



核科学与工程

中子在大气中产生氮俘获 γ 的蒙特卡罗模拟研究

刘 利¹, 左应红¹, 牛胜利¹, 朱金辉¹, 李夏至^{1,2}

(1. 西北核技术研究所, 西安 710024; 2. 中国科学技术大学 地球和空间科学学院, 合肥 230026)

摘 要: 为了精确计算早期核辐射, 建立了中子及次级 γ 在大气中输运的蒙特卡罗计算模型, 并利用几何分裂算法与时间分裂算法等减方差技巧提高计算效率, 计算得到了距源点不同距离球面上中子与中子次级 γ 的信息, 给出了不同位置不同时间的氮俘获 γ 能量释放率。开展了氮俘获 γ 能量释放率的规律性研究, 并分析了中子能量对氮俘获 γ 的影响。结果表明, 氮俘获 γ 能量释放率先随源点的距离增加而增大, 在距源点约 500 m 达到峰值, 而后随距离增加指数衰减。氮俘获 γ 能量释放率在时间上服从指数衰减规律, 衰减时间在 0.1 s 左右。引入表征氮俘获 γ 辐射强度参数 a 和特征衰减时间参数 τ , 拟合得到了不同距离不同时间氮俘获 γ 能量释放率的快速计算公式。研究表明, 氮俘获 γ 辐射强度、衰减时间及其空间分布均与中子能量密切相关。

关键词: 氮俘获 γ ; 能量释放率; 中子大气输运; 蒙特卡罗方法

中图分类号: TL99

文献标志码: A

doi: 10.11884/HPLPB202234.220055

Monte Carlo simulation of neutron capture γ -rays from nitrogen in the atmosphere

Liu Li¹, Zuo Yinghong¹, Niu Shengli¹, Zhu Jinhui¹, Li Xiazhi^{1,2}

(1. Northwest Institute of Nuclear Technology, Xi'an 710024, China;

2. School of Earth and Space Sciences, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China)

Abstract: Neutron capture γ -rays from nitrogen is an important part of initial nuclear radiation. To accurately calculate the early nuclear radiation, the Monte Carlo computing model for the neutron and secondary γ -rays transport in the atmosphere is established. Some variance reduction techniques, such as geometric splitting algorithm and time splitting algorithm are used in the Monte Carlo method to improve computing efficiency. The neutron and secondary γ -rays information on the spherical surface at different distances are calculated. The energy release rates of capture γ -rays from nitrogen at different positions and at different times are given. The regularity of the energy release rate of capture γ -rays from nitrogen is studied, and the influence of neutron energy on capture γ -rays from nitrogen is analyzed. The results show that the energy release rate of capture γ from nitrogen increases with the increase of distance from the source at first, reaches the peak at about 500 m from the source, and then decreases exponentially with the increase of distance. The energy release rate of capture γ -rays from nitrogen obeys exponential decay law in time, and the decay time is about 0.1 s. By introducing the parameter of a representing the radiation intensity and the characteristic attenuation time parameter of τ , a fast calculation formula for the energy release rate of capture γ -rays from nitrogen at different distances and times is obtained by fitting formulas. Results show that the intensity radiation, the decay time scale of capture γ -rays from nitrogen and their spatial distribution are closely related to neutron energy.

Key words: neutron capture γ -ray from nitrogen, energy release rate, neutron transport in the atmosphere, Monte Carlo method

缓发 γ 辐射是核爆炸早期 γ 辐射的重要来源, 其主要组成之一就是氮俘获 γ ^[1-2]。氮俘获 γ 是核爆炸产生的高能脉冲中子被弹体或者大气慢化之后, 与氮原子核发生 $^{14}\text{N}(n, \gamma)^{15}\text{N}$ 俘获反应时放出的 γ 射线^[1-2]。氮俘获 γ 射线的能量分布在 3~10.833 MeV 之间, 其平均能量为 5.5 MeV, 高于裂变碎片 γ ^[2]。 γ 射线能量越高, 穿透力越强, 传播距

* 收稿日期: 2022-02-25; 修订日期: 2022-04-22

基金项目: 强脉冲辐射环境模拟与效应国家重点实验室专项经费项目(SKLIPR.1504)

联系方式: 刘 利, liuli@nint.ac.cn。

离越远。所以在距离源点远处,氮俘获 γ 射线总量比裂变碎片 γ 还要高。同时在早期 γ 辐射的时间谱中,从毫秒量级开始氮俘获 γ 辐射在早期 γ 辐射中占主导地位^[3]。氮俘获 γ 计算方法研究对于早期核辐射计算^[2-4]、电磁脉冲计算^[5]和防原医学^[6]等都有着重要意义。目前国内外对于中子在大气中输运产生氮俘获 γ 的定量规律性研究较少,难以满足复杂条件下早期核辐射和电磁脉冲环境计算需求。为此本文建立了中子在大气中输运产生氮俘获 γ 的蒙特卡罗模拟计算模型,应用了几何分裂算法与时间分裂算法的综合减方差技巧提高计算精度。研究给出了不同位置不同时间的氮俘获 γ 能量释放率,揭示了氮俘获 γ 射线强度随时间、空间和 neutron 能量的变化规律,引入特征参数建立了氮俘获 γ 能量释放率的快速计算公式。研究成果为氮俘获 γ 的精确计算提供了有效模拟方法,同时可为核爆炸早期核辐射工程化快速计算提供参考。

