

西安科技大学

学位论文独创性说明

本人郑重声明：所呈交的学位论文是我个人在导师指导下进行的研究工作及其取得研究成果。尽我所知，除了文中加以标注和致谢的地方外，论文中不包含其他人或集体已经公开发表或撰写过的研究成果，也不包含为获得西安科技大学或其他教育机构的学位或证书所使用过的材料。与我一同工作的同志对本研究所做的任何贡献均已在论文中作了明确的说明并表示了谢意。

学位论文作者签名： 日期：

学位论文知识产权声明书

本人完全了解学校有关保护知识产权的规定，即：研究生在校攻读学位期间论文工作的知识产权单位属于西安科技大学。学校有权保留并向国家有关部门或机构送交论文的复印件和电子版。本人允许论文被查阅和借阅。学校可以将本学位论文的全部或部分内 容编入有关数据库进行检索，可以采用影印、缩印或扫描等复制手段保存和汇编本学位论文。同时本人保证，毕业后结合学位论文研究课题再撰写的文章一律注明作者单位为西安科技大学。

保密论文待解密后适用本声明。

学位论文作者签名： 指导教师签名：

年 月 日

论文题目：基于隧道掘进破岩的微波弱化岩石的数值模拟研究

专 业：桥梁与隧道工程

硕 士 生：高玉柱

（签名）_____

指导老师：戴 俊

（签名）_____

摘 要

岩石破碎是隧道开挖不可避免的工作，选择破岩方法应以快速、高效为原则。机械破岩是目前的主要方法之一，但是对于强度较大的硬岩层和特硬岩层，机械破岩刀具往往磨损过快，缺乏经济上的竞争力。如果在机械破碎之前，预先使用微波照射以降低硬岩强度，将极大提高破岩效率，故“微波+机械”组合能量切岩、破岩系统将成为一种重要的隧道开挖新技术。

本文依据微波加热和岩石热破裂的基本理论，在试验的基础上，寻求建立有效的岩石数值模型，采用数值模拟方法对微波照射损伤岩石进行研究，分析岩石损伤的细观力学机理，得到损伤的规律。具体研究内容及结论如下：

（1）从岩石热破裂理论对微波照射岩石造成强度损伤的原理进行理论分析，认为微波照射对岩石强度的损伤主要是由岩石内部不同矿物的性质差异引起。在照射中，性质差异造成岩石内温度不平衡，形成“热点”，再由于不同矿物热膨胀系数差异，造成膨胀差异引发热应力，当热应力大于岩石强度时就引发岩石损伤，强度降低。

（2）试验施加不同功率和照射时间的微波作用，得到岩石强度损伤规律：照射时间一定的条件下，岩石损伤程度与微波功率呈正相关；微波功率一定的情况下，存在一个最佳的照射时间范围，在此时间范围内，照射时间增加将有效地造成损伤，降低强度。此后增加照射时间将不能有效提高损伤程度。

（3）依据试验研究，利用有限元软件 ANSYS 建立类似花岗岩的二相岩石模型，通过模拟微波照射得到岩石内部温度场、应力场和塑性破坏的发展演化规律，分析岩石破坏的细观机理和不同条件下的损伤规律，认为岩石损伤主要由拉应力破坏和剪切破坏两方面造成，功率密度越高对损伤越有利。高功率微波作用下的岩石破坏趋向于拉应力破坏，低功率情况下则主要为剪切破坏。在一定时间以内，照射时间与损伤呈正相关。数值研究结论与试验结论相一致，验证了模拟的正确性。

通过本文研究，深刻了解微波照射损伤岩石的机理和规律，对今后的研究奠定了基础，促进了“微波+机械”组合能量隧道掘进破岩技术的发展。

关 键 词：岩石；微波；损伤；数值模拟

研究类型：应用研究

Subject : Numerical Simulation Research on Microwave-induced Rock Weakening Aimed at Rock Breaking in Tunnel Excavation

Specialty : Bridge and Tunnel Engineering

Name : GAO Yuzhu (Signature)_____

Instructor : DAI Jun (Signature)_____

ABSTRACT

Rock breaking is one of the inevitable jobs in tunnel excavation. Choosing a suitable method of rock damage should be in a quick and efficient for the principle. Mechanical rock fragmentation is the main method currently. However, mechanical rock cutting tools often wear too fast, so it is lack of economic competitiveness. Taking microwave irradiation before mechanical crushing, reducing the intensity of hard rock in advance, will greatly improve the efficiency of rock fragmentation. So it will become an important tunnel excavation mean by adopting the method of "microwave & machine" integrated energy rock cutting.

In this paper, according to the basic theory of microwave heating and rock thermal fracturing, an effective numerical model of rock will be built based on experiment research. Through the method of numerical simulation, microscopic mechanism and laws of microwave induced rock damage will be caught. Specific research contents and conclusions are as follows:

(1) Based on the rock thermal cracking theory, the principle of rock damage induced by microwave irradiation has been analyzed. It shows that the principle of microwave irradiation on rock strength weakening was thought to be mainly caused by the differences of property of minerals in rock. Under irradiation, different minerals properties make temperature in rock unbalanced, "hot spot" will be made. Additionally, differences of thermal expansion coefficient of minerals leads to different inflation and causes thermal stress. When the thermal stress is greater than the rock strength, it will induce rock damage. Rock strength will be reduced.

(2) In experiment, through applying microwave irradiation by different microwave power and irradiation time, the law of rock damage is got. It shows that microwave power is positively correlated with rock damage under the certain irradiation time. Under the certain

power, there is an optimal range of irradiation time, in this time range, increasing irradiation time can make damage effectively, and reduce the rock strength. Increasing irradiation time after this time range will not be able to improve the rock damage degree.

(3) Based on experiment study, through the establishment of simplified model of two phase rock by using finite element software ANSYS, the temperature field, stress field and the rules of the development of plastic failure is obtained by simulation. The failure mechanism and the damage laws on different conditions are analyzed. Study shows that rock damage is mainly caused by two aspects of tensile stress damage and shear failure. The higher power density can be reached, the better for rock damage. Higher power density mainly makes more tensile stress damage, lower power density makes more shear failure. Within a certain time, irradiation time and damage are positively correlated. Conclusion of numerical research is consistent with the test results, so the correctness of the simulation is verified.

Through this paper research, mechanism and law of rock damage by microwave irradiation has been caught. It settles the foundation for future research. Promoting the development of "microwave & mechanical" combined energy tunnel excavation technology.

Key words: Rock Microwave Weakening Numerical simulation

Thesis : Application Research

目 录

1 绪论.....	1
1.1 选题背景及研究的意义.....	1
1.1.1 选题的背景.....	1
1.1.2 研究的意义.....	1
1.2 本课题研究领域国内外的研究现状.....	2
1.3 本文的研究内容及方法.....	4
1.3.1 研究内容.....	4
1.3.2 研究方法.....	4
1.4 本文预期达到的目标.....	5
2 微波加热岩石的理论研究.....	6
2.1 微波及其加热原理.....	6
2.2 微波加热的特点.....	7
2.3 微波照射岩石的理论基础.....	8
2.3.1 电磁场理论基础.....	8
2.3.2 热传导理论.....	12
2.3.3 热力学模型.....	14
2.3.4 屈服条件和屈服函数.....	17
2.4 本章小结.....	18
3 微波弱化岩石的试验研究.....	20
3.1 试验材料.....	20
3.2 试验设备.....	20
3.2.1 微波设备.....	20
3.2.2 试件加工设备.....	21
3.2.3 强度试验设备.....	22
3.3 试验过程.....	22
3.4 试验结果及数据分析.....	24
3.5 本章小结.....	28
4 微波加热岩石的数值模型的建立.....	29
4.1 微波加热岩石的固热耦合模型.....	29
4.1.1 非均质岩石的随机概率分布.....	29
4.1.2 固体变形控制方程.....	29

4.1.3 温度场控制方程.....	31
4.2 固热耦合模型的数值解法.....	32
4.3 数值研究方法的选择.....	33
4.4 微波加热模型的建立.....	34
4.4.1 基本计算模型.....	34
4.4.2 计算假定.....	35
4.4.3 材料本构关系的选择.....	35
4.4.4 模型材料参数的选取.....	36
4.5 本章小结.....	36
5 微波弱化岩石的数值模拟研究.....	37
5.1 数值模拟的方法和目标.....	37
5.2 岩石损伤的细观机理和规律.....	37
5.2.1 温度场分布模式.....	37
5.2.2 应力场分布模式.....	40
5.2.2 破坏演化模式.....	44
5.3 功率密度和作用时间对岩石损伤的影响.....	45
5.4 本章小结.....	52
6 结论与展望.....	54
6.1 结论.....	54
6.2 展望.....	55
致 谢.....	56
参考文献.....	57

1 绪论

1.1 选题背景及研究的意义

1.1.1 选题的背景

岩石的破碎是隧道掘进不可避免的工作之一。选择适合的破岩方法应以快速高效为原则，为了降低成本，提高生产速度和效率，十分必要改进现有方法甚至开发新的破岩手段。

当前隧道开挖的破岩方法可分为接触式破岩和非接触式破岩^[1]。接触式破岩，主要为矿山法和各类机械破岩法。矿山法由于具有施工作业不连续，速度慢，工作环境恶劣，对隧道围岩扰动的范围和程度大等缺点，因此其应用范围将逐渐减小。各种机械破岩的方法，如 TBM、旋转钻进机掘进等具有快速、安全、经济、环保等优点，并且有利于进行自动化技术对作业全过程进行监控，是未来隧道掘进开挖的主流方法。但当隧道掘进机械面对硬岩和特硬岩层时，由于必须使破岩机具（能量载体）与岩石进行接触，切岩刀具常经受不住工作时遇到的大阻力，造成刀具磨损，影响施工进度，因而缺乏经济上的竞争力^[2-6]。主要原因还在于机械破岩的切削型钻头(非冲击钻头)已达到其强度极限，很难指望在冶金技术上有更大的改进。因此改进切割和破碎硬岩的一种新的选择是采用非接触式破岩，该方法通过采用流体作为能量载体，如辐射流、热流和粒子流等，具有能量密度高、方向性好等优点，不存在工具磨损、冲击等其他弊端，而且是一种连续性作业。而微波加热属于内源性加热，具有无需介质传热、升温迅速、加热均匀、穿透性强、加热过程易于控制等优点，是理想的非接触破岩方法，采用微波能量在隧道掘进机刀具的前方预先弱化、破裂岩石，以减小硬岩强度，而后采用机械破碎的组合方式可以有效提高破岩效率，提高经济性。故采用“微波+机械”组合能量切岩、碎岩系统将成为一种重要的辅助隧道机械掘进手段^[7-13]。

