第 17 卷 第 1 期
2003 年 3 月

高 压 物 理 学 报
CHINESE JOURNAL OF HIGH PRESSURE PHYSICS

Vol. 17, No. 1
Mar., 2003

文章编号：1000-5773(2003)01-0056-09

用蒙特卡洛方法研究冲击测温实验优化设计与不确定度评定*

李欣竹，王 翔

（中国工程物理研究院流体物理研究所冲击波物理与爆轰物理实验室，四川绵阳 621900）

摘要：讨论了使用蒙特卡洛方法研究冲击测温实验优化设计的问题。针对目前的实际条件，计算了 10 种典型设计对 2000～10000 K 温度区间进行探测的不确定度。综合分析给出了优化的实验设计所应考虑的因素，计算过程同时解决了冲击测温实验温度不确定度的评定问题。显示了蒙特卡洛方法在较复杂实验系统优化设计及不确定度评定方面的良好应用前景。

关键词：冲击测温；实验设计；蒙特卡洛方法；不确定度

中图分类号：O242.2 **文献标识码**：A

1 引 言

长期以来，材料在冲击加载下的温度测量，一直是冲击波物理研究中最重要的问题之一。在需要材料高压状态方程的领域，如流体动力学计算、地球深部物质研究，冲击温度测量成为完全物态方程、高压熔化等高压物性研究的基本途径。对于发生在瞬态的冲击测温实验，目前通常的方法是基于辐射高温计的材料冲击热辐射谱测量方法。这种方法的基本原理如下所述[1]，其原理示意图见图 1。

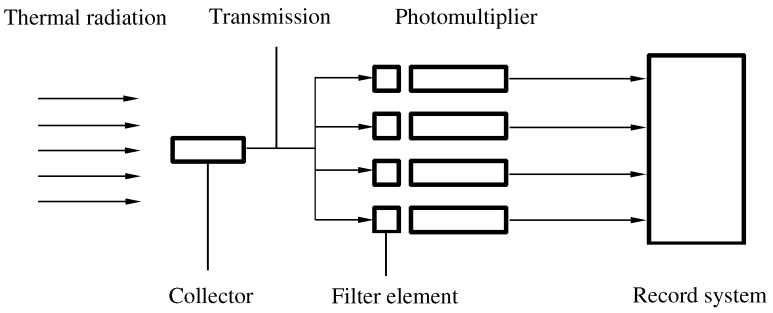


图 1 冲击测温实验系统示意图

Fig. 1 Schematic diagram of experimental system for shock temperature measurement

样品受冲击，其波后状态被假定为具有压力 p，温度 T 的热力学平衡态，这里的 T 就是实验目标。处于 (p,T) 状态的样品向外辐射热辐射 $I(\varepsilon,\lambda,T)$（$\varepsilon=\varepsilon(\lambda,T)$ 为发射率，定义为实际辐射亮度与黑体辐射亮度之比，即 $\varepsilon(\lambda,T)=I/I_B$，$I_B$ 是由 Planck 公式所确定的温度为 T 的绝对黑体的光谱辐射亮度）。

* **收稿日期**：2001-12-26；**修回日期**：2002-05-13
基金项目：国家自然科学基金资助(10032040)
作者简介：李欣竹(1973—)，男，本科，助理研究员.

此热辐射将为由若干个具有各自探测波长的通道所构成的探测系统(高温计)所记录,从而获得一组(λ_i, I_i)的实验数据。这样,如果近似假定实际的热辐射具有灰体性质,即$\varepsilon(\lambda, T)=\varepsilon(T)$,则只要通道数目大于或等于 2,我们就可以由$(\lambda_i, I_i)$中拟合给出实验温度$T_{\exp}$和实验发射率$\varepsilon_{\exp}$(一般并非我们需要的冲击波后材料平衡态温度,还需要以此温度为基础,结合物理模型进一步反演,但与本文的讨论无关。)

目前实际测温工作的情况是,一方面,受到测试系统中元器件等的限制,不同波长的通道的辐射能量测量的不确定度相差较大[2];而另一方面,由于实验温度是由各通道的能量探测数据拟合获得的,而各通道测量的不确定度与实验温度的不确定度之间并没有简单的关系,因而过去的很多测温工作只列出了各通道能量探测的不确定度而并没有给出实验温度的不确定度的定量评定(方法)。这样,由于缺乏对实验数据不确定度的评估,因而实际上就难以对相关的如冲击熔化等理论进行校验[3~5],以及对很多重要问题甚至无法定性判断(比如不同研究者给出的铁在压力为 330 GPa 时的熔化温度为 5000~7000 K[2],从而使得对地球深部物质状态等重大问题的判断产生很大的不确定性。)

