

# 极化中子照相磁场量化技术方案比较与分析\*

曹超<sup>†</sup> 王胜 唐科 尹伟 吴洋

(中国工程物理研究院核物理与化学研究所, 绵阳 621900)

(2014年2月5日收到; 2014年5月4日收到修改稿)

极化中子照相技术通过分析极化中子束的自旋相移对样品磁场进行成像, 目前已发展出多种成像技术方案, 其中能量选择法和自旋回波法极化中子成像技术从不同的原理出发, 解决了极化中子照相中磁场量化的周期解问题, 同时避免装置极化效率等参数的影响, 可以实现较高的量化精度. 本文对两种极化中子照相技术方案进行研究, 通过对单色器能量分辨率和装置极化效率等关键参数的分析和模拟, 确定在研究堆上开展相关实验的可行性, 并初步明确其量化能力和适用范围. 相关结果可为极化中子照相的实验数据处理技术研究及装置设计提供参考.

**关键词:** 极化中子照相, 磁场量化, 能量选择, 自旋回波**PACS:** 28.20.Pr, 42.25.Ja, 85.75.-d**DOI:** 10.7498/aps.63.182801

## 1 引言

中子照相技术利用中子与物质作用机制的特殊性, 在检测含氢材料、重金属组件、复合材料、放射性材料及某些同位素的宏观分布方面成为了X射线等无损检测技术的有益补充<sup>[1-4]</sup>. 与传统的中子照相方法不同, 极化中子照相技术并不是基于中子与物质原子核相互作用产生的散射和吸收, 而是通过记录中子自旋在样品中产生的相位变化, 对磁场等引起中子自旋变化的场量进行成像<sup>[5]</sup>.

与中子散射技术探测物质微观磁结构相比<sup>[6,7]</sup>, 极化中子成像技术侧重于探测宏观磁场强度分布, 实验结果直观, 在基础科学和应用科学领域也能有较广泛的应用, 如观测样品磁畴、缺陷等结构参数, 观察电流趋肤效应、超导体 Meissner 效应等电磁相互作用现象, 测定磁化率、居里温度等磁参数, 以及研究样品磁场与应力、温度、电流、化学组分等参量之间的函数关系等<sup>[8-13]</sup>, 其中相当部分的应用需要对磁场进行量化.

极化中子照相技术在磁场量化方面存在几个

困难. 首先极化中子照相系统包含装置较多, 如单色器、自旋极化/分析装置等, 都会直接影响成像结果, 由于量化时要考虑各装置参数, 会影响结果的精度和稳定性; 其次极化中子照相技术实际上是基于中子极化矢量在磁场中的拉莫进动, 并与进动角的余弦值直接相关, 由于余弦函数的周期性和偶函数性质, 从单幅的成像结果无法直接确定磁场的取值范围(周期解)和方向; 此外, 与传统的照相手段类似, 极化中子照相结果反映的是磁场在中子传播方向上的积分值, 要获得更精确的空间分布, 需要采用层析照相等手段<sup>[14]</sup>.

目前基于基本的成像技术已发展出了一些新的成像技术方案, 如能量选择法极化中子成像技术<sup>[15]</sup>和自旋回波法极化中子成像技术<sup>[16]</sup>等. 这两种技术不单纯依赖由中子自旋相移引起的灰度变化进行磁场量化, 解决了磁场的周期性解问题, 在量化精度和稳定性方面也有一定保证, 但相应地对装置参数也提出了新的要求. 能量选择法极化中子成像技术尚未在研究堆中子源开展实验, 而在中子散射装置上开展的自旋回波法极化中子成像实验由于装置未对中子照相进行优化, 也没有得到理想

\* 国家自然科学基金(批准号: 11205138)和中国工程物理研究院科学基金(批准号: 2012B0103004)资助的课题.

<sup>†</sup> 通讯作者. E-mail: cclidyq@gmail.com

的实验结果. 从现有文献看, 这两种方法都仅初步验证了可行性, 没有进行系统的实验参数分析.

国内的冷中子照相应用主要基于研究堆开展, 而与散裂源等脉冲源相比, 研究堆中子源为稳态白光中子源, 无法使用飞行时间法(能量分辨率通常优于1%), 需要先进行单色化或脉冲化, 而根据单色器的不同选择, 中子能量分辨率可能低至10%左右, 影响极化中子照相的成像质量和量化精度. 本文在前期引入装置极化效率参数并获取磁场量化修正式<sup>[17]</sup>的基础上, 通过谱仪模拟软件进一步引入单色器能量分辨率等关键参数, 初步确定两种成像技术方案的量化能力、适用范围以及在研究堆中子源开展磁场成像和量化的可行性, 结果可为极化中子照相装置研制和相关应用的开展奠定基础.

## 2 极化中子照相技术

极化中子照相的基本系统组成如图1所示, 包括自旋极化器、样品、自旋分析器和像探测器. 中子束经极化器后自旋平行于z轴正方向, 与x方向样品磁场作用后自旋方向发生偏转, 偏转角φ包含磁场空间分布信息:

$$\varphi = \frac{\gamma\lambda m}{2\pi\hbar} \int B ds, \quad (1)$$

其中γ为中子旋磁比, λ和m分别为中子的波长和质量. 实际上像探测器上接收到的中子强度分布为<sup>[17]</sup>

$$I = I_0 \cdot T \cdot e^{-\int \Sigma \cdot ds} \cdot \frac{1}{2}(1 + P_1 P_2 \cos \varphi), \quad (2)$$

其中Σ是中子的宏观吸收截面, T为极化器、分析器、准直器等装置的透射率, P<sub>1</sub>和P<sub>2</sub>分别为自旋极化器和自旋分析器的极化效率, 背景项 I<sub>b</sub> = I<sub>0</sub> · T · e<sup>-∫Σ·ds</sup> ·  $\frac{1}{2}(1 + P_1 P_2)$  可通过切换样

品磁场或引入π自旋转向等手段测量得到并消去. 经处理后图像灰度仅与φ有关

$$\cos \varphi = \frac{I(1 + P_1 P_2) - I_b}{I_b \cdot P_1 P_2}. \quad (3)$$

若磁场方向在中子传输过程中发生变化, 则中子自旋进动轴方向也会发生改变, 此时相移φ不能准确反映磁场沿传输方向的积分量, 需要在样品处加固定方向的匀强磁场, 以保持中子自旋进动轴不变.

