

100 kJ级激光装置上伽马切连科夫探测器 Geant4 仿真

宋仔峰, 唐琦, 余波, 肖云青, 刘品阳, 易涛, 王峰*

中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 四川 绵阳 621900

摘要 在100 kJ级激光装置上针对实验环境设计了高探测效率及低本底的聚变伽马探测器。利用开源粒子输运模拟软件Geant4研究了收光部件及屏蔽体等对收集效率及时间延迟的影响,优化了系统结构及屏蔽设计以提高系统效率并降低测量干扰,进行了测量信号正算仿真及系统性能评估。结果表明,优化后探测器灵敏度达到每个入射伽马光子产生0.21个光子,本征时间响应可达16 ps。在中子产额为 10^{13} 的内爆实验中,光电倍增管增益为 5×10^3 时测量信号幅度约0.7 V,耦合光电倍增管的系统时间响应可达108 ps左右。优化后的伽马切连科夫探测器满足100 kJ装置上内爆物理实验中聚变伽马诊断需求。

关键词 探测器; 切连科夫光子; 伽马探测器; 聚变反应宽度; Geant4

中图分类号 O536 **文献标志码** A

DOI: 10.3788/AOS231324

1 引言

惯性约束聚变(ICF)物理实验中,氘氚燃料反应随时间的演化是评估约束时间和确定内爆性能等的关键^[1]。高温高面密度是维持ICF热斑点火的关键条件。在高面密度内爆实验中,聚变中子存在能谱展宽现象^[2],且出射靶丸时能量会发生散射^[3]。中子能谱还受靶丸压缩状态如面密度分布^[4]及整体定向运动^[5]等的影响,且与测量方位有关^[6]。聚变中子飞行时间与其能量直接相关,这会导致聚变中子在诊断内爆时间参量时存在偏差。氘氚燃料聚变过程存在 $T(d, \gamma)^3\text{He}$ 反应释放的16.7 MeV聚变伽马射线^[7],聚变伽马射线几乎不存在飞行时间展宽,可用于准确测量聚变反应宽度及聚变bangtime等关键物理参数^[8]。

在ICF内爆物理实验中,聚变伽马光子的强度比中子低5个量级^[9],聚变伽马诊断存在较强的活化伽马干扰本底^[9]。基于切连科夫效应的聚变伽马探测器能够有效屏蔽低能干扰伽马光子,将聚变伽马光子转换成切连科夫光子后收集测量。Herrmann等^[10]利用CYLTRAN和ACCEPT工具对气室型切连科夫探测器(GCD)的转换效率进行优化设计。Rubery等^[11]利用开源粒子输运模拟软件Geant4对系统灵敏度及时间响应进行仿真计算。中国工程物理研究院激光聚变研究中心的徐涛等^[12]利用光线追迹方法对离轴结构的

GCD光路参数进行优化。苏明等^[13]利用Geant4软件对伽马转换体及辐射介质气室进行优化。西安交通大学的Liu等^[14]利用遗传算法结合Geant4对GCD灵敏度及时间响应进行优化。上述研究均针对GCD部分性能或结构进行优化,忽略了ICF实验测量安装环境限制以及缺少环境干扰本底对聚变伽马测量影响的分析,并未对系统时间延迟和屏蔽结构进行针对性优化。

本文针对100 kJ级激光装置^[15-18]实验环境边界,利用Geant4软件构建全系统三维物理仿真模型来对伽马探测器进行结构优化,以提高系统效率。针对100 kJ级激光装置中内爆实验条件,分析了前序信号及中子激发本底干扰的影响,进行了系统时间延迟及系统屏蔽结构的优化,以降低测量干扰。利用仿真模型开展实验条件下聚变伽马测量信号的正算仿真和性能评估,为内爆物理实验中伽马切连科夫探测器测量参数配置及信号预估提供依据。仿真结果表明,优化后的GCD系统性能满足目前100 kJ级激光装置内爆物理实验中聚变伽马射线的诊断需求。

2 测量原理及转换模型

GCD通常由伽马转换体、辐射介质气体、收光部件及光电倍增管(PMT)组成。GCD的结构及伽马探测物理过程如图1所示。聚变伽马光子在转换体内通

收稿日期: 2023-07-27; 修回日期: 2023-08-25; 录用日期: 2023-09-11; 网络首发日期: 2023-09-22

基金项目: 国家自然科学基金(12005204)

通信作者: *lfc_wangfeng@163.com

过康普顿效应产生具有一定角分布的初始电子,转换体出射电子在辐射介质气体内的速度大于光在介质内的速度时,会激发产生二次角分布的切连科夫光子。切连科夫光子经收光部件后会聚在 PMT 上,输出信号包含初始聚变伽马射线的时间和强度信息。对

GCD 结构进行优化以获得较高光子转换及收集效率。优化参数中 R_1 为初级球面反射镜曲率, R_2 为次级球面反射镜曲率, D_1 和 L_1 分别为次级反射镜的直径和次级反射镜与初级反射镜的距离, D_2 和 L_2 分别为次级反射镜前钨屏蔽体的直径和长度。

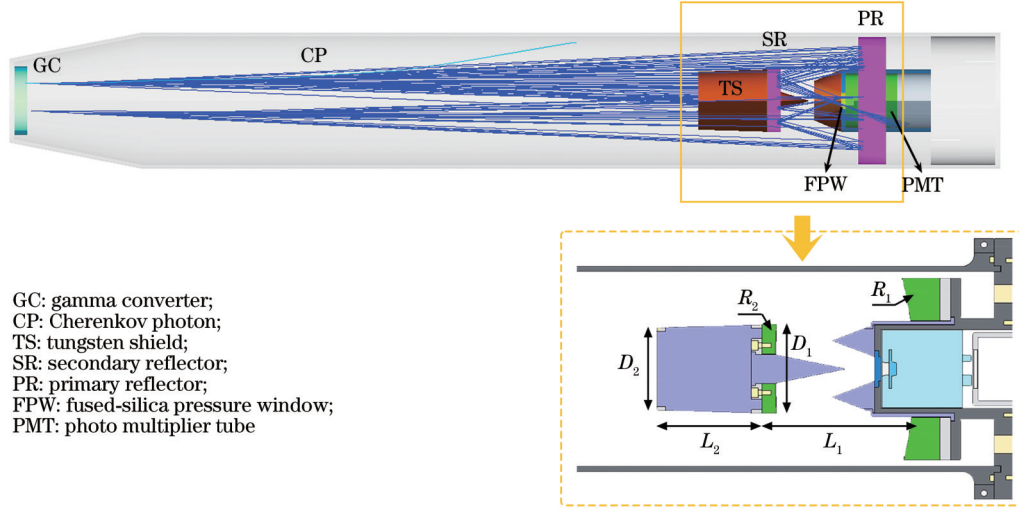


图 1 GCD 结构及物理过程示意图

Fig. 1 Schematic of GCD structure and physical process

辐射介质中产生的切连科夫光子由收光部件会聚后,经压力玻璃窗进入 PMT 收集产生信号(主信号)。压力玻璃窗及 PMT 玻璃窗的折射率为 1.5,对应产生切连科夫光子的电子阈值能量为 175 keV。直接进入 PMT 的聚变伽马光子会在玻璃窗上产生时间提前的干扰切连科夫光信号(前序信号)。ICF 内爆物理实验中,聚变中子在近靶点设备激发的瞬时伽马光子也会进入 GCD 产生干扰信号。在 100 kJ 级激光装置上通常距靶点 9 cm 范围内除靶结构外没有其他诊断设备,中子在诊断设备上激发瞬时伽马延后 1.43 ns。中子激发瞬时伽马也会在压力玻璃窗内产生时间提前的前序信号。ICF 实验中,GCD 测量信号包含聚变伽马产生的切连科夫光子主信号、前序信号以及中子激发瞬时伽马产生的主信号及其前序信号。GCD 测量信号间的时序关系如图 2 所示。为了降低前序信号及中子激发瞬时伽马等对测量主信号的影响,需进行系统时间延迟 t_{delay} (前序信号与主信号的时间间隔)及系统钨屏蔽优化。