实际上,由于各通道能量探测误差而带来的实验温度误差,服从 N 个通道的误差分布通过拟合过程所联系起来的联合分布。理论上只要知道了该联合分布的概率密度分布函数,自然就能获得实验温度不确定度的准确评定[6]。但存在的问题是,此联合概率密度分布函数非常复杂,事实上难以给出明确的解析解。特别是在要对测试系统进行仔细分析,并在此基础上进行系统设计优化以从设计上保证尽可能高的预期精度的时候,需要经常变化设计,这就更加难以通过解析形式进行讨论了。实际上,计算物理学已经为此类问题提供了很好的解决方式。在本文中,我们研究了使用蒙特卡洛(MC)方法解决高温计系统设计与实验温度不确定度评定的问题。具体考察了高温计通道数目、探测波长覆盖宽度、探测波长位置以及各通道能量探测不确定度等对实验温度预期精度的影响,同时,这一过程也自然给出了实验温度不确定度的评定。

2　研究方法

MC 方法是 20 世纪 40 年代发展起来的一种有效的数值计算方法,目前已广泛应用于固体物理、核物理、统计物理等许多研究领域[7,8]。该方法的基本思想是,针对具体问题构建一个随机模型,使我们要解的量是该随机模型进行随机模拟后的某一统计量。

2.1　对实验温度误差的建模

在本文讨论的灰体近似的条件下,实验温度的误差实际上来源于各探测通道探测能量的误差,原则上,如果各通道能量探测完全准确并不计计算误差,我们就能够获得无误差的实验温度。而正是由于各通道具有一定的误差,且通过获得实验温度的拟合过程被引入到实验温度的误差中。这一过程虽然很难用解析方式加以描述,但由于各通道的能量探测误差彼此相互独立,因而采用 MC 方法将是非常简便的:当我们给定某一种实验设计(高温计通道数目 N_{CH},各通道的波长和能量探测相对不确定度等),并设定灰体发射率$\varepsilon_{\exp}$(在本文所有计算中,均假定$\varepsilon_{\exp}=0.4$,这样的假定对本文的讨论无影响)和真实温度 T 的值,则各通道给出的理论值$(\lambda_i, I_{\mathrm{true},i})$可由下式确定给出[1]

$$I_{\mathrm{true},i}=\varepsilon_{\exp}\cdot I_{\mathrm{B}}(\lambda_i, T)=\varepsilon_{\exp}\cdot C_1\lambda_i^{5}(\mathrm{e}^{C_2/\lambda_i T}-1)^{-1} \qquad (i=1, N_{\mathrm{CH}}) \tag{1}$$

式中:C_1、C_2为两个常数,$C_1=0.11910\ \mathrm{fW\cdot m^2/sr}$,$C_2=14.388\ \mathrm{mm\cdot K}$。而由于探测通道不确定性带来误差 δ_i 后使我们实际获得的实验数据将是

$$I_i=I_{\mathrm{true},i}+\delta_i \qquad (i=1, N_{\mathrm{CH}}) \tag{2}$$

在冲击测温实验中,δ 的来源主要是:标定高温计所用的标准光源自身的误差、标定过程引入的误差、在实际测量过程中的误差等。根据文献[1,10]等,在目前的实际情况中,由这些误差源所产生的单个通道能量探测的相对不确定度 R_{U} 的大小为 5%~20%(标准不确定度)。由于对该误差的实际分布尚缺乏仔细的研究(理论上应为某一"污染分布"[9]),故使用均匀分布来描述这些误差,即在本文中,我们假定

单个通道的误差分布为在指定的单通道相对不确定度 R_U 内的均匀分布，这对本文所要讨论的主要问题——比较不同设计的优劣并无影响，但会对描述某一具体设计的预期不确定度的数值有一定影响（理论分析给出的略偏小）。

在产生一组模拟实验数据后，就可以如目前从实验数据获得实验温度的实际过程[1]那样，以该实验数据反向拟合(1)式，给出拟合温度 T_{fit} 和拟合发射率 ε_{fit}。在拟合中使用如下方式加权，即取拟合实验能量与单通道不确定度的乘积的倒数做权，实际验证表明，这种加权方式是比较合适的，而且效果好于单独使用单通道不确定度的倒数做权的方式。

