



·电离辐射环境、效应与防护·

无风条件下近地爆烟尘的大气 γ 电离辐射环境模拟*

郭思禹, 程引会, 郭俊

(西安交通大学 电力设备电气绝缘国家重点实验室, 西安 710049)

摘要: 近地爆烟尘由不同粒径尺度的放射性颗粒组成, 且运动的时空尺度大。针对近地爆烟尘的大气 γ 电离辐射环境模拟这一难题, 首先开展了 γ 大气辐射机理分析, 进行了无风条件设定, 建立了烟尘 γ 辐射的理论模型, 其次引入和提出了相应的数值差分与积分算法, 最后给出了对 1 000 kt 内华达近地爆烟尘在大气中的放射性活度和辐射剂量率的模拟算例, 完成了一定的辐射环境时空演变规律总结与结果对比, 对比发现本模型在保证活度结果一致性的同时, 能计算出大气辐射剂量率的理论最大值。

关键词: 近地爆烟尘; 大气 γ 电离辐射; 放射性活度; 辐射剂量率

中图分类号: TL91; TL72

文献标志码: A

doi: 10.11884/HPLPB202436.230245

Simulation of atmospheric γ ionizing radiation environment of near-ground nuclear explosion fallout under windless conditions

Guo Siyu, Cheng Yinwei, Guo Jun

(State Key Laboratory of Electrical Insulation and Power Equipment, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China)

Abstract: Near-ground nuclear explosion fallout consists of radioactive particles of different particle size, and its motion has a large spatial and temporal scales. For the problem how to simulate the atmospheric γ ionizing radiation environment of the near-ground explosion fallout, in this paper, firstly, the mechanism analysis of atmospheric gamma radiation is carried out, the no-wind conditions are set up, and the theoretical model of fallout gamma radiation is established. Secondly, the corresponding numerical difference and integration algorithms are introduced and proposed. Finally, the simulation example of the radioactivity and radiative dose rate in the atmosphere of the 1000 kt Nevada near-ground explosion is given, a certain summary of the temporal and spatial evolution patterns of the radiation environment and the comparison of the results are accomplished, and the comparison reveals that the present model is able to calculate the theoretical maximum of the atmospheric radiation dose rate while ensuring the consistency of the activity results.

Key words: near-ground nuclear explosion fallout, atmospheric γ ionizing radiation, radioactivity, radiative dose rate

近地爆烟尘是指比高为 0~15、0~20 m/t^{1/3} 范围内的核爆在火球熄灭后的由粉碎和冷凝后的土壤微粒组成的放射性颗粒烟团^[1-2], 放射性颗粒上的多种放射性核素会在烟尘形成时刻至爆后几小时、几天甚至更长时间发射 α 、 β 和 γ 射线, 其中, 缓发 γ 射线穿透力最强, 损伤效应最明显^[3-4]。为了分析近地爆烟尘 γ 电离辐射环境的时间空间分布等规律, 需要遵循第一性原理对放射性颗粒的运动, γ 的产生、传播、作用等物理过程进行建模。因为放射性颗粒一直处于运动的状态, 所以相应的模拟研究一般至少分为活度模拟和剂量率计算两部分^[5]。目前, 美国国防部使用的经典模型 DELFIC^[6] 考虑了影响放射性颗粒上升和沉降的各种因素, 按照颗粒尺寸和高度将初始烟尘分为若干层圆盘, 通过跟踪圆盘中心的代表颗粒, 模拟其位置、质量及放射性活度和剂量率。随着 21 世纪计算机数值计算能力的提升, 结合中尺度气象数值模式预报的大气污染模式得到了快速发展。美国空军技术学院通过在 RAMS^[7] 和 WRF^[8-9] 模式中设定不同的控制参数, 对近地爆烟尘进行了一定程度的污染场+辐射场的模拟。不过, 目前国内对 γ 辐射场的研究只关注到了放射性颗粒沉降到地面后二维 γ 源对二维地面产生的剂量率^[5,10], 而真

* 收稿日期: 2023-07-31; 修订日期: 2023-12-19
联系方式: 郭思禹, q1203941245@stu.xjtu.edu.cn。
通信作者: 郭俊, junguo@mail.xjtu.edu.cn。

实的 γ 电离辐射环境是三维大时空尺度的体源在大气和地面产生的三维辐射场。在大气辐射环境模拟领域中,目前国外通用的方法^[11-12]是采用高斯方法模拟放射性烟团,有较多的假定条件故而模型简单^[13],并通过解析近似的方法求解剂量率,该方法将数值积分运算简化为解析运算,计算过程中必须考虑光子的衰减,由于目前尚不能将光子的散射考虑到模型中,故而只能计算出理论最小值。为了探究近地爆烟尘时空广域的复杂电离辐射环境,本文围绕单个颗粒 γ 点源辐射机制,分析出了面向大尺度烟尘的体源辐射模型。以1000 kt美国内华达核试验场无风条件近地爆为输入场景,引入求解输运方程的数值算法,首先模拟了大气的放射性活度。其次,提出了适用于大尺度多粒径烟尘的数值积分算法,实现了对烟尘在大气中产生辐射剂量率理论最大值的计算。最后,将本模型计算结果与国外模型结果进行对比,说明模型可行性。

