FOM随厚度变化的曲线，分析FOM曲线峰值，在厚度为80mm处，FOM的值达到最大。

偏振仪设计

COMSOL模拟

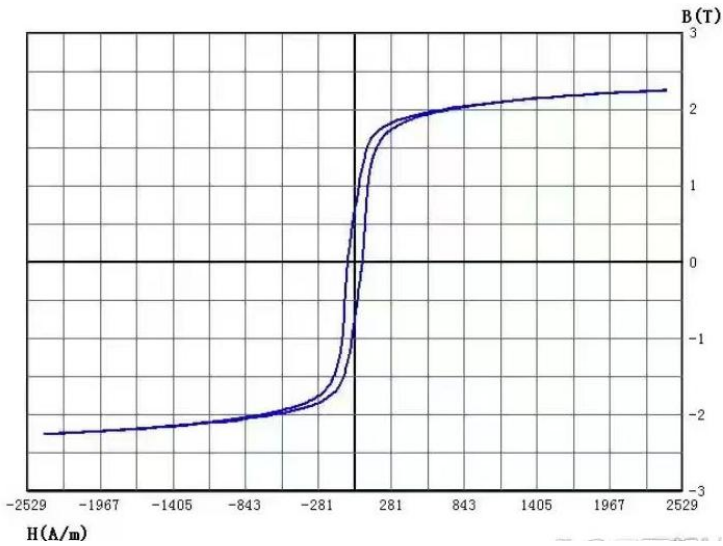
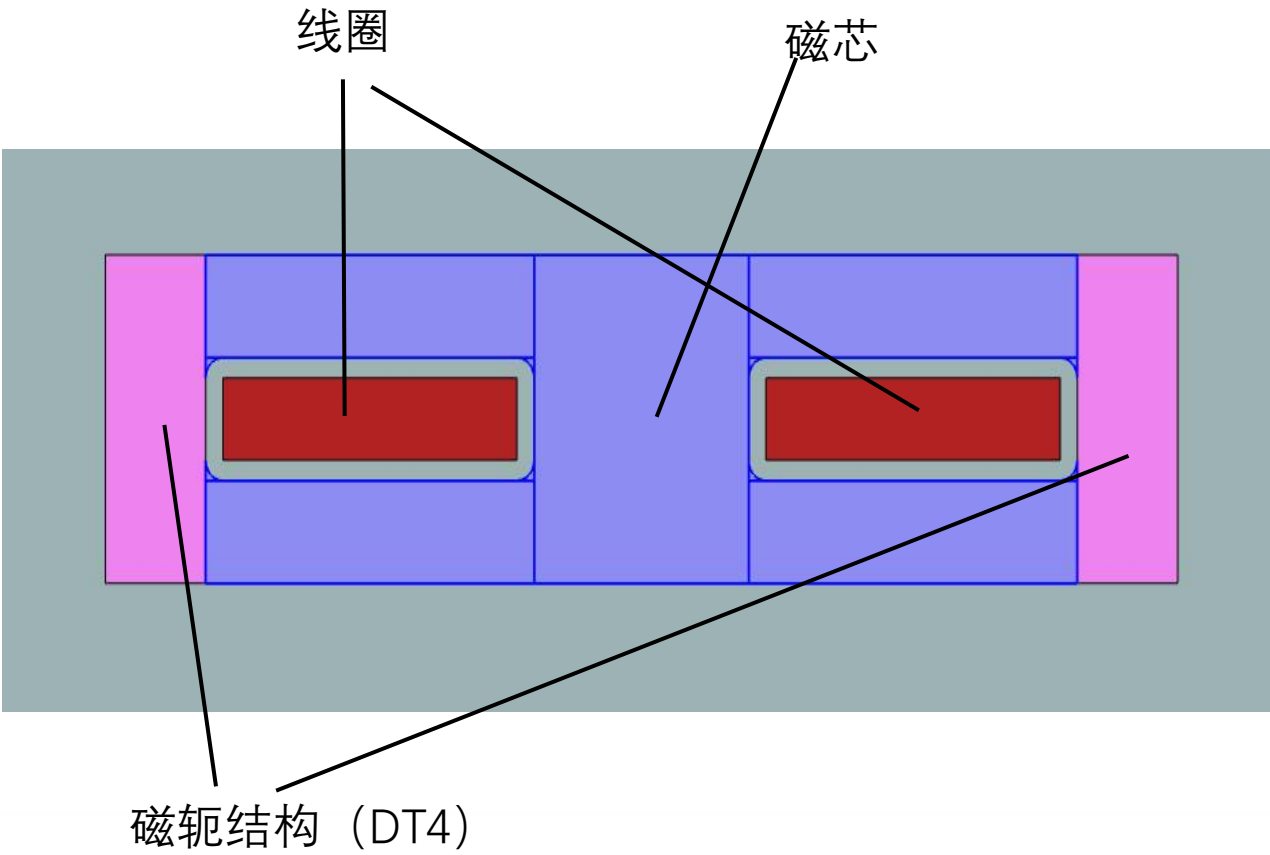
核心目标：确保磁芯能在可实现的励磁条件下**达到并保持尽可能均匀的磁饱和状态**，同时最大限度地**抑制漏磁**，以避免杂散磁场对探测器产生干扰。



