冲击波影响下裂变产物的缓发γ剂量场研究

胡佳琦　商 鹏　朱金辉　左应红　刘 利　牛胜利　王学栋

（西北核技术研究所 强脉冲辐射模拟与效应全国重点实验室　西安 710024）

摘要　重大核事故（反应堆严重事故、放射性物质恐怖袭击等）发生通常伴随剧烈爆炸，泄漏的裂变产物周边空气必然受到冲击波扰动。为合理评估裂变产物形成的缓发核辐射环境，需开展冲击波影响下典型裂变核素缓发γ输运研究。采用基于镜像方法的改进型低空多次爆炸（Low Altitude Multiple Burst Revised，LAMBR）模型模拟冲击波扰动下裂变缓发γ源周围的空气密度分布，分析冲击波对裂变缓发γ输运的影响。基于质量厚度等效衰减规律，结合LAMBR模型，建立冲击波影响下裂变缓发γ输运快速模拟方法。计算并给出地面测点处^{235}U、^{239}Pu、^{238}U裂变缓发γ剂量，并建立剂量场经验公式，进而得到三种裂变核素缓发γ剂量场的转换关系。将计算的裂变缓发γ剂量率和剂量与蒙特卡罗方法及等效空腔方法计算的结果进行了对比和分析，结果显示：本方法计算的γ剂量率与蒙特卡罗方法模拟结果整体上接近，但计算时长远少于蒙特卡罗模拟所需时长。研究结果表明，在距地面1 000 m以内随着源与地面的距离增加，冲击波对裂变缓发γ输运的增强效应逐渐显著。此外，^{235}U、^{239}Pu、^{238}U裂变缓发γ剂量场存在比例关系。

关键词　缓发γ，LAMBR模型，剂量率，质量厚度，蒙特卡罗方法

中图分类号　TL72

DOI: 10.3724/j.0253-3219.2026.hjs.49.250295

CSTR: 32193.14.hjs.CN31-1342/TL.2026.49.250295

Study on tissue dose field of delayed gamma emitted from fission products under effects of blast wave

HU Jiaqi　SHANG Peng　ZHU Jinhui　ZUO Yinghong　LIU Li　NIU Shengli　WANG Xuedong

(*State Key Laboratory of Intense Pulsed Radiation Simulation and Effect*, *Northwest Institute of Nuclear Technology*, *Xi'an 710024*, *China*)

Abstract　**[Background]** One of the important features of the major nuclear accidents (severe reactor accident, radioactive terrorist attack) lies in the explosion caused by hydrogen or nuclear energy release, which means air around fission products should be influenced by blast wave of the explosion. Therefore, it is essential to consider the effects of blast wave in the calculation of delayed radiation transport. **[Purpose]** This study aims to analyze the effects of blast wave on transport of the delayed gamma, and to calculate the tissue dose field of the delayed gamma emitted from fission products of ^{235}U, ^{239}Pu, and ^{238}U under the effects of blast wave. **[Methods]** Firstly, low altitude multiple burst revised (LAMBR) model based on the method of mirror image was employed to simulate the distributions of air density around delayed gamma source. The mass thicknesses of air were calculated by using LAMBR model. Subsequently, the attenuation law based on mass thickness was applied to study the effects of blast wave on transport of the delayed gamma. By combining the attenuation law based on mass thickness with LAMBR model, a fast simulation method for the delayed gamma transport under the effects of blast wave was proposed to calculate the tissue doses of the delayed gamma. Then, the Monte Carlo method and the cavity method were used to

第一作者：胡佳琦，男，1993年出生，2022年于西安交通大学获博士学位，研究领域为核辐射输运

通信作者：左应红，E-mail：zuoyinghong@nint.ac.cn

收稿日期：2025-07-29，修回日期：2025-10-26

First author: HU Jiaqi, male, born in 1993, graduated from Xi'an Jiaotong University with a doctoral degree in 2022, focusing on nuclear radiation transport

Corresponding author: ZUO Yinghong, E-mail: zuoyinghong@nint.ac.cn

Received date: 2025-07-29, revised date: 2025-10-26

simulate the transport of the delayed gamma under the effects of blast wave, and to give the tissue dose rates of the delayed gamma. Finally, the empirical formulas of ground-level tissue doses of the delayed gamma under the effects of blast wave were proposed to illustrate the relationships between ground-level tissue doses of the delayed gamma emitted from fission products of ^{235}U, ^{239}Pu, and ^{238}U. **[Results]** Calculation results of the fast simulation method, the Monte Carlo method, and the cavity method show that the max relative deviation of tissue doses of the delayed gamma reaches up to 45% at the altitude of 1 000 m for 500 t TNT equivalents with consideration of the effects of blast wave. The max relative deviation increases from 4% to 45% when the altitude is increased from 100 m to 1 000 m. The calculated results are broadly consistent with the simulations of the Monte Carlo method, but the computational time remains under 1 min, which is orders of magnitude shorter than the simulations of the Monte Carlo method. The calculated tissue dose rates of the delayed gamma are, on average, two times higher than the results of the cavity method. Furthermore, the average relative deviations between ground-level tissue doses calculated by using the empirical formulas and the simulations remain within 13%. **[Conclusions]** The results of this study indicate that compared to the calculations without the blast wave, the transport of the delayed gamma is enhanced significantly as altitude of the delayed gamma source increase in the altitude range below 1 000 m. The calculated tissue dose rates based on the fast simulation method basically agree with the simulations of the Monte Carlo method, and are approximately two times higher than the results of the cavity method. Furthermore, the dose ratios of ^{238}U to ^{239}Pu and ^{235}U to ^{239}Pu are 2.25 and 1.12, respectively.

Key words Delayed gamma, LAMBR model, Tissue dose rates, Mass thickness, Monte Carlo method

核能是实现低碳经济的一种重要手段[1−2]，已广泛应用于世界多地的电力系统。尽管基于核裂变反应堆的核能发电具有碳排放量低、持续性强、经济效益高等优点[2]，但潜在的安全风险仍需谨慎评估。研究表明，反应堆严重事故中释放的裂变产物对生物和环境威胁巨大[3−5]。裂变产物自发衰变释放的γ、中子、β射线统称为缓发核辐射。缓发中子产额小发射概率低，缓发β射线穿透性弱，因此缓发γ是缓发核辐射环境的主导因素。由于大部分裂变产物的半衰期较长，缓发γ可在相当长的时间内持续对环境造成危害。与此同时，重大核事故发生通常伴随着剧烈爆炸[3−5]，裂变产物周围空气在冲击波扰动下呈复杂分布。源心附近形成真空区，向外空气密度逐渐增强直至峰值，进而影响缓发γ输运过程。综上所述，开展冲击波影响下裂变缓发γ输运研究有助于深化对辐射输运过程的认识，同时建立典型裂变核素缓发γ剂量场亦可为重大核事故的辐射环境评估提供基础支持。

通常采用蒙特卡罗方法模拟裂变反应产生的瞬发核辐射输运[6−10]，即通过大量抽样模拟得到物理量的统计结果。由于瞬发核辐射产生时间早、持续时间短，其输运过程无需考虑冲击波的影响。然而缓发核辐射持续时间长，冲击波扰动下空气密度呈复杂分布，进而影响粒子输运过程，加大了研究难度。若使用蒙特卡罗方法模拟缓发γ输运过程，一方面需要建立空气布局随时间演化的复杂几何模型，另一方面多时刻多场景模拟必然消耗大量计算资源。因此瞬发核辐射模拟技术难以直接推广应用于裂变缓发γ剂量场的快速计算。为分析冲击波对缓发核辐射的影响，早期提出了等效空腔方法[11]。假设冲击波压缩空气在源周围形成球体真空区，即等效空腔，而真空区外部空气密度不变。等效空腔假设降低了建模难度，提升了计算效率。但将冲击波影响下空气密度的复杂分布等效为真空空腔分布的假设略显粗糙。

已发表的实验测量表明，不同时刻^{235}U裂变释放的缓发γ能谱形状接近，可认为源能谱形状不随时间变化[12]。^{239}Pu和^{238}U裂变释放的缓发γ能谱形状在各时刻亦与^{235}U基本相同，可采用^{235}U源能谱作为合理的近似，因此计算中不同时刻三种裂变核素释放的缓发γ能谱可采用相同形状。三种裂变核素释放的缓发γ时间谱略有差异[13−14]，尤其在0.001 s之后强度关系为^{238}U＞^{235}U＞^{239}Pu。不同时刻能谱形状相同，即源发射的各能群γ强度占比不随时间改变，但总强度大小由时间谱决定。如果各时刻源发射的各能群γ强度占比不随时间改变，仅输运介质几何随时间改变，则可基于质量厚度等效衰减规律分析缓发γ输运过程。

本文基于镜像方法的改进型低空多次爆炸（Low Altitude Multiple Burst Revised，LAMBR）模型模拟冲击波扰动下空气密度分布[15]，分析冲击波对裂变缓发γ输运的影响。基于质量厚度等效衰减规律[16−17]，结合LAMBR模型，建立冲击波影响下裂变缓发γ输运快速模拟方法。研究^{235}U、^{239}Pu、^{238}U裂变

缓发γ输运过程并计算给出地面测点处裂变缓发γ剂量场，进而建立剂量场经验公式，并得到^{235}U、^{239}Pu、^{238}U裂变缓发γ剂量场转换关系。此外，计算的裂变缓发γ剂量率和剂量与蒙特卡罗方法及等效空腔方法计算的结果进行了对比分析。

1 模型与计算方法

1.1 爆炸冲击波反射流场计算方法

爆炸产生的冲击波遇到固壁后依次发生正规和非正规反射，流场分布通常采用镜像方法快速计算[18-20]。以固壁为对称面，在其两侧分别建立真实爆炸和与之对应的虚拟爆炸，根据一维球爆炸自由场参数确定真实爆炸和虚拟爆炸流场，再以二者线性或非线性叠加得到真实冲击波反射后的流场分布。已有研究表明，基于镜像方法的LAMBR模型在冲击波流场的密度和速度等物理量计算方面具有明显优势[15]。此外在运行时间方面，采用相同的计算区域和网格划分方案，对于耗时70 h的数值计算算例，LAMBR模型仅需约15 s完成[15]。因此，本文采用LAMBR模型分析裂变缓发γ源附近的空气密度分布。

设定真实爆炸自由场在P点压强、密度、速度分别为p_1、ρ_1、$\vec{u_1}$，虚拟爆炸自由场在P点压强、密度、速度分别为p_2、ρ_2、$\vec{u_2}$，根据LAMBR模型P点处流场压强表示为[13]：

$$p = p_0 + \sum_{i=1}^{2}(p_i - p_0) + \frac{\gamma+1}{2}\left(\frac{1}{2}\sum_{i=1}^{2}\rho_i|\vec{u_i}|^2 - \frac{1}{2}\bar{\rho}|\vec{\bar{u}}|^2\right) \tag{1}$$

$$\bar{\rho} = \rho_0 + \sum_{i=1}^{2}(\rho_i - \rho_0), \vec{\bar{u}} = \frac{1}{\bar{\rho}}\sum_{i=1}^{2}\rho_i\vec{u_i} \tag{2}$$

式中：γ表示比热比；p_0和ρ_0分别表示波入射前未扰动流场的压力和密度。P点处流场密度表示为：

$$\rho = \begin{cases} \rho_1 \dfrac{(\gamma+1)\dfrac{p}{p_1} + (\gamma-1)}{(\gamma-1)\dfrac{p}{p_1} + (\gamma+1)}, p > p_1 \\ \rho_1\left(\dfrac{p}{p_1}\right)^{\gamma}, p \leqslant p_1 \end{cases} \tag{3}$$

以上公式中任意时刻真实爆炸和虚拟爆炸流场参数可根据自由场传播规律基于几何近似方法得到[15]。

计算表明，各向同性爆炸点源产生的冲击波使得爆源周围空气密度分层分布，密度相同的空气近似分布在以爆源为中心的某层球壳内，靠近爆心区域空气密度低，向外逐渐增加达到峰值。

1.2 质量厚度等效衰减规律

冲击波致裂变缓发γ源附近空气密度发生剧烈而复杂的变化，加大了蒙特卡罗建模的难度和计算耗时。若两个计算区域介质组分相同且满足几何相似条件，则推论是在质量厚度相同的位置，粒子输运注量和剂量仅与距离平方相关[16]。由此可通过基准密度区域的粒子输运推测不同密度区域的粒子输运，极大提高计算速度。

假定两个不同的计算区域F_1和F_2，其空间材料构成一致，材料密度满足比例关系$k\rho_2(kr) = \rho_1(r)$。计算区域F_1中的任意两个位置r_1'和r_1，在计算区域F_2中存在对应的r_2'和r_2，满足$kr_1' = r_2'$，$kr_1 = r_2$，$k\rho_2(r_2') = \rho_1(r_1')$，$k\rho_2(r_2) = \rho_1(r_1)$。因此，有$k(r_1' - r_1) = r_2' - r_2$，$\rho_1(r_1)(r_1' - r_1) = \rho_2(r_2)(r_2' - r_2)$，可写成积分形式$\int\rho(r_1)\mathrm{d}r_1 = \int\rho(r_2)\mathrm{d}r_1$。由于$F_1$和$F_2$的材料构成一致，所以输运方程[21]中散射截面和衰减系数均相等。因此，若源项S为位于区域F_1和F_2中相同坐标位置的点源，则F_1和F_2中的辐射场总强度和总剂量等时间积分参数满足[16]：

$$\phi_1(r_1,E,\Omega) = \frac{{r_2}^2}{{r_1}^2}\phi_2(r_2,E,\Omega) = k^2\phi_2(r_2,E,\Omega) \tag{4}$$

式中：k为几何比例系数；E为光子能量；Ω为辐射传播方向。

式(4)表明，对于几何相似$k\rho_2(r_2) = \rho_1(r_1)$的计算空间，在相同源项条件下，其对应位置的辐射场参数的比值为几何比例的平方反比。

电离辐射防护研究表明，特定情况下γ射线在介质中的输运规律与以上结论一致。γ射线输运至介质中距离源d处的强度表示为：

$$N = BN_0\mathrm{e}^{-(\frac{\mu}{\rho})d_{\mathrm{m}}} \tag{5}$$

式中：B表示累积因子，用于体现偏离指数衰减规律的程度；N_0表示初始γ强度；$(\frac{\mu}{\rho})$表示介质的质量衰减系数；d_{m}表示质量厚度，为介质密度在输运距离上的积分。

均匀介质的累积因子可以表示为质量厚度的函数，即源和介质成分不变时，在相同质量厚度的介质中输运的γ射线强度相同。对于N层分布的非均匀介质，其中$i = 1$为靠近源的一层，第N层为最外层，如果源为各向同性点源，则累积因子表示为[17]：

$$B\left(\sum_{i=1}^{N}\mu_i d_i\right) = B_N\left(\sum_{i=1}^{N}\mu_i d_i\right) + \sum_{i=1}^{N-1}\left[B_n\left(\sum_{i=1}^{N}\mu_i d_i\right) - B_{n+1}\left(\sum_{i=1}^{N}\mu_i d_i\right)\right] \tag{6}$$

式中：B_n为第n层均匀介质和相应屏蔽厚度的累积

因子；μ_i为第i层介质的质量衰减系数；d_i为第i层介质的厚度。式(6)右侧第二项中括号里为累积因子边界差[17]，则式(6)含义是总累积因子等于第N层均匀介质累积因子加上第一层至第N−1层累积因子边界差的求和。因此，对于材料组分及核素微观截面相同的介质，累积因子仅与各层介质的质量厚度求和相关。

综上所述，各向同性爆炸点源产生的冲击波使得源周围空气密度分层分布，密度相同的空气近似分布在以爆源为中心的某层球壳内。若已知每层球壳空气密度，便可计算得到源至测点间的质量厚度。以空气密度均匀分布的球体为基准场景，建立多个半径不同的同心球面，每个球面均设置为探测面。在球心处设置裂变缓发γ源，能谱如表1所示。由于空气密度均匀分布，不同半径的球面与源之间空气质量厚度不同。考虑到距离源较远的球面半径远大于缓发γ自由程，需要采用减方差技术以给出合理的结果。设置不同栅元的重要性使得模拟的γ在栅元间进行分裂，有效增加了到达大半径球面处的缓发γ数量。通过蒙特卡罗粒子输运模拟得到各球面处的裂变缓发γ剂量，由此建立质量厚度和裂变缓发γ剂量之间的对应关系。基于式(4)质量厚度等效衰减规律可实现裂变缓发γ在复杂密度分布空气中输运的快速计算。

表1 ^{235}U在0.2~0.5 s的裂变缓发γ能谱
Table 1 Energy spectrum of the delayed gamma emitted from the fission products of ^{235}U at time range from 0.2 s to 0.5 s

能量 Energy / MeV	归一化γ强度 Normalized γ ray Intensity
0.137	0
0.213	0.164 0
0.309	0.107 0
0.428	0.088 6
0.575	0.117 0
0.749	0.092 3
0.954	0.099 5
1.195	0.085 0
1.478	0.066 4
1.808	0.046 3
2.189	0.038 0
2.620	0.026 9
3.110	0.030 7
3.655	0.016 3
4.275	0.009 74
4.918	0.008 28
5.636	0.001 94
6.419	0.002 46

2 计算结果与分析

2.1 冲击波增强效应

建立由地面和空气组成的空旷场景，测点均距离地面上方1 m。设定辐射源位于空中，其各向同性发射，冲击波源与辐射源重合。反应堆核电站事故中通常伴随氢气或核燃料释能引发的爆炸，一般放能小于100 t TNT当量[22-23]。放射性物质恐怖袭击中，恐怖分子可能在常规爆炸物中放置辐射源，通过爆炸使放射性物质快速扩散。常规爆炸事故中，天津港事故涉及的爆炸威力约为500 t TNT当量[24]。因此，本研究设定爆炸威力上限为500 t TNT当量，源距地面高度上限为1 000 m，源在地面投影点与测点之间的距离上限为4 000 m。^{235}U、^{239}Pu、^{238}U为核反应堆中涉及的典型裂变核素，其裂变缓发γ源能谱和时间谱取自文献[12-14]。^{235}U、^{239}Pu、^{238}U在0.2~0.5 s内裂变缓发γ能谱对比如图1所示，图1中数据为实验值[12]。尽管裂变缓发γ能谱绝对值不同，但缓发γ的能量分布基本一致。此外文献[12]中图8~10展示的测量结果表明，^{235}U、^{239}Pu、^{238}U在不同时间段对应的能谱形状依然差异不大。因此，计算中不同时刻三种裂变核素释放的缓发γ能谱可采用相同形状，绝对值由时间谱决定。计算中使用的0.2~0.5 s ^{235}U裂变缓发γ能谱列在表1中。

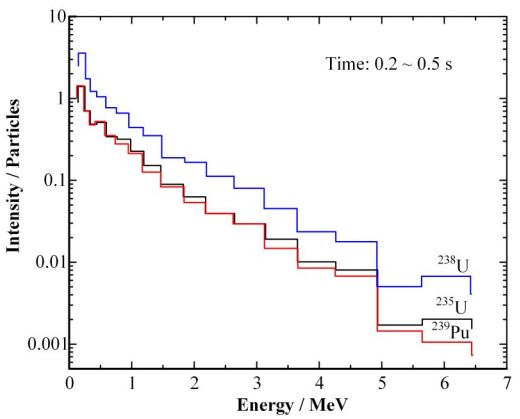


图1 ^{235}U、^{239}Pu、^{238}U在0.2~0.5 s裂变缓发γ能谱对比(彩图见网络版)
Fig.1 Comparison of the delayed gamma emitted from the fission products of ^{235}U, ^{239}Pu, ^{238}U at time range of 0.2 s to 0.5 s (color online)

基于质量厚度等效衰减规律实现^{235}U、^{239}Pu、^{238}U裂变缓发γ剂量场的快速计算。首先采用蒙特卡罗方法模拟基准场景的裂变缓发γ输运，建立γ强度与质量厚度的对应关系。之后使用LAMBR模型计算得到冲击波扰动下源附近空气密度的分布。最后计算源与测点间质量厚度，基于质量厚度等效衰减规律快速预测各测点位置的γ剂量率和剂量。

裂变核素为^{235}U，源高为100 m，冲击波源强分别为100 t、300 t、500 t时地面各测点处计算的裂变缓发γ剂量如图2(a)所示，其中实线表示考虑了冲击波的影响，虚线表示不考虑冲击波的影响。相对偏差如图2(b)所示，其中相对偏差定义为：|γ剂量(无冲击波影响)−γ剂量(有冲击波影响)|/γ剂量(有冲击波影响)。可见，冲击波对裂变缓发γ影响较小，最大相对偏差仅为4%。

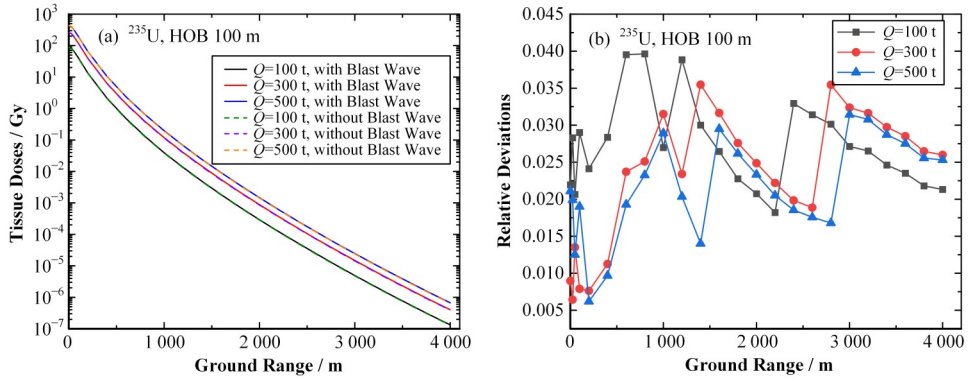


图2 源高为100 m时各测点处计算的裂变缓发γ剂量及相对偏差(彩图见网络版) (a) 裂变核素为^{235}U，冲击波源强分别为100 t、300 t、500 t时地面各测点处计算的裂变缓发γ剂量，(b) 不考虑冲击波影响的γ剂量相对于考虑冲击波影响的γ剂量的相对偏差

Fig.2 The calculated fission delayed gamma dose and relative deviation at each measuring point in altitude of 100 m (color online) (a) Ground-level tissue doses of the delayed gamma emitted from the fission products of ^{235}U for 100 t, 300 t, 500 t TNT equivalents, (b) Relative deviations of the tissue doses of the delayed gamma with the effect of blast wave and without the effect of blast wave

裂变核素为^{235}U，源高为500 m，冲击波源强分别为100 t、300 t、500 t时地面各测点处计算的裂变缓发γ剂量如图3(a)所示，相对偏差如图3(b)所示。由图3可知，相较于源高100 m，冲击波影响明显增强，最大相对偏差约为23%。

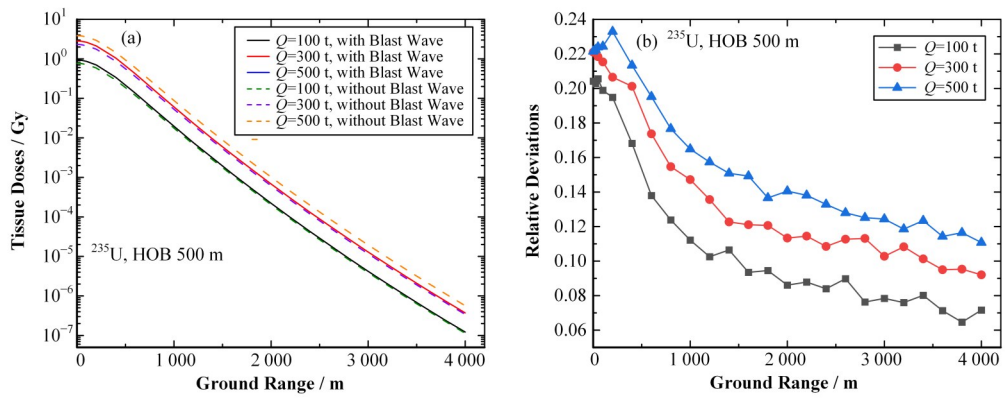


图3 源高为500 m时各测点处计算的裂变缓发γ剂量及相对偏差(彩图见网络版) (a) 裂变核素为^{235}U，冲击波源强分别为100 t、300 t、500 t时地面各测点处计算的裂变缓发γ剂量，(b) 不考虑冲击波影响的γ剂量相对于考虑冲击波影响的γ剂量的相对偏差

Fig.3 The calculated fission delayed gamma dose and relative deviation at each measuring point in altitude of 500 m (color online) (a) Ground-level tissue doses of the delayed gamma emitted from the fission products of ^{235}U for 100 t, 300 t, 500 t TNT equivalents, (b) Relative deviations of the tissue doses of the delayed gamma with the effect of blast wave and without the effect of blast wave

裂变核素为^{235}U，源高为1 000 m，冲击波源强分别为100 t、300 t、500 t时地面各测点处计算的裂变缓发γ剂量如图4(a)所示，相对偏差如图4(b)所示。可见，冲击波对裂变缓发γ输运影响较大，且冲击波源强越大增强效应越显著，相对偏差最大值接近45%。

^{235}U裂变缓发γ剂量场的计算结果表明，随着源高增加冲击波影响逐渐显著，特别是地面投影距1 000 m以内。冲击波致使源附近的空气密度发生改变，进一步影响裂变缓发γ输运。以冲击波源强300 t为例，源高为100 m，源附近空气密度分布如图5所示，图中标准状况下空气密度取为1.225 kg·m^{-3}。由图5可见，冲击波致使源附近空气密度呈近似球体分布且球体随时间膨胀。源心附近为低密度区，向外密度逐渐增加直至峰值。0.1 s时冲击波传播至地面附近，0.2 s时地面反射波传播至靠近源的位置，

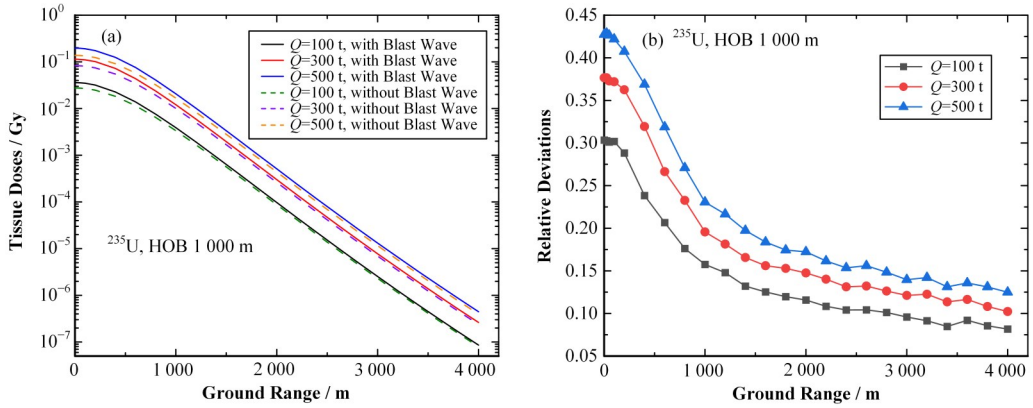


图4 源高为1 000 m时各测点处计算的裂变缓发γ剂量及相对偏差(彩图见网络版) (a) 裂变核素为^{235}U,冲击波源强分别为100 t、300 t、500 t时地面各测点处计算的裂变缓发γ剂量,(b) 不考虑冲击波影响的γ剂量相对于考虑冲击波影响的γ剂量的相对偏差

Fig.4 The calculated fission delayed gamma dose and relative deviation at each measuring point in altitude of 1 000 m (color online) (a) Ground-level tissue doses of the delayed gamma emitted from the fission products of ^{235}U for 100 t, 300 t, 500 t TNT equivalents, (b) Relative deviations of the tissue doses of the delayed gamma with the effect of blast wave and without the effect of blast wave

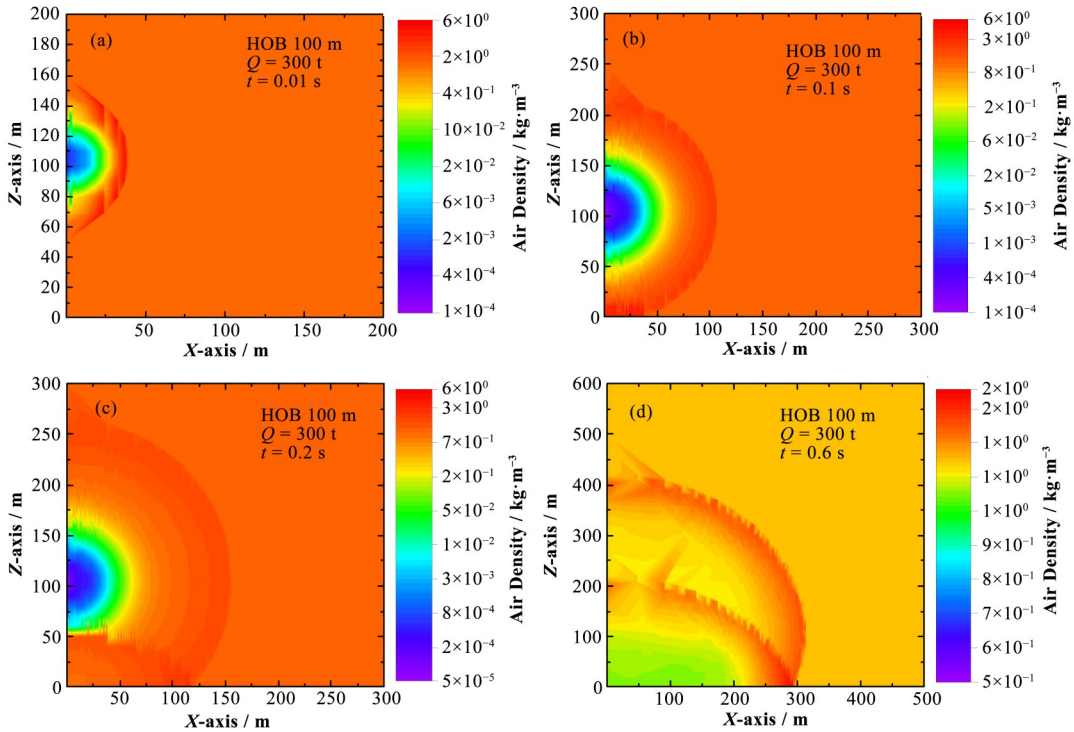


图5 源高为100 m,冲击波源强为300 t,源附近空气密度分布(彩图见网络版)
(a) 时间为0.01 s,(b) 时间为0.1 s,(c) 时间为0.2 s,(d) 时间为0.6 s

Fig.5 Density distributions of the air around the source at the altitude of 100 m for 300 t TNT equivalent (color online)
(a) Time at 0.01 s, (b) Time at 0.1 s, (c) Time at 0.2 s, (d) Time at 0.6 s

0.6 s时地面反射波传播至空中约200 m,波前缘依然保持较高密度。

源高为500 m,冲击波源强为300 t,源附近空气密度分布如图6所示。可见,1 s时冲击波传播至地面附近,由于传播过程中强度衰减,2 s时地面反射波较微弱。同理,若源高为1 000 m,冲击波传播至地面前充分衰减,几乎已无地面反射波。冲击波致使源附近空气形成低密度区,增强了γ输运,相反波前缘的空气高密度区减弱了γ输运。当源高为100 m,0.1 s之前冲击波形成的低密度区增强了γ输运,但0.1 s后地面反射波向上传播,反射波前缘的高密度区又减弱了γ输运。增强和减弱效应随时间累积后效果如图2,地面测点处γ剂量与不考虑冲击波影响的γ剂量接近。随着源高增加,地面反射冲击波强度明显减弱,其不再阻碍γ输运。因此,随源高增加,总时间区间内冲击波的增强效应更加明显。

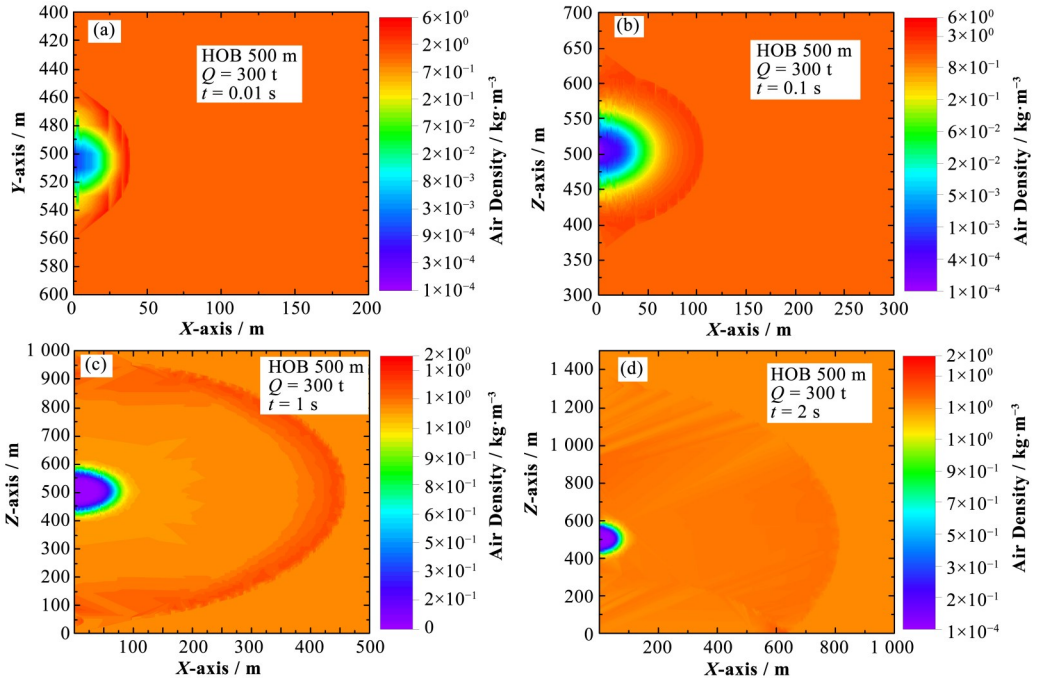


图6　源高为500 m，冲击波源强为300 t，源附近空气密度分布（彩图见网络版）
(a) 时间为0.01 s，(b) 时间为0.1 s，(c) 时间为1 s，(d) 时间为2 s

Fig.6　Density distributions of the air around the source at the altitude of 500 m for 300 t TNT equivalent (color online)
(a) t = 0.01 s, (b) t = 0.1 s, (c) t = 1 s, (d) t = 2 s

源高为500 m，冲击波源强为300 t，源与地面测点间空气质量厚度随时间的演化关系如图7所示。源与不同地面测点间的空气质量厚度随时间逐渐增加直至达到定值。3 s前质量厚度上升趋势明显，对应于冲击波在源附近形成空气低密度区，随后空气快速回填的过程。3 s后质量厚度缓慢趋于定值，对应于源附近空气密度逐渐恢复至初始时刻空气密度的过程。基于质量厚度等效衰减规律，假设源任意时刻均发射单位强度的裂变缓发γ，则计算得到测点处的γ剂量率如图8所示，其中暂未考虑源强随时间的变化和几何修正的影响。可见随着质量厚度增加裂变缓发γ剂量率减小，原因是介质的质量厚度越大则γ强度衰减越快。

根据^{235}U裂变缓发γ能量释放率[12-13]得到^{235}U裂变缓发γ时间谱如图9所示。结合裂变缓发γ时间谱和式(4)中几何修正，得到测点处裂变缓发γ剂量率如图10所示。剂量率在约0.5 s出现峰值，随后随时间平稳地减小，对应于空气密度逐渐恢复至初始密度的过程。γ剂量率的时间积分便是图3(a)中裂变缓发γ剂量。

2.2　蒙特卡罗方法模拟结果

蒙特卡罗方法被广泛应用于粒子输运问题，通过大量抽样得到计算量的近似值。冲击波影响下各时刻空气密度分布不同，需建立不同时刻几何模型。

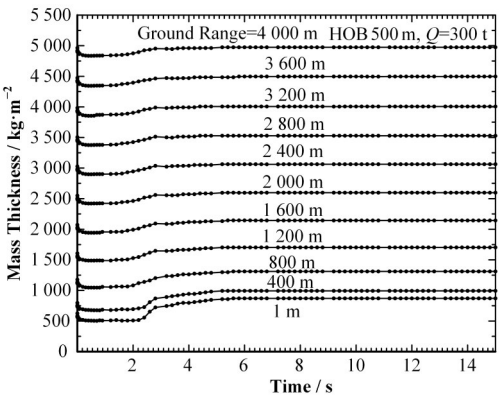


图7　源高为500 m，冲击波源强为300 t，源与地面测点间空气质量厚度和时间的关系

Fig.7　Relationship between time and mass thickness of air between source at the altitude of 500 m for 300 t TNT equivalent and ground-level tallies

首先对整个计算区域进行栅元网格划分，冲击波影响不同网格中的空气密度。可以推测越精细的栅元网格划分建立的空气密度分布越接近真实情况，但同时也增大了模型的复杂程度和计算时长。相反，粗糙的栅元网格划分虽然可简化模型，但是空气密度分布偏离真实情况。冲击波影响下空气密度分布具有明显特征，在波前缘区域空气密度陡峭上升至峰值，在波前缘外区域空气密度保持不变。因此，对栅元网格进行非均匀划分，在空气密度变化大的区域增加网格数，而在空气密度小的区域减少网格数。

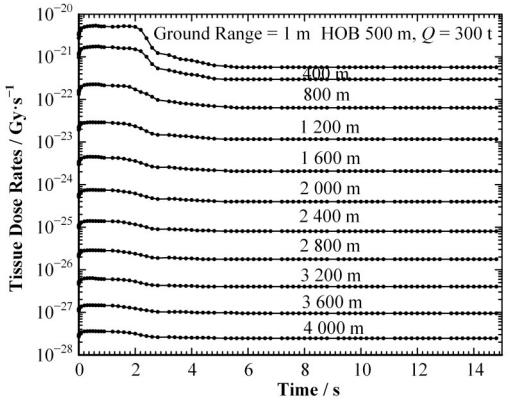


图8　源高为500 m，冲击波源强为300 t，源发射单位强度的裂变缓发γ在测点处的γ剂量率

Fig.8　Ground-level tissue dose rates of the unit-intensity delayed γ emitted from the source at the altitude of 500 m for 300 t TNT equivalent

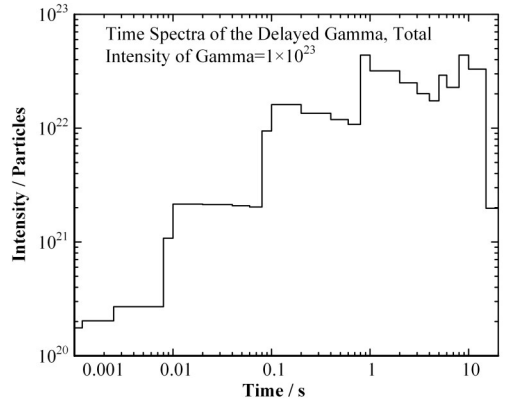


图9　^{235}U裂变缓发γ时间谱，γ总数为1×10^{23}

Fig.9　Time spectra of the delayed γ emitted from the fission products of ^{235}U, the total number of γ photons is 1×10^{23}

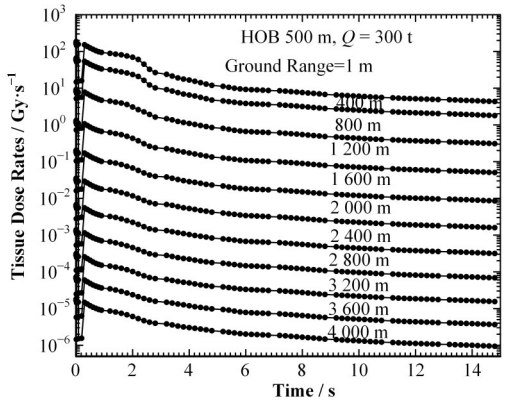


图10　源高为500 m，冲击波源强为300 t，地面测点处^{235}U裂变缓发γ剂量率

Fig.10　Ground-level tissue dose rates of the delayed gamma emitted from the fission products of ^{235}U at the altitude of 500 m for 300 t TNT equivalent

如果一个网格内相邻区域空气密度大于设定误差，则继续划分网格。由此建立冲击波影响下空气密度分布模型，源能谱与质量厚度等效衰减规律计算中采用的能谱相同。当地面投影距离大于3 000 m，源至测点间距离远超γ射线在空气中输运的自由程，涉及深穿透问题。由于γ在空气中经历多次散射，直接模拟仅有较少的粒子到达探测器位置，造成较大统计涨落。本研究采用栅元权窗结合密度逼近迭代减方差方法[25]，利用权窗重要性函数引导粒子分裂和轮盘赌，结合密度逼近迭代，实现γ射线在空气中长距离输运的有效模拟。蒙特卡罗建模和减方差方法的具体细节将在未来的文章中详细讨论。蒙特卡罗方法建立的模型贴近物理现实，但需要消耗大量计算时间。

裂变核素为^{235}U，源高为100 m，冲击波源强为300 t，0.01~15 s不同时刻地面测点处裂变缓发γ剂量率如图11所示，其中实线表示蒙特卡罗方法模拟结果，虚线表示质量厚度等效衰减规律计算结果。图11(a)中0.01 s曲线×0.01，0.05 s曲线×0.1，0.2 s曲线×10，0.3 s曲线×100，0.4 s曲线×1 000，0.5 s曲线×10 000，图11(b)和图10(c)中曲线做相同操作。蒙特卡罗方法模拟的γ剂量率与质量厚度等效衰减规律计算结果在各时刻基本一致。在地面投影距近区蒙特卡罗方法模拟值略高于质量厚度等效衰减规律计算结果，而在地面投影距远区蒙特卡罗方法模拟值略低于质量厚度等效衰减规律计算结果。如果源各项同性且介质对称分布，则非均匀介质的累积因子可以表示为质量厚度的函数，即式(6)。对于严格满足式(6)的场景，只要源和介质成分不变，在相同质量厚度的介质中输运的γ射线强度相同。图11中质量厚度等效衰减规律计算结果与蒙特卡罗方法模拟值之间存在差异，这是由于冲击波影响下源附近空气密度分布并非完全对称。尽管空气密度存在一定非对称性，但对比结果表明，质量厚度等效衰减规律依然较好地适用于该场景。

采用蒙特卡罗方法开展模拟的前提是已知γ输运介质的空间分布，并建立几何模型。由于冲击波影响下空气密度分布随时间改变，需要建立不同时刻的空气密度分布几何模型并开展蒙特卡罗方法模拟。模拟所需的时长与空气密度分布的状况有关，空气密度分布越复杂则计算耗时越长。以源高100 m，冲击波源强300 t为例，0.2 s时出现地面反射波，空气密度分布较为复杂，模拟2×10^8粒子数所需中央处理器(Central Processing Unit，CPU)时间约为53 min。如果在0~15 s需要计算30个时刻，则模拟所需的总CPU时间高于20 h。质量厚度等效衰减规律计算0~15 s的缓发γ剂量率仅需约20 s，具备明显的计算速度优势。

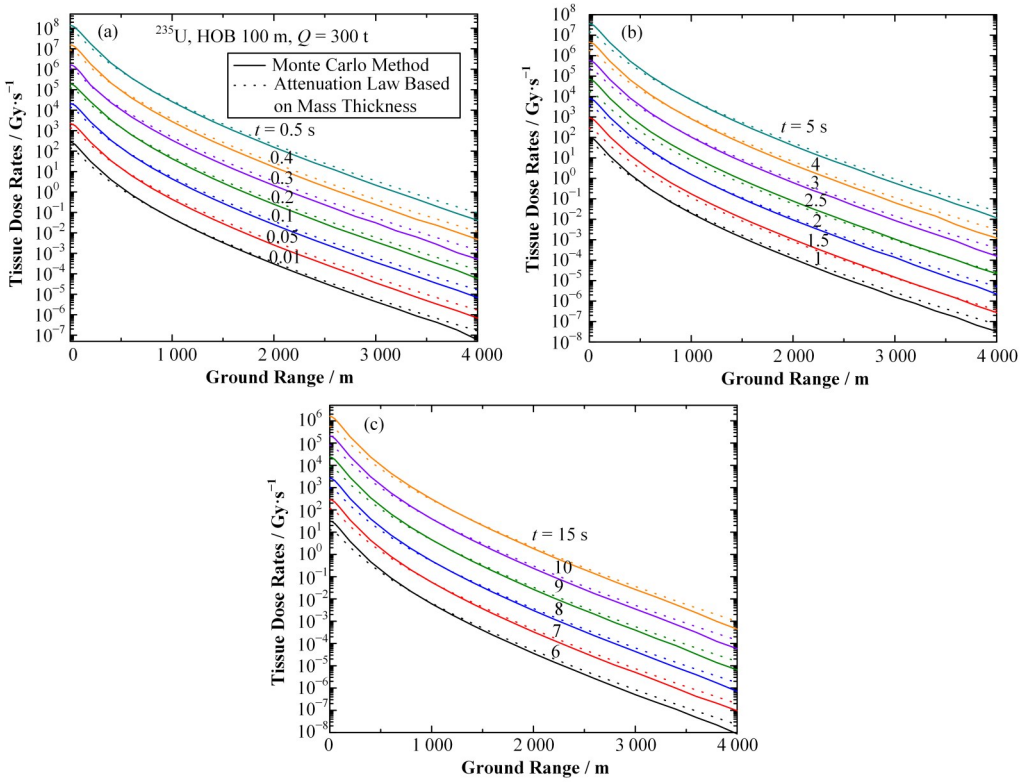


图11 裂变核素为^{235}U，源高为100 m，冲击波源强为300 t，采用蒙特卡罗方法和质量厚度等效衰减规律计算的地面测点处裂变缓发γ剂量率 (a) 时间0.01~0.5 s，(b) 时间1~5 s，(c) 时间6~15 s

Fig.11 Ground-level tissue dose rates of the delayed gamma emitted from the fission products of ^{235}U at the altitude of 100 m for 300 t TNT equivalent calculated with the Monte Carlo method and attenuation law based on mass thickness respectively (a) Time range from 0.01 s to 0.5 s, (b) Time range from 1 s to 5 s, (c) Time range from 6 s to 15 s

2.3 等效空腔方法计算结果

冲击波使得空气质量主要集中在靠近波阵面的狭窄区域，而波阵面后方形成空气密度很低的球形区域。因此早期采用等效空腔方法计算裂变缓发γ剂量率和剂量。等效空腔方法要点在于采用等效空腔半径衡量冲击波的扰动，具体细节见文献[11]。裂变核素为^{235}U，源高为100 m，冲击波源强为300 t，采用质量厚度等效衰减规律和等效空腔方法计算的地面测点处裂变缓发γ剂量率如图12所示。采用质量厚度等效衰减规律计算的γ剂量率整体上高于等效空腔方法的计算结果，且随着地面投影距的增加两者差异减小。等效空腔方法计算的γ剂量率在0.5 s附近出现峰值随后平缓下降，对应于等效空腔半径达到最大值后逐渐趋于0的过程。相较于等效空腔方法，质量厚度等效衰减规律中考虑了冲击波扰动下空气复杂分布，对于冲击波影响的模拟更加贴近现实。因此，剂量率的计算结果表明，等效空腔方法低估了冲击波对缓发γ输运的增强效应。

采用质量厚度等效衰减规律和等效空腔方法计算的地面测点处裂变缓发γ剂量如图13所示，其中100 t曲线×0.1，500 t曲线×10。采用质量厚度等效衰减规律计算的裂变缓发γ剂量整体上大于等效空腔方法的计算结果，两者趋势接近，地面投影距3 000 m以上两者趋于一致。

冲击波源强为100 t、300 t、500 t对应的等效空腔半径如图14所示。等效空腔半径在0.5 s前达到峰值，随后逐渐下降。300 t对应的等效空腔半径最大值约为60 m，2 s时等效空腔半径约为46 m。由图6可知，冲击波形成的低密度空腔区半径约为百米且持续时间较长，在2 s时低密度区空腔半径依然接近100 m。因此，等效空腔未能准确体现冲击波对缓发γ输运的增强效应，计算的γ剂量率和剂量低于采用质量厚度等效衰减规律的计算结果。由图3和图4可知，随着地面投影距增加，冲击波对γ输运的影响越来越小。在地面投影距3 500 m以上，两种方法计算的γ剂量基本一致。这表明在远区等效空腔方法是处理冲击波影响下γ输运的一个较好近似。等效空腔方法采用解析表达式计算缓发γ剂量率和剂量[11]，计算耗时极短，仅需约1 s。但是等效空腔方法基于粗糙的假设，其计算的γ剂量率与蒙特卡罗方法模拟结果以及质量厚度等效衰减规律的计算结果相比均存在明显差异。因此，等效空腔方法仅能作为缓发γ输运的一种近似计算手段。

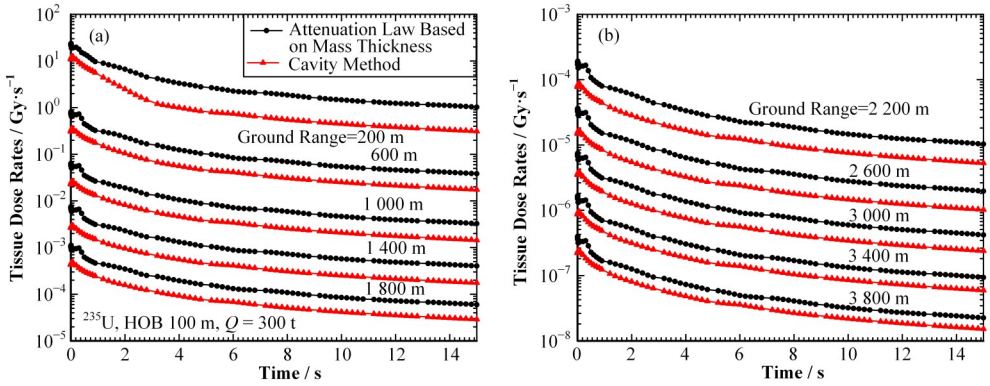


图12 裂变核素为^{235}U，源高为100 m，冲击波源强为300 t，采用质量厚度等效衰减规律和等效空腔方法计算的地面测点处裂变缓发γ剂量率（彩图见网络版） (a) 地面投影距200~1 800 m，(b) 地面投影距2 200~3 800 m

Fig.12 Ground-level tissue dose rates of the delayed gamma emitted from the fission products of ^{235}U at the altitude of 100 m for 300 t TNT equivalent calculated with the attenuation law based on mass thickness and cavity method respectively (color online) (a) Ground range from 200~1 800 m, (b) Ground range from 2 200~3 800 m

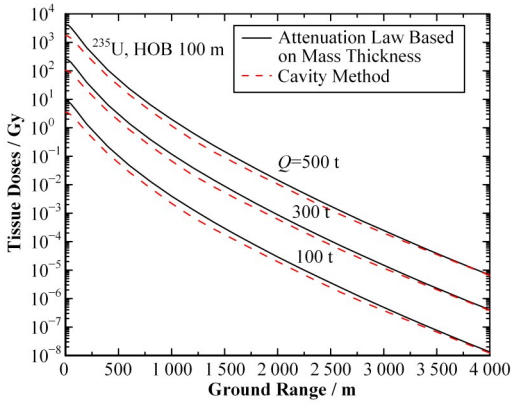


图13 裂变核素为^{235}U，源高为100 m，采用质量厚度等效衰减规律和等效空腔方法计算的地面测点处裂变缓发γ剂量

Fig.13 Ground-level tissue doses of the delayed gamma emitted from the fission products of ^{235}U at the altitude of 100 m calculated with the attenuation law based on mass thickness and cavity method respectively

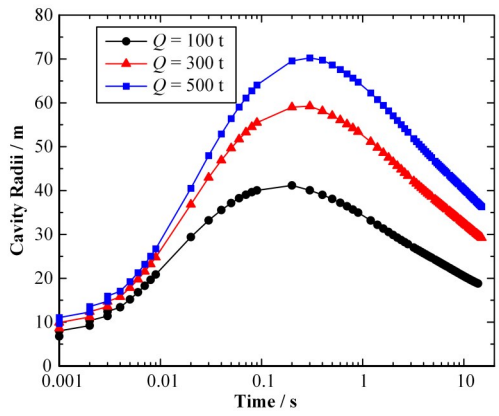


图14 冲击波源强为100 t、300 t、500 t对应的等效空腔半径

Fig.14 Cavity radii corresponding to 100 t, 300 t, 500 t TNT equivalent intensity of blast wave source respectively

2.4 裂变缓发γ剂量场经验公式

γ强度与其在介质中输运的距离近似满足指数关系，一般采用累积因子表示偏离指数的影响。考虑到几何衰减，建立裂变缓发γ剂量场经验公式：

$$D(r)=AQ\frac{\mathrm{e}^{-\frac{1}{\lambda}r}}{r^2} \tag{7}$$

式中：Q表示用TNT当量衡量的冲击波强度，t；r表示源至测点间距离，称为斜距，m；A表示与源强相关的参数，$\mathrm{cm^{-2}\cdot t^{-1}}$；$\lambda$表示粒子在介质中输运的平均自由程，m。

通过拟合^{235}U裂变缓发γ剂量场计算结果得到A=11.02×10^5，λ=300.41。^{235}U裂变缓发γ剂量场经验公式与基于质量厚度等效衰减规律的数值计算的对比如图15所示，可见，经验公式在斜距范围4 000 m以内很好地重现了数值计算，平均相对偏差为12.67%。通过拟合得到^{239}Pu和^{238}U裂变缓发γ剂量场经验公式的参数分别为A=9.82×10^5，λ=300.41和A=22.05×10^5，λ=300.41。^{239}Pu和^{238}U裂变缓发γ剂量场经验公式与数值计算结果基本一致，平均相对偏差分别为12.47%和12.61%。

^{235}U、^{239}Pu、^{238}U裂变缓发γ剂量场经验公式中参数总结为表2。三个经验公式具有相同的指数衰减系数λ，原因在于三种核素不同时刻发射的裂变缓发γ能谱差异很小，使用中可认为各时刻能谱相同[11,13]。λ表示γ在空气中输运的平均自由程，当空气密度相同时，λ仅和微观截面有关。微观截面为入射γ能量的函数，因三种裂变核素缓发γ能谱相同，则γ在空气中输运的平均自由程也相同。1 MeV γ在干燥空气中的质量衰减系数[26]为6.359×10^{-3} $\mathrm{m^2\cdot kg^{-1}}$，则标准大气条件下1 MeV γ在空气中的平均自由程约为128 m。^{235}U裂变释放的缓发γ平均能量为0.936 MeV，拟合公式中λ为300.41 m，表明在冲击波影响下缓发γ平均自由程明显增加，γ输运得到增强。A与裂变源的缓发γ时间

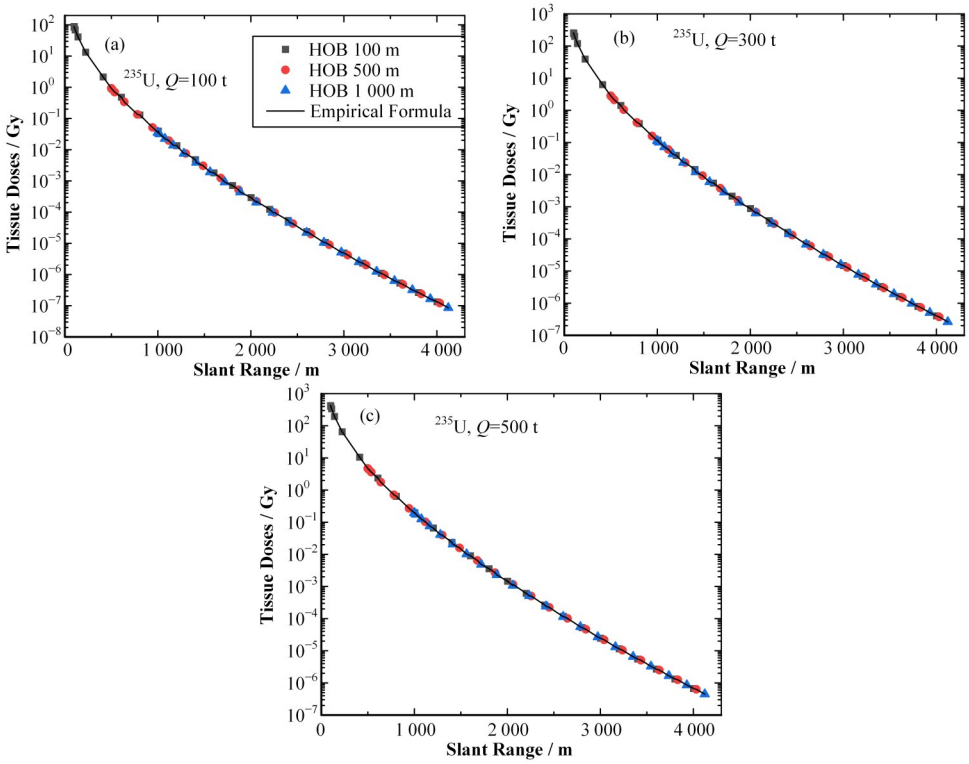


图15 ^{235}U裂变缓发γ剂量场经验公式与基于质量厚度等效衰减规律的数值计算的对比（彩图见网络版）
(a) 冲击波源强为100 t，(b) 冲击波源强为300 t，(c) 冲击波源强为500 t

Fig.15 Comparisons of the calculated values of the empirical formula with the calculations of the attenuation law based on mass thickness for the ground-level tissue dose field of the delayed gamma emitted from the fission products of ^{235}U (color online)
(a) 100 t TNT equivalent, (b) 300 t TNT equivalent, (c) 500 t TNT equivalent

谱密切相关，在0.001 s后^{235}U释放的γ强度略高于^{239}Pu，而^{238}U释放的γ强度明显高于其他二者[12-13]，则参数A反映了γ强度的关系。

表2 ^{235}U、^{239}Pu和^{238}U裂变缓发γ剂量场经验公式中的参数
Table 2 Parameters of the empirical formulas of the ground-level tissue dose field of the delayed gamma emitted from the fission products of ^{235}U, ^{239}Pu, ^{238}U

	^{235}U	^{239}Pu	^{238}U
A / Gy·t^{-1}	11.02×10^5	9.82×10^5	22.05×10^5
λ / m	300.41	300.41	300.41

综上所述，基于经验公式得到^{235}U、^{239}Pu、^{238}U裂变缓发γ剂量场转换关系，发现地面测点处三种核素裂变缓发γ剂量存在简单倍数关系，即^{238}U与^{239}Pu裂变缓发γ剂量比值为2.25，^{235}U与^{239}Pu裂变缓发γ剂量比值为1.12。

3 结果和讨论

基于质量厚度等效衰减规律，结合LAMBR模型，建立冲击波影响下裂变缓发γ输运快速模拟方法，将其应用于冲击波影响下^{235}U、^{239}Pu、^{238}U裂变缓发γ输运研究。采用LAMBR模型计算冲击波致空气密度复杂分布，分析冲击波对裂变缓发γ输运的增强效应。计算并给出地面测点处^{235}U、^{239}Pu、^{238}U裂变缓发γ剂量场，进一步建立其经验公式，得到三种裂变核素缓发γ剂量场转换关系。计算的裂变缓发γ剂量率和剂量与蒙特卡罗方法及等效空腔方法的计算结果进行了对比分析。研究发现，随着源与地面距离增加，冲击波对^{235}U裂变缓发γ输运的增强效应逐渐增大。对于冲击波源强为300 t，源高为1 000 m，计算中考虑冲击波影响可使地面测点处的γ剂量最大提高45%。由于^{235}U、^{239}Pu、^{238}U裂变缓发γ能谱的形状基本一致，冲击波对^{239}Pu和^{238}U裂变缓发γ输运的影响与^{235}U类似，随着源高增加冲击波对γ输运的增强效应越发显著。由此可见，伴随剧烈爆炸发生的重大核事故需考虑冲击波影响才能合理评估裂变缓发γ形成的辐射环境。蒙特卡罗方法模拟的地面测点处^{235}U裂变缓发γ剂量率与质量厚度等效衰减规律的计算结果接近，表明质量厚度等效衰减规律适用于该场景。^{239}Pu和^{238}U裂变在测点处形成的缓发γ剂量率随时间的变化趋势与^{235}U类似。此外，在近区等效空腔方法低估了冲击波对裂变缓发γ输运的增强效应，但是在远区等效空腔方法与质量厚度等效衰减规律的计算结果接近，表明在远区等效空腔方法是处理冲击波影响下裂变缓发γ输

运的一个较好近似。本工作建立的^{235}U、^{239}Pu、^{238}U裂变缓发γ剂量场经验公式很好地重现了数值计算的结果，进一步得到了三种裂变核素缓发γ剂量场转换关系。经验公式中平均自由程明显大于γ在均匀空气中输运的平均自由程，体现了冲击波对γ输运的增强效应。本研究建立的方法原则上可以推广应用于其他裂变核素的缓发γ剂量场研究，但需要结合不同裂变核素的缓发γ能谱进行改进。由于^{235}U、^{239}Pu、^{238}U的裂变缓发γ能谱在不同时刻均具有相似的能量分布，使得计算得到简化。如果其他裂变核素的缓发γ能谱随着时间变化较大，则需要在计算中考虑这个因素。可以推测冲击波依然会增强缓发γ输运，但其影响的定量规律有待研究确定。综上所述，本研究建立的方法可为伴有爆炸发生的重大核事故中放射性环境评估提供参考。

作者贡献声明 胡佳琦负责研究思路设计、论文撰写和修改；商鹏负责计算模型和方法指导；朱金辉负责计算方法指导；左应红负责论文整体指导审阅；刘利负责蒙特卡罗模拟指导；牛胜利负责论文整体指导审阅；王学栋负责模型检查和测试。

参考文献

1 Mourogov V M. Role of nuclear energy for sustainable development[J]. Progress in Nuclear Energy, 2000, **37**(1–4): 19–24. DOI: 10.1016/S0149-1970(00)00018-4.

2 Liu L M, Guo H, Dai L H, *et al*. The role of nuclear energy in the carbon neutrality goal[J]. Progress in Nuclear Energy, 2023, **162**: 104772. DOI: 10.1016/j.pnucene.2023.104772.

3 Grishanin E I. The role of chemical reactions in the Chernobyl accident[J]. Physics of Atomic Nuclei, 2010, **73**(14): 2296–2300. DOI: 10.1134/S1063778810140073.

4 Fujisawa N, Liu S, Yamagata T. Numerical study on ignition and failure mechanisms of hydrogen explosion accident in Fukushima Daiichi Unit 1[J]. Engineering Failure Analysis, 2021, **124**: 105388. DOI: 10.1016/j.engfailanal.2021.105388.

5 Pakhomov S A, Dubasov Y V. Estimation of explosion energy yield at Chernobyl NPP accident[J]. Pure and Applied Geophysics, 2010, **167**(4): 575–580. DOI: 10.1007/s00024-009-0029-9.

6 伏琰军, 商鹏, 左应红, 等. 降雨对中子大气输运影响的蒙特卡罗模拟[J]. 现代应用物理, 2022, **13**(2): 49–54, 60. DOI: 10.12061/j.issn.2095-6223.2022.020207.
FU Yanjun, SHANG Peng, ZUO Yinghong, *et al*. Monte Carlo simulation of the effect of rainfall on neutron atmospheric transport[J]. Modern Applied Physics, 2022, **13**(2): 49–54, 60. DOI: 10.12061/j.issn.2095-6223.2022.020207.

7 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**(1): 30–37, 59. DOI: 10.12061/j.issn.2095-6223.2022.010202.
LIU Li, ZUO Yinghong, NIU Shengli, *et al*. A varaince 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**(1): 30–37, 59. DOI: 10.12061/j.issn.2095-6223.2022.010202.

8 李夏至, 牛胜利, 朱金辉. 临近空间核爆炸X射线能注量空间分布的模拟计算[J]. 现代应用物理, 2020, **11**(1): 13–17. DOI: 10.12061/j.issn.2095-6223.2020.010201.
LI Xiazhi, NIU Shengli, ZHU Jinhui. Calculation of space distribution of X-ray energy fluence from nuclear detonation in near space[J]. Modern Applied Physics, 2020, **11**(1): 13–17. DOI: 10.12061/j.issn.2095-6223.2020.010201.

9 刘利, 牛胜利, 左应红, 等. 基于碎片云运动模型的缓发γ射线电离大气蒙特卡罗模拟[J]. 核技术, 2024, **47**(11): 110501. DOI: 10.11889/j.0253-3219.2024.hjs.47.110501.
LIU Li, NIU Shengli, ZUO Yinghong, *et al*. Monte Carlo simulation of delayed γ-rays ionizing the atmosphere based on debris motion model[J]. Nuclear Techniques, 2024, **47**(11): 110501. DOI: 10.11889/j.0253-3219.2024.hjs.47.110501.

10 刘利, 左应红, 牛胜利, 等. 全局减方差方法在大空间γ辐射场计算中的应用[J]. 核技术, 2024, **47**(2): 020602. DOI: 10.11889/j.0253-3219.2021.hjs.47.020602.
LIU Li, ZUO Yinghong, NIU Shengli, *et al*. Application of global variance reduction methods for the calculation of γ radiation field in a large space[J]. Nuclear Techniques, 2024, **47**(2): 020602. DOI: 10.11889/j.0253-3219.2021.hjs.47.020602.

11 中国人民解放军总装备部军事训练教材编辑工作委员会. 核爆炸物理概论[M]. 北京: 国防工业出版社, 2003.
Editorial Committee of Military Training Textbooks of the General Armament Department of PLA. Introduction to the physics of nuclear explosion[M]. Beijing: National Defense Industry Press, 2003.

12 Fisher P C, Engle L B. Delayed gammas from fast-neutron fission of Th^{232}, U^{233}, U^{235}, U^{238}, and Pu^{239}[J]. Physical Review, 1964, **134**(4B): B796–B816. DOI:

10.1103/physrev.134.b796.

13 Walton R B, Sund R E. Delayed γ rays between 2 and 80 μsec after U^{235}(n, f) and Pu^{239}(n, f)[J]. Physical Review, 1969, **178**(4): 1894 – 1903. DOI: 10.1103/physrev. 178. 1894.

14 Popeko L A, Val'skii G V, Kaminker D M, *et al*. Delayed gamma rays from ^{235}U fission[J]. Soviet Atomic Energy, 1965, **19**(2): 1082 – 1085. DOI: 10.1007/BF01126435.

15 贾雷明, 王澍霏, 田宙. 爆炸冲击波反射流场的理论计算方法[J]. 爆炸与冲击, 2019, **39**(6): 94 – 102. DOI: 10. 11883/bzycj-2018-0167.
JIA Leiming, WANG Shufei, TIAN Zhou. A theoretical method for the calculation of flow field behind blast reflected waves[J]. Explosion and Shock Waves, 2019, **39** (6): 94 – 102. DOI: 10.11883/bzycj-2018-0167.

16 朱金辉, 李夏至, 左应红, 等. 不同大气密度条件下近地面γ射线输运的几何相似理论研究[J]. 现代应用物理, 2024, **15**(6): 37 – 43. DOI: 10.12061/j. issn. 2095-6223. 202403003.
ZHU Jinhui, LI Xiazhi, ZUO Yinghong, *et al*. Similarity theory of near-ground gamma-ray transport under different atmospheric density[J]. Modern Applied Physics, 2024, **15**(6): 37 – 43. DOI: 10.12061/j.issn.2095-6223.202403003.

17 古雪夫. 电离辐射防护(第一卷)[M]. 北京: 原子能出版社, 1998.
Gusev H F. Protection against ionizing radiation (Vol. 1) [M]. Beijing: Atomic Energy Press, 1998.

18 Chan P C, Klein H H. A study of blast effects inside an enclosure[J]. Journal of Fluids Engineering, 1994, **116**(3): 450 – 455. DOI: 10.1115/1.2910297.

19 Kong B, Lee K, Lee S, *et al*. Indoor propagation and assessment of blast waves from weapons using the alternative image theory[J]. Shock Waves, 2016, **26**(2): 75 – 85. DOI: 10.1007/s00193-015-0581-4.

20 Wu Z, Guo J, Yao X, *et al*. Analysis of explosion in enclosure based on improved method of images[J]. Shock Waves, 2017, **27**(2): 237 – 245. DOI: 10.1007/s00193-016-0655-y.

21 谢仲生, 邓力. 中子输运理论数值计算方法[M]. 2版. 西安: 西安交通大学出版社, 2022.
XIE Zhongsheng, DENG Li. Numerical calculation method of neutron transport theory[M]. 2nd ed. Xi'an: Xi'an Jiaotong University Press, 2022.

22 International Nuclear Safety Advisory Group. INSAG-7 the Chernobyl accident: updating of INSAG-1[R]. INSAG-7, 1992.

23 U. S. Atomic Energy Commission Idaho Operations Office. IDO report on the nuclear incident at the SL-1 reactor[R]. IDO-19302, 1962.

24 方秦, 杨石刚, 陈力, 等. 天津港“8.12”特大火灾爆炸事故建筑物和人员损伤破坏情况及其爆炸威力分析[J]. 土木工程学报, 2017, **50**(3): 12 – 18. DOI: 10.15951/j. tmgcxb.2017.03.002.
FANG Qin, YANG Shigang, Chen Li, *et al*. Analysis on the building damage, personnel casualties and blast energy of the "8.12" explosion in Tianjin port[J]. China Civil Engineering Journal, 2017, **50**(3): 12 – 18. DOI: 10. 15951/j.tmgcxb.2017.03.002.

25 左应红, 牛胜利, 商鹏, 等. 权窗减方差方法在γ射线长距离输运模拟中的应用[J]. 现代应用物理, 2020, **11**(1): 37 – 42. DOI: 10.12061/j.issn.2095-6223.2020.010205.
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**(1): 37 – 42. DOI: 10.12061/j. issn. 2095-6223. 2020.010205.

26 夏益华. 高等电离辐射防护教程[M]. 哈尔滨: 哈尔滨工程大学出版社, 2010.
XIA Yihua. Advanced course of ionizing radiation protection[M]. Harbin: Harbin Engineering University Press, 2010.