1 理论分析

1.1 点源辐射模型

近地爆烟尘的电离辐射源为由于爆炸初期火球与冲击波作用下进入空中的土壤颗粒。由于核爆是一个高能过程,且反应不完全,在火球熄灭后,几乎所有颗粒都会黏附、熔融一些剩余核燃料、裂变产物,或者被活化,从而带有放射性^[3]。相比爆炸烟尘的数千米乃至十多千米的尺度范围,这些主要为 μm 量级的单个颗粒是很微小的,所以,可以把每个颗粒都看成一个辐射点源,如图1所示。

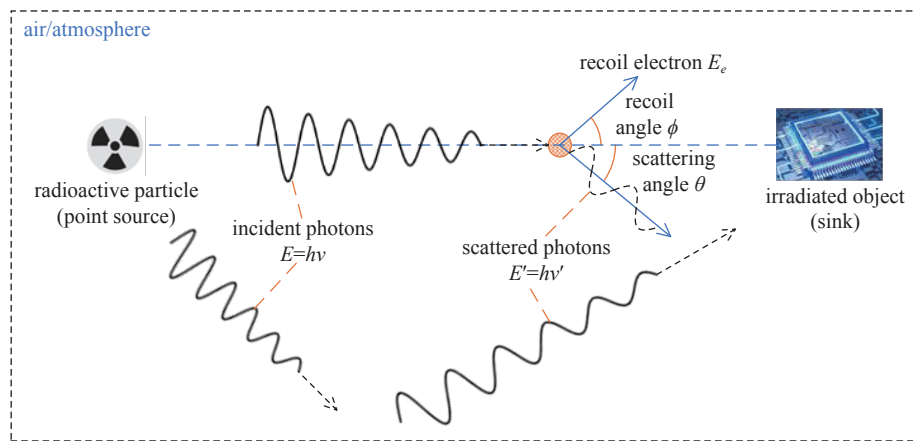


Fig. 1 Schematic diagram of point source radiation model

图1 点源辐射模型示意图

每一个点源都会产生出一定数量的 γ 光子。一般地,表征点源光子产生率,即点源源强的物理量为放射性活度 A_p ,以Bq为单位($1\text{ Bq}=1\text{ s}^{-1}$)。此外,点源的能谱是另一个重要参数,表征产生光子的能量份额,在本文中,沿袭前人的模拟方法,假设全部光子为单能,能量 E 取为平均能量 0.8 MeV ^[12]。

点源产生的 γ 光子均以光速向外传播,在向外传播的过程中,一部分会沿空气分子间隙传播,不与任何物质反应,其属性也不会发生改变,而另一部分光子会与周围介质,即空气分子作用,由于空气中的氧、氮等元素原子质量数小,相比与原子核反应,与核外电子反应的碰撞截面更大。由于 γ 光子是波长最短的电磁波,根据量子理论,它的能量最高,与原子的反应会引发电离,使电子脱离原子核束缚,形成反冲电子,另一方面,自身也没有完全被湮灭,形成散射光子,散射光子由于能量损耗,波长会有所变长,这种电离被称作康普顿效应或康普顿散射。用能量注量率 $\dot{\psi}$ 表征 γ 在空气中辐射的场的强度,即场强,单位为 $\text{J}/(\text{m}^2\cdot\text{s})$ 。忽略介质的散射与吸收, $\dot{\psi}$ 表示为

$$\dot{\psi} = \frac{A_p}{4\pi R^2} E \quad (1)$$

式中: R 为源与场点之间的距离。

当 γ 光子向外传播发生康普顿效应或光电效应时,会将能量部分或全部转移到电离出的二次电子上,基于带电粒子平衡近似,某一体积元的物质中转移给二次电子的平均能量等于该体积元物质所吸收的平均能量。以吸收剂量率 \dot{D} 作为受照物能量汇聚的表征,即汇强,单位为 Gy/s ($1\text{ Gy}=1\text{ J}/\text{kg}$)。忽略介质的散射与吸收, \dot{D} 表示为

$$\dot{D} = \frac{\mu_{\text{en}}}{\rho} \dot{\psi} = \frac{\mu_{\text{en}}}{\rho} \frac{A_p}{4\pi R^2} E \quad (2)$$

式中: μ_{en}/ρ 为质量能量吸收系数,对 0.8 MeV 的 γ 射线, $\mu_{\text{en}}/\rho=2.875\times 10^{-3}\text{ m}^2/\text{kg}(\text{Si})$ 。