切面示意图

偏振仪设计

材料设置



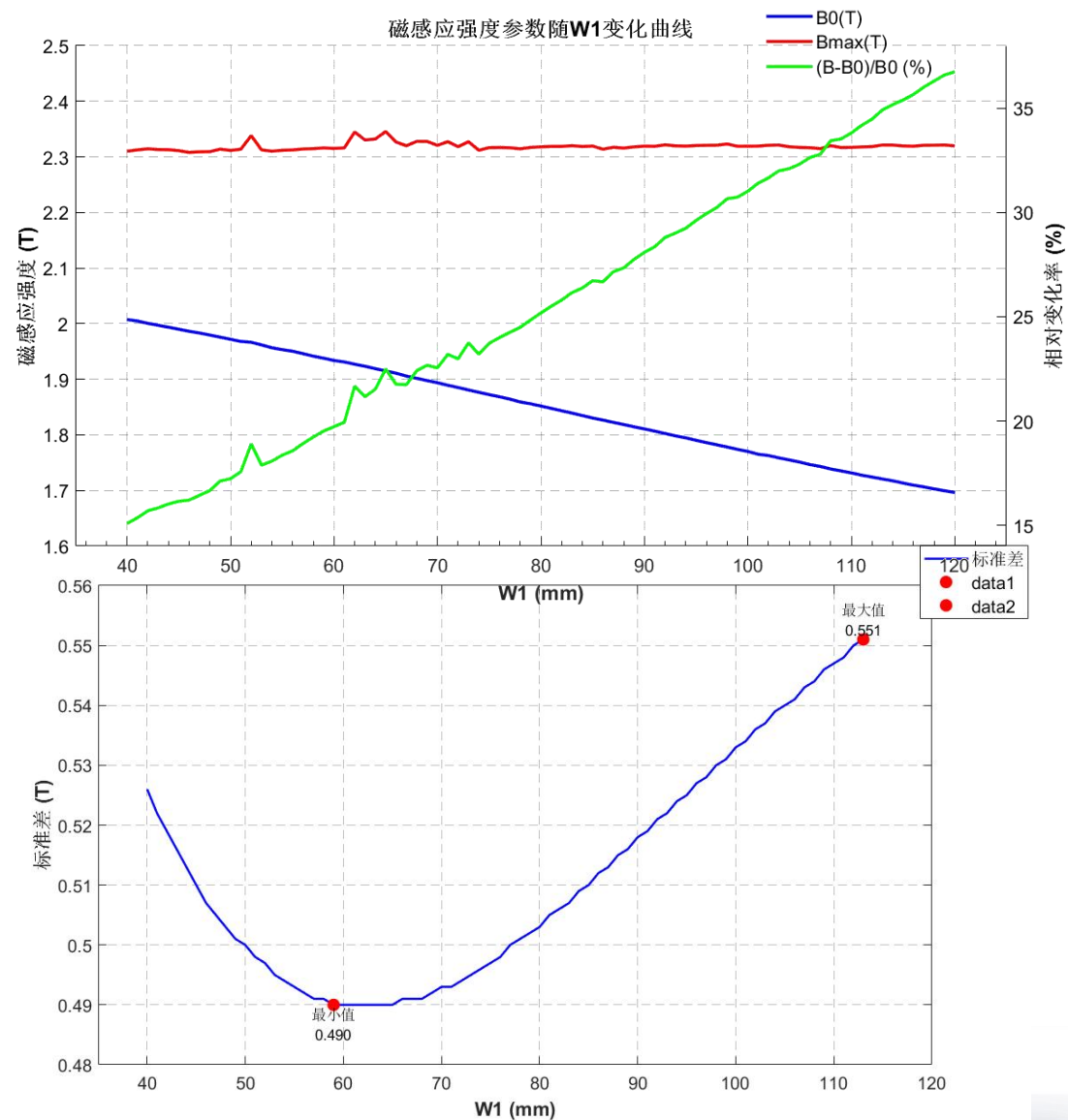
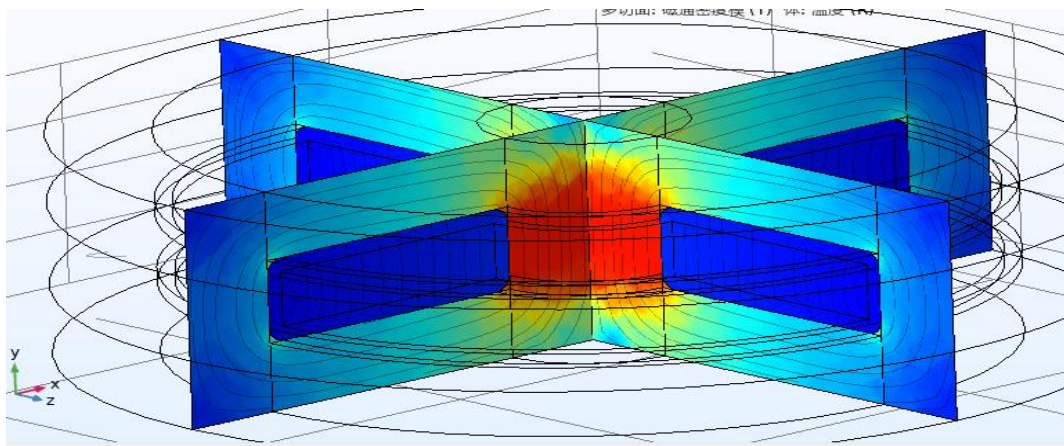
B-H曲线