2.2 计算与分析

在一定的设计和探测温度下，每进行一次(2.1)节中描述的过程就相当于进行了一次模拟实验，当以随机方式变换各通道所叠加的误差而重复若干次上述过程，就可以获得对某一具体设计、某一具体真值温度的一个拟合温度序列。显然，在(2.1)节中描述的模型符合实际情况的条件下，这样的一次计算就相当于对可能出现的所有的实际情况（作为总体）的一次抽样。而只要重复的次数足够多，这样的拟合温度序列作为抽样样本给出的统计信息就一致于实际总体。

本文工作主要采用拟合温度样本的 $T_{90\%}$ 来比较不同设计的优劣，$T_{90\%}$ 的定义为：$p\{|T-T_{true}|>T_{90\%}\}=0.1$。采用此标准，而不是更常见的标准差或样本均方误差的原因，主要在于不同设计的分布函数在理论上就不同。对应于实验设计来说，该量的含义可（近似）表述为：采用该设计对该温度进行实验时，实验获得的拟合温度与真实温度偏差小于 $T_{90\%}$ 的几率为 90%。因而给出 $T_{90\%}$ 也就相当于给出了该实验设计下对该温度进行测量的不确定度（置信度为 90%）[6]。

此外，为考察某一种设计参数对整个常用探测温度范围的探测能力，对每一种设计，均计算了其对 2000～10000 K 之间以 1000 K 为间隔的每个温度下的不确定度。

3 计算结果及其分析

3.1 计算参数

采用上述方法，结合实际工作中对高温计系统设计所关注的内容，分组进行了计算，具体的计算参数见表 1 中的相应部分，表中带 * 号的栏为相应计算组的变量，为便于比较，计算号为 1-2、2-2、3-2 的三种设计实际上是一样的。

组 1，通道数目对拟合温度不确定度的影响。即在相同的通道波段，相同的通道能量探测不确定度的条件下，分别计算了 4、6、9 个通道的情况。

组 2，通道探测精度的影响。在相同的通道数目、相同的通道波长设置下，分别计算了 5%、10%、15%三种不同的通道精度的情况。

组 3，通道波长覆盖宽度的影响。在相同的通道数目、相同的单通道探测精度的条件下，分别计算了 250、400、550 nm 三种不同的通道波长覆盖宽度的情况。

组 4，通道波段位置的影响。在相同的通道数目、相同的通道能量探测不确定度以及相同的通道波长宽度的条件下，分别计算了通道波长位于短波、中波和长波三种不同的情况。

3.2 计算结果及分析

具体的计算结果见表 2，表中各量的单位均为 K。根据表 2 所绘的图见图 2(a)～图 2(d)。在这些图中，横坐标是真值温度，纵坐标为 $T_{90\%}$，单位也均为 K。

表 1　计算中使用的高温计参数

Table 1　Pyrometer parameters used in modeling calculations

Various parameters for probing the effect of the channel number				
Cal. No.	Channel No.	Wave band	Channel accuracy	Channel wavelength*/(nm)
1-1	4	400～800 nm	10%	400.00,533.33,666.67,800.00
1-2	6	400～8 00 nm	10%	400,480,560,640,720,800
1-3	9	400～800 nm	10%	400,450,500,550,600,650,700,750,800
Various parameters for probing the effect of the channel accuracy				
Cal. No.	Channel No.	Wave band	Channel accuracy	Channel wavelength*/(nm)
2-1	4	400～800 nm	10%	400.00,533.33,666.67,800.00
2-2	6	400～800 nm	10%	400,480,560,640,720,800
2-3	9	400～800 nm	10%	400,450,500,550,600,650,700,750,800
Various parameters for probing the effect of the width of wave band				
Cal. No.	Channel No.	Wave band*	Channel accuracy	Channel wavelength*/(nm)
3-1	6	475～725 nm	10%	475,525,575,625,675,725
3-2	6	400～800 nm	10%	400,480,560,640,720,800
3-3	6	325～875 nm	10%	325,435,545,655,765,875
Various parameters for probing the effect of the position of the wave band				
Cal. No.	Channel No.	Wave band*	Channel accuracy	Channel wavelength*/(nm)
4-1	6	300～550 nm	10%	300,350,400,450,500,550
4-2	6	450～700 nm	10%	450,500,550,600,650,700
4-3	6	600～850 nm	10%	600,650,700,750,800,850

表 2　计算结果(各种设计参数及探测温度下的 $T_{90\%}$)

Table 2　Results from modeling calculations (At $T_{90\%}$ level)