聚变伽马在转换体内通过康普顿效应产生高能电子,康普顿电子动能 E_e 与散射角 ϕ 的关联^[19]满足

$$E_e = E_\gamma^2(1 - \cos \theta) \sqrt{m_0 c^2 + E_\gamma(1 - \cos \theta)}, \quad (1)$$

$$\cos \phi = \left[1 + E_\gamma / (m_0 c^2) \right] / \tan(\theta/2), \quad (2)$$

式中: E_γ 为入射伽马光子的能量; $m_0 c^2$ 为电子静止能量; θ 为伽马散射角。文献^[19]中分析了针对高能伽马光子的康普顿电子散射模型及多次库仑散射影响。出射转换电子在辐射介质内激发产生切连科夫光子,

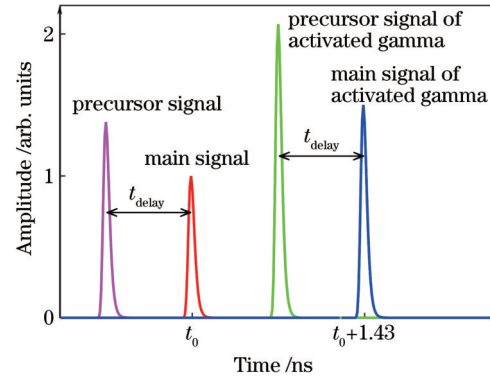


图 2 GCD 测量信号时序示意图

Fig. 2 Schematic of GCD measurement signal timing

经会聚收集进入光子记录部件。光子记录部件收集的切连科夫光子数^[20] N_{ph} 满足

$$N_{\text{ph}} = 2\pi\alpha \int_0^{L_e} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \epsilon_c(\lambda, l) \left\{ 1 - c^2 / [v_e^2 n^2(\lambda)] \right\} \frac{d\lambda}{\lambda^2} dl, \quad (3)$$

式中: α 为精细结构常数; L_e 为电子路径长度; λ_1 和 λ_2 为切连科夫光子波长范围; $\epsilon_c(\lambda, l)$ 表示位置 l 处产生波长为 λ 光子的收集效率; c 为光速; v_e 为电子速度; $n(\lambda)$ 为辐射介质对波长为 λ 光子的折射率。

转换体出射电子具有能量分布及角分布,且在路径上产生二次角分布的切连科夫光子。不同位置光子的收集效率存在较大差异。利用数值解析方法很难准确评估出测量系统的总效率。利用 Geant4 软件构建切连科夫探测器三维仿真模型,对光子产生及收集的复杂过程进行仿真计算。该仿真模型包括“伽马光子-

康普顿电子-切连科夫光子”的物理过程,以及光子的反射和透射等边界过程。使用 Geant4 软件中 G4EmLivermorePhysics 模型的低能电磁过程分析聚变伽马光子进入转换体并产生康普顿电子以及电子射出转换体时能量损耗和散射等作用过程。仿真计算的转换体出射电子进入辐射介质气体,使用包含 G4Cerenkov 效应的 G4OpticalPhysics 光学模型仿真切连科夫光子产生的物理过程。切连科夫光子在界面处的反射和透射等边界过程采用 dielectric_metal 和 dielectric_dielectric 等光学模型,先后计算两级反射镜处的光子反射以及压力玻璃窗和 PMT 玻璃窗的光子透射等过程。利用构建的包含上述 3 个模块的仿真模型,在一次计算中能够实现聚变伽马转换以及切连科夫光子产生和会聚收集的全物理过程仿真。

3 系统结构优化

聚变伽马探测是强辐射环境下的弱信号测量,提高系统效率是优化设计的关键。伽马探测系统效率与电子转换效率及光子产生效率有关。聚变伽马在低原子序数的转换体内产生康普顿电子,出射电子进入辐射介质在特定角度内激发产生切连科夫光子。合适的转换体可在小角度内产生较多的高能电子,从而在特定收集角度内进入反射镜片的收集光子数更多^[21-22]。利用 Geant4 软件研究了不同材料的电子转换效率(入射到转换体的每个伽马光子产生的电子数平均值),仿真时设定 16.7 MeV 能量的伽马射线垂直入射,且每种材料的面密度(密度×厚度)为 3 g/cm²。几种材料的电子转换效率仿真结果如图 3 所示。图 3 中限定的出射角度为电子出射转换体方向与入射伽马射线方向的夹角。在小角度内铍材料产生的电子数最多,碳次之。当电子能量大于 6 MeV 且出射角度小于 3°时,碳的转换效率约是铍的 92%。由于铍具有较强的毒性,因此伽马转换体选为高纯度碳。

转换体越厚,产生的转换电子数越多,但电子出射过程中散射概率越大。仿真时设定 16.7 MeV 能量的

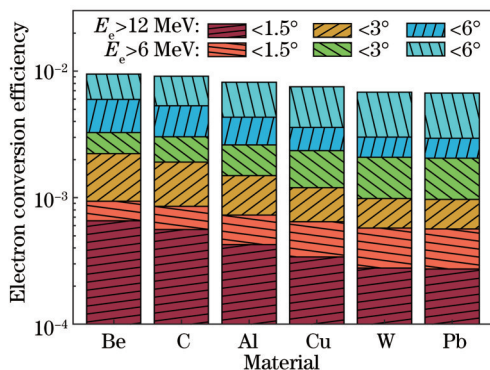


图 3 不同材料的电子转换效率仿真结果

Fig. 3 Simulated electron conversion efficiency for various converter materials

伽马射线垂直入射到碳转换体上,得到的不同厚度下电子转换效率如图 4 所示。图 4 中实心数据点为仿真计算结果,方块实线为能量大于 12 MeV 且出射角度小于 3°的电子转换效率变化的拟合曲线,圆点实线为能量大于 6 MeV 且出射角度小于 3°的电子转换效率变化的拟合曲线。碳厚度小于 1 cm 时,转换效率随厚度增加变化明显;碳厚度大于 1.5 cm 时,转换效率基本趋于一致。因此,高纯碳转换体厚度选为 1.5 cm。在 100 kJ 级激光装置上 GCD 安装位对应锥角限定在 9°范围内,考虑到安装位空间限制及长臂真空搭载平台承重等因素,高纯碳转换体的直径选为 7 cm,通过真空搭载平台将 GCD 放置在距离靶点 100 cm 处。