结构	材料
磁芯	Permendur合金
磁轭	纯铁
线圈	铜
空隙	环氧树脂
环境	空气

偏振仪设计

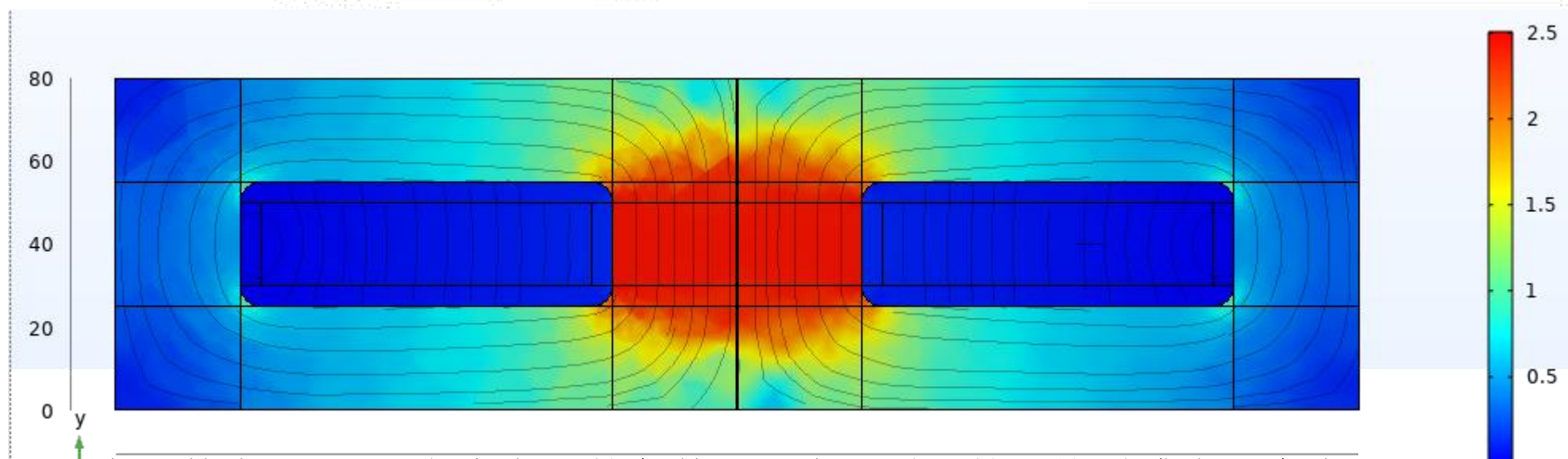
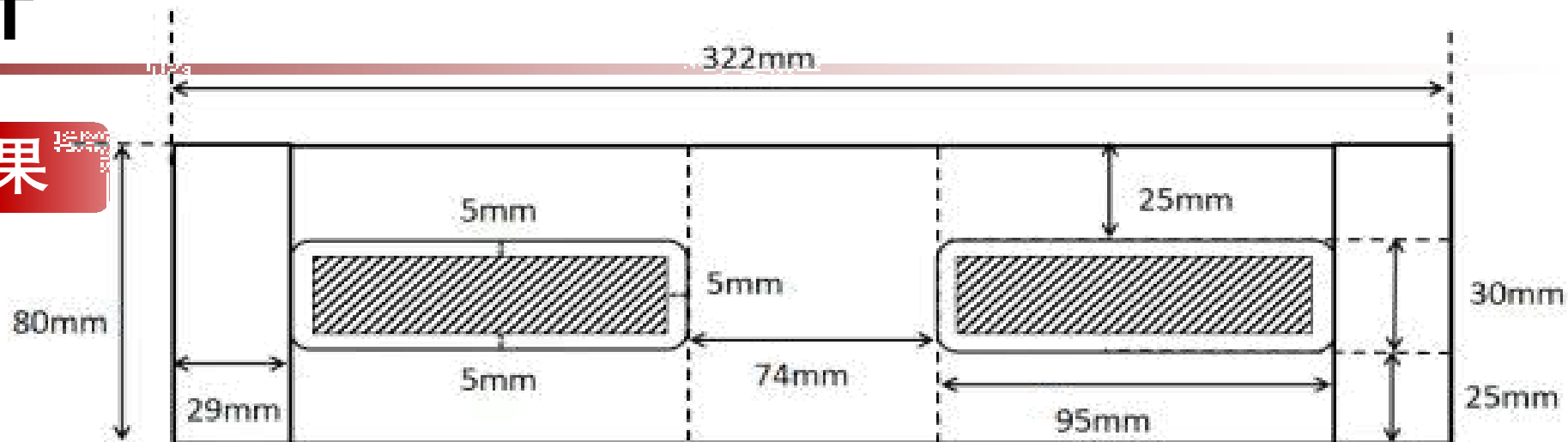
磁场仿真

