

一种远场爆炸下城市建筑迎爆面载荷的解析计算方法*

王澍霏^{1,2}, 高家豪¹, 钟巍¹, 邱玖禄¹, 张情¹, 王涛², 田宙¹

(1. 强脉冲辐射环境模拟与效应全国重点实验室, 西北核技术研究所, 陕西西安 710024;

2. 爆炸科学与安全防护全国重点实验室, 北京理工大学, 北京 100081)

摘要: 快速准确预测城市建筑受到的爆炸载荷, 对开展恐怖袭击、事故爆炸等城市偶然爆炸灾后评估, 提高城市综合防灾减灾能力具有重要意义。针对远场爆炸作用下刚性建筑迎爆面载荷的快速预测问题, 建立了一种解析计算方法: 在 Hudson 基于稀疏波传播模型所建立的爆炸载荷理论计算方法的基础上, 针对中等强度冲击波改进了稀疏波波速、冲击波波长等关键参数计算; 针对长历时冲击波下原 Hudson 方法可能过高估计清除效应的问题, 引入了入射超压近似修正; 进一步采用了一种有监督的机器学习方法——符号回归方法, 给出了计算建筑迎爆面超压时间历程的显式表达式。通过与多种方法计算结果的对比分析, 验证了所提出方法的准确性, 并研究了迎爆面正压冲量的分布特性, 获得了入射波、建筑尺寸对冲量分布的影响规律。结果表明, 在入射波超压峰值约 100–500 kPa、正压作用时间约 0.5–2.0 s 范围内, 相比于现行标准和原 Hudson 方法, 所提出方法在多数工况下能够提高迎爆面超压时间历程和冲量计算结果的准确性; 在超压峰值 100 kPa、正压作用时间 0.5 s 和大尺寸建筑的适用范围边界处, 所提出方法误差可能高于 Hudson 方法, 但与数值模拟结果的偏差仍在 20 %内, 为远场爆炸下建筑的快速毁伤评估和抗爆设计提供了可靠的计算工具。

关键词: 远场爆炸; 迎爆面载荷; 计算方法; 符号回归; 冲量分布

中图分类号: O382+1

国标学科代码: 13035

文献标识码: A

An analytical calculation method for blast load on the blast-facing surface of buildings under far-field explosions

WANG Shufei^{1,2}, GAO Jiahao¹, ZHONG Wei¹, QIU Jiulu¹, ZHANG Qing¹, Wang Tao², Tian Zhou¹

(1. National Key Laboratory of Intense Pulsed Radiation Simulation and Effects, Northwest Institute of Nuclear Technology, Xi'an 710024, Shaanxi, China;

2. State Key Laboratory of Explosion Science and Safety Protection, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China)

Abstract: Rapid and accurate prediction of blast loads on urban buildings is of great importance for post-disaster assessment following accidental urban explosions, including terrorist attacks and industrial explosion accidents, and for improving the comprehensive disaster-prevention and mitigation capability of cities. To enable rapid calculation of blast loads on the blast-facing surface of rigid buildings subjected to far-field explosions, an analytical calculation method was developed based on Hudson's theoretical blast loading model incorporating rarefaction wave propagation. The original Hudson method was improved for moderate-intensity shock waves by revising the calculations of the incident wave wavelength and rarefaction wave propagation velocity. An incident pressure approximation was further introduced for long duration shock waves to correct

*收稿日期: 2026-03-07; 修回日期: 2026-09-13;

第一作者: 王澍霏 (1994.5—), 男, 硕士研究生, 助理研究员. E-mail: wangshufei@nint.ac.cn;

通信作者: 钟巍 (1986.11—), 男, 博士研究生, 研究员. E-mail: zhongwei@nint.ac.cn。

the overestimated clearing effect once the calculated surface pressure fell below the incident pressure. In addition, symbolic regression, a supervised machine learning method, was employed to approximate the clearing pressure relation obtained from the Dewitt integral equation. An explicit expression for calculating the pressure-time history on the blast-facing surface was consequently established, avoiding repeated numerical evaluation of the original integral equation and improving the convenience of engineering calculations. The accuracy of the proposed method was evaluated through comparisons with numerical simulations and existing calculation methods. The method was then applied to investigate the spatial distribution of positive impulse over the blast-facing surface and to examine the effects of incident-wave characteristics and building dimensions on the impulse distribution. The results show that, for incident peak overpressures of approximately 100-500 kPa and positive-phase durations of approximately 0.5-2.0 s, the proposed method provides more accurate predictions of blast-facing surface pressure-time histories and impulses than the current standard method and the original Hudson method under most of the investigated conditions. Near the boundary of the investigated applicability range, corresponding to a peak overpressure of approximately 100 kPa, a positive phase duration of approximately 0.5 s, and a relatively large building, the prediction error of the proposed method can be greater than that of the original Hudson method; nevertheless, its deviation from the numerical simulation remains within 20 %. The method therefore provides a reliable calculation tool for rapid damage assessment and blast-resistant design of buildings subjected to far-field explosions.

Keywords: Far-field explosion; Blast-facing surface load; Calculation method; Symbolic regression; Impulse distribution

1 引言

近年来,大规模事故爆炸频发,已成为威胁城市建筑安全的最主要因素之一(如天津港8·12、江苏3·21和黎巴嫩贝鲁特8·4等爆炸事故^[1])。此类事故爆炸通常具有等效当量大、毁伤范围广等特征,且作用于建筑后易引发大范围破坏和次生灾害。因此,关注大当量远场爆炸冲击波对建筑的作用载荷,对建筑抗爆设计和毁伤评估具有重要意义^[2]。

远场爆炸产生的冲击波强度高、持时长、空间尺度大,在其作用下建筑迎爆面所受爆炸载荷最为强烈,也最易发生破坏。爆炸冲击波抵达建筑迎爆面后发生反射,导致迎爆面超压迅速上升,其峰值可达入射超压的2-8倍。而在建筑侧方,冲击波以掠入射方式作用于侧表面,产生的载荷可近似为入射超压。由于迎爆面反射超压与侧面掠入射超压存在显著压差,在建筑边缘区域会产生稀疏波。该稀疏波沿迎爆面从边缘向中心传播,导致表面超压在冲击波自身衰减的基础上进一步降低,从而降低爆炸载荷的超压时程和正压冲量。这一现象被称为清除效应(Clearing Effect)。鉴于建筑破坏往往与爆炸载荷的时间历程(尤其是冲量)密切相关,准确计入稀疏波引起的“清除效应”对于迎爆面爆炸载荷的精确计算至关重要^[3]。

现有建筑迎爆面载荷的计算方法中,以UFC 3-340-02^[4]中给出的经验方法应用最为广泛。该方法最初由Norris^[5]和TM5-856-1^[6]提出,用于计算迎爆面平均压力。其核心假设是:冲击波到达时清除效应立即开始,并在特征清除时间 t_c 内,使爆炸压力从峰值反射压力线性衰减至停滞压力(入射压力和阻力压力之和)。基于Bleakney的激波管实验结果^[7],他们给出了清除时间 t_c 的经验表达式 $t_c = 3S/c_r$,其中 S 是迎爆面的高度或半宽度的较小者, c_r 是反射区声速,其物理含义是,清除时间为稀疏波从表面边界向中心传播并往返三次所需的时长。在随后的几十年中,研究者沿用这一方法框架,并主要围绕清除时间 t_c 的准确性进行改进^[7]。例如,在TM5-1300^[8]和UFC 3-340-02^[4]中,清除时间 t_c 被定义为 $t_c = 4S/((1+S/G)c_r)$,其中 G 是迎爆面高度或半宽度的较大值。该方法因其提供了明确的载荷计算表达式,并蕴含了稀疏波清除效应的物理过程而被广泛应用,国内相关标准^[9]亦采用此方法。然而,已有学者对于该方法的准确性提出质疑^[7,10]。一方面,从数值模拟结果中观察到,稀疏波仅在表面中心反射并反向传播一次,这与该方法描述的物理过程不符^[10]。另一方面,实验观测到短持时冲击波下,迎爆面压力会衰减至低于停滞压力水平^[3,11],该方法无法计算出该现象;而在低强度冲击波

下,该方法计算的反射压力无法降至停滞压力,不能体现出清除效应的影响^[7]。除此之外,该方法不能考虑建筑迎爆面载荷的空间分布特征,对于大型建筑结构可能会存在显著影响。

除经验方法外,实验、数值模拟及新兴的深度学习方法也被广泛应用于爆炸载荷的计算与研究。实验方法^[3,11-16]通过真实爆炸测试可获取建筑表面压力的实测数据,为现象机理提供直接验证依据;数值模拟方法^[16-19]则通过构建精细化计算模型,准确复现冲击波与建筑结构相互作用的物理过程,能够给出建筑任意位置的冲击波载荷数据;深度学习^[20-26]通过构建神经网络模型,可从大量数值模拟或实验数据中学习爆炸载荷的映射规律,具备快速推断复杂工况下爆炸载荷的潜力。然而,这些方法在实际快速评估场景中存在各自的局限:实验需耗费大量经费与时间成本,且难以覆盖全尺度建筑与多工况参数;数值模拟虽可解析复杂物理过程,但建模耗时且计算资源消耗巨大;深度学习^[20-26]方法虽在推断速度上具有优势,但其预测精度严重依赖训练数据的完备性与质量,且模型可解释性较差,在数据稀缺区域泛化能力有限。相较之下,经验方法凭借其物理意义明确的显式解析表达式,能在秒级时间内完成爆炸载荷预测,在恐怖袭击响应、事故爆炸灾后评估等时效性要求极高的应用场景中,仍具有显著的工程实用优势。

近年来,一种基于稀疏波传播模型的理论方法被引入建筑迎爆面爆炸载荷计算领域^[3]。该方法最早源自美国圣地亚国家实验室解密的一份技术报告^[27],作者 Hudson 在声学近似假设下,利用 Dewitt^[28]提出的声脉冲在楔形角绕射的理论解,求解稀疏波传播引起的清除效应,并通过与反射波流场叠加得到爆炸载荷。Tyas^[3]和 Rigby^[11]通过实验验证了该方法,证明其能够有效预测平面冲击波作用下大尺寸目标所受的爆炸压力,且与实验结果吻合良好。Nartu^[29]针对 Hudson 方法进行了改进,使其能够适用于近场爆炸冲击波载荷的计算。然而,Hudson 方法主要针对超压峰值小于 100 kPa 的爆炸冲击波(以下简称为“低强度冲击波”)与建筑相互作用的场景^[27]。实际导致建筑毁伤的冲击波超压可达数百千帕甚至兆帕,远超 Hudson 方法的适用范围。已有研究表明,Hudson 方法在某些情况下可能高估了稀疏波的影响,导致载荷历程提前进入负压阶段^[11]。此外,Hudson 方法中通过 Dewitt 积分方程求解稀疏波压力,虽然以曲线图形式提供了结果,但在实际应用中仍需进行繁琐的插值计算。

本文首先针对更大冲击波超压范围下 Hudson 方法的关键参数计算进行了改进,并针对长历时入射波下 Hudson 方法过高估计稀疏波影响的不足,提出了采用入射压力近似的修正方法,在此基础上,结合一种有监督的机器学习方法——符号回归(SymbolicRegression)方法构造了清除压力计算的显式表达式,建立了适用于远场爆炸下平面波作用于刚性建筑时,城市建筑迎爆面超压时间历程的解析计算方法。然后,以数值模拟结果为基准,对比了本文方法与 UFC 方法、Hudson 方法在计算超压时程和冲量方面的准确性,并讨论了本文方法的适用范围。最后,应用本文方法研究了建筑迎爆面正压冲量的分布规律,重点分析了入射波、建筑尺寸等因素对冲量分布的影响,可为工程应用中典型建筑在爆炸载荷下的毁伤分析及抗爆设计提供指导。

2 计算方法

2.1 Hudson 方法介绍

Hudson 方法针对远场爆炸下低强度冲击波作用于有限尺寸建筑平面的场景,构建了爆炸载荷的理论计算框架。该方法基于平面波假设,即冲击波传播至建筑表面时波阵面尺度远大于目标尺寸,可简化为正入射平面波与有限反射面的相互作用。建筑迎爆面所受爆炸载荷可视为无限平面反射超压与稀疏波引起清除压力的线性叠加,如下式所示

$$p(t) = p_r(t) - \sum_i p_c^i(t, d_i) \quad (1)$$

式中, $p(t)$ 为建筑迎爆面测点处的超压时间历程, $p_r(t)$ 表示无限平面反射的超压时间历程, t 为以冲击波到达建筑迎爆面为基准的相对时间, d 表示稀疏波从边界至测点的传播距离, $p_c(t, d)$ 表示边

界稀疏波产生的清除压力，第 i 个边界对应的传播距离分别记为清除压力分别记为 $p_c^i(t, d_i)$ 和 d_i 。Hudson 采用标准 Friedlander 衰减模型描述入射和反射冲击波的超压时间历程，如下所示

$$p(t) = p_{\max} \left(1 - \frac{t}{t_d}\right) e^{-\alpha \left(1 - \frac{t}{t_d}\right)} \quad (2)$$