目前国内外已有微波对岩石损伤的实验研究，例如国外的 S.W. Kingman、Napier、Hassani 等^[14-21]，国内的戴俊等^[22-26]，但此方面的数值模拟研究尚不深入，本课题以前实验研究为基础，探索数值模拟方法在该方向上的应用，以期能找到方便快捷的方法进行微波损伤的研究，了解微波照射损伤岩石的机理，找出不同因素对岩石损伤程度的影响规律，为实现快速、高效的微波辅助机械掘进破岩奠定理论基础。

1.1.2 研究的意义

目前有关微波照射引起岩石损伤的研究大部分以有限的实验、理论推导为手段，但

由于实验中介质的温度测量和控制是一个技术难题,而且在现有的条件下,室内设备很难达到大规模破岩实验所需要的高功率,此外,实验所需的经费较多,时间周期也较长,因而局限性较大。岩石材料由于均有非均匀性、非连续性、以及复杂的几何结构等特征,使得现有的解析方法难以进行完善的分析,因此缺少有效的手段对此过程进行研究,很难对微波照射岩石过程和其强度损伤的变化规律做出相对准确的分析。而数值方法研究具有实验周期短、快速变更参数、不受实验设备和环境的影响等优点,并且可以做到室内实验无法达到的高功率,能够快速便捷地进行研究。因此,考虑到上述实验研究、理论推导的局限性和数值模拟快捷、节省经费、演示直观等特点,建立固热耦合有限元模型,采用数值方法来研究该问题具有重要的理论和现实意义。

通过数值模拟研究可以分析岩石受微波照射后强度损伤的细观力学机理,并且得出某种岩石在不同的微波影响因素下其温度场、应力场和塑性区的发展分布,并推断其裂纹发展及破坏形态。如研究花岗岩在不同的微波频率、功率密度、照射时间等的作用下的损伤规律,可以得到微波频率、功率、和照射时间等因素对岩石微波损伤作用的影响,以便能以较小的能量损耗,获得更好的作用效果,使其更具经济性。通过对比数值模拟结果和试验室结果,可以验证微波加热所造成的损伤规律,更好的解释微波照射引起岩石损伤的机理和规律。进而推动“微波+机械”组合破碎硬岩理论的发展,促进其尽早进入工程应用阶段,从而使经济、节能、快速的隧道掘进成为可能。

1.2 本课题研究领域国内外的研究现状

当前,微波引起岩石损伤的数值方法研究主要在国外进行,国内在此方面研究有待提高。

英国诺丁汉大学的 D.N. Whittles^[27]、S.W. Kingman^[28, 29]等运用有限差分法对花岗岩的微波响应进行了相关数值模拟研究,对于此类微波吸收矿物散布于微波透明基质的矿物,其微波照射可以解释为“热点效应”。使用商业软件 FLAC2D 建立有限差分二维模型,模拟了微波源对此类矿物的加热、不同矿物相热传导,并通过计算无侧限抗压强度得到了微波照射对矿物强度的影响。模拟实验的结果表明微波的能量密度对岩石破裂有重要影响,采用高能量密度的微波照射可以有效地减少机械破碎岩石所需的能量,既经济又合理。通过该项研究,证明了数值模拟方法是一种非常有用的工具可以允许我们快速的修该微波加热的变量,并进行计算比较。下一阶段的工作将是对不同结构的矿物进行研究,并对颗粒尺寸、化学、物理性质和颗粒分布之间潜在的关系进行定量研究。

在上述研究的基础上, D.A. Jones^[30, 31]认为在经济合理的原则下,高电场强度的微波更有利于岩石破碎。并且认为热应力弱化岩石的机理是:由于岩石中不同矿物相的热膨胀系数的差异,导致产生较大的温度应力超过了岩石的抗拉强度。模型使用商业化的有限差分软件建立了一个准静态热-力学二维黄铁矿/方解石系统,通过计算量化了微波

功率密度和照射时间对岩石强度的影响，并且总结出使用脉冲波可以更有效的弱化岩石。能量密度大于某值之后岩石的强度不会进一步减小，也就是说，随着能量密度的增大，岩石的强度损伤趋于稳定。并且指出采用能量密度在 1×10^{10} 和 $1 \times 10^{12} \text{W/m}^3$ 之间，照射时间为 0.2 到 0.002 s，在此范围内微波破碎是高效的。

南非的 A.Y. Ali^[32-35]和 S.M. Bradshaw 采用商业程序 PFC2D Version 4.0 模拟研究了颗粒尺寸对微波作用的影响，并通过多种矿物进行无侧限抗压强度的测定，对矿物的热力学性质进行了研究。建立了九种不同的二维矿石模型，模型中将占总体积 10% 的吸波矿物随机地散布于微波透明基质中，模拟结果显示：通常情况下，吸波矿物的热学性质和微波透明基质的力学性质是岩石强度损伤的最重要的影响因素。对于给定的能量输入和矿物类型，粗糙颗粒的矿物会产生更明显的强度降低。A.Y. Ali 和 S.M. Bradshaw 还通过有限差分软件 FLAC 研究对微波作用下的晶界破坏进行量化。研究表明：高能量密度的微波作用可以有效的降低耗能。在某一特定的能量密度时会发生大量的晶界破坏，输入的能量不仅取决于矿物性质而且还和其矿物结构有关。研究还得出：对于给定的矿物性质和矿物结构，存在一个能量密度水平，低于该水平时即使增加照射时间也不能有效地增加晶界破坏。

斯洛伐克的 Michal Lovas^[36]等研究了微波作用下，温度对几种岩石复介电常数的影响。通过商业软件 COMSOL Multiphysics 同时求解热和麦克斯维尔方程，得出了各种不同岩石在微波照射下的温度分布。并通过在频率为 2216 MHz 的微波作用下，测出温度变化对复介电常数的实部和虚部的影响规律，结果显示：硫化物和磷铁矿在温度变化对复介电常数影响明显。

葡萄牙的 T. Santos^[37, 38]等通过 COMSOL Multiphysics v4.1 建立二维模型，研究了陶瓷材料在微波加热过程中的温度和电磁场的演化规律，研究结果显示材料中的电磁场受温度的影响而改变，从而“热点”的位置也是动态的。当电磁场变化时，温度场的变化不会同时发生，而是存在一个明显的滞后。

奥地利的 P. Hartlieb^[39]等采用 ABAQUS v6.10 研究了微波照射玄武岩引起的损伤。研究采用数值模拟和实验室实验数据相对比，认为由于微波照射使试件内的温度梯度增高，从而引发明显的强度损伤，表现为试件的纵波波速由最初未照射时的 5500m/s，经过 120s 的微波照射后，其纵波波速下降为 3500m/s，并且伴随着裂纹的形成。裂纹的形态主要表现为平行于试件轴线和沿着径向发展。裂纹的形成不受矿物组成的影响而是与宏观温度梯度和试件的几何形状有关。通过有限元模型计算得出试件内的温度分布和诱发的热应力场，结果表明：拉应力超过抗拉强度是导致裂纹产生的主要原因。为了更深入的研究岩石损伤和裂纹发展的演化规律，必须要有更复杂的本构关系，同时热传导对裂纹的影响也不容忽视。此外，此类问题的分析也将借助于计算断裂力学的发展，和对各类岩石热物理性质的了解，这些课题将是未来工作的研究方向。

目前对微波作用下岩石损伤的研究主要是通过室内试验进行,通过对岩石进行各种微波照射试验,得到微波对岩石损伤的影响规律,或者通过对微波照射后的岩石进行损伤检测,观察损伤后的裂纹情况,难以有效的分析微波照射损伤岩石细观的力学机理和裂纹的演化规律,因此采用数值方法建立合理的模型进行数值模拟研究是有效的方法。而当前数值模拟研究还不深入,对微波照射引起岩石损伤的细观力学机理的阐述还不全面,对岩石损伤的影响因素和规律也不完整。因此,微波引起岩石损伤的数值方法还需进一步完善,以推动微波辅助破岩理论的发展^[40-45]。

1.3 本文的研究内容及方法

1.3.1 研究内容

鉴于当前对于微波照射损伤岩石的数值模拟研究还不深入,不能全面阐述岩石损伤的细观力学机理,对微波照射损伤岩石的规律的研究也不全面。因此,本课题的研究的总体研究目标为:找出合适的数值模拟方法,建立相应的微波作用下岩石损伤的数学模型,通过有限元软件进行求解。使用该方法研究微波作用下岩石损伤的细观力学机理,得出电磁场、温度场和应力场的分布规律等,并研究不同影响因素下的微波损伤规律。

本课题主要研究内容如下:

(1) 分析微波照射引起岩石强度损伤的作用机理,从理论上建立用微波引起岩石损伤过程中的数学模型。

(2) 对秦岭花岗岩进行微波照射试验,验证微波对花岗岩损伤作用的有效性,并分析微波照射对花岗岩强度损伤的规律,为以花岗岩结构为基础的岩石数值模型的建立奠定基础。

(3) 通过有限元软件 ANSYS 对所建岩石数值模型进行求解,得到岩石中温度场、应力场和塑性区发展规律,从细观角度,来对微波损伤岩石的力学机理进行深入分析,通过微波照射下岩石内部的应力场分布规律和塑性区发展变化情况,预测裂纹的发生和发展。

(4) 对不同微波照射条件下岩石的温度场、应力场和塑性发展情况进行对比分析,得出不同因素下微波照射弱化岩石的规律。

1.3.2 研究方法

本课题的研究拟采用数值模拟方法和实验数据对比的手段,首先根据微波照射引起岩石强度损伤的作用机理,借助于微波加热技术在其它方面所取得研究成果,从理论上建立用微波引起岩石损伤过程中的数学模型,并采用商业化有限元软件 ANSYS 建立计算模型进行求解分析。

模型采用简化的二维的二相岩石模型，施加荷载后计算分析岩石内部的温度场分布、应力场分布和塑性区发展规律，从细观上分析得出微波引发岩石损伤的力学机理和演化规律。而后，通过改变微波参数来研究影响微波作用效果的因素。主要的参数有：微波功率、照射时间。模拟几种不同功率密度作用下，微波照射对岩石损伤的影响规律。同时比较微波照射过程中损伤程度的变化规律，分析照射时间对岩石损伤的影响规律。