影响因素：磁芯直径
磁轭厚度
安匝数



偏振仪设计

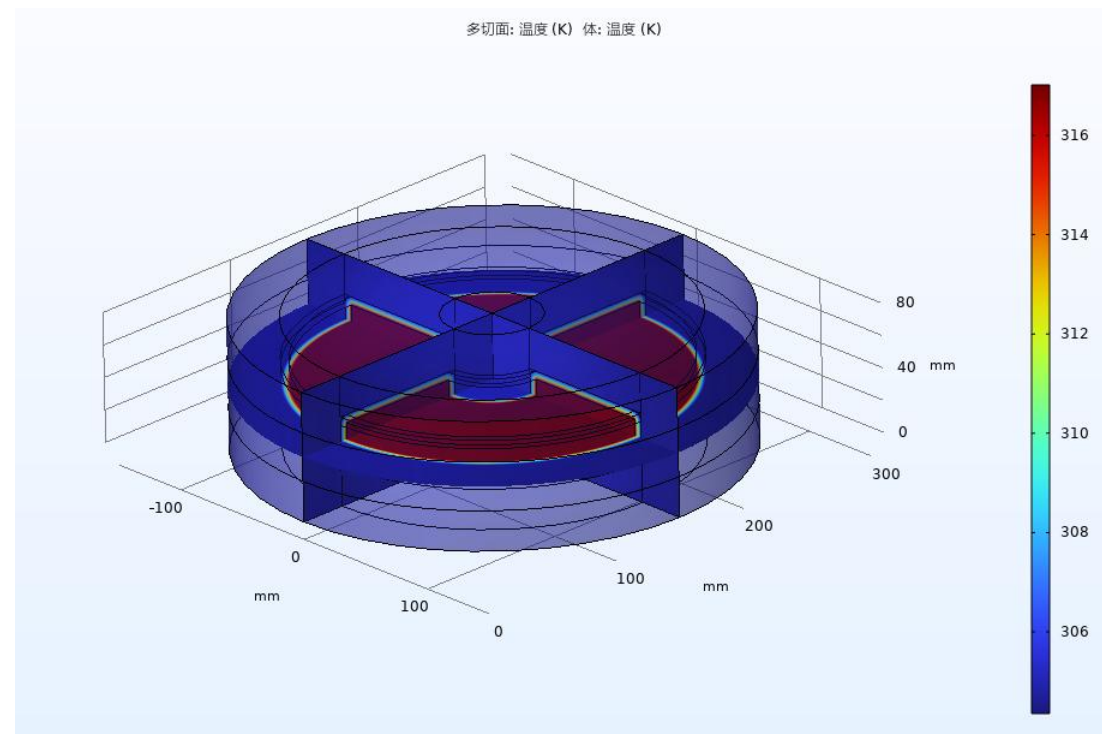
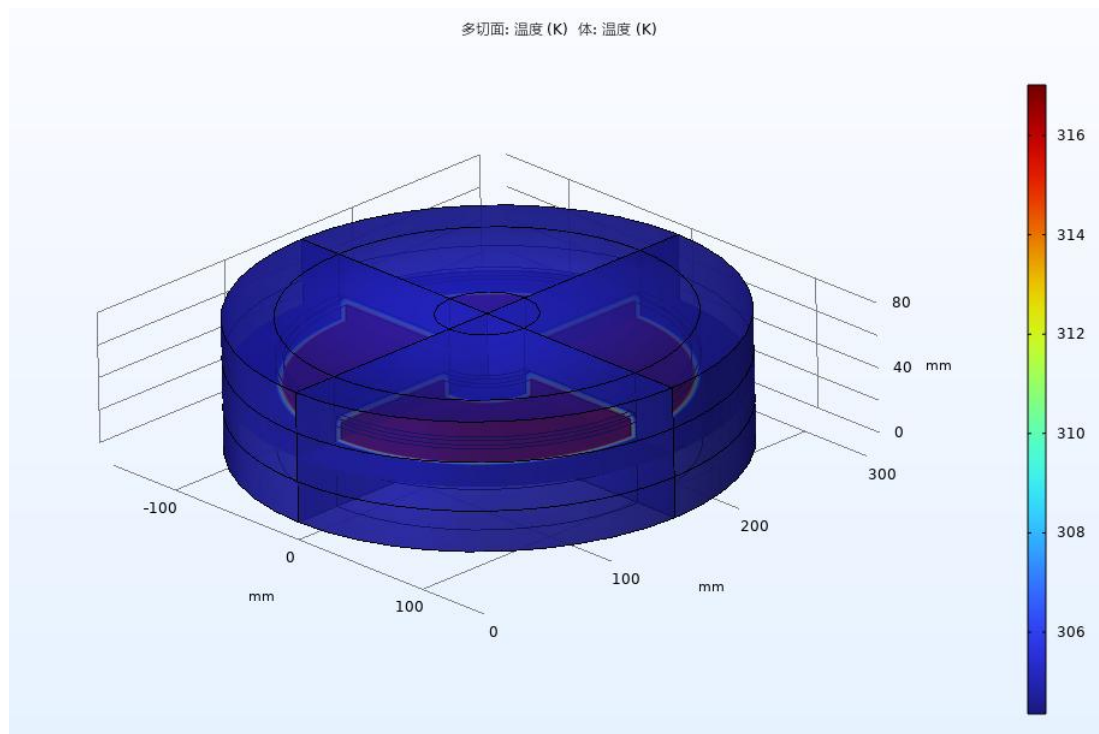
磁场仿真结果



在匝数为500匝，电流为4A的条件下，中心磁芯的平均磁感应强度为1.8T

偏振仪设计

温度场仿真结果



在安匝数为 $2000\text{A}\cdot\text{N}$ ，初始温度为 296K 的条件下，仿真温度最大值为 317K ，最大升温为 23°C ，确保在工作过程中线圈不会过热。