式中， $p_{\max}$ 为冲击波超压峰值， t_d 为冲击波正压作用时间， α 为衰减系数。对于反射超压历程 $p_r(t)$ 的 Friedlander 形式，其 t_d 、 α 与入射冲击波相同，反射峰值 $p_{r \max}$ 由入射超压峰值 $p_{so \max}$ 通过理想气体激波关系式计算

$$p_{r \max} = p_{so \max} \left(2 + \frac{6 p_{so \max}}{p_{so \max} + 7 p_0}\right) \quad (3)$$

式中， p_0 为波前环境压力。

稀疏波清除压力基于声脉冲假设与 Sommerfeld 绕射理论^[30]，由 Dewitt 积分方程求解。对于以 Friedlander 形式表示的正入射冲击波，Dewitt 方程解的形式如下^[28]：

$$\bar{p}_c(\sigma, \eta) = \begin{cases} \frac{2\sqrt{3}}{3\pi} \int_0^{\cosh^{-1}(\frac{\sigma}{\eta})} \frac{[1 - (\sigma - \eta \cosh b)] e^{-\alpha(\sigma - \eta \cosh b)}}{2 \cosh \frac{2b}{3} - 1} db & \sigma \geq \eta \\ 0 & \sigma < \eta \end{cases} \quad (4)$$

式中， b 为积分变量， $\bar{p}_c(\sigma, \eta)$ 为无量纲清除压力， σ 为无量纲时间， η 为无量纲距离，定义如下：

$$\bar{p}_c(\sigma, \eta) = \frac{p_c(t, d)}{p_{so \max}}, \quad \sigma = \frac{Vt}{\lambda}, \quad \eta = \frac{d}{\lambda} \quad (5)$$

式中， λ 为入射冲击波波长， V 为稀疏波波速。

Hudson 认为在低强度冲击波下，冲击波波阵面速度 U 和稀疏波波速 V 均可近似为未扰动的环境声速 c_0 。因此，波长 λ 可以表示为：

$$\lambda = c_0 t_d \quad (6)$$

σ 与 η 可以表示为

$$\sigma = t / t_d, \eta = d_i / c_0 t_d \quad (7)$$

结合式(1)-(7)，即可计算考虑清除效应的建筑迎爆面超压时程。

2.2 中等强度冲击波下的参数计算改进

Hudson 考虑低强度冲击波下，将冲击波阵面速度 U 和反射区声速 c_r 近似为环境声速 c_0 。这一假设存在明显局限：造成建筑破坏的冲击波强度可以达到数百千帕甚至到兆帕，在这一冲击波强度范围内，波阵面速度 U 、波后反射区声速 c_r 与环境声速 c_0 相差较大，这直接导致入射冲击波波长 λ 和稀疏波波速 V 计算不准确。为了扩展载荷范围，本节针对入射超压峰值 100 kPa 至 500 kPa 的远场爆炸冲击波（以下简称为“中等强度冲击波”），对 Hudson 方法进行改进。

在中等强度冲击波条件下，稀疏波在建筑迎爆面仍以波后反射区声速 c_r 传播，因此，稀疏波传播速度 V 可以由下式计算

$$V = c_r = c_0 \left(\frac{p_{r \max} + p_{so \max}}{p_{so \max}} \right)^{1/2} \left(\frac{6 + \frac{p_{r \max} + p_{so \max}}{p_{so \max}}}{1 + 6 \frac{p_{r \max} + p_{so \max}}{p_{so \max}}} \right)^{1/2} \quad (8)$$

对于冲击波波长，假设冲击波在 0 时刻传播到 x_0 处，经过正压作用时间 $t_d(x_0)$ ， x_0 处降至环境压力 p_0 ，此时冲击波传播到 x_1 处，那么在 x_1 处的冲击波波长^[27]

$$\lambda(x_1) = x_1 - x_0 \quad (9)$$

由于波阵面以速度 $U(t)$ 向前传播，从 x_0 到 x_1 处恰好经历了 x_0 处冲击波的正压作用时间，因此

$$\lambda(x_1) = \int_0^{t_d(x_0)} U(t) dt \quad (10)$$

假设建筑位于 x_1 处，在远场爆炸条件下，冲击波波长 $\lambda(x_1)$ 相比于建筑距爆心的距离 x_1 是一个小量。因此，可以近似认为冲击波从 x_0 传播到 x_1 ，冲击波波阵面速度 U 、冲击波正压作用时间 t_d 的变化可以忽略。所以，上式可以简化为

$$\lambda(x) = Ut_d \quad (11)$$

其中，冲击波波速 U 采用下式计算

$$U = c_0 \sqrt{\frac{6p_{so \max} / p_0 + 1}{7}} \quad (12)$$

采用式(8)、式(11-12)分别计算 V 、 λ ，代入式(5)得到无量纲时间 σ 和距离 η ，结合式(4)，即可计算得到远场爆炸下中等强度冲击波作用于建筑的清除压力历程。

2.3 长历时冲击波下的方法修正

Hudson 方法主要考虑冲击波反射以及稀疏波在反射传播等物理过程，Rigby^[10,31]详细分析了该方法的准确性，并指出该方法可能会高估计稀疏波引起超压的衰减。本文针对入射冲击波正压作用时间 0.5 s-2.0 s 范围（以下简称“长历时冲击波”），通过分析稀疏波传播以及后续的物理过程，提出一种工程简化的修正方法。

远场爆炸下平面冲击波与建筑作用的过程如图 1 所示。当入射冲击波与建筑迎爆面作用并发生反射后，由于迎爆面区域和侧方区域之间的压力梯度，会产生向建筑内侧传播的稀疏波，以及向建筑外区域传播的压缩波，见图 1(b)，该过程导致了建筑迎爆面的压力清除效应。稀疏波在建筑中心汇聚后或者在地面反射后会反向传播，进一步加剧了清除效应。此时在建筑前方，由于稀疏波的多次清除作用，会出现一个“过膨胀区”^[10]，该区域压力迅速降低至低于入射压力，见图 1(c)。反射后的稀疏波会继续传播至建筑外的区域，由于几何扩张导致能量迅速衰减，最终消失。如果后续没有能量补充，过膨胀区会维持一段时间直到进入冲击波负压阶段。

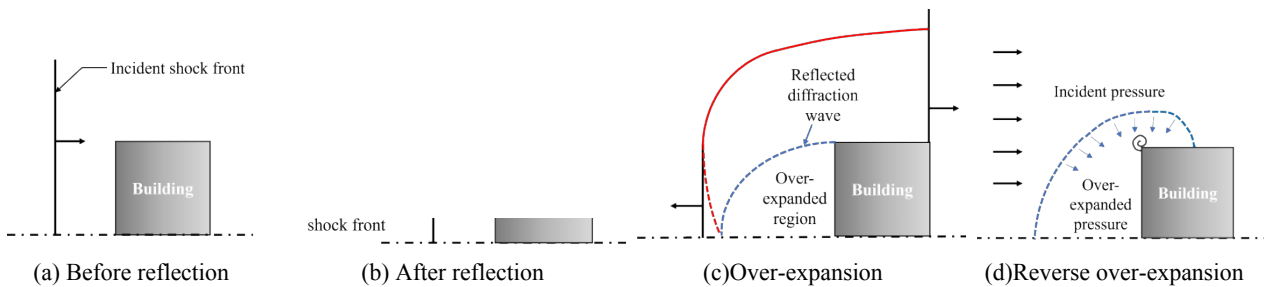


图 1 平面冲击波与建筑作用过程

Fig.1 The interaction process of planar shock waves and buildings

对于短持时冲击波，形成过膨胀区的时间接近冲击波正压作用时间，此时过膨胀区外部的入射压力已经降至较低水平，并很快进入负压阶段，此种情况下过膨胀区内的压力也会持续下降，并且先于入射压力降至低于环境压力。但是对于长持时冲击波，当形成过膨胀区时，距离冲击波正压作用结束仍较远，在此后较长时间内，过膨胀区外为入射流场，其压力和过膨胀区内的压力之间形成了逆梯度。在压力梯度驱动下，入射流场空气会向过膨胀区内流动，使得过膨胀区压力升高，产生“逆过膨胀”现象，见图 1(d)。这意味着过膨胀区压力会受到入射压力的“拖拽”不会持续下降，而是升高并维持在接近入射压力的水平。显然，Hudson 采用的稀疏波传播模型只能描述过膨胀过程，无法描述这一逆过膨胀过程。

根据以上分析，在稀疏波清除效应后，建筑迎爆面载荷可能出现两种情况，一是稀疏波引起的过膨胀区压力持续衰减并提前进入负压阶段；另一种是由于入射流场与过膨胀区间压力梯度引起逆过膨胀，导致压力衰减至低于入射压力后会回升至接近入射压力。实际载荷将介于入射压力和过膨胀区压力之间，后者即为 Hudson 方法计算的压力。由上述分析可知，对于长持时冲击波，迎爆面载荷更接近上限，即入射压力。

需要特别强调的是，上述分析仅从稀疏波传播引起的反射和入射流场压力变化角度，给出影响表面载荷的物理过程。实际上，考虑三维可压缩流场中的波系结构，以及建筑表面形成的涡对流场的影响，在过膨胀阶段后的物理现象会变得十分复杂。为了建立一种简化的工程分析方法，针对远场爆炸下冲击波持时较长的特点，本文将过膨胀阶段后和逆过膨胀阶段的载荷压力近似为入射压力，即当采用 2.2 节方法计算载荷压力低于入射压力后，取入射压力作为载荷压力。这种近似处理方式的合理性和适用范围将在第 4.2 节详细讨论。

2.4 基于符号回归的经验表达式构造

压力清除效应的理论计算基于 Dewitt 积分方程，需通过数值积分求解给定无量纲距离下的无量纲压力随无量纲时间的变化。尽管数值方法已非常成熟，但每次分析均需执行复杂的积分运算以获取空间-时间压力分布，同时计算过程实现复杂且耗时较长，严重制约了工程应用。随着机器学习技术的发展，特别是符号回归这一能够自动发现潜在数学表达式的技术，提供了一种从数据中直接获取解析表达式的有效途径^[32-34]。本文创新性地应用符号回归方法，基于精确求解 Dewitt 积分方程获得覆盖参数空间的 $[\sigma, \eta, \bar{p}_c(\sigma, \eta)]$ 数据，利用这些数据训练符号回归模型，构建能逼近实际物理关系且易于解析计算的显式表达式，从而高效替换原始方程中的复杂积分运算，极大提升工程计算的实用性和便捷性。

本文首先采用自适应 Gauss-Kronrod 求积算法对式(4)进行求解，生成了包含 480 组样本的 $[\sigma, \eta, \bar{p}_c(\sigma, \eta)]$ 数据集，其中 $\sigma \in [\eta, 2.0]$ 、 $\eta \in [0.001, 0.6]$ ，有效覆盖远场爆炸场景。基于 η 对数据集进行划分，80 %用于符号回归训练，20 %用于验证，以确保符号回归表达式对参数范围内未参与训练 η 具有泛化能力。使用了第三方 python 库 PySR^[35]提供的符号回归方法，所选择的符号类型见表 1。

表 1 符号回归采用的符号域

Table 1 Symbol domain used in symbolic regression

符号类型	符号
一元运算符	$\exp()$ 、 $\log_{10}()$ 、 $\text{inv}()$
二元运算符	$+$ 、 $-$ 、 $\times$ 、 $/$

在符号回归过程中，根据帕累托前沿对候选表达式进行选择，最终表达式在帕累托前沿的“拐点”处确定，从而在保持相对简单的数学形式的同时实现较低的预测误差。最终给出的经验表达式为

$$\bar{p}(\delta, \eta) = \begin{cases} 0.1634\delta(\delta - 1.1462) \left(-1.2825 + \frac{11.6229}{\eta + 4.2186\delta} \right), & \delta \geq 0 \\ 0, & \delta < 0 \end{cases} \quad (13)$$

式中，引入新的无量纲时间变量 $\delta = \sigma - \eta$ ，表示以稀疏波到达测点为 0 时刻的相对时间。利用式(13)对验证集和全部数据集进行了预测，在验证集上的平均绝对误差（mean absolute error, MAE）为 0.020，均方根误差（root mean square error, RMSE）为 0.025，全部数据集上的 MAE 为 0.019，RMSE 为 0.025。此外，选取代表性的 η ，对显式表达式预测的清除压力波形与积分方程数值解进行了对比，结果见图 2。由图可知，在不同距离下，式(13)能够准确计算稀疏波到达后的清除效应起始点、随后的清除压力增加以及后期的逐步恢复趋势。上述结果表明，在 $\sigma \in [\eta, 2.0]$ 、 $\eta \in [0.001, 0.6]$ 范围内，利用符号回归构造的显式经验表达式可作为积分方程的有效替代，从而在确保计算准确性的同时，提高了本文方法的工程适用性。