试验采用西安地区花岗岩来进行微波照射，旨在验证微波照射对岩石损伤有积极意义，并且找到不同的微波参数对损伤效果的影响规律。试验通过对花岗岩标准试件进行不同条件的对比试验，分别采用功率为 1kW 和 5kW 的微波，依次进行 0min、2min、4min、6min 的照射，观察对比试验前后试件的不同，并进行抗拉强度测定。通过抗拉强度的降低来研究功率和照射时间对岩石造成的损伤，总结微波引起损伤的影响规律，验证模拟结论。

1.4 本文预期达到的目标

根据微波应用方面的研究成果，并基于岩石热破裂理论分析微波照射引起岩石强度损伤的机理，建立起微波照射过程的数学模型，并找出合适的数值模拟方法。使用数值模拟对微波照射引起岩石损伤的细观机理，及其作用规律进行研究，这些因素包括微波功率大小、照射时间等方面，完善微波作用下岩石损伤的理论研究体系，为“微波+机械”组合破岩系统设计打下坚实的理论基础。

2 微波加热岩石的理论研究

2.1 微波及其加热原理

(1) 微波概念

微波是频率处于 300MHz~300GHz 之间的电磁波,属于高频电磁波,波长在 1mm~1m 之间。一般情况下,微波又可分为米波、厘米波和毫米波^[46]。微波也拥有一般电磁波所具有波粒二象性。在电磁波波谱中,微波频率处在红外线和射频无线电波频率之间,是频率最高的无线电波。微波对介质的作用主要有穿透、反射、吸收三种。对于塑料制品、玻璃和瓷器等介质,微波能量基本上只穿越而不被吸收,对于水和食物等介质就会与微波发生相互作用而发热,而金属类介质仅发生微波反射作用。

(2) 微波的特点

作为高频电磁波,微波与普通无线电波相比,具有如下四个主要特点^[47]:

①似光性。微波的波长很短,与常见的物体相比(如飞机,建筑物,车辆等),微波波长要小得多,或相差不大,与几何光学有相似的特点,当微波照射物体上时,同样会产生反射、折射等光学现象。同时微波也具有与几何光学相似的传播特性,能够像自然光一样沿直线进行传播,即所谓的似光性,因此采用微波系统,能研制成更加紧凑、窄波束、方向性很强,高增益的天线系统,接受来自地面或空间各种物体反射回来的微弱信号,分析定位并探测物体的目标特征。

②高频性。和普通电磁波相比,微波拥有更高的频率,因而能在不大的相对带宽下,可以达到更宽频带,可达数百甚至上千兆赫兹,所以当今的各种通信系统,几乎无一例外采用微波波段。此外,微波的高频特性使之受较少外界信号干扰,而且电离层对其的影响也较小,故微波信号传输的质量比普通的无线电波更好。

③穿越电离层。微波本身的高频振荡特性,使之可以穿透电离层,而不会被其反射,利用该特性,在航天工程中,可以采用微波进行宇航通信、卫星信号传输,并进行射电天文学的研究等,为宇宙探索提供了更好的手段。

④量子特性。由量子学理论可知,电磁辐射的能量是由许多微小的“能量子”构成,并非连续的,且量子的频率决定了其能量的大小,量子能量由式(2.1)可得:

$$e = hf \quad (2.1)$$

式中: f ——频率, Hz;

h ——普朗克常量, $6.626 \times 10^{-34} \text{J s}$ 。

普通无线电波由于频率很低,导致量子能量很小,故其量子特性并不十分显著。而微波因其具有较高的频率,量子能量可达 $10^{-5} \sim 10^{-2} \text{eV}$,因此微波能够表现出来强烈的量

子特性。

此外,许多分子和原子所发射和吸收的电磁波正好处于微波波段内,在磁场作用下,顺磁物质的能级也位于微波波段,因此微波与之能够产生相互作用,利用这一特殊的物理现象,可以对物质的内部结构进行研究,从而形成了微波波普学、量子电子学等新兴学科。

(3) 微波的加热原理

物质的加热涉及到能量的传递,按照能量传递方式的不同,固体物质的加热可以分为两种:一种是常规加热,即采用传统的热传导、对流、辐射等方式将热源的能量传递到固体周围或外表面,而后通过热传导的方式使固体的表面的热量传递到固体内部,属于外源性加热。热量必须经介质传递,介质可为热空气、加热的蒸汽等,亦可为红外辐射等,常规加热热效率较低。

微波加热属于内源性加热,是非常规加热,能量不依赖介质的传递。其加热原理为:当电介质材料置于微波电磁场中时,在高频交变电场的周期作用下,介质材料形成的偶极子或原有偶极子产生重排列,随着高频交变电场以每秒数亿次的速度进行周期摆动,偶极子克服分子原有的热运动和分子相互间作用,产生类似于摩擦的作用,使电磁能转化为大量的热。微波加热的内部作用,使之加热具有均匀、快速,且不需要与介质接触等优点。

2.2 微波加热的特点

(1) 加热速度快

传统的固体加热方法,均利用热传导或辐射的方式,将能量从物质外部传递入内部,属于外源性加热,如火焰、热水、电炉、蒸汽等。为使物体内部温度达到所需水平,需要更多的时间和能量,并且内部的温度并不均匀。微波加热则从物体内部开始,内部电介质吸收微波能量形成热源,为整体式加热,加热均匀,不需要外部的热传递的过程,减少了能量的耗散,故该方法可以进行快速加热^[48]。

(2) 均匀加热

常规加热方法时,为加快加热的速度,需要将外部加热的温度提高,因此常常出现物体外部“过火”而内部依然未加热的现象,容易产生不利的作用,不能达到要求。而微波加热作用下,物体可以均匀的接受微波照射,在交变电场作用下偶极子不断转动克服分子力,将微波能转化为热能,形成整体式均匀加热。

(3) 节能高效

微波对含有极性分子的材料极具敏感性,不含有极性分子的材料则不能转换微波能量而发热。对金属材料而言,微波仅能发生反射作用。因此为安全起见,在进行微波加热时,往往采用金属板制造一个封闭腔体,将被加热物质置于腔体内加热,微波由于反

射作用不会产生外泄，只能反复作用于被加热材料，不会加热空气和其他物质，具有极高的能量效率。

（4）易于控制

传统的加热方式常需要外部的热传递作用才能进行加热。而微波加热，仅仅作用于被加热物质，微波炉腔体和炉腔内空气不被加热，热惯性极小。且微波的发生和停止便于操作，可以运用计算机进行自动控制，特别适合规范化和自动化加热工序。

（5）选择性加热

微波对物质的加热具有选择性，仅仅对极性分子产生作用，因此适合进行微波干燥。常见物品常因含水潮湿而需要干燥，而水分子是极性分子，对微波的吸收率最高，所以使用微波进行干燥可以选择性地加热水分，进而蒸发，减少其他干燥方式对干燥物品的损伤，并且高效快捷。

（6）安全无害

由于微波是电磁波，在微波加热中，不会产生废水、废气等副产品，也不会辐射存留，只要微波设备满足相应的标准，就不会产生有危害的微波泄露，是安全、高效且无污染的高新技术。

2.3 微波照射岩石的理论基础

岩石受到微波照射，其组成矿物的介电损耗作用会将微波的电磁能转化为热能，由于介电性质的差异，介电损耗因子大的矿物会迅速生热，形成“热点”，而后在岩石内部矿物间发生热传导。该过程取决于微波与岩石矿物间的相互作用，以及矿物本身的热力学性质。微波对岩石矿物加热是多物理场耦合问题，其中包括微波电磁场、温度场、和应力场等的耦合，同时过程中伴随着热量、质量的传递，还会出现可能的化学反应等现象。过程中，微波对矿物介电损耗的热效应是微波加热岩石过程的热源，为后续发生的各种物理化学现象奠定了基础。本节主要介绍微波加热相关的电磁场理论，温度场和应力场耦合所涉及的理论^[49]。

2.3.1 电磁场理论基础

微波属于电磁波的一种，因此服从麦克斯韦方程。自从麦克斯韦将电场和磁场的规律综合起来，建立起完整的电磁场理论至今已有一个多世纪。20 世纪初的现代物理学革命对各个自然科学领域的全面发展起到了重大的推动作用，如在无线通信技术、微波检测、微波处理等方向都起到了重要作用。深入理解电磁场理论对指导人们的工程应用和进行基础理论研究具有重要意义。

（1）麦克斯韦方程

自然界中所有宏观的电磁现象均可以用麦克斯韦方程组来解释，方程描述了电场、

磁场的性质以及电场、磁场互变的规律，其微分形式如（2.2）~（2.5）：

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (2.2)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.3)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.4)$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho_0 \quad (2.5)$$

式中： \vec{H} ——磁场强度，A/m；

\vec{D} ——电位移，C/m；

\vec{E} ——电场强度，V/m；

\vec{B} ——磁通量密度，Wb/m²；

\vec{J} ——电流密度，A/m²；

ρ_0 ——电荷密度，C/m²。

\vec{H} 、 \vec{D} 、 \vec{E} 、 \vec{B} 、 \vec{J} 和 ρ 都是关于空间位置 and 时间的时变函数。式（2.2）是全电流定律的微分形式，表明电流和时变电场能后激发磁场。式（2.3）是法拉第电磁感应定律，表明时变磁场能够产生电场。式（2.2）和（2.3）是麦克斯韦方程的核心，说明时变电场和时变磁场可相互激发，时变电磁场可以脱离源场独立存在，在空间形成电磁波。式（2.4）表示磁通连续性，即空间的磁力线既没有起点也没有终点。式（2.5）是电场的高斯定理，它对时变电荷和静止电荷都成立，表明电场式有通量源的场。

（2）本构方程

电磁波与物质的相互作用可由式（2.6）~（2.8）所示的本构关系描述：

$$\vec{D} = \phi \vec{E} \quad (2.6)$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \quad (2.7)$$

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} \quad (2.8)$$

式中： ϕ ——介质的介电常数，F/m；

μ ——磁导率，H/m；

η ——电导率，S/m。

根据材料类型的不同， γ 和 μ 可为常量、非线性、时变、或各向异性等形式。在真空中 $\phi = \phi_0 \approx 8.85 \times 10^{-12}$ F/m， $\mu = \mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ H/m。

