

# 利用多层阻抗梯度飞片产生准等熵压缩的理论解析\*

黄海军<sup>1)†</sup> 沈 强<sup>2)†</sup> 罗国强<sup>2)</sup> 张联盟<sup>2)</sup>

1) 武汉理工大学理学院, 武汉 430070

2) 武汉理工大学材料复合新技术国家重点实验室, 武汉 430070

(2006 年 8 月 31 日收到, 2006 年 9 月 19 日收到修改稿)

基于冲击波理论对多层阻抗梯度飞片击靶过程波系的相互作用做了理论分析, 计算表明在多层阻抗梯度飞片的撞击下, 样品的压缩线是一组通过不同初始状态点的冲击压缩线的连线, 它位于冲击压缩(hugoniot)线与等熵压缩线之间. 所以通过飞片层数的设计, 可获得介于冲击压缩线与等熵线之间的任意状态点, 这就为以后偏冲击压缩(off-hugoniot)状态方程的实验研究提供了理论参考. 实验测量的样品/窗口界面速度与理论计算的一致性支持上述结论的可靠性与准确性.

关键词: 准等熵压缩, 多层阻抗梯度飞片, 理论解析

PACC: 6250, 5235T

## 1. 引 言

物态方程是描述物质系统中各状态参量之间关系的一个函数表达式, 它在热力学计算中有着重要意义<sup>[1]</sup>, 而这种计算在固体物理、地球物理、流体力学、爆炸力学、天体物理等学科研究中也有很重要的作用. 目前在实验研究高压物态方程的方法中冲击加载技术是一种比较成熟的手段, 但冲击加载中温度和压力的作用是耦合在一起的, 实验测得的hugoniot状态方程是一个不完全物态方程. 为了解决高温高压完全物态的实验测量, 必须用实验方法对off-hugoniot状态方程测量, 而准等熵压缩就是其中的一种测量方法. 相对于冲击加载而言, 准等熵压缩的加载速率较低, 被加载材料的熵增和温升很小, 从而可以分解出压力和温度对材料高压物性的影响. 将准等熵压缩数据与冲击加载数据结合起来, 就可以对动态加载下材料的响应特性、高压物态方程、高压本构方程和高压物性做深入细致的研究.

从 20 世纪 60 年代, 国内外先后展开了一系列的准等熵压缩技术的研究<sup>[2,3]</sup>, 如磁通量压缩技术、斜波发生器技术、Z-加速器技术<sup>[4,5]</sup>、多层阻抗梯度飞片技术<sup>[6]</sup>. 多层阻抗梯度飞片技术是利用二级轻

气炮驱动一种多层阻抗梯度飞片, 通过高速碰撞靶板产生准等熵压缩波, 这一技术为研究各种材料在几十乃至几百 GPa 动态加载条件下的准等熵压缩特性提供了实验研究基础. Chhabildas 等人<sup>[7,8]</sup>利用多层阻抗梯度飞片技术对钨合金进行了实验研究. 数据分析结果表明: 在 140 GPa 以下钨的准等熵线位于冲击压缩线以上; 当超过 140 GPa 时准等熵线才回落到冲击绝热线以下, 这表明材料的强度是与加载速率即温度是相关的. 丁峰等<sup>[2]</sup>利用四层梯度飞片对无氧铜靶样品进行了准等熵压缩的初步研究. 张联盟研究小组<sup>[9,10]</sup>也对这方面进行了大量的研究, 先后制备了不同体系, 不同密度分布特征的梯度飞片, 并成功实现了对 H62 铜和 93W 合金的准等熵压缩. 在利用多层阻抗梯度飞片产生准等熵压缩的理论研究方面, Lyzenga 等<sup>[11]</sup>对多层阻抗梯度飞片对称碰撞进行了数值模拟研究, 结果表明这一压缩过程熵增很小, 接近理论等熵压缩; 华劲松等<sup>[12]</sup>对多层阻抗梯度飞片击靶过程也进行了一维平面应变数值模拟, 并以实际击靶实验验证了模拟结果的可靠性. 然而在他们的计算程序中需要人为黏性系数. 为了能够更清晰的认识多层阻抗梯度飞片击靶时波系的相互作用, 为飞片设计和实验分析提供参考, 本文试图依据冲击波理论对这一过程做解析分析.