1 氮俘获 γ 源特征

氮俘获 γ 射线来源于高能脉冲中子与大气的相互作用。高能脉冲中子由源点向外输运过程中与大气发生非弹性散射产生非弹性散射 γ 并逐渐慢化。慢化后的中子与氮原子核发生核反应的截面较大,反应通道主要有 $^{14}\text{N}(n, \gamma)^{15}\text{N}$ 俘获反应和与之相竞争的 $^{14}\text{N}(n, p)^{14}\text{C}$ 反应(如图1所示)。 $^{14}\text{N}(n, \gamma)^{15}\text{N}$ 俘获反应截面约为 $^{14}\text{N}(n, p)^{14}\text{C}$ 反应截面的1/24。由于质量亏损,氮原子核每俘获一个中子以 γ 光子形式释放的能量约为10.82 MeV^[2]。所以每吸收一个中子释放的氮俘获 γ 的平均能量为 $10.82/25=0.43$ MeV。假设脉冲中子平均能量为纯裂变原子弹出壳中子^[3]平均能量1.35 MeV,则全部中子被大气中的氮原子核吸收所产生氮俘获 γ 能量为中子总能量的31.9%。所以氮俘获 γ 在核爆炸早期 γ 辐射计算中不可忽略。

氮气是空气的主要成分,其原子核与高能中子俘获反应截面小,与低能中子反应截面大。高能中子由源点向外输运是逐渐与大气作用而慢化的过程,在源点附近较远处低能中子才比较多,所以氮俘获 γ 射线主要是距离源点一定距离空气中的氮气俘获中子后发射的。氮俘获 γ 射线源为源点附近的具有一定空间分布的球体源。氮俘获 γ 由源向外输运的衰减服从指数衰减规律。核爆炸产生的脉冲中子在空气中输运过程中随时间指数衰减,相应的氮俘获 γ 源强也随时间指数衰减。

2 计算模型与方法

本文建立的中子在大气中产生氮俘获 γ 的输运几何模型如图2所示。模型为球形大气模型,球心为各向同性的中子点源,中子源的权重设置为1;采用标准大气密度 $1.205 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^3$;由于模型整体为球对称结构,为降低相对标准偏差,记录距球心0~3 km范围球面上的粒子信息。球体模型外半径取10 km,模拟结果表明此时已到达大气对于中子的饱和反射厚度,继续增加模型外半径对于记录面计算结果没有明显影响。

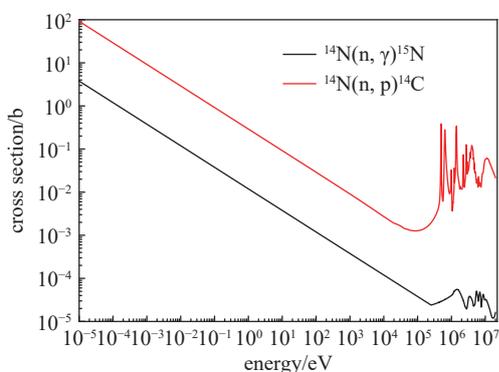


Fig. 1 Reaction cross-section between neutron and ^{14}N

图1 中子与 ^{14}N 的核反应截面

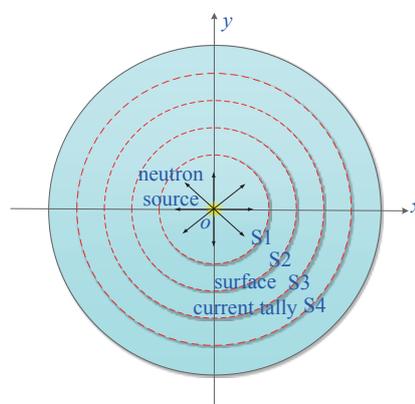


Fig. 2 Geometry model of neutron transport in the atmosphere

图2 中子在大气中输运的几何模型

氮俘获 γ 其本质是中子产生的次级 γ ,所以其数值模拟计算需要考虑中子在大气中的输运并产生次级 γ 的过程。中子及次级 γ 在大气中远距离输运属于典型的深穿透问题^[7-9]。能量为1 MeV的中子与 γ 射线在标准大气中的自由程分别约为80 m和100 m。中子和光子在模型中输运3 km已经超过30个平均自由程,所以直接蒙特卡罗模拟记录单位时间内能够达到记录面氮俘获 γ 总数较少,导致结果的相对标准偏差较大,需要采用一定的减方差技巧^[10-12]以提高计算效率降低相对标准偏差。本文采用蒙特卡罗模拟计算程序MCNP^[13],根据氮俘获 γ 的空间衰