后续实验计划

实验目的

伽马偏振仪的关键性能指标是偏振灵敏度Q值，定义为完全右旋与左旋圆偏振伽马射线透射率的归一化差值

$$\lambda = \frac{1}{Q} \frac{N_a - N_b}{N_a + N_b}$$

$$Q = \frac{N_a - N_b}{N_a + N_b}$$

N_a :伽马圆偏振方向与电子极化方向相同的计数

N_b :伽马圆偏振方向与电子极化方向相反的计数

作为圆偏振仪的核心性能参数，偏振灵敏度Q值必须在使用前，在一个已知且圆偏振度接近100%的圆偏振伽马束流上进行标定。

只有成功完成性能研究及标定，获得可靠的Q值，研制的偏振仪才能用于后续的物理实验，进而开展相关的伽马圆偏振测量。

实验方案设计

束流条件

在实验时采用的伽马源为：

伽马能量 0.1-3MeV可调

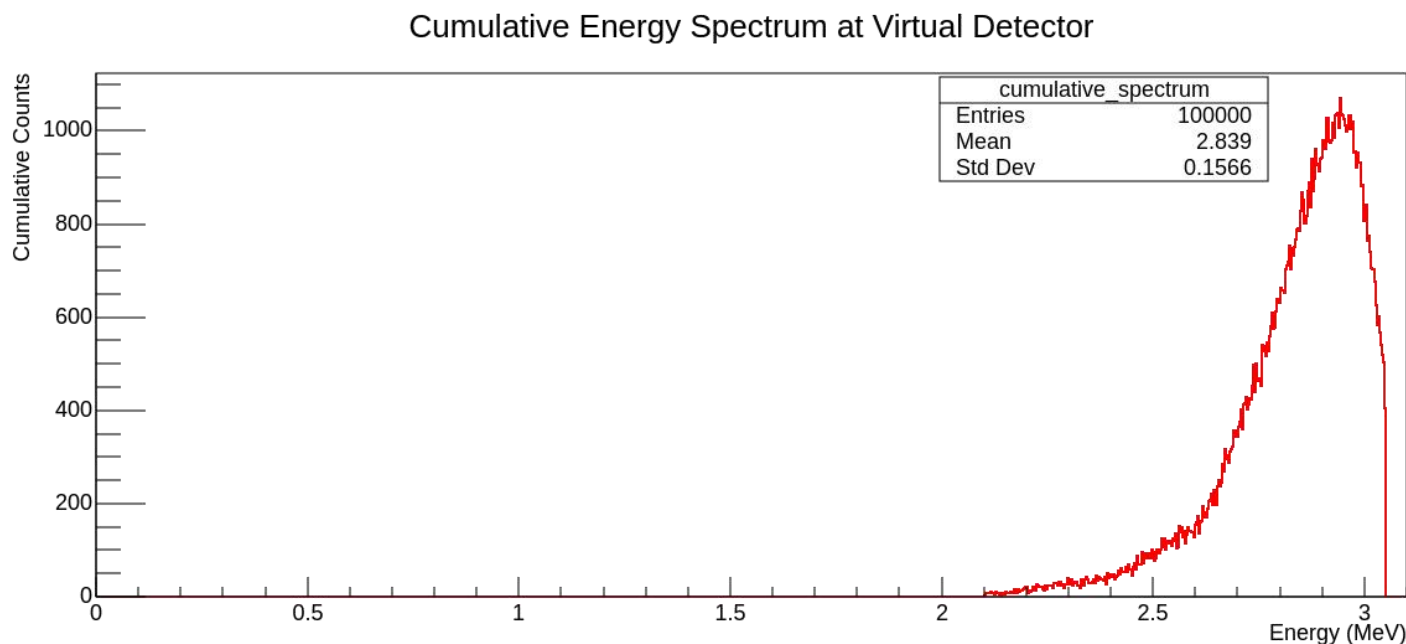
时间宽度 10ps

单能产额可达 $5E6$ /脉冲

@3%BW

重复频率 5Hz

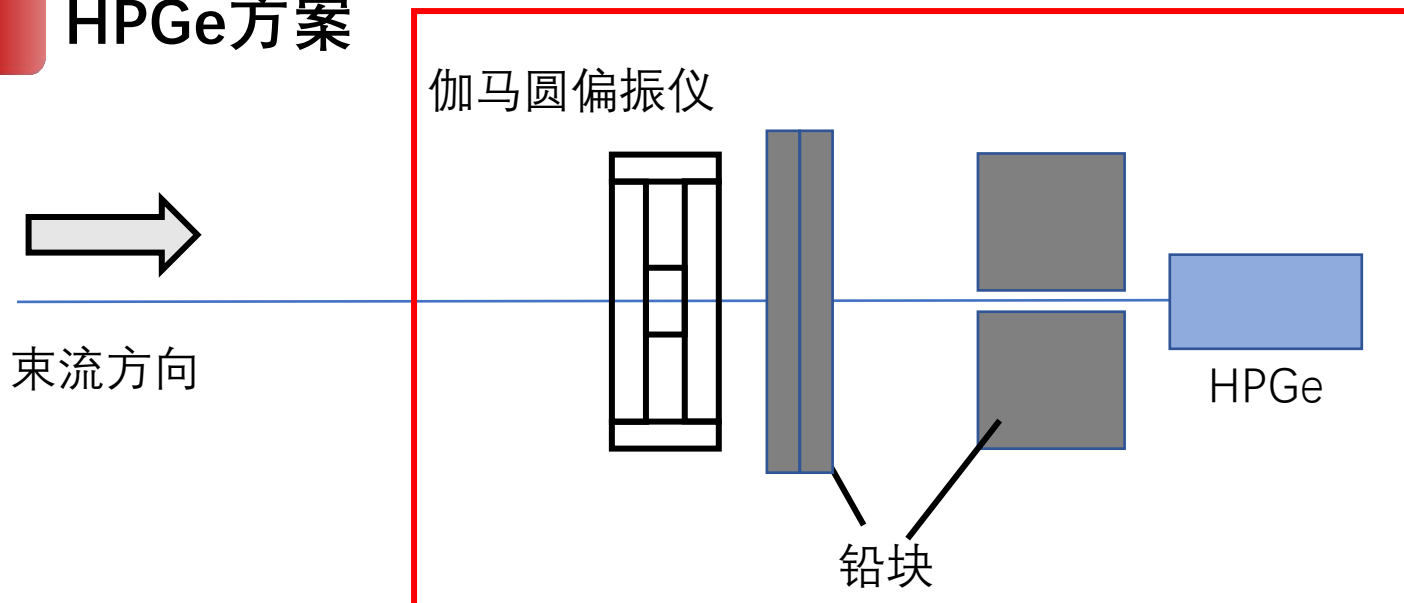
在3MeV时，伽马源能谱如右图所示



模拟的伽马源能谱

后续实验计划

方案一 HPGe方案



由于单个脉冲的伽马通量过高会导致HPGe的计数率过高,死时间过长,因此需要**增加铅屏蔽块**来降低束流强度。

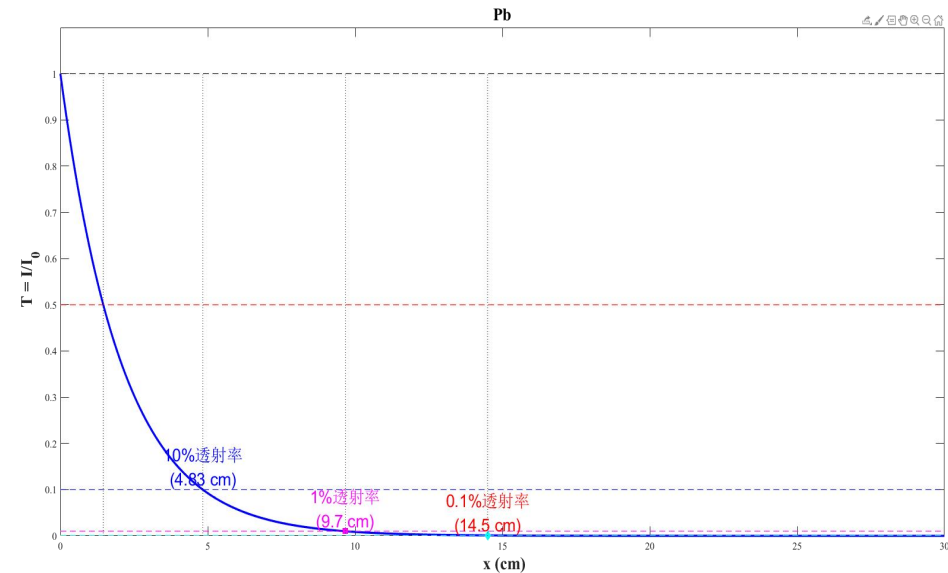
实验布局具体如图所示,标准圆偏振伽马束流先入射至偏振仪,铁芯磁化方向沿束流方向,通过直流电源反转电流方向以翻转磁场极性,实现测量切换。之后通过厚度可调的铅块来降低束流强度,使得计数在预期范围内。