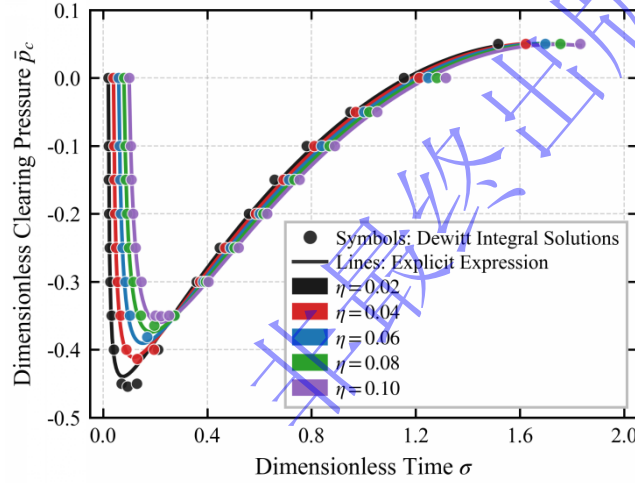


图 2 Dewitt 积分方程解与显式表达式结果对比

Fig.2 Comparison between the Dewitt integral solutions and explicit expressions

3 数值模型

本文建立了远场爆炸冲击波与建筑作用的数值模型，以数值模拟结果为对比基础验证所提出方法的准确性。数值模拟采用团队发展的多介质流体动力学程序完成，该程序对爆炸冲击波问题求解的准确性已经过了验证^[36-38]，该程序基于 Euler 坐标系求解质量、动量和总能量守恒的多介质 Euler 方程，并采用守恒型有限体积法进行空间离散。程序使用水平集（Level Set）方法追踪物质界面，并依据 Level Set 函数的分片线性特征重构界面；通过在界面法向求解局部一维多介质 Riemann 问题，获得界面压力、法向速度和数值通量。程序采用非结构网格，并具备局部网格加密能力。

所建立的数值模型如图 3(a)所示。在模型中，为了减少模拟远场冲击波所需的空气域尺寸和计算开销，通过在三维流场边界设置流入边界条件产生冲击波，以替代从爆源产生冲击波到传播至建筑的过程。其中，由一维自由场爆炸模型计算并提取包括密度、动量和体积比总能在内的流场守恒量历程，并施加在流入边界。对于建筑部分，参考现有文献中的处理方式^[16,19,20]，忽略建筑变形对冲击波的影响，将建筑对流场的作用简化为刚性边界，地面也等效为刚性边界。进一步，采用 1/2 对称模型减少计算规模，提高计算效率，在 $y = 0$ 处设置对称边界。除此之外，其他边界均设置为无反射边界。

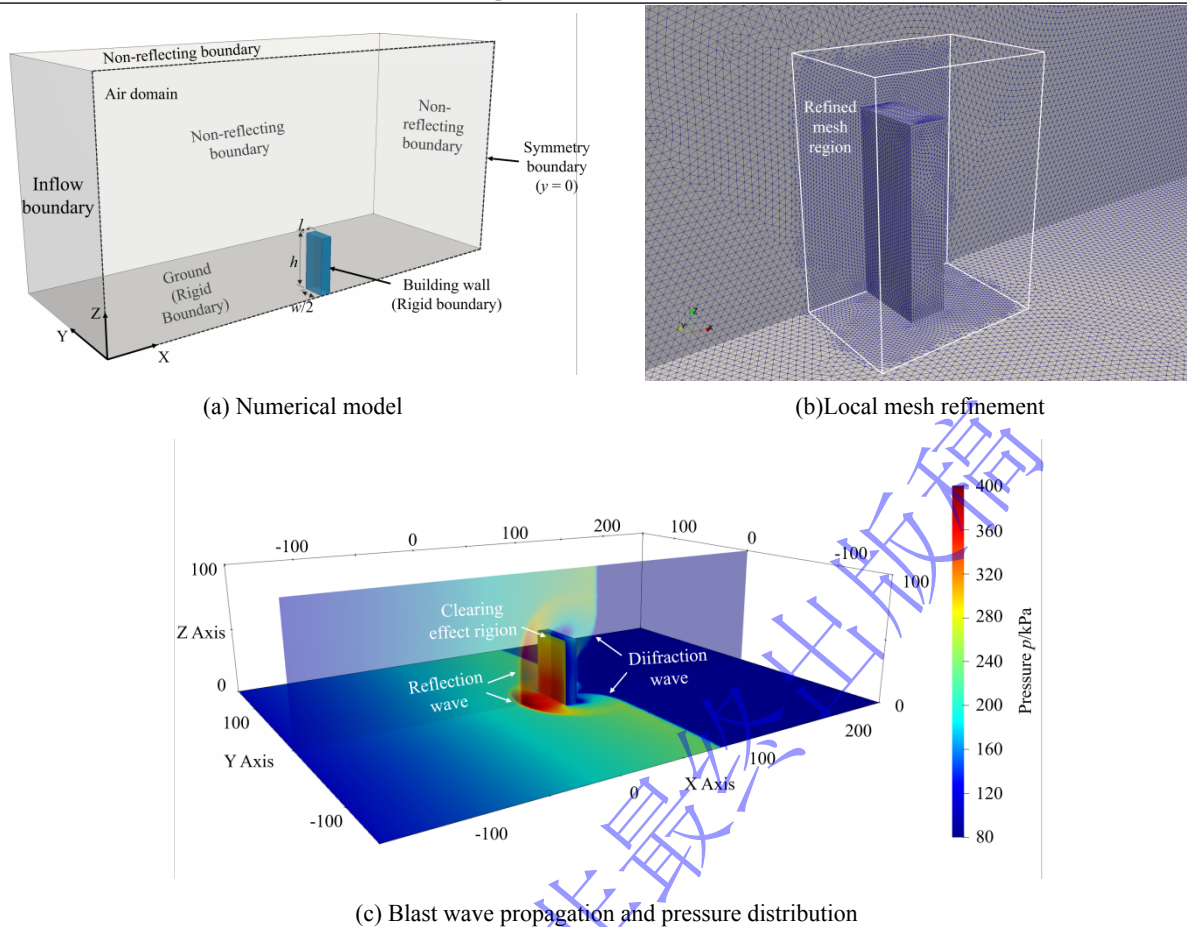
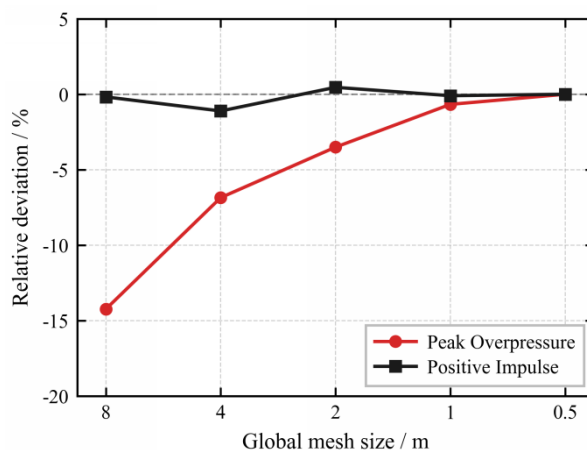


图3 数值模型及模拟结果

Fig.3 Numerical model and simulation result

在数值模型中，采用四面体网格对计算域进行剖分，为了准确捕捉冲击波超压峰值，对建筑周围 1.5 倍特征尺寸范围进行网格加密处理，见图 4(b)。为确定网格尺寸，在典型算例下分别设置全局网格尺寸为 8 m-0.5 m，并以 0.5 m 的网格结果作为参考，给出建筑表面中心测点的超压峰值 $p_{r \max}$ 和正压冲量 I 随网格的相对变化，见图 4(a)。结果表明，超压峰值对网格尺寸比较敏感，随着网格尺寸加密逐渐增大，当全局网格尺寸从 1.0 m 进一步减小至 0.5 m 时，超压峰值仅增加 0.67%；相比之下，正压冲量相对偏差均在 $\pm 1.12\%$ 以内。因此，全局网格尺寸 1.0 m 满足网格收敛性要求。



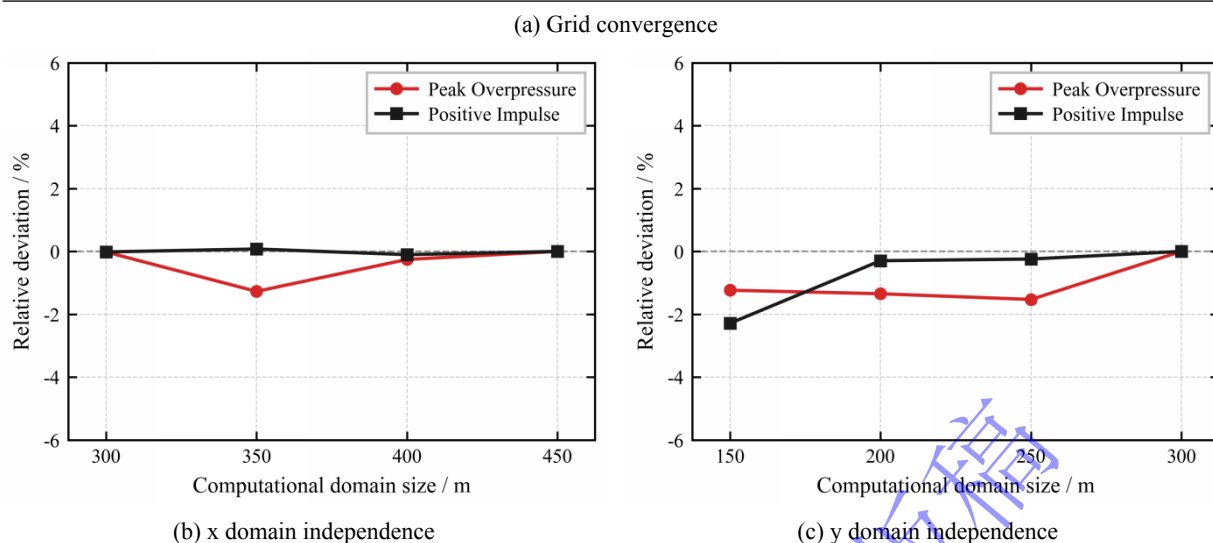


图4 网格收敛性和计算域无关性结果

Fig.4 The results of grid convergence and domain independence

除了网格尺寸，还需合理设置计算域尺寸，以避免边界干扰。选取较大尺寸建筑的典型算例下，分别改变 x 、 y 方向计算域大小（在数值模型中 y 、 z 方向满足对称性），并以最大计算域的结果作为参考，给出建筑表面中心测点的超压峰值和正压冲量随网格的相对变化，见图 4(b)和 4(c)。由图可知，在现有计算域设置下，超压峰值和正压冲量相对偏差较小，最大相对偏差仅为 2.29 %，说明模型满足计算域无关性。通过上述对比分析，最终确定的网格尺寸和计算域大小见表 2。采用上述模型计算得到冲击波与建筑作用的流场压力分布结果见图 3(c)。

表 2 数值模拟采用的网格尺寸和计算域大小

Table 2 Mesh Size and Computational Domain Size

方向	全局网格尺寸/m	局部加密网格尺寸/m	计算域大小/m
x	1.0	0.5	400.0
y	1.0	0.5	150.0
z	1.0	0.5	200.0

为进一步验证本文数值模型对建筑等有限尺寸目标迎爆面爆炸载荷的计算准确性，选取 Tyas 等^[3]开展的爆炸实验结果并进行对比。Tyas^[3]实验使用 250 g 的 C4 炸药产生近似平面冲击波，对不同爆心距处的混凝土立方体正入射作用，并给出了迎爆面两个测点的超压实测数据。其中，混凝土立方体包覆有 20 毫米厚的矩形钢板，可近似为刚体，迎爆面高 675 mm、宽 710 mm、长 1930 mm。测点 1、2 位于立方体迎爆面宽度中轴线上，距顶部距离分别为 337.5 mm 和 168.75 mm。本文选择爆心距 4 m 的实验工况，采用与实验一致的爆炸条件和结构参数开展数值模拟，提取对应测点处的超压时程并进行对比，结果见图 5。由图可知，两个测点处数值模拟计算的超压时程曲线与实验实测结果均吻合较好，数值模拟与实验实测的超压峰值相对偏差分别为 11.2 %和 16.7 %，正压冲量相对偏差分别为 3.91 %和 3.71 %。该结果表明，本文建立数值模型能够较为准确计算有限尺寸目标迎爆面的爆炸载荷，特别是对本文关注的爆炸载荷时程和冲量方面，可以作为后续对比分析的数值基准。

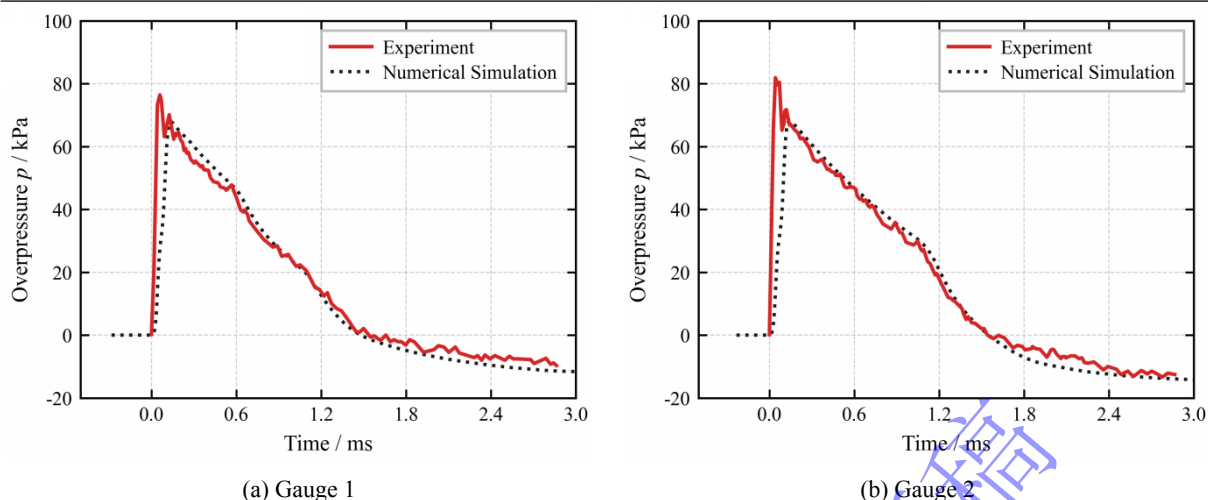


图 5 数值模型的实验验证

Fig.5 Experimental verification of the numerical model

需要特别指出的是，UFC 方法、Hudson 方法和本文方法均以入射冲击波参数为输入计算建筑迎爆面载荷。当以数值模拟计算得到的建筑迎爆面面载荷为对比基准时，需要准确获取数值模拟对应的入射冲击波参数，以保证对比结果能够反映不同方法在计算载荷时的差异。由于本文数值模拟中采用流入边界条件产生冲击波，在传播至建筑位置的过程中会发生演化，若直接采用边界处加载的压力历程作为入射冲击波，将导致建筑表面载荷预测偏差。为此，本文同步开展与有建筑工况相对应的无建筑工况数值模拟工作，从模拟结果中提取相应位置的入射冲击波参数，并代入其余三种方法中，确保在相同输入条件下开展结果对比，从而定量验证不同方法的准确性。

4 结果与讨论

4.1 不同方法结果的对比

为验证所提出方法的准确性，本文以数值模拟计算得到的建筑迎爆面载荷作为验证基准，对比了 UFC 方法、Hudson 方法及本文方法的计算结果。首先分析入射波正压作用时间较长时各方法的准确性。共设置 5 组算例（算例 1-1 至 1-5），入射冲击波正压作用时间约为 2.0 s，超压峰值 $p_{so \max}$ 范围约为 100 kPa-450 kPa，其他参数见表 3。在迎爆面上随机选取测点，对比超压时程曲线，结果如图 6 所示。由图可知，UFC 方法得到的超压波形呈现双折线形态，这是由于该方法对入射波采用三角波近似，导致所预测载荷正压作用时间较数值模拟结果偏短。在双折线前段（即清除时间 t_c 前），UFC 方法计算的超压略高于数值模拟结果，但偏差相对较小；而在双折线后段大部分时间内，UFC 方法计算值显著高于数值模拟结果。相比之下，Hudson 方法和本文方法计算的超压时程曲线在高于入射超压的阶段均更接近数值模拟结果，但当 Hudson 方法的计算超压降低至入射超压后，仍会持续下降并过早降至负压，并且显著低于数值模拟结果；而本文方法计算结果与数值模拟结果比较接近并保持同一衰减趋势降至负压，其超压至略高于数值模拟结果。造成 Hudson 方法结果与数值模拟结果偏差的原因即为 2.3 节分析的逆过膨胀现象，由于算例入射波正压作用时间较长，该现象尤为明显，导致数值模拟超压与入射超压更为接近，而 Hudson 方法无法描述此现象，本文方法将该阶段超压近似为入射超压，能够有效反映出该现象引起的超压变化。此外，根据 2.3 节分析，过膨胀阶段后载荷超压应在入射超压和 Hudson 方法计算超压之间，算例 1-1 至 1-5 的结果均符合此趋势。上述结果表明，本文方法针对长持时冲击波下的入射压力近似，能够较为合理的计算过膨胀阶段至正压作用结束的迎爆面超压历程。

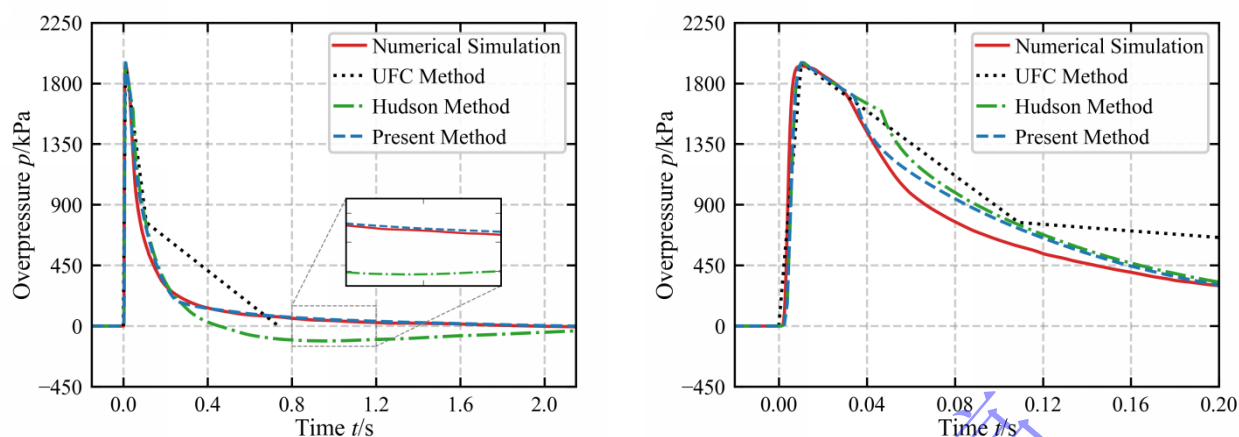
表 3 算例参数设置

Table 3 Case parameter settings

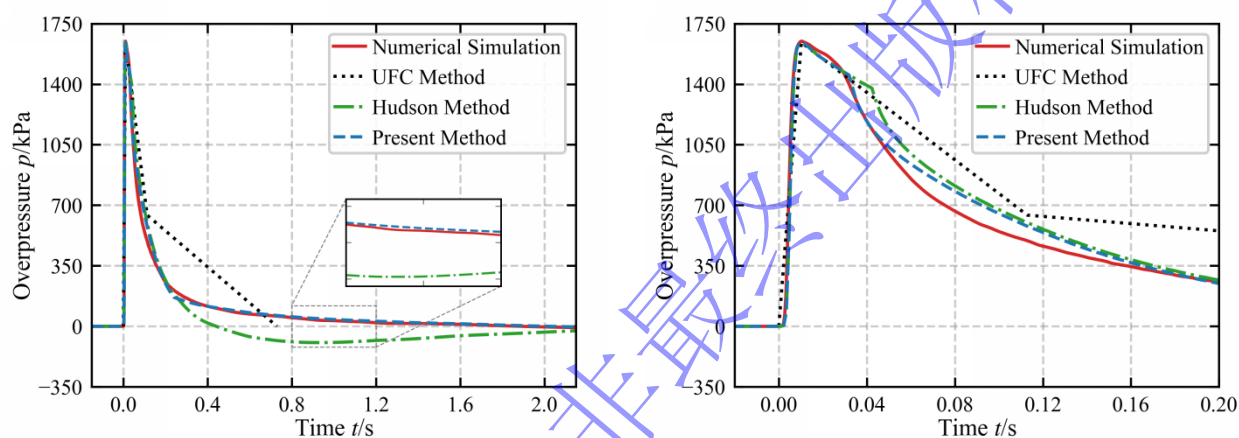
算例编号	入射波超压峰值 $p_{so\ max}/kPa$	入射波正压作用时间 t_d/s	入射衰减系数 α	入射正压冲量 $I/kPa \cdot s$	建筑宽度 W/m	建筑高度 H/m	建筑长度 L/m
1-1	450.8	2.13	4.58	166.2	40.0	50.0	10.0
1-2	395.6	2.03	4.34	144.4	40.0	50.0	10.0
1-3	307.7	2.01	4.27	112.2	40.0	50.0	10.0
1-4	201.0	2.00	3.41	85.3	40.0	50.0	10.0
1-5	99.1	1.92	2.04	54.1	40.0	50.0	10.0
2-1	535.9	0.41	6.51	55.4	40.0	50.0	10.0
2-2	102.1	0.52	1.64	17.1	40.0	50.0	10.0
3-1	447.7	2.13	4.53	166.1	160.0	80.0	10.0
3-2	98.6	1.92	2.02	54.0	160.0	80.0	10.0
3-3	101.6	0.53	1.62	17.0	160.0	80.0	10.0

图 6 还给出了不同方法计算的超压波形在峰值附近的特征。由图可知,对于算例 1-1 至 1-4,在三种方法中,本文方法的计算结果与数值模拟结果在峰值附近的波形上吻合最佳;对于算例 1-5,本文方法与 Hudson 方法结果比较接近,且优于 UFC 方法。此外,从图中观察到,Hudson 方法与本文方法所得到的波形中均存在明显转折点,该现象对应于稀疏波到达测点并引发清除效应的时刻。数值模拟结果中也观测到类似特征,证实了上述物理机制的实际存在,表明 Hudson 方法与本文方法所采用的物理模型在描述清除效应方面具有合理性。但是,UFC 方法无法反映上述现象。

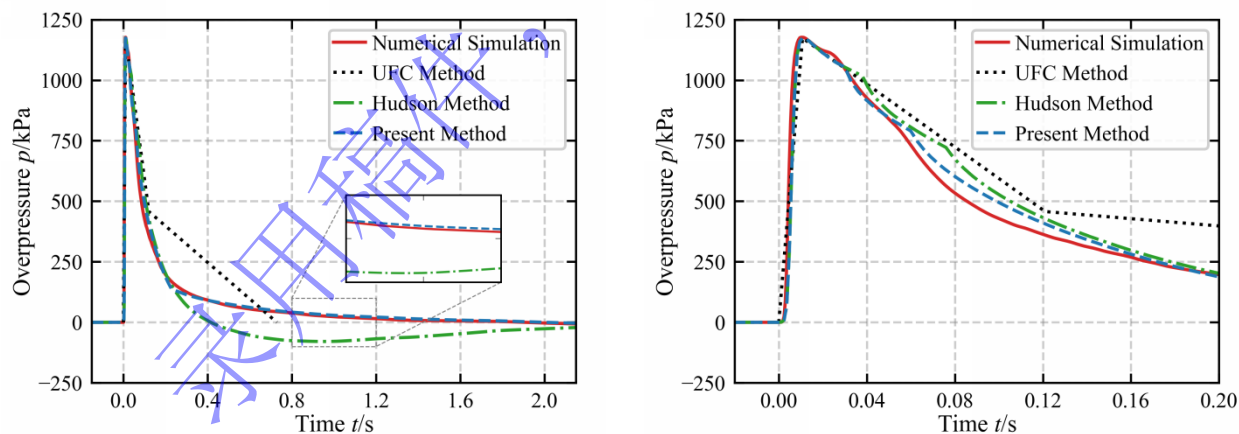
进一步对比表明,Hudson 方法所预测的稀疏波到达时刻相比数值模拟中波形转折点对应的时刻偏大,且在算例 1-1 至 1-4 中,随着入射超压增大,该偏差也逐渐增大。相比之下,除算例 1-5 外,本文方法得到的稀疏波到达时刻与数值模拟中波形转折点对应的时刻更为接近。以算例 1-2 为例,所选取测点处建筑侧方和上方稀疏波同时到达,数值模拟波形转折点对应时刻约为 30.0 ms,Hudson 方法计算稀疏波到达时刻为 42.3 ms,本文方法计算结果为 31.9 ms。分析原因,观察式(5)、式(6)可知,清除效应开始时 σ 与 η 相等,对应稀疏波到达时刻 $t = d/V$ 。由于 Hudson 假设稀疏波波速等于环境声速,使得 V 偏小,导致 Hudson 方法得到的稀疏波到达时刻偏大;而本文改进了稀疏波波速的计算,得到的稀疏波到达时刻与数值模拟结果吻合较好。对于算例 1-5,本文方法和 Hudson 方法与数值模拟相比均存在偏差,这是由于入射超压较小时,数值模拟在捕捉超压峰值时因数值耗散带来的误差较大。事实上,当入射超压接近或小于 100 kPa 时,本文对稀疏波波速等参数的计算与 Hudson 方法趋于一致,图 5(c)中二者超压历程基本一致,也证明这一点。上述结果表明,本文通过改进原 Hudson 方法中关键参数的计算,从而提高了上述中等强度冲击波算例中迎爆面超压历程计算的准确性,并且能够覆盖原 Hudson 方法适用的低强度冲击波,从而扩展了方法的适用范围。



(a) Case 1-1; Location(4.1, 34.1); Complete duration(Left); Magnification(Right)



(b) Case 1-2; Location(5.6, 35.6); Completeduration(Left); Magnification(Right)



(c) Case 1-3; Location(7.1, 24.2); Complete duration(Left); Magnification(Right)

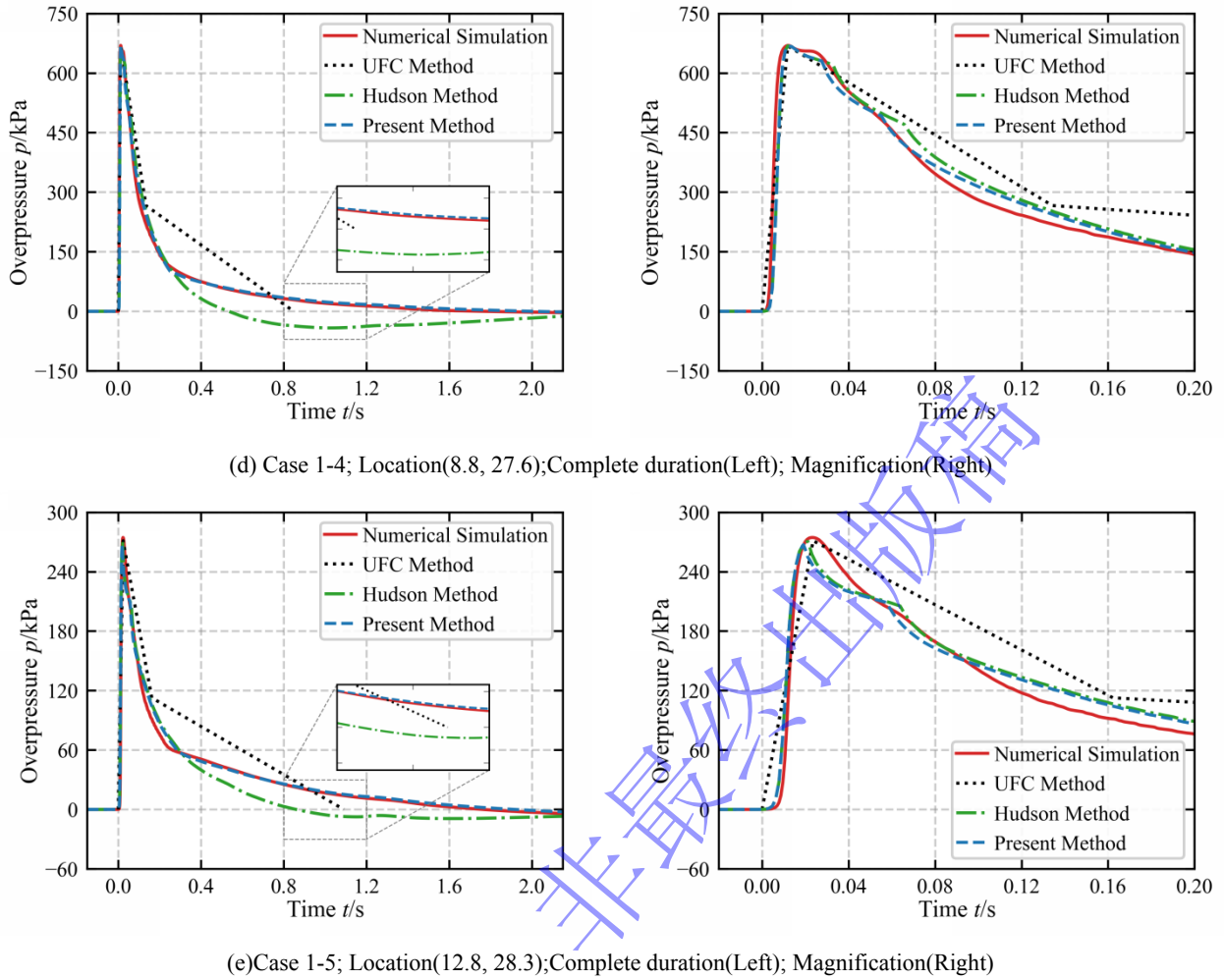


图6 载荷时间历程的对比

Fig.6 Comparison of load duration

图6的结果表明, UFC方法与Hudson方法所计算的载荷超压时程曲线与数值模拟结果存在显著偏差。对于建筑结构的毁伤评估而言, 这种偏差可能导致载荷冲量计算的不准确, 进而影响评估结果。为量化该偏差, 本文采用各方法计算不同时长下由超压时程积分获得的冲量, 并对比了不同方法计算冲量相对数值模拟冲量的偏差。图7(a)给出了算例1-1下的计算结果。由图可知, UFC方法计算冲量相比数值模拟冲量偏大, 随着积分时长的增加, 二者之间的相对偏差逐渐增大; 而Hudson方法计算冲量相比数值模拟结果在初始时偏大, 随着积分时长的增加逐渐偏小, 但二者之间的相对偏差逐渐增大。UFC方法的最大相对偏差达到63.7%, Hudson方法为-65.6%。相比之下, 本文方法所得冲量与数值模拟结果吻合最好, 最大相对偏差仅为7.9%。图7(b)-(e)进一步展示了算例1-2至1-5中不同方法计算冲量相对于数值模拟值的偏差随积分时长的变化关系。由图可知, 在整个正压作用时间范围内, 本文方法计算的冲量相对偏差始终小于10%, 显著优于UFC方法和Hudson方法。相比本文方法, 在积分时长较小时Hudson方法计算冲量相对偏差程度略大于本文方法; 但当积分时长较长时, 其偏差程度显著大于本文方法。这说明, 在上述算例中, 本文方法对关键参数计算的改进和对过膨胀阶段后超压历程的修正, 均能有效提高冲量计算的准确性, 且后者对冲量计算准确性提升最为显著。

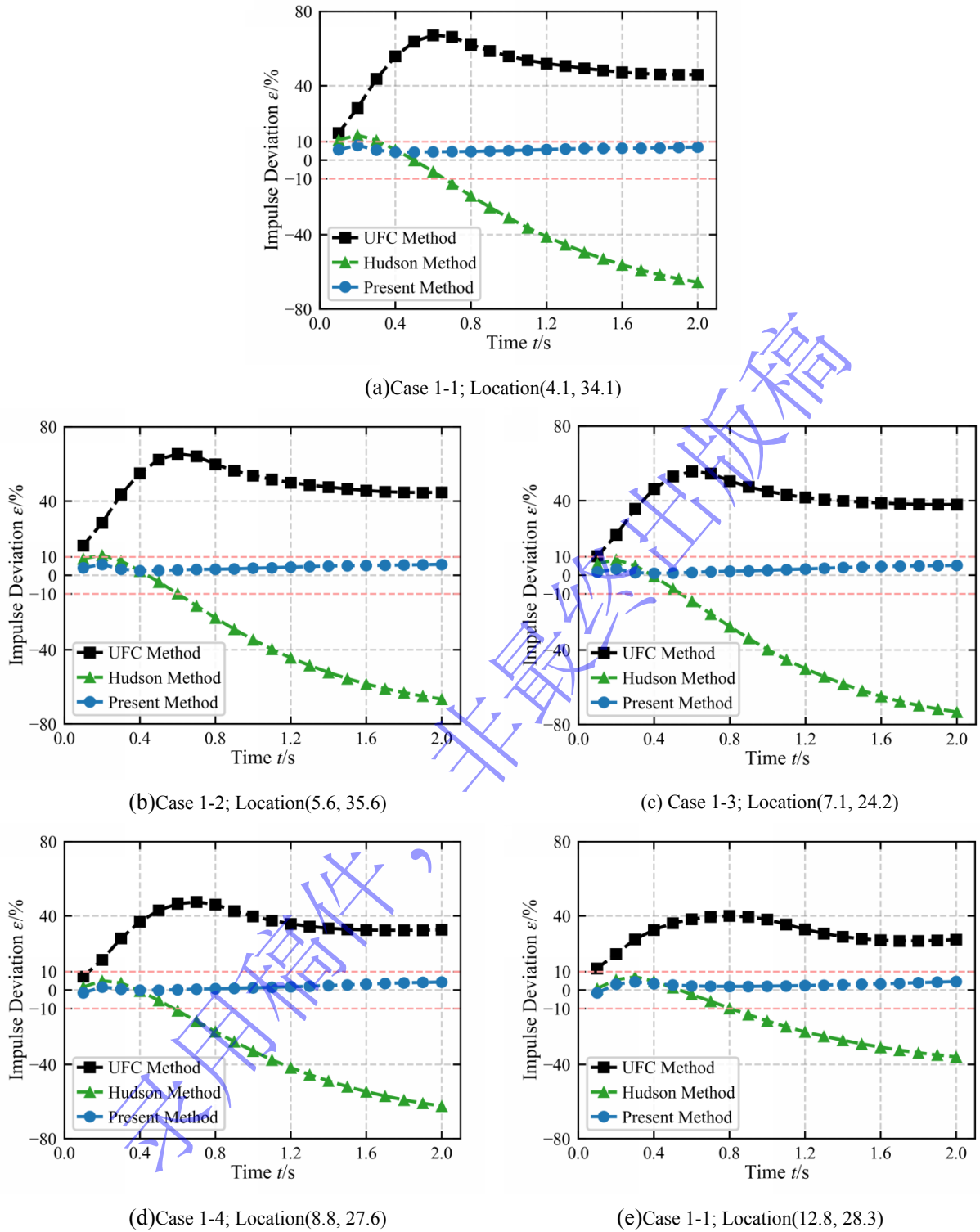


图 7 冲量偏差的对比

Fig.7 Comparison of load impulse deviation

4.2 本文方法的适用性讨论

4.1 节对比了不同强度入射波下三种方法计算载荷超压时程与冲量的准确性，并未考虑不同入射波持时、不同建筑尺寸对计算结果的影响。为进一步验证所提出方法的适用性，首先对比不同入射波持时条件下的结果。补充设置了入射波正压作用时间 t_d 接近 0.5 s 的算例 2-1 和 2-2，具体参数见表

3. 图 8 对比了不同方法计算得到的载荷超压时程和冲量相对偏差。结果显示, 当 t_d 减小至约 0.5 s 时, 本文方法计算得到的载荷超压时程与数值模拟结果仍最为吻合, 且在整个正压作用时间内的冲量相对偏差也最小。需要指出的是, 当 t_d 减小时, 本文方法计算冲量的相对偏差有所增大, 部分超过 10%, 但偏差均在 20 % 以内。而在算例 2-2 中, 冲击波强度较低且正压作用时间较小, Hudson 方法计算冲量的相对偏差也在 20 % 以内。根据 2.3 节分析, 当正压作用时间相对较小时, 逆过膨胀现象更难出现, 对载荷超压的影响会减小, 因此本文采用入射超压近似带来的误差将增大。注意到相比算例 1-1 至 1-5, 算例 2-1 和 2-2 结果中数值模拟超压后段逐渐向 Hudson 结果偏移, 这也证明了 2.3 节分析的合理性。考虑到算例 2-1 和 2-2 的入射波正压作用时间虽然减小, 但仍接近 0.5 s, 因此本文方法仍能较为准确地计算载荷历程和冲量。

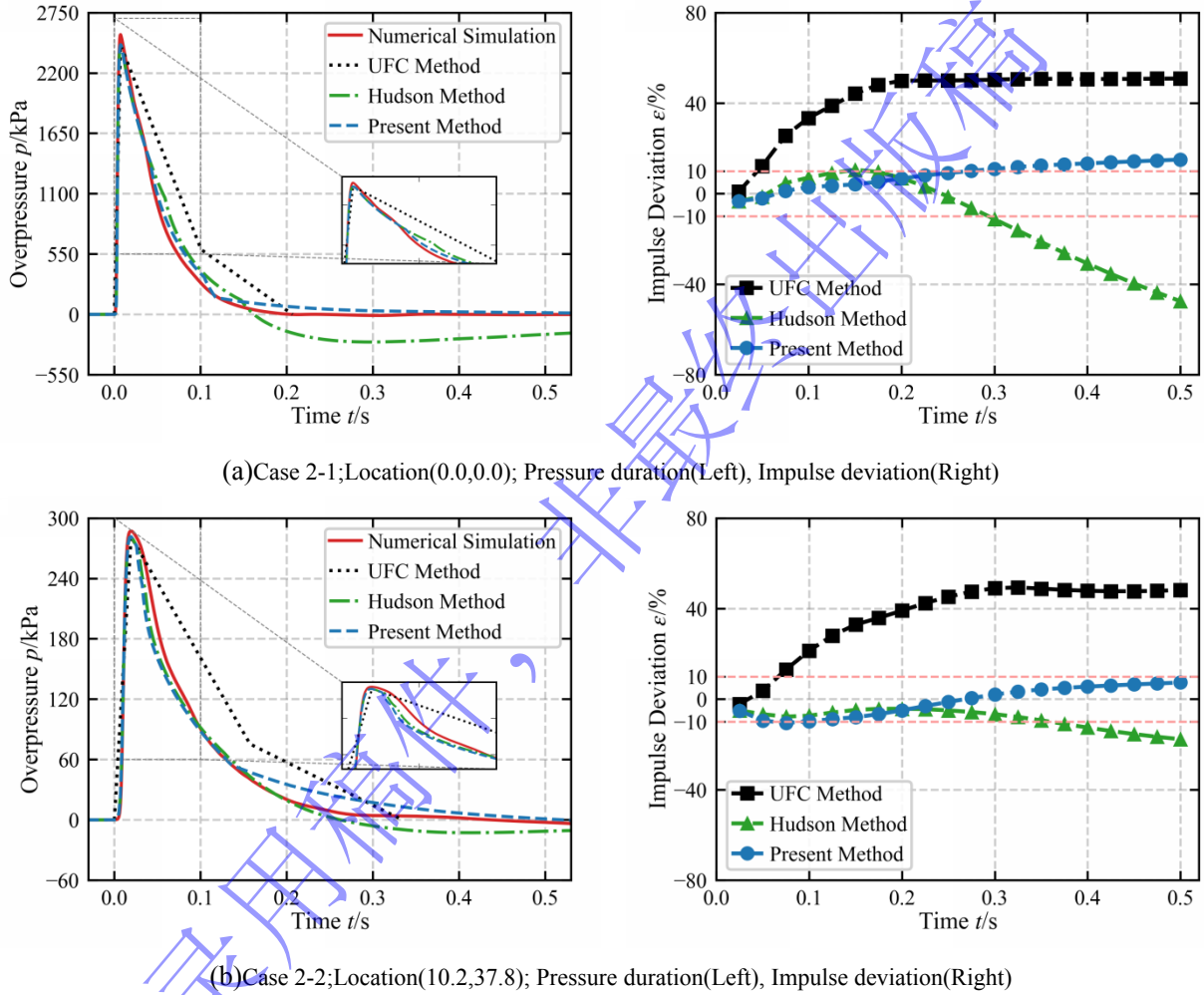


图 8 入射波正压作用时间 $t_d = 0.5$ s 下不同方法的计算结果对比

Fig. 8 Comparison of simulation results of different methods when the incident wave duration $t_d = 0.5$ s

在上述分析中, 测点为随机选取, 但由于建筑尺寸较小, 未能充分考察测点距离边界较远的情况。因此, 补充设置了建筑尺寸较大的算例 3-1、3-2 和 3-3, 参数见表 3。在迎爆面间隔 5.0 m 布置测点, 每个算例共设置 256 个有效测点, 以数值模拟正压冲量为基准, 计算 UFC 方法、Hudson 方法和本文方法的相对偏差。图 9 给出了三个算例所有迎爆面测点的统计结果。由图可知, UFC 方法在三个算例中均显著高估正压冲量, 平均相对偏差为 45.0 %-67.3 %; Hudson 方法总体低估正压冲量, 在算例 3-1 和 3-2 中平均相对偏差分别为 -57.8 % 和 -29.4 %; 相比之下, 在算例 3-1 和 3-2 中本文方法计算的正压冲量与数值模拟结果最为接近, 平均相对偏差分别为 12.6 % 和 13.7 %, 与前述结论一致。

值得关注的是, 算例 3-3 中 Hudson 方法计算的正压冲量更接近于数值模拟结果, 平均相对偏差为 8.6 %, 而本文方法的平均相对偏差为 19.7 %。这一结果说明, Hudson 方法并非在所有远场爆炸工况下失效, 本文方法对 Hudson 方法的有效改进也存在适用范围。

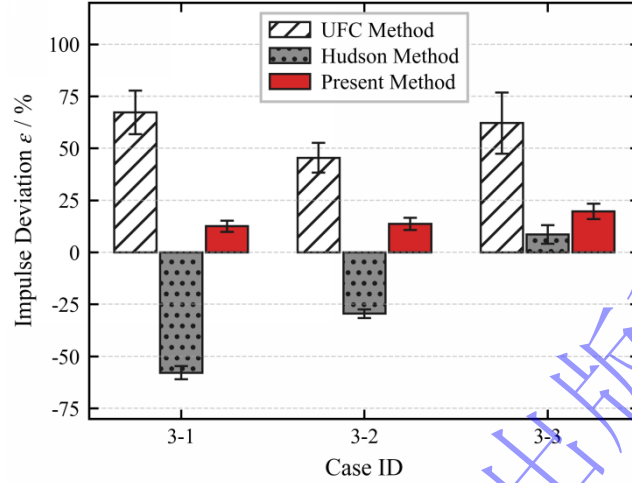


图 9 大尺寸建筑算例迎爆面正压冲量偏差统计

Fig.9 Statistics of relative deviations in positive impulse for the large building cases

图 10 给出了算例 3-3 中, 建筑迎爆面与地面相交中点处的超压时程和冲量偏差的对比, 该测点距建筑边界最远。由图可知, Hudson 方法计算得到的超压时程与数值模拟结果最为接近, 冲量偏差也最小。数值模拟结果中, 可以观察到当超压衰减至低于入射超压时, 超压仍迅速衰减并进入负压阶段, 显然更接近 2.3 节分析的由过膨胀阶段直接进入负压阶段的情况。这是因为当建筑尺寸较大时, 由稀疏波作用在建筑前方产生的过膨胀区域更大, 使其压力再次升高所需的能量更大, 因此过膨胀阶段更容易维持, Rigby 的研究也给出了相似的结论^[10]。在此情况下, 本文方法采用的入射压力近似的处理方式带来的误差就更大。在图 10(a)、(b)中, 也给出了不采用本文入射压力近似修正、仅对参数计算进行改进的结果, 可以看到, 相比 Hudson 方法结果, 该结果与数值模拟结果符合更好, 这也证明了本文对参数计算改进的有效性。

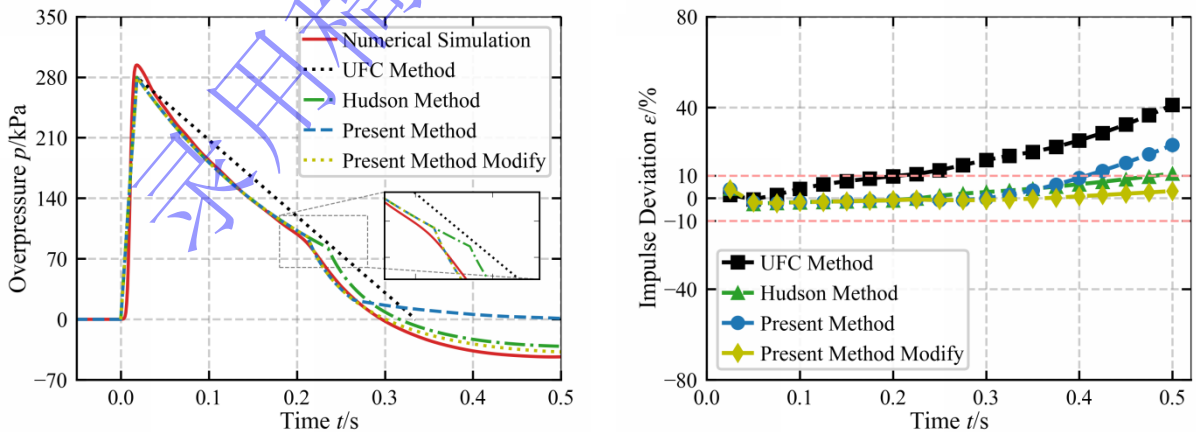


图 10 算例 3-3 测点超压时程及冲量偏差对比

Fig.10 Comparison of overpressure histories and impulse deviations in case 3-3

上述分析表明, 相比 Hudson 方法, 本文方法并非在所有工况下都能降低冲量预测误差。根据 2.3 节分析, 当爆炸载荷超压降低至入射超压以下时, 超压后续演化取决于清除效应引发过膨胀与外部入射流场引发逆过膨胀之间的竞争, 本文方法采用的入射压力近似更适用于预测逆过膨胀主导的爆炸载荷。定义无量纲持时比 Π_b :

$$\Pi_b = \frac{t_d - t_b}{t_d} \quad (14)$$

Π_b 用于表示当爆炸载荷降至入射超压以下时, 入射流场是否有充分时间能够产生逆过膨胀作用, 式中, t_b 为未施加入射压力近似前的本文计算超压首次降低至入射超压的时刻。取算例 3-1 至 3-3 迎爆面对角线上的测点, 分别计算入射波持时内本文方法和 Hudson 方法相比数值模拟的冲量偏差最大值 ε_{pre} 和 ε_{hud} 。在此基础上, 定义 Hudson 方法相对本文方法的冲量偏差增量 $\Delta\varepsilon$:

$$\Delta\varepsilon = |\varepsilon_{hud}| - |\varepsilon_{pre}| \quad (15)$$

$\Delta\varepsilon$ 为正时对应本文方法能够提高冲量的准确性。图 11 给出了所选取测点 $\Delta\varepsilon$ 随 Π_b 的变化关系。由图可知, 本文方法对冲量准确性的贡献与 Π_b 紧密相关。当 Π_b 较大时, 外部入射流场有充分时间抑制清除效应造成的继续衰减并使得压力恢复, 因此本文采用入射超压近似能够提高计算准确性, 对应的 $\Delta\varepsilon$ 均为正值; 当 Π_b 值较小时, 载荷超压降至入射超压以下后仍由清除效应主导, 此时采用本文方法的入射超压近似会降低计算准确性。该结果也证明了 2.3 节对过膨胀和逆过膨胀阶段物理分析的合理性。需要指出的是, 上述分析仅在有限算例下的定性说明本文方法采用入射超压近似的合理性和适用范围, 能否给出准确的 Π_b 从而量化本文方法入射压力近似的适用范围, 还需要补充更多算例开展研究。

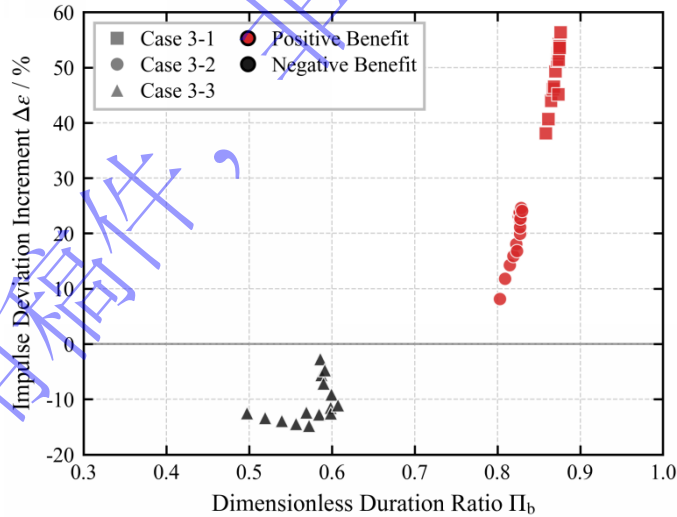


图 11 冲量偏差增量与无量纲持时比的关系

Fig.11 Impulse deviation increment versus dimensionless duration ratio

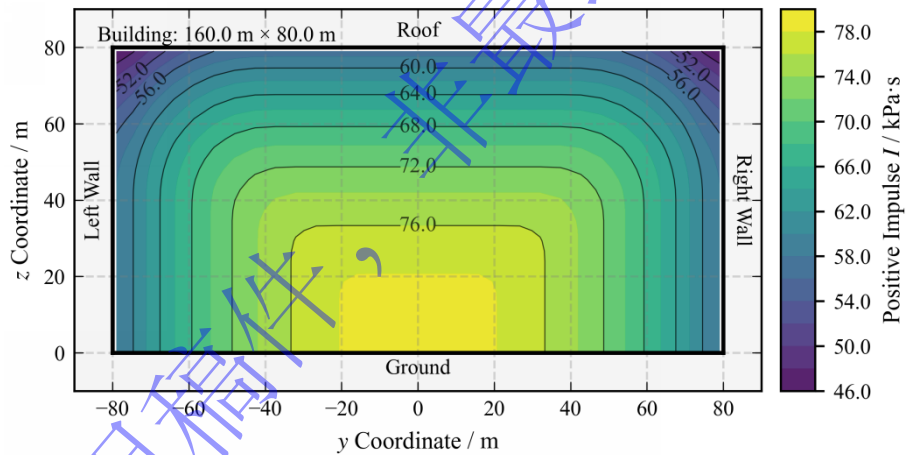
综上所述, 在入射冲击波超压峰值 100 kPa-500 kPa、正压作用时间 0.5 s-2.0 s 范围内, 对于绝大部分情况, 本文所建立的方法在预测建筑迎爆面载荷时程与冲量方面均优于 UFC 方法和 Hudson 方法; 对于超压峰值接近 100 kPa、正压作用时间接近 0.5 s、且建筑尺寸较大的情况, Hudson 方法可能优于本文所建立的方法, 但本文方法计算冲量偏差的平均值在 20%以内, 仍远优于 UFC 方法。因此可以说明, 本文方法在适用范围内总体提高了远场爆炸下迎爆面载荷计算准确性。对于上述适用

范围内 Π_b 较小的边界工况，可采用 Hudson 方法计算结果；如统一采用本方法进行载荷预测，则并非准确性最优解，但误差在工程范围内仍可接受。

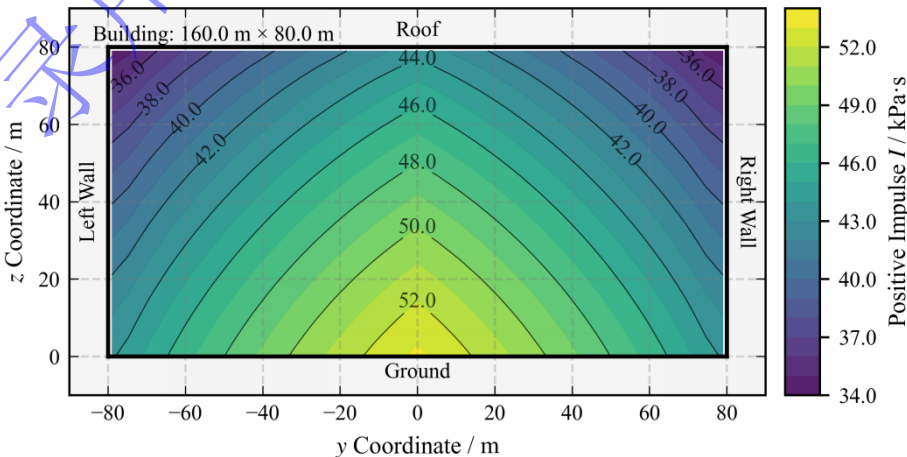
4.3 迎爆面载荷分布

相比于 UFC 方法仅能考虑平均载荷，本文方法的另一优势是可以计算载荷在迎爆面的分布。图 12 展示了通过本文方法计算得到的两种远场爆炸工况下建筑迎爆面的典型正压冲量分布，算例参数见表 4 中 4-1、4-2。由图可知，在这两种典型分布下，正压冲量均表现出以地面中心为最大值、向四周边缘逐渐递减的空间分布特征。这源于稀疏波传播过程的清除效应及其对冲量的影响机制：稀疏波从建筑边界向中心传播，其引发的清除效应在边缘区域最为显著，而对中心区域的冲量影响相对较弱，导致冲量分布呈现中心高、边缘低的不均匀性特征。

进一步对比图 12(a)与(b)可以发现，两者冲量分布形态存在明显区别，前者近似呈现“矩形”分布，后者更接近“三角形”分布。图 13 给出了两种工况下地面高度不同水平位置的正压冲量变化。算例 4-1 中的正压冲量沿水平方向从中心向两侧呈现非线性衰减，而算例 4-2 则呈现线性衰减的特征。分析这一分布形态的差异，主要源于与建筑作用的入射波特性不同：算例 4-1 的入射波正压作用时间较短且衰减较快，稀疏波在传播至中心区域时，建筑表面超压已经显著衰减，清除效应能够对正压冲量的影响很小，且随距离增加几乎不变，从而形成非线性的“矩形”分布；该线性在短持时冲击波作用下尤为显著，与其他学者给出的结果一致^[16]。相比之下，算例 4-2 入射波为衰减较慢的三角波，稀疏波在达到中心区域时当地超压仍然较高，清除效应在整个传播区域均能有效影响正压冲量，因此正压冲量随边界距离的增加呈现线性递减的规律，即“三角形”分布。当入射波正压作用时间较长，即稀疏波传播到建筑中心时间远小于入射波正压作用时间时，也会呈现此类分布形态。



(a) Case 4-1, Rectangular Distribution



(b) Case 4-2, Triangular Distribution

图 12 两种典型正压冲量分布

Fig.12 Two Typical Positive Impulse Distributions

表 4 算例参数设置

Table 4 Case Parameter Settings

算例编号	入射波超压峰值 $p_{so\ max}/kPa$	入射波正压作用时间 t_d/s	入射衰减系数 α	入射正压冲量 $I/kPa \cdot s$	建筑宽度 W/m	建筑高度 H/m	建筑长度 L/m
4-1	400.0	0.5	6.85	25.0	160.0	80.0	10.0
4-2	100.0	0.5	0.07	25.0	160.0	80.0	10.0
4-3	400.0	0.5	6.85	25.0	20.0-80.0	50.0	10.0
4-4	500.0	2.0	8.91	100.0	20.0-80.0	50.0	10.0
4-5	400.0	0.5	6.85	25.0	50.0	20.0-80.0	10.0
4-6	500.0	2.0	8.91	100.0	50.0	20.0-80.0	10.0

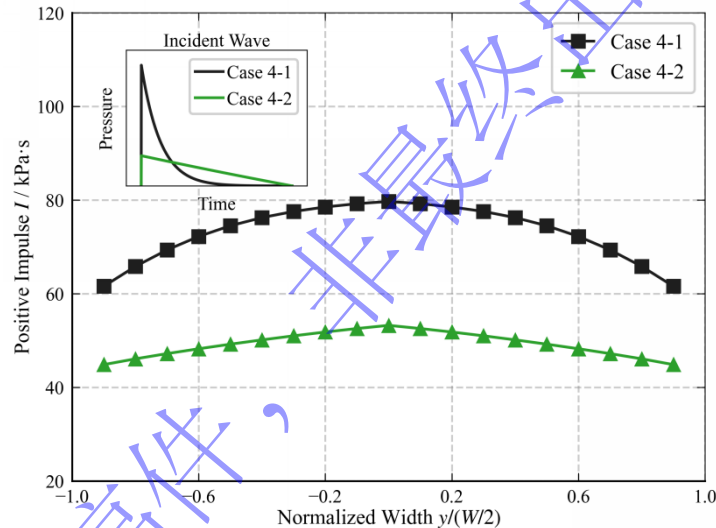


图 13 正压冲量沿水平方向分布的对比

Fig.13 Comparison of the Horizontal Distribution of Positive Pressure Impulse

除入射波特征外，建筑迎爆面的几何尺寸也是影响冲量分布的关键因素。为研究几何尺寸的影响，设置对比算例 4-3、4-4，在保持入射波参数和建筑高度不变的情况下，设置建筑宽度 20 m-80 m，利用本文方法计算了沿建筑高度方向的正压冲量分布，结果见图 14。分析表明，由于所研究问题在 y 、 z 方向的对称性，因此冲量沿高度方向的分布特征与图 13 一致，靠近地面的正压冲量最大，并随高度增加逐渐递减。进一步对比不同宽度建筑的正压冲量，在相同高度处，建筑宽度越大，测点正压冲量越大。分析其原因，建筑宽度增加导致稀疏波传播到测点的距离增大，其清除效应对正压冲量的影响减小，因此整体正压冲量增大。该结果表明，迎爆面载荷的正压冲量会随迎爆面几何尺寸增加而增大。

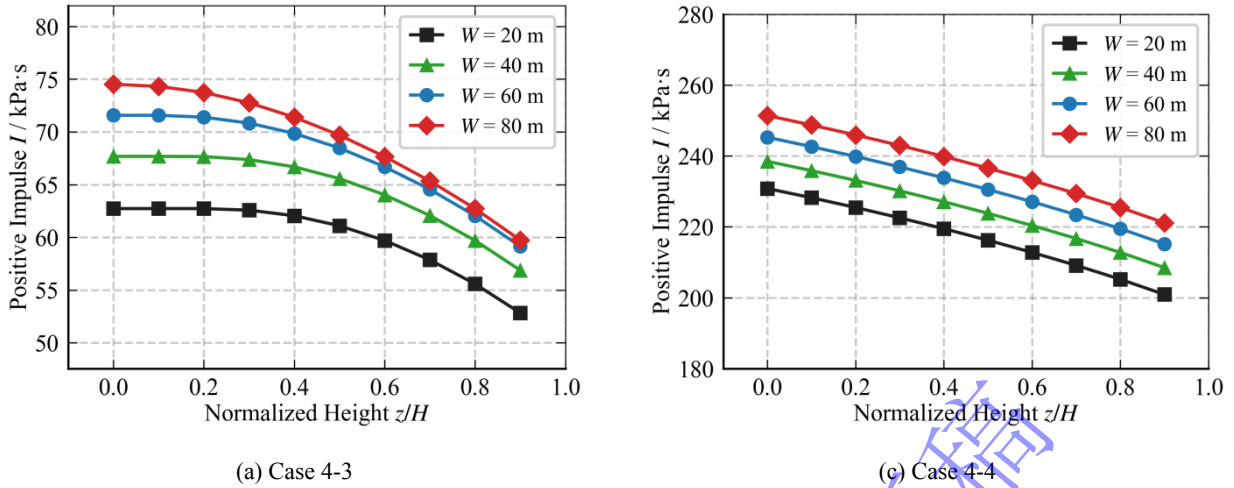


图 14 建筑宽度对正压冲量的影响

Fig.14 Effect of Building Width on Positive Pressure Impulse

基于本文所采用的稀疏波传播模型和前述分析结果，可以认识到，建筑迎爆面任意测点的载荷冲量主要取决于测点距侧边界或顶部边界的距离。为验证此规律，设置算例 4-5、4-6，保持入射波参数和建筑宽度不变，分析高度改变下测点正压冲量随距顶部边界距离的变化，结果见图 15。由图可知，尽管不同算例中建筑高度不同，但测点正压冲量随距顶部边界距离呈现同一变化趋势，并且不同高度下相同边界距离处的测点正压冲量相同。这也进一步证明，决定迎爆面测点载荷冲量的关键几何参数是测点距边界的距离。

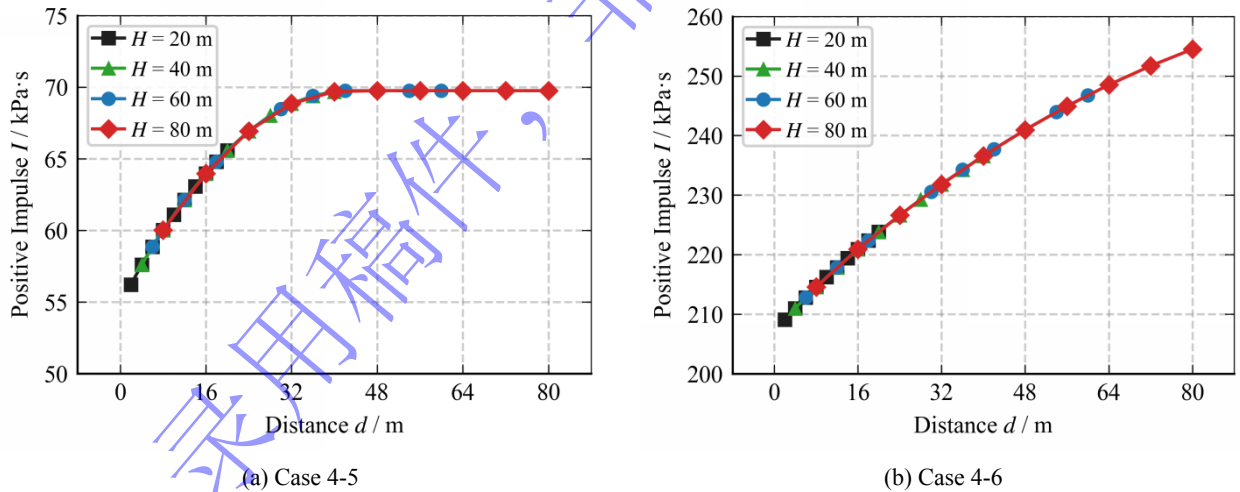


图 15 冲量随距边界距离的变化

Fig.15 Variation of Positive Impulse with Boundary Distance

最后，为量化建筑迎爆面冲量分布的不均匀性，本文选取典型工况下的入射冲击波参数，结合较大尺寸建筑模型（宽度 160 m ，高度 80 m ），计算迎爆面正压冲量分布的相对差异。其中，入射波参数组合包括两种超压峰值（ 100 kPa 、 500 kPa ）、两种正压作用时间（ 0.5 s 、 2.0 s ）以及两种典型波形（三角波、指数衰减波）。表 6 列出了迎爆面正压冲量的分布形态、最大值、最小值以及二者之间偏差的计算结果。结果表明，在不同工况下，建筑迎爆面正压冲量分布差异显著：对于“矩形”分布形态的工况，正压冲量分布不均匀性较高，迎爆面正压冲量最大值与最小值的偏差普遍超过 40.0% 。

最大偏差达到 45.2%；而“三角形”分布形态的工况，正压冲量分布相对均匀，最大偏差为 32.8%，最小偏差仅为 8.0%。上述结果表明，在考虑远场爆炸载荷作用下进行建筑毁伤评估或抗爆设计时，特别是对象为冲量敏感的建筑结构，如索网玻璃幕墙等，建筑迎爆面冲量分布的不均匀性不可忽略。冲量非均匀性对结构响应参数的影响程度，需要针对具体结构体系与动力响应时间尺度开展详细分析，本文方法可为结构响应分析提供空间非均匀分布的载荷输入条件。

表 5 正压冲量分布的计算结果

Table 5 Results of Positive Impulse Distribution

入射波超压 峰值 $p_{so\ max}/kPa$	入射波正压 作用时间 t_d/s	入射衰减系 数 α	入射正压冲 量 $I/kPa\cdot s$	迎爆面正压 冲量分布形 态	迎爆面正压 冲量最大值 $I_{max}/kPa\cdot s$	迎爆面正压 冲量最小值 $I_{min}/kPa\cdot s$	冲量最大值 与最小值的 相对偏差 $\varepsilon/\%$
100.0	2.0	8.91	20.0	矩形	40.3	23.6	41.4
100.0	2.0	0.07	100.0	三角形	160.6	134.5	16.3
100.0	0.5	8.91	5.0	矩形	11.8	6.5	45.2
100.0	0.5	0.07	25.0	三角形	53.2	34.3	25.6
500.0	2.0	8.91	100.0	三角形	283.8	190.6	32.8
500.0	2.0	0.07	500.0	三角形	1372.7	1262.6	8.0
500.0	0.5	8.91	25.0	矩形	85.5	50.3	41.1
500.0	0.5	0.07	125.0	三角形	403.2	318.4	21.0

5 小结

本文对远场爆炸平面波对刚性建筑作用下迎爆面爆炸载荷的计算问题开展了研究。首先在 Hudson 方法的基础上，针对入射波波长、稀疏波波速等参数在中等强度冲击波下的计算进行了改进，提出了长历时冲击波下入射超压近似的修正方法，基于符号回归方法和 Dewitt 积分方程的精确求解数据构造了清除压力的显式表达式，建立了建筑迎爆面不同位置载荷超压时间历程的解析计算方法。然后，通过与数值模拟、UFC 方法和 Hudson 方法的对比分析，证明了本文方法在计算载荷超压时间历程和冲量的准确性，并讨论了本文方法的适用范围。最后，利用本文方法研究了建筑迎爆面载荷的空间分布特性，获得了入射波参数、建筑尺寸对正压冲量的影响规律，并给出了典型入射波和建筑尺寸下的正压冲量分布不均匀性的量化结果。具体结论如下：

(1) 本文提出的方法改进了原 Hudson 方法在中等强度、长历时冲击波下计算准确性不足问题，显著拓展了方法的适用范围，同时大幅提升了方法的工程实用性。通过多组数值算例的对比表明，在入射波超压峰值 100 kPa-500 kPa、正压作用时间 0.5 s-2.0 s 的适用范围内，本文方法在计算载荷超压时间历程和冲量的准确性方面总体优于 UFC 规范方法与 Hudson 方法；对于超压峰值接近 100 kPa、正压作用时间接近 0.5 s、且建筑尺寸较大的情况，Hudson 方法可能优于本文方法；但在上述适用范围内，本文方法计算冲量相对数值模拟结果的偏差小于 20%。

(2) 利用本文方法分析了建筑迎爆面载荷的分布规律，迎爆面正压冲量表现出由中心向边界递减的分布规律，典型分布形态呈现“矩形”或“三角形”，且分布形态主要受入射波正压作用时间与衰减特性因素的影响。

(3) 决定迎爆面正压冲量的关键几何参数是测点距边界的距离。建筑尺寸越大，测点距边界距离越远，载荷正压冲量越大。对于几何尺寸较大的建筑（宽度 160 m，高度 80 m），在超压峰值 100

kPa-500 kPa、正压作用时间 0.5 s-2.0 s 的入射波范围内，迎爆面正压冲量最大值和最小值之间最大可相差 45%，可用于指导冲量敏感型建筑的毁伤评估与抗爆设计。

采用稿件，
非最终出版稿

参考文献

- [1] SADEK S, DABAGHI M, O'DONNELL T M, et al. Impacts of 2020 Beirut explosion on port infrastructure and nearby buildings[J]. *Natural Hazards Review*, 2022, 23(2): 04022008. DOI:10.1061/(ASCE)NH.1527-6996.0000550.
- [2] ANGELIDES S C, MORISON C, BURGAN B A, et al. A methodology for predicting far-field blast loading on structures[J]. *Structures*, 2023, 58: 105619. DOI:10.1016/j.istruc.2023.105619.
- [3] TYAS A, WARREN J A, BENNETT T, et al. Prediction of clearing effects in far-field blast loading of finite targets[J]. *Shock Waves*, 2011, 21(2): 111-119. DOI:10.1007/s00193-011-0308-0.
- [4] Department of Defense. Structures to resist the effects of accidental explosions: UFC 3-340-02[S]. Washington, DC: Department of Defense, 2008.
- [5] NORRIS C H. Structural design for dynamic loads[M]. New York: McGraw-Hill, 1959.
- [6] Department of the Army. Design of structures to resist of the effects of atomic weapons: Weapons effects data: TM 5-856-1[S]. Washington, DC: Department of the Army, 1959.
- [7] SHIN J, WHITTAKER A S. Blast-wave clearing for detonations of high explosives[J]. *Journal of Structural Engineering*, 2019, 145(7): 04019049. DOI:10.1061/(ASCE)ST.1943-541X.0002327.
- [8] Department of the Army. Structures to resist the effects of accidental explosions: TM 5-1300[S]. Washington, DC: Department of the Army, Navy, and Air Force, 1990.
- [9] 中华人民共和国国家质量监督检验检疫总局. 石油化工控制室抗爆设计规范: GB 50779-2012[S]. 北京: 中国计划出版社, 2012.
- [10] RIGBY S E, TYAS A, BENNETT T, et al. A numerical investigation of blast loading and clearing on small targets[J]. *International Journal of Protective Structures*, 2014, 5(3): 253-274. DOI:10.1260/2041-4196.5.3.253.
- [11] RIGBY S, CHAUDHARY N, BOGOSIAN D, et al. Large-scale validation of Hudson clearing predictions[C]//The 17th International Symposium on the Interaction of the Effects of Munitions with Structures (17th ISIEMS). Bad Neuenahr, Germany, 2017.
- [12] FOUCHIER C, LABOUREUR D, YOUINOU L, et al. Experimental investigation of blast wave propagation in an urban environment[J]. *Journal of Loss Prevention in the Process Industries*, 2017, 49: 248-265. DOI:10.1016/j.jlp.2017.06.021.
- [13] BURROWS S J, FORTH S A, SHELDON R P. Partial validation of CFD blast simulation in a cityscape environment featuring structural failure[J]. *International Journal of Computational Methods and Experimental Measurements*, 2021, 9(4): 365-380. DOI:10.2495/CMEM-V9-N4-365-380.
- [14] DING Y, ANG X, SHI Y, et al. Prediction of far-field blast loads from large TNT-equivalent explosives on gabled frames[J]. *Journal of Constructional Steel Research*, 2022, 190: 107120. DOI:10.1016/j.jcsr.2021.107120.
- [15] GAJEWSKI T, SIELICKI P W. Experimental study of blast loading behind a building corner[J]. *Shock Waves*, 2020, 30(4): 385-394. DOI:10.1007/s00193-020-00936-1.
- [16] 马龙,殷文骏,李琦,等.触地爆下建筑表面冲击波载荷的分布规律[J].*爆炸与冲击*,2026,46(4):39-55.
DOI:10.11883/bzycj-2024-0428.
- MA L, YING W J, LI Q, et al. Study on blast load distribution of building surface under surface burst[J]. *Study on blast load distribution of building surface under surface burst*[J]. *Explosion And Shock Waves*, 2026, 46(4):39-55. DOI:10.11883/bzycj-2024-0428.
- [17] SMITH P D, ROSE T A. Blast wave propagation in city streets—an overview[J]. *Progress in Structural Engineering and Materials*, 2006, 8(1): 16-28. DOI:10.1002/pse.209.
- [18] 张云峰, 陈博, 魏欣, 等. 空气自由场爆炸冲击波数值建模及应用[J]. *爆炸与冲击*, 2023, 43(11): 136-153. DOI:10.11883/bzycj-2023-0004.
- Zhang Y F, CHEN B, WEI X, et al. Numerical modeling and application of shock wave of free-field air explosion[J].

- Explosion and Shock Waves, 2023, 43(11): 136-153. DOI:10.11883/bzycj-2023-0004.
- [19] 喻君, 刘福余, 方秦. 近场近地爆炸下建筑柱爆炸荷载分布规律及简化模型[J]. 爆炸与冲击, 2024, 44(1): 164-180. DOI: 10.11883/bzycj-2022-0366.
- YU J, LIUF Y, FANGQ. Distribution pattern and simplified model of blast load for building columns under near-field near-ground explosion[J]. Explosion and Shock Waves, 2024, 44(1): 164-180. DOI:10.11883/bzycj-2022-0366.
- [20] QIU T, CHENG S, ZHANG D, et al. PCA-TANN with model-based transfer learning for predicting blast load time series on structures[J]. Process Safety and Environmental Protection, 2024, 187: 1161-1177. DOI:10.1016/j.psep.2024.05.023.
- [21] PENG J Z, WANG Z Q, RONG X, et al. Rapid and sparse reconstruction of high-speed steady-state and transient compressible flow fields using physics-informed graph neural networks[J]. Physics of Fluids, 2024, 36(4): 046113. DOI:10.1063/5.0202789.
- [22] HUANG Y, ZHU S, CHEN S. Deep learning-driven super-resolution reconstruction of two-dimensional explosion pressure fields[J]. Journal of Building Engineering, 2023, 78: 107620. DOI:10.1016/j.jobe.2023.107620.
- [23] COVONI G, MONTOMOLI F, TAGARIELLI V L, et al. Application of graph neural networks to predict explosion-induced transient flow[J]. Advanced Modeling and Simulation in Engineering Sciences, 2024, 11(1): 18. DOI:10.1186/s40323-024-00272-4.
- [24] WANG Z, PENG J, HU J, et al. BlastGraphNet: an intelligent computational method for the precise and rapid prediction of blast loads on complex 3D buildings using graph neural networks[J]. Engineering, 2025, 49: 205-224. DOI:10.1016/j.eng.2025.03.007.
- [25] 潘美霖, 彭卫文, 冷春江, 等. 考虑不确定性量化的典型城市建筑群爆炸载荷的快速估计方法[J]. 计算物理, 2025, 42(6): 762-774. DOI:10.19596/j.cnki.1001-246x.9001.
- PAN M L, PENG W W, LENG C J, et al. Rapid Estimation Methods for Blast Loading on Typical Urban Building Clusters Considering Uncertainty Quantification[J]. Chinese Journal of Computational Physics, 2025, 42(6): 762-774. DOI:10.19596/j.cnki.1001-246x.9001.
- [26] 彭江舟, 潘刘娟, 高光发, 等. 城市建筑外爆威力场与毁伤效应数智仿真模型及应用[J]. 爆炸与冲击, 2026, 46(2): 83-98. DOI:10.11883/bzycj-2024-0471.
- PENG J Z, PAN L J, GAO G F, et al. Digital intelligence simulation model and application of urban building explosion power field and damage effect [J]. Explosion And Shock Waves, 2026, 46(2): 83-98. DOI:10.11883/bzycj-2024-0471.
- [27] Hudson, C.C. Sound pulse approximations to blast loading (with comments on transient drag)[R]. Albuquerque, NM: Sandia National Laboratory, 1955.
- [28] DEWITT H E. Extension of Sommerfeld diffraction theory to wedges of arbitrary angle[R]. Albuquerque, NM: Sandia Corporation, 1954. DOI:10.2172/4416610.
- [29] NARTU M K, KUMAR M, RAMISETTI S B. Improved methodology for accurate prediction of blast wave clearing on a finite target[J]. Journal of Engineering Mechanics, 2022, 148(9): 04022049. DOI:10.1061/(ASCE)EM.1943-7889.0002134.
- [30] FRIEDLANDER F G. The diffraction of sound pulses I. Diffraction by a semi-infinite plane[J]. Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences, 1946, 186(1006): 322-344. DOI:10.1098/rspa.1946.0046.
- [31] RIGBY S E, TYAS A, CLARKE S D, et al. Approach to developing design charts for quantifying the influence of blast wave clearing on target deformation[J]. Journal of Structural Engineering, 2017, 143(1): 04016150. DOI:10.1061/(ASCE)ST.1943-541X.0001626.
- [32] UDRESCU S M, TEGMARK M. AI Feynman: A physics-inspired method for symbolic regression[J]. Science Advances, 2020, 6(16): eaay2631. DOI:10.1126/sciadv.aay2631.

- [33] DE CARVALHO SERVIA M Á, SANDOVAL I O, HII K K, et al. The automated discovery of kinetic rate models – methodological frameworks[J]. Digital Discovery, 2024, 3(5): 954-968. DOI:10.1039/D3DD000212H.
- [34] HRUŠKA V, FURMANOVÁ A, BEDNAŘÍK M. Analytical formulae for design of one-dimensional sonic crystals with smooth geometry based on symbolic regression[J]. Journal of Sound and Vibration, 2025, 597: 118821. DOI:10.1016/j.jsv.2024.118821.
- [35] CRANMER M. Interpretable machine learning for science with PySR and SymbolicRegression.jl[A/OL]. arXiv, 2023[2025-09-08]. <http://arxiv.org/abs/2305.01582>. DOI:10.48550/arXiv.2305.01582.
- [37] 姚成宝, 李若, 田宙, 等. 空气自由场中强爆炸冲击波传播二维数值模拟[J]. 爆炸与冲击, 2015, 35(4): 585-590. DOI:10.11883/1001-1455(2015)04-0585-06.
- YAO C B, LIER, TIANZ, et al. Twodimensionalsimulationforshockwaveproduced bystrongexplosioninfreeair[J]. Explosion and Shock Waves, 2015, 35(4): 585-590. DOI:10.11883/1001-1455(2015)04-0585-06.
- [37] 姚成宝, 付梅艳, 闫凯, 等. 基于 Riemann 问题的可压缩多介质流体数值模拟及在二维爆炸冲击波传播问题中的应用[J]. 火炸药学报, 2020, 43(3): 254-261. DOI:10.14077/j.issn.1007-7812.202002005.
- YAO C B, FU M Y, YAN K, et al. Numerical Simulation of Multi-material Compressible Flows Based on Riemann Problem and Its Application in Two-dimensional Blast Wave Propagation[J]. Chinese Journal of Explosives & Propellants, 2020, 43(3): 254-261. DOI:10.14077/j.issn.1007-7812.202002005.
- [38] 姚成宝, 王宏亮, 浦锡锋, 等. 空中强爆炸冲击波地面反射规律数值模拟研究[J]. 爆炸与冲击, 2019, 39(11): 24-31. DOI:10.11883/bzycj-2018-0287.
- YAO C B, WANG H L, PU X F, et al. Numerical simulation of intense blast wave reflected on rigid ground[J]. Explosion and Shock Waves, 2019, 39(11): 24-31. DOI:10.11883/bzycj-2018-0287.