普通的非磁性有耗损的介质，诸如Maxwell-Wagner损耗、Debye损耗、Hopping损

耗等多种损耗机理均可在宏观上由复介电常数来表达：

$$\phi = \phi' - j\phi'' \quad (2.9)$$

式中，实部 ϵ' 表现了介电材料在极化过程中储存能量的能力，虚部 ϵ'' 表现了极化过程中的能量损耗。损耗角正切常被用来表达介电材料在电场中的介电损耗能力：

$$\tan \delta = \frac{\phi''}{\phi'} \quad (2.10)$$

根据麦克斯韦方程和本构方程，可以推导出电磁波在介质中传播的波动方程：

$$\nabla^2 \vec{E} - \mu\phi \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} = 0 \quad (2.11)$$

$$\nabla^2 \vec{H} - \mu\phi \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (2.12)$$

(3) 边界条件

要求解某个完整的电磁场问题，材料交界面和物体边界上的边界条件必须要给定。亥姆霍兹定理指出，散度、旋度和边界条件是决定任一矢量场的三个必不可少的条件。边界条件实际上是电磁理论的基本方程，在不同介质分界面上的特定表现形式而已，它可由积分形式的电磁场方程导出。

对两种普通介质，边界条件的一般形式为：

$$\vec{n} \times (\vec{E}_1 - \vec{E}_2) = 0 \quad (2.13)$$

$$\vec{n} \times (\vec{H}_1 - \vec{H}_2) = \vec{j}_s \quad (2.14)$$

$$\vec{n} \cdot (\vec{D}_1 - \vec{D}_2) = \rho_s \quad (2.15)$$

$$\vec{n} \cdot (\vec{B}_1 - \vec{B}_2) = 0 \quad (2.16)$$

式中： \vec{n} ——两种介质边界的法向矢量，方向由介质 2 指向介质 1；

\vec{j}_s ——边界面的面电流密度；

ρ_s ——边界面的面电荷密度。

其中，下角标 1 和 2 分别表示介质 1 和 2 中的场量。边界条件表达了电场强度 \vec{E} 在边界上的切向分量以及磁通量密度 \vec{B} 在边界上的法向分量是连续的，而磁场强度 \vec{H} 的切向分量在边界上不连续且刚好等于电流密度 \vec{j}_s ，同样电位移 \vec{D} 的法向分量在边界上不连续且刚好等于电流密度 ρ_s 。

对于两种理想介质，由于在分界面上 $\rho_s = 0$ 、 $\vec{j}_s = 0$ ，其边界条件变为：

$$\vec{n} \times (\vec{E}_1 - \vec{E}_2) = 0 \quad (2.17)$$

$$\vec{n} \times (\vec{H}_1 - \vec{H}_2) = 0 \quad (2.18)$$

$$\vec{n} \cdot (\vec{D}_1 - \vec{D}_2) = 0 \quad (2.19)$$

$$\vec{n} \cdot (\vec{B}_1 - \vec{B}_2) = 0 \quad (2.20)$$

当求解微波谐振问题时，腔体材料通常可以视为理想导体。即假定介质 2 是理想导体，则相应的边界条件可以转化成：

$$\vec{n} \times \vec{E}_1 = 0 \quad (2.21)$$

$$\vec{n} \times \vec{H}_1 = \vec{j}_s \quad (2.22)$$

$$\vec{n} \cdot \vec{D}_1 = \rho_s \quad (2.23)$$

$$\vec{n} \cdot \vec{B}_1 = 0 \quad (2.24)$$

(4) 坡印廷矢量

电磁能量守恒与转换的规律可以由坡印廷定理来表现，其从理论上揭示了电磁场的物质性，是电磁场理论的一个重要定理。坡印廷矢量 \vec{S} 可以用来描述电磁能量传输，它表示在垂直于能量传输方向上，单位时间内单位面积上通过的电磁能量，其方向与电磁能量传输的方向相同。其表达式为：

$$\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H} \quad (2.25)$$

在时谐电磁场中，单个周期 T 内的平均坡印廷矢量 \vec{S}_{av} 为：

$$\vec{S}_{av} = \frac{1}{T} \int_0^T \vec{S}(t) dt = \frac{1}{T} \int_0^T \vec{E}(t) \times \vec{H}(t) dt \quad (2.26)$$

用复矢量来表示，则为：

$$\vec{S}_{av} = \frac{1}{2} \text{Re} [\vec{E} \times \vec{H}^*] \quad (2.27)$$

根据能量守恒定律可知，在微波照射的进程中，单位体积内的电磁能减小包括两方面，一方面通过介质的介电损耗作用变为热能，另一方面仍然以电磁能的形式流出边界面。

当前，可以通过以下**几种方法求解**使用麦克斯韦方程描述的电磁场问题：**实验方法**、**解析法**（精确解）或**数值法**（近似解）。通过实验方法进行求解通常需要大量实验经费，并且所需的时间较长，而且很难进行定量分析。解析方法包括分离变量法、级数展开法等方法，但由于数学模型建立和所求问题的复杂性，解析方法很难求出数学上的精确解，通常只能求解某些典型问题。计算机技术的进步对数值计算方法有很大推动，其在求解

电磁场等复杂问题上优势越来越明显,发展出了大量的数值求解方法,如 FDTD、FEM、TLM 等。

2.3.2 热传导理论

热是一种能量形式,通过热的传递来体现。由热力学第二定律可知,只要存在温度差异,就会有热量自发地从物体的高温区域向低温区域转移,直至温度达到平衡。这种由温度差异引发的热量转移过程,称为热传递。在自然界的各种物理过程中,几乎都存在热量传递,并且往往会成为限制性因素。热传递,包括传导、对流和辐射三种形式,但在岩石内部,热传递的方式只有热传导一种形式。

热传导是介质内没有宏观运动时的传热现象,不发生质量的转移,仅有能量的移动。其在物质三态中均可发生,热传导过程中的热通量与温度梯度成正比。

热传导问题中研究的是与时间相关的温度在空间中的分布,因此必须采用连续介质假说,使用连续函数来表示,将温度场表达为空间坐标和时间的函数。可以表示为:

$$T = f(x, y, z, t) \quad (2.28)$$

式中: T ——温度, K;

x ——与 y 、 z 同为三个空间坐标;

t ——时间, s。

岩石等固体热传导问题的数学模型包含导热微分方程和单值性条件两方面。通过能量守恒定律可以得到导热微分方程。由于导热体是固体静止的,不对外界做功,因此系统热量的增加应该等于系统内能的增量。体系有两个热量来源:一是由系统外部经过界面的导热而来,二是由系统的内热源(微波能、化学变化、电磁加热等)发热而来。当导热体的体积为 v , 表面积为 A 时,单位时间内通过表面 A 由导热进入系统的热量 Q_1 可由式(2.29)得到:

$$Q_1 = -\oint_A \mathbf{q} \cdot d\mathbf{A} = -\int_v \nabla \cdot \mathbf{q} dv \quad (2.29)$$

其中: $d\mathbf{A}$ ——外法线方向的面积元向量。

单位时间内单位体积的内热源的发热量可由内热源的体积发热率 q_v 来表达,其单位为 W/m^3 。通常,它是坐标和时间的函数,记为 $q_v(r, t)$ 。因此,单位时间内体积 V 中内热源产生的热量 Q_2 为:

$$Q_2 = \int_v q_v dv \quad (2.30)$$

单位时间内体积 V 中热量的增量 Q_3 为:

$$Q_3 = \int_v \rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} dv \quad (2.31)$$

由能量守恒可知：

$$Q_1 + Q_2 = Q_3 \quad (2.32)$$

$$\int_v (-\nabla \cdot \mathbf{q} + q_v - \rho C_p \frac{\partial T}{\partial t}) dv = 0 \quad (2.33)$$

由于式 (2.33) 是普遍适用的，因此对导热系统内的任意微元体积也成立。故可把去掉积分号，可得：

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = -\nabla \cdot \mathbf{q} + q_v \quad (2.34)$$

根据傅里叶定律：

$$\mathbf{q} = k \nabla T \quad (2.35)$$

其中：\$k\$——热传导系数，W/(m K)。

联立式 (2.35) 和 (2.34) 可得导热微分方程：

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} + \nabla \cdot (-k \nabla T) = q_v \quad (2.36)$$

式中：\$\rho\$——材料密度，kg/m³；

\$C_p\$——比热容，即当物质吸收热量温度每升高 1 度所吸收的热量，J/(kg K)。

\$q_v\$ 为热源项，亦为热流密度，表现了导热体所吸收的热量，可以是某种热源或热沉，例如导体的电阻发热、反应生成热，或者气体压缩的压力功等。在微波对岩石等非磁性介质的加热过程中，热源由介质介电损耗转换的热能提供，由此将温度场与电磁场进行耦合：

$$q_v = Q = 2\pi f \phi_0 \phi_r'' \bar{E}_0^2 \quad (2.37)$$

式中：\$Q\$——微波的功率密度，W/m³；

\$f\$——微波频率，GHz；

\$\phi_0\$——真空介电常数，F/m；

\$\phi_r''\$——复介电常数虚部，即介电损失因子；

\$\bar{E}_0\$——微波电场强度，V/m。

从上式 (2.37) 可以看出，一定条件的微波照射物质时，物质自身的性质起到决定性作用，其中最主要的为介质的介电损耗因子。当材料的介电损失因子较小时，微波穿透深度也小，在一定的功率作用下，吸收的微波能量很小，不能快速进行加热。岩石介的电损失因子通常为 0.08~1.02^[50]，因此可以获得较大的微波穿透深度，可以达到较为均匀的加热程度。

导热微分方程的求解，除必须具备控制方程外，边界条件和初始条件也必不可少。热传导边界条件表现了导热系统与外界环境之间的换热关系。常见的边界条件可以分为

如下三类:

(1) 第一类边界条件

给定系统边界上的温度分布, 即温度边界。温度边界可为给定的常数值, 亦可为时间和空间的函数, 因此如方程 (2.38) 可以表示为:

$$T|_{\Gamma_1} = T(\Gamma, t) \quad (2.38)$$

其中, 当 $T|_{\Gamma_1}$ 为常数时, 是稳态边界条件, 当 $T(\Gamma, t)$ 表现为时间的函数时, 是非稳态边界条件。

(2) 第二类边界条件

给定系统边界外法线方向上温度的导数值, 表明边界上有热流的流入或流出。如方程 (2.39) 所示:

$$\vec{n} \cdot (k \nabla T)_{\Gamma_2} = q_s(\Gamma, t) \quad (2.39)$$

其中, 当 $\frac{\partial T}{\partial \vec{n}}|_{\Gamma_2} = 0$ 时, 为绝热边界条件; 当 $\frac{\partial T}{\partial \vec{n}}|_{\Gamma_2}$ 为常数时, 为恒热流边界条件。