\* 国家自然科学基金(批准号: 310574102 和 40604007)和湖北省自然科学基金(批准号: 2004ABA101)资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: sqf@263.net

## 2. 准等熵压缩状态下靶板 P-V 关系的理论解析

为了能较清楚的说明多层阻抗梯度飞片击靶过程中波的相互作用,先以一个二层阻抗梯度飞片撞击带有窗口的样品为例做简单的分析,其波系图如图 1 所示. 当一个以速度  $W$  运动的二层阻抗梯度

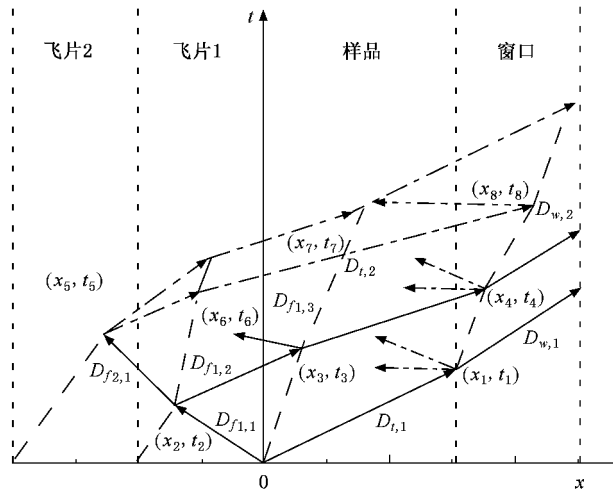


图 1 二层阻抗梯度飞片击靶过程波的传播位置  $x$  随时间  $t$  的变化(实线为冲击波传播路径,点线为碰撞前的界面,而虚线为碰撞后的界面,点划线为稀疏波的传播路径)

飞片与静止靶板碰撞后,将在碰撞面的两边产生两个传播方向相反的冲击波  $D_{f1,i}$  和  $D_{i,i}$ ,下标  $t,i$ (或  $f1,i$ )表示靶(或飞片 1)受 1 次加载. 从冲击波关系出发,可以直接写出如下关系式<sup>[1]</sup>:

$$D_{t,i} = C_{i,0} + \lambda_{i,0} u_{t,i}, \quad (1)$$

$$P_{t,i} = \rho_{i,0} D_{t,i} u_{t,i}, \quad (2)$$

$$-D_{f1,i} - W = -C_{f1,0} + \lambda_{f1,0}(u_{f1,i} - W), \quad (3)$$

$$P_{f1,i} = \rho_{f1,0}(-D_{f1,i} - W)(u_{f1,i} - W) \quad (4)$$

利用边界条件  $P_{f1,i} = P_{t,i}$ ,  $u_{f1,i} = u_{t,i}$ ,即可解出飞片 1 和样品 1 内部的粒子速度  $u$ 、压强  $P$ . 当冲击波  $D_{t,i}$  从样品向窗口传播时,冲击波  $D_{t,i}$  与界面作用后将产生两个波——透过冲击波  $D_{w,i}$  和反射波. 如果样品的冲击阻抗大于窗口的冲击阻抗时,反射波为稀疏波,样品等熵卸载. 根据等熵线与冲击压缩冲击绝热线之间的关系可得如下的差分形式的解答<sup>[1]</sup>:

$$P_i = \frac{P_H - (\gamma/V)(P_{i-1}\Delta V/2 + E_H - E_{i-1})}{1 + (\gamma/V)(\Delta V/2)} \quad (5)$$

$$E_i = E_{i-1} - (P_i + P_{i+1})(\Delta V/2), \quad (6)$$

$$E_H = \frac{1}{2}(P_H + P_0)(V_0 - V) + E_0, \quad (7)$$

$$u_i = u_{i-1} + [(P_{i-1} - P_i)(V_i - V_{i-1})]^{1/2}, \quad (8)$$

下标  $i$  和  $H$  分别表示等熵线与冲击压缩线上的点,  $\gamma$  为 Grüneisen 参数. 实际计算从  $(P_{t,i}, V_{t,i})$  开始,可以逐步得到整条等熵卸载线;如果计算从室温条件  $(P_{t,0}, V_{t,0})$  开始,则也可求出样品的等熵压缩线. 如果样品的冲击阻抗小于窗口的冲击阻抗时,反射波为冲击波,样品受到二次冲击加载.

$$-D_{t,2} - u_{t,1} = -C_{t,1} + \lambda_{t,1}(u_{t,2} - u_{t,1}), \quad (9)$$

$$P_{t,2} - P_{t,1} = \rho_{t,1}(-D_{t,2} - u_{t,1})(u_{t,2} - u_{t,1}) \quad (10)$$

其中  $C_{t,1}$  和  $\lambda_{t,1}$  是样品一次冲击加载后的冲击压缩参数. 如果  $\gamma/V$  等于常数,它们与初始状态为室温下的冲击压缩参数  $C_{t,0}$  和  $\lambda_{t,0}$  的关系为<sup>[13]</sup>

$$C_{t,1} = V_{t,1} \left\{ \frac{1}{2} P_{t,1} \left( \frac{\gamma}{V} \right)_{t,0} - \left( \frac{dP_H}{dV} \right)_{t,1} \times \left[ 1 - \frac{1}{2} \left( \frac{\gamma}{V} \right)_{t,0} (V_{t,0} - V_{t,1}) \right] \right\}, \quad (11)$$

$$\lambda_{t,1} = \frac{V_{t,1}}{4} \left( \frac{\gamma}{V} \right)_{t,0} + \frac{V_{t,1}^3}{4C_{t,1}^2} \left\{ \left( \frac{d^2 P_H}{dV^2} \right)_{t,1} \times \left[ 1 - \frac{1}{2} \left( \frac{\gamma}{V} \right)_{t,0} (V_{t,0} - V_{t,1}) \right] + \left( \frac{\gamma}{V} \right)_{t,0} \left( \frac{dP_H}{dV} \right)_{t,1} \right\}. \quad (12)$$

在窗口中透过波阵面的传播速度与压强的表达式与 (1) 和 (2) 式类似,只是将其初始密度和冲击压缩参数替换为窗口材料的参数而已. 然后根据边界条件,联立上面的方程组即可解出反射波和透过波阵面后的粒子速度和压强.

当冲击波  $D_{f1,i}$  传到飞片 1 和飞片 2 的界面时,由于飞片 1 的冲击阻抗小于飞片 2 的冲击阻抗,则在飞片 2 中透射一个冲击波  $D_{f2,i}$ ,而在飞片 1 中反射一个冲击波  $D_{f1,2}$ ,对飞片 1 进行二次加载,其数据处理办法与 (9, 10) 式类似,只是冲击波的方向不同而已. 飞片 2 中的粒子速度和冲击压强的处理办法与 (3, 4) 式类似. 根据界面连续条件,就可以得到飞片 1 和 2 受冲击加载后的状态. 冲击波  $D_{f1,2}$  继续传播到飞片 1 和样品的界面时,同样会发生波的反射和透射. 透过来的冲击波将对样品再次进行冲击加载. 如果飞片 2 的后面有冲击阻抗更高的飞片,则  $D_{f2,i}$  在传到飞片 2 的后界面会继续反射一个冲击波,而这个冲击波将会通过飞片 2 和飞片 1 对样品

进行三次冲击加载. 以此类推, 当有  $n$  层飞片时, 将会对样品进行  $n$  次压缩. 如果飞片只有 2 层, 则冲击波  $D_{j,1}$  传到飞片 2 的后界面时会反射一个稀疏波, 那么这个稀疏波传到样品中时使它进行等熵卸载.

特别需要指出的是, 在高速碰撞实验中经常直接测量的是样品/窗口界面速度即窗口粒子速度随时间的变化规律. 为了能够和实验数据直接比较, 必须对冲击波达到样品/窗口界面的时间间隔和窗口的粒子速度做理论分析. 假设样品的厚度为  $d_s$ , 飞片 1 的厚度为  $d_1$ , 飞片 2 的厚度为  $d_2$ , 则冲击波  $D_{j,1}$  到达样品/窗口界面  $x_1 = d_s$  的时间为  $t_1$ , 即