图1所示的基本成像方法在进行磁场量化时受到几个因素的制约. 首先除(2)式中引入的极化效率参数外, 束流波动性、单色器能量分辨率、极化/分析装置的几何结构等都会对成像结果造成影响, 而且大部分影响难以精确量化, 造成磁场量化精度的降低. 更关键的是通过图像灰度仅能得到中子自旋相移的余弦值, 并反推出周期性的磁场关系.

针对上述制约因素, 比较直接的解决方案是改变入射中子的波长, 获取中子强度随波长变化的周期 T<sub>λ</sub>, 而由(1)和(2)式有

$$T_\lambda = \frac{4\pi^2 \hbar}{\gamma m \int B ds}, \quad (4)$$

从而可得到准确的磁场强度积分值. 需要注意的是通常极化器/分析器的极化效率与入射中子能量有关, 因此要分析相关因素影响. 另一方面, 在散裂中子源上利用飞行时间法可以较容易地实现能量选择成像并达到较高的精度<sup>[15]</sup>, 而对于反应堆等稳态中子源, 需要对中子进行脉冲化或单色化, 这就涉及相应的装置参数及装置布局.

Strobl等<sup>[16]</sup>提出的自旋回波法极化中子成像技术, 从另一个思路解决磁场的周期解问题. 如图2所示, 在样品处加匀强磁场, 在样品前加反方

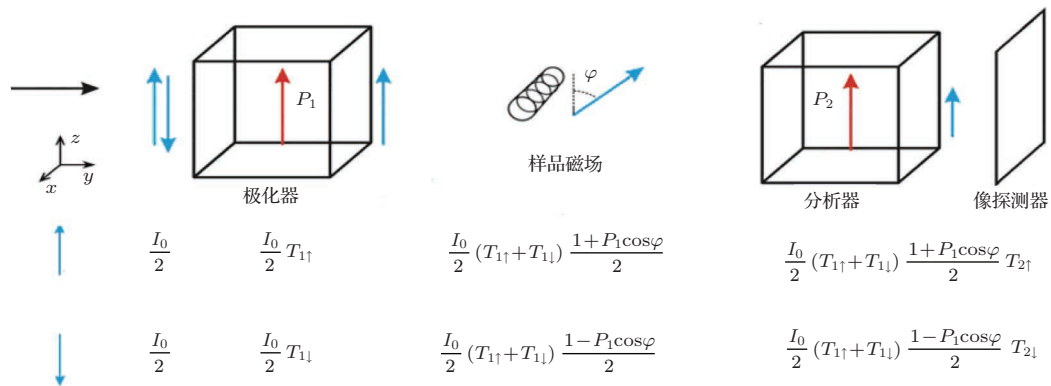


图1 极化中子照相原理及系统基本组成

向的补偿磁场抵消样品处匀强磁场的影响. 这样一方面通过调整补偿磁场形成的中子强度变化曲线可用余弦函数进行拟合, 另一方面当入射中子能量达到一定展宽时, 不同波长中子的自旋相移会相互干扰, 而且退极化程度随磁场增强而加深, 故改变补偿磁场观察曲线峰值变化可以确定样品磁场范围. 与能量选择法极化中子成像技术不同, 自旋回波法的单色器能量分辨精度太高反而会降低磁场量化能力.



图2 基于自旋回波法的极化中子成像系统

### 3 磁场量化技术方案模拟与分析

我们对以上两种极化中子成像技术进行了模拟研究. 谱仪模拟软件选用德国HMI研究所开发的VITESS<sup>[18]</sup>, 该软件包含丰富的极化谱仪组件, 处理极化中子能力较强, 模拟冷源工作温度为20 K, 能谱服从麦克斯韦分布, 束流发散度为 $\pm 0.5^\circ$ .

为保持装置布局不随中子能量的选择而变化, 需保持中子出射方向与入射方向相同, 因此单色器采用双晶单色器(嵌镶半宽度 $0.4^\circ$ , 其余参数取理想值)或机械速度选择器(最大转速200 r/min, 0.42 nm 波长以下中子通过调整转子倾角获得). 对这两种单色器以0.03 nm 为间隔在0.3—0.6 nm 波长中选取11个点进行探测, 表1列出了相应的能量分辨率. 双晶单色器分辨率随波长增大而提高, 而速度选择器分辨率基本保持稳定, 只在变化倾角时(波长0.3—0.39 nm)随倾角增大而降低.

极化器/分析器采用 $^3\text{He}$ 自旋过滤器/ $^3\text{He}$ 自旋过滤器组合和 $^3\text{He}$ 自旋过滤器/弯曲极化超镜组合. $^3\text{He}$ 自旋过滤器的极化效率、透射率与 $^3\text{He}$ 气体的

极化度 $P_{\text{He}}$ 、气体的密度和长度积 $\rho l$ 有关<sup>[19]</sup>

$$P = \tanh(P_{\text{He}}\sigma_0\rho l),$$

$$T = \exp(-\sigma_0\rho l) \cdot \cosh(P_{\text{He}}\sigma_0\rho l), \quad (5)$$