(3) 第三类边界条件

给定系统边界上温度及边界外法线方向温度导数值的线性组合关系, 表明系统与外界有热交换, 亦可视为上述的两种边界条件的组合形式, 如方程 (2.40) 所示:

$$\vec{n} \cdot (k \nabla T)_{\Gamma_3} = h'(T_{ext} - T) \quad (2.40)$$

式中: T_{ext} ——周围环境温度, K;

h' ——放热系数, W/(m² K)。

控制方程是根据物理学的守恒定律建立起来的一组质量、动量及能量守恒方程式。建立正确数值模型的核心是对控制方程式的准确描述, 只有把控制微波能量传输、传热以及其他有关过程准确地用数学形式表述出来, 才能有效地对微波加热的动态过程进行数值方法研究。

2.3.3 热力学模型

岩石是由多种矿物颗粒组成的非均质体。不同矿物颗粒由于物理力学性质的差异, 受热膨胀后的颗粒变形也有差异。然而, 岩石是连续介质, 受到相邻颗粒的限制, 其内部各矿物颗粒无法依据自身的热膨胀系数发生自由变形。矿物颗粒之间相互限制、约束, 热膨胀系数大的变形大被压缩; 反之, 变形小的受拉伸作用, 由此在岩石中形成了由温度引起的热应力^[51]。

(1) 平衡条件

由弹性力学的基本理论，岩体的应力平衡方程为：

$$\sigma_{ij,j} + F_i = 0 \quad (2.41)$$

空间直角坐标系中，考虑温度的作用，岩体应力平衡方程为：

$$\frac{\partial \sigma_{x_1}}{\partial x_1} + \frac{\partial \tau_{x_1 x_2}}{\partial x_2} + \frac{\partial \tau_{x_1 x_3}}{\partial x_3} + F_1 = 3K\beta \frac{\partial T}{\partial x_1} \quad (2.42)$$

$$\frac{\partial \tau_{x_1 x_2}}{\partial x_1} + \frac{\partial \sigma_{x_2}}{\partial x_2} + \frac{\partial \tau_{x_2 x_3}}{\partial x_3} + F_2 = 3K\beta \frac{\partial T}{\partial x_2} \quad (2.43)$$

$$\frac{\partial \tau_{x_1 x_3}}{\partial x_1} + \frac{\partial \tau_{x_2 x_3}}{\partial x_2} + \frac{\partial \sigma_{x_3}}{\partial x_3} + F_3 = 3K\beta \frac{\partial T}{\partial x_3} \quad (2.44)$$

式中： F ——外力，N；

β ——热膨胀系数，1/K；

K ——体积变形模量，Pa；

T ——温度，K。

(2) 应力-应变关系

三维应力的广义胡克定律为：

$$\varepsilon_{x_1} = \frac{1}{E} [\sigma_{x_1} - \nu(\sigma_{x_2} + \sigma_{x_3})] + \beta T, \tau_{x_2 x_3} = G\gamma_{x_2 x_3} \quad (2.45)$$

$$\varepsilon_{x_2} = \frac{1}{E} [\sigma_{x_2} - \nu(\sigma_{x_3} + \sigma_{x_1})] + \beta T, \tau_{x_3 x_1} = G\gamma_{x_3 x_1} \quad (2.46)$$

$$\varepsilon_{x_3} = \frac{1}{E} [\sigma_{x_3} - \nu(\sigma_{x_1} + \sigma_{x_2})] + \beta T, \tau_{x_1 x_2} = G\gamma_{x_1 x_2} \quad (2.47)$$

式中： G ——剪切模量，Pa；

E ——弹性模量，Pa；

ν ——泊松比。

弹性常数 E ， ν ， G 之间的关系为：

$$G = \frac{E}{2(1+\nu)} \quad (2.48)$$

对于平面应力问题有：

$$\tau_{x_2 x_3} = \tau_{x_3 x_1} = \sigma_z = 0 \quad (2.49)$$

$$\varepsilon_{x_1} = \frac{1}{E} [\sigma_{x_1} - \nu\sigma_{x_2}] + \beta T \quad (2.50)$$

$$\varepsilon_{x_2} = \frac{1}{E} [\sigma_{x_2} - \nu\sigma_{x_1}] + \beta T \quad (2.51)$$

$$\tau_{x_1 x_2} = G\gamma_{x_1 x_2} \quad (2.52)$$

对于平面应变问题，则有：

$$\gamma_{x_2x_3} = \gamma_{x_3x_1} = \varepsilon_z = 0 \quad (2.53)$$

$$\varepsilon_{x_1} = \frac{1}{E_e} [\sigma_{x_1} - \nu_e \sigma_{x_2}] + \beta_e T \quad (2.54)$$

$$\varepsilon_{x_2} = \frac{1}{E_e} [\sigma_{x_2} - \nu_e \sigma_{x_1}] + \beta_e T \quad (2.55)$$

$$\varepsilon_{x_3} = \nu(\sigma_{x_1} + \sigma_{x_2}) + \beta ET \quad (2.56)$$

$$\tau_{x_1x_2} = G\nu_{x_1x_2} \quad (2.57)$$

其中：

$$E_e = \frac{E}{1-\nu^2}, \nu_e = \frac{\nu}{1-\nu} \quad (2.58)$$

$$G = \frac{E}{2(1+\nu)} = \frac{E_e}{2(1+\nu_e)}, \beta_e = (1+\nu)\beta \quad (2.59)$$

以上就是已知应力和温升求解应变的公式。相反，知道应变和温升求应力的公式，可根据式 (2.45) ~ (2.47) 得到：

$$\sigma_{x_1} = \lambda\varepsilon + 2G\varepsilon_{x_1} - \frac{E\beta T}{1-2\nu}, \tau_{x_2x_3} = G\gamma_{x_2x_3} \quad (2.60)$$

$$\sigma_{x_2} = \lambda\varepsilon + 2G\varepsilon_{x_2} - \frac{E\beta T}{1-2\nu}, \tau_{x_3x_1} = G\gamma_{x_3x_1} \quad (2.61)$$

$$\sigma_{x_3} = \lambda\varepsilon + 2G\varepsilon_{x_3} - \frac{E\beta T}{1-2\nu}, \tau_{x_1x_2} = G\gamma_{x_1x_2} \quad (2.62)$$

$$\varepsilon = \varepsilon_{x_1} + \varepsilon_{x_2} + \varepsilon_{x_3} \quad (2.63)$$

其中：

$$\lambda = \frac{\nu E}{(1-2\nu)(1+\nu)} \quad (2.64)$$

式中： ε ——体积应变；

λ 、 G ——拉梅常数，Pa。

根据式 (2.49) ~ (2.52)，对于平面应力，有：

$$\sigma_{x_1} = \frac{E}{1-\nu^2} [\varepsilon_{x_1} + \nu\varepsilon_{x_2} - \beta T(1+\nu)] \quad (2.65)$$

$$\sigma_{x_2} = \frac{E}{1-\nu^2} [\varepsilon_{x_2} + \nu\varepsilon_{x_1} - \beta T(1+\nu)] \quad (2.66)$$

$$\tau_{x_1x_2} = G\gamma_{x_1x_2} \quad (2.67)$$

$$\tau_{x_i x_j} = G \gamma_{x_i x_j} = G \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (i=1, 2, 3) \quad (2.68)$$

$$\varepsilon_{x_i} = \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \quad (i=1, 2, 3) \quad (2.69)$$

式中：\$u\$——位移，m。

(3) 热力学模型

将式(2.60)~(2.63)和(2.68)及(2.69)代入式(2.42)~(2.44)，得到用位移表达的岩石应力平衡方程为：

$$(\lambda + G) \frac{\partial^2 u_j}{\partial x_i \partial x_j} + G \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} + F_i = 3K\beta \frac{\partial T}{\partial x_i} \quad (i=1, 2, 3) \quad (2.70)$$

考虑温度的作用，岩石的弹性本构关系：

$$\begin{cases} \sigma_{ii} = \lambda \theta + 2G\varepsilon_{ii} - 3K\beta T \\ \tau_{ij} = G\gamma_{ij} \end{cases} \quad (i=1, 2, 3) \quad (2.71)$$

式(2.70)、(2.71)为热弹性力学模型。

温度作用下，岩石弹塑性本构关系：

弹性阶段：

$$\begin{cases} \sigma_{ii} = \lambda \theta + 2G\varepsilon_{ii} - 3K\beta T \\ \tau_{ij} = G\gamma_{ij} \end{cases} \quad (i=1, 2, 3) \quad (2.72)$$

塑性阶段：

$$\begin{cases} d\varepsilon_{ij} = \frac{1}{2G} ds_{ij} + d\lambda s_{ij} \\ d\lambda = \frac{3d\bar{\varepsilon}^p}{2\bar{\sigma}_i} \end{cases} \quad (i=1, 2, 3) \quad (2.73)$$

式中：\$s_{ij}\$——偏应力张量；

\$ds_{ij}\$——偏应力增量；

\$d\varepsilon_{ij}\$——应变增量；

\$d\lambda\$——非负的标量比例变量。

式(2.70)、(2.72)、(2.73)即为热弹塑性力学模型。

2.3.4 屈服条件和屈服函数

材料开始产生塑性变形时的应力组合即为材料的屈服条件。对于成为屈服条件的标量函数，设：

$$f = 0 \quad (2.74)$$

如下几种被广泛的应用。

(1) 米塞斯 (Mises) 屈服准则

其屈服函数可表示为:

$$f = J_2 - \varepsilon_y^2 \quad (2.75)$$

式中: ε_y 纯剪切的屈服应力; J_2 是应力偏张量的第二不变量。

$$\begin{aligned} J_2 &= \frac{1}{6} \left[(\sigma_y - \sigma_x)^2 + (\sigma_z - \sigma_x)^2 + (\sigma_z - \sigma_y)^2 + 6(\tau_{yz}^2 + \tau_{zx}^2 + \tau_{xy}^2) \right]^{\frac{1}{2}} \\ &= \frac{1}{6} \left[(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2 + (\sigma_3 - \sigma_1)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \end{aligned} \quad (2.76)$$

(2) 特雷斯卡 (Tresca) 屈服准则

$$f = (\sigma_1 - \sigma_3) - 2\varepsilon_y, \sigma_1 \geq \sigma_2 \geq \sigma_3 \quad (2.77)$$

