

同濟大學

TONGJI UNIVERSITY

毕业设计（论文）

课题名称 微结构闪烁体中光传输对时间特性的影响

副 标 题 _____

学 院 物理科学与工程学院

专 业 应用物理学

学生姓名 戴子轩

学 号 1751309

指导教师 刘波

日 期 2021.6.4

微结构闪烁体中光传输对时间特性的影响

摘要

闪烁体的光提取效率和时间特性是两个非常重要的性质。微透镜阵列能提高闪烁体的光提取效率，但同时也会改变探测到的光子的时间特性。由于快衰减闪烁体材料的发现和高能物理、核医学领域对闪烁体更高的时间分辨率的需求，深入了解闪烁体探测器的时间特性及其影响因素变得十分重要。

本文用光线追迹法研究了光子在闪烁体中的传播过程对时间特性的影响，探讨了不同上升和衰减时间、闪烁体尺寸、微透镜半径条件下闪烁体时间特性的变化，并得出结论：虽然微透镜阵列能够显著提高闪烁体的光提取效率，但也会使闪烁体的时间特性更加弥散，且一般来说，光源的发光强度曲线越尖锐，闪烁体尺寸越大，光子在闪烁体中的传播过程对快闪烁体的时间特性影响越大，而微透镜阵列中微透镜的半径对闪烁体的时间特性几乎没有影响。

关键词：闪烁体，微透镜阵列，光提取效率，时间特性，传播过程

Impact on timing performance of scintillator with microlens arrays by light transportation

ABSTRACT

The light extraction efficiency and the timing performance are two significant properties of scintillators. Microlens arrays can enhance the light extraction efficiency. Meanwhile, microlens arrays may change the timing performance. With the discovery of fast scintillators materials and the significant demanding on higher timing resolution of scintillators in high energy physics and nuclear medicine, understanding the timing performance of scintillator detectors and the factors which affect it thoroughly becomes more and more important.

Aiming at understanding how the light transportation process influences the timing performance of scintillator detectors, we use ray tracing method to find how the timing performance changes under different rise and decay time, size of scintillator, radius of microlens conditions. We conclude that though microlens arrays can improve the light extraction efficiency dramatically, it also degrades the timing performance. Besides, the shaper the curve of luminous intensity respects to time with larger size scintillators, the bigger influences the light transportation has on the timing performance, while the radius of microlens barely affect the timing performance.

Keywords: scintillator, microlens arrays, light extraction efficiency, timing resolution, light transportation

目 录

1 引言.....	6
1.1 闪烁体及其应用、闪烁体要求.....	6
1.2 闪烁体探测器及其工作原理.....	6
1.3 闪烁体探测器的时间分辨率.....	6
1.3.1 闪烁体的光产额	6
1.3.2 闪烁体的上升时间和衰减时间	7
1.3.3 光子在闪烁体中的传播过程	7
1.3.4 闪烁体的光提取效率	7
1.3.5 光电探测器的收集效率	8
1.4 提升闪烁体探测器的时间分辨率的应用价值.....	8
1.4.1 基于飞行时间技术的正电子发射断层扫描技术（ToF-PET）	8
1.4.2 高能物理中的粒子鉴别和精确标记事件.....	9
1.5 本文研究内容	9
2 理论部分.....	10
2.1 理论模型	10
2.1.1 光子在表面无微结构的闪烁体中的传播过程.....	10
2.1.2 光子在出光面有微透镜阵列的闪烁体中的传播过程.....	10
2.2 模拟方法	11
2.2.1 点光源.....	11
2.2.2 菲涅尔反射与折射	13
2.2.3 反射后的光线位置	14
2.2.4 流程图	18
2.3 重要参数与表征参量.....	19
3 模拟结果与分析.....	21
3.1 光子在表面无微结构的闪烁体中的传播过程对时间特性的影响.....	21
3.1.1 脉冲光下闪烁体的发光强度	21
3.1.2 闪烁体的尺寸对时间特性的影响.....	23
3.1.3 光源的衰减时间对时间特性的影响.....	27
3.1.4 光源的上升时间对时间特性的影响.....	29
3.2 光子在出光面有微透镜阵列的闪烁体中的传播过程对时间特性的影响.....	31

3.2.1 脉冲光下闪烁体的发光强度	31
3.2.2 闪烁体的尺寸对时间特性的影响.....	32
3.2.3 光源的衰减时间对时间特性的影响.....	35
3.2.4 光源的上升时间对时间特性的影响.....	37
3.2.5 微透镜半径对时间特性的影响	38
3.3 结论	40
4 总结与展望.....	42
4.1 总结	42
4.2 展望	42
4.2.1 考虑自吸收的影响	42
4.2.2 边界条件为漫反射	42
4.2.3 光源为线光源	42
参考文献.....	43
谢 辞.....	44

1 引言

1.1 闪烁体及其应用、闪烁体要求

闪烁体是一类能吸收高能粒子或射线，并把吸收的能量转化为可见光或近紫外光发射的材料，在高能物理实验、核医学成像、宇宙射线探测等辐射探测领域中扮演着重要的角色。

闪烁体主要包括无机闪烁体、有机闪烁体和气体闪烁体三种类型。无机闪烁体可细分为掺少量杂质的无机盐晶体（如 NaI(Tl)、CsI(Tl)、ZnS(Ag)）、玻璃体、不掺杂质的纯晶体（如 BGO、BaF₂）；有机闪烁体可细分为有机晶体闪烁体、有机液体闪烁体和塑料闪烁体；气体闪烁体则利用惰性气体，如氦和氙。一般来说，无机闪烁体的光产额较高，但发光衰减时间较长；而有机闪烁体的发光衰减时间较短，但光产额较低。在具体应用中需根据不同的需求选择不同类型的闪烁体。

目前，在闪烁探测领域需要高密度的闪烁体材料以提高吸收效率，要求闪烁体具有高能量分辨率，同时要求闪烁体的发光为快衰减，以拥有高计数率和高时间分辨率^[1]。

1.2 闪烁体探测器及其工作原理

闪烁体探测器由闪烁体、光电倍增管 (Photomultiplier Tube, PMT) 以及相应的核电子学系统三个主要部分构成。当高能粒子或射线进入闪烁体，会与闪烁体发生相互作用，闪烁体中的原子吸收能量后被电离激发，退激发时发出波长属于可见光或近紫外波段的光子。光子通过窗口进入光电倍增管。光电倍增管将光阴极收集到的光子通过光电效应转化为光电子，并将光电子数量倍增，最终在阳极产生电信号，被电子仪器记录和分析。

1.3 闪烁体探测器的时间分辨率

闪烁体探测器的时间分辨率由光电探测器在最初阶段产生的光电子密度直接决定^[1,2]，即由光电探测器接收到的光子的时间分布和光电探测器的收集效率直接决定。从闪烁体的角度看，光电探测器接收到的光子的时间分布与闪烁体的光产额、上升时间与衰减时间、光子在闪烁体中的传播过程以及闪烁体的光提取效率有关。若期望闪烁体探测器拥有高的时间分辨率，则闪烁体的光产额和出光效率、光电探测器的收集效率应尽可能的高，闪烁体发光的上升时间和衰减时间应尽可能的短，同时减少光子因为传播过程而造成的时间弥散。总的来说，我们期望光电探测器产生的光电子数量尽可能的多，同时光电探测器接收到的光子的时间分布曲线的半峰全宽（Full Width at Half Maximum, FWHM）应尽可能的小，即接收到的光子的时间分布曲线应尽可能的“尖锐”。

1.3.1 闪烁体的光产额

闪烁体的光产额与闪烁体的发光机理有关。当一束高能粒子或射线被闪烁体吸收后，闪烁体中的原子吸收入射粒子或射线的能量，产生电子空穴对，这一过程还涉及到二次 X 射线

和俄歇电子的产生。然后，电子空穴对发生复合将能量传递给发光中心并产生光子。在电子空穴对的能量传递给发光中心之前，电子空穴对可能与晶格发生相互作用产生声子和极化子，产生热效应。在电子空穴对的能量传递给发光中心之后，如果能带存在交叠，发光中心放出的光子可能重新被闪烁体吸收，而后又被重新释放^[1,3]。此外，由于晶体缺陷的存在，还可能发生无辐射跃迁，降低闪烁体的光产额。

若要闪烁体的光产额尽可能的大，我们期望电子空穴对的能量都传递给发光中心，减少无辐射跃迁而产生发光的猝灭。同时，我们期望产生的光子不被闪烁体再次吸收。

1.3.2 闪烁体的上升时间和衰减时间

闪烁体的上升时间也与闪烁体的发光机理有关。闪烁体吸收高能粒子或射线并产生电子空穴对、二次 X 射线、俄歇电子的过程经历的时间很短，为飞秒（fs）量级。电子空穴对与晶格发生相互作用产生热效应的过程经历的时间为皮秒（ps）量级。闪烁体上升时间主要来源于激子的产生和电子空穴对复合向发光中心传递能量的过程，该过程持续时间很长，大约为纳秒（ns）量级，且有很大的涨落^[2,3]。

闪烁体的上升时间对快闪烁体探测器的时间分辨率有很大的影响^[4]，因为其对光电探测器在信号产生初期接收到的光子数具有显著影响。

闪烁体的衰减时间与发光中心从激发态跃迁至基态的弛豫时间有关，即与退激发跃迁的概率 Γ 有关。退激发跃迁的概率 Γ 又与材料的折射率 n ，产生的光子的波长 λ_{em} ，及初态和末态的跃迁矩阵元 $\langle f|\mu|i \rangle$ 有关。退激发跃迁的概率 Γ 可表示为^[2]：

$$\Gamma = \frac{1}{\tau_d} \propto \frac{n}{\lambda_{em}^3} \left(\frac{n^2+2}{3} \right)^2 \Sigma_f |\langle f|\mu|i \rangle|^2 \quad (1.1)$$

为了提高闪烁体探测器的时间分辨率，我们期望闪烁体的上升时间和衰减时间都尽可能的短。

1.3.3 光子在闪烁体中的传播过程

假设高能粒子或射线与闪烁体发生相互作用处形成的闪烁发光是各向同性的，因为发生相互作用的位置与出光面的距离不同，及朝各个方向出射的光子历经的路径不同，所以同一时刻，不同位置处沿不同角度出射的光子到达出光面的时间不同。也就是说，光子在闪烁体中的传播过程会影响光电探测器接收到的光子的时间分布曲线。

若要减小光子在闪烁体中的传播过程对闪烁体探测器时间特性弥散的影响，我们期望闪烁体的尺寸尽可能的小。但由于尺寸太小的闪烁体无法完全吸收高能粒子或射线的能量，所以需要权衡两者，选择合适尺寸的闪烁体并考虑光子在闪烁体中的传播过程对时间分辨率的影响。

1.3.4 闪烁体的光提取效率

闪烁体通常具有较高的折射率，严重的全内反射（Total Internal Reflection, TIR）将导致大部分闪烁发光限制在晶体内部无法从出光面出射，从而影响时间分辨率等相关探测性能

的提升。

为了提高闪烁体的光提取效率，可利用人工微结构调控光子在出光界面处的行为。常见的可实现提高闪烁体光提取效率的人工微结构有光子晶体、微透镜阵列、表面等离子激元。光子晶体和表面等离子激元有较强的波长依赖性，带宽较窄，而微透镜阵列的波长依赖性较弱，带宽较宽。此外，光子晶体和微透镜阵列对光子还具有一定的方向调控作用，可使光子沿特定方向出射^[5,6]。

无论采取何种人工微结构提高闪烁体的光提取效率，都将对闪烁光子的时间特性造成影响。如采用在闪烁体出光面设计制备微透镜阵列，由于闪烁光子在晶体界面的多次反射及其与出光面处微透镜阵列的多次作用，会使闪烁光子在出射前的光程产生显著改变，导致闪烁光子时间特性的变化。

1.3.5 光电探测器的收集效率

光电探测器的收集效率与入射光子的波长和入射角度等因素有关。为了更有效地将光子转化为光电子，我们期望光电探测器在相应的闪烁发光波长范围具有高的响应度^[2]。我们还期望入射光子的方向尽可能地靠近出光面的法线方向，因为入射角小的光子转化为光电子的效率更高。由 1.3.4 节可知，光子晶体和微透镜阵列对光子都具有一定的方向调控作用，可用于提高光电探测器的收集效率。

1.4 提升闪烁体探测器的时间分辨率的应用价值

目前，众多领域对闪烁体探测器的时间分辨率有越来越高的要求，比如核医学探测领域的基于飞行时间技术的正电子发射断层扫描技术（Time-of-Flight Positron Emission Tomography, ToF-PET）；核物理与高能物理领域的粒子鉴别和精确标记事件时间；光子学领域的单光子探测^[7]。

1.4.1 基于飞行时间技术的正电子发射断层扫描技术（ToF-PET）

在 PET 探测中，病人被要求服用携带有能产生 β^+ 的放射性核素的示踪药物。病变器官的新陈代谢更为旺盛，示踪药物更容易分布在病变器官附近，并参与特定的生物过程。当示踪药物携带的放射性核素衰变时，会产生正电子 β^+ 。当正电子前进 1-3 mm 后会与人体组织中的电子相遇并发生正负电子对湮灭，产生两个方向相反、能量为 511 keV 的 γ 光子，由环绕于被检测对象周围的闪烁体探测器探测^[8,9]。探测到 γ 光子的两个闪烁体探测器的连线称为反应线（Line of Response, LOR），每次探测到方向相反的两个 γ 光子称为一个事件。传统的 PET 探测缺少时间信息，需要通过测量大量事件对放射性核素的衰变位置进行图像重建，确定病变位置，测量时间较长；而 ToF-PET 探测可以记录 γ 光子到达两个闪烁体探测器的时间差，确定湮灭点在 LOR 上的位置，从而缩短测量时间、降低放射性药物剂量、提高图像的分辨能力和信噪比^[10]，在核医学探测领域具有广阔的应用前景。

现有的商用 ToF-PET 相机的时间分辨率为 550-650 ps，如西门子公司的 ToF-PET 相机的时间分辨率为 550 ps，飞利浦公司的 ToF-PET 相机的时间分辨率为 650 ps^[1]。时间分辨率

为 600 ps 的 ToF-PET 相机相应的空间分辨率为 9 cm, 尚不能满足精确定位病变位置的需求。人们期望 ToF-PET 相机拥有 1.5-3 cm 的空间分辨率, 相应于 100-200 ps 的时间分辨率, 以实现医学上更好的诊断和治疗。

1.4.2 高能物理中的粒子鉴别和精确标记事件

利用 ToF (Time of Flight) 技术, 可以对高能物理实验中产生的粒子进行鉴别。具有相同动量, 但不同种类的粒子其飞行速度不同, 被闪烁体探测器探测到的时间也就不一样, 通过探测相同动量粒子的飞行时间差可以进行粒子鉴别。鉴别本领的大小主要由闪烁体探测器的时间分辨率决定。提高闪烁体探测器的时间分辨率, 可以让我们更准确地鉴别粒子的种类。

此外, 高速运动的两个粒子发生对撞瞬间将产生大量粒子, 不同粒子运动或衰变形成各自的径迹。在高能粒子对撞机中, 每秒将发生上百万次这样的碰撞, 但每秒中的有效碰撞事件只有几次。若期望提高有效碰撞事件的探测率, 精确分析粒子的变化过程, 并反推初级粒子的性质, 则需要提高闪烁体探测器的时间分辨率。

1.5 本文研究内容

微透镜阵列能提高闪烁体的光提取效率, 但同时也会改变探测到的光子的时间特性, 从而影响探测器的时间分辨率。本文研究了在闪烁体出光面无微结构和出光面有微透镜阵列两种情况下, 闪烁光子的传播过程对时间特性的影响, 这对于理解和设计具有时间分辨率要求的探测器具有指导意义。

2 理论部分

2.1 理论模型

2.1.1 光子在表面无微结构的闪烁体中的传播过程

设长方体型闪烁体的长、宽、高分别为 a 、 b 、 h ，闪烁体材料的折射率为 n 。设闪烁体被激发时，发光中心位于闪烁体的中心，距离出光面的距离为 d ，且为各向同性闪烁点光源，如图 2.1 所示。

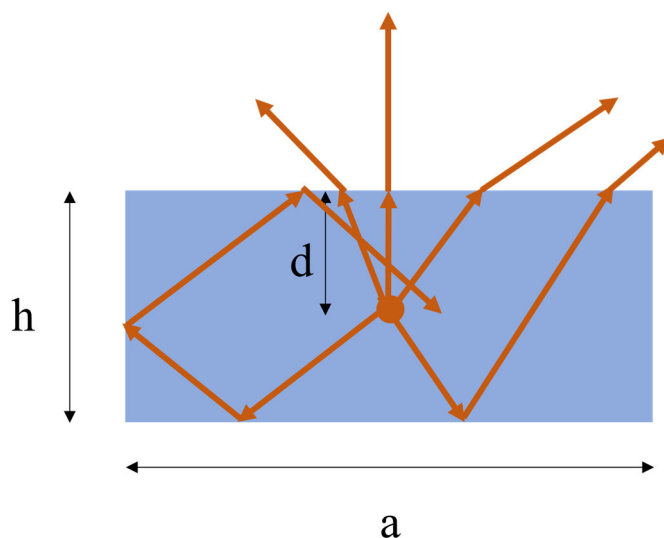


图 2.1 光子在表面无微结构的闪烁体中的传播过程示意图

设闪烁点光源的发光规律满足双 e 指数模型。设光电倍增管窗口紧贴于闪烁体表面，该面为出光面。设闪烁体表面均为自由光滑表面，当闪烁光子的入射角小于全反射角时，在表面发生菲涅尔反射和折射；当闪烁光子的入射角大于等于全反射角时，在表面发生全反射。不考虑闪烁体的自吸收。

数值模拟中将研究不同上升和衰减时间的光源发出的光子在不同尺寸闪烁体中的传播过程对时间特性和光输出效率的影响。

2.1.2 光子在出光面有微透镜阵列的闪烁体中的传播过程

设微透镜的形状为半球形微透镜，半径为 R ，折射率为 n_s 。设微透镜阵列的排列方式为正方排列，相邻两个微透镜之间没有间隙，如图 2.2 所示。

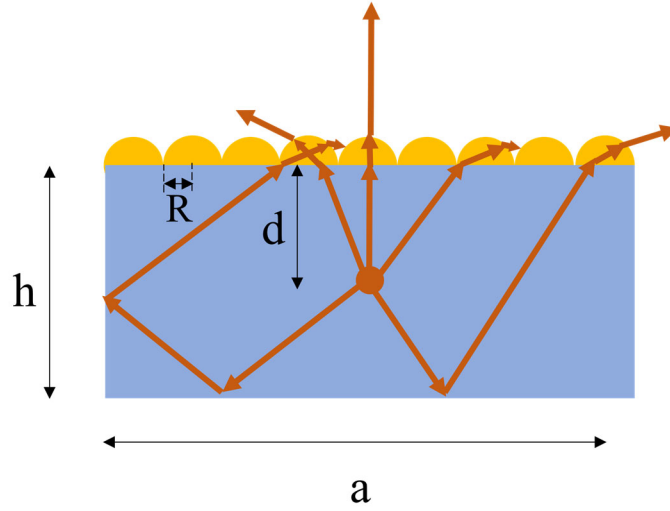


图 2.2 光子在表面有微透镜阵列的闪烁体中的传播过程示意图

数值模拟中,将研究不同上升和衰减时间的光源发出的光子在出光面镀有不同半径的微透镜的闪烁体中的传播过程对时间特性和光输出效率的影响。

2.2 模拟方法

2.2.1 点光源

A. 各向同性点光源

由 2.1 节中的理论模型可知,模拟中定义的光源为各向同性点光源。也就是说,在任意时刻、任意方向的单位立体角内,光源放出的光子数是相同的(每个光子的能量是相同的)。定义一个球坐标系 (r, θ, ϕ) 。其中, r 为坐标点 P 与原点的距离; $\theta \in [0, \pi]$,为原点到点 P 的连线与正 z 轴的夹角; $\phi \in [0, 2\pi]$,为坐标点 P 与原点的连线在 xy 平面上的投影线与正 x 轴的夹角。在模拟中,我们将 θ 分为 $(N_\theta + 1)$ 份,即 θ 取 $\left\{\theta_i = \frac{\pi}{N_\theta} \times i\right\}_{i=0,1,2,\dots,N_\theta}$,将 $\theta = \frac{\pi}{2}$ 处的 ϕ 分为 N_ϕ 份,即 $\phi|_{\theta=\frac{\pi}{2}}$ 取 $\left\{\phi_j = \frac{2\pi}{N_\phi} \times j\right\}_{j=1,2,\dots,N_\phi}$ 。为保证点光源的各向同性, N_θ 和 N_ϕ 应满足比例关系 $N_\theta:N_\phi = 1:2$,且在 $\theta_i = \frac{i\pi}{N_\theta}$ 处,我们将 ϕ 分为 N_{ϕ_i} 份, $N_{\phi_i} = [N_\phi \times \sin \theta_i] + 1$ (其中 $[]$ 为向下取整符号)。于是,我们定义了 $\sum_i N_{\phi_i}$ 个“无偏好的”光子出射方向,每个方向由 (θ, ϕ) 决定。设某一时刻,光源放出的总的光子数为 N_{photon} ,则每个方向上放出的光子数为 $\frac{N_{photon}}{\sum_i N_{\phi_i}}$ 。由此,在模拟中实现了对各向同性点光源的定义。

B. 点光源的双 e 指数模型

设点光源的发光规律满足双 e 指数模型,即设点光源的上升时间为 τ_r ,衰减时间为 τ_d ,

则 t 时刻，光源的发光强度为：

$$I(t) = k \cdot e^{-\frac{t}{\tau_d}} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_r}} \right) \quad (2.1)$$

其中， k 为常数。光源的发光强度的物理意义是单位时间内光源放出的光子数。设从零时刻开始，到无穷大的时间段内，光源放出的光子总数为 N_0 个，即

$$\int_0^{\infty} I(t) dt = N_0 \quad (2.2)$$

则

$$k = \frac{\tau_r + \tau_d}{\tau_d^2} \cdot N_0 \quad (2.3)$$

设光源的光子数总产额为 $N_0 = 10^6$ 个，则不同上升时间 τ_r 和衰减时间 τ_d 的光源的 $I(t)$ 曲线如图 2.3 和图 2.4 所示。

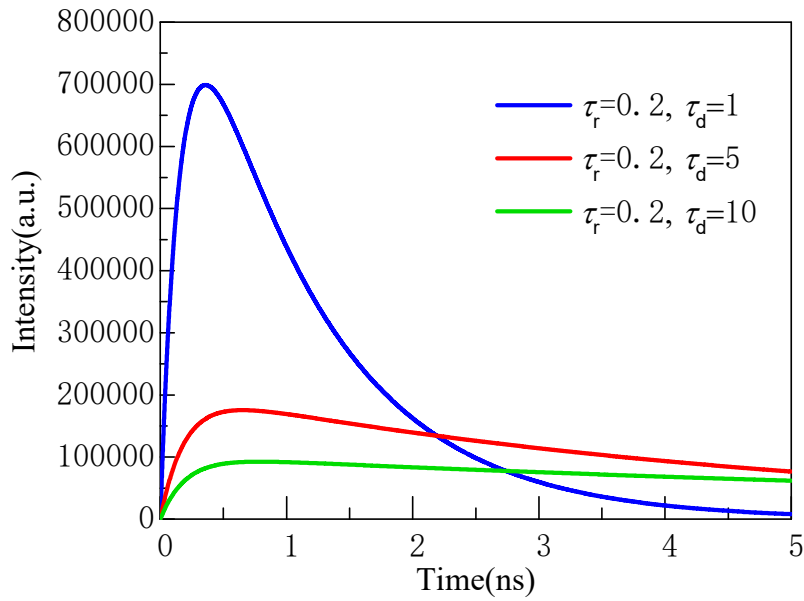


图 2.3 上升时间为 0.2 ns，衰减时间为 1 ns，5 ns，10 ns 的光源的时间特性曲线

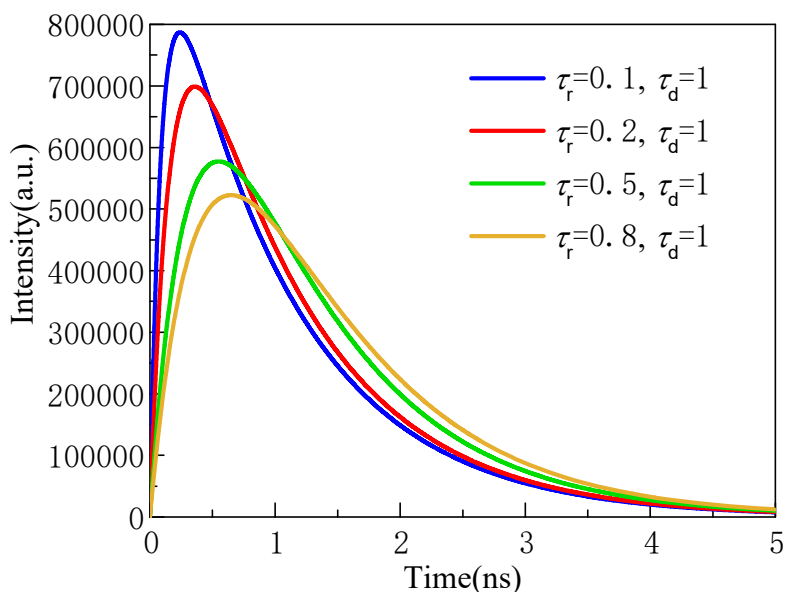


图 2.4 上升时间为 0.1 ns, 0.2 ns, 0.5 ns, 0.8 ns, 衰减时间为 1 ns 的光源的时间特性曲线

如图 2.3 和图 2.4 所示, 光源的发光强度随着时间的增长先增大后减小。设光源发光强度的极大值位置对应的坐标为 (τ_{max}, I_{max}) , 令 $\frac{dI(t)}{dt} = 0$ 可求出:

$$\tau_{max} = \tau_r \ln \left(1 + \frac{\tau_d}{\tau_r} \right) \quad (2.4)$$

当光源的光子数总产额 N_0 一定, 上升时间 τ_r 一定时, 随着衰减时间 τ_d 的增加, 光源的发光强度的极大值 I_{max} 逐渐减小, 且极大值处对应的时间 τ_{max} 逐渐增大; 当光源的光子数总产额 N_0 一定, 衰减时间 τ_d 一定时, 随着上升时间 τ_r 的增加, 光源的发光强度的极大值 I_{max} 逐渐减小, 且极大值处对应的时间 τ_{max} 逐渐增大。由此可见, 闪烁体材料的上升时间 τ_r 和衰减时间 τ_d 是很重要的两个本征参数, 它们共同决定了闪烁发光的强度曲线。

2.2.2 菲涅尔反射与折射

在 2.1 节中的理论模型中, 我们假设闪烁体各个表面均为自由光滑表面, 当闪烁光子的入射角小于全反射角时, 在表面发生菲涅尔反射和折射, 即大量光子的能量变化遵循经典的电磁理论。根据经典的电磁理论, 当一束光 (s 光或 p 光) 从折射率为 n_1 的介质入射到折射率为 n_2 的介质中时 (设入射角为 θ_1 , 折射角为 θ_2), 反射系数和透射系数的计算公式如下:

$$\begin{cases} r_s = \frac{E_{rs}}{E_{is}} = \frac{n_1 \cos \theta_1 - n_2 \cos \theta_2}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2} \\ t_s = \frac{E_{ts}}{E_{is}} = \frac{2n_1 \cos \theta_1}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2} \\ r_p = \frac{E_{rp}}{E_{ip}} = \frac{n_2 \cos \theta_1 - n_1 \cos \theta_2}{n_2 \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_2} \\ t_p = \frac{E_{tp}}{E_{ip}} = \frac{2n_1 \cos \theta_1}{n_2 \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_2} \end{cases} \quad (2.5)$$

设一束光子，总能量为 E_0 。假设其中“s光子”的能量和“p光子”的能量各占一半，则这束光子经过分界面处一次菲涅尔反射后，总能量变为：

$$E' = E_0 \times \left[1 - \frac{1}{2} \cdot \frac{4n_1 n_2 \cos \theta_1 \cos \theta_2}{(n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2)^2} - \frac{1}{2} \cdot \frac{4n_1 n_2 \cos \theta_1 \cos \theta_2}{(n_2 \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_2)^2} \right] \quad (2.6)$$

2.2.3 反射后的光线位置

A. 经过光滑平面反射

以长方体形闪烁体的中心为原点，闪烁体的右表面 $x = \frac{a}{2}$ 、前表面 $y = \frac{b}{2}$ 、上表面 $z = \frac{h}{2}$ 的法线方向为 x 轴、y 轴、z 轴正方向建立直角坐标系。设某一时刻，光线传播方向由矢量 $\vec{k} = (k_x, k_y, k_z)$ 表示。下面说明一束光线传播到闪烁体表面上某一点 (x_1, y_1, z_1) ，并发生反射后，该光线的传播方向 \vec{k}_2 、光线下一个到达的闪烁体表面及入射点位置 (x_2, y_2, z_2) 。

以该束光线在闪烁体右表面发生反射为例，设光线传播方向 $\vec{k} = (k_x, k_y, k_z)$ ($k_x > 0$ 总成立)，入射点为 $(\frac{a}{2}, y_1, z_1)$ ，则反射后光线的传播方向变为 $\vec{k}_2 = (-k_x, k_y, k_z)$ 。下面还需分 4 种情况进行讨论：

(1) $k_y > 0, k_z > 0$,

若 $\left| \frac{k_y}{k_x} \right| > \left| \frac{\frac{b}{2} - y_1}{a} \right|$ 且 $\left| \frac{k_z}{k_y} \right| > \left| \frac{\frac{h}{2} - z_1}{\frac{b}{2} - y_1} \right|$ ，则该光线下一个到达的表面为上表面，且入射点为：

$$\left(x_2 = x_1 - \frac{k_x}{k_z} \left(\frac{h}{2} - z_1 \right), y_2 = y_1 + \frac{k_y}{k_z} \left(\frac{h}{2} - z_1 \right), z_2 = \frac{h}{2} \right) \quad (2.7)$$

若 $\left| \frac{k_y}{k_x} \right| > \left| \frac{\frac{b}{2} - y_1}{a} \right|$ 且 $\left| \frac{k_z}{k_y} \right| < \left| \frac{\frac{h}{2} - z_1}{\frac{b}{2} - y_1} \right|$ ，则该光线下一个到达的表面为前表面，且入射点为：

$$\left(x_2 = x_1 - \frac{k_x}{k_y} \left(\frac{b}{2} - y_1 \right), y_2 = \frac{b}{2}, z_2 = z_1 + \frac{k_z}{k_y} \left(\frac{b}{2} - y_1 \right) \right) \quad (2.8)$$

若 $\left| \frac{k_y}{k_x} \right| < \left| \frac{\frac{b}{2} - y_1}{a} \right|$ 且 $\left| \frac{k_z}{k_x} \right| > \left| \frac{\frac{h}{2} - z_1}{a} \right|$ ，则该光线下一个到达的表面为上表面，且入射点为：

$$\left(x_2 = x_1 - \frac{k_x}{k_z} \left(\frac{h}{2} - z_1 \right), y_2 = y_1 + \frac{k_y}{k_z} \left(\frac{h}{2} - z_1 \right), z_2 = \frac{h}{2} \right) \quad (2.9)$$

若 $\left| \frac{k_y}{k_x} \right| < \left| \frac{\frac{b}{2} - y_1}{a} \right|$ 且 $\left| \frac{k_z}{k_x} \right| < \left| \frac{\frac{h}{2} - z_1}{a} \right|$ ，则该光线下一个到达的表面为左表面，且入射点为：

$$\left(x_2 = -\frac{a}{2}, y_2 = \frac{b}{2} + \frac{k_y}{k_x} \cdot a, z_2 = z_1 + \frac{k_z}{k_x} \cdot a \right) \quad (2.10)$$

(2) $k_y > 0, k_z < 0$,

若 $\left|\frac{ky}{kx}\right| > \left|\frac{\frac{b}{2}-y_1}{a}\right|$ 且 $\left|\frac{kz}{ky}\right| > \left|\frac{\frac{h}{2}-z_1}{\frac{b}{2}-y_1}\right|$, 则该光线下一个到达的表面为下表面, 且入射点为:

$$\left(x_2 = x_1 - \frac{k_x}{k_z}\left(-\frac{h}{2} - z_1\right), y_2 = y_1 + \frac{k_y}{k_z}\left(-\frac{h}{2} - z_1\right), z_2 = -\frac{h}{2}\right) \quad (2.11)$$

若 $\left|\frac{ky}{kx}\right| > \left|\frac{\frac{b}{2}-y_1}{a}\right|$ 且 $\left|\frac{kz}{ky}\right| < \left|\frac{\frac{h}{2}-z_1}{\frac{b}{2}-y_1}\right|$, 则该光线下一个到达的表面为前表面, 且入射点为:

$$\left(x_2 = x_1 - \frac{k_x}{k_y}\left(\frac{b}{2} - y_1\right), y_2 = \frac{b}{2}, z_2 = z_1 + \frac{k_z}{k_y}\left(\frac{b}{2} - y_1\right)\right) \quad (2.12)$$

若 $\left|\frac{ky}{kx}\right| < \left|\frac{\frac{b}{2}-y_1}{a}\right|$ 且 $\left|\frac{kz}{kx}\right| > \left|\frac{\frac{h}{2}-z_1}{a}\right|$, 则该光线下一个到达的表面为下表面, 且入射点为:

$$\left(x_2 = x_1 - \frac{k_x}{k_z}\left(-\frac{h}{2} - z_1\right), y_2 = y_1 + \frac{k_y}{k_z}\left(-\frac{h}{2} - z_1\right), z_2 = -\frac{h}{2}\right) \quad (2.13)$$

若 $\left|\frac{ky}{kx}\right| < \left|\frac{\frac{b}{2}-y_1}{a}\right|$ 且 $\left|\frac{kz}{kx}\right| < \left|\frac{\frac{h}{2}-z_1}{a}\right|$, 则该光线下一个到达的表面为左表面, 且入射点为:

$$\left(x_2 = -\frac{a}{2}, y_2 = \frac{b}{2} + \frac{k_y}{k_x} \cdot a, z_2 = z_1 + \frac{k_z}{k_x} \cdot a\right) \quad (2.14)$$

(3) $k_y < 0, k_z > 0$,

若 $\left|\frac{ky}{kx}\right| > \left|\frac{\frac{b}{2}-y_1}{a}\right|$ 且 $\left|\frac{kz}{ky}\right| > \left|\frac{\frac{h}{2}-z_1}{\frac{b}{2}-y_1}\right|$, 则该光线下一个到达的表面为上表面, 且入射点为:

$$\left(x_2 = x_1 - \frac{k_x}{k_z}\left(\frac{h}{2} - z_1\right), y_2 = y_1 + \frac{k_y}{k_z}\left(\frac{h}{2} - z_1\right), z_2 = \frac{h}{2}\right) \quad (2.15)$$

若 $\left|\frac{ky}{kx}\right| > \left|\frac{\frac{b}{2}-y_1}{a}\right|$ 且 $\left|\frac{kz}{ky}\right| < \left|\frac{\frac{h}{2}-z_1}{\frac{b}{2}-y_1}\right|$, 则该光线下一个到达的表面为后表面, 且入射点为:

$$\left(x_2 = x_1 - \frac{k_x}{k_y}\left(-\frac{b}{2} - y_1\right), y_2 = -\frac{b}{2}, z_2 = z_1 + \frac{k_z}{k_y}\left(-\frac{b}{2} - y_1\right)\right) \quad (2.16)$$

若 $\left|\frac{ky}{kx}\right| < \left|\frac{\frac{b}{2}-y_1}{a}\right|$ 且 $\left|\frac{kz}{kx}\right| > \left|\frac{\frac{h}{2}-z_1}{a}\right|$, 则该光线下一个到达的表面为上表面, 且入射点为:

$$\left(x_2 = x_1 - \frac{k_x}{k_z}\left(\frac{h}{2} - z_1\right), y_2 = y_1 + \frac{k_y}{k_z}\left(\frac{h}{2} - z_1\right), z_2 = \frac{h}{2}\right) \quad (2.17)$$

若 $\left|\frac{ky}{kx}\right| < \left|\frac{\frac{b}{2}-y_1}{a}\right|$ 且 $\left|\frac{kz}{kx}\right| < \left|\frac{\frac{h}{2}-z_1}{a}\right|$, 则该光线下一个到达的表面为左表面, 且入射点为:

$$\left(x_2 = -\frac{a}{2}, y_2 = \frac{b}{2} + \frac{k_y}{k_x} \cdot a, z_2 = z_1 + \frac{k_z}{k_x} \cdot a\right) \quad (2.18)$$

(4) $k_y < 0, k_z < 0$,

若 $\left|\frac{ky}{kx}\right| > \left|\frac{\frac{b}{2}-y_1}{a}\right|$ 且 $\left|\frac{kz}{ky}\right| > \left|\frac{\frac{h}{2}-z_1}{\frac{b}{2}-y_1}\right|$, 则该光线下一个到达的表面为下表面, 且入射点为:

$$\left(x_2 = x_1 - \frac{k_x}{k_z}\left(-\frac{h}{2} - z_1\right), y_2 = y_1 + \frac{k_y}{k_z}\left(-\frac{h}{2} - z_1\right), z_2 = -\frac{h}{2}\right) \quad (2.19)$$

若 $\left|\frac{ky}{kx}\right| > \left|\frac{\frac{b}{2}-y_1}{a}\right|$ 且 $\left|\frac{kz}{ky}\right| < \left|\frac{\frac{h}{2}-z_1}{\frac{b}{2}-y_1}\right|$, 则该光线下一个到达的表面为后表面, 且入射点为:

$$\left(x_2 = x_1 - \frac{k_x}{k_y} \left(-\frac{b}{2} - y_1 \right), y_2 = -\frac{b}{2}, z_2 = z_1 + \frac{k_z}{k_y} \left(-\frac{b}{2} - y_1 \right) \right) \quad (2.20)$$

若 $\left| \frac{ky}{kx} \right| < \left| \frac{-\frac{b}{2} - y_1}{a} \right|$ 且 $\left| \frac{kz}{kx} \right| > \left| \frac{-\frac{h}{2} - z_1}{a} \right|$ ，则该光线下一个到达的表面为下表面，且入射点为：

$$\left(x_2 = x_1 - \frac{k_x}{k_z} \left(-\frac{h}{2} - z_1 \right), y_2 = y_1 + \frac{k_y}{k_z} \left(-\frac{h}{2} - z_1 \right), z_2 = -\frac{h}{2} \right) \quad (2.21)$$

若 $\left| \frac{ky}{kx} \right| < \left| \frac{-\frac{b}{2} - y_1}{a} \right|$ 且 $\left| \frac{kz}{kx} \right| < \left| \frac{-\frac{h}{2} - z_1}{a} \right|$ ，则该光线下一个到达的表面为左表面，且入射点为：

$$\left(x_2 = -\frac{a}{2}, y_2 = \frac{b}{2} + \frac{k_y}{k_x} \cdot a, z_2 = z_1 + \frac{k_z}{k_x} \cdot a \right) \quad (2.22)$$

光线与闪烁体其它表面发生反射的情况同理。

B. 经过微透镜反射

若闪烁体出光面（即上表面）上铺有微透镜阵列，则当一束光子传播到上表面时，将进入微透镜阵列继续传播。其中，一部分光子被微透镜阵列提取并被探测器收集；一部分光子被反射回闪烁体内部继续传播。

模拟中的微透镜形状均为半球形。设微透镜的半径为 R ，以微透镜的圆心为原点，同样以闪烁体的右表面 $x = \frac{a}{2}$ 、前表面 $y = \frac{b}{2}$ 、上表面 $z = \frac{h}{2}$ 的法线方向为 x 轴、 y 轴、 z 轴正方向建立直角坐标系。设某一时刻，一束传播方向为 $\vec{k} = (k_x, k_y, k_z)$ 的光线入射到微透镜底面上某一点 (x_1, y_1, z_1) ，下面说明该束光线在微透镜内的传播路径、发生单次或多次反射后从微透镜底面上出射的位置 (x_2, y_2, z_2) 和此时光线的传播方向 \vec{k}_2 。

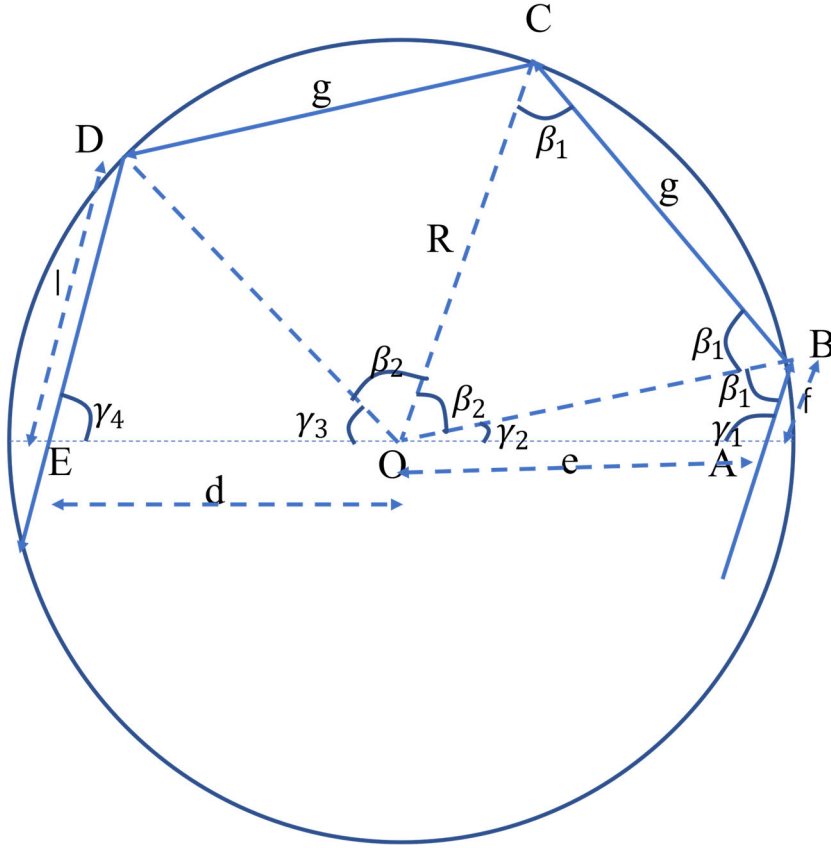


图 2.5 光线在微透镜内的传播过程示意图

如图 2.5 所示，由原点 O 指向入射点 A 的向量 $\vec{e} = (x_1, y_1, z_1)$ ，入射光线方向 \vec{k} 与 $-\vec{e}$ 的夹角 $\gamma_1 \equiv \angle \vec{k}, -\vec{e}$ ，微透镜的半径 R 均为已知量。设光线与微透镜的第一个交点为 B ，设 $\overline{AB} = f$ ， $\angle OBA = \beta_1$ ， $\angle AOB = \gamma_2$ ，则在三角形 OAB 中，由正弦定理，

$$\frac{e}{\sin \beta_1} = \frac{R}{\sin \gamma_1} = \frac{f}{\sin \gamma_2} \quad (2.23)$$

所以，

$$\begin{cases} \beta_1 = \arcsin \frac{e \sin \gamma_1}{R} \\ f = \frac{R \sin \gamma_2}{\sin \gamma_1}, \text{ 其中 } \gamma_2 = \pi - \gamma_1 - \beta_1 \end{cases} \quad (2.24)$$

所以 B 点坐标 (x_B, y_B, z_B) 为：

$$(x_1 + k_x \cdot f, y_1 + k_y \cdot f, z_1 + k_z \cdot f) \quad (2.25)$$

设光线与微透镜的第二个交点为 C （也有可能只有一个交点，此处假设第二个交点的存在是为了对一般性情况进行更好地说明），则 $\angle OCB = \angle OBC = \beta_1$ 。设 $\overline{BC} = g$ ， $\angle BOC = \beta_2$ ，则 $\beta_2 = \pi - 2\beta_1$ ， $g = 2R \cos \beta_1$ 。已知向量 \overline{AB} 的方向向量 $\vec{k}_{AB} = (k_x, k_y, k_z)$ ， \overline{OB} 的方向向量

$\overrightarrow{k_{OB}} = \left(\frac{x_B}{R}, \frac{y_B}{R}, \frac{z_B}{R} \right)$, 则 \overrightarrow{BC} 的方向向量为:

$$\overrightarrow{k_{BC}} = \overrightarrow{k_{AB}} - 2 \cos \beta_1 \cdot \overrightarrow{k_{OB}} \quad (2.26)$$

所以 C 点坐标 (x_C, y_C, z_C) 为:

$$(x_B + k_{BCx} \cdot g, y_B + k_{BCy} \cdot g, z_B + k_{BCz} \cdot g) \quad (2.27)$$

设光线与微透镜发生 n_{inflect} 次反射, 最后一次反射的位置为 D 点 (x_D, y_D, z_D) , 则 $n_{\text{inflect}} = \left\lfloor \frac{\pi - \gamma_2}{\beta_2} \right\rfloor + 1$ ($\lfloor \cdot \rfloor$ 为向下取整符号), 且 D 点坐标可由前面讨论的方法迭代求出。

设最后从微透镜底面出射的位置为 E 点, 则 $\angle ODE = \beta_1$, 且 \overrightarrow{DE} 的方向向量 $\overrightarrow{k_{DE}}$ 可由前面讨论的方法迭代求出, 为已知量。设 $\overline{DE} = l, \overline{OE} = d, \angle DOE = \gamma_3, \angle DEO = \gamma_4$, 则 $\gamma_3 = \pi - \gamma_2 - (n_{\text{inflect}} - 1) \cdot \beta_2, \gamma_4 = \pi - \gamma_3 - \beta_1$ 。在三角形 OAB 中, 由正弦定理,

$$\frac{d}{\sin \beta_1} = \frac{R}{\sin \gamma_4} = \frac{l}{\sin \gamma_3} \quad (2.28)$$

所以,

$$l = \frac{R \sin \gamma_3}{\sin \gamma_4} \quad (2.29)$$

所以 E 点坐标 (x_2, y_2, z_2) 为:

$$(x_D + k_{DEx} \cdot l, y_D + k_{DEy} \cdot l, z_D + k_{DEz} \cdot l) \quad (2.30)$$

光线在微透镜内传播的总光程为:

$$L_{\text{microlens}} = f + (n_{\text{inflect}} - 1) \cdot g + l \quad (2.31)$$

于是, 我们得到了一束光线经过微透镜作用后的出射位置、出射方向和光线在微透镜内传播的总光程。

2.2.4 流程图

结合 2.2.1-2.2.3 节中讨论的内容, 理论模型的模拟实现流程如图 2.6 所示。其中, $N_{\text{iteration}}$ 为迭代次数, 其物理意义是一束光子与闪烁体表面发生碰撞的总次数, 可根据所需精度自行定义。

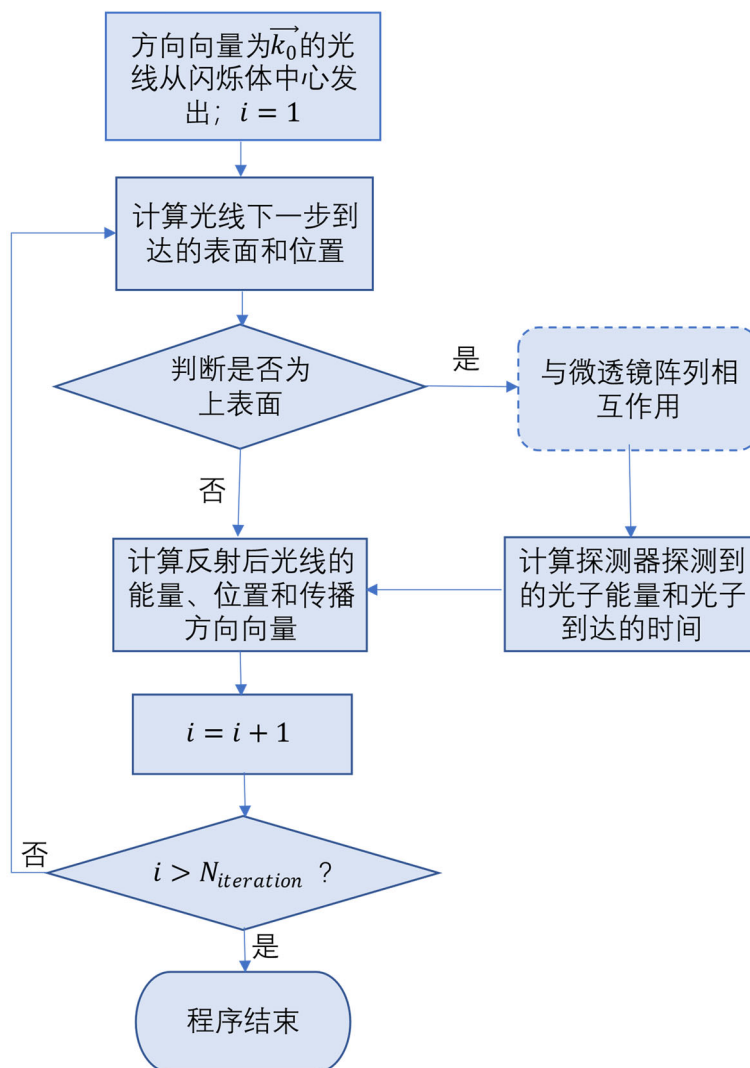


图 2.6 理论模型的模拟实现流程图

2.3 重要参数与表征参量

N_0 : 点光源从 $t = 0$ 时刻到 $t = \infty$ 发出的总光子数, 见 (2.2) 式。

τ_r : 点光源的上升时间, 见 (2.1) 式。

τ_d : 点光源的衰减时间, 见 (2.1) 式。

τ_{max} : 点光源发光强度取极大值时对应的时间。由 (2.4) 式可知, τ_{max} 由上升时间和衰减时间共同决定。

$FWHM_{light}$: 点光源发光强度曲线 $I(t)$ 的半高全宽, 反映了点光源本身的时间弥散程度。

$t_{FWHM_{light}}^-$: 有两个时刻点光源的发光速率为峰值的一半, 对应的数值更小的时刻。

$t_{FWHM_{light}}^+$: 有两个时刻点光源的发光速率为峰值的一半, 对应的数值更大的时刻。

t_{size} : 光子走过闪烁体的高所需的时间, 即

$$t_{size} = \frac{nh}{c} \quad (2.32)$$

其中 n 为闪烁体的折射率, h 为闪烁体的高, $c = 3 \times 10^8 \text{ m/s} = 3 \times 10^2 \text{ mm/ns}$ 为光速。 t_{size} 与闪烁体尺寸相关, 反映了闪烁体尺寸对应的特征时长。

t_{peak} : 光子在闪烁体内传播后, 探测到的发光强度取极大值时对应的时间。

$FWHM$: 光子在闪烁体内传播后, 探测到的发光强度的半高全宽, 反映了光子在闪烁体内传播后的时间弥散程度。

$\Delta FWHM$: 探测器探测到的发光速率的半高全宽与点光源发光速率曲线的半高全宽之差, 即 $\Delta FWHM = FWHM - FWHM_{light}$, 反映了光子在闪烁体内的传播过程及与微透镜阵列的相互作用对时间弥散程度的影响。

t_{FWHM}^- : 有两个时刻探测到的发光速率为峰值的一半, 对应的数值更小的时刻。

t_{FWHM}^+ : 有两个时刻探测到的发光速率为峰值的一半, 对应的数值更大的时刻。

η_E : 出光比, 即在截止时间内探测器探测到的总光子数 N_{detect} 占点光源在截止时间内发出的总光子数 N_{light} 的比例,

$$\eta_E = \frac{N_{detect}}{N_{light}} \times 100\% \quad (2.33)$$

在上述各个参数和参量中, $N_0, \tau_r, \tau_d, \tau_{max}, FWHM_{light}, t_{size}$ 由闪烁体本身的发光性质和闪烁体尺寸决定, 为本征参量, 与传播过程无关; 而 $t_{peak}, FWHM, \Delta FWHM, \eta_E$ 与传播过程有关, 由上述本征参量和传播过程共同决定。

3 模拟结果与分析

3.1 光子在表面无微结构的闪烁体中的传播过程对时间特性的影响

3.1.1 脉冲光下闪烁体的发光强度

为了更好地理解和说明双 e 指数时间特性的点光源发出的光子在闪烁体内传播的时间特性，我们先对脉冲光发出的光子在闪烁体内传播的时间特性进行了模拟。

设 $t = 0$ 时刻，总能量为 $N_0 = 10^6$ 个光子的脉冲光从 $n = 2$ ， $a \times b \times h = 2 \times 2 \times 20 \text{ mm}^3$ （对应的 $t_{size} = 0.133 \text{ ns}$ ）的闪烁体（出光面无结构）中心发出，则探测到的发光强度曲线 $I(t)$ 如图 3.1 所示。其中，图 3.1 (a) 为总的发光强度曲线，图 3.1 (b) 为上半部分光 ($\theta \in [0, \frac{\pi}{2}]$)

对发光强度的贡献，图 3.1 (c) 为下半部分光 ($\theta \in [\frac{\pi}{2}, \pi]$) 对发光强度的贡献。

如图 3.1，总的发光强度曲线有三个峰。三个峰的起始点时间分别为：0.067 ns，0.199 ns，0.333 ns。间隔约为 t_{size} ，且第一个峰的起始点位置为 $\frac{t_{size}}{2}$ 。可以推知，上半部分光的直接到达出光面出射导致了第一个峰的出现；下半部分光经底面反射一次，并经侧面反射到达出光面出射导致了第二个峰的出现；上半部分光经上表面反射，又经下表面反射回上表面出射导致了第三个峰的出现。

由于界面处的菲涅尔反射和折射对能量的损耗，三个峰的峰值逐渐减小；又由于每一次菲涅尔反射后，小角度光占比减小，大角度光在闪烁体中需经过多次反射后才能到达出光面并被探测，所以后一个峰相较于前一个峰更加弥散。

此外，三个峰的峰值位置对应的时间为：0.074 ns，0.229 ns，0.382 ns，间隔比 $2t_{size}$ 略大，约为 0.154 ns。这是因为探测器接收到的光子的总能量涉及两方面因素：发生菲涅尔反射时，不同入射角对应的能量反射率不同；不同入射角的光子占有的能量比例不同。对于 $n = 2$ 的闪烁体材料，全反射角 $\theta_c = 30^\circ$ ，布鲁斯特角 $\theta_B \approx 26.6^\circ$ 。出射角为 $0 \sim 26.6^\circ$ 的光子能量占比为 5.28%；出射角为 $26.6^\circ \sim 30^\circ$ 的光子能量占比为 1.42%。根据 (2.5) 式可知：出射角为 $0 \sim 26.6^\circ$ 的光子经过一次菲涅尔反射后，大部分光子透射出闪烁体表面，只留下很少一部分光子留在闪烁体内；而出射角为 $26.6^\circ \sim 30^\circ$ 的光子经过一次菲涅尔反射后，大部分光子留在闪烁体内。于是，从第二个峰以后，探测到的光子大部分来自大角度光的贡献。下面取极端情况计算说明。出射角为 30° 的光相邻两次传播到上表面的时间差为 $\frac{2}{\sqrt{3}} t_{size}$ ，即 0.154 ns，与模拟结果相符。

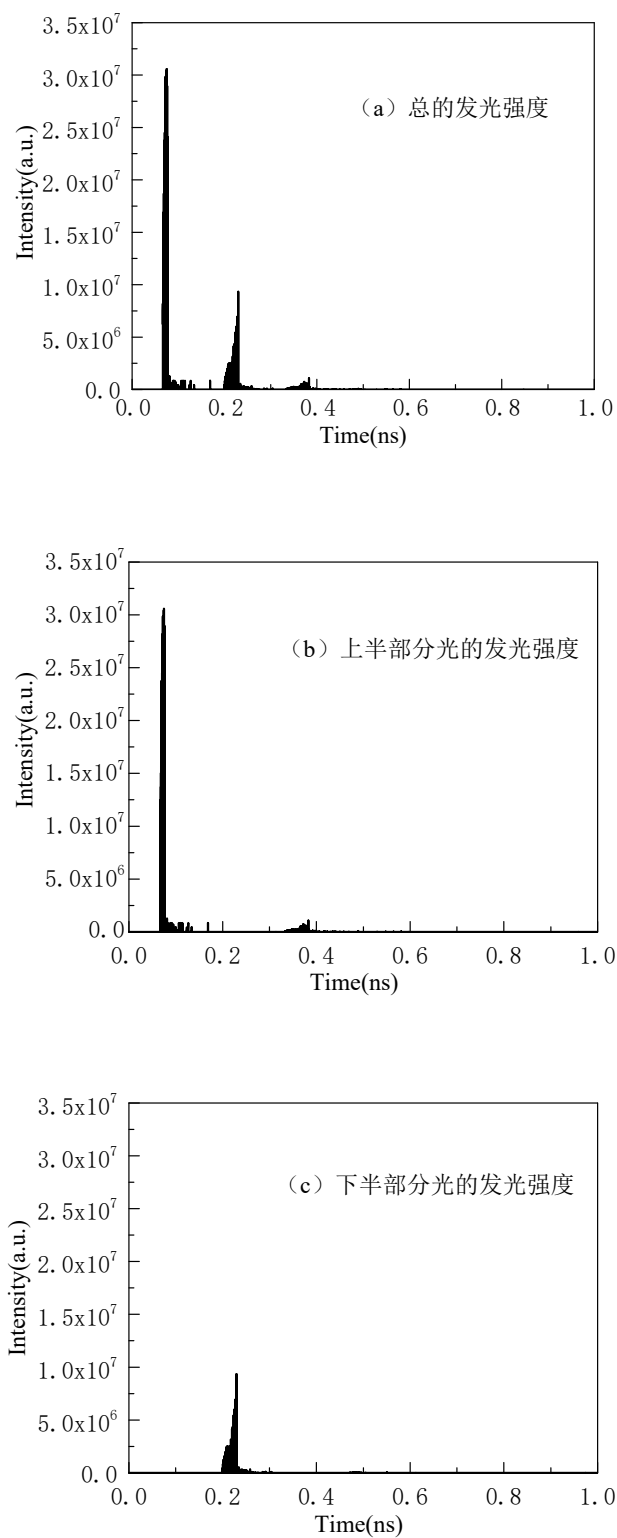


图 3.1 脉冲光在 $n = 2, a \times b \times h = 2 \times 2 \times 20 \text{ mm}^3$ 的闪烁体（出光面无结构）内传播，探测到的发光强度（a）总的发光强度（b）上半部分光的发光强度（c）下半部分光的发光强度

设 $t = 0$ 时刻，总能量为 $N_0 = 10^6$ 个光子的脉冲光从 $n = 2, a \times b \times h = 10 \times 10 \times 100 \text{ mm}^3$ （对应的 $t_{size} = 0.667 \text{ ns}$ ）的闪烁体（出光面无结构）中心发出，则探测到的发光强度曲线 $I(t)$ 如图 3.2 中黑线所示。

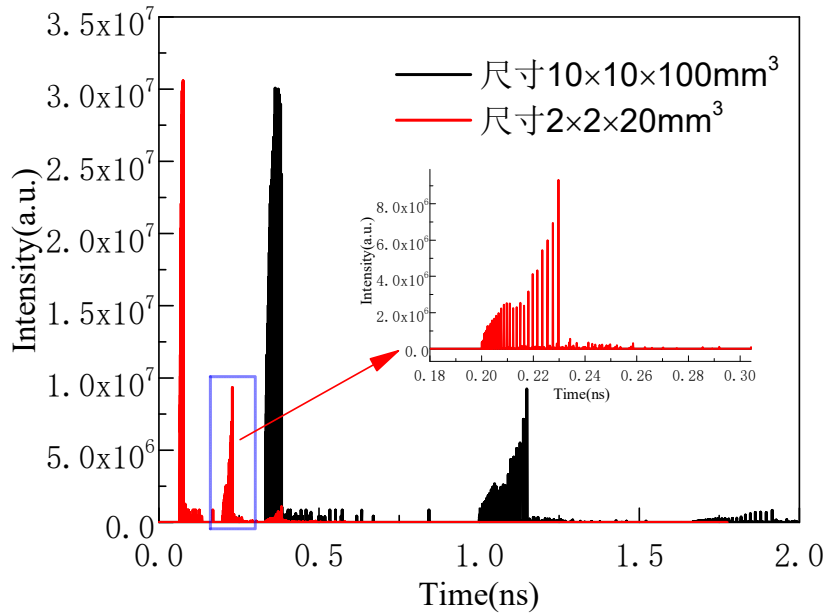


图 3.2 脉冲光在 $n = 2, 2 \times 2 \times 20 \text{ mm}^3$ （红）和 $10 \times 10 \times 100 \text{ mm}^3$ （黑）的闪烁体（出光面无结构）内传播，探测到的发光强度

由模拟结果可知，若等比例增大闪烁体的尺寸，则相当于对时间轴做伸缩变换，波形是不变的，这与理论上的预测是相一致的。

总之，对表面无结构的闪烁体，探测器接收到的光子能量主要来源是上半部分光第一次出射的光子（记为 A）和下半部分光第一次出射的光子（记为 B），且接受到 A 与 B 的贡献的时间差比 $2t_{size}$ 略大，B 峰相比于 A 峰更弥散。若等比例缩放闪烁体的长宽高，得到的发光强度曲线相当于对时间轴做伸缩变换，波形是不变的。

3.1.2 闪烁体的尺寸对时间特性的影响

由 3.1.1 节中的讨论可知，若光源为脉冲光，则等比例缩放闪烁体的长宽高，得到的 $I(t)$ 曲线相当于对时间轴做伸缩变换，波形是不变的。当光源具有一定的展宽时，等比例缩放闪烁体的长宽高，得到的 $I(t)$ 曲线不仅需要对时间轴做伸缩变换，还需考虑光源的形状，波形是会变化的。

下面取快闪烁体（如 Ga_2O_3 ）的参数进行模拟，并说明闪烁体尺寸对探测到的光子的时间特性的影响。设光源的上升时间 $\tau_r = 0.2 \text{ ns}$ ，衰减时间 $\tau_d = 1 \text{ ns}$ ，闪烁体的折射率 $n = 2$ ，

尺寸分别为 $0.2 \times 0.2 \times 2 \text{ mm}^3$ 、 $2 \times 2 \times 20 \text{ mm}^3$ 、 $5 \times 5 \times 50 \text{ mm}^3$ 、 $10 \times 10 \times 100 \text{ mm}^3$ 、 $20 \times 20 \times 200 \text{ mm}^3$ ，则对不同尺寸的闪烁体，探测到的发光强度曲线 $I(t)$ 如图 3.3 所示。

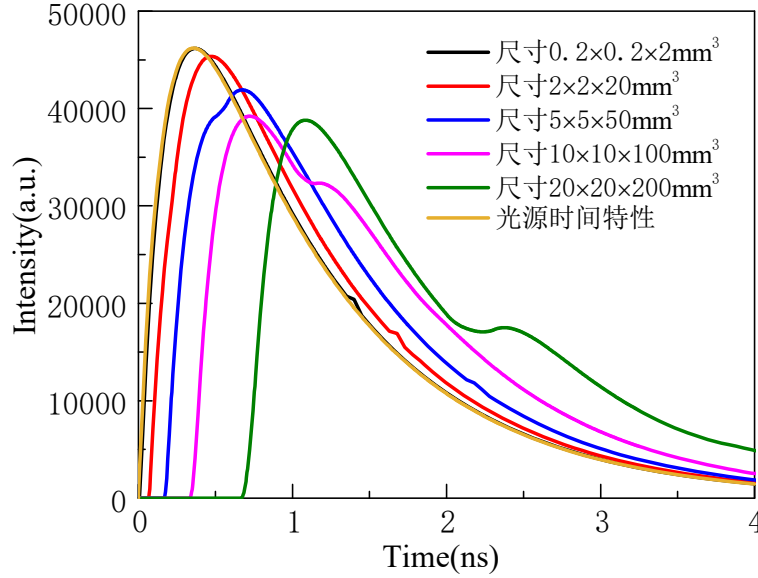


图 3.3 $\tau_r = 0.2\text{ns}$, $\tau_d = 1\text{ns}$ 的光源发出的光子在不同尺寸闪烁体（出光面无结构）内传播，探测到的发光强度

如图 3.3，随着闪烁体尺寸的增大， $I(t)$ 曲线的峰值位置对应的时间 t_{peak} 逐渐增大，且近似满足 $t_{peak} - \tau_{max} = \frac{t_{size}}{2}$ 。结合 3.1.1 中脉冲光的结果可知，这是因为探测到的光子主要来自上半部分光第一次出射的光子，而上半部分光从发出至到达上表面并出射需要的时间约为 $\frac{t_{size}}{2}$ 。此外，随着闪烁体尺寸的增大， $I(t)$ 曲线的峰值逐渐减小，这是因为相同出射角的光子在闪烁体内传播的时间变长，于是在相同时间内，探测器接收到的光子数减少，时间特性更加弥散。

当闪烁体尺寸增大到 $10 \times 10 \times 100 \text{ mm}^3$ 和 $20 \times 20 \times 200 \text{ mm}^3$ 时， $I(t)$ 曲线除了有一个峰之外，在峰之后还会出现一个平台。平台对应的时间 $t_{platform}$ 分别为：1.15 ns，2.34 ns，约为 $\frac{3}{2}t_{size}$ 。结合 3.1.1 中脉冲光的结果及平台出现的时间可知，这是因为下半部分光经底面反射后第一次出射的光子被探测到了。此时，探测到的光子既有 $(t_{platform} - \frac{t_{size}}{2})$ 时刻附近光源发出的上半部分光出射的贡献，又有 $(t_{platform} \approx \frac{3}{2}t_{size})$ 时刻附近光源发出的下半部分光出射的贡献，前者为主，后者为次，两者叠加形成了一个平台。

下面探讨闪烁体尺寸对表征时间特性非常重要的参量—— $FWHM$ 的影响。对上升时间 $\tau_r = 0.2 \text{ ns}$ ，衰减时间 $\tau_d = 1 \text{ ns}$ 的光源，其本身的时间特性曲线的半高宽为 $FWHM_{light} = 1.156 \text{ ns}$ 。光子在不同尺寸的闪烁体中传播后，探测到的发光强度曲线的半高宽 $FWHM$ ，半高宽变化量 $\Delta FWHM$ ，半高宽变化量比例 $\frac{\Delta FWHM}{FWHM_{light}}$ 如表 3.1 所示：

表 3.1 $\tau_r = 0.2 \text{ ns}$ ， $\tau_d = 1 \text{ ns}$ 的光源发出的光子在不同尺寸闪烁体内传播后，得到的发光强度曲线的时间特性参数

闪烁体尺寸 (mm^3)	$FWHM$ (ns)	$\Delta FWHM$ (ns)	$\frac{\Delta FWHM}{FWHM_{light}}$
$0.2 \times 0.2 \times 2$	1.156	3.787×10^{-6}	$3.28 \times 10^{-4}\%$
$2 \times 2 \times 20$	1.184	0.0276	2.39%
$5 \times 5 \times 50$	1.319	0.163	14.1%
$10 \times 10 \times 100$	1.448	0.292	25.2%
$20 \times 20 \times 200$	1.178	0.0214	1.85%

当闪烁体的尺寸特别小时，光子在闪烁体内的传播过程对 $FWHM$ 几乎没有影响。尽管光源放出的上半部分光与光源放出的下半部分光的被探测到的能量不同，但由于两者被探测到的时间间隔很小，于是对总的波形和 $FWHM$ 几乎没有影响。随着闪烁体尺寸的增大， $FWHM$ 先增大后减小，这与上半部分光第一次出射的光子（记为 A）下半部分光第一次出射的光子（记为 B）形成的曲线的相对位置关系有关。由前面的讨论并结合 (2.1) 式可知，A 类光子形成的 $I(t)$ 曲线（记为 A 曲线）的 t_{Apeak} ， t_{AFWHM}^- ， t_{AFWHM}^+ 为：

$$t_{Apeak} \approx \tau_{max} + \frac{t_{size}}{2} \quad (3.1)$$

$$t_{AFWHM}^- \approx t_{FWHM_{light}}^- + \frac{t_{size}}{2} \approx \frac{1}{2} \tau_{max} + \frac{t_{size}}{2} \quad (3.2)$$

$$t_{AFWHM}^+ \approx t_{FWHM_{light}}^+ + \frac{t_{size}}{2} \approx \tau_{max} + \tau_d \ln 2 + \frac{t_{size}}{2} \approx \tau_{max} + \frac{t_{size}}{2} + 0.7 \tau_d \quad (3.3)$$

B 类光子形成的 $I(t)$ 曲线（记为 B 曲线）的起始点位置 t_{B0} 及 t_{Bpeak} 为：

$$t_{B0} \approx \frac{3}{2} t_{size} \quad (3.4)$$

$$t_{Bpeak} \approx \tau_{max} + \frac{3}{2} t_{size} \quad (3.5)$$

为了确定 A、B 曲线的相对位置，我们需要比较 t_{B0} 与 t_{AFWHM}^- 、 t_{B0} 与 t_{Apeak} 和 t_{Bpeak} 与 t_{AFWHM}^+ 的大小关系，即 $\frac{3}{2} t_{size}$ 与 $\frac{1}{2} \tau_{max} + \frac{t_{size}}{2}$ 、 $\frac{3}{2} t_{size}$ 与 $\tau_{max} + \frac{t_{size}}{2}$ 、 $\tau_{max} + \frac{3}{2} t_{size}$ 与 $\tau_{max} +$

$\frac{t_{size}}{2} + 0.7\tau_d$ 的大小关系，等价于比较 t_{size} 与 $\frac{1}{2}\tau_{max}$ 、 τ_{max} 、 $0.7\tau_d$ 的大小关系。由于 $\tau_r = 0.2\text{ ns}$,

$\tau_d = 1\text{ ns}$ ，所以 $\tau_{max} \approx 0.356\text{ ns}$ ，且 $\frac{1}{2}\tau_{max} < \tau_{max} < 0.7\tau_d$ 。

当 $t_{size} \approx 0$ ，即闪烁体的尺寸很小时， $t_{AFWHM}^- \approx t_{BFWHM}^-$ ， $t_{AFWHM}^+ \approx t_{BFWHM}^+$ ， $t_{Apeak} \approx t_{Bpeak}$ 。所以整体上， $t_{FWHM}^- \approx t_{AFWHM}^-$ ， $t_{FWHM}^+ \approx t_{AFWHM}^+$ ，所以 $\Delta FWHM = t_{FWHM}^+ - t_{FWHM}^- \approx t_{FWHM_{light}}^+ - t_{FWHM_{light}}^- = \Delta FWHM_{light}$ 。

随着 t_{size} 的逐渐增大，但仍满足 $t_{size} < \frac{1}{2}\tau_{max} < \tau_{max} < 0.7\tau_d$ 关系时， $t_{B0} < t_{AFWHM}^-$ ， $t_{B0} < t_{Apeak}$ ， $t_{Bpeak} < t_{AFWHM}^+$ 。设 $t_{FWHM}^- = t_{AFWHM}^- + \Delta t^-$ ， $t_{FWHM}^+ \approx t_{AFWHM}^+ + \Delta t^+$ ，则随着 t_{size} 的增大， Δt^- 、 Δt^+ 增大，但由于 $I(t)$ 曲线的上升部分较陡，下降部分较缓，所以 $\Delta t^- < \Delta t^+$ ，且 t_{size} 越大， $(\Delta t^+ - \Delta t^-)$ 越大，即 $\Delta FWHM$ 越大。

随着 t_{size} 的继续增大，当 $\frac{1}{2}\tau_{max} < t_{size} < \tau_{max} < 0.7\tau_d$ 时， $t_{B0} > t_{AFWHM}^-$ ， $t_{B0} < t_{Apeak}$ ， $t_{Bpeak} < t_{AFWHM}^+$ 。 $(\Delta t^+ - \Delta t^-)$ 进一步大，即 $\Delta FWHM$ 继续变大。

当 $\frac{1}{2}\tau_{max} < \tau_{max} < t_{size} < 0.7\tau_d$ 时， $t_{B0} > t_{AFWHM}^-$ ， $t_{B0} > t_{Apeak}$ ， $t_{Bpeak} < t_{AFWHM}^+$ ，此时 $\Delta t^- \approx 0$ ， Δt^+ 变大，所以 $(\Delta t^+ - \Delta t^-)$ 进一步大，即 $\Delta FWHM$ 继续变大。同时，有平台出现。

当 $\frac{1}{2}\tau_{max} < \tau_{max} < 0.7\tau_d < t_{size}$ 时， $t_{B0} > t_{AFWHM}^-$ ， $t_{B0} > t_{Apeak}$ ， $t_{Bpeak} > t_{AFWHM}^+$ 。此时，B 曲线的峰值出现在 t_{AFWHM}^+ 之后，总体上看，B 曲线的叠加对 $I(t)$ 曲线的峰值和 $FWHM$ 没有影响。所以 $\Delta FWHM$ 变小。

设在 $0 \sim 4\text{ ns}$ 内光源发出的总光子数为 N_{light} ，设光子在长宽高比例相同，但大小不同的闪烁体内传播后，在 $0 \sim 4\text{ ns}$ 内被探测到的光子数为 N_{detect} ，则 N_{light} ， N_{detect} ，及两者的比值 $\eta_E = \frac{N_{detect}}{N_{light}}$ 如表 3.2 所示：

表 3.2 $\tau_r = 0.2\text{ ns}$ ， $\tau_d = 1\text{ ns}$ 的光源发出的光子在不同尺寸闪烁体内传播后的出光比数据

闪烁体尺寸 (mm^3)	N_{light}	N_{detect}	$\frac{N_{detect}}{N_{light}}$
$0.2 \times 0.2 \times 2$	978043	64682	6.61%
$2 \times 2 \times 20$	978043	64546	6.60%
$5 \times 5 \times 50$	978043	64309	6.58%
$10 \times 10 \times 100$	978043	63688	6.51%
$20 \times 20 \times 200$	978043	61114	6.25%

由表 3.2 中的数据可知，表面无结构的闪烁体的光提取效率很低，且随着闪烁体尺寸的增大，在 $0 \sim 4\text{ ns}$ 内探测到的光子数减少，光提取效率降低。由前面的讨论可知，这是因为

A、B 光子在闪烁体内的光程随着闪烁体尺寸的增大而增大，一部分光子到达探测器的时间超过4 ns，没有被探测到。

3.1.3 光源的衰减时间对时间特性的影响

设光源的上升时间 $\tau_r = 0.2 \text{ ns}$ ，闪烁体的折射率 $n = 2$ ，尺寸为 $2 \times 2 \times 20 \text{ mm}^3$ ，则对不同衰减时间 $\tau_d = 1\text{ns}$ 、 5ns 的光源发出的光子，探测到的发光强度曲线 $I(t)$ 如图 3.4 所示。图中实线为探测到的发光强度曲线，虚线为衰减时间不同的光源的时间特性曲线。

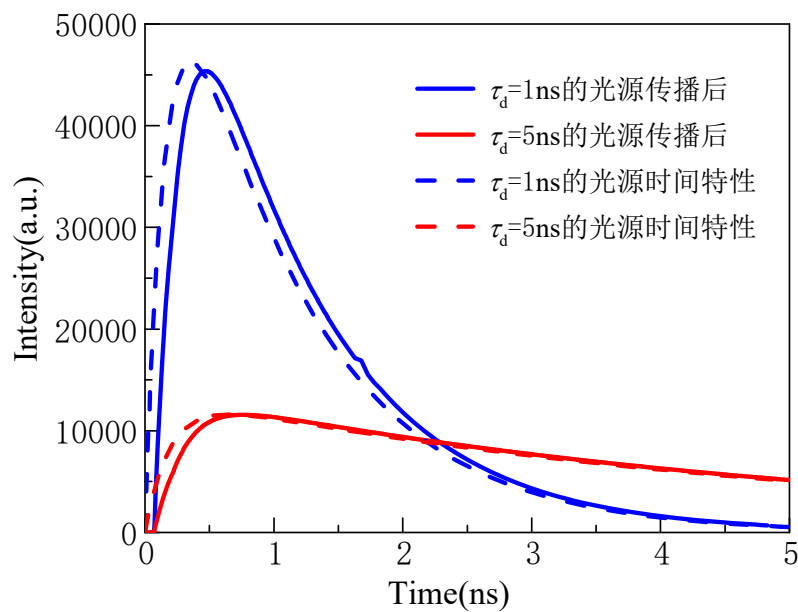


图 3.4 $\tau_r = 0.2 \text{ ns}$ ，不同衰减时间的光源发出的光子在 $2 \times 2 \times 20 \text{ mm}^3$ 的闪烁体（出光面无结构）内传播，探测到的发光强度

如图 3.4，随着光源衰减时间的增大， $I(t)$ 曲线的峰值减小，且上升过程和衰减过程更为缓慢，时间特性更加弥散。

不同衰减时间的光源的时间特性曲线的半高宽 $FWHM_{light}$ ，光子在闪烁体中传播后，探测到的发光强度曲线 $I(t)$ 的半高宽 $FWHM$ ，半高宽变化量 $\Delta FWHM$ ，半高宽变化量比例

$\frac{\Delta FWHM}{FWHM_{light}}$ 如表 3.3 所示：

表 3.3 $\tau_r = 0.2 \text{ ns}$ ，不同衰减时间光源发出的光子在 $2 \times 2 \times 20 \text{ mm}^3$ 的闪烁体内传播后，得到的发光强度曲线的时间特性参数

$\tau_d \text{ (ns)}$	$FWHM_{light} \text{ (ns)}$	$FWHM \text{ (ns)}$	$\Delta FWHM \text{ (ns)}$	$\frac{\Delta FWHM}{FWHM_{light}}$
1	1.156	1.184	0.028	2.42%
5	4.200	4.212	0.012	0.29%

不同衰减时间光源对应的 τ_{max} 如表 3.4 所示：

表 3.4 $\tau_r = 0.2 \text{ ns}$ ，不同衰减时间光源的时间特性曲线峰值处对应的时间 τ_{max}

$\tau_d \text{ (ns)}$	1	5
$\tau_{max} \text{ (ns)}$	0.358	0.652

由 3.1.2 中的讨论可知， $\Delta FWHM$ 的大小与 A 类光子形成的 $I(t)$ 曲线（记为 A 曲线）和 B 类光子形成的 $I(t)$ 曲线（记为 B 曲线）的相对位置有关，而确定 A、B 曲线的相对位置等价于比较 t_{size} 与 $\frac{1}{2}\tau_{max}$ 、 τ_{max} 、 $0.7\tau_d$ 的大小关系。由于闪烁体尺寸为 $2 \times 2 \times 20 \text{ mm}^3$ ，所以 $t_{size} = 0.133 \text{ ns}$ 。不论 $\tau_d = 1 \text{ ns}$ 或 5 ns ，总有 $t_{size} < \frac{1}{2}\tau_{max} < \tau_{max} < 0.7\tau_d$ 。所以总有 $t_{B0} < t_{AFWHM}^-$ ， $t_{B0} < t_{Apeak}$ ， $t_{Bpeak} < t_{AFWHM}^+$ 。设 $t_{FWHM}^- = t_{AFWHM}^- + \Delta t^-$ ， $t_{FWHM}^+ \approx t_{AFWHM}^+ + \Delta t^+$ 。随着 τ_d 的增大， τ_{max} 越来越大， $\frac{t_{size}}{\tau_{max}}$ 越来越小，A、B 曲线的越来越接近。但由于 $I(t)$ 曲线的变化越来越平缓，所以难以判断 Δt^- ， Δt^+ 的大小变化情况，即不容易判断 $\Delta FWHM$ 的大小变化，但 $\Delta FWHM$ 的值波动不大。所以，我们可以确定的是，随着 τ_d 的增大， $\frac{\Delta FWHM}{FWHM_{light}}$ 减小。所以，对慢闪烁体来说，光子在闪烁体内的传播过程对时间特性影响不大。这也是为什么在我们的模拟中，典型的衰减时间取为快闪烁体的 1 ns 。

设在 $0 \sim 4 \text{ ns}$ 内光源发出的总光子数为 N_{light} ，设不同衰减时间光源发出的光子在闪烁体内传播后，在 $0 \sim 4 \text{ ns}$ 内被探测到的光子数为 N_{detect} ，则 N_{light} ， N_{detect} ，及两者的比值 $\eta_E = \frac{N_{detect}}{N_{light}}$ 如表 3.5 所示。

由表 3.5 中的数据可知，随着衰减时间的增大，在 $0 \sim 4 \text{ ns}$ 内探测到的光子数减少，光提取效率也降低。这是因为衰减时间大的光源的时间特性曲线更加展宽，在 $0 \sim 4 \text{ ns}$ 内发出的光子数更少，且 4 ns 时还在闪烁体内传播未到达探测器的光子的数量占光源已发出光子的数量的比例更高。

表 3.5 $\tau_r = 0.2\text{ ns}$ ，不同衰减时间光源发出的光子在 $2 \times 2 \times 20\text{ mm}^3$ 的闪烁体内传播后的出光比数据

$\tau_d\text{ (ns)}$	N_{light}	N_{detect}	$\frac{N_{detect}}{N_{light}}$
1	978043	64546	6.60%
5	532885	34601	6.49%

3.1.4 光源的上升时间对时间特性的影响

设光源的衰减时间 $\tau_d = 1\text{ ns}$ ，闪烁体的折射率 $n = 2$ ，尺寸为 $2 \times 2 \times 20\text{ mm}^3$ ，则对不同上升时间 $\tau_r = 0.1\text{ ns}$ 、 0.2 ns 、 0.5 ns 、 0.8 ns 的光源发出的光子，探测到的发光强度曲线 $I(t)$ 如图 3.5 所示。同样，图中实线为探测到的发光强度曲线，虚线为上升时间不同的光源的时间特性曲线。

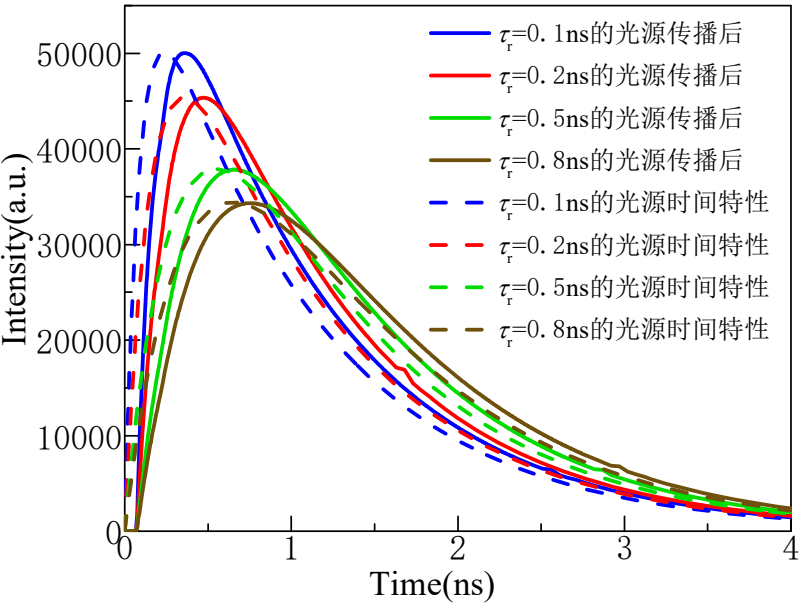


图 3.5 $\tau_d = 1\text{ ns}$ ，不同上升时间的光源发出的光子在 $2 \times 2 \times 20\text{ mm}^3$ 的闪烁体（出光面无结构）内传播，探测到的发光强度

如图 3.5，随着光源上升时间的增大， $I(t)$ 曲线的峰值减小，上升过程更为缓慢，但对衰减过程影响不大，总体来说时间特性更加弥散。

不同上升时间的光源的时间特性曲线的半高宽 $FWHM_{light}$ ，光子在闪烁体中传播后，探测到的发光强度曲线 $I(t)$ 的半高宽 $FWHM$ ，半高宽变化量 $\Delta FWHM$ ，半高宽变化量比例 $\frac{\Delta FWHM}{FWHM_{light}}$ 如表 3.6 所示：

表 3.6 $\tau_d = 1 \text{ ns}$ ，不同上升时间的光源发出的光子在 $2 \times 2 \times 20 \text{ mm}^3$ 的闪烁体内传播，得到的发光强度曲线的时间特性参数

$\tau_r \text{ (ns)}$	$FWHM_{light} \text{ (ns)}$	$FWHM \text{ (ns)}$	$\Delta FWHM \text{ (ns)}$	$\frac{\Delta FWHM}{FWHM_{light}}$
0.1	0.981	1.036	0.055	5.61%
0.2	1.156	1.184	0.028	2.42%
0.5	1.484	1.492	0.008	0.53%
0.8	1.674	1.713	0.039	2.33%

不同上升时间的光源对应的 τ_{max} 如表 3.7 所示：

表 3.7 $\tau_d = 1 \text{ ns}$ ，不同上升时间的光源的时间特性曲线峰值处对应的时间 τ_{max}

$\tau_r \text{ (ns)}$	0.1	0.2	0.5	0.8
$\tau_{max} \text{ (ns)}$	0.240	0.358	0.549	0.649

类似 3.1.3 节中的讨论，我们需要通过分析 A、B 曲线的相对位置来确定光源的上升时间对 $\Delta FWHM$ 的影响。由于闪烁体尺寸为 $2 \times 2 \times 20 \text{ mm}^3$ ，所以 $t_{size} = 0.133 \text{ ns}$ 。当 $\tau_r = 0.1 \text{ ns}$ 时， $\frac{1}{2}\tau_{max} < t_{size} < \tau_{max} < 0.7\tau_d$ ，所以 $t_{B0} > t_A^-$ ， $t_{B0} < t_{Apeak}$ ， $t_{Bpeak} < t_{AFWHM}^+$ 。当 $\tau_r = 0.2 \text{ ns}$ 、 0.5 ns 、 0.8 ns 时， $t_{size} < \frac{1}{2}\tau_{max} < \tau_{max} < 0.7\tau_d$ ，所以 $t_{B0} < t_{AFWHM}^-$ ， $t_{B0} < t_{Apeak}$ ， $t_{Bpeak} < t_{AFWHM}^+$ 。设 $t_{FWHM}^- = t_{AFWHM}^- + \Delta t^-$ ， $t_{FWHM}^+ \approx t_{AFWHM}^+ + \Delta t^+$ 。随着 τ_r 的增大， Δt^- 和 Δt^+ 的变化既与上升与下降阶段的斜率有关，又和峰值的变化量的一半与 t_{AFWHM}^- 处 B 曲线数值的差值有关，两者共同决定了 Δt^- 和 Δt^+ 的变化。由模拟结果可知，随着光源上升时间的增大， $\frac{\Delta FWHM}{FWHM_{light}}$ 先减小后增大。

设在 $0 \sim 4 \text{ ns}$ 内光源放出的总光子数为 N_{light} ，设不同上升时间的光源发出的光子在闪烁体内传播后，在 $0 \sim 4 \text{ ns}$ 内被探测到的光子数为 N_{detect} ，则 N_{light} ， N_{detect} ，及两者的比值 $\eta_E = \frac{N_{detect}}{N_{light}}$ 如表 3.8 所示：

表 3.8 $\tau_d = 1 \text{ ns}$, 不同上升时间的光源发出的光子在 $2 \times 2 \times 20 \text{ mm}^3$ 的闪烁体内传播后的出光比数据

$\tau_r \text{ (ns)}$	N_{light}	N_{detect}	$\frac{N_{detect}}{N_{light}}$
0.1	979880	64625	6.60%
0.2	978043	64546	6.60%
0.5	972557	64110	6.59%
0.8	967650	63736	6.59%

由表 3.8 中数据可知, 随着上升时间的增大, 在 $0 \sim 4 \text{ ns}$ 内探测到的光子数减少, 但变化不大, 光提取效率也降低。与 3.1.3 节中的讨论类似, 这是因为上升时间大的光源的时间特性曲线更加展宽, 在 $0 \sim 4 \text{ ns}$ 内放出的光子数更少, 且 4 ns 时还在闪烁体内传播未到达探测器的光子的数量占光源已发出光子的数量的比例更高。

3.2 光子在出光面有微透镜阵列的闪烁体中的传播过程对时间特性的影响

3.2.1 脉冲光下闪烁体的发光强度

同样, 我们先对脉冲光发出的光子在表面有微透镜阵列的闪烁体内传播后的时间特性进行了模拟。

设 $t = 0$ 时刻, 有一束总能量为 $N_0 = 10^6$ 个光子的脉冲光从 $n = 2$, $a \times b \times h = 2 \times 2 \times 20 \text{ mm}^3$ (对应的 $t_{size} = 0.133 \text{ ns}$) 的闪烁体 (出光面有正方排列的微透镜阵列, 微透镜直径 $D = 1 \text{ }\mu\text{m}$) 中心发出, 则探测到的发光强度曲线 $I(t)$ 如图 3.6 所示。其中, 黑线为上半部分光 ($\theta \in [0, \frac{\pi}{2}]$) 对出射光子的贡献, 红线为下半部分光 ($\theta \in [\frac{\pi}{2}, \pi]$) 对出射光子的贡献。

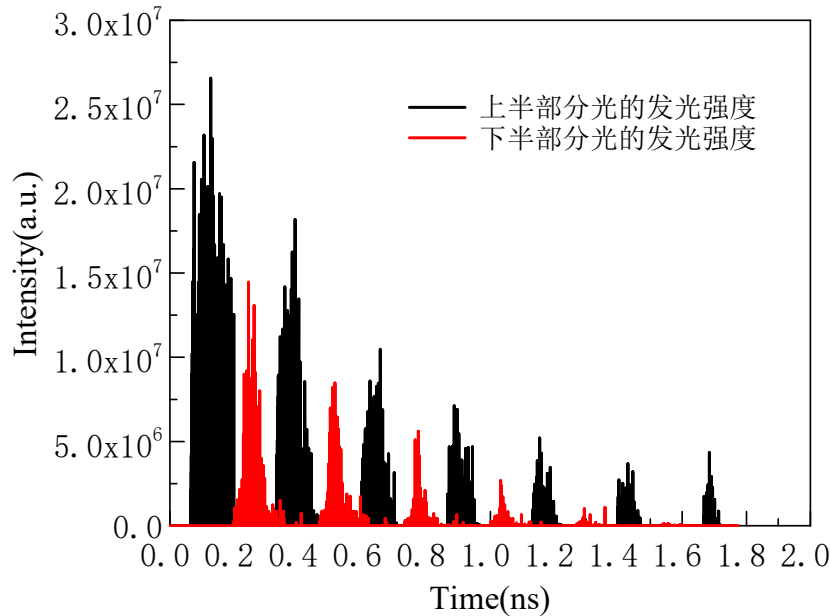


图 3.6 脉冲光在 $n = 2$, $a \times b \times h = 2 \times 2 \times 20 \text{ mm}^3$ 的闪烁体（出光面有微透镜阵列，微透镜直径 $D = 1 \text{ }\mu\text{m}$ ）内传播，探测到的发光强度

比较图 3.1 和图 3.6 可知，闪烁体出光面上的微透镜阵列能显著提高光子的提取效率。闪烁体的折射率 $n = 2$ ，全反射角 $\theta_c = 30^\circ$ 。当闪烁体出光面上没有微结构时，只有 θ 属于 $0 \sim 30^\circ$ 和 $150^\circ \sim 180^\circ$ 的光子能够从出光面出射并被探测器探测到，但 $0 \sim 30^\circ$ 和 $150^\circ \sim 180^\circ$ 的光子经过出光面和底面菲涅尔反射后，大部分光子出射，只有小部分光子被反射回闪烁体内继续传播，所以图 3.1 中只有两个显著的峰。当闪烁体出光面上有微透镜阵列时，各个角度的光子都有机会从出光面出射，其中， $60^\circ \sim 120^\circ$ 和 $150^\circ \sim 180^\circ$ 的光子经过底面或侧面菲涅尔反射后只有少部分光子被反射回闪烁体内继续传播，而 $30^\circ \sim 60^\circ$ 和 $120^\circ \sim 150^\circ$ 的光子在闪烁体的底面和侧面均发生全反射，能量不会减少。由于微透镜的直径 $D = 1 \text{ }\mu\text{m}$ ，远远小于闪烁体表面的尺寸 $a = b = 2 \text{ mm}$ ，所以我们可以合理地假设，大量光子与微透镜阵列相互作用后，光子的方向和能量信息被平均掉了，被反射回闪烁体内的光子的方向和能量是均匀分布的。所以，光在闪烁体内每走过一个来回，总能提取到许多方向、能量重新分配后的 $30^\circ \sim 60^\circ$ 和 $120^\circ \sim 150^\circ$ 的光子，所以图 3.6 中含有多个峰，每个峰的整体能量逐渐减小。记上半部分光第一次出射的光子为 A1，上半部分光在闪烁体内走过一个来回后第二次出射的光子为 A2，以此类推。同理，记下半部分光第一次出射的光子为 B1，下半部分光在闪烁体内走过一个来回后第二次出射的光子为 B2，以此类推。则图中从左至右分别是 A1, B1, A2, B2, A3, B3……光子对发光强度的贡献。

3.2.2 闪烁体的尺寸对时间特性的影响

设光源的上升时间 $\tau_r = 0.2 \text{ ns}$ ，衰减时间 $\tau_d = 1 \text{ ns}$ ，闪烁体的折射率 $n = 2$ ，微透镜的直径 $D = 1 \text{ }\mu\text{m}$ ，闪烁体尺寸分别为 $0.2 \times 0.2 \times 2 \text{ mm}^3$ 、 $2 \times 2 \times 20 \text{ mm}^3$ 、 $5 \times 5 \times 50 \text{ mm}^3$ 、 $10 \times 10 \times 100 \text{ mm}^3$ ，则对不同尺寸的闪烁体，探测到的发光强度曲线 $I(t)$ 如图 3.7 所示。图中绿色曲线为等比例缩小后的 $\tau_r = 0.2 \text{ ns}$ ， $\tau_d = 1 \text{ ns}$ 的光源的时间特性曲线，剩余四条曲线为探测到的发光强度曲线，反映了光子在不同尺寸闪烁体中的传播过程对时间特性的影响。

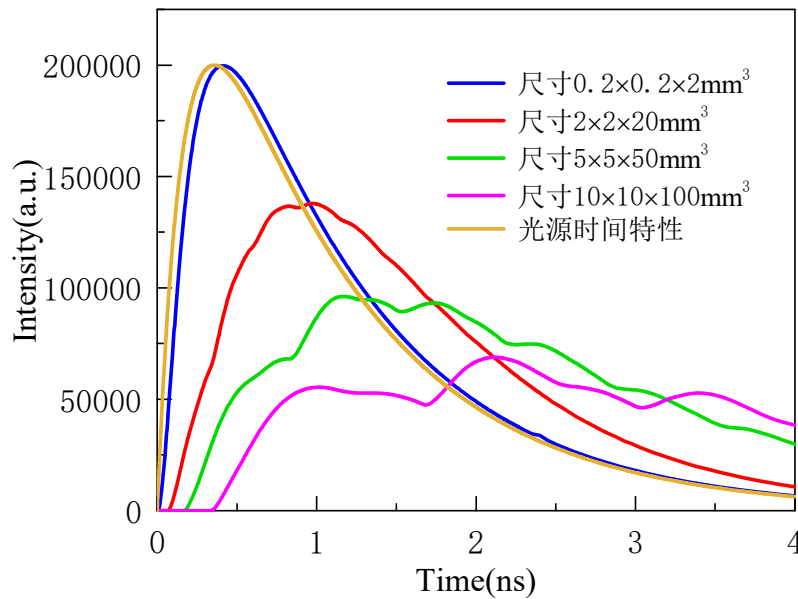


图 3.7 $\tau_r = 0.2 \text{ ns}$, $\tau_d = 1 \text{ ns}$ 的光源发出的光子在不同尺寸闪烁体（出光面有微透镜阵列内传播，微透镜直径 $D = 1 \text{ }\mu\text{m}$ ），探测到的发光强度

如图 3.9，当闪烁体的尺寸很小，为 $0.2 \times 0.2 \times 2 \text{ mm}^3$ 时， $I(t)$ 曲线与光源的时间特性曲线十分接近，说明光子在小尺寸闪烁体（出光面有微透镜阵列）的传播过程对时间特性影响不大，和 3.1.2 节中的讨论结果相同。

随着闪烁体尺寸的增大， $I(t)$ 曲线的起始点位置逐渐增大，峰值逐渐减小，峰值位置逐渐变大，时间特性变得更加弥散。当闪烁体的尺寸增大到一定程度后， $I(t)$ 曲线不再是一条平滑的曲线，而是含有多个峰的不断高低起伏的曲线。类似 3.1.2 节中的讨论结果，最终的 $I(t)$ 曲线与 A1 曲线、B1 曲线，A2 曲线，B2 曲线，A3 曲线，B3 曲线……的相对位置有关（我们把 A_i/B_i 光子对发光强度的贡献称为 A_i/B_i 曲线）。若后一条曲线的峰值与对应位置处的前一条曲线叠加的值大于后一条曲线起始位置处对应的前一条曲线的值，就会形成一个峰。当闪烁体的尺寸增大时，A1 曲线、B1 曲线，A2 曲线，B2 曲线……的间隔逐渐变大，上述条件更容易满足，峰更明显。

上升时间 $\tau_r = 0.2 \text{ ns}$ ，衰减时间 $\tau_d = 1 \text{ ns}$ 的光源的时间特性曲线的半高宽为 $FWHM_{light} = 1.156 \text{ ns}$ 。光子在不同尺寸的闪烁体中传播后，探测到的发光强度曲线的半高

宽 $FWHM$ ，半高宽变化量 $\Delta FWHM$ ，半高宽变化量比例 $\frac{\Delta FWHM}{FWHM_{light}}$ 如表 3.9 所示：

表 3.9 $\tau_r = 0.2 \text{ ns}, \tau_d = 1 \text{ ns}$ 的光源发出的光子在不同尺寸闪烁体（出光面有微透镜阵列，微透镜直径 $D = 1 \text{ }\mu\text{m}$ ）内传播，得到的发光强度曲线的时间特性参数

闪烁体尺寸 (mm^3)	出光面有无微透 镜阵列	$FWHM$ (ns)	$\Delta FWHM$ (ns)	$\frac{\Delta FWHM}{FWHM_{light}}$
$0.2 \times 0.2 \times 2$	有	1.160	0.004	0.35%
$2 \times 2 \times 20$	有	1.754	0.598	51.7%
$5 \times 5 \times 50$	有	/	/	/
$10 \times 10 \times 100$	有	/	/	/
$0.2 \times 0.2 \times 2$	无	1.156	3.787×10^{-6}	$3.28 \times 10^{-4}\%$
$2 \times 2 \times 20$	无	1.184	0.0276	2.39%

由表 3.9 中的数据可知，虽然微透镜阵列能显著提高光子的提取效率，但也会使 $I(t)$ 曲线的 $FWHM$ 显著变大，且随着闪烁体尺寸的增大， $I(t)$ 曲线的 $FWHM$ 也会显著变大。类似上面的讨论，这是因为多个波形相近，但有一定偏移量的曲线的叠加导致了原波形的展宽，且偏移量越大，展宽的程度越大。

设在 $0 \sim 4 \text{ ns}$ 内光源发出的总光子数为 N_{light} ，设光子在长宽高比例相同，但大小不同的闪烁体内传播后，在 $0 \sim 4 \text{ ns}$ 内被探测到的光子数为 N_{detect} ，则 N_{light} ， N_{detect} ，及两者的比值 $\eta_E = \frac{N_{detect}}{N_{light}}$ 如表 3.10 所示：

表 3.10 $\tau_r = 0.2 \text{ ns}, \tau_d = 1 \text{ ns}$ 的光源发出的光子在不同尺寸闪烁体内（出光面有微透镜阵列，微透镜直径 $D = 1 \text{ }\mu\text{m}$ ）传播后的出光比数据

闪烁体尺寸 (mm^3)	出光面有无微透 镜阵列	N_{light}	N_{detect}	$\frac{N_{detect}}{N_{light}}$
$0.2 \times 0.2 \times 2$	有	978043	281055	28.7%
$2 \times 2 \times 20$	有	978043	265285	27.1%
$5 \times 5 \times 50$	有	978043	246460	25.2%
$10 \times 10 \times 100$	有	978043	185367	19.0%

由表 3.10 数据可知，随着闪烁体尺寸的增大，在 $0 \sim 4 \text{ ns}$ 内探测到的光子数减少，光提取效率也降低，原因与 3.1.2 节中相同。比较表 3.2 和表 3.10 可知，闪烁体表面的微透镜阵列能够大大提高光子的提取效率。

3.2.3 光源的衰减时间对时间特性的影响

设光源的上升时间 $\tau_r = 0.2 \text{ ns}$ ，闪烁体的折射率 $n = 2$ ，尺寸为 $2 \times 2 \times 20 \text{ mm}^3$ ，微透镜直径 $D = 1 \text{ }\mu\text{m}$ ，则对不同衰减时间 $\tau_d = 1 \text{ ns}$ 、 5 ns 的光源发出的光子，探测到的发光强度曲线 $I(t)$ 如图 3.8 所示。图中实线为探测到的发光强度曲线，虚线为衰减时间不同的光源的时间特性曲线。

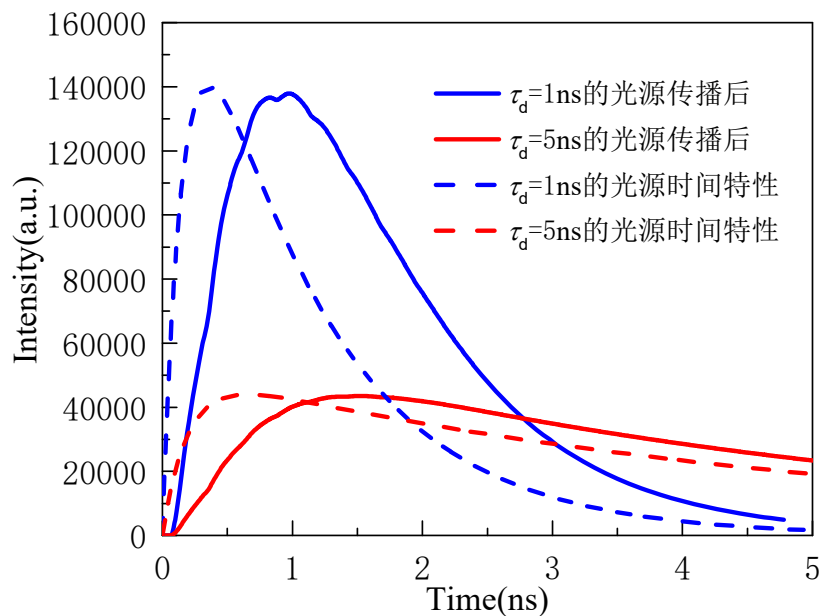


图 3.8 $\tau_r = 0.2 \text{ ns}$ ，不同衰减时间的光源发出的光子在 $2 \times 2 \times 20 \text{ mm}^3$ 的闪烁体（出光面有微透镜阵列，微透镜直径 $D = 1 \text{ }\mu\text{m}$ ）内传播，探测到的发光强度

同样，随着光源衰减时间的增大， $I(t)$ 曲线的峰值减小，且上升过程和衰减过程更为缓慢，时间特性更加弥散。对比图 3.4 和图 3.8 还可知，出光面有微透镜阵列的闪烁体能提高光子的提取效率，但会使 $I(t)$ 曲线的峰值位置向右偏移。探测到的发光强度曲线较之于光源的时间特性曲线有较大的偏移。另外一点值得注意的是，随着闪烁体衰减时间 τ_d 的增大， $I(t)$ 曲线更加平滑，不再有峰。这是因为相同尺寸的闪烁体的 t_{size} 相同，也就是说 A1 曲线、B1 曲线，A2 曲线，B2 曲线……的间隔相同。对 τ_d 更大的光源，其本身的时间特性曲线更为平缓，更加展宽，相同的 t_{size} 的 A1 曲线、B1 曲线，A2 曲线，B2 曲线……叠加后与光源的发光速率的波形更接近，也更平滑。

不同衰减时间的光源的时间特性曲线的半高宽 $FWHM_{light}$ ，光子在闪烁体中传播后，探测到的发光强度曲线 $I(t)$ 的半高宽 $FWHM$ ，半高宽变化量 $\Delta FWHM$ ，半高宽变化量比例 $\frac{\Delta FWHM}{FWHM_{light}}$ 如表 3.11 所示：

表 3.11 $\tau_r = 0.2 \text{ ns}$ ，不同衰减时间的光源发出的光子在 $2 \times 2 \times 20 \text{ mm}^3$ 的闪烁体（出光面有微透镜阵列，微透镜直径 $D = 1 \text{ }\mu\text{m}$ ）内传播后，得到的发光强度曲线的时间特性参数

$\tau_d \text{ (ns)}$	出光面有无微透镜阵列	$FWHM_{light} \text{ (ns)}$	$FWHM \text{ (ns)}$	$\Delta FWHM \text{ (ns)}$	$\frac{\Delta FWHM}{FWHM_{light}}$
1	有	1.156	1.754	0.598	51.7%
5	有	4.200	4.899	0.699	16.6%
1	无	1.156	1.184	0.028	2.42%
5	无	4.200	4.212	0.012	0.29%

不同衰减时间的光源对应的 τ_{max} 见表 3.4。由表 3.11 中数据可知，无论闪烁体出光面上是否有微透镜阵列，随着衰减时间 τ_d 的增大，半高宽变化量比例 $\frac{\Delta FWHM}{FWHM_{light}}$ 总是减小的，类似上面的讨论，这是因为多个波形相近，间隔相同的曲线的叠加时，若该波形越平缓，则叠加后的曲线与原波形更相似。

设在 $0 \sim 4 \text{ ns}$ 内光源发出的总光子数为 N_{light} ，设不同衰减时间的光源发出的光子在闪烁体内传播后，在 $0 \sim 4 \text{ ns}$ 内被探测器探测到的光子数为 N_{detect} ，则 N_{light} ， N_{detect} ，及两者的比值 $\eta_E = \frac{N_{detect}}{N_{light}}$ 如表 3.12 所示：

表 3.12 $\tau_r = 0.2 \text{ ns}$ ，不同衰减时间的光源发出的光子在 $2 \times 2 \times 20 \text{ mm}^3$ 的闪烁体内（出光面有微透镜阵列，微透镜直径 $D = 1 \text{ }\mu\text{m}$ ）传播后的出光比数据

$\tau_d \text{ (ns)}$	出光面有无微透镜阵列	N_{light}	N_{detect}	$\frac{N_{detect}}{N_{light}}$
1	有	978043	265285	27.1%
5	有	532885	134297	25.2%

由表 3.12 中数据可知，随着衰减时间的增大，在 $0 \sim 4 \text{ ns}$ 内探测到的光子数减少，光提取效率降低，原因与 3.1.3 节中的讨论相同。

3.2.4 光源的上升时间对时间特性的影响

设光源的衰减时间 $\tau_d = 1ns$ ，闪烁体的折射率 $n = 2$ ，尺寸为 $2 \times 2 \times 20mm^3$ ，微透镜直径 $D = 1 \mu m$ ，则对不同上升时间 $\tau_r = 0.1ns$ 、 $0.2ns$ 、 $0.5ns$ 、 $0.8ns$ 的光源发出的光子，探测到的发光强度曲线 $I(t)$ 如图 3.9 所示。同样，图中实线为探测到发光强度曲线，虚线为不同上升时间的光源的时间特性曲线。

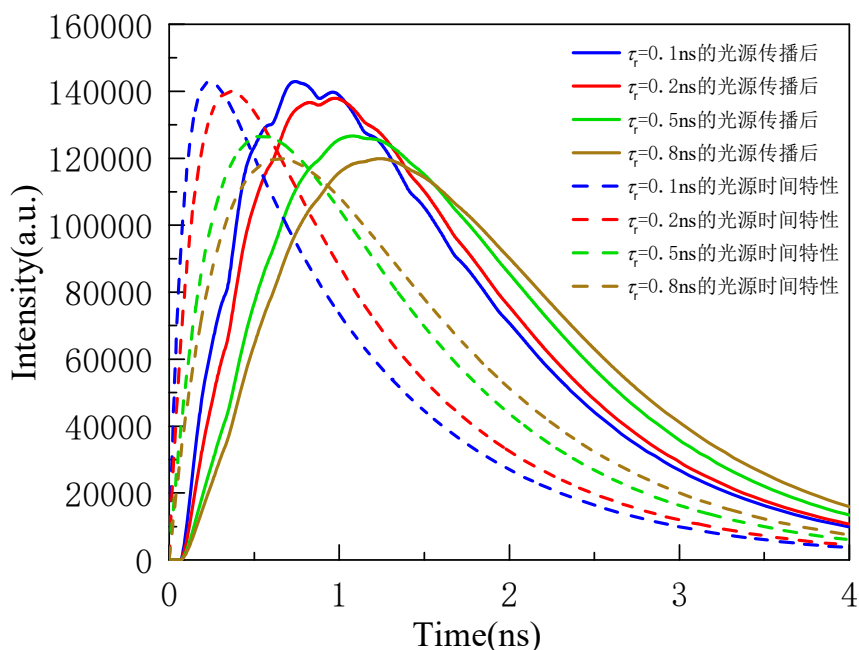


图 3.9 $\tau_d = 1 ns$ ，不同上升时间的光源发出的光子在 $2 \times 2 \times 20 mm^3$ 的闪烁体（出光面有微透镜阵列，微透镜直径 $D = 1 \mu m$ ）内传播，探测到的发光强度

同样，随着光源上升时间的增大，探测到的发光强度曲线 $I(t)$ 的峰值减小，峰值位置向右偏移，上升过程更为缓慢，但对衰减过程影响不大，总体来说时间特性更加弥散。此外，随着闪烁体上升时间 τ_r 的增大，探测到的发光强度曲线 $I(t)$ 曲线更加平滑，原因与 3.2.3 节中的分析相同——上升时间 τ_r 越大，光源的时间特性曲线越平缓，相同的间隔时间 t_{size} 的 A1 曲线、B1 曲线，A2 曲线，B2 曲线……叠加后与光源的时间特性曲线的波形更接近更平滑。

不同上升时间的光源的时间特性曲线的半高宽 $FWHM_{light}$ ，光子在闪烁体中传播后，探测到的发光强度曲线 $I(t)$ 的半高宽 $FWHM$ ，半高宽变化量 $\Delta FWHM$ ，半高宽变化量比例

$\frac{\Delta FWHM}{FWHM_{light}}$ 如表 3.13 所示：

表 3.13 $\tau_d = 1 \text{ ns}$ ，不同上升时间的光源发出的光子在 $2 \times 2 \times 20 \text{ mm}^3$ 的闪烁体（出光面有微透镜阵列，微透镜直径 $D = 1 \text{ }\mu\text{m}$ ）内传播后，得到的发光强度曲线的时间特性参数

$\tau_r \text{ (ns)}$	$FWHM_{light} \text{ (ns)}$	$FWHM \text{ (ns)}$	$\Delta FWHM \text{ (ns)}$	$\frac{\Delta FWHM}{FWHM_{light}}$
0.1	0.981	1.706	0.725	73.9%
0.2	1.156	1.754	0.598	51.7%
0.5	1.484	1.951	0.467	31.5%
0.8	1.674	2.090	0.416	24.9%

不同上升时间的光源对应的 τ_{max} 见表 3.7。由表 3.13 中数据可知，无论闪烁体出光面上是否有微透镜阵列，随着上升时间 τ_r 的增大，半高宽变化量比例 $\frac{\Delta FWHM}{FWHM_{light}}$ 总是减小的，原因与 3.2.3 节中一样。

设在 $0 \sim 4 \text{ ns}$ 内光源放出的总光子数为 N_{light} ，设不同上升时间的光源发出的光子在闪烁体内传播后，在 $0 \sim 4 \text{ ns}$ 内被探测器探测到的光子数为 N_{detect} ，则 N_{light} ， N_{detect} ，及两者的比值 $\eta_E = \frac{N_{detect}}{N_{light}}$ 如表 3.14 所示：

表 3.14 $\tau_d = 1 \text{ ns}$ ，不同上升时间的光源发出的光子在 $2 \times 2 \times 20 \text{ mm}^3$ 的闪烁体内（出光面有微透镜阵列，微透镜直径 $D = 1 \text{ }\mu\text{m}$ ）传播后的出光比数据

$\tau_r \text{ (ns)}$	出光面有无微透镜阵列	N_{light}	N_{detect}	$\frac{N_{detect}}{N_{light}}$
0.1	有	979880	266077	27.2%
0.2	有	978043	265285	27.1%
0.5	有	972557	262688	27.0%
0.8	有	967650	261851	27.0%

由表中数据可知，随着上升时间的增大，在 $0 \sim 4 \text{ ns}$ 内探测到的光子数减少，相对光提取效率也降低，原因与 3.1.4 节中的讨论相同。

3.2.5 微透镜半径对时间特性的影响

设闪烁体的上升时间 $\tau_r = 0.2 \text{ ns}$ ，衰减时间 $\tau_d = 1 \text{ ns}$ ，闪烁体折射率 $n = 2$ ，尺寸为 $2 \times 2 \times 20 \text{ mm}^3$ ，则对表面有不同微透镜直径 $D = 1 \mu\text{m}$ 、 $5 \mu\text{m}$ 、 $10 \mu\text{m}$ 的微透镜阵列的闪烁体，探测到的发光强度曲线 $I(t)$ 如图 3.10 所示。其中，棕线为光源的时间特性曲线。

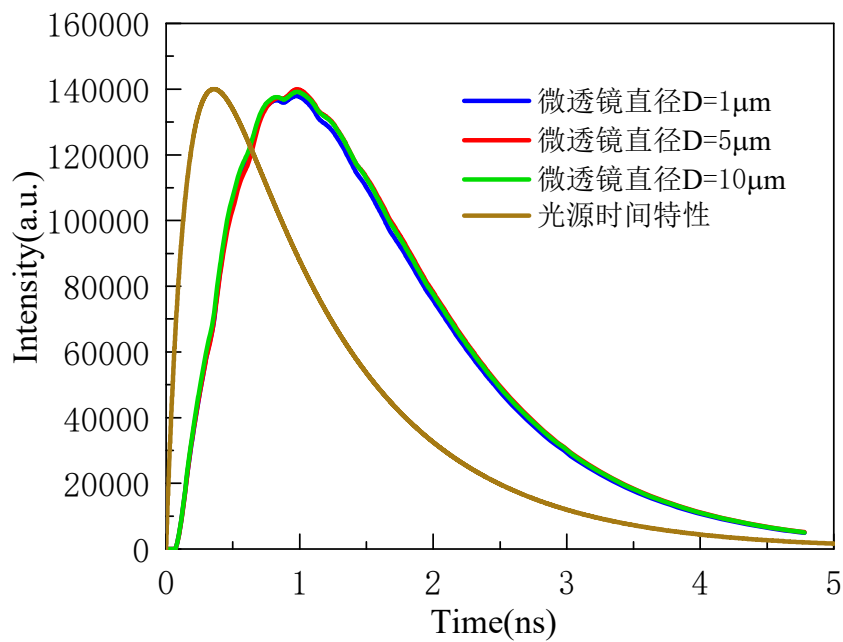


图 3.10 $\tau_r = 0.2 \text{ ns}, \tau_d = 1 \text{ ns}$ 的光源发出的光子在 $2 \times 2 \times 20 \text{ mm}^3$ 的闪烁体（出光面有不同直径微透镜的阵列）内传播，探测到的发光强度

如图 3.10，微透镜直径的大小对闪烁体的光提取效率和探测到的 $I(t)$ 曲线的时间特性几乎没有影响。结合 3.2.1 节中的讨论可知，这是因为大量光子与微透镜阵列相互作用后，光子的方向和能量信息被平均掉了，而微透镜直径的大小对“平均作用”的效果影响不大。

光源的时间特性曲线的半高宽 $FWHM_{light}$ ，光子在闪烁体中传播后，探测到的发光强度曲线 $I(t)$ 的半高宽 $FWHM$ ，半高宽变化量 $\Delta FWHM$ ，半高宽变化量比例 $\frac{\Delta FWHM}{FWHM_{light}}$ 如表 3.15 所示：

表 3.15 $\tau_r = 0.2 \text{ ns}, \tau_d = 1 \text{ ns}$ 的光源发出的光子在 $2 \times 2 \times 20 \text{ mm}^3$ 的闪烁体（出光面有不同直径微透镜的阵列）内传播后，得到的发光强度曲线的时间特性参数

$D (\mu\text{m})$	$FWHM (\text{ns})$	$\Delta FWHM (\text{ns})$	$\frac{\Delta FWHM}{FWHM_{light}}$
1	1.767	0.611	52.9%
5	1.771	0.615	53.2%
10	1.772	0.616	53.3%

由表 3.15 中数据可知，随着微透镜直径的增大，探测到的 $I(t)$ 曲线的 $FWHM$ 几乎没有

变化，即微透镜直径的大小对时间特性影响不大。

设在 $0\sim 4\text{ ns}$ 内光源发出的总光子数为 N_{light} ，设光子在表面有不同直径微透镜阵列的闪烁体内传播后，在 $0\sim 4\text{ ns}$ 内被探测到的光子数为 N_{detect} ，则 N_{light} ， N_{detect} ，及两者的比值 $\eta_E = \frac{N_{detect}}{N_{light}}$ 如表 3.16 所示：

表 3.16 $\tau_r = 0.2\text{ ns}, \tau_d = 1\text{ ns}$ 的光源发出的光子在 $2 \times 2 \times 20\text{ mm}^3$ 的闪烁体内（出光面有不同直径微透镜的阵列）传播后的出光比数据

$R(\text{nm})$	出光面有无微透镜阵列	N_{light}	N_{detect}	$\frac{N_{detect}}{N_{light}}$
1	有	978043	270167	27.6%
5	有	978043	270031	27.6%
10	有	978043	270426	27.6%

由表 3.16 中数据可知，微透镜直径的大小对光提取效率影响不大。

3.3 结论

对出光面无结构的闪烁体，探测到的光子主要由上半部分光的第一次出射的光子（记为 A）和下半部分光的第一次出射的光子（记为 B）构成（见图 3.1），闪烁体尺寸、光源的上升时间和衰减时间对时间特性的影响与 A、B 曲线的形状和相对位置有关。随着闪烁体尺寸的增大， $\frac{\Delta FWHM}{FWHM_{light}}$ 先增大后减小；随着光源衰减时间的增大， $\frac{\Delta FWHM}{FWHM_{light}}$ 逐渐减小；随着光源上升时间的增大， $\frac{\Delta FWHM}{FWHM_{light}}$ 先减小后增大。

对出光面有微透镜阵列的闪烁体，探测到的光子由上半部分光的前 n 次出射的光子（记为 $A_1, A_2, A_3, \dots, A_n$ ）和下半部分光的前 m 次出射的光子（记为 $B_1, B_2, B_3, \dots, B_m$ ）构成（见图 3.6）。闪烁体尺寸、光源的上升时间和衰减时间、微透镜的直径对时间特性的影响与 $A_1, A_2, A_3, \dots, A_n, B_1, B_2, B_3, \dots, B_m$ 曲线的形状和相对位置有关。随着闪烁体尺寸的增大， $\frac{\Delta FWHM}{FWHM_{light}}$ 逐渐增大；随着光源衰减时间的增大， $\frac{\Delta FWHM}{FWHM_{light}}$ 逐渐减小；随着光源上升时间的增大， $\frac{\Delta FWHM}{FWHM_{light}}$ 逐渐减小；微透镜的直径对 $\frac{\Delta FWHM}{FWHM_{light}}$ 几乎没有影响。

微透镜阵列虽然能够提高光提取效率，但也会使时间特性更加弥散。本模拟实验中不同条件下的探测到的 $I(t)$ 曲线的 $\frac{\Delta FWHM}{FWHM_{light}}$ 汇总如表 3.17：

表 3.17 不同条件下探测到的发光强度曲线的 $\frac{\Delta FWHM}{FWHM_{light}}$ 结果

出光面有无 微透镜阵列	闪烁体尺寸 (mm ³)	τ_r (ns)	τ_d (ns)	R (nm)	$\frac{\Delta FWHM}{fwhm_{light}}$
无	0.2 × 0.2 × 2	0.2	1	/	3.28 × 10 ⁻⁴ %
无	2 × 2 × 20	0.2	1	/	2.39%
无	5 × 5 × 50	0.2	1	/	14.1%
无	10 × 10 × 100	0.2	1	/	25.2%
无	20 × 20 × 200	0.2	1	/	1.85%
无	2 × 2 × 20	0.2	5	/	0.29%
无	2 × 2 × 20	0.1	1	/	5.61%
无	2 × 2 × 20	0.5	1	/	0.53%
无	2 × 2 × 20	0.8	1	/	2.33%
有	0.2 × 0.2 × 2	0.2	1	500	0.35%
有	2 × 2 × 20	0.2	1	500	51.7%
有	5 × 5 × 50	0.2	1	500	/
有	10 × 10 × 100	0.2	1	500	/
有	2 × 2 × 20	0.2	5	500	16.6%
有	2 × 2 × 20	0.1	1	500	73.9%
有	2 × 2 × 20	0.5	1	500	31.5%
有	2 × 2 × 20	0.8	1	500	24.9%
有	2 × 2 × 20	0.2	1	2500	53.2%
有	2 × 2 × 20	0.2	1	5000	53.3%

4 总结与展望

4.1 总结

在本文中，我们探讨了不同上升时间 τ_r 和衰减时间 τ_d 的光源发出的光子在不同尺寸的出光面有不同微结构的闪烁体中的传输过程对时间特性的影响。由第3节中的讨论结果可知，光子在闪烁体中的传播过程对慢闪烁体的时间特性影响不大。对快闪烁体，一般来说，光源的时间特性曲线越尖锐，闪烁体尺寸越大，光子在闪烁体中的传播过程对快闪烁体的时间特性影响越大。微透镜阵列中微透镜的直径对闪烁体的时间特性几乎没有影响。

此外，尽管微透镜阵列能够大大提高闪烁体的光提取效率，但也会使闪烁体的时间特性更加弥散。

4.2 展望

4.2.1 考虑自吸收的影响

在我们建立的理论模型中，没有考虑自吸收的影响，然而光子在实际中的闪烁体中传播时，总有一部分光子会被闪烁体自身吸收，导致探测器探测到的光子数减少，并影响到探测到的发光强度曲线的半高宽 $FWHM$ 。考虑自吸收的影响，模拟结果将更准确，更符合实际情况。

4.2.2 边界条件为漫反射

在我们的理论模型中，当光子的入射角小于全反射角时，在各个表面上发生菲涅尔反射，当光子的入射角大于等于全反射角时，在各个表面上发生全反射。然而实际中，为了减少光在非出光面上的能量损失，通常会在非出光面包裹反射层，这时可认为光子在非出光面上发生的是漫反射。考虑边界条件为漫反射的情况，模拟结果将更具一般性。

4.2.3 光源为线光源

在模拟中我们假设点光源位于长方体形闪烁体的正中心，这只是最简化的模型。在实际中，当高能粒子或射线与闪烁体发生相互作用时，在高能粒子或射线的整条传播路径上都有光子不断被放出。考虑光源为线光源，模拟结果将更符合实际。

参考文献

- [1] P. Lecoq, E. Auffray, S. Brunner, et al. Factors influencing time resolution of scintillators and ways to improve them[J]. IEEE Transactions on Nuclear Science, 2010, 57(5): 2411-2415
- [2] P. Lecoq. New Approaches to Improve Timing Resolution in Scintillators[J]. IEEE Transactions on Nuclear Science, 2012, 59(5): 2313-2318
- [3] Stephen E D, Woon-Seng C and William W M. Fundamental limits of scintillation detector timing precision[J]. Physics in Medicine and Biology, 2014, 59: 3261-3286
- [4] Yiping S. A new timing model for calculating the intrinsic timing resolution of a scintillator detector[J]. Physics in Medicine and Biology, 2007, 52: 1103-1117
- [5] X. Y. Chen, B. Liu, J. T. Zhu, et al. Light extraction enhancement and directional control of scintillator by using microlens arrays[J]. Optics Express, 2018, 26(18): 23132-23141
- [6] A. Iltis, S. Zanettini, L.R. de Magalhaes, et al. Impact on timing and light extraction of a photonic crystal as measured on a half patterned LYSO crystal: implications for time of flight PET imaging[J]. Journal of instrumentation, 2019(14): 1-11
- [7] Paul Lecoq, Alexander Gektin, Mikhail Korzhik. Inorganic Scintillators for Detector Systems: Physical Principles and Crystal Engineering[M]. 2nd ed. Switzerland: Springer, 2017: 103
- [8] Eric B, Emilie R, and Simon R C. Optimizing light transport in scintillation crystals for time-of-flight PET: an experimental and optical Monte Carlo simulation study[J]. Biomedical Optics Express, 2015, 6(6): 2220-2230
- [9] P. Lecoq. Pushing the limits in time-of-flight PET imaging[J]. IEEE Transactions on Radiation and Plasma Medical Sciences, 2017, 1(6): 473-484
- [10] E. Auffray, B. Frisch, F. Geraci, et al. A comprehensive & systematic study of coincidence time resolution and light yield using scintillators of different size and wrapping[J]. IEEE Transactions on Nuclear Science, 2013, 60(5): 3163-3171

谢 辞

大学四年就这样匆匆结束了，有学到很多东西，变成更好的人，但也有很多遗憾。先感谢一下自己吧，虽然并不是那么优秀，但确实有在不断努力。很多东西熬一熬就过去了，未来还请不要忘记现在不算阳光但也阳光的自己。

感谢我的家人，虽然有的时候会觉得他们好像并不太能理解，但当自己实在是冷的不行瑟瑟发抖的时候还是会想要回到温暖的港湾，那个永远都会存在的地方。谢谢我的爸爸妈妈爷爷还有其他许多家人们对我的关照和一直以来默默的鼓励和支持。真的很谢谢大家。

感谢我的导师和课题组里的师兄师姐们一直以来对我的帮助和鼓励，虽然相处时间不长，但自己一直有被关爱和照顾到。我从导师和师兄师姐们身上学到了很多很多，不论是知识，工作习惯，还是为人处世。希望大家一切顺利，前程似锦。

感谢球队里的大家对我的关怀和照顾，小戴会继续努力的。谢谢教练，谢谢马总，谢谢大家。

感谢我的甜。祝你一切都好。