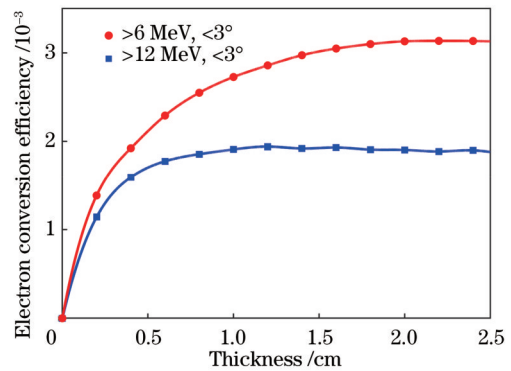


图 4 不同厚度下碳材料转换效率仿真结果

Fig. 4 Simulated electron conversion efficiency for different thickness of C convertor

转换体出射电子进入辐射介质后,沿电子径迹方向在特定角度内激发产生切连科夫光子。CO₂气体辐射介质内产生的切连科夫光子数与气体长度正相关^[21-22],但部分光子由于离轴角度(光子发射方向与气室轴向的夹角)过大并不能到达气室末端的光学收集面上。气室直径越大,能够到达气室末端的光子数越多。仿真时设定 16.7 MeV 能量的点源伽马各向同性入射到转换体上,电子阈值设定为 6 MeV。到达气室末端且离轴角度小于 4°的光子数随气室长度和气室直径变化的仿真结果分别如图 5(a)、(b)所示,其中图 5(a)的辐射介质气体直径固定为 15 cm,图 5(b)的气体长度固定为 100 cm。图 5 中实心数据点表示阈值为 6 MeV 时的仿真计算结果,实线为气室末端收集光子数变化的拟合曲线。仿真结果表明:当气体长度小于 100 cm 时,能够到达末端的光子数随气体长度的增加而明显增大;当长度大于 100 cm 时,末端收集的光子数变化较小。气室直径小于 16 cm 时,末端收集的光子数随气室直径的增加而明显增大;直径大于 20 cm 时,末端收集光子数趋于一致。根据仿真结果,辐射介质 CO₂气室长度和直径分别选为 100 cm 和 15 cm。

沿辐射介质 CO₂气室轴向,不同位置产生的切连科夫光子中,能够到达气室末端的比率不同。利用仿真模型研究到达气室末端的切连科夫光子在产生位置

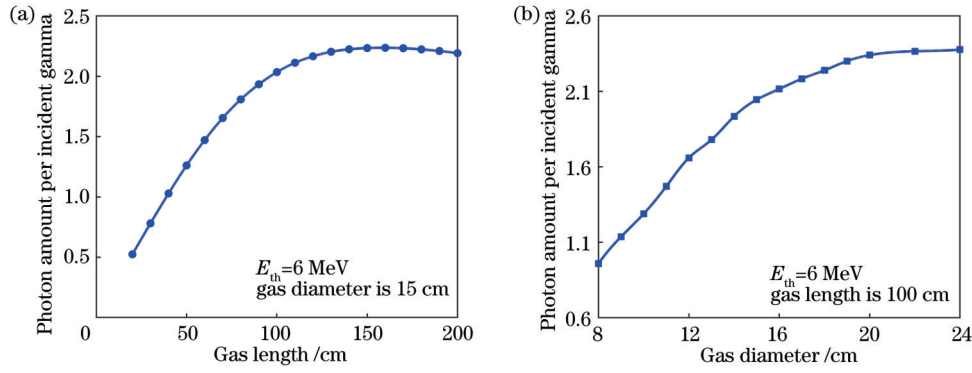


图 5 阈值为 6 MeV 时气室末端收集光子数随气室长度和气室直径的变化。(a) 气室长度; (b) 气室直径

Fig. 5 Dependence of collected Cherenkov photon amount arrived at the end of gas cell on the gas length and gas diameter at a 6 MeV threshold energy. (a) Gas length; (b) gas diameter

处的径向分布及角分布。仿真时设定气体总长度为 100 cm,沿气室轴向(Z方向)每 1 cm 间隔区域为一个统计单元。到达气室末端的光子在各统计单元内产生的径向分布及角分布仿真结果分别如图 6 和图 7 所示。图 6 中 Z 方向为沿气室轴向方向,X 和 Y 方向为沿气室

径向方向。图 7 中各 Z 位置的角分布是各统计单元内产生并被收集的光子数,各统计单元内光子产生时的离轴角度按 0.5° 间隔进行归一化统计。仿真结果表明,靠近转换体的气室区域产生的切连科夫光子较多,且集中在更小的气室径向范围以及更小的离轴角度范围内。

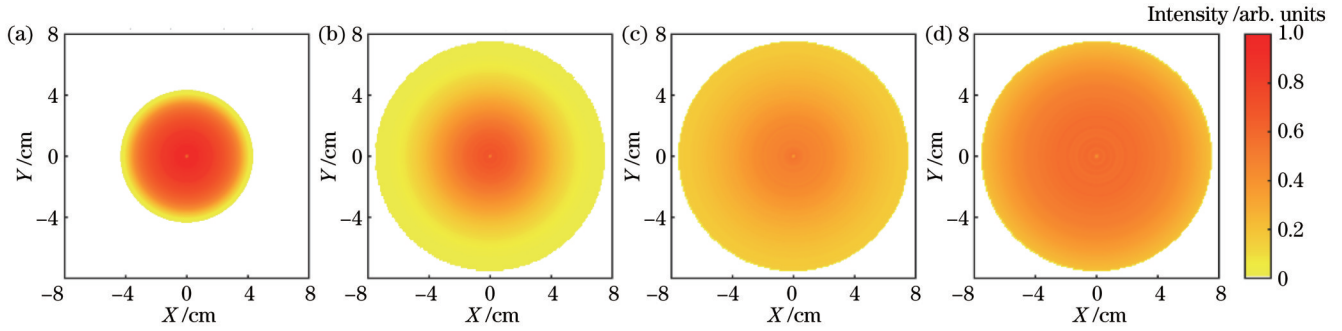


图 6 沿气室轴向不同位置 Z 处切连科夫光子径向 X/Y 分布仿真结果。(a) Z=5 cm; (b) Z=30 cm; (c) Z=55 cm; (d) Z=80 cm
Fig. 6 Simulation radial X/Y distribution of Cherenkov photons at different Z-positions along the axial direction of gas cell. (a) Z=5 cm; (b) Z=30 cm; (c) Z=55 cm; (d) Z=80 cm