(3) 莫尔-库伦屈服准则

$$f = \sigma_r - \alpha \sigma_\theta - J_0 \quad (2.78)$$

$$\text{其中: } \alpha = \frac{1 - \sin \varphi}{1 + \sin \varphi}; \quad J_0 = \frac{2C \cos \varphi}{1 - \sin \varphi};$$

式中: C ——内聚力, Pa;

φ ——内摩擦角。

(4) 德鲁克-普拉格 (Drucker-Prager) 准则 (修正莫尔-库伦屈服准则)

其屈服函数可表示为:

$$f = \alpha I_1 + J_2^{1/2} - S \quad (2.79)$$

$$\text{其中: } \alpha = \frac{\sin \varphi}{(9 + 3 \sin^2 \varphi)^{1/2}}; \quad S = \frac{3C \cdot \sin \varphi}{(9 + 3 \sin^2 \varphi)^{1/2}};$$

式中: I_1 ——应力第一不变量;

J_2 ——应力偏张量的第二不变量。

当前人们普遍认为莫尔-库伦屈服准则与德鲁克-普拉格准则能够合理地解释岩石的破坏条件。但进行弹塑性分析时, 德鲁克-普拉格准则更为适合, 因此此在弹塑性分析时, 较多的选用此破坏准则。

2.4 本章小结

本章从微波自身的性质出发, 结合微波加热介质的原理, 对微波加热岩石的基本理

论进行了探讨分析。可得到如下结论：

（1）微波加热介质的原理为：介质中的偶极子在微波电磁场作用下，在高频交变电场的周期作用下，以每秒数亿次的速度进行周期摆动，偶极子克服分子原有的热运动和分子相互间作用，产生类似于摩擦的作用，使电磁能转化为大量的热。

（2）分析了岩石在微波作用下的几个物理过程，首先微波的电磁能经过岩石矿物的介电损耗作用转化为热能，而后发生矿物间的热传导作用，同时产生热诱应力。建立了电磁场模型、热传导模型和热力耦合数学模型。

（3）分析了几种屈服准则的不同，得出 **D-P** 准则较为适合微波作用下岩石的弹塑性分析。

3 微波弱化岩石的试验研究

本章旨在通过微波照射岩石的试验来研究微波作用对岩石损伤的影响规律，验证微波作用的有效性，为建立合理的微波加热岩石的数值模型奠定基础。

3.1 试验材料

试验选取陕西西安沔峪口地区花岗岩为研究对象，岩样微风化，颜色灰白、浅灰色，质地坚硬、岩体完整程度属较完整、力学强度高。其矿物组成主要为硅酸盐矿物，主要是长石、石英和云母，其中长石含量为 40%~60%，石英含量占到 20%~40%。云母为可吸波矿物，石英、长石的介电常数非常低，可视为微波透明基质。花岗岩因其矿物晶粒较大，并且颗粒尺寸相差比较接近，呈镶嵌状及粒状结晶组织，不同矿物间以规则或不规则方式相互交错互锁排列，是较为理想的可简化为二相模型的岩石材料。

3.2 试验设备

3.2.1 微波设备

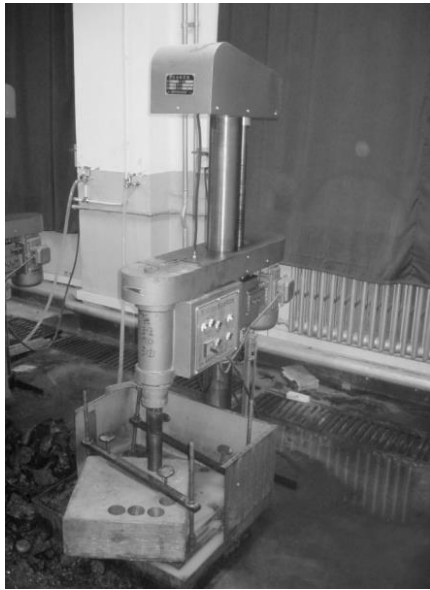
本试验采用南京澳润微波厂生产的 ORW10SY-3T 型大功率微波炉作为加热设备，如图 3.1 所示，其额定工作电压为 380V，输出功率 0~10kW。装置由微波发射器（频率为 2450MHz）和金属腔体组成，两者通过矩形金属波导连接，微波发射器产生的微波经波导进入到腔体中，在腔体中微波经金属腔体的反射反复穿透岩石，以达到均匀快速加热的效果。



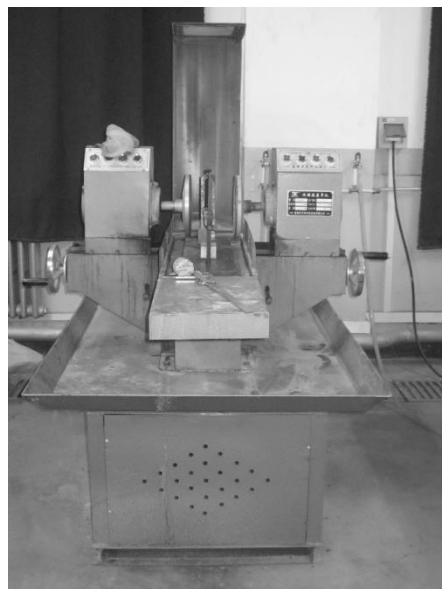
图 3.1 微波照射试验系统

3.2.2 试件加工设备

本试验主要通过对微波照射后的花岗岩标准试件进行抗拉强度试验，来测定不同照射条件下抗拉强度的变化。试件为 $50\text{mm}\times 50\text{mm}$ 的圆柱形标准试件，首先采用 SC-200 型自动取芯机进行岩样取芯，取芯件直径为 50mm ；然后用 SCQ-1A 自动切石机进行试件的精确切割，最后采用 SCM200 双端面磨平机对试件进行磨平，以达到要求尺寸。试件设备如图 3.2 所示。



(a) 取芯



(b) 磨平



(c) 切割

图 3.2 试件加工情况

3.2.3 强度试验设备

标准试件的抗拉强度试验采用劈裂法进行，试验压力机为 WAW-600 微机控制式电液伺服万能试验机，最大试验 600kN，压盘尺 160mm，试验设备如图 3.3 所示，进行抗拉强度试验时，为了保证试验结果的准确性，试验荷载的加载速率控制在 0.3kN/s。



图 3.3 电液伺服万能试验机

3.3 试验过程

本试验以研究微波照射对岩石造成损伤演化的机理及影响规律为目的，具体通过对岩石标准试件在不同功率和照射时间作用下进行微波照射，而后观察对比照射前后的各种变化，然后进行劈裂试验，获得不同微波功率和照射时间下抗拉强度，对比不同因素下强度的变化，分析微波作用的影响规律。

为了尽量减小试验过程中由于岩石试件本身的离散性对最后结果造成的影响，按统计学要求，在本试验中采用一定数量的标准试件分组进行抗拉强度测定。

试验分四个阶段进行：（1）选定岩样和加工试件；（2）进行微波照射试验，按试验方案进行不同条件的微波照射；（3）岩石试件抗拉强度的测定；（4）数据整理并分析不同微波参数对强度损伤程度的影响规律。

（1）选定岩样和加工试件

岩样通过随机选取一个从西安沔峪口地区采集而来的较为完整的花岗岩岩块，从中取芯加工，减小岩样差异对结果的影响。

将选取的花岗岩岩样依次通过取芯、切割、打磨制成标准试件，加工设备如图 3.2 所示。标准试件的尺寸为 $\Phi 50\text{mm} \times 50\text{mm}$ ，试件加工满足《公路工程岩石试验规程》（JTG

E41 2005) 的规定: 试件加工尺寸误差限值: 直径 $\pm 2\text{mm}$, 高度 $\pm 1\text{mm}$, 磨平度 $\pm 0.05\text{mm}$ 。标准试件如图 3.4 所示。



图 3.4 花岗岩标准试件加工图样

试验中, 为减小岩石试件存在初始缺陷等影响, 依据统计抽样方法, 将试件加工为 7 组, 每组试件 6 个, 共 42 个。以进行合理的对比研究。

由于实际试验设备无法达到较高的功率水平, 所以试验中的功率分别取 1kW 、 5kW , 照射时间分别为 0min 、 2min 、 4min 、 6min , 冷却方式为自然冷却。试件在加工完毕后在相同室内条件下静置数天, 尽量保证各个试件有相同的含水率, 减少试验误差。然后再分组按相应功率和照射时间进行微波照射处理。试验时随机抽出一组不经微波照射直接进行强度测定, 作为经微波照射试件的对照组。

(2) 试件抗拉强度测定

试件按照试验方案经不同功率和照射时间的微波照射后, 经自然冷却, 而后通过圆盘劈裂试验测定标准试件的抗拉强度。

试验采用 WAW-600 型微机控制式万能试验机进行标准试件的劈裂试验, 劈裂试验亦称巴西法, 该方法如图 3.5 所示, 将标准的圆柱形试件卡放于压力机的承压板间。由两根垫条将压力转化为线荷载, 加载时, 试件将产生垂直于荷载作用方向的张拉力 (荷载作用连线通过试件截面圆心)。然后缓慢加载使试件受压, 直至试件沿径向产生张拉破坏, 最后根据破坏荷载换算为试件的抗拉强度。

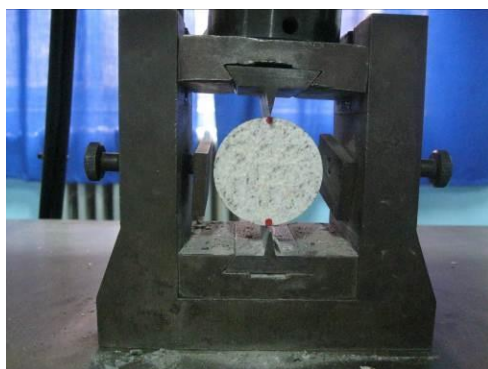


图 3.5 岩石劈裂试验图

标准试件中心拉应力换算公式如下式 (3.1) 所示:

$$\sigma_t = 2F_p / \pi Dd \quad (3.1)$$

式中: σ_t ——试件的抗拉强度, MPa;

F_p ——劈裂荷载值, N;

D ——试件的直径, mm;

d ——试件的厚度, mm。

经劈裂试验, 记录岩石试件的破坏形态、试件的劈裂荷载值, 然后将劈裂破坏荷载值换算为试件的抗拉强度值, 以每组试件的抗拉强度的平均值, 作为该组试件的抗拉强度数据进行对比分析。