1.2 体源辐射模型

近地核爆烟尘由许多大小各异的带有放射性的颗粒组成, 所以其电离辐射源为体源。体源的总活度为^[11]

$$A = 3.63 \times 10^{23} Y t^{-1.2} \quad (3)$$

式中: Y 为核爆当量, 单位为 kt, t 为爆后时间, 单位为 s。

由于烟尘颗粒在大气中一直处于运动的状态, 所以体源也是随时空变化的。根据大气输运理论, 不同粒径颗粒群的放射性活度 A_d 满足^[14]

$$\frac{\partial A_d}{\partial t} = -\mathbf{u} \cdot \nabla A_d + \nabla K \nabla A_d + A_E + A_D + A_\Lambda \quad (4)$$

式中: A_d 为粒径 d 下颗粒群的放射性活度浓度, \mathbf{u} 为颗粒对流速度矢量, K 为颗粒湍流扩散系数, A_E 为源项, A_D 为沉降项, A_Λ 为放射性衰变项。

某一时刻下, 烟尘体源的辐射示意图如图 2 所示。

烟尘的辐射体源分布在大气和地面之中, 对于地面上的放射性颗粒, 由于其厚度的尺度相比于宽度很小, 可以忽略不计, 所以可将地面部分辐射源看成面源。假设地面为平整地面, 烟尘及其辐射源都具有轴对称特征, 放射性活度与 θ 无关。

设 $A_v(z_v, r_v, t)$ 为空中体源在 v 处的放射性活度浓度, 表示为

$$A_v = \int A_d dd \quad (5)$$

则空中体源在汇 (z, r) 处产生的剂量率 \dot{D}_v 为

$$\dot{D}_v(z, r, t) = \int_v \frac{\mu_{en}}{\rho} \frac{A_v(z_v, r_v, t)}{4\pi R^2} E dV \quad (6)$$

同理, 设 $A_s(r_s, t)$ 为地面面源在 s 处的放射性活度浓度, 表示为

$$A_s = \int A_D dd \quad (7)$$

那么地面面源在汇 (z, r) 处产生的剂量率 \dot{D}_s 为

$$\dot{D}_s(z, r, t) = \int_s \frac{\mu_{en}}{\rho} \frac{A_s(r_s, t)}{4\pi R^2} E dS \quad (8)$$

汇 (z, r) 处的总剂量率为

$$\dot{D} = \dot{D}_v + \dot{D}_s \quad (9)$$

2 模拟

2.1 放射性活度模拟

本节针对式(4)进行数值求解以得到烟尘放射性活度的时空变化结果。初始时间 t_0 定为由试验观测数据拟合出的烟尘稳定时间^[15], 即

$$t_0 = 385.295 - 99.1476 \ln Y + 64.6314 \ln^2 Y - 8.21379 \ln^3 Y + 0.323598 \ln^4 Y \quad (10)$$

对于当量为 1000 kt 的近地爆, 初始时间为 814 s。

活度与放射性颗粒的粒径相关, 是颗粒面分布与体分布的权重平均^[15]

$$A_d(d)dd = c_1 A_v(d)dd + c_2 A_s(d)dd \quad (11)$$

式中: $A_d(d)dd$ 表示粒径为 $d \sim d + \Delta d$ 的颗粒占总放射性的百分比; $A_v(d)$ 为体分布, $A_s(d)$ 为面分布, 对于美国内华达试验场近地爆场景, 二者均满足对数正态分布^[16]; c_1 、 c_2 为常数, $c_1 = 0.68$, $c_2 = 0.32$ 。

根据式(11), 将颗粒群划分为 50 个具有相同放射性活度的区间, 每一颗粒群区间有一中值粒径 d_m , 如表 1 所示。

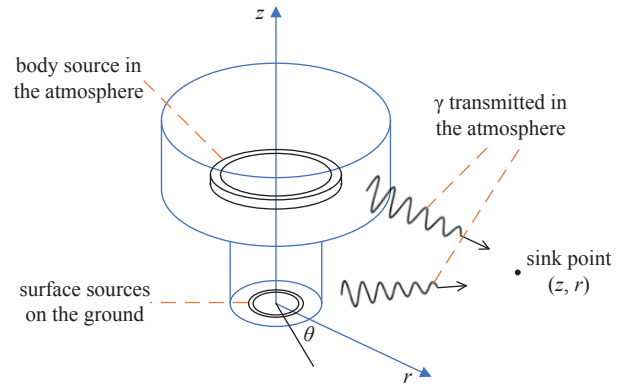


Fig. 2 Schematic diagram of body source radiation model

图 2 体源辐射模型示意图

表 1 烟尘 50 个颗粒群的粒径区间及中值粒径

Table 1 Range and median particle size of 50 particle groups of fallout

range of particle diameters/ μm	median particle diameter $d_m/\mu\text{m}$	range of particle diameters/ μm	median particle diameter $d_m/\mu\text{m}$	range of particle diameters/ μm	median particle diameter $d_m/\mu\text{m}$
1~2.547	1.596	36.10~39.57	37.80	152.8~166.8	159.6
2.547~3.916	3.158	39.57~43.29	41.39	166.8~182.6	174.5
3.916~5.296	4.554	43.29~47.27	45.23	182.6~200.3	191.2
5.296~6.730	5.970	47.27~51.54	49.36	200.3~220.4	210.1
6.730~8.239	7.446	51.54~56.13	53.78	220.4~243.3	231.6
8.239~9.837	9.003	56.13~61.06	58.54	243.3~269.8	256.2
9.837~11.53	10.65	61.06~66.37	63.66	269.8~300.7	284.8
11.53~13.34	12.40	66.37~72.11	69.18	300.7~337.3	318.5
13.34~15.26	14.27	72.11~78.30	75.14	337.3~381.3	358.6
15.26~17.32	16.26	78.30~85.01	81.58	381.3~435.5	407.5
17.32~19.50	18.38	85.01~92.28	88.57	435.5~503.9	468.5
19.50~21.84	20.64	92.28~100.2	96.16	503.9~593.8	547.0
21.84~24.33	23.05	100.2~108.8	104.4	593.8~718.2	653.0
24.33~26.98	25.62	108.8~118.3	113.5	718.2~904.7	806.1
26.98~29.82	28.37	118.3~128.7	123.4	904.7~1227.0	1054.0
29.82~32.86	31.30	128.7~140.1	134.3	1227.0~2000.0	1567.0
32.86~36.10	34.44	140.1~152.8	146.3		

在初始时刻, 烟尘各中值粒径颗粒群的活度在空间上沿轴向和径向满足高斯分布, 其分布参数如下

$$\begin{cases} \mu_z = C_1 - C_2 d_m \\ \sigma_z = C_3 - C_4 d_m \\ \mu_r = 0 \\ \sigma_r = 868.277 - 632.399 \ln Y + 625.132 \ln^2 Y - 112.586 \ln^3 Y + 7.166 48 \ln^4 Y \end{cases} \quad (12)$$

式中: C_1 、 C_2 、 C_3 、 C_4 为拟合参数^[16], 跟当量 Y 相关。

在烟尘稳定后, 源项为 0, 忽略 A_E , 在二维圆柱坐标系下的大气输运方程为

$$\frac{\partial A_d}{\partial t} = -\frac{\partial(wA_d)}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_z \frac{\partial A_d}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(K_r r \frac{\partial A_d}{\partial r} \right) + A_D + A_A \quad (13)$$

式中: w 为颗粒引力沉积速度; K_z 和 K_r 分别为颗粒湍流扩散系数的垂直分量和水平分量, 根据中尺度气象模式 MM5 取值^[17]。 w 根据重力与阻力的受力平衡方程^[18] 计算

$$\begin{cases} \frac{\pi d_m^3}{6} \rho_s g = \frac{1}{2} C_D \frac{\pi d_m^2}{4} \rho_g w^2 \\ w = -\sqrt{\frac{4d_m \rho_s g}{3C_D \rho_g}} \end{cases} \quad (14)$$

式中: ρ_s 为颗粒密度, 取 $2.6 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$, C_D 为阻力系数, ρ_g 为环境大气密度, 取为美国标准大气条件^[19]。

采用时域有限差分法对式(13)离散求解, 时变项采用显示格式, 对流项采用一阶迎风格式, 扩散项采用二阶中心差分格式。计算在二维平面中进行, 下边界为地面, 左边界为对称轴, 右边界与上边界为自然对流边界, 计算的空间范围设为高度 18 km, 宽度 10 km, 采用正方形网格, 网格间距 100 m, 时间范围 1 h, 时间步长 1 s, 计算设定的核爆场景为 1000 kt 内华达近地爆, 对式(13)求解得到 50 个颗粒群的放射性活度, 烟尘总活度通过叠加得到

$$\begin{cases} A_v(z_v, r_v, t) = \sum_{i=1}^{50} A_d(z_v, r_v, t) \\ A_s(r_s, t) = \sum_{i=1}^{50} A_D(r_s, t) \end{cases} \quad (15)$$

放射性活度模拟结果如图 3 所示, 烟尘的颗粒群存在边界, 使得其放射性也存在边界。烟尘活度水平方向近似服从高斯分布, 垂直方向是多个近似服从高斯分布的活度源的叠加。从烟尘稳定开始, 颗粒群逐渐降落。相应地, 放射性活度也逐渐向下方迁移。由于不同粒径颗粒沉降速度不同, 大颗粒相比小颗粒沉降更快, 所以活度的空间分布逐渐分散, 在活度最大位置与地面之间分散的最为明显。此外, 由于放射性衰变和一定的扩散, 随着时间推移, 活度不断降低, 在爆后 814 s, 活度中心的活度浓度为 4.2×10^{11} Bq/m³, 爆后 30 min 变为 1.32×10^{11} Bq/m³, 到爆后 1 h 为 4.6×10^{10} Bq/m³。

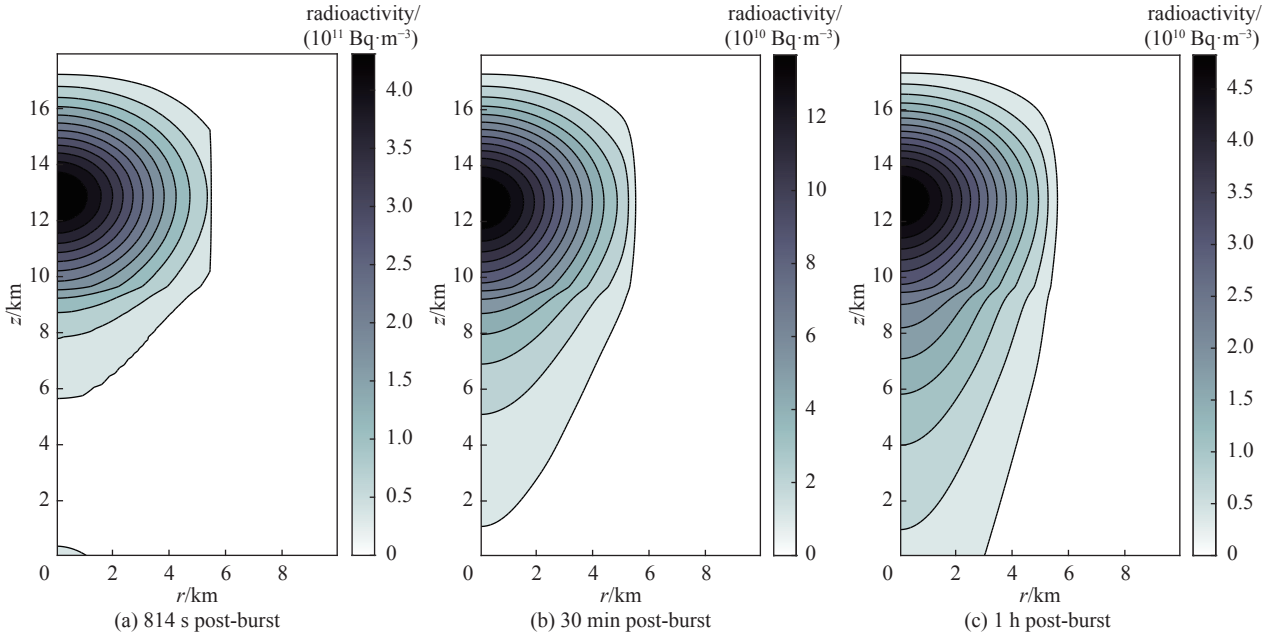


Fig. 3 Radioactivity of 1000 kt Nevada near-ground nuclear explosion fallout

图 3 1000 kt 内华达近地爆烟尘的放射性活度

2.2 辐射剂量率模拟

基于上述数值计算结果, 探究适用于烟尘辐射剂量率计算的数值积分方法。按照 $\Delta l = 100$ m 的网格尺度进行活度—剂量率的计算, 首先, 将在竖直切面上的活度沿对称轴旋转一周, 转变为图 2 中的空中体源和地面面源, 设空中的圆环柱体源有 $l \times m$ 个, 其中 l 为竖直方向, m 为水平方向, 空中此圆环柱体源 $[i, j]$ ($i = 1, 2, \dots, l; j = 1, 2, \dots, m$) 的中心坐标为 $(z_v, r_v) = (\Delta l \times i - \Delta l/2, \Delta l \times j - \Delta l/2)$, 那么其在汇 (z_0, r_0) 处产生的剂量率通过如下三重数值积分求得

$$\dot{D}_v(i, j, z_0, r_0, t) = \int_{\theta=0}^{\pi} \int_{r=r_v-\Delta l/2}^{r_v+\Delta l/2} \int_{z=z_v-\Delta l/2}^{z_v+\Delta l/2} \frac{\mu_{en} A_v E}{\rho 4\pi R^2} E r dr dz d\theta = \int_{\theta=0}^{\pi} \int_{r=r_v-\Delta l/2}^{r_v+\Delta l/2} \int_{z=z_v-\Delta l/2}^{z_v+\Delta l/2} \frac{\mu_{en} A_v E}{2\pi \rho} \frac{r}{(z-z_0)^2 + r_0^2 + r^2 - 2r_0 r \cos \theta} dr dz d\theta \quad (16)$$

设地面上的圆环面源沿水平方向有 n 个, 此面源 $[k]$ ($k = 1, 2, \dots, n$) 的中心坐标为 $(z_s, r_s) = (0, \Delta l \times k - \Delta l/2)$, 那么其在汇 (z_0, r_0) 处产生的剂量率通过如下二重数值积分求得

$$\dot{D}_s(k, z_0, r_0, t) = \int_{\theta=0}^{\pi} \int_{r=r_s-\Delta l/2}^{r_s+\Delta l/2} \frac{\mu_{en} A_s E}{\rho 4\pi R^2} E r dr d\theta = \int_{\theta=0}^{\pi} \int_{r=r_s-\Delta l/2}^{r_s+\Delta l/2} \frac{\mu_{en} A_s E}{2\pi \rho} \frac{r}{z_0^2 + r_0^2 + r^2 - 2r r_0 \cos \theta} dr d\theta \quad (17)$$

汇 (z_0, r_0) 处受到的总剂量率为 $l \times m$ 个空中体源辐射到汇的剂量率加上 n 个地面面源辐射到汇的剂量率的累加

$$\dot{D}(z_0, r_0, t) = \sum_{i=1}^l \sum_{j=1}^m \dot{D}_v(i, j, z_0, r_0, t) + \sum_{k=1}^n \dot{D}_s(k, z_0, r_0, t) \quad (18)$$

应用公式 (16)~(18), 辐射剂量率的模拟结果如图 4 所示。

烟尘剂量率水平方向近似服从高斯分布, 垂直方向是多个近似服从高斯分布的活度源分别辐射而后叠加的结果。在烟尘稳定之后, 烟尘的放射性源逐渐向下方迁移, 所以由辐射源在空间产生的剂量率同样呈现向下迁移的趋势。与活度分布不同的是, 剂量率在大气中连续分布, 不会存在明显的边界。根据辐射平衡近似, 在具有均匀放射性活度分布的一定空间中, 若不考虑衰减与散射, 其剂量率也近似呈均匀分布, 本文中, 任一时刻下不同空间位

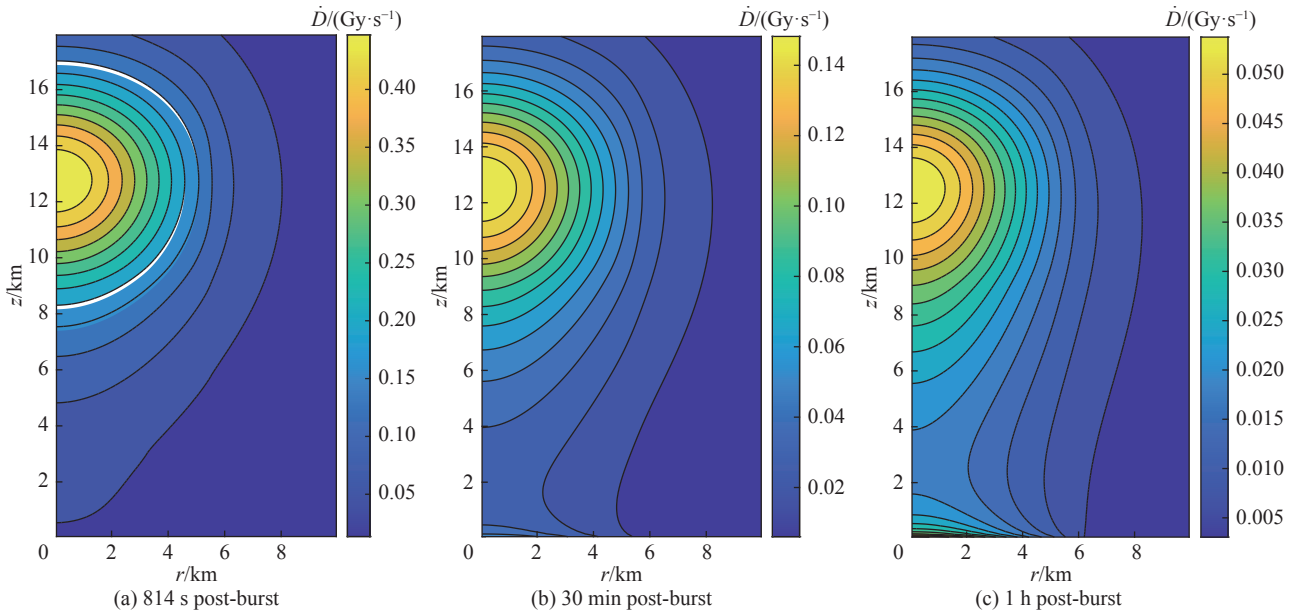


Fig. 4 Radiative dose rate of 1000 kt Nevada near-ground nuclear explosion fallout

图 4 1000 kt 内华达近地爆烟尘的辐射剂量率

置处的剂量率模拟结果存在差异,这是由于电离辐射源在空间分布不均导致的。在同一位置的不同时刻,剂量率也有很大区别,例如在高空的的剂量率最大位置处,在爆后 814 s、30 min 和 1 h,剂量率分别约为 0.44 Gy/s、0.14 Gy/s 和 0.053 Gy/s,这主要是因为电离辐射源的放射性衰变。在爆后 30 min 之后,在爆心地面投影点上方附近的低空中剂量率逐渐上升,爆心地面投影点处形成了又一个剂量率极值位置,这是由于有越来越多的放射性颗粒沉降到了地面,使得放射性在地面逐渐积聚,造成剂量率空间分布出现变化。

2.3 模拟结果对比

将本模型中得到的电离辐射环境与前人方法结果进行对比。设置爆炸场景为 1000 kt 内华达近地爆,初始条件、边界条件也均相同。在仿真空间内将本模型采用数值差分方法模拟出的放射性活度沿水平方向累加,得到 3 个时刻下放射性活度的轴向密度,如图 5 所示,并与采用高斯方法得到的计算结果进行对比。经对比,可以发现从初始时刻到爆后 1 h 的计算时间内,本模型与高斯模型得到的放射性活度轴向密度分布基本一致。不过,两者间仍存在略微差异,例如本模型在高空处的密度峰值略高,这可能是由于高斯模型在烟团边缘位置未截断所致。将本模型采用数值积分方法模拟出的两个时刻下对称轴处辐射剂量率结果与解析近似方法计算出的数值进行对比,如图 6 所示。

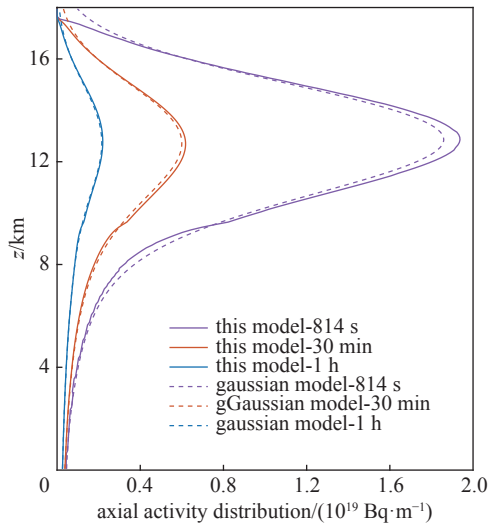


Fig. 5 Comparison of axial density of radioactive activity between two models

图 5 两模型间放射性活度轴向密度的对比

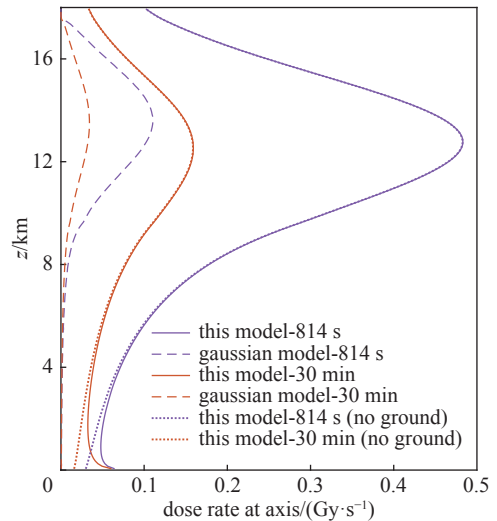


Fig. 6 Comparison of radiation dose rate at symmetry axis between two models

图 6 两模型间对称轴处辐射剂量率的对比

经对比, 可以发现在计算时间内, 两模型得到的结果存在较大差异, 本模型的轴处剂量率是解析近似法的近 5 倍, 这是因为本模型给出了未考虑光子衰减与散射的理论最大值, 而后者是考虑了最大程度光子衰减后的理论最小值。理论上讲, 大气剂量率的期望值在两模型数值之间。此外, 本模型得出的剂量率有在高空和地面的两个极值位置, 而解析近似法只有一个极值, 这是由于后者未考虑地面放射性颗粒源的影响而导致的。若在本模型中只利用三重数值积分计算出由空间颗粒源辐照到汇的剂量率, 则也仅只有一个极值。在距地 4 km 以下低空处由地面颗粒源产生的剂量率不能忽略, 且距地面越近, 其占总剂量率的比重越大。

3 结 论

本文针对近地爆烟尘复杂电离环境模拟这一问题, 基于 γ 光子点源辐射模型, 分析了核爆烟尘 γ 电离辐射生成、传递和辐照机理, 提出了烟尘体源辐射模型。在无风条件下, 以烟尘稳定时刻作为初始时刻, 对二维柱坐标系下烟尘对流扩散方程开展数值求解, 模拟出烟尘的大气放射性活度分布。其次, 在活度模拟中网格划分的基础上, 提出了适用于大尺度多粒径烟尘的数值积分数法, 对烟尘在大气中产生的辐射剂量率进行了计算。最后, 经对比发现本文提出的模型能得到与高斯方法相仿的放射性活度和近 5 倍于解析近似法的剂量率理论最大值。未来, 可以尝试进一步深入考虑光子能谱、光子衰减与散射、磁场约束等以在模拟中更贴近真实的物理过程; 或尝试构建自洽的验证方法以从理论上验证或比较模拟结果的真实性。本研究的方法对后续研究提供了参考价值。