减与时间衰减特性, 对中子与次级 γ 输运同时采用几何分裂算法^[14]与时间分裂算法^[15]的减方差技巧。几何分裂算法赋予不同几何不同的栅元重要性。当权重为 w 的粒子由重要性为 I 的几何进入重要性为 I' 的几何时, 如果 $I < I'$, 则粒子分裂成为 I'/I 个粒子 (若 I'/I 不是整数则按一定概率分裂成 $\text{int}(I'/I)$ 或者 $\text{int}(I'/I)+1$ 个粒子), 相应粒子权重降低为 $w \times I'/I$; 如果 $I > I'$, 则粒子实行轮盘赌按照 I'/I 的概率存活, 相应粒子权重增加为 $w \times I'/I$ 。时间分裂算法通过设置分裂概率来增加高重要性时间段的粒子数。如果设置某一时刻权重为 w 的粒子分裂概率为 p , 如果 $p > 1$, 则分裂成为 p 个粒子 (若 p 不是整数则按一定概率分裂成 $\text{int}(p)$ 或者 $\text{int}(p)+1$ 个粒子), 相应粒子权重降低为 w/p ; 如果 $p < 1$, 则粒子实行轮盘赌按照 p 的概率存活, 相应粒子权重增加为 w/p 。两种算法本质都是通过增加高重要性区域或时间段内的模拟粒子, 减小低重要性区域或时间段内的模拟粒子, 调整相应的粒子权重, 从而在保证整体权重无偏的情况下减小结果的相对标准偏差。

针对本文计算模型, 采用几何分裂算法即将感兴趣的 0~3 km 的球形几何分成 0.1 km 一层一层的 30 个等距的球壳栅元, 然后逐渐增加离球心较远栅元的重要性; 采用时间分裂算法即在氮俘获 γ 为主导的 1×10^{-4} s 左右逐渐增加时间段的重要性。表 1 给出了采用不同减方差方法计算得到的距源点 2 km、3 km 处 1×10^{-2} s 时刻的 γ 注量率、相对误差 R 及 FOM 因子。FOM 因子定义为 $F_{OM} = 1/(R^2 t)$, 其中 t 为计算时间, min。FOM 因子可以反映出模拟结果的计算效率, FOM 因子越大计算效率越高。由表可知, 采用几何分裂算法和时间分裂算法的相对标准偏差大幅降低、FOM 因子显著提高。3 km 处 1×10^{-2} s 时刻 γ 注量率的 FOM 因子提高 10 倍以上。

表 1 采用不同减方差方法模拟所得 γ 注量率、相对误差及 FOM 因子

Table 1 Gamma ray fluence rate, relative error and FOM factor by using different variance reduction method

distance/km	method of variance reduction	fluence rate of γ at 1×10^{-2} s / ($10^{-3} \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$)	relative error	FOM factor
2.0	none	59.8	8.1%	2.7
	time splitting	63.1	1.4%	3.5
	geometry splitting	62.4	2.3%	11
	time splitting + geometry splitting	62.2	0.6%	13
3.0	none	3.57	36%	0.14
	time splitting	4.77	5.3%	0.24
	geometry splitting	4.71	4.9%	2.4
	time splitting + geometry splitting	4.58	1.1%	3.2

3 模拟结果

设置模拟的粒子数为 1×10^8 , 中子能量由 Watt 平衡裂变谱抽取, 模拟得到的离源点 0.1~3 km 范围内不同距离球面上的中子与 1 keV 以下低能中子面积分流、能量面积分流、注量和能注量如图 3 所示。面积分流和能量面积分流分别定义为穿过某一界面的总粒子数和总粒子能量。中子和 1 keV 以下低能中子在记录面上的平均注量和能注量随距离指数衰减。中子注量和中子能注量从源点距 0.1 km 处的 $2.2 \times 10^{-9} \text{cm}^{-2}$ 和 $4.0 \times 10^{-14} \text{MeV} \cdot \text{cm}^{-2}$ 衰减到源点距 3 km 处的 $1.7 \times 10^{-17} \text{cm}^{-2}$ 和 $8.8 \times 10^{-22} \text{MeV} \cdot \text{cm}^{-2}$ 。中子面积分流和 1 keV 以下低能中子面积分流先随离源点