Cal. No.	T/(K)								
	2000	3000	4000	5000	6000	7000	8000	9000	10000
1-1	124.65	146.49	150.92	185.20	272.14	402.97	571.43	779.73	1025.43
1-2	116.30	120.19	129.17	168.34	245.76	360.63	514.58	706.03	937.77
1-3	98.01	98.80	109.45	146.31	215.07	316.30	449.99	618.67	817.64
2-1	58.14	60.01	64.49	84.01	122.66	179.87	255.89	351.07	465.43
2-2	116.30	120.19	129.17	168.34	245.76	360.63	514.58	706.03	937.77
2-3	174.76	180.49	193.79	252.93	369.28	543.08	776.08	1067.51	1419.82
3-1	111.97	132.28	186.32	282.80	421.63	607.28	842.69	1129.83	1474.42
3-2	116.30	120.19	129.17	168.34	245.76	360.63	514.58	706.03	937.77
3-3	116.45	120.21	122.17	131.54	162.60	231.82	336.82	472.37	639.96
4-1	100.76	156.87	266.97	433.34	664.67	965.40	1342.19	1810.31	2388.75
4-2	116.06	131.93	175.18	258.15	381.14	546.43	757.67	1016.03	1326.56
4-3	139.15	165.09	169.39	179.36	209.98	268.31	353.51	467.18	607.87

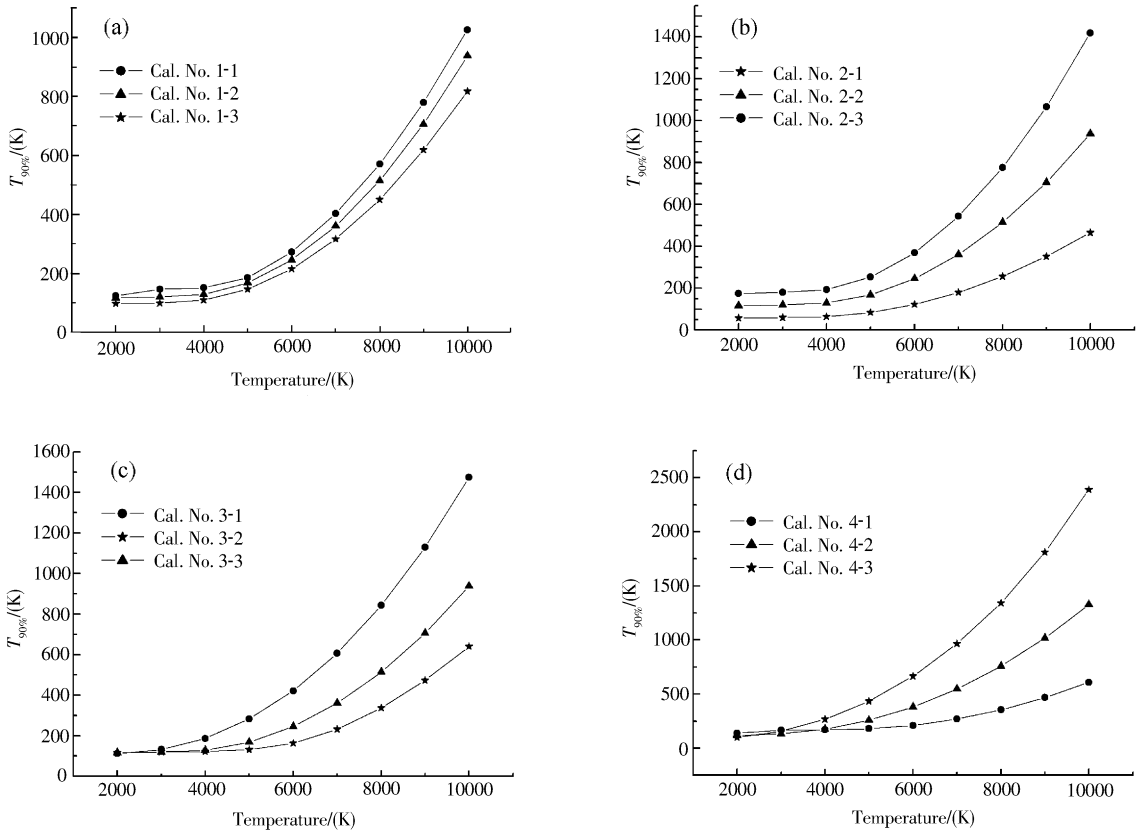


图 2 计算结果,不同的(a)通道数目、(b)通道精度、(c)波长覆盖宽度、(d)波段位置的影响

Fig. 2 $T_{90\%}$ plotted against (a) different channel numbers, (b) different levels of channel accuracy, (c) different wavelength widthes of channels covering, (d) different wavelength locations