其中 $\sigma_0$ 为 $^3\text{He}$ 气体对中子的微观吸收截面, 与中子能量有关. 弯曲极化超镜的极化效率与极化超镜的几何结构(曲率、长度等, 可用特征波长描述)和超镜对上、下自旋中子的临界角增大因子 $m$ 有关<sup>[20]</sup>. 对不同参数的 $^3\text{He}$ 自旋过滤器和弯曲极化超镜进行编号: 1号 $^3\text{He}$ 过滤器 $P_{\text{He}} = 65\%$ ,  $\rho l = 15 \text{ atm}\cdot\text{cm}$ ; 2号 $^3\text{He}$ 过滤器 $P_{\text{He}} = 65\%$ ,  $\rho l = 5 \text{ atm}\cdot\text{cm}$ ; I号弯曲极化超镜 $m_\uparrow = 3.5$ ,  $m_\downarrow = 0.6$ , 特征波长0.5 nm; II号弯曲极化超镜 $m_\uparrow = 3$ ,  $m_\downarrow = 0.6$ , 特征波长0.39 nm; 用(A, B)表征极化/分析器组合, 如(1, I)表示极化器为1号 $^3\text{He}$ 过滤器, 分析器为I号弯曲极化超镜. 如图3所示, 两种装置极化效率、透射率均随波长变化且趋势相反, 相对而言 $^3\text{He}$ 过滤器在更广的波段范围有较为均匀的极化效率.

#### 3.1 能量选择法极化中子成像

由(2)和(4)式可知, 能量选择法成像需要5—11个探测点, 且每个能点要求成像两次以得到背景项并消除.

模拟测量时, 首先对每一个波长先按(1)式求出 $\cos\varphi$ , 再基于VITESS模拟得到的透射率、极化效率等参数, 按(2)式求出 $I$ 和 $I_0$ , 而后根据模拟得到的单色器分辨曲线对各波长成分加权求和.

根据模拟测量结果求解磁场时, 首先根据(3)式得到各探测点的 $\cos\varphi$ 值, 之后拟合得到余弦曲线, 将曲线周期代入(4)式即可得到磁场的量化值. 但注意到(3)式严格来说只对单能中子成立, 而实验上测得的极化效率实际上是在单色器分辨曲线内所有波长中子极化效率的加权平均:

$$P_{1,2} = \frac{\sum_{\lambda} I_0(\lambda)P_{1,2}(\lambda)T_{1,2}(\lambda)}{\sum_{\lambda} I_0(\lambda)T_{1,2}(\lambda)}, \quad (6)$$

表1 双晶体单色器和机械速度选择器分辨率

中心波长/nm	0.3	0.33	0.36	0.39	0.42	0.45	0.48	0.51	0.54	0.57	0.6
双晶单色器分辨率/%	3.6	3.2	2.9	2.7	2.5	2.3	1.5	1.5	1.5	1.5	1.5
速度选择器分辨率/%	15	14	13	11	10	10	10	10	10	10	10

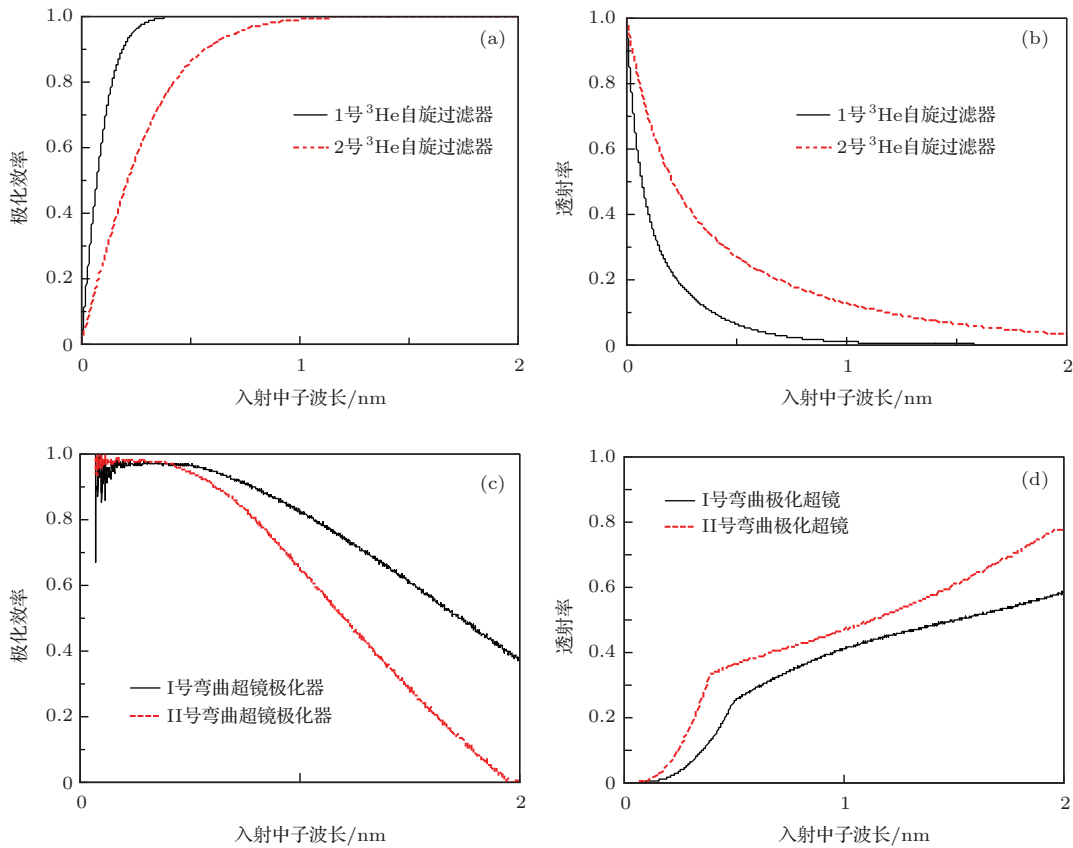


图3 (网刊彩色) 弯曲型极化超镜和<sup>3</sup>He自旋过滤器的极化效率、透射率 (a) <sup>3</sup>He自旋过滤器极化效率; (b) <sup>3</sup>He自旋过滤器透射率; (c) 弯曲极化超镜极化效率; (d) 弯曲极化超镜透射率

将其代入(3)式求解时得到的是近似值,因此单能器分辨率越好,量化结果越精确.另一方面,考虑到实验上极化效率并不好测定:首先装置的极化效率可能会随使用时间发生变化(<sup>3</sup>He自旋过滤器的自旋弛豫时间可能短至数十小时);其次极化分析器的极化效率会受到前端装置影响(特别是前端为弯曲极化超镜时<sup>[17]</sup>),同一个极化装置作为极化器和作为分析器的极化效率可能存在差别.而能量选择法极化中子成像技术只要知道 $\cos\varphi$ 随波长的变化周期,如果在整个测量区间装置极化效率随波长变化比较平缓,即(3)式中的 $P_1P_2$ 可近似看作常数,则只需对 $I/I_0$ 进行余弦曲线拟合,并将其周期代入(4)式求解磁场.此处分别基于修正式(3)和无修正式(取 $P_1 = P_2 = 1$ )进行拟合求解,分析能量选择法极化中子成像不进行极化效率修正的磁场量化可行性.

积分量为8 mT·cm匀强磁场的模拟测量和求解结果显示在表2和表3中.部分基于无修正式的拟合曲线如图4所示.用Origin软件的拟合参数“adj R-square”表征曲线拟合度,其越接近于1,拟合越好.图4(a)—(d)的该参数分别为0.99988,

0.9644, 0.99077, 0.96154.如前述分析,由于速度选择器分辨率大于双晶体单色器,(c)/(d)图的拟合度要低于相应的(a)/(b)图,而由于2号<sup>3</sup>He自旋过滤器的极化效率在测量区间变化明显,(b)/(d)图的拟合度远低于(a)/(c)图.尽管如此,在低能量分辨率、极化效率随波长分布不理想的情况下,仍可基于无修正式得到比较精确的磁场量化值,其相对误差不超过1.5%,绝对误差不超过0.1 mT·cm.

进一步考虑0.5 mT·cm的弱磁场和30 mT·cm的较强磁场,模拟结果显示在表4—7和图5中.可以看出,随着被测磁场的减弱, $T_\lambda$ 逐渐变大,而可测波长区间不变,因此所获取数据中包含的信息变少,增大了余弦函数拟合的误差.当可测区间不足一个周期时,磁场量化结果受单色器分辨率及极化效率的影响很大.以图5(b)为例,尽管曲线拟合度很高(adj R-square参数是0.99989),但其绝对误差仍高于8 mT·cm的情形,基于无修正式的量化相对误差可能超过50%,引入极化效率修正后相对误差也接近25%.而随着被测磁场的增强,一方面退极化现象越来越明显,图像对比度降低,在低分辨

表2  $I/I_b$  模拟结果 (双晶体单色器, 8 mT·cm 磁场)

	波长/nm											拟合磁场/mT·cm
	0.3	0.33	0.36	0.39	0.42	0.45	0.48	0.51	0.54	0.57	0.6	
$I/I_b (1,1)^1$	0.571	0.966	0.856	0.355	0.015	0.217	0.739	0.996	0.702	0.184	0.018	7.987/7.994 <sup>2</sup>
$I/I_b (2,2)$	0.742	0.978	0.898	0.521	0.237	0.370	0.783	0.997	0.737	0.269	0.108	7.945/7.991
$I/I_b (1,I)$	0.578	0.968	0.855	0.360	0.030	0.233	0.745	0.996	0.707	0.203	0.046	7.984/7.988
$I/I_b (2,II)$	0.665	0.974	0.877	0.445	0.143	0.312	0.768	0.996	0.730	0.260	0.111	7.958/7.987
$I/I_b$ 理想	0.559	0.971	0.859	0.347	0.005	0.215	0.742	0.999	0.701	0.179	0.014	8/8

<sup>1</sup> 用 (A, B) 表征极化/分析器组合, 如 (1,I) 表示极化器为 1 号 <sup>3</sup>He 过滤器, 分析器为 I 号弯曲极化超镜; “理想” 表示单能中子, 极化/分析效率为 1 的理想情况, 作为比对; <sup>2</sup> 拟合磁场 A/B, A 表示基于无修正的拟合结果, B 表示基于修正的拟合结果.

表3  $I/I_b$  模拟结果 (机械速度选择器, 8 mT·cm 磁场)

	波长/nm											拟合磁场/mT·cm
	0.3	0.33	0.36	0.39	0.42	0.45	0.48	0.51	0.54	0.57	0.6	
$I/I_b (1,1)$	0.472	0.804	0.821	0.460	0.098	0.237	0.642	0.877	0.711	0.340	0.159	8.019/8.033
$I/I_b (2,2)$	0.714	0.895	0.866	0.578	0.298	0.407	0.728	0.897	0.718	0.380	0.240	7.943/8.029
$I/I_b (1,I)$	0.557	0.858	0.798	0.413	0.105	0.289	0.693	0.884	0.688	0.326	0.184	7.941/7.948
$I/I_b (2,II)$	0.656	0.889	0.823	0.488	0.210	0.355	0.715	0.892	0.703	0.366	0.243	7.901/7.939
$I/I_b$ 理想	0.559	0.971	0.859	0.347	0.005	0.215	0.742	0.999	0.701	0.179	0.014	8

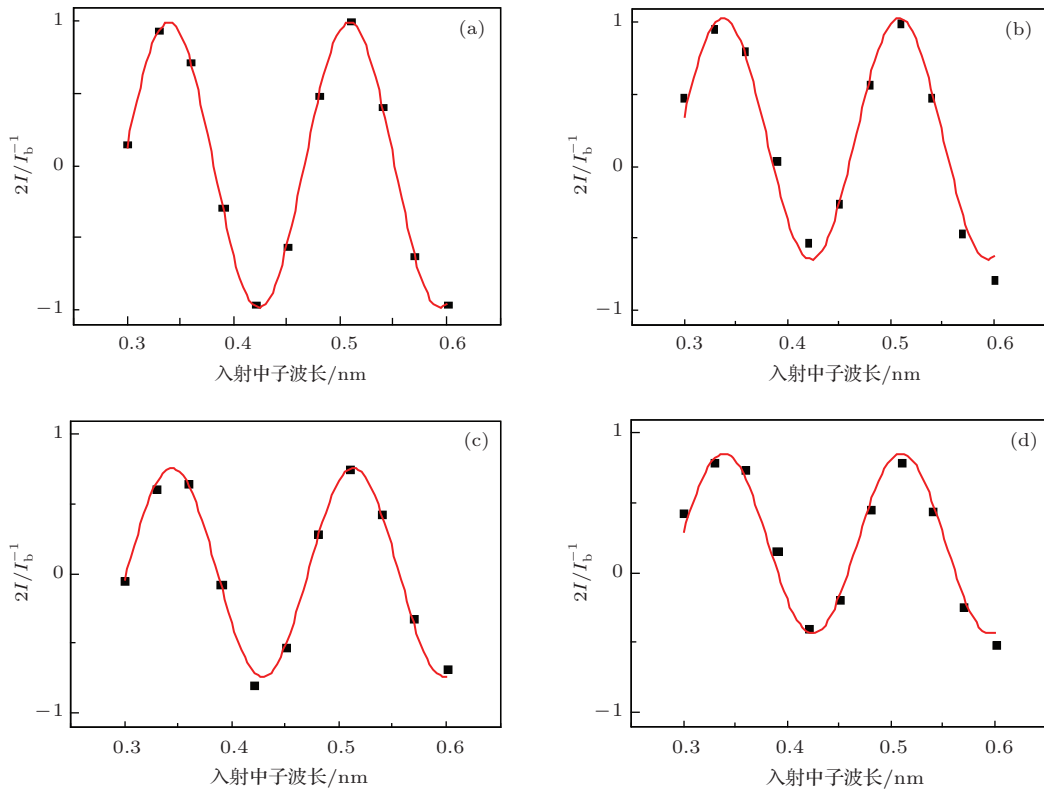


图4 8 mT·cm 磁场的能量选择法模拟测量结果及基于无修正的拟合曲线 (a) 双晶体单色器和 (1, 1) 极化/分析器组合; (b) 双晶体单色器和 (2, 2) 极化/分析器组合; (c) 速度选择器和 (1, 1) 极化/分析器组合; (d) 速度选择器和 (2, 2) 极化/分析器组合

表4  $I/I_b$  模拟结果 (双晶体单色器, 0.5 mT·cm 磁场)

	波长/nm											拟合磁场/mT·cm
	0.3	0.33	0.36	0.39	0.42	0.45	0.48	0.51	0.54	0.57	0.6	
$I/I_b$ (1,1)	0.886	0.863	0.837	0.811	0.782	0.753	0.722	0.690	0.658	0.624	0.590	0.490/0.514
$I/I_b$ (2,2)	0.931	0.910	0.886	0.860	0.831	0.801	0.768	0.735	0.700	0.664	0.628	0.658/0.509
$I/I_b$ (1,I)	0.887	0.864	0.839	0.813	0.786	0.757	0.727	0.696	0.665	0.633	0.602	0.624/0.507
$I/I_b$ (2,II)	0.910	0.888	0.864	0.838	0.811	0.782	0.753	0.722	0.691	0.660	0.629	0.674/0.506
$I/I_b$ 理想	0.884	0.861	0.836	0.810	0.782	0.752	0.722	0.690	0.657	0.624	0.590	0.5

表5  $I/I_b$  模拟结果 (机械速度选择器, 0.5 mT·cm 磁场)

	波长/nm											拟合磁场/mT·cm
	0.3	0.33	0.36	0.39	0.42	0.45	0.48	0.51	0.54	0.57	0.6	
$I/I_b$ (1,1)	0.892	0.869	0.844	0.816	0.784	0.755	0.726	0.695	0.663	0.631	0.598	0.610/0.632
$I/I_b$ (2,2)	0.934	0.913	0.890	0.863	0.831	0.802	0.770	0.737	0.703	0.668	0.632	0.751/0.624
$I/I_b$ (1,I)	0.887	0.865	0.841	0.815	0.785	0.756	0.727	0.698	0.668	0.637	0.606	0.710/0.623
$I/I_b$ (2,II)	0.910	0.889	0.865	0.840	0.810	0.782	0.753	0.724	0.693	0.663	0.632	0.748/0.600
$I/I_b$ 理想	0.884	0.861	0.836	0.810	0.782	0.752	0.722	0.690	0.657	0.624	0.590	0.5

表6  $I/I_b$  模拟结果 (双晶体单色器, 30 mT·cm 磁场)

	波长/nm											拟合磁场/mT·cm
	0.3	0.33	0.36	0.39	0.42	0.45	0.48	0.51	0.54	0.57	0.6	
$I/I_b$ (1,1)	0.244	0.385	0.904	0.199	0.415	0.894	0.151	0.433	0.915	0.143	0.462	29.97/29.98
$I/I_b$ (2,2)	0.547	0.593	0.934	0.412	0.541	0.917	0.295	0.511	0.927	0.236	0.507	29.91/29.96
$I/I_b$ (1,I)	0.260	0.379	0.908	0.219	0.413	0.900	0.170	0.440	0.918	0.166	0.473	29.94/29.95
$I/I_b$ (2,II)	0.413	0.487	0.923	0.323	0.484	0.909	0.247	0.487	0.925	0.228	0.508	29.92/29.95
$I/I_b$ 理想	0.166	0.355	0.984	0.143	0.385	0.976	0.122	0.416	0.965	0.102	0.447	30

表7  $I/I_b$  模拟结果 (机械速度选择器, 30 mT·cm 磁场)

	波长/nm											拟合磁场/mT·cm
	0.3	0.33	0.36	0.39	0.42	0.45	0.48	0.51	0.54	0.57	0.6	
$I/I_b$ (1,1)	0.505	0.499	0.519	0.489	0.506	0.505	0.496	0.503	0.499	0.502	0.499	-/-
$I/I_b$ (2,2)	0.710	0.674	0.670	0.627	0.611	0.605	0.582	0.574	0.562	0.555	0.546	-/-
$I/I_b$ (1,I)	0.518	0.494	0.528	0.502	0.501	0.518	0.506	0.513	0.510	0.513	0.513	-/-
$I/I_b$ (2,II)	0.619	0.583	0.601	0.566	0.562	0.568	0.552	0.553	0.549	0.549	0.547	-/-
$I/I_b$ 理想	0.166	0.355	0.984	0.143	0.385	0.976	0.122	0.416	0.965	0.102	0.447	30

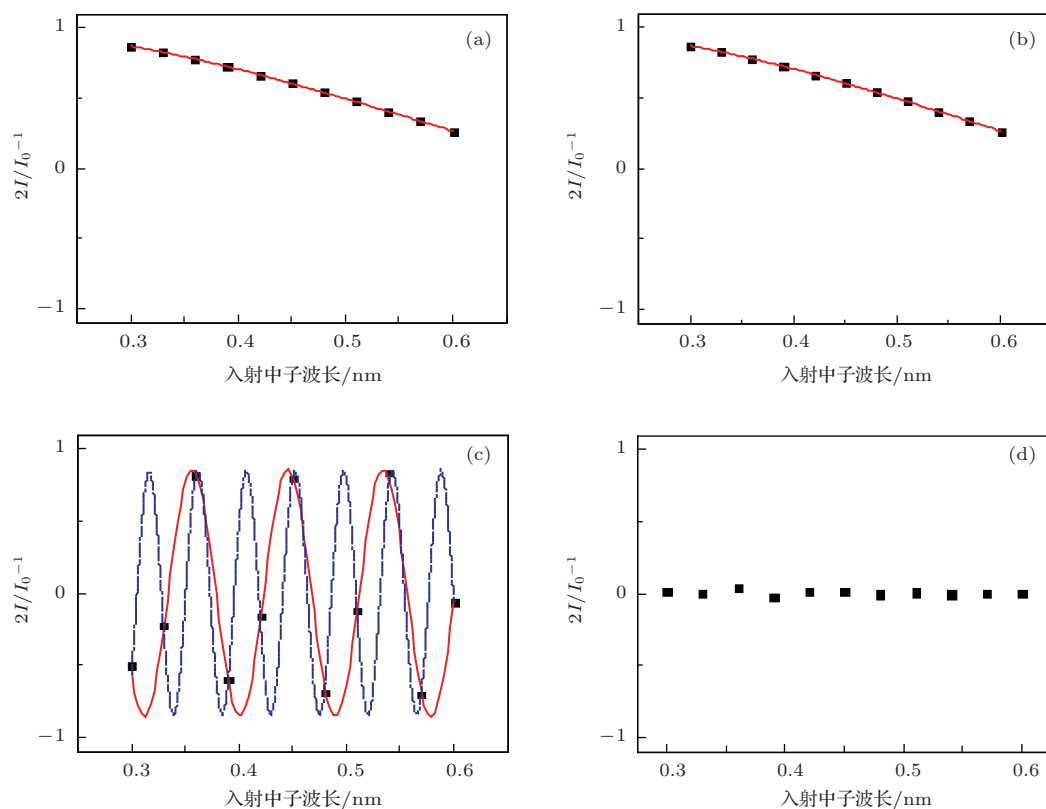


图5 0.5 mT·cm 和 30 mT·cm 磁场的能量选择成像模拟测量结果及基于无修正的拟合曲线 (a) 0.5 mT·cm 磁场, 双晶体单色器和 (1, 1) 极化/分析器组合; (b) 0.5 mT·cm 磁场, 速度选择器和 (2, 2) 极化/分析器组合; (c) 30 mT·cm 磁场, 双晶体单色器和 (1, 1) 极化/分析器组合, 红色曲线拟合结果为 15.26 mT·cm; (d) 30 mT·cm 磁场, 速度选择器和 (1, 1) 极化/分析器组合, 退极化现象严重, 无法拟合

率和低极化效率时甚至无法拟合(表7, 图5(d)); 另一方面  $\Delta\lambda$  逐渐减小, 可能存在多条可拟合的曲线, 如图5(c)所示, 需要加密采样点以避免错误的拟合结果.

综合分析模拟结果, 分辨率在10%左右的速度选择器以及极化效率较低的极化/分析装置可以满足能量选择成像要求, 但其可量化的磁场范围相对较窄. 以研究堆通常可用的中子波长区间0.3—0.6 nm为例, 最佳的磁场测量是范围为4.5 mT·cm—9 mT·cm, 以保证中子自旋在磁场中的相移在一至两个周期, 此时甚至可以不用进行极化效率修正而得到比较精确的磁场量化值. 在对被测磁场有一定预判时, 可以通过引入样品处的外磁场和样品前的补偿磁场进行调节. 另一方面, 能量选择成像方法无法确定磁场正负值, 也需要结合外磁场的调节进行判断.

### 3.2 自旋回波法极化中子成像

模拟测量时取入射中子波长中心值为0.42 nm, 单色器为2.5%分辨率的双晶体单色器

和10%的速度选择器, 极化/分析装置选用 $^3\text{He}$ 过滤器( $P_{\text{He}} = 65\%$ ,  $\rho l = 15 \text{ atm}\cdot\text{cm}$ ). 以0.8 mT·cm步进调整补偿磁场, 观察探测器记录中子强度变化. 为使结果更为直观, 此处用组合磁场(样品磁场与补偿磁场积分之差)代替补偿磁场作为变量. 应当注意实际实验时样品磁场未知, 只能通过观察中子峰值强度随补偿磁场强度的变化判断零组合磁场位置, 从而推断样品磁场. 从图6的模拟结果可以看出, 双晶体单色器的中子峰值强度基本无衰减, 而选用10%速度选择器时也要在两个周期后才出现一定程度的强度衰减. 考虑实验中可能出现的束流波动和统计误差, 可能需要扩大补偿磁场调节范围, 相应的探测点也需增加.

改变转子倾角并降低转速, 可以进一步降低速度选择器的能量分辨率至20%, 可以在一至两个周期内观察到明显的退极化现象(图7(a)). 进一步移除单色器, 发现白光中子也可用自旋回波法进行磁场定量分析, 而且绝对偏差不超过0.01 mT·cm(补偿磁场步进0.8 mT·cm不变, 在-7.9 mT·cm—-7.3 mT·cm按0.1 mT·cm间隔取初始值进行7次

测量,使测量点偏离组合磁场零点,每次测量后取最高值附近五点拟合余弦曲线,由此得到最大绝对偏差,图7(b)为初始值 $-7.5\text{ mT}\cdot\text{cm}$ 情形),精度甚至优于能量选择成像.但应注意,使用白光中子成像时,自旋随磁场很快发生退极化,若样品磁场变

化较大时,难以从单幅成像图片中观察完整的磁场分布.

将极化/分析装置改为 $P_{\text{He}} = 65\%$ , $\rho l = 5\text{ atm}\cdot\text{cm}$ 的 $^3\text{He}$ 过滤器,使用白光中子源,如图8所示,除对比度降低30%外,基本无其他影响.

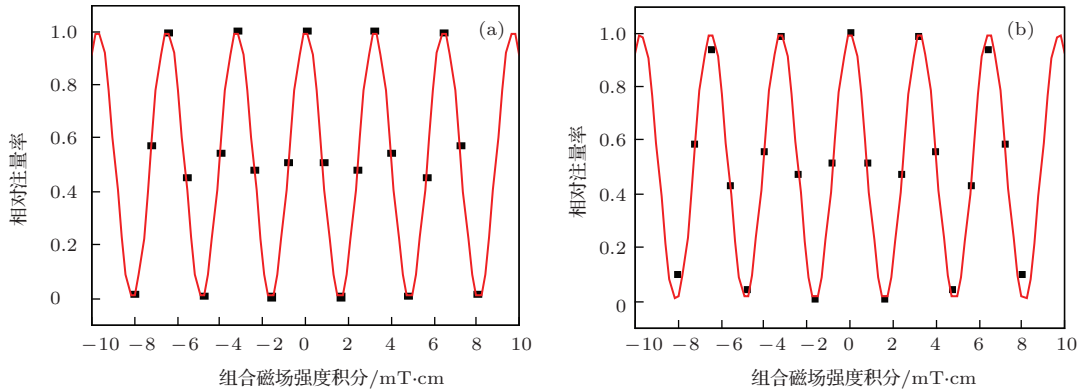


图6 自旋回波法模拟测量结果及拟合曲线 (a) 2.5% 分辨率双晶体单色器; (b) 10% 分辨率速度选择器

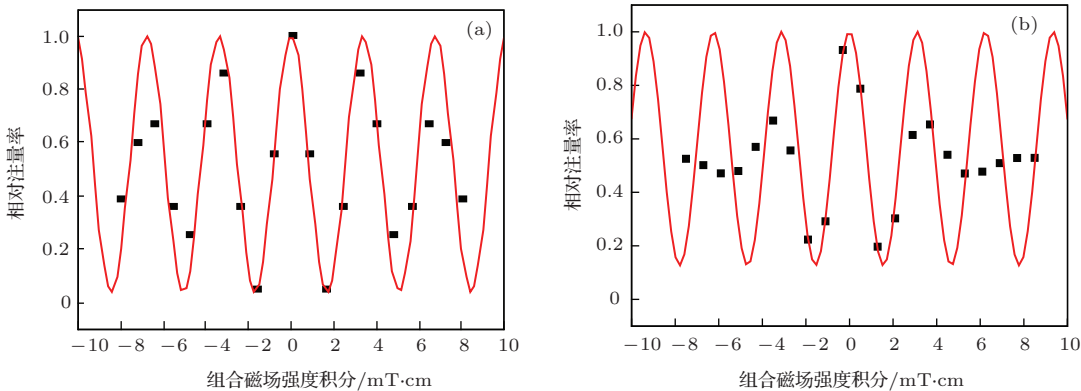


图7 自旋回波法模拟测量结果及拟合曲线 (a) 20% 分辨率速度选择器; (b) 不使用单色器

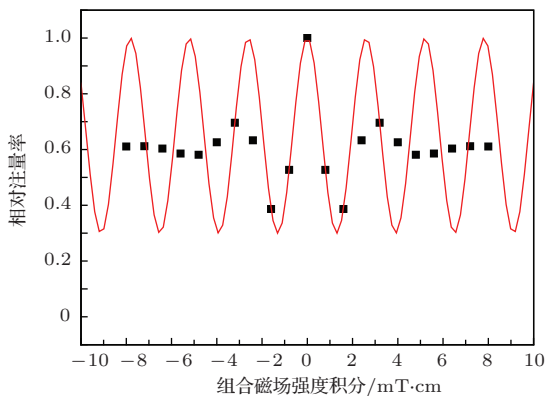


图8 自旋回波法模拟测量结果及拟合曲线(不使用单色器, $^3\text{He}$ 过滤器极化效率调低)

与能量选择法极化中子成像技术相比,自旋回波法直接观察出射中子强度衰减进行量化,在每个探测点不需进行两次成像消除背景,而且不要求知道中子波长,可以判定磁场正负值,但要求单色器

能量分辨率最好大于20%.白光中子也可用自旋回波法进行成像和量化,但受制于能量分辨率,其单幅成像质量较差,不利于观察磁场分布.另一方面,补偿磁场要求在待测磁场附近两到三个周期内变化,且每个周期内最好有五个以上探测点,因此需对样品磁场有一定的预判,否则将降低探测效率.