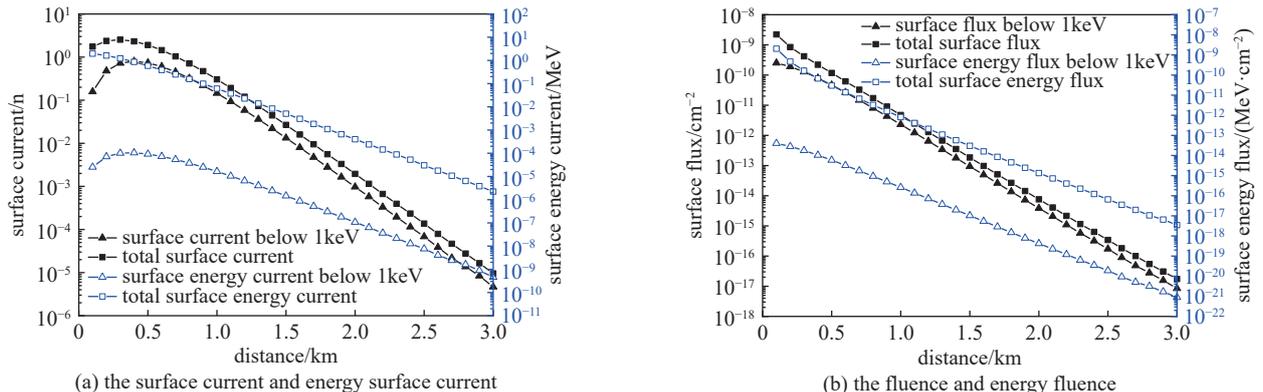


Fig. 3 Neutron surface current and fluence vs. distances

图 3 中子与低能中子面积分流和注量随距离变化

距离显著增加,在距源点 400 m 左右达到峰值,而后随距离迅速衰减。中子能量面积分流随距离指数衰减,而 1 keV 以下低能中子能量面积分流同样先随距离增加而后衰减。在 MCNP 中设置不同方向面流计数的研究表明,中子面积分流和低能中子能量面积分流增加的主要原因是中子多次散射过程中不止一次穿过记录面。由于 4π 立体角方向上的面积分流更能体现粒子强度随距离的变化规律,下文采用面积分流来表征中子和 γ 的强度。表 2 给出了不同距离球面处的中子及次级 γ 的平均能量。在 1.5 km 以内,中子平均能量随距离增加而减小,其主要原因为快中子与大气发生非弹性散射较多,高能中子份额急速减少。在 1.5 km 以外,中子平均能量随距离增加而略有增加,出现能谱硬化,其主要原因为此时低能中子与大气发生氮俘获较多,低能中子份额减少较多。

中子次级 γ 根据中子与大气相互作用的类型可以分为大气非弹性散射 γ 与氮俘获 γ 。快中子与大气非弹性散射作用截面较大而与氮发生俘获反应截面较小。与之相反,慢中子不与大气发生非弹性散射作用而与氮发生俘获反应截面较大。所以非弹性散射 γ 在时间较短中子能量较高时占主导,而氮俘获 γ 在时间较长中子能量较低时占主导。图 4 给出了模拟得到离源点 0.1~3 km 范围内离源点不同距离球面上的中子次级 γ 能量释放率随时间的变化。中子次级 γ 能量释放率定义为单位时间内穿过某一距离球面的中子次级 γ 总能量。相比于注量与能注量,能量释放率更能揭示中子次级 γ 整体辐射源强度变化规律。图 4 中 2×10^{-4} s 之前 γ 能量释放率高、随时间衰减较快,对应非弹性散射 γ 占主导; 2×10^{-4} s 之后 γ 能量释放率变化较为平稳,直至 0.1 s 左右迅速衰减,对应氮俘获 γ 占主导。近似取 2×10^{-4} s 之后 γ 总能量为氮俘获 γ 总能量(如图 4 所示)。氮俘获 γ 能量占总中子次级 γ 能量的占比随距离增加。当源点距为 200 m、500 m 和 3 km 时,氮俘获 γ 分别占总中子次级 γ 能量的 56%、83% 和 96%。这表明当源点距较大时,中子次级 γ 的主要贡献来源于氮俘获 γ 。

在图 4 的对数坐标系中,氮俘获 γ 在 0.1 s 左右开始迅速衰减,这表明氮俘获 γ 能量释放率服从时间的 e 指数衰减规律,衰减时间在 0.1 s 左右,这与文献 [2] 中的理论分析一致。

图 5 给出了氮俘获 γ 能量及能量释放率随距离变化。氮俘获 γ 能量及能量释放率随离源点距离显著增加,在距源点 500 m 左右达到峰值,而后随距离增加指数衰减。氮俘获 γ 能量及能量释放率空间分布特征与中子面积分流空间分布规律相似,同时由于 γ 射线在大气中的输运,其峰值对应的源点距略大。由表 2 可知,在 1.5 km 以内,中子次级 γ 平均能量随距离增加而减小,这是非弹性散射的次级 γ 能量随中子能量降低而降低和氮俘获 γ 占比增加综合作用的结果。在 1.5 km 以外,中子次级 γ 平均能量随距离增加而略有增加,出现能谱硬化,其主要原因为此时低能光子被大气吸收截面较大,低能光子份额减少较多。由于 γ 在大气中不断被散射慢化,中子次级 γ 平均能量远低于核反应产生的初始氮俘获 γ 能量。

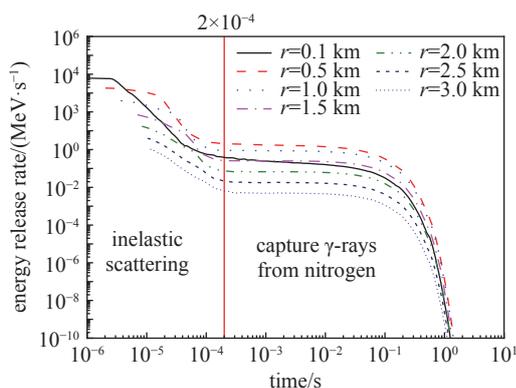


Fig. 4 Neutron secondary gamma energy release rate vs time at different distances