综合观察这些计算结果可以获得几点认识。

(a) 增加通道数目可以提高实验温度的精度,但效果不明显。比如,对于 6000 K 探测温度,当通道数目由 4 增加到 9 时,不确定度仅仅降低了约 20%。

(b) 在我们选择的三种典型通道探测精度下(对应实际实验中对各误差源的较仔细控制、一般控制和控制较差),提高通道精度对降低实验温度不确定度效果明显。在整个探测温度范围内,单通道精度每提高一倍,实验温度的不确定度可降低一倍以上。显然这一点应引起足够的重视——在实际实验中应尽可能控制通道精度。

(c) 对本文讨论的各种设计,一般均存在随着探测温度的升高,实验温度的不确定度也增大的现象,而相对不确定度则普遍在 4000 K 探测温度附近达到最小。

(d) 在本文讨论的波段位置的条件下,增加通道波长覆盖宽度对 3000 K 及以下探测温度的实验温度不确定度几乎没有改善,但对 4000 K 以上探测温度的情形有明显改善,改善与宽度的增加成正比。

(e) 此外,在我们考察的各条件下,探测波长位置对实验精度有很大影响。当探测波长位于短波段时,对 3000 K 及以下探测温度的实验温度不确定度几乎没有改善(甚至稍有增加),但对 4000 K 以上探测温度的实验精度改善非常明显,在 5000 K 的探测温度下,短波段设计的不确定度已经比长波段的设计降低了 1.5 倍,而且随着探测温度的升高改善越来越显著。

上述(a)、(b)两点均与一般的理论分析相一致,本文的计算只是给出了具体的定量结果而已。而对

于现象(c)、(d)、(e),我们作如下讨论。前文已经提到,对于高温计测量这样的多个误差源,通过拟合函数相互关联的问题是难以通过解析方式严格论证的。但我们可以通过探测黑体辐射(或任意发射率确定的灰体辐射)这样的简单情形来定性进行一些分析。在发射率确定的条件下,原则上每一个通道都可以获得一个拟合温度,而整个高温计给出的实验温度是这些拟合温度按一定规则的一个平差。依此,从平差理论我们知道,实验温度的误差将取决于两个因素:(1) 单个通道拟合温度的精度应尽可能高,(2) 拟合参量覆盖的范围应尽可能宽。

对于单个通道拟合温度的精度,又取决于单个通道能量探测的相对不确定度及该通道在一定能量探测偏差下将引起的拟合温度的偏差。为此,我们对具有一定波长 λ 的通道按下式定义一个因子 f

$$f=\left(\frac{\partial T}{\partial I_T}\right)_{\lambda}\cdot\Delta I_T=\frac{C_1C_2\lambda^{-6}}{I_T(C_1\lambda^{-5}+I_T)\cdot\ln^2(C_1\lambda^{-5}/I_T+1)}\Delta I_T \tag{3}$$

式中的 I_T 是温度为 T 的黑体热辐射能量。显然,f 是以探测波长、探测温度为参量的函数,在相同的能量探测不确定度 ΔI_T 条件下,f 越小则表示拟合温度的偏差也越小。图 3(a)是对各探测温度统一取 $\Delta I_T=0.1I_T$ 所计算的不同波长下的 f。从图 3(a)可以看出,对任意波长,f 是温度的单调递增函数。

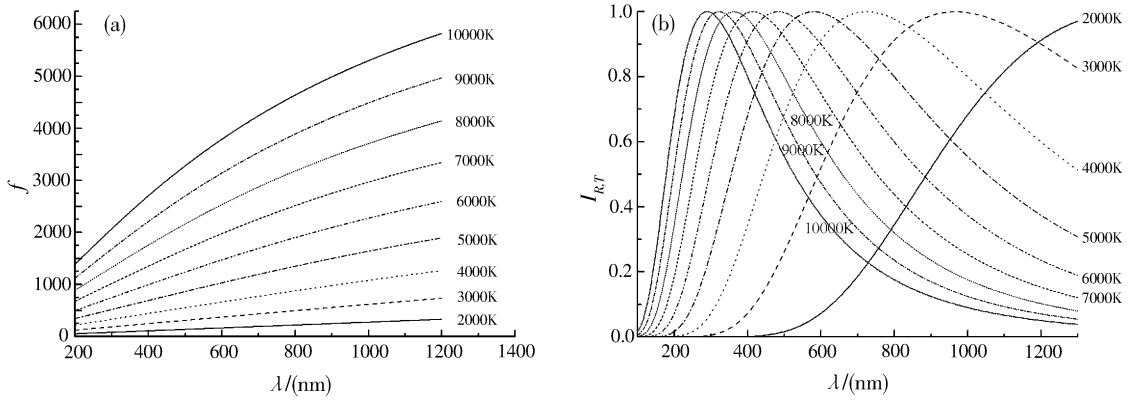


图 3　通道波长在(不同温度的)黑体辐射曲线族上的位置

Fig. 3　The locations of channel wavelengths against Planck curves with various temperatures

而对于拟合参量所覆盖的范围,对高温计来说,就是要求实验数据(λ_i,I_i)覆盖尽可能宽的波长范围和能量范围。为此,我们可以将各温度的黑体辐射曲线做图,以观察在什么样的位置进行探测可以获得最佳的(λ_i,I_i)覆盖范围(见图 3(b),图中的横坐标为波长,纵坐标为各温度的黑体辐射曲线的相对能量 $I_{R,T}=I_{\lambda,T}/I_{\max,T}$,$I_{\max,T}$ 是温度为 T 的热辐射曲线上能量的极大值)。从图 3(b)不难看出,由于热辐射曲线自身的规律,对于相同的波段宽度,当该波段位于相应探测温度的黑体辐射曲线能量峰的上升沿时具有最大的能量宽度涵盖。参照图 3(a)和图 3(b),不难定性看出上述计算现象(a)、(b)、(c)正是这两方面因素综合作用的结果。

综合本小节我们可以看出,一个优化的高温计设计应该包含以下一些因素:尽可能高的单通道能量探测精度,尽可能宽的波段范围和探测能量范围以及尽可能多的通道数目,此外最好能根据探测温度的不同,选择相应的设计。在实际条件下(如受到器件响应和系统复杂度限制等方面的约束),上述优化因素不能得兼,则如何取舍应通过如上所述的实际计算决定。

此外,从本小节对各现象的理论分析过程再次可以看出,对于高温计设计与不确定度评定这类问题,使用 MC 方法是非常方便有效的,而采用理论分析的方法则比较困难而且难以得到定量的结果。但另一方面,应重视对计算结果的综合分析和尽可能给出理论化的解释,以保证获得的结论的正确性。

3.3 一种目前实际使用的高温计设计及其温度测量不确定度

MC 方法的应用从根本上依赖于所建立的模型是否正确，这只能建立在对实验本身的深入分析的基础上。应该指出的是，本文中对冲击测温实验温度的不确定度的建模还是比较初步的，例如没有讨论发射率在整个过程中的影响，这将在进一步的工作中加以考虑。但作为一个初步的应用，计算了一种目前实际使用的高温计[10]的实验温度不确定度。该高温计的设计与控制参数为：6 通道，通道波长分别为：450、500、550、600、700、800 nm。其相应的典型通道能量探测不确定度除 450 nm 的通道为 0.15 外，其余为 0.10。本文中同样采用前述方法对其进行了计算，结果见表 3。第 1 行为标准差，第 2 行是置信度为 90%下的不确定度 $T_{90\%}$，第 3 行是置信度为 99%下的不确定度 $T_{99\%}$，定义为 $p\{|T-T_{\text{true}}|>T_{99\%}\}=0.01$。

表 3 一种目前实际使用的高温计的温度测量相对不确定度情况

Table 3 Model uncertainty of a pyrometer

Parameters	T/(K)								
	2000	3000	4000	5000	6000	7000	8000	9000	10000
σ	64.34	71.44	98.53	148.86	230.10	347.67	505.02	705.37	952.54
$T_{90\%}$/(K)	105.61	115.67	162.30	245.46	377.65	567.06	815.65	1129.31	1514.20
$T_{99\%}$/(K)	143.27	159.01	236.82	371.21	575.35	873.28	1282.12	1826.81	2522.57

从这些数据可以看出，即便只考虑本文所使用的简化误差模型，这样的高温计给出的实验温度不确定度也还是比较大的，因而为更好地研究冲击测温，对高温计更深入的研究和改进是十分有意义的。

4 讨 论

在 MC 方法中很重要的问题是随机数的产生。我们采用“乘同余法”[8]产生均匀分布的随机数序列。由于该方法是目前公认为较好的随机数发生器，故对此未进行更进一步的讨论，仅在实际计算中监测了拟合温度序列的平均值与真值的偏差。理论上，以本文方式按均匀分布给出单通道误差时所获得的拟合温度序列的平均值应该严格等于真值，而对其进行抽样所产生的样本的均值应该位于真值附近很小的范围。实际监测表明，对本文所有算例，拟合温度均值与真值相差均在 0.1%之内，这就保证了本文所使用的随机数发生器的适用性。

在 MC 方法中，另一个重要问题是结果的精度。对该方法的研究指出，该方法的误差与统计次数的平方根成反比，此外与总体的方差有关[7]。本文中对所讨论的各设计主要采用了 2×10^5 次统计来构成样本。关于此数量是否足够的问题，本工作主要通过改变统计次数($10^5\sim10^6$ 次)观察统计量的涨落以及观察统计分布图是否光滑对称来判断。实际计算发现存在两种典型情况，一种以探测温度为中心对称而且分布曲线光滑，另一种则光滑性较差，分别见图 4(a)和图 4(b)。

综合分析指出，在本文讨论的各设计条件下，所有对 7000 K 及以下温度进行探测的算例，由于对应的方差较小，不同的统计次数给出的 $T_{90\%}$ 的相对变化在 0.1%以下，同时统计直方图光滑对称，故可认为 2×10^5 次统计数量足够，给出的 $T_{90\%}$ 定量准确。而对于 8000 K 及以上温度进行探测的算例，由于方差较大等原因，拟合温度分布图相对于真值温度的对称性及光滑性均不很好，$T_{90\%}$ 的相对变化可超过 10%(而且随着统计次数的增加，如果不计涨落，是单调增加的)。这表明使用 MC 方法对这些高温探测的不确定进行准确的定量研究时应使用更多的统计次数(至少应在 10^6 次以上)。考虑到这些高温点不确定度估计的量上的非严格准确并不会影响到本文的主要目的——比较不同设计的优劣和各因素的影响，故本文中未对这些高温点进行更多统计次数的计算。

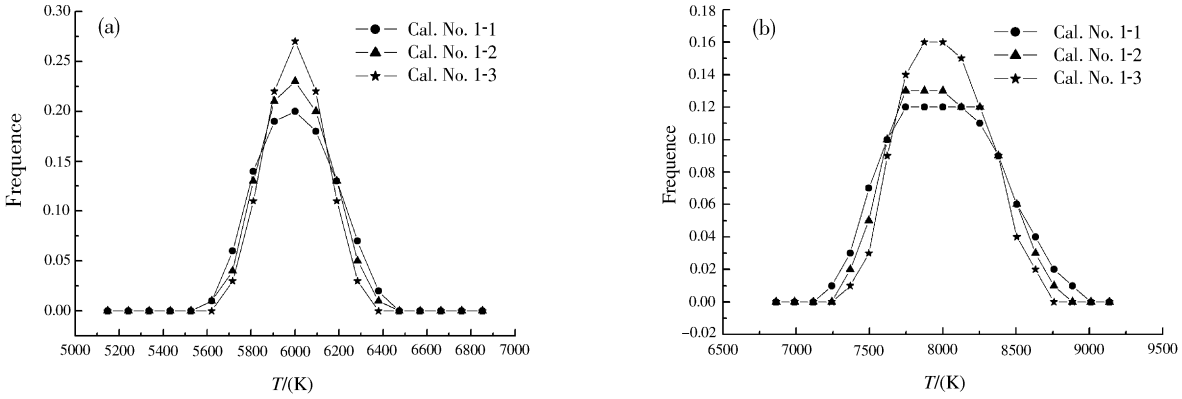


图 4　两种典型的拟合温度的分布

Fig. 4　Two typical cases of the fitted temperature distributions

5　小　结

讨论了用 MC 方法研究冲击测温实验中高温计设计与实验温度不确定度的评定方法问题。从这些讨论可以看出,目前使用的高温计在实验温度不确定度方面还是较大的,而改善高温计应注意以下一些方面:(1) 应通过认真选择器件,更仔细的实验控制等手段尽可能提高单通道能量的探测精度,实验温度的不确定度对此非常敏感;(2) 应尽可能使探测通道的波长覆盖更宽的范围,实验温度不确定度对此也比较敏感;(3) 最好能根据探测温度的不同选择相应的通道使其尽可能覆盖宽的能量范围,实验温度不确定度对此也非常敏感;(4) 增加通道数目可以提高实验温度精度,但效果不明显。在实际条件下,上述优化因素往往不能得兼,如何取舍最好通过实际计算决定。

我们知道,直接的实验数据精度是整个实验的基础,更是进一步理论研究的基础。对于冲击测温实验这样的较复杂系统而言,直接的实验信号与实验温度及物理模型间的关系较为复杂,同时又相互关联、互为解释,难以通过解析方法严格地分析。而类似的问题实际上普遍存在于冲击波物理实验的各个领域,比如目前进行的冲击波速度测量实验,为给出其实验结果不确定度的准确评定,更需要解决数十个误差分布的联合分布的问题。本文的工作显示了 MC 方法在解决这些问题上的简便有效,可以预期这种方法将在冲击波物理实验研究中发挥更大的作用。

References:

[1] TAN H. Shock Temperature Measurements for Metals(Ⅰ)—Calibration of Pyromerers and Data Reduction for the Temperature at the Interface [J]. Chinese Journal of High Pressure Physics, 1994, 8(4): 254－263. (in Chinese)
谭　华. 金属的冲击波温度测量(Ⅰ)——高温计的标定和界面温度的确定 [J]. 高压物理学报, 1994, 8(4): 254－263.