3.4 试验结果及数据分析

岩石试件经不同功率和时间的微波照射后, 置于空气中进行自然冷却。由试件外观变化可以看出: 经微波照射后, 除试件表面失去照射之前的光泽, 颜色暗淡外, 无其他明显变化。岩石试件的外表面也没有宏观裂纹, 试验前后基本无变化, 这可能是由于花岗岩本身完整性较高, 强度较大, 而试验设备所能达到的功率较低的原因, 导致无法直接产生可见裂纹。试件外观如图 3.6 所示。



(a) 未照射组试件外观



(b) 照射组试件外观

图 3.6 试件劈裂试验外观图

如图 3.7 所示, 由于岩石中水分的加热蒸发或某些矿物的加热分解作用, 导致试件断裂面的颜色较微波照射前暗淡些, 与未照射组相比偏淡黄色。

在进行强度测定后, 微波照射前后花岗岩试件的破坏形式有一定的变化形式如图 3.8 所示。

由图 3.8 可以看出, 未经微波照射的试件进行劈裂试验后的断面较为平整, 照射组的破坏断面参差不齐, 分析其发生的原因可能为: 在高温作用下, 水分的蒸发压力和矿物物理化学变化诱发了岩石初始缺陷的扩展, 产生了内部裂纹, 压力作用下, 破坏断面

沿着内部的裂纹发展贯穿，导致断面不平整。



(a) 未照射组试件断面颜色



(b) 照射组试件断面颜色

图 3.7 试件劈裂试验试件断面对比

试验中，未经微波照射的试件在发生破坏时声音更为清脆，照射组试件破坏时的声音较为低沉。一般来说，强度越高的岩石破坏时的声音越响，因而说明微波照射对岩石产生了损伤，造成强度的降低。

由抗拉强度数据对微波弱化岩石的规律进行对比分析，花岗岩标准试件在不同照射条件下，其抗拉强度试验结果如表 3.1 所示。

表 3.1 花岗岩标准试件抗拉强度试验结果

微波功率	照射时间			
	0 min	2 min	4 min	6min
1 kW	4.6	4.4	3.8	3.8
5 kW	4.6	3.7	3.5	3.4

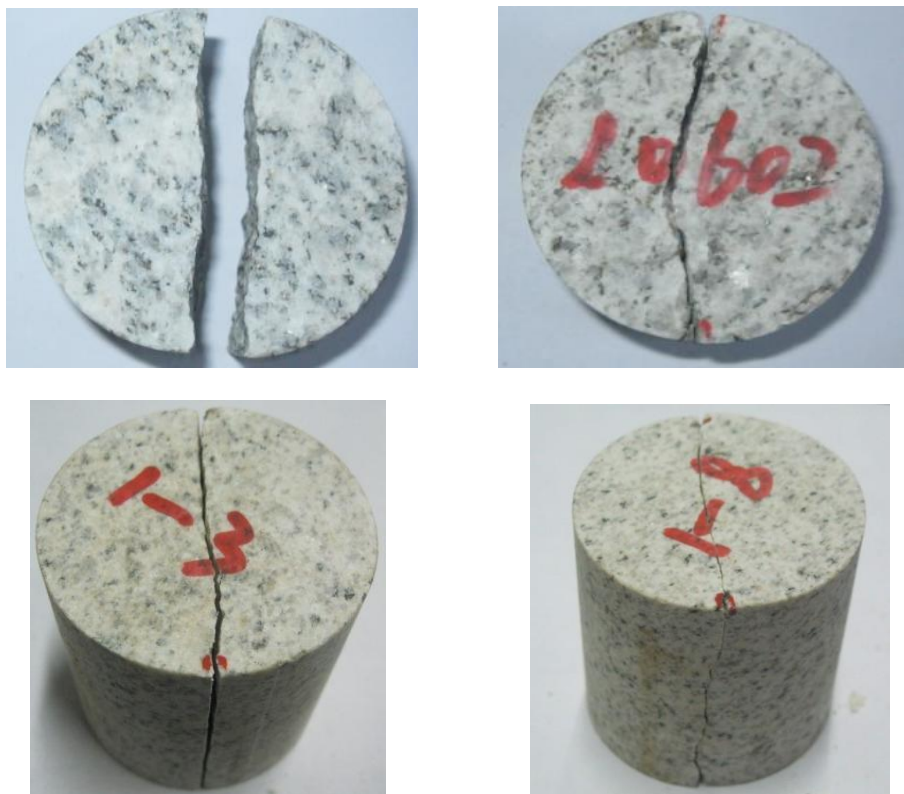
根据表 3.1，可以绘制出岩石强度变化折线图，如图 3.9 所示。

如图 3.9 所示试验结果，经过曲线拟合，可得 1kW 微波照射后，花岗岩标准试件的残余抗拉强度的回归方程为：

$$\sigma_t = 0.16t^3 - 1.2t^2 + 2.23t + 3.4 \quad (0 \leq t \leq 6) \quad (3.2)$$

式中： σ_t ——经微波照射后的抗拉强度，MPa；

t ——照射时间，min。



(a) 未照射组断裂形式

(b) 照射组断裂形式

图 3.8 试件劈裂试验效果图

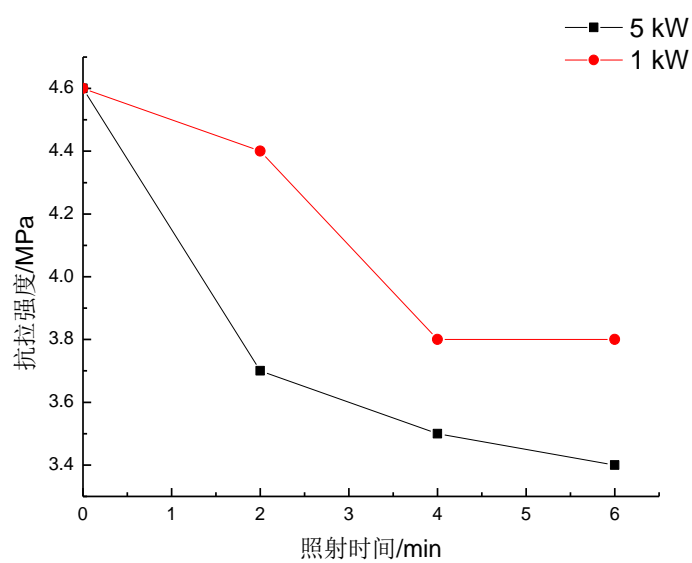


图 3.9 不同照射条件下抗拉强度变化

同样可得，经 5kW 微波照射后，花岗岩标准试件的残余抗拉强度回归方程为：

$$\sigma_t = -0.1t^3 + 0.95t^2 - 3.05t + 6.8 \quad (0 \leq t \leq 6) \quad (3.3)$$

由损伤力学可知，以未经微波照射的岩石抗拉强度作为标准，试件照射后强度的损伤变量可由式（3.4）表达：

$$\bar{D} = 1 - \frac{\sigma_t}{\sigma_0} \quad (3.4)$$

式中： \bar{D} ——损伤变量；

σ_0 ——未经微波照射时的抗拉强度。

将式（3.2）、（3.3）及 $\sigma_0 = 4.6 \text{ MPa}$ 代入式（3.4）可分别得到 1kW、5kW 微波作用下，花岗岩标准试件的损伤变量方程：

1kW 微波照射下，花岗岩标准试件的损伤变量方程为：

$$\bar{D} = -0.036t^3 + 0.261t^2 - 0.485t + 0.261 \quad (0 \leq t \leq 6) \quad (3.5)$$

5kW 微波照射下，花岗岩标准试件的损伤变量方程为：

$$\bar{D} = 0.0217t^3 - 0.207t^2 + 0.663t - 0.478 \quad (0 \leq t \leq 6) \quad (3.6)$$

由花岗岩标准试件的微波照射试验数据及强度变化折线图可以看出：微波照射对花岗岩强度有一定的影响。微波功率越大，对岩石试件损伤程度的影响也就越明显，由图 3.9 可见，相同的照射时间下，高功率（5kW）微波造成的强度损伤明显大于低功率微波（1kW）造成的损伤，而且强度损伤的变化幅度亦更大。

微波造成花岗岩的抗拉强度损伤的机理可以归结为“热点效应”，即吸收微波能量的矿物颗粒升温后形成“热点”，由于“热点”作用形成的温度差和不同矿物的性质差异，造成花岗岩内部的热应力超过其自身的强度，从而产生破坏裂纹，引起抗拉强度的损伤。高功率微波能够产生更强的“热点”，因此其作用效果更明显，效率也更高。

从抗拉强度变化折线图可以看出，从总体上来看，岩石抗拉强度随照射时间的增长逐渐降低。岩石试件在较低功率（1kW）照射下，照射时长为 4min 时，抗拉强度降幅最大，相对 2min 时长强度下降更明显。而照射时长为 6min 时的强度与 4min 时基本相同。这说明在一定功率下，微波照射对岩石的强度损伤存在一个最佳的照射时间范围，在此时间范围内，岩石强度损伤的增长幅度最为明显，作用效果最好，能量利用率最高。对于 1kW 微波来说，在 2~4min 范围内强度减弱最为明显，而此之后岩石试件的强度损伤变化不明显。高功率微波的强度变化也验证此结论，5kW 微波作用时，2min 范围内强度减弱最明显，而后强度趋于平稳。

综上所述，微波照射对岩石强度是有明显的影响。微波功率对岩石损伤有重要意义，微波功率越大，在一定时间内造成的强度损伤就越明显。在一定的功率水平下，存在一个最佳照射时间范围，在该范围内照射时间与损伤程度呈正相关，超过此范围照射时间的增长并不能有效增大损伤程度。试验表明类似花岗岩的这类粗颗粒结构岩石对微波作

用效果明显，可以以此类结构岩石为基础建立相应的数值模型进行研究，分析其强度损伤的细观机理和规律。

3.5 本章小结

本章通过对花岗岩试件进行不同功率和作用时间的微波照射试验，对不同因素对微波作用的影响规律有了深入的了解，得到以下结论：

（1）微波照射对花岗岩强度损伤有明显的作用，能够有效降低岩石的强度。其作用机理归结为微波在花岗岩内部形成的“热点效应”，产生了足够大的热应力，造成破坏，从而降低了花岗岩的强度。

（2）微波功率对强度损伤有积极意义，功率越高，在一定时间内造成的强度损伤越大。

（3）微波照射对花岗岩的强度损伤存在一个最佳的照射时间范围，在此时间范围内，岩石强度迅速降低，损伤快速增长，在此之后，照射时间的增大将不能明显的提高损伤程度，强度不再降低。

（4）可以依据类花岗岩的粗颗粒二相结构建立相应数值模型进行模拟研究。

4 微波加热岩石的数值模型的建立

4.1 微波加热岩石的固热耦合模型

微波对岩石的加热引起破裂损伤是多物理场共同作用的问题，由于吸收微波能量发生的温度变化引发了固体应力的重新分布，并且使固体材料特性发生变化。由于温度场是非均匀的，采用数值方法对温度场进行分析是较为合适的选择，进而采用固体力学的方法对应力分布规律进行分析，形成所谓的固热耦合问题。

4.1.1 非均质岩石的随机概率分布

岩石是典型的非均匀性材料，其内部细观上含有微裂纹，宏观上存在各种缺陷，如裂纹、节理和孔洞等，这些缺陷导致岩石材料在力学性能上表现出非均匀性，并且是造成材料变形性能非线性的主要因素。此类材料的宏观力学行为的非线性特征与其细观结构力学性能的非均匀性是有直接联系的。试验表明，材料中各种热物理特性的差异，对其温度场分布及温度应力变化都有重要影响。采用均匀、连续介质力学的原理求解岩石等类型的非均匀材料的热、力学问题存在一定缺陷。细观力学的研究显示，运用统计学原理能够在一定程度上较为合理表现材料的非均匀性。该方法假定细观单元的材料性质满足某一统计学分布规律(如正态分布、Weibull分布)。在数值模拟计算中，可以运用计算机中的随机函数生成器按一定方法生成个各单元参数，以模拟材料的非均匀性。

4.1.2 固体变形控制方程

研究岩石微波加热的破裂机理，首先从岩石的细观结构切入，考虑岩石材料及性质的非均匀性，采用统计学原理和数值计算方法，运用弹塑性理论，建立随机非均质热弹塑性力学模型。为简化计算，有如下假设：

(1) 细观结构上岩石是由随机非均质的颗粒组合而成，细观单元在宏观上是均质各向同性。细观单元的物理力学参数是众多矿物颗粒的统计特性。

(2) 由于细观单元尺寸很小，已不具备宏观的统计特性，因而用细观单元表示的单元特性，整体上呈现随机非均质性。

(3) 由于细观单元的非均质性，反映到物理力学特性上也具有随机非均质特点。假设这些参数的非均质的随机性是统一的。

由假设(1)并根据弹塑性力学的基本理论可得应力平衡方程：

$$\sigma_{ij,j} + F_i = 0 \quad (4.1)$$

考虑温度参数，则可扩展为：

$$\frac{\partial \sigma_{x_1}}{\partial x_1} + \frac{\partial \tau_{x_1 x_2}}{\partial x_2} + \frac{\partial \tau_{x_1 x_3}}{\partial x_3} + F_1 = \frac{\partial(3K\beta T)}{\partial x_1} \quad (4.2)$$

$$\frac{\partial \tau_{x_1 x_2}}{\partial x_1} + \frac{\partial \sigma_{x_2}}{\partial x_2} + \frac{\partial \tau_{x_2 x_3}}{\partial x_3} + F_2 = \frac{\partial(3K\beta T)}{\partial x_2} \quad (4.3)$$

$$\frac{\partial \tau_{x_1 x_3}}{\partial x_1} + \frac{\partial \tau_{x_2 x_3}}{\partial x_2} + \frac{\partial \sigma_{x_3}}{\partial x_3} + F_3 = \frac{\partial(3K\beta T)}{\partial x_3} \quad (4.4)$$

式中： F ——外力，N；

β ——热膨胀系数，1/K；

K ——体积变形模量，Pa；

T ——温度，K。

由于：

$$\sigma_{x_i} = \lambda \varepsilon + 2G \varepsilon_{x_i} \quad (4.5)$$

$$\tau_{x_i x_j} = G \gamma_{x_i x_j} = G \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (i=1, 2, 3) \quad (4.6)$$

$$\varepsilon = \varepsilon_{x_1} + \varepsilon_{x_2} + \varepsilon_{x_3} \quad (4.7)$$

$$\varepsilon_{x_i} = \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \quad (i=1, 2, 3) \quad (4.8)$$

式中： λ 、 G ——拉梅常数，Pa。

将式 (4.5) ~ (4.8) 代入式 (4.2) 得

$$\frac{\partial(\lambda \varepsilon + 2G \frac{\partial u_1}{\partial x_1})}{\partial x_1} + \frac{\partial(\lambda \varepsilon + 2G \frac{\partial u_2}{\partial x_2})}{\partial x_2} + \frac{\partial(\lambda \varepsilon + 2G \frac{\partial u_3}{\partial x_3})}{\partial x_3} + F_1 = \frac{\partial(3K\beta T)}{\partial x_1} \quad (4.9)$$

由假设 (3)，展开方程 (4.9)，可得到考虑温度效应的用位移表达的岩体应力平衡方程为：

$$\begin{aligned} & (\lambda + G) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_1} + G \nabla^2 u + \frac{\partial \lambda}{\partial x_1} \varepsilon + \\ & \left(\frac{\partial G}{\partial x_1} \frac{\partial u_1}{\partial x_1} + \frac{\partial G}{\partial x_2} \frac{\partial u_1}{\partial x_2} + \frac{\partial G}{\partial x_3} \frac{\partial u_1}{\partial x_3} \right) + \\ & \left(\frac{\partial G}{\partial x_1} \frac{\partial u_2}{\partial x_1} + \frac{\partial G}{\partial x_2} \frac{\partial u_2}{\partial x_2} + \frac{\partial G}{\partial x_3} \frac{\partial u_2}{\partial x_3} \right) + F_1 \\ & = 3(K\beta \frac{\partial T}{\partial x_1} + KT \frac{\partial \beta}{\partial x_1} + \beta T \frac{\partial K}{\partial x_1}) \end{aligned} \quad (4.10)$$

同理可得到用 x_2 、 x_3 表示的另外两式。

由此, 岩体应力平衡方程可写为如下形式:

$$\begin{aligned}
 & (\lambda + G) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} + G \nabla^2 u + \frac{\partial \lambda}{\partial x_i} \varepsilon + \sum_{j=1}^3 \frac{\partial G}{\partial x_j} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \sum_{j=1}^3 \frac{\partial G}{\partial x_j} \frac{\partial u_j}{\partial x_i} + F_i \\
 & = 3(K\beta \frac{\partial T}{\partial x_i} + KT \frac{\partial \beta}{\partial x_i} + \beta T \frac{\partial K}{\partial x_i}) \quad (i=1, 2, 3) \quad (4.11)
 \end{aligned}$$

计入温度效应, 则岩体的弹塑性本构关系为:

弹性阶段:

$$\begin{cases} \sigma_{ii} = \lambda \varepsilon + 2G \varepsilon_{ii} - 3K\beta T \\ \tau_{ij} = G \gamma_{ij} \end{cases} \quad (i=1, 2, 3) \quad (4.12)$$

塑性阶段:

$$\begin{cases} d\varepsilon_{ij} = \frac{1}{2G} ds_{ij} + d\lambda s_{ij} \\ d\lambda = \frac{3d\bar{\varepsilon}^p}{2\bar{\sigma}_i} \end{cases} \quad (i=1, 2, 3) \quad (4.13)$$

式 (4.11) ~ (4.13) 即为随机非均质介质热弹塑性力学模型, 亦为固体变形控制方程。

4.1.3 温度场控制方程

考虑非均质的非稳态热传导方程:

$$\frac{\partial}{\partial x_1} (k \frac{\partial T}{\partial x_1}) + \frac{\partial}{\partial x_2} (k \frac{\partial T}{\partial x_2}) + \frac{\partial}{\partial x_3} (k \frac{\partial T}{\partial x_3}) = \frac{\partial C_p \rho T}{\partial t} + Q' \quad (4.14)$$

将式 (4.16) 的左端展开可得:

$$\begin{aligned}
 & k \nabla^2 T + \frac{\partial k}{\partial x_1} \frac{\partial T}{\partial x_1} + \frac{\partial k}{\partial x_2} \frac{\partial T}{\partial x_2} + \frac{\partial k}{\partial x_3} \frac{\partial T}{\partial x_3} \\
 & = \rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} + C_p T \frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho T \frac{\partial C_p}{\partial t} + Q'
 \end{aligned} \quad (4.15)$$

式中: t ——时间, s;

k ——热传导系数, W/(m K);

ρ ——材料密度, kg/m³;

C_p ——等压热容, J/(kg K)。

Q' 为热量源汇项, 这里的 k 、 C_p 、 ρ 均服从某随机分布。方程 (4.11) ~ (4.15) 就构成了随机非均质固热耦合数学模型。

4.2 固热耦合模型的数值解法

随机介质固热耦合问题的模型可由几个场的基本方程及定解条件以及耦合方程得到。解析法难以对此类耦合问题进行求解。如下为随机介质固热耦合数学模型的有限元解法。

求解随机非均匀温度场方程组的有限元离散方程：

$$[R]\{T\} + [S]\left\{\frac{\partial T}{\partial t}\right\} + \{P\} = 0 \quad (4.16)$$

式中：[R]——热传导矩阵；

[S]——热容矩阵；

{T}——温度列矩阵；

{P}——温度载荷列阵。

将 $\frac{\partial T}{\partial t}$ 对时间向前差分，得：

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{T(t + \Delta t) - T(t)}{\Delta t} = \frac{T(t_1) - T(t_0)}{\Delta t} \quad (4.17)$$

当 $T(t_0)$ 已知时，则式 (4.16) 为：

$$[C]\{T\} = \{F_1\} \quad (4.18)$$

随机介质固体应力场方程组的有限元离散方程为：

$$[K]\{\delta\} + \{F_T\} + \{F_\beta\} + \{F_Q\} + \{F_q\} = 0 \quad (4.19)$$

式中：[K]——总体刚度矩阵。

{δ}——虚位移矩阵。

{F_T}、{F_β}、{F_Q}、{F_q} 分别为温度梯度、非均质热膨胀系数、体积力和表面力

引起的外载荷项。

上式可写成：

$$[K]\{u\} + [\beta]\{T\} + \{F_2\} = 0 \quad (4.20)$$

式中：{u}——位移矩阵。

联立 (4.18)、(4.20)，即为求解温度场与固体应力场的耦合方程组：

$$\begin{cases} [C]\{T\} + [0]\{u\} = \{F_1\} \\ [\beta]\{T\} + [K]\{u\} = \{F_2\} \end{cