

中子厚针孔成像数值模拟研究*

陈法新^{1)†} 郑 坚¹⁾ 杨建伦²⁾

1) 中国科学技术大学近代物理系, 合肥 230027)

2) 中国工程物理研究院核物理与化学研究所, 绵阳 621900)

(2005 年 12 月 7 日收到, 2006 年 2 月 16 日收到修改稿)

为了解决成像的针孔设计问题, 基于蒙特卡罗方法建立了一套模拟中子针孔成像过程的程序, 并且通过编写的图像显示程序可以直观地观察到记录介质所成的二维图像, 同时可以对图像的某些参数进行判读.

关键词: ICF, 蒙特卡罗, 半影成像, 点扩散函数

PACC: 5270, 1420C

1. 引 言

在 ICF 实验中, 利用激光或 X 射线加热和压缩 DT 靶丸产生内爆, 释放出 14.1 MeV 中子, 靶丸内的中子发射空间分布可反映燃料内爆压缩区尺寸、形状、均匀性、DT 燃料离子温度随半径的分布等信息. 与 X 射线像比较中子针孔成像更能直观地反映聚变区空间特性, 且不受靶丸面密度大小的影响. 近几年国外发表了很多在 ICF 实验中采用中子针孔成像技术的文章, Ress 等人在 1988 年发表了 Nova 上中子针孔成像的文章^[1], 当时的分辨率为 $80\mu\text{m}$, 以后陆续在 Gekko XII^[2], Phebus^[3] 上开展了中子针孔成像的实验, 利用半影成像技术在 Omega 上将分辨率由 $45\mu\text{m}$ 提高到 $20\mu\text{m}$ ^[4], NIF 的目标是将分辨率做到 $5\text{--}10\mu\text{m}$, 并有人设计了双针孔^[5], 最近针孔直径做到 $30\mu\text{m}$ (2003 年)^[6], 还有人设计了低能散射中子成像的实验用于揭示 DT 燃料非燃烧区特征^[7]等. 本文研究中子针孔成像数值模拟技术正是基于这些需求, 利用 Monte Carlo 方法, 模拟计算中子源、中子运输、记录介质的中子能量沉积等, 可以就针孔的几何形状、组成材料及尺寸与成像的信噪比、图像的分辨率等的关系提供数值依据, 并通过编写的图像显示程序能直观地观察到记录介质所成的二维图像, 这将为今后的内爆诊断技术的发展奠定基础.

2. 针孔成像的计算理论

将成像过程分为两个部分: 中子在针孔中的运输和记录介质成像. 运输部分的计算有比较成熟的 Monte Carlo 计算程序 MCNP^[8] 可以使用, 它可以模拟计算任意三维几何空间的运输问题, 中子与针孔材料的相互作用截面数据源于 ENDF/B-VI, LLNL 等库, 并考虑了库中给出的所有反应类型. 但 MCNP 不能实现记录介质成像部分的计算, 虽然可将每个微单元 (即一个像素点) 作为一个探测器, 但 MCNP 程序不支持超过 100 个探测器的计算, 因此必须编写成像记录子程序, 拓展 MCNP 的计算功能.

运输计算需要进一步考虑计算效率问题, 针孔成像中考虑屏蔽体的影响是深穿透问题, 中子通过小孔又是小概率事件, 两者严重制约了计算效率. 采用偏倚抽样法可提高小概率事件的抽样数, 用指数变换法可加强中子向感兴趣方向运动的能力, 增大深穿透概率.

如图 1 所示, A, B 是源发射中子的不同偏倚角度, 其他角度禁止抽样, 这样极大地提高了中子抽样效率. 当然, 为了保证源的本属性, 必须要调整中子的权重, 例如令 SI 表示中子发射的角度余弦, 令 SP 表示不同发射角的真实源概率 (各向同性), SB 表示角度偏倚后的源概率, 见表 1, 则概率为 p_1, p_2 的中子权重分别为 $w_1 = (v_2 - v_1)w_1/2p_1, w_2 = (1$

* 国家高技术研究发展计划 (863) 批准号 2003AA84ts20) 资助的课题.

† E-mail: cfx_stone@163.com

$$-v_2)w_2/2p_2.$$

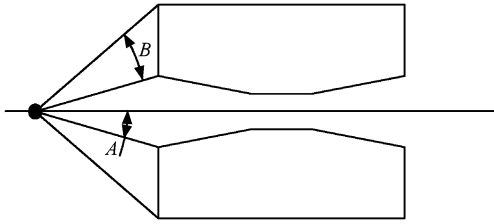


图 1 针孔成像偏倚抽样示意图

指数变换法通过调整总截面改善强吸收或深穿透问题,即 $\Sigma_i^* = \Sigma_i(1 - p\mu)$, 其中 Σ_i^* 为截面, Σ_i 真实总截面, p 标志偏倚程度的指数参数, $|p| < 1$, μ 感兴趣方向与中子方向的夹角, $|\mu| \leq 1$. 这样朝向感兴趣方向就有 $\Sigma_i^* < \Sigma_i$ 增大了穿透概率. 同时中子权重调整为 $w' = e^{-p\Sigma_i\mu s} / (1 - p\mu)$, 其中 s 为碰撞点到参考点的距离.

表 1 角度偏倚抽样

SI	SP	SB
$-1-\nu_1$	$(\nu_1 + 1)2$	0
$\nu_1-\nu_2$	$(\nu_2 - \nu_1)2$	p_1
ν_2-1	$(1 - \nu_2)2$	p_2

作为成像部分,我们将闪烁体作为探测器,记录中子在其中沉积的能量,在近似的情况下认为闪烁体发出的荧光与沉积能量成比例.

把闪烁体均匀分割成 $n \times n$ 个微单元分别记录其中的沉积能量.作为体沉积能量的计算用的是径迹长度估计的办法,该方法与碰撞估计法相比有很大优点,碰撞法只有在单元中中子发生碰撞时才有贡献,而径迹法只要中子通过该单元就有贡献,因此计算效率要高得多.径迹长度估计是这样计算的:

$$F = WT_l\sigma_T(E)H(E)\rho_a/m, \quad (1)$$

其中 ρ_a 原子密度(atoms/barn-cm), $H(E)$ 热反应,

$$H(E) = \sigma_T H_{avg}(E),$$

$$H_{avg}(E) = E - \sum_i p_i(E)$$

$$\times [\bar{E}_{out}(E) - Q_i + \bar{E}_{\gamma}(E)],$$

$P_i(E)$ 反应 i 的概率, E 入射中子能量, $\bar{E}_{out}(E)$ 反应 i 的平均中子出射能量, Q_i 反应 i 的 Q 值, $\bar{E}_{\gamma}(E)$ 反应 i 的出射 γ 平均能量, W 中子权重, T_l 径迹长度, $\sigma_T(E)$ 宏观全截面, m 单元质量.径迹长度方法的沉积能量贡献如图 2 所示.

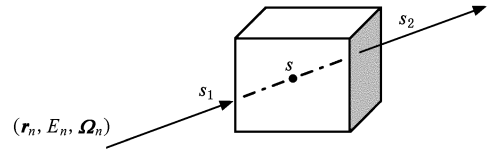


图 2 径迹长度法计算沉积能量示意图

$$F \propto \begin{cases} W_n \cdot (s - s_1), & s_1 \leq s \leq s_2, \\ W_n \cdot (s_2 - s_1), & s > s_2, \\ 0, & s < s_1, \end{cases}$$

其中 W 是权重.

这里需要指出的一点是,因为以上的计算基于中子损失的能量沉积在它通过的微单元这样一个局域范围,所以计算时要考虑到实际的记录介质其荧光产生的物理机理是否与计算模型符合.