后续实验计划

方案一

HPGe方案

平均计数率	每个脉冲的束流强度	铅块的厚度 (cm)
0.8每个脉冲	2×10^3	3.0
	5×10^3	4.7
	1×10^4	6.2
	2×10^4	7.7
	5×10^4	9.5
	1×10^5	11.1
	2×10^5	12.6
	5×10^5	14.1
	1×10^6	15.6

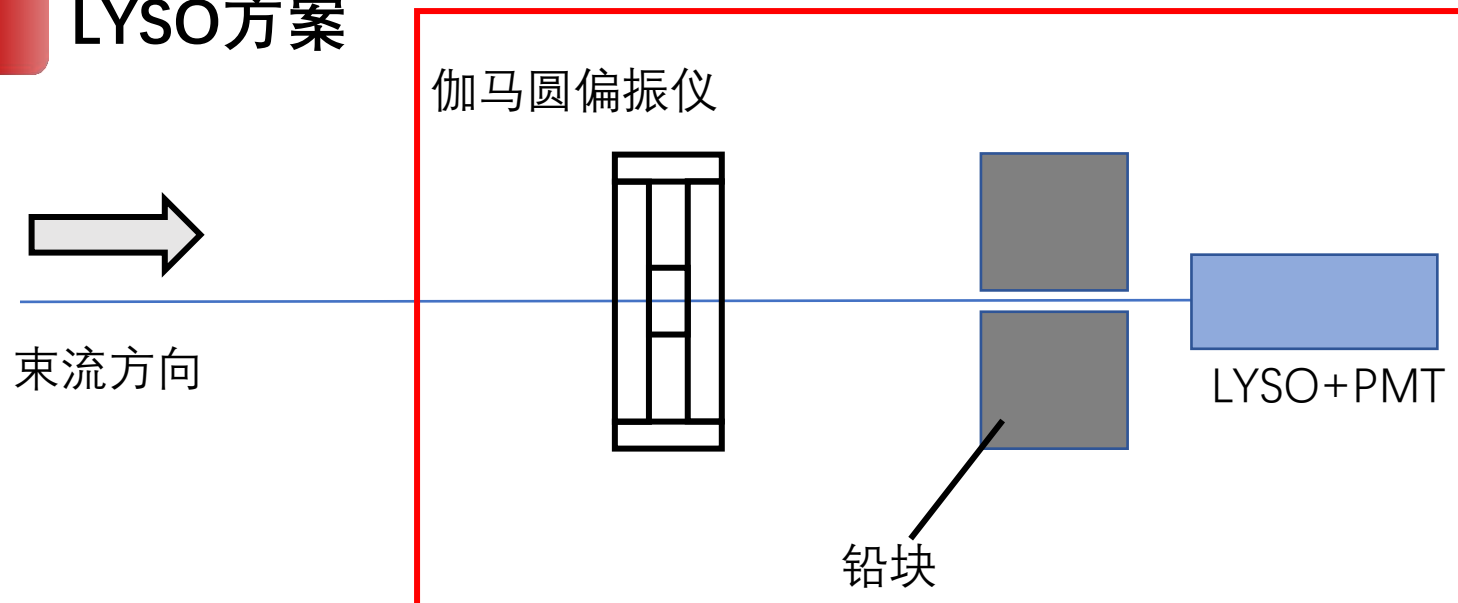


在3MeV下，不同厚度铅块的透射率

为了把HPGe的计数控制在每个脉冲一个计数以下，对不同束流条件下所需的铅块厚度进行了模拟，结果如表格所示

后续实验计划

方案二 LYSO方案



LYSO闪烁体+PMT，对输出脉冲电荷积分，优点是所需的测量时间会很短，但必须保证实验过程中的伽马源能谱稳定。

Thanks for listening!

报告人：石雨彬

散裂中子源科学中心

2026年7月16日