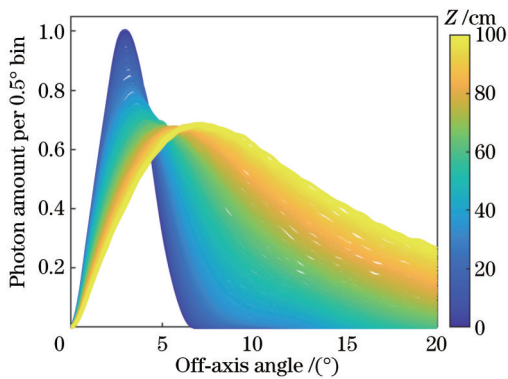


图 7 沿气室轴向各统计单元内切连科夫光子角分布的归一化结果

Fig. 7 Normalized angular distribution of Cherenkov photons in each statistic unit along the axial direction of gas cell

辐射介质 CO₂ 气体内产生的切连科夫光子的收集效率(入射到转换体的每个伽马光子产生并被收集的

平均切连科夫光子数)与两级反射镜的结构有关。改
变初级反射镜曲率 R_1 和次级反射镜曲率 R_2 , 仿真获得归一化的切连科夫光子数 N_{ph} 及信号前沿占比 χ (定义为收集光子波形中峰值时刻提前 30 ps 时的光子数与峰值时刻光子数的比值) 如图 8 所示。仿真时设定 CO₂ 气室直径和长度分别为 15 cm 和 100 cm, 次级反射镜直径 D_1 和距离 L_1 分别设定为 75 mm 和 104 mm。图 8 中实心数据点为仿真计算结果, 实线为同一 R_1 下的拟合曲线。数值计算结果表明, PMT 收集的切连科夫光子数 N_{ph} 与 R_1 和 R_2 密切相关, 信号前沿占比 χ 随 R_2 增加而下降。 N_{ph} 最高时 R_1 和 R_2 分别为 34 cm 和 100 cm, 可实现光子收集效率最优。考虑信号前沿占比 χ 后 R_1 和 R_2 分别选定为 34 cm 和 600 cm, 可实现在收集光子数较多时信号前沿占比较小。选定的优化参数与效率最优时相比 N_{ph} 降低约 25%, 信号前沿占比 χ 从 13.9% 下降至 5.5%。两种优化参数下收集光子时间波形对比如图 9 所示。图 9 中 t_p 为探测器本征时间响应(收集光子时间离散的半峰全宽), 实线为选定优

化参数下的收集光子时间波形,虚线为效率最优时的收集光子时间波形。两种参数下 t_{p} 基本保持不变,约为 16 ps。

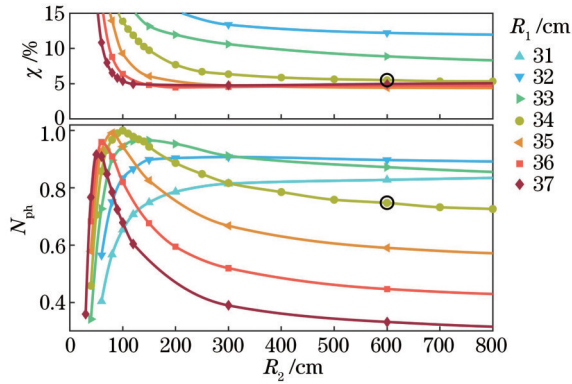


图 8 不同初级反射镜曲率 R_1 下归一化的收集光子数 N_{ph} 及信号前沿占比 χ 随次级反射镜曲率 R_2 的变化关系

Fig. 8 Normalized collection photon amount N_{ph} and signal frontier ratio χ as functions of secondary mirror curvature R_2 under different primary mirror curvature R_1

增大次级反射镜直径可提高反射效率,但同时也增大了光子收集路径中的阻挡面积,从而使进入初级镜片的切连科夫光子数减少。图 10(a)所示为所有到达初级反射镜的光子在经过次级反射镜位置处的径向

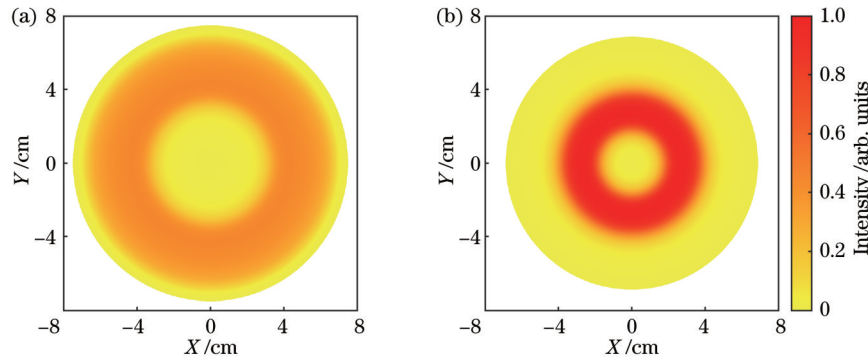


图 10 经初级反射镜反射前后在次级反射镜位置处的光子径向分布仿真结果。(a) 反射前; (b) 反射后

Fig. 10 Simulation radial distribution of Cherenkov photons at the position of secondary mirror before and after reflection by primary mirror. (a) Before reflection by primary mirror; (b) after reflection by primary mirror

ICF 物理实验中考虑图 2 所示的 GCD 测量信号时序关系,选择信号延迟 t_{delay} 为 0.7 ns 左右时,可最大限度地避免直穿聚变伽马光子及中子激发瞬时伽马光子时各自产生的前序信号对聚变伽马测量主信号的影响。利用仿真模型计算得到信号延迟 t_{delay} 及归一化的收集光子数 N_{ph} 随次级反射镜与初级反射镜间距 L_1 变化的仿真结果,如图 11 所示。仿真时设定点源伽马各向同性入射到转换体上, CO_2 气室直径和长度分别为 15 cm 和 100 cm, R_1 和 R_2 分别为 34 cm 和 600 cm,次级反射镜直径 D_1 设定为 75 mm。图 11 中实心数据点为仿真计算结果,方块实线为归一化 N_{ph} 随 L_1 变化的拟

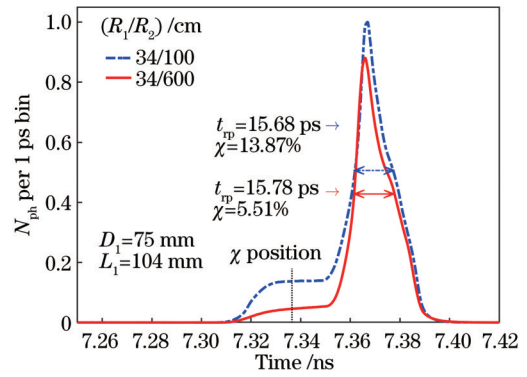


图 9 两种优化参数下收集光子波形对比

Fig. 9 Comparison of collecting photon waveforms under two optimized parameters

分布仿真结果,图 10(b)所示为经过初级反射镜后会聚到次级反射镜位置处的光子径向分布仿真结果。仿真时不含次级反射镜结构,仅在次级反射镜位置处 ($L_1=104$ mm) 设定光子统计面。数值计算结果表明,所有到达初级反射镜的光子在经过次级反射镜位置时主要分布在直径 70 mm 以外的环带上,收集光子会聚在次级反射镜的区域主要为 40~80 mm 直径的环带。综合经初级反射镜反射前后在次级反射镜位置处的光子径向分布仿真结果,次级反射镜直径 D_1 取 75 mm 可实现光子收集效率最优。

合曲线,圆点实线为 t_{delay} 随 L_1 变化的线性拟合曲线。数值计算结果表明,信号延迟 t_{delay} 随 L_1 线性增加, L_1 取 104 mm 时 t_{delay} 约为 0.71 ns,且 PMT 收集光子数达最大值。

为有效降低前序信号强度,在两级反射镜处添加钨屏蔽以对 16.7 MeV 能量的直穿伽马射线进行衰减。改变次级反射镜前钨屏蔽体的直径 D_2 和长度 L_2 ,可仿真计算主信号内及前序信号内收集光子数变化。 D_2 和 L_2 分别选定为 68 mm 和 80 mm,在电子阈值能量 E_{th} 设定为 6 MeV 时,添加屏蔽体前后收集光子时间波形的对比结果如图 12 所示。图 12 中实线为添加钨屏

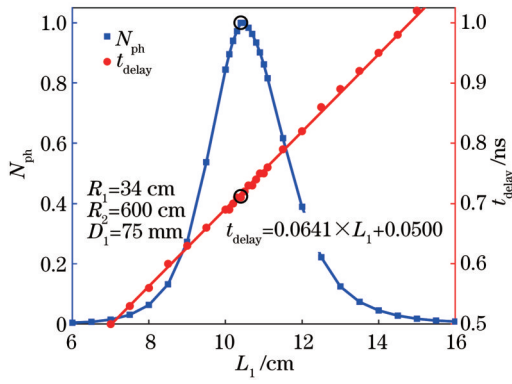


图 11 前序信号与主信号的时间间隔 t_{delay} 及归一化的收集光子数 N_{ph} 随次级反射镜与初级反射镜间距 L_1 的变化关系

Fig. 11 Time interval t_{delay} between precursor signal and main signal, and normalized collection photon amount N_{ph} as functions of the distance L_1 between secondary mirror and primary mirror

蔽前的收集光子时间波形,虚线为添加钨屏蔽后的收集光子时间波形。添加钨屏蔽前,前序信号峰值幅度是主信号的 1.38 倍。添加钨屏蔽后,主信号峰值幅度约是添加钨屏蔽前的 98%,而前序信号峰值幅度下降到主信号的 0.1%。数值计算结果表明,设计的钨屏蔽体对直穿聚变伽马射线具有良好的阻挡作用,前序信号强度显著降低,而切连科夫光子测量主信号的时间波形基本没有变化。

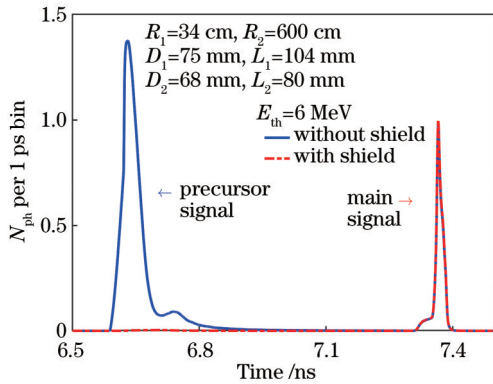


图 12 添加钨屏蔽体前后收集光子时间波形的仿真结果

Fig. 12 Simulation results of collecting photon time waveforms before and after adding tungsten shield

气室内产生的切连科夫光子收集效率与光子发射角度有关。利用仿真模型获得经两级反射镜进入 PMT 的光子角分布以及收集光子在产生位置处的角分布,如图 13 所示。仿真时设定点源伽马各向同性入射到转换体上,CO₂气室直径和长度分别为 15 cm 和 100 cm, R_1 和 R_2 设定为 34 cm 和 600 cm, D_1 和 L_1 分别为 75 mm 和 104 mm, D_2 和 L_2 分别设定为 68 mm 和 80 mm。转换电子在整个 CO₂ 气室内都会产生切连科夫光子。仿真计算时首先获取每个光子的产生位置及离轴角度,然后对 100 cm 长度区域内所有光子的离轴

角度按 0.5° 间隔进行统计,获得图 13 所示的产生位置处光子角分布。图 13 中实心数据点为仿真计算结果,圆点实线为 PMT 收集光子角分布拟合曲线,方块实线为收集光子在产生位置处的角分布拟合曲线。PMT 收集光子主要集中在与气室轴线方向成 9°~16° 夹角范围内,收集光子在产生位置处的初始角度均在 4° 内。数值计算得到 4° 内光子收集效率(收集光子数与 4° 内产生的光子数之比)约为 20.6%。

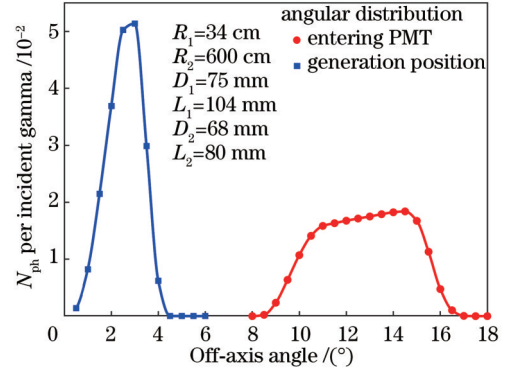


图 13 收集光子角分布仿真结果

Fig. 13 Simulated angular distribution of collected Cherenkov photons

4 信号正算及性能评估

在内爆物理实验中,燃料聚心过程发射聚变伽马射线存在时间宽度,同时光子记录部件 PMT 存在脉冲时间响应。实验测量的聚变伽马切连科夫光信号是 PMT 收集的光子时间波形 $N_{\text{ph}}(t)$ 与 PMT 脉冲时间响应 t_{IRF} 以及聚变伽马射线发射时间 t_{BW} 的卷积。聚变伽马射线进入探测器产生的信号幅度 A_{ph} 满足

$$A_{\text{ph}} = N_{\text{ph}}(t) Q_k M \otimes t_{\text{IRF}} \otimes t_{\text{BW}}, \quad (4)$$

式中: Q_k 为探测器使用 PMT 的量子效率; M 为探测器使用 PMT 的增益; \otimes 表示卷积符号。假定聚变伽马射线发射时间满足高斯分布且中子产额为 10^{13} , 仿真计算得到的聚变伽马测量信号如图 14 所示。图 14 中虚线和实线分别为卷积聚变伽马发射时间 t_{BW} 前后的正算结果。数值计算结果表明,仅考虑 PMT 脉冲时间响应(半峰全宽为 105 ps)的探测系统时间响应 t_{tr} (光子记录波形的半峰全宽)约为 108 ps。在中子产额为 10^{13} 的内爆物理实验中,进入探测器转换体的聚变伽马射线产生与气室轴线夹角小于 3° 的转换电子约 320 个,电子阈值能量设定为 6 MeV 时 PMT 收集的切连科夫光子数约 2.5×10^4 , PMT 增益为 5×10^3 时测量信号幅度约为 0.7 V。当聚变反应宽度取 100 ps 时,测量信号半峰全宽 F_{WHM} 约为 164 ps。