3. 成像的模拟计算

3.1. 小孔成像

考虑如图 3 所示的小孔模型,其中,针孔材料为钨, r_{eff} 为等效孔径,外径 $\phi 600\text{mm}$,针孔总长 100mm , $R_0 = 0.1\text{mm}$, $d_0 = 100\text{mm}$, $d_1 = 10\text{m}$,记录介质聚氘乙烯.不用聚乙烯是因为当入射中子引发氘原子电离后其射程要比质子小,进一步激发其他原子的局域性更好,退激时产生的荧光位置与计算中子沉积能量的栅元更符合,而钨或金对 14MeV 中子平均自由程只有 $3\text{cm}^{[11]}$.

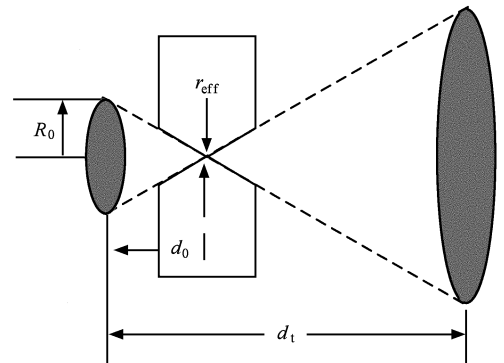


图 3 小孔成像示意图

该小孔等效孔径的解析近似计算公式^[10]为

$$r_{eff} = \left\{ \int_0^{\infty} 2r \exp[-\kappa(r)\lambda] dr \right\}^{1/2}, \quad (2)$$

其中, $t(r) = 2rd_0/R_0$, 中子在半径 r 处通过针孔材料的径迹长度. 空间分辨率^[5] δ 为

$$\delta = (\lambda \tan\theta \ln 2 + D) \left(1 + \frac{1}{M}\right), \quad (3)$$

其中, λ 为屏蔽材料的中子平均自由程; θ 为针孔张角, 它确定了视场; $M \sim d_1/d_0$; $D = 2r_{\text{eff}}$.

在本例中 $\lambda = 3\text{cm}$, $\tan\theta = 0.001$, $M = 100$, 因此 $D = 42.43\mu\text{m}$, $\delta = 63.85\mu\text{m}$. 通过模拟计算后的结果可以读出空间分辨率约为 $52\mu\text{m}$, 比解析计算要小一些. 不同距离两点源成像图及数据曲线如图 4, 5. 由于 ICF 中子产额很低, 在小孔成像条件下到达记录介质的粒子数非常少, 统计涨落极大, 所以必须要考虑半影成像.

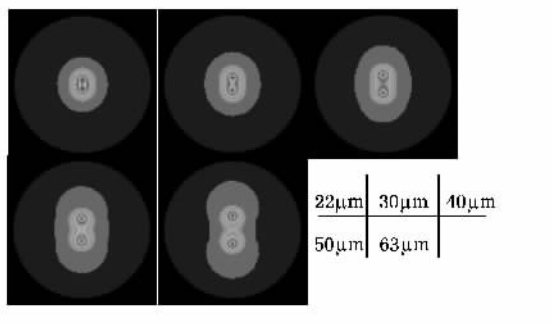


图 4 不同间隔点源成像图

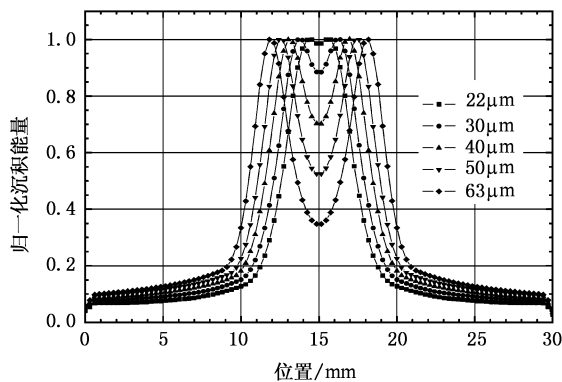


图 5 沉积能量曲线

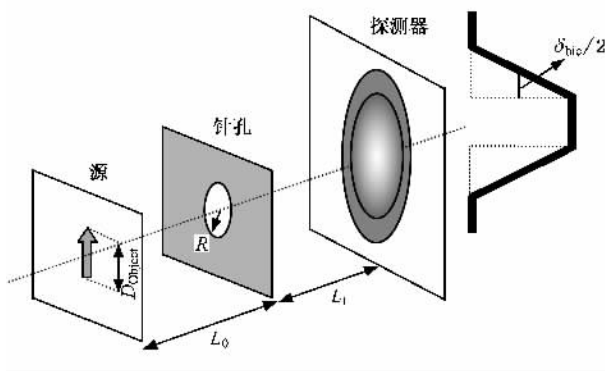


图 6 半影成像系统示意图

3.2. 半影成像

如图 6 所示半影成像^[11]满足下式条件, 因为 $L_1 \gg L_0$, 所以半影成像条件下针孔孔径与源的大小

相当, 甚至更大, 同样条件下与小孔成像相比大大增加了到达探测器的粒子.

$$2R \frac{(L_1 + L_0)}{L_0} \geq D_{\text{object}} \frac{L_1}{L_0}. \quad (4)$$

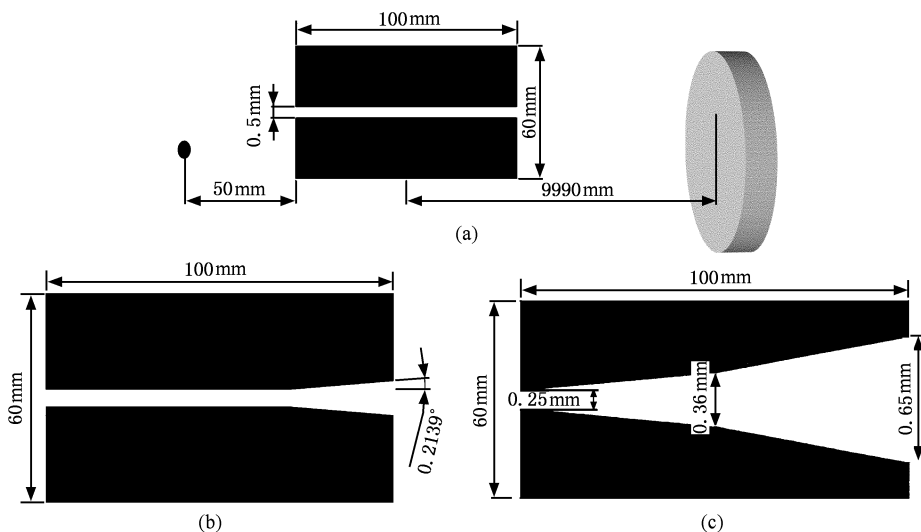


图 7 三种针孔示意图

设计了三种半影成像的针孔,见图 7,直孔(a),直孔尾部加发散角(b),双锥针孔(c);源是点源,针孔材料都是钨,记录介质聚氘乙烯.

分辨率^[11]受到四种因素的制约,见(5)式;其中, k_c 为空间截止频率, δ_{bic} 为半影部分的 FWHM, δ_{pix} 像素直径, δ_{rec} 荧光发射域 FWHM, M 放大倍数.

$$\delta = \sqrt{\frac{1}{k_c^2} + \left(\frac{\delta_{bic}}{M}\right)^2 + \left(\frac{2\delta_{pix}}{M}\right)^2 + \left(\frac{\delta_{rec}}{M}\right)^2}. \quad (5)$$

对三种针孔设计的点扩散函数(PSF)进行了计算比较.半影像如图 8,以记录介质中心点为圆心,

沿径向计算出沉积能量的变化曲线(图 9),以源每发射 10^{10} 个中子在记录介质的单位面积上沉积的能量为纵坐标.

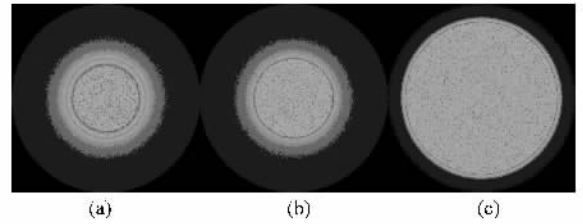


图 8 三种针孔的半影像

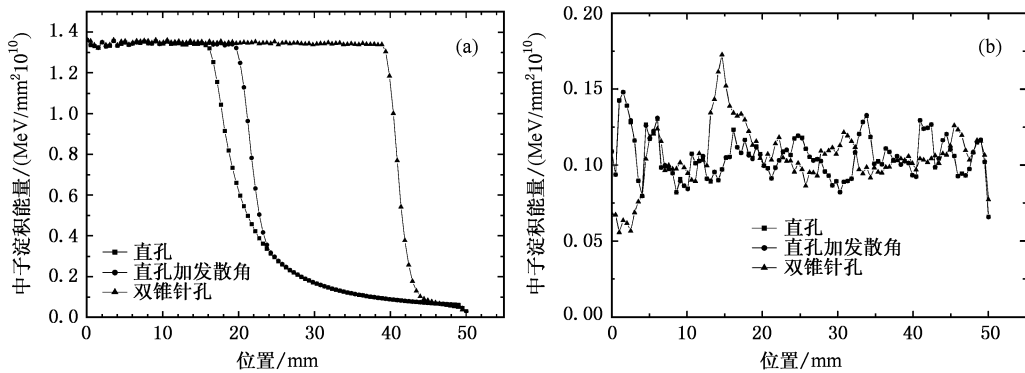


图 9 三种针孔的点扩散函数和噪声分布

三者比较的结果是:1)双锥针孔在半影空间分辨率上有明显优势,三者点扩散函数的 δ_{bic} 分别为 9mm 6mm 4.2mm 2)从信噪比的角度看三者大致相当,约为 13:1,因此,目前半影成像针孔几何形状的最佳选择应该是双锥针孔.

别为 4.2mm 4.2mm 3.0 ± 0.2 mm),这一点很重要,因为一般的解谱方法总是假设该条成立.

着重讨论双锥针孔的各种设计对点扩散函数的影响.首先,计算视场内距中心点不同距离((a) $0\mu\text{m}$ (b) $50\mu\text{m}$ (c) $100\mu\text{m}$)点源的图像(图 10),原点取在最强亮斑的中心点,以对称轴 x 轴为参考轴,读出沿不同夹角方向的径向变化(图 11).在整个视场内该针孔的点扩散函数的 δ_{bic} 接近常数(三者分

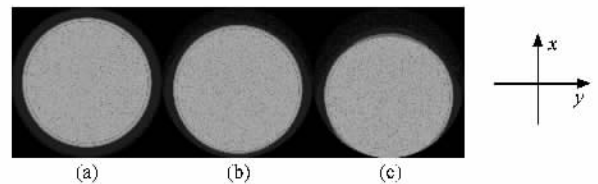


图 10 视场内不同点的半影像

其次,计算不同针孔材料对成像的影响,在孔厚 10cm 的条件下,有如图 12 所示结果.说明:1)钨针

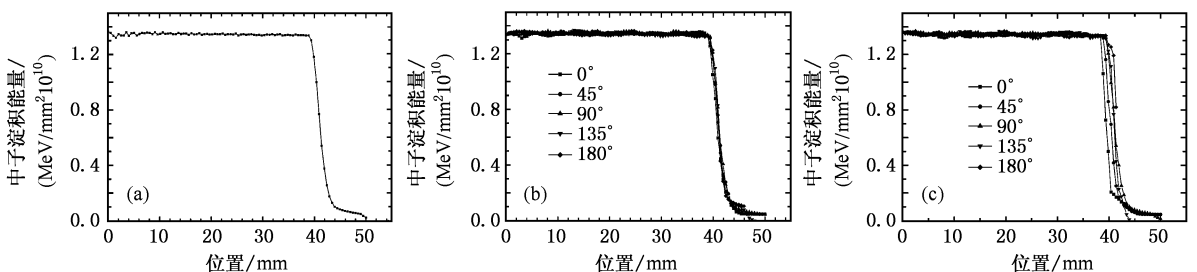


图 11 视场内三个不同位置点源的点扩散函数

孔的 δ_{bic} 明显好于铜、铁,并且变化更锐利;2)钨针孔的噪声表现略有优势但不明显(因为针孔较厚所

以不能完全反映材料区别);所以钨材料是更好的选择.

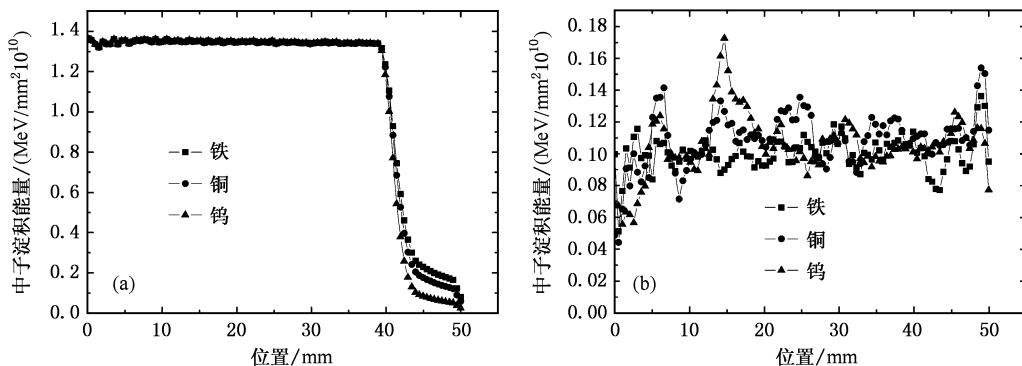


图 12 三种不同材料的针孔点扩散函数及其噪声分布曲线

第三,基于钨材料针孔,计算不同厚度对成像的影响;令孔厚分别为 5cm,7cm,10cm,计算结果如图 13.结论是 1)从点扩散函数的 δ_{bic} 看 10cm 与 7cm 厚

的针孔基本没有明显差别,但 5cm 厚度的有明显展宽;2)从噪声的分布看 10cm 厚度有明显的优势,噪声值较小(三个的平均值分别是 0.1,0.16,0.22).

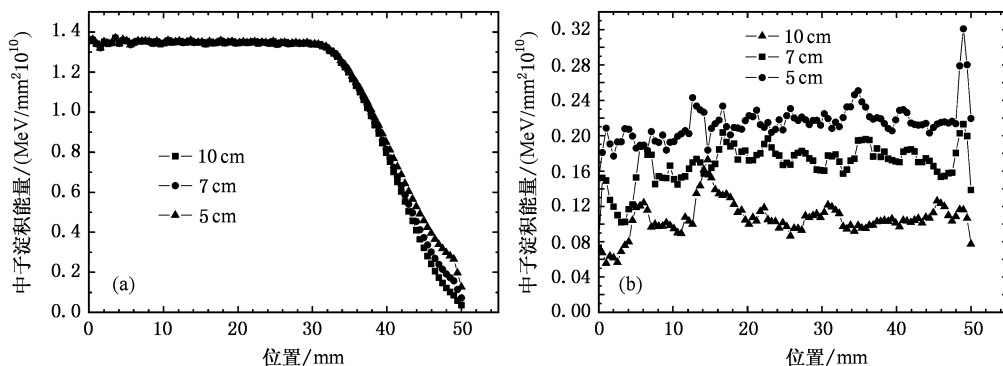


图 13 三种不同厚度针孔的点扩散函数及其噪声分布曲线

4. 结 论

从以上的叙述可以看出我们的程序可以完整的模拟计算中子成像,可以处理多种分布类型的中子源、任意几何结构及材料的针孔、任意记录介质的沉积能量、显示并分析图像给出各种感兴趣参数,限于目前 ICF 中子产额较低,以及在钨金属上开小孔的工艺水平限制,推荐采用半影技术实现中子成像,双锥孔与其他类型针孔相比在空间分辨率上有很大优势,而且其视场内不同位置源点的点扩散函数的

FWHM 接近常数,这一点对数据反演特别重要,是目前半影成像技术中最好的几何结构;针孔材料应该优先选择钨,其次是铜,在半影成像中其他条件不变的情况下,对于钨针孔厚度变化在 5cm—10cm 内,图像的信噪比及点扩散函数的计算结果表明 10cm,7cm 厚度都是可以采用的;在半影成像中其他条件不变的情况下,随着放大倍数增加 δ_{bic}/M 减小,但会导致几何分辨率($(2\delta_{pix})^2 + (\delta_{rec})^2)^{1/2}/M$)变差^[4],就必须折衷两者的影响,理论上存在最佳的放大倍数.

- [1] Ress D *et al.* 1998 *Science* **241** 956
- [2] Miyanaga N *et al.* 1990 *Rev. Sci. Instrum.* **61** 3230
- [3] Garconet J P *et al.* 1994 *Laser Part. Beams.* **12** 563
- [4] Disdier L *et al.* 2003 *Rev. Sci. Instrum.* **74** 1832
- [5] Grim G P *et al.* 2004 *Rev. Sci. Instrum.* **75** 3572
- [6] Christensen C R *et al.* 2003 *Rev. Sci. Instrum.* **74** 2690
- [7] Moren M *et al.* 2004 *Rev. Sci. Instrum.* **75** 3592
- [8] Briesmeister J F 1997 *MCNP-A General Monte Carlo N-Particle Transport Code* (New Mexico :Los Alamos) p1-5
- [9] Morgan G L *et al.* 2001 *Rev. Sci. Instrum.* **72** 865
- [10] Rouyer A 2003 *Rev. Sci. Instrum.* **74** 1234
- [11] Disdier L *et al.* 2002 *Nucl. Instru. & Meth. Phys. Res. A* **489** 496

Numerical simulation of neutron thick aperture imaging^{*}

Chen Fa-Xin^{1,2)†} Zheng Jian¹⁾ Yang Jian-Lun²⁾

¹ *Department of Modern Physics, USTC, Hefei 230027, China*

² *Institute of Nuclear Physics and Chemistry, CAEP, Mianyang 621900, China*

(Received 7 December 2005 ; revised manuscript received 16 February 2006)

Abstract

Pinhole imaging of the neutron production in laser-driven inertial confinement fusion experiments can provide important information about performances of various capsules designs. In order to get good results in experiments, it is needed to judge the performance of various pinhole designs qualitatively or quantitatively before experiment. Calculation of imaging can be simply separated into pinhole imaging and image spectral analysis. In this paper, pinhole imaging is discussed, codes for neutron pinhole imaging and image showing is programmed. The codes can be used to provide theoretical foundation for pinhole designing, either to provide simulating data for image analysing.

Keywords : ICF, Monte Carlo, penumbral imaging, PSF

PACC : 5270, 1420C

^{*} Project supported by the National High Technology Research and Development Program of China (Grant No. 2003AA84ts20).

[†] E-mail : cfx_stone@163.com.