参考文献:

- [1] 郑毅, 李鹏, 耿娜, 等. 核爆炸监测技术概论[M]. 北京: 国防工业出版社, 2019. (Zheng Yi, Li Peng, Geng Na, et al. Introduction to nuclear explosion monitoring technology[M]. Beijing: National Defense Industry Press, 2019)
- [2] 郑毅, 张彦, 应纯同. 基于中尺度气象模式的放射性爆炸烟尘模拟[J]. 原子能科学技术, 2008, 42(s1): 371-374. (Zheng Yi, Zhang Yan, Ying Chuntong. Mesoscale meteorological model based on radioactive explosion cloud simulation[J]. Atomic Energy Science and Technology, 2008, 42(s1): 371-374)
- [3] 乔登江. 核爆炸物理概论[M]. 北京: 原子能出版社, 1988. (Qiao Dengjiang. Introduction to nuclear explosion physics[M]. Beijing: Atomic Energy Press, 1988)
- [4] Glasstone S, Dolan P J. The effects of nuclear weapons[M]. Washington: United States Department of Defense, United States Department of Energy, 1977.
- [5] 卓俊, 黄流兴, 牛胜利, 等. 基于气固两相流模拟的核爆炸放射性污染预测方法: 111651872A[P]. 2020-09-11. (Zhuo Jun, Huang Liuxing, Niu Shengli, et al. A method for predicting radioactive contamination in nuclear explosions based on gas-solid two-phase flow simulation: 111651872A[P]. 2020-09-11)
- [6] Norment H G. DELFIC: department of defense fallout prediction system. Volume II. User's manual[R]. Bedford: Atmospheric Science Associates, 1979.
- [7] Englert J W. In-line particulate transport and dispersion modeling using the regional atmospheric modeling system (RAMS)[D]. Wright-Patterson AFB: Air Force Institute of Technology, 2005.
- [8] Schofield J C H. Mapping nuclear fallout using the weather research & forecasting (WRF) model[D]. Wright-Patterson AFB: Air Force Institute of Technology, 2012.
- [9] Lundquist K A, Arthur R S, Neuscammann S, et al. Examining the effects of soil entrainment during nuclear cloud rise on fallout predictions using a multiscale atmospheric modeling framework[J]. *Journal of Environmental Radioactivity*, 2023, 270: 107299.
- [10] Zheng Yang, Liu Wei, Li Xiaoliang, et al. Prediction and analysis of nuclear explosion radioactive pollutant diffusion model[J]. *Pollutants*, 2023, 3(1): 43-56.
- [11] Connors S P. Aircrew dose and engine dust ingestion from nuclear cloud penetration[D]. Wright-Patterson AFB: Air Force Institute of Technology, 1985.
- [12] Garcia F E. Aircrew ionizing doses from nuclear weapon bursts[D]. Wright-Patterson AFB: Air Force Institute of Technology, 2001.
- [13] 葛宝珠, 陆芊芊, 陈学舜, 等. 放射性核素大气扩散数值模拟研究综述[J]. 环境科学学报, 2021, 41(5): 1599-1609. (Ge Baozhu, Lu Qianqian, Chen Xueshun, et al. A review of the numerical simulations of the atmospheric dispersion of radionuclides[J]. *Acta Scientiae Circumstantiae*, 2021, 41(5): 1599-1609)
- [14] Girard S, Mallet V, Korsakissok I, et al. Emulation and Sobol' sensitivity analysis of an atmospheric dispersion model applied to the Fukushima nuclear accident[J]. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 2016, 121(7): 3484-3496.
- [15] Bridgman C J, Bigelow W S. A new fallout prediction model[J]. *Health Physics*, 1982, 43(2): 205-218.
- [16] Norment H G. DELFIC: department of defense fallout prediction system. Volume I - fundamentals[R]. Bedford: Atmospheric Science Associates, 1979.
- [17] Grell G A, Dudhia J, Stauffer D R. A description of the fifth-generation Penn State/NCAR Mesoscale model (MM5)[R]. NCAR Technical Note No. NCAR/TN-398+STR, 1994.
- [18] Fan L S, Zhu Chao. 气固两相流原理(上)[M]. 张学旭, 译. 北京: 科学出版社, 2018. (Fan L S, Zhu Chao. Principles of gas-solid flows (I) [M]. Zhang Xuexu, trans. Beijing: Science Press, 2018)
- [19] Kanarska Y, Lomov I, Glenn L, et al. Numerical simulation of cloud rise phenomena associated with nuclear bursts[J]. *Annals of Nuclear Energy*, 2009, 36(10): 1475-1483.