内爆物理实验中,伽马探测器测量信号幅度与电子阈值能量 E_{th} 及探测器安装距离等配置参数有关。仿真评估不同条件下的伽马探测器性能变化,能够为不同内爆物理实验条件下伽马探测器测量参数配置提

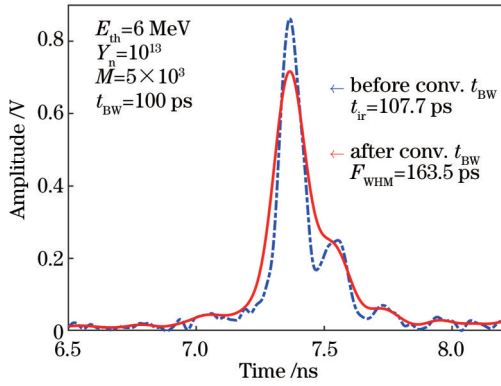


图 14 电子阈值能量 $E_{th}=6$ MeV、中子产额 $Y_n=10^{13}$ 且光电倍增管增益 $M=5 \times 10^3$ 时测量信号的正算仿真结果

Fig. 14 Simulated measurement signal by forward calculation method when electron threshold energy E_{th} is 6 MeV, neutron yield Y_n is 10^{13} , and photo multiplier tube gain M is 5×10^3

供依据。由式(3)可知,收集的切连科夫光子数与辐射介质气体折射率有关。气体折射率及产生切连科夫光子的电子阈值能量 E_{th} 与气体压强有关^[23-24]。改变辐射介质 CO_2 气压,仿真获得探测器灵敏度 S_{ic} (入射到转换体的每个伽马光子产生并被收集的光子数)及电子阈值能量 E_{th} 的变化,如图 15 所示。图 15 中实心数据点为仿真计算结果,圆点实线为灵敏度 S_{ic} 变化的拟合曲线,方块实线为电子阈值能量 E_{th} 变化的拟合曲线。增大 CO_2 气压,产生切连科夫光子的电子阈值能量 E_{th} 降低,每个人射伽马光子产生的切连科夫光子数增加。伽马探测器的系统效率 S_{ef} (每个源伽马产生并被收集的光子数)还与探测器到靶点的安装距离有关。图 16 展示了 CO_2 气压为 6.876 atm (1 atm = 101.325 kPa; 对应电子阈值能量 E_{th} 为 6 MeV) 时,探测器灵敏度 S_{ic} 及系统效率 S_{ef} 随安装距离变化的仿真结果。图 16 中实心数据点为仿真计算结果,圆点实线为灵敏度 S_{ic} 变化的拟合曲线,方块实线为系统效率 S_{ef} 变化的拟合曲线。灵敏度 S_{ic} 变化的原因是探测器处于不同位置时,进入转换体的伽马射线存在角分布差异,引起切连科夫光子的初始角分布及光子收集效率变化。仿真结果表明,在探测器到靶点 100 cm 处,探测器灵敏度 S_{ic} 达到极值,为每个人射伽马光子产生 0.21 个光子,此时系统效率 S_{ef} 为每个源伽马产生 6.3×10^{-5} 个光子。

当电子阈值能量 E_{th} 设定为 6 MeV 时,针对 100 kJ 级激光装置上 GCD 优化的探测器灵敏度 S_{ic} 达每个人射伽马光子产生 0.21 个光子,探测器本征时间响应 t_{tp} 约为 16 ps。当 E_{th} 为 6.3 MeV 时,NIF 装置上 GCD 灵敏度 S_{ic} 为每个人射伽马光子产生 0.12 个光子^[11,25],其本征时间响应 t_{tp} 约为 3 ps^[11]。Liu 等^[14]利用遗传算法优化的 GCD 灵敏度 S_{ic} 为每个人射伽马光子产生 0.16 个光子,其本征时间响应 t_{tp} 约为 10 ps。本文优化的

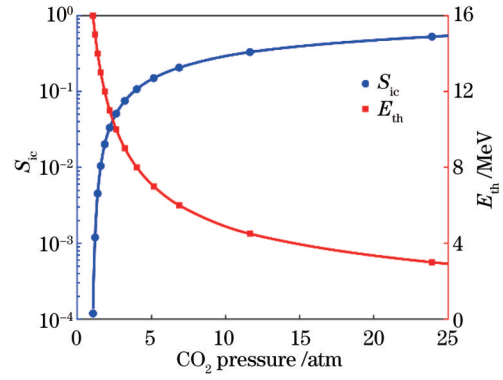


图 15 探测器灵敏度 S_{ic} 及电子阈值能量 E_{th} 随 CO_2 气压的变化关系

Fig. 15 Dependence of detector sensitivity S_{ic} and electron threshold energy E_{th} on CO_2 pressure

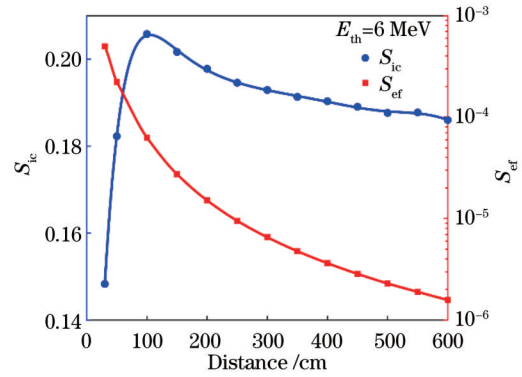


图 16 探测器灵敏度 S_{ic} 及系统效率 S_{ef} 随测量距离的变化关系

Fig. 16 Dependence of detector sensitivity S_{ic} and system efficiency S_{ef} on installation distance

GCD 灵敏度 S_{ic} 比 NIF 装置及文献^[14]的相应结果分别提高了约 70% 和 30%,其本征时间响应 t_{tp} 略有下降。在目前 100 kJ 级激光装置上的内爆物理实验条件下,耦合 PMT 的 GCD 探测系统时间响应 t_{ir} 主要受限于 PMT 的脉冲时间响应 t_{irf} ,GCD 本征时间响应 t_{tp} 对 t_{ir} 的影响较小。在高产额内爆物理实验中,可使用 $t_{irf} < 20$ ps 的超快光子记录部件进一步提高 GCD 探测系统的时间响应 t_{ir} 。此时,缩短 GCD 本征时间响应 t_{tp} 是优化设计的关键。高产额内爆物理实验中可对 GCD 系统进一步优化,在兼顾探测器灵敏度 S_{ic} 下获得更小的本征时间响应 t_{tp} 。

改变辐射介质 CO_2 气压,探测器灵敏度 S_{ic} 能够改变 3 个量级。在 ICF 内爆物理实验中,聚变伽马光子的强度比中子低 5 个量级^[9],存在较强的中子激发瞬时活化伽马本底,其对聚变伽马测量影响还需要进一步研究。内爆物理实验中需要结合产额条件以及测量环境本底等因素,选择合适的辐射介质气体 CO_2 气压,以获得较高的测量信噪比。改变安装距离,探测器灵敏度 S_{ic} 变化较小,约 20%。由于转换体立体角因子与距离平方成反比,系统效率 S_{ef} 变化较大。在

高产额内爆物理实验中,为避免光电倍增管输出呈非线性,可通过改变探测器测量位置来获得更大的动态测量范围。

5 结 论

利用 Geant4 软件构建了 100 kJ 级激光装置上 GCD 三维仿真模型,包含“伽马光子-康普顿电子-切连科夫光子”等全物理过程。通过切连科夫光子转换过程以及收集过程的模拟研究,优化了伽马转换体、CO₂ 辐射介质气体及钨屏蔽体尺寸,分析评估了收光结构对光子收集效率以及系统时间延迟等的影响。优化后的钨屏蔽体结构不改变测量主信号的时间波形,而使前序信号强度显著降低。通过对伽马切连科夫探测器建模优化,实现每个入射伽马光子产生 0.21 个光子的探测器灵敏度以及 16 ps 的本征时间响应。利用构建的仿真模型开展了实验条件下聚变伽马测量信号正算仿真及性能评估,为内爆物理实验中伽马切连科夫探测器参数配置及信号预估提供依据。数值计算结果表明,耦合 PMT 的系统时间响应可达 108 ps。在中子产额为 10¹³ 的内爆物理实验中,PMT 增益为 5×10³ 时测量信号幅度约为 0.7 V。当聚变反应宽度取 100 ps 时,测量信号的半峰全宽约为 164 ps。仿真结果表明,优化后的 GCD 系统性能满足目前 100 kJ 级激光装置上内爆物理实验对聚变伽马诊断的需求。在高面密度实验中存在中子激发瞬时伽马本底等,其对聚变伽马测量信号的影响还需要进一步研究。

参 考 文 献

- [1] Sayre D B, Bernstein L A, Church J A, et al. Multi-shot analysis of the gamma reaction history diagnostic[J]. *Review of Scientific Instruments*, 2012, 83(10): 10D905.
- [2] Brysk H. Fusion neutron energies and spectra[J]. *Plasma Physics*, 1973, 15(7): 611-617.
- [3] Crilly A J, Appelbe B D, Mannion O M, et al. The effect of areal density asymmetries on scattered neutron spectra in ICF implosions[J]. *Physics of Plasmas*, 2021, 28(2): 022710.
- [4] Rinderknecht H G, Casey D T, Hatarik R, et al. Azimuthal drive asymmetry in inertial confinement fusion implosions on the national ignition facility[J]. *Physical Review Letters*, 2020, 124(14): 145002.
- [5] Rinderknecht H G, Bionta R, Grim G, et al. Velocity correction for neutron activation diagnostics at the NIF[J]. *Review of Scientific Instruments*, 2018, 89(10): 10I125.
- [6] Forrest C J, Crilly A, Schwemmlin A, et al. Measurements of low-mode asymmetries in the areal density of laser-direct-drive deuterium-tritium cryogenic implosions on OMEGA using neutron spectroscopy[J]. *Review of Scientific Instruments*, 2022, 93(10): 103505.
- [7] Herrmann H W, Kim Y H, Zylstra A B, et al. Progress on next generation gamma-ray Cherenkov detectors for the National Ignition Facility[J]. *Review of Scientific Instruments*, 2018, 89(10): 10I148.
- [8] Frenje J A. Nuclear diagnostics for inertial confinement fusion (ICF) plasmas[J]. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2020, 62(2): 023001.
- [9] Mack J M, Berggren R R, Caldwell S E, et al. Remarks on detecting high-energy deuterium-tritium fusion gamma rays using a gas Cherenkov detector[J]. *Radiation Physics and Chemistry*, 2006, 75(5): 551-556.
- [10] Herrmann H W, Mack J M, Young C S, et al. Cherenkov radiation conversion and collection considerations for a gamma bang time/reaction history diagnostic for the NIF[J]. *Review of Scientific Instruments*, 2008, 79(10): 10E531.
- [11] Rubery M S, Horsfield C J, Herrmann H W, et al. GEANT4 simulations of Cherenkov reaction history diagnostics[J]. *Review of Scientific Instruments*, 2010, 81(10): 10D328.
- [12] 徐涛, 苏明, 彭晓世, 等. 使用离轴光学系统的气体切连科夫探测器[J]. *光学学报*, 2011, 31(10): 1022001.
- [12] Xu T, Su M, Peng X S, et al. Gas Cherenkov detectors using off-axis optical system[J]. *Acta Optica Sinica*, 2011, 31(10): 1022001.
- [13] 苏明, 徐涛, 王峰, 等. 聚变反应随时间变化诊断装置辐射转换体设计[J]. *强激光与粒子束*, 2012, 24(8): 1914-1918.
- [13] Su M, Xu T, Wang F, et al. Radiation converter of fusion reaction history diagnostic facility for fusion[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2012, 24(8): 1914-1918.
- [14] Liu B, Hu H S, Han H T, et al. Optimization of the design of Gas Cherenkov Detectors for ICF diagnosis[J]. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 2018, 897: 54-58.
- [15] Wang F, Jiang S E, Ding Y K, et al. Recent diagnostic developments at the 100 kJ-level laser facility in China[J]. *Matter and Radiation at Extremes*, 2020, 5(3): 035201.
- [16] 许乔, 陈贤华, 汪圣飞, 等. 高功率激光光学元件超精密制造技术[J]. *光学学报*, 2022, 42(17): 1712004.
- [16] Xu Q, Chen X H, Wang S F, et al. Ultra-precision manufacturing technology of high power laser optical elements [J]. *Acta Optica Sinica*, 2022, 42(17): 1712004.
- [17] 徐涛, 理玉龙, 刘欣城, 等. 100 kJ 激光装置集束平台的散射光诊断系统及实验[J]. *光学学报*, 2022, 42(5): 0514003.
- [17] Xu T, Li Y L, Liu X C, et al. Backscatter diagnostic system implemented on cluster platform of 100 kJ laser facility and experiment[J]. *Acta Optica Sinica*, 2022, 42(5): 0514003.
- [18] 赵航, 李志超, 李欣, 等. 基于神光 100 kJ 装置的五倍频汤姆孙散射评估[J]. *光学学报*, 2022, 42(11): 1134013.
- [18] Zhao H, Li Z C, Li X, et al. Evaluation of quintupled Thomson scattering based on Shenguang 100 kJ device[J]. *Acta Optica Sinica*, 2022, 42(11): 1134013.
- [19] 贾清刚, 张天奎, 许海波. 基于前冲康普顿电子高能伽马能谱测量系统设计[J]. *物理学报*, 2017, 66(1): 010703.
- [19] Jia Q G, Zhang T K, Xu H B. Optimization design of a gamma-to-electron spectrometer for high energy gammas induced by fusion[J]. *Acta Physica Sinica*, 2017, 66(1): 010703.
- [20] Kim Y, Mack J M, Herrmann H W, et al. D-T gamma-to-neutron branching ratio determined from inertial confinement fusion plasmas[J]. *Physics of Plasmas*, 2012, 19(5): 056313.
- [21] Song Z F, Chen J B, Xu T, et al. Simulation of a fusion gamma reaction history diagnostic for the Shenguang- III facility[J]. *Proceedings of SPIE*, 2017, 10173: 101730Z.
- [22] Song Z F, Zhu B, Xiao Y Q, et al. Design and performance study of a gas-Cherenkov detector with an off-axis parabolic reflector for inertial confinement fusion experiments[J]. *Plasma Science and Technology*, 2021, 23(1): 015201.
- [23] Berggren R R, Caldwell S E, Faulkner J R, Jr, et al. Gamma-ray-based fusion burn measurements[J]. *Review of Scientific Instruments*, 2001, 72(1): 873-876.
- [24] Caldwell S E, Berggren R R, Davis B A, et al. Observation of d-t fusion gamma rays[J]. *Review of Scientific Instruments*, 2003, 74(3): 1837-1841.
- [25] Herrmann H W, Kim Y H, Young C S, et al. Extended performance gas Cherenkov detector for gamma-ray detection in high-energy density experiments[J]. *Review of Scientific Instruments*, 2014, 85(11): 11E124.

Simulation of Gamma Cherenkov Detector by Geant4 on 100 kJ Level Laser Facility

Song Zifeng, Tang Qi, Yu Bo, Xiao Yunqing, Liu Pinyang, Yi Tao, Wang Feng*

Laser Fusion Research Center, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, Sichuan, China

Abstract

Objective In the inertial confinement fusion (ICF) implosion experiment, the 16.7 MeV deuterium-tritium (DT) fusion gammas provide a high-accuracy alternative to 14.1 MeV fusion neutrons for fusion reaction width and bangtime measurements. Gas Cherenkov detector (GCD) can be used to measure DT fusion gammas, which has the advantage of energy threshold to eliminate the interference of low-energy gamma photons. Previous studies mainly focus on optimizing system efficiency or time response of GCD. However, the system time delay and shield size of GCD are lacking in optimal design by simulation method. In the present study, we build a GCD simulation model using the Geant4 software, so as to optimize its structure considering the environment boundary of installation on the 100 kJ level laser facility. The influences of precursor signal and background interference on the fusion gamma measurement are analyzed. The GCD structure is optimized to increase the system sensitivity, and the system time delay and shield size are optimized to reduce the interference background. The measurement signal and performance changes of GCD are calculated by using the simulation model, which is helpful for configuring measurement parameters and estimating signal amplitude in implosion experiments conducted on the 100 kJ level laser facility.

Methods A whole three-dimensional model of GCD is built by using the Geant4 software, including the conversion processes of "gamma photon-Compton electron-Cherenkov photon" and the collection process of Cherenkov photons. First, the electron conversion efficiency changing with converter material and thickness is studied to obtain more high-energy electrons within a small emission angle. The Cherenkov photons arriving at the end of the gas cell are calculated according to the gas length and gas diameter, so as to optimize the structure of the CO₂ gas cell. Meanwhile, the photon collection efficiency and the time waveform of collection photons are studied by changing the curvatures of the primary reflector R_1 and the secondary reflector R_2 . Then, the influences of precursor signal and background interference on the main Cherenkov signal are analyzed, and the relationship between system time-delay t_{delay} (the peak time interval between the precursor signal and the main signal) and the distance from the secondary reflector to the first reflector L_1 is calculated. Meanwhile, the tungsten shield size is determined by comparing the time waveforms of the collection Cherenkov photons before and after adding the tungsten shield. After that, the measurement signal of GCD installation on the 100 kJ level laser facility is calculated using the forward calculation method convoluting the collection Cherenkov photons, the impulse time response t_{IRF} of photo multiplier tube (PMT), and the time spectrum t_{BW} of fusion gamma emission. In addition, the detector sensitivity S_{ic} (defined as collection Cherenkov photons per incident gamma photon on the convertor) and the system efficiency S_{ef} (defined as collection Cherenkov photons per source gamma) are studied by changing the CO₂ pressure and the installation distance.

Results and Discussions As the atomic number of material increases, the outcoming electrons within a small emission angle decrease (Fig. 3). A 15 mm thick carbon is selected as the gamma convertor according to the calculated electron conversion efficiency changing with the carbon thickness (Fig. 4). The CO₂, as the radiation medium, is optimized as that with a length of 100 cm and a diameter of 15 cm according to calculated curve of collected Cherenkov photons (Fig. 5). The optimal curvatures of the primary reflector and the secondary reflector are chosen as 34 cm and 600 cm, respectively, according to the calculated collection photons and the signal frontier proportion χ (the ratio of collection photons at the 30 ps ahead of peak time to photons at the peak time) changing with R_1 and R_2 (Fig. 8). The intrinsic time response t_p [full width at half maximum (FWHM) of temporal discretization of collection photons] is evaluated as about 16 ps, and χ is about 5.5% (Fig. 9). In order to minimize the influence of the precursor signal on the main Cherenkov signal, t_{delay} is optimized as 0.71 ns with L_1 of 10.4 cm (Fig. 11). The diameter and length of the tungsten shield are chosen as 68 mm and 80 mm, respectively. The time waveform of the main Cherenkov signal has no change, while the precursor signal is significantly suppressed (Fig. 12). The amplitude of the simulated signal is about 0.7 V, while the neutron yield Y_n is 10^{13} with the PMT gain M of 5×10^3 and threshold energy E_{th} of 6 MeV (Fig. 14). The FWHM of the measured signal is about 164 ps after convoluting t_{IRF} of 105 ps and t_{BW} of 100 ps. In addition, S_{ic} will increase by three orders of magnitude by increasing the CO₂ pressure (Fig. 15), and it will decrease about 20% by changing the installation distance. Since the solid

angle is inversely proportional to the square of the distance, S_{ef} will decrease greatly (Fig. 16). In the implosion experiments with a higher yield, GCD can be installed farther to prevent PMT from outputting nonlinearly.

Conclusions A whole three-dimensional model of GCD is built by using the Geant4 software, including the processes of "gamma photon-Compton electron-Cherenkov photon" and the boundary processes of photon reflection and transmission. The gamma converter and the CO_2 gas cell, as the radiation medium and the tungsten shield size, are optimized. A detector sensitivity of 0.21 photons per incident gamma photon and an intrinsic time response of 16 ps are achieved. The measurement signal and performance changes of GCD are calculated by using this simulation model, which is helpful for configuring measurement parameters and estimating signal amplitude in implosion experiments. The time response of GCD-coupled PMT can reach about 108 ps. The amplitude of the simulated signal is about 0.7 V, while the neutron yield is 10^{13} with a PMT gain of 5×10^3 and a threshold energy of 6 MeV. The FWHM of the measured signal is about 164 ps after convoluting the fusion reaction width of 100 ps. The numerical calculation results indicate that the optimized GCD can meet the requirements of fusion gamma diagnostic in current implosion experiments on the 100 kJ level laser facility. In implosion experiments with high areal density, the instantaneous gammas activated by neutrons on the diagnostic devices will be strong. The influences of background interferences on the main Cherenkov signal are worth further study.

Key words detectors; Cherenkov photon; gamma detectors; fusion reaction width; Geant4