[2] Anderson O L, Duba A. Experimental Melting Curve of Iron Revisited [J]. J Geophys Res, 1997, 102(B10): 22659－22669.

[3] Li M S, Chen D Q. Experimental Scaling of the Melting Curve for Metals under High Pressure [J]. Chinese Journal of High Pressure Physics, 2000, 14(3): 166－170. (in Chinese)
李茂生, 陈栋泉. 高压熔化曲线的实验标定 [J]. 高压物理学报, 2000, 14(3): 166－170.

[4] Chen D Q, Li M S, Cai L C. Free Volume Theory of High Pressure Melting [J]. Chinese Journal of High Pressure Physics, 2001, 15(2): 81－86. (in Chinese)

陈栋泉,李茂生,蔡灵仓. 高压熔化的自由体积理论 [J]. 高压物理学报,2001,15(2):81－86.

[5] Li X J, Gong Z Z, Liu F S, et al. A Problem in Measurements of High Pressure Melting Curve of Iron: Influence of Melting Mechanism on the Melting Temperature [J]. Chinese Journal of High Pressure Physics, 2001, 15(3): 221－225. (in Chinese)
李西军,龚自正,刘福生,等. 铁高压熔化线的测量——熔化机理的影响 [J]. 高压物理学报,2001,15(3):221－225.

[6] Xiao M Y. Theory for Uncertainty and Its Implications [M]. Beijing: Measurement Press, 1985. (in Chinese)
肖明耀. 误差理论与应用 [M]. 北京:计量出版社,1985.

[7] Qin Y X. Computational Physics [M]. Chengdu: Sichuan Science and Technology Press, 1984. (in Chinese)
秦元勋. 计算物理学 [M]. 成都:四川科学技术出版社,1984.

[8] Yao Y. Monte Carlo Nonlinear Inversion Method and Its Implications [M]. Beijing: Metallurgical Industry Press, 1997. (in Chinese)
姚 姚. 蒙特卡洛非线性反演方法及应用 [M]. 北京:冶金工业出版社,1997.

[9] Zhou J W, Huang Y C, Yang Y X. Error Resistance Least-Squares Method [M]. Wuhan: Central China University of Science and Engineering Press, 1997. (in Chinese)
周江文,黄幼才,杨元喜,等. 抗差最小二乘法 [M]. 武汉:华中理工大学出版社,1997.

[10] Dai C D. Shock Melting Behaviors of Iron Meteorite and Implications for the Thermal Structure of the Earth's Core [D]. China Academy of Engineering Physics Thesis for the Doctorate, 1999. (in Chinese)
戴诚达. 铁陨石的冲击熔化特性与地核的热结构 [D]. 绵阳:中国工程物理研究院,1999.

Experiment Designs and Uncertainty Assessments for Shock Temperature Measurements by Monte Carlo Method

LI Xin-Zhu, WANG Xiang

(*Laboratory for Shock Wave and Detonation Physics Research, Institute of Fluid Physics, CAEP, Mianyang* 621900, *China*)

Abstract: In this paper, the Monte Carlo (MC) method was used to investigate the optimization of pyrometer design and the uncertainty assessment for shock-induced temperature measurements. The statistic $T_{90\%}$, which was defined by $p\{|T-T_{\text{true}}|>T_{90\%}\}=0.1$, was calculated for 10 kinds of designs, and each case was simulated 2×10^5 times to make the statistical sample. Four conclusions are presented: (1) Using more channels in a pyrometer can surely, but slightly improves the measurement accuracy of shock-induced temperature. (2) In the most case, measurement accuracy evidently depends on the accuracy of each channel. Generally, when the channel uncertainty is reduced from 10% to 5%, the experimental accuracy can be increased by over 150%. (3) The measurement accuracy also obviously depends on the channel's wavelength range. (4) The measurement accuracy can be largely improved by using those wavelength channels at which the difference of the radiation energy measured is as large as possible.

Key words: shock temperature measurement; experiment design; Monte Carlo method; uncertainty