#### 4 结 论

通过上述模拟和分析,能量选择法和自旋回波法极化中子成像技术均可在研究堆中子源上实现,而且即使不进行装置极化效率等因素的修正,也可达到较高的磁场量化精度.

综合来看,两种量化技术方案均有其优缺点和适用范围,而两者在装置选择上最大的区别在于对单色器能量分辨率的要求,采用带转子倾角功能的

速度选择器以调整中子能量分辨率或可移除的中子单色器,可以在同一实验系统上实现两种方法.

### 参考文献

- [1] Arif M 2008 *Neutron Radiography: Proceedings of the Eighth World Conference* (Lancaster: Destech Publications)
- [2] Zhang F Q, Yang J L, Li Z H, Zhong Y H, Ye F, Qin Y, Chen F X, Ying C T, Liu G J 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 583 (in Chinese) [章法强, 杨建伦, 李正宏, 钟耀华, 叶凡, 秦义, 陈法新, 应纯同, 刘广均 2007 物理学报 **56** 583]
- [3] Li H, Zou Y B, Lu Y R, Guo Z Y, Tang G Y 2012 *Chin. Phys. Lett.* **29** 118701
- [4] Wang S, Zou Y B, Wen W W, Li H, Liu S Q, Wang H, Lu Y R, Tang G Y, Guo Z Y 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 128801 (in Chinese) [王胜, 邹宇斌, 温伟伟, 李航, 刘树全, 王浒, 陆元荣, 唐国有, 郭之虞 2013 物理学报 **62** 128801]
- [5] Kardjilov N, Manke I, Strobl M, Hilger A, Treimer W, Meissner M, Krist T, Banhart J 2008 *Nat. Phys.* **4** 399
- [6] Wang Z C, He L H, Wang H, Liu R D, Wang F W 2012 *Chin. Phys. B* **21** 046101
- [7] Bao W 2013 *Chin. Phys. B* **22** 087405
- [8] Piegsa F M, Brandt B, Hautle P, Konter J A 2008 *Nucl. Instr. Meth. A* **586** 15
- [9] Manke I, Kardjilov N, Strobl M, Hilger A, Banhart J 2008 *J. Appl. Phys.* **104** 076109
- [10] Dawson M, Kardjilov N, Manke I, Hilger A, Jullien D, Bordenave F, Strobl M, Jericha E, Badurek G, Banhart J 2011 *Nucl. Instr. Meth. A* **651** 140
- [11] Strobl M, Kardjilov N, Hilger A, Jericha E, Badurek G, Manke I 2009 *Physica B* **404** 2611
- [12] Piegsa F M, Brandt B, Hautle P, Kohlbrecher J, Konter J A 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 145501
- [13] Schulz M, Schmakat P, Franz C, Neubauer A, Calzada E, Schillinger B, Boni P, Pfeiderer C 2011 *Physica B* **406** 2412
- [14] Treimer W, Ebrahimi O, Karakas N, Prozorov R 2012 *Phys. Rev. B* **85** 184522
- [15] Shinohara T, Sakai K, Ohia M, Kaia T, Haradaa M, Oikawaa K, Maekawaa F, Suzukia J, Okua T, Takataa S, Aizawaa K, Araia M, Kiyanaagib Y 2011 *Nucl. Instr. Meth. A* **651** 121
- [16] Strobl M, Pappas C, Hilger A, Wellert S, Kardjilov N, Seidel S O, Manke I 2011 *Physica B* **406** 2415
- [17] Cao C, Li H, Huo H Y, Tang K, Sun Y 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 162801 (in Chinese) [曹超, 李航, 霍合勇, 唐科, 孙勇 2013 物理学报 **62** 162801]
- [18] Website: <http://www.hmi.de/projects/ess/vitess/>
- [19] Surkau R, Becker J, Ebert M, Grossmann T, Heil W, Hofmann D, Humblot H, Leduc M, Otten E W, Rohe D, Siemensmeyer K, Steiner M, Tasset F, Trautmann N 1997 *Nucl. Instr. Meth. A* **384** 444
- [20] Williams W G 1988 *Polarized Neutrons. Oxford Series on Neutron Scattering in Condensed Matter* (Vol. 1) (Oxford: Clarendon Press)

# Comparison of two approaches to magnetic field quantification by polarized neutron images<sup>\*</sup>

Cao Chao<sup>†</sup> Wang Sheng Tang Ke Yin Wei Wu Yang

(*Institute of Nuclear Physics and Chemistry, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China*)

( Received 5 February 2014; revised manuscript received 4 May 2014 )

## Abstract

Polarized neutron radiography allows the direct and real-space visualization of magnetic field distribution by detecting the polarization change in the transmitted beam. Two approaches to magnetic field quantification by means of polarized neutron images are studied. They are energy-selective method and spin-echo method. Both approaches need no corrections of parameters, such as polarization efficiency, and can quantify magnetic field integral without periodic uncertainty. The quantification ability, applicability and feasibility of two approaches at research reactor neutron source are verified by numerical simulation with key parameters such as monochromator resolution and polarization efficiency. The results will be helpful to process image data and designing instruments.

**Keywords:** polarized neutron radiography, magnetic field quantification, energy-selective method, spin-echo

**PACS:** 28.20.Pr, 42.25.Ja, 85.75.-d

**DOI:** [10.7498/aps.63.182801](https://doi.org/10.7498/aps.63.182801)

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11205138), and the National High Technology Research and the Science Foundation of China Academy of Engineering Physics, China (Grant No. 2012B0103004).

† Corresponding author. E-mail: [ccldyq@gmail.com](mailto:ccldyq@gmail.com)