$$t_1 = d_s / D_{j,1}, \quad (13)$$

与此同时, 冲击波  $D_{j,1}$  到达飞片 1 和 2 的界面  $x_2$  所需时间  $t_2$  为

$$t_2 = d_1 / (W + D_{j,1}), \quad (14)$$

$$x_2 = -D_{j,1} t_2. \quad (15)$$

反射波  $D_{j,2}$  由  $x_2$  传播到飞片 1/样品界面  $x_3$  时的时间  $t_3$  可由下面方程求解:

$$t_3 = (D_{j,2} t_2 - x_2) / (D_{j,2} - u_{j,1}), \quad (16)$$

$$x_3 = u_{j,1} t_3, \quad (17)$$

透射冲击波  $D_{t,2}$  从  $x_3$  到达样品/窗口界面  $x_4$  时为  $t_4$ , 即

$$t_4 = (x_1 - x_3 + D_{t,2} t_3 - u_{t,2} t_1) / (D_{t,2} - u_{t,1}), \quad (18)$$

$$x_4 = x_1 + u_{t,1} (t_4 - t_1), \quad (19)$$

如此继续类推就可以预估第  $n$  层飞片反射的冲击波到达样品/窗口界面的时间.

### 3. 计算结果分析讨论及与实验结果比较

为了检验理论分析的正确性, 我们分别对两层阻抗梯度飞片和四层阻抗梯度飞片击靶的实验模型进行了计算. 其中两层阻抗梯度飞片有两种, 一种是由 2.972 mm 厚的无氧铜 Cu 和 1.916 mm 厚的 LY12Al 组成的飞片<sup>[14]</sup>; 而另外一种是由 2.612 mm 的钛合金 TC4 与 1.720 mm 的 LY12Al 组成的飞片<sup>[14]</sup>; 靶系统则是由 LY12Al 和 LiF 窗口组成. 四层阻抗梯度飞片是由 1.2 mm 的 Cu 0.6 mm 的 Tc4 0.8 mm 的 LY12Al 及 1.0 mm 的有机玻璃 PMMA 组成, 样品为加有 LiF 窗口的钽<sup>[15]</sup>. 测试界面为样品与窗口界面, 采用 VISAR 测试技术<sup>[16]</sup>, 测试结果为样品/

窗口界面速度. 计算所用各种材料的参数如表 1 所示. 实验结果与计算结果的比较如图 2 和图 3 所示, 就界面粒子速度的大小和随时间变化趋势而言, 理论计算和实验测量结果符合得很好, 这表明了上述理论解析方法是准确可靠的.

表 1 计算所用冲击压缩参数

材料	$\rho_0$ (g/cm <sup>3</sup> )	$C_0$ (km/s)	$\lambda$	$\gamma$
LiF	2.64	5.15	1.35	1.63
PMMA	1.186	2.65	1.5	1.1
LY12Al	2.78	5.33	1.34	2.0
TC4	4.79	4.51	1.21	1.42
Cu	8.93	3.93	1.50	2.0
Ta	16.654	3.293	1.307	1.614

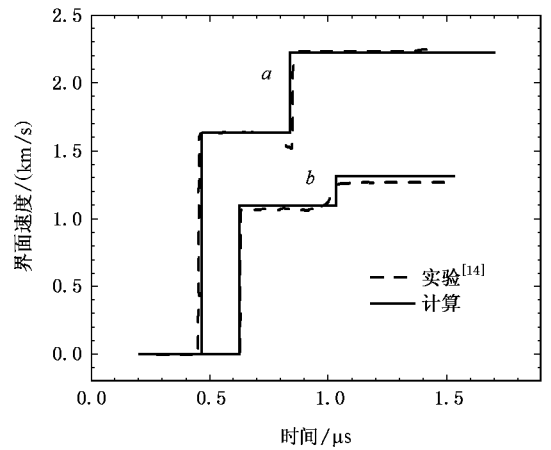


图 2 LY12Al 界面速度  $U_p$  随时间  $t$  变化的实验与理论计算比较 (曲线 a 为飞片 Cu/LY12Al 速度为 3.234 km/s, 样品厚 1.973 mm; 曲线 b 为飞片 Tc4/LY12Al 速度为 2.13 km/s, 样品厚 1.954 mm)

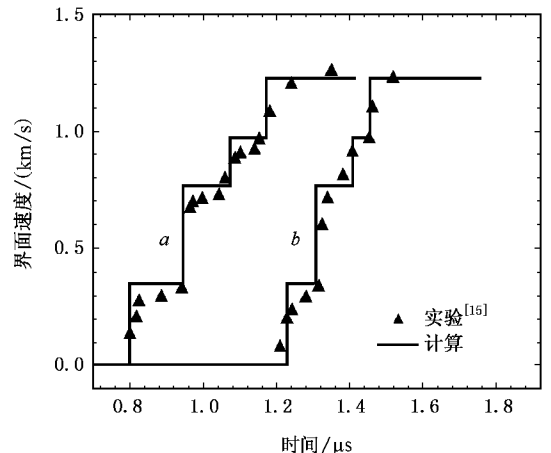


图 3 Ta 界面速度  $U_p$  随时间  $t$  变化的实验与理论计算比较 (飞片 Cu/Tc4/LY12Al/PMMA 的速度为 2.2 km/s. 曲线 a 为样品厚度为 3.0 mm; 曲线 b 为样品厚度为 4.5 mm)

不同多层阻抗梯度飞片的撞击下,LY12Al 经准等熵压缩后的压强( $P$ )—密度( $\rho$ )关系如图 4 所示.当 Cu/LY12Al 以 8 km/s 的速度撞击样品时,一次冲击加载后样品的( $\rho, P$ )位于冲击压缩线上,二次加载后的( $\rho, P$ )曲线位于冲击压缩线与等熵压缩线之间.如果改用四层阻抗梯度飞片 Cu/Tc4/LY12Al/PMMA 以同样的速度撞击 LY12Al,尽管一次冲击后

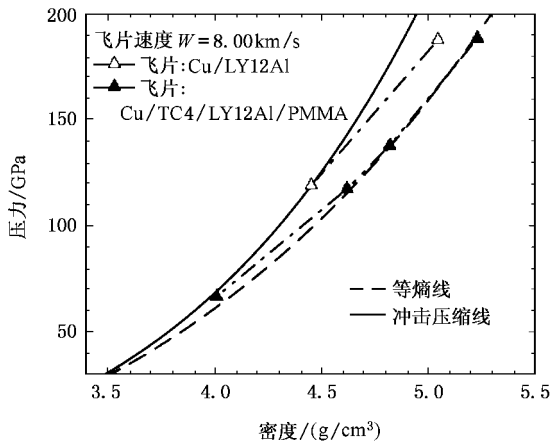


图 4 LY12Al 的等熵线,冲击压缩线以及准等熵压缩线的压强  $P$  随密度  $\rho$  的变化趋势

( $\rho, P$ ) 曲线仍位于冲击压缩线上,但多次加载后的( $\rho, P$ ) 曲线都位于等熵压缩线上.这说明多层阻抗梯度飞片对样品的准等熵压缩不同于一般的冲击压缩.样品由此获得的( $\rho, P$ ) 曲线是一组通过不同初始状态点的冲击压缩线的连线,它位于冲击压缩线与等熵压缩线之间.所以通过飞片层数的设计,我们可以利用准等熵加载来获得介于冲击压缩线与等熵压缩线之间的任意状态点,这就为以后的偏冲击压缩状态方程的实验研究提供了理论参考.

## 4. 结 论

采用冲击波理论对多层阻抗梯度飞片击靶过程中波系的相互作用做了理论分析,理论计算的样品/窗口界面速度与实验测量的一致性支持了上述分析的可靠性与准确性.计算表明在多层阻抗梯度飞片的撞击下,样品的( $\rho, P$ ) 曲线是一组通过不同初始状态点的冲击压缩线的连线,它位于冲击压缩线与等熵压缩线之间.所以通过飞片层数的设计,我们可以利用准等熵加载来获得介于冲击压缩线与等熵压缩线之间的任意状态点,这就为以后的偏冲击压缩状态方程的实验研究提供了理论参考.

- [ 1 ] Geng H Y, Tan H, Wu Q 2001 *Chin. Phys.* **10** 433
- [ 2 ] Ding F, Huang S H, Jing F Q, Dong Y B, Li Z R 1990 *Chin. J. High Pres. Phys.* **4** 150 (in Chinese) [ 丁 峰、黄士辉、经福谦、董玉斌、李泽仁 1990 高压物理学报 **4** 150 ]
- [ 3 ] Huang S H, Ding F, Jing F Q, Dong Y B, Li Z R 1990 *Shock Compression of Condensed Matter-1989* (New York: Elsevier Science Publishers B V) p313
- [ 4 ] Hall C A, Asay J R, Knudson M D, Stygar W A, Spielman R B, Pointon T D, Reisman D B, Toor A, Cauble R C 2001 *Review of Science Instruments* **72** 3587
- [ 5 ] Reisman D B, Toor A, Cauble R C, Hall C A, Asay R, Knudson M D, Furnish M D 2001 *J. Appl. Phys.* **89** 1625
- [ 6 ] Barker L M, Scott D D 1984 *Development of a High-Pressure Quasi-Isentropic Plane Wave Generating Capability*, SAND 84-0432
- [ 7 ] Chhabildas L C, Asay J R, Barker L M 1986 *Shear Strength of Tungsten under Shock- and Quasi-Isentropic Loading to 250 GPa*, SAND 88-0306
- [ 8 ] Chhabildas L C, Asay J R, Barker L M 1989 *Dynamic Quasi-Isentropic Loading of Tungsten*, SAND 89-0975C
- [ 9 ] Shen Q, Zhang L M, Xiong H P, Hua J S, Tan H 2000 *Chin. Sci. Bull.* **45** 1421
- [ 10 ] Shen Q, Wang C B, Zhang L M, Hua J S, Tan H, Jing F Q 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 1759 (in Chinese) [ 沈 强、王传彬、张联盟、华劲松、谭 华、经福谦 2002 物理学报 **51** 1759 ]
- [ 11 ] Lyzenga G A, Ahrens T J 1982 *Shock waves in condensed matter-1981* (New York: American Institute of physics) p231
- [ 12 ] Hua J S, Jing F Q, Gong Z Z, Tan H, Xu N X, Dong Y B, Chen D Q 2000 *Chin. J. High Pres. Phys.* **14** 195 (in Chinese) [ 华劲松、经福谦、龚自正、谭 华、徐南仙、董玉斌、陈栋泉 2000 高压物理学报 **14** 195 ]
- [ 13 ] Yang X H, Tang Y Z, Zhao G Q 1983 *Explosive and Shock Waves* **3** 25 [ 杨秀会、汤贻志、赵国桥 1983 爆炸与冲击 **3** 25 ]
- [ 14 ] Hu J B 2005 *Master's degree thesis* (China Academy of Engineering Physics) p60 (in Chinese) [ 胡建波 2005 硕士学位论文(中国工程物理研究院)第 60 页 ]
- [ 15 ] Chhabildas L G, Asay J R 1991 *Recent advances in shock and quasi-isentropic compression techniques for dynamic material properties studies*. SAND91-2815C
- [ 16 ] Barker L M, Hollenbach R E 1972 *J. Apply. Phys.* **43** 4469

# Theoretical analysis of quasi-isentropic compression via flier-plate with grade wave impedance<sup>\*</sup>

Huang Hai-Jun<sup>1)†</sup> Shen Qiang<sup>2)†</sup> Luo Guo-Qiang<sup>2)</sup> Zhang Lian-Meng<sup>2)</sup>

<sup>1</sup> *College of Science, Wuhan University of Technology, Wuhan 430070, China*

<sup>2</sup> *State Key Laboratory of Advanced Technology for Materials Synthesis and Processing, Wuhan University of Technology, Wuhan 430070, China*

(Received 31 August 2006; revised manuscript received 19 September 2006)

## Abstract

The process of shock waves propagation in the target material is analyzed theoretically when hit by a flier-plate with graded wave impedance. Under the impact, the compression curve of target consists of small Hugoniot curves originating from different original states, which are located between the Hugoniot and the isentropic curves. Thus any state between Hugoniot and isentropic curves can be obtained by controlling the number of flier-plate's layers. It provides a theoretical basis for experimental study of off-Hugoniot equation of state. The validity and reliability of the theoretical analysis are supported by the consistency of experimentally measured and calculated interface velocity values.

**Keywords** : quasi-isentropic compression, flier-plate with graded wave impedance, theoretical analysis

**PACC** : 6250, 5235T

---

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10574102 and 40604007) and the Natural Science Foundation of Hubei Province, China (Grant No. 2004ABA101).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: sqqf@263.net