图 4 不同距离的中子次级 γ 能量释放率随时间变化

表 2 不同距离球面处的中子及次级 γ 的平均能量
Table 2 Energy of neutron and secondary gamma at different distances

distance/km	neutron energy/MeV	gamma energy/MeV
0.1	0.92	1.54
0.3	0.39	1.46
0.5	0.26	1.46
1.0	0.17	1.33
1.5	0.16	1.24
2.0	0.18	1.24
2.5	0.20	1.27
3.0	0.23	1.32

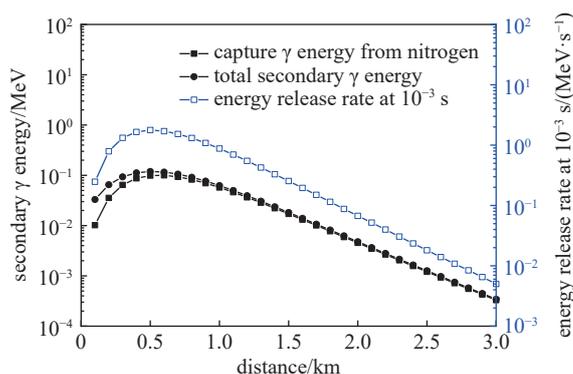


Fig. 5 Neutron secondary gamma energy and energy release rate vs distances

图 5 中子次级 γ 能量及能量释放率随距离变化

4 特征参数拟合

根据氮俘获 γ 的空间分布特征和随时间指数衰减特征, 在距源点 r 处的氮俘获 γ 辐射源强可采用以下经验公式拟合^[2]

$$G(r, t) = a(r)e^{-t/\tau(r)}/\tau(r) \quad (1)$$

其中: $G(r, t)$ 为源点距 r 处 t 时刻的氮俘获 γ 能量释放率, 单位 MeV/s; t 为时间, 单位 s; 参数 $a(r)$ 表征氮俘获 γ 辐射强度, 单位 MeV; 参数 $\tau(r)$ 表征特征衰减时间, 单位 s。参数 $a(r)$ 越大, 氮俘获 γ 辐射越强; 参数 $\tau(r)$ 越大, 氮俘获 γ 随时间衰减越慢, 中子随时间衰减越慢, 初始氮俘获 γ 源强越大。

采用公式(1)进行拟合可得到距源点 0.1~3 km 范围内不同距离球面的氮俘获 γ 能量释放率的拟合公式。图 6(a) 给出了源点距 1 km、2 km 和 3 km 球面上氮俘获 γ 能量释放率的模拟结果和拟合结果的对比, 其中 a 分别为 6×10^{-2} 、 4.7×10^{-3} 和 3.3×10^{-4} MeV, τ 分别为 0.0620、0.0622 和 0.0620 s。可见, 拟合公式可以很好描述氮俘获 γ 能量释放率的空间特征与时间特征。图 6(b) 给出了源点距 0.1 km 到 3 km 范围内氮俘获 γ 能量释放率的拟合参数 a 和 τ 随距离的变化。由图可知, 表征氮俘获 γ 源强的参数 a 随距离先增加, 在 500 m 左右达到峰值, 随后随距离指数衰减。参数 τ 随距离变化不大, 在离源点近处随距离增加略有增加, 在 1 km 左右稳定在 0.062 s 左右。参数 τ 表征特征衰减时间, 其与中子能量与氮俘获 γ 能量密切相关。在离源点 1 km 以上, 中子能量与氮俘获 γ 能量变化较小(如表 2 所示), 所以参数 τ 基本保持稳定。

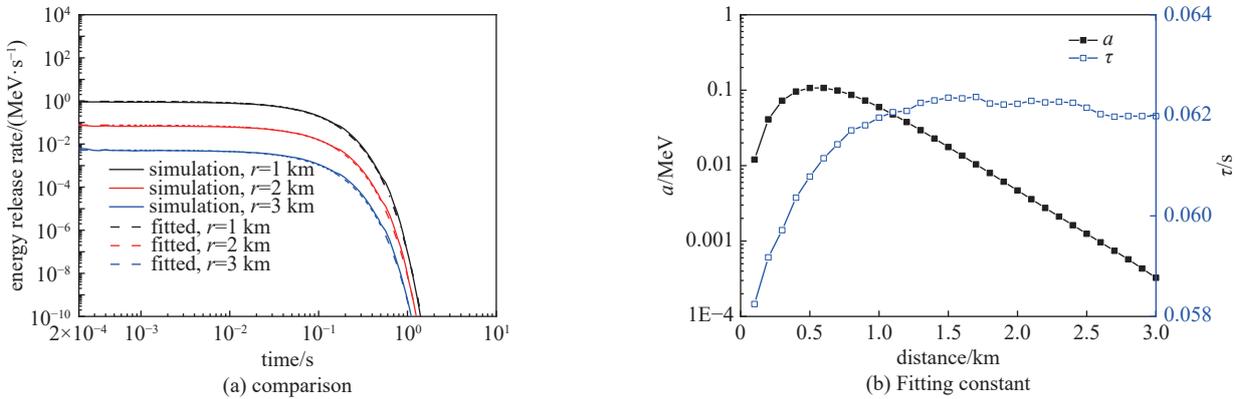


Fig. 6 Fitting of neutron capture γ -ray energy release rate

图 6 氮俘获 γ 能量释放率拟合参数公式

根据 $a(r)$ 随源心距先增加后指数衰减的规律, 将参数 $a(r)$ 拟合为表达式

$$a(r) = 3.26e^{-2.96r - \frac{1.23}{r+0.13}} \quad (2)$$

保持其他参数不变的情况下, 取 τ 为 0.058 s 和 0.062 s, 氮俘获 γ 强度衰减至最大强度的 0.1 倍时对应时间差异仅为 4.5%, 衰减至最大强度的 0.01 倍时对应时间差异为 4.9%, 1 ms 时刻的初始氮俘获 γ 源强差异约为 6.5%。如果忽略参数 τ 小幅度变化引起的氮俘获 γ 强度衰减特性和初始氮俘获 γ 源强差异, 可统一取参数 τ 为 0.062, 得到氮俘获 γ 辐射源强拟合公式为

$$G(r, t) = 52.6e^{-2.96r - \frac{1.23}{r+0.13}} e^{-16.1t}$$

利用公式(3)计算源心距 0.5~3 km 范围的 1 ms 时刻初始氮俘获 γ 源强与模拟结果差异小于 15%, 衰减至最大强度的 0.01 倍时对应时间差异小于 5%; 计算 0.5 km 范围内的初始氮俘获 γ 源强误差较大, 0.1 km 处误差最大可达到 26%。

若进一步将参数 $\tau(r)$ 拟合为表达式

$$\tau(r) = 0.0622 - 0.0054e^{-r/0.36}$$

可以得到氮俘获 γ 辐射源强拟合公式为

$$G(r, t) = 3.26e^{-2.96r - \frac{1.23}{r+0.13}} e^{-t/(0.0622 - 0.0054e^{-r/0.36})} / (0.0622 - 0.0054e^{-r/0.36})$$

公式(4)(5)计算 Watt 平衡裂变变谱中子在源心距 0.5~3 km 范围内产生的 1 ms 时刻初始氮俘获 γ 源强与模拟

结果差异小于 15%, 0.5 km 范围内初始氮俘获 γ 源强差异小于 20%, 衰减至最大强度的 0.01 倍时对应时间差异小于 5%。

5 中子能量对氮俘获 γ 的影响

为研究不同能量源中子对氮俘获 γ 的影响, 模拟计算了 1 keV~14 MeV 的单能中子在大气中运输产生的氮俘获 γ 。图 7 给出了源点距 0.5 km 和 1 km 处球面上不同能量源中子激发的中子次级 γ 能量释放率随时间的变化。

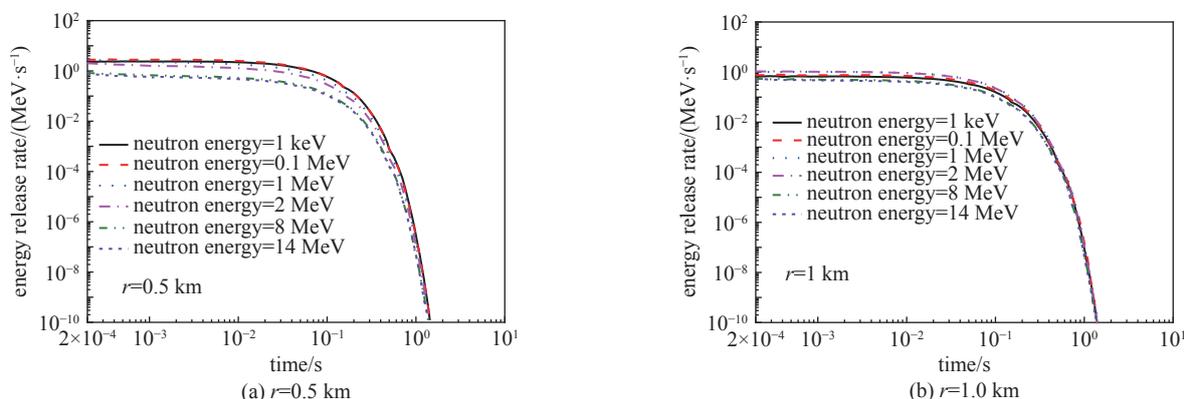


Fig. 7 Neutron secondary gamma energy release rate vs. time for different neutron energy

图 7 不同能量中子对氮俘获 γ 能量释放率随时间的变化

为研究中子能量对氮俘获 γ 的空间分布及时间衰减的影响, 采用公式(1)对不同能量中子距源点 0.1~3 km 范围内不同距离球面的氮俘获 γ 能量释放率进行拟合, 得到不同能量中子对应拟合公式中参数 a 和参数 τ 随源点距的变化如图 8 所示。参数 a 表征氮俘获 γ 辐射强度。由图 8 可见, 不同能量中子产生的氮俘获 γ 辐射强度随距离先增加后指数衰减。氮俘获 γ 辐射强度峰值处的源点距随中子能量的增加而增加。1 keV 中子的氮俘获 γ 辐射强度峰值对应源点距约为 0.3 km, 而 14 MeV 中子的氮俘获 γ 辐射强度峰值对应源点距可达到 0.6 km。在距源点较远处(500 m 内), 氮俘获 γ 辐射强度随中子能量增加而降低。这是因为在距源点较远处, 中子慢化不充分。中子能量越高, 在源点附近处的低能中子数量越低, 其产生的氮俘获 γ 辐射强度越低。在距源点较远处, 氮俘获 γ 辐射强度随中子能量增加先增大后减小。中子平均自由程随中子能量增加而增加。当中子能量较低时, 中子能量增加使得中子运输距离增大, 在距源点较远处低能中子及其产生的氮俘获 γ 增加。当中子能量较高时, 中子能量增加使得中子运输距离继续增大, 同时中子慢化截面减小, 使得原位置处低能中子数目减小, 其产生的氮俘获 γ 减小。在多组模拟结果中, 距源点较远的 1~3 km 之间, 2 MeV 中子产生的氮俘获 γ 辐射强度最高。

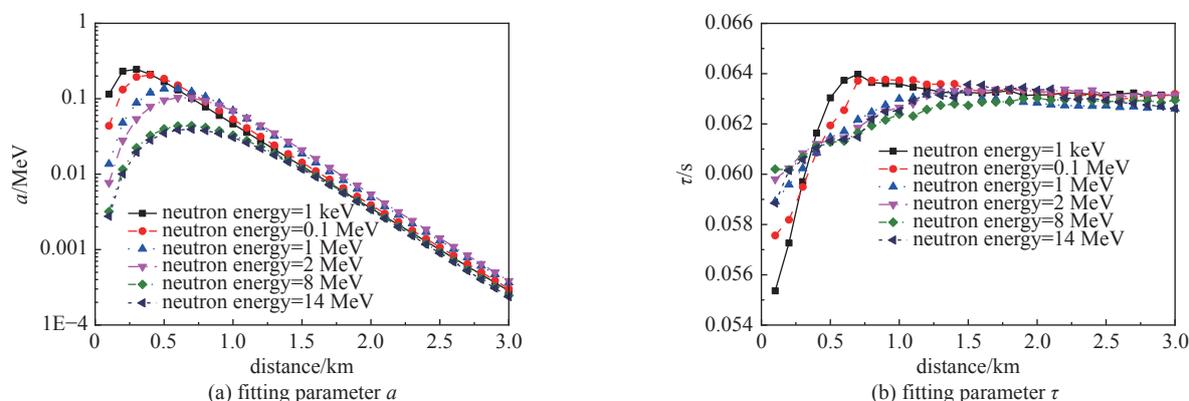


Fig. 8 Fitting parameters of neutron capture γ -ray energy release rate for different neutron energy

图 8 不同能量中子的氮俘获 γ 能量释放率拟合参数

参数 τ 表征氮俘获 γ 特征衰减时间。不同能量中子对应的参数 τ 随距离变化不大, 在离源点近处随距离增加略有增加, 在 1 km 左右达到稳定。在距源点较远处, 中子能量越低, 参数 τ 越小, 氮俘获 γ 随时间衰减越快。在距源点较远处, 氮俘获 γ 特征衰减时间随中子能量变化较小, 参数 τ 都在 0.062~0.063 之间。氮原子俘获中子后立刻放出 γ 射线, 所以氮俘获 γ 射线发射时间与氮俘获中子的时间是一致的, 其特征衰减时间与氮俘获中子时间尺度相当。不管初始中子能量多高, 其发生氮俘获反应时都已经慢化至低能中子甚至热中子, 所以整体上氮俘获 γ 特征

衰减时间随距离和中子能量变化都不大。

6 结 论

本文建立了中子及次级 γ 在大气中输运的几何模型,开展了中子在大气中产生氮俘获 γ 的蒙特卡罗模拟研究。采用几何分裂算法和时间分裂算法使得模拟结果相对标准偏差大幅降低、FOM因子显著提高。取中子能量为Watt平衡裂变谱,模拟得到的离源点0.1~3 km范围内不同距离球面上的中子与中子次级 γ 信息。研究表明中子面积分流和1 keV以下低能中子面积分流随离源点距离先增加后减小。非弹性散射 γ 在 2×10^{-4} s之前占主导,而氮俘获 γ 在 2×10^{-4} s之后占主导。在距源点远处,中子次级 γ 的主要贡献来源于氮俘获 γ 。氮俘获 γ 能量及能量释放率随离源点距离增加而增大,在距源点500 m左右达到峰值,而后随距离增加指数衰减。氮俘获 γ 能量释放率服从时间的 e 指数衰减规律,衰减时间在0.1 s左右。采用表征氮俘获 γ 辐射强度的参数 a 和表征特征衰减时间的参数 τ 拟合给出了不同距离不同时间氮俘获 γ 能量释放率的快速计算公式。中子能量对氮俘获 γ 的影响研究表明在距源点较远处(500 m内),氮俘获 γ 辐射强度随中子能量增加而降低,特征衰减时间随中子能量增加而增大。在距源点较远处,氮俘获 γ 辐射强度随中子能量增加先增大后减小,特征衰减时间随中子能量变化较小。

本文给出了中子在大气中产生氮俘获 γ 的计算模型与方法,揭示了氮俘获 γ 射线随时间、空间和中子能量的变化规律,引入特征参数建立了氮俘获 γ 能量释放率的快速计算公式。研究结果可为早期核辐射计算、中期核电电磁脉冲计算、防原医学等研究提供有力支持。

参考文献:

- [1] Glasstone S, Dolan P J. The effects of nuclear weapons[M]. Washington: U. S. Department of Defense, 1977.
- [2] 乔登江. 核爆炸物理概论[M]. 北京: 国防工业出版社, 2003. (Qiao Dengjiang. Introduction to the physics of nuclear explosion[M]. Beijing: National Defense Industry Press, 2003)
- [3] 王建国, 牛胜利, 张殿辉, 等. 高空核爆炸效应参数手册[M]. 北京: 原子能出版社, 2010. (Wang Jianguo, Niu Shengli, Zhang Dianhui, et al. Parameter handbook of high altitude nuclear detonation effect[M]. Beijing: Atomic Energy Press, 2010)
- [4] 刘晓红, 王伟力, 孟涛, 等. 早期核辐射毁伤效应空间建模及剖切算法[J]. 火力与指挥控制, 2012, 37(9): 190-192,197. (Liu Xiaohong, Wang Weili, Meng Tao, et al. Research on 3D spatial data models for early nuclear radiation damage effects and slitting algorithm[J]. Fire Control & Command Control, 2012, 37(9): 190-192,197)
- [5] 王泰春, 贺云汉, 王玉芝. 电磁脉冲导论[M]. 北京: 国防工业出版社, 2011. (Wang Taichun, He Yunhan, Wang Yuzhi. Introduction to electromagnetic pulse[M]. Beijing: National Defense Industry Press, 2011)
- [6] 郭力生, 鲁华玉. 防原医学[M]. 北京: 原子能出版社, 2006. (Guo Lisheng, Lu Huayu. Antigenic medicine[M]. Beijing: Atomic Energy Press, 2006)
- [7] 王瑞宏, 姬志成, 裴鹿成. 深穿透粒子输运问题的自适应抽样方法[J]. 强激光与粒子束, 2012, 24(12): 2941-2945. (Wang Ruihong, Ji Zhicheng, Pei Lucheng. Adaptive sampling method in deep-penetration particle transport problem[J]. High Power Laser and Particle Beams, 2012, 24(12): 2941-2945)
- [8] 郑征, 梅其良, 邓力. 全局减方差方法的HBR-2基准题应用[J]. 原子能科学技术, 2018, 52(6): 987-993. (Zheng Zheng, Mei Qiliang, Deng Li. Global variance reduction method applied to HBR-2 benchmark[J]. Atomic Energy Science and Technology, 2018, 52(6): 987-993)
- [9] 申靖文, 胡也, 郑俞, 等. 蒙特卡罗输运模拟软件JMCT的深穿透屏蔽计算[J]. 强激光与粒子束, 2018, 30: 046002. (Shen Jingwen, Hu Ye, Zheng Yu, et al. Three-dimensional Monte Carlo transport code JMCT in shielding engineering application[J]. High Power Laser and Particle Beams, 2018, 30: 046002)
- [10] Booth T E. MCNP variance reduction examples[R]. LA-UR-12-25907, 2012.
- [11] 史涛, 马纪敏, 邱有恒, 等. 基于蒙特卡罗正算输运的全局减方差方法[J]. 强激光与粒子束, 2018, 30: 016006. (Shi Tao, Ma Jimin, Qiu Youheng, et al. Global variance reduction based on forward Monte Carlo calculation[J]. High Power Laser and Particle Beams, 2018, 30: 016006)
- [12] 郑征, 丁谦学, 周岩. 基于共轭离散纵标的减方差方法[J]. 强激光与粒子束, 2018, 30: 026004. (Zheng Zheng, Ding Qianxue, Zhou Yan. Variance reduction method based on adjoint discrete ordinate[J]. High Power Laser and Particle Beams, 2018, 30: 026004)
- [13] Culbertson C N, Hendricks J S. An assessment of the MCNP4C weight window[R]. LA-13668, 1999.
- [14] 左应红, 牛胜利, 商鹏, 等. 权重窗方差方法在 γ 射线长距离输运模拟中的应用[J]. 现代应用物理, 2020, 11: 010205. (Zuo Yinghong, Niu Shengli, Shang Peng, et al. Weight window variance reduction method for simulating long distance γ -ray transport[J]. Modern Applied Physics, 2020, 11: 010205)
- [15] 刘利, 左应红, 牛胜利, 等. 中子及次级 γ 在高空长距离蒙特卡罗输运模拟中的减方差方法[J]. 现代应用物理, 2022, 13: 010202. (Liu Li, Zuo Yinghong, Niu Shengli, et al. A variance reduction method for simulating the long-distance transport of neutrons and secondary γ in high-altitude atmosphere by Monte Carlo method[J]. Modern Applied Physics, 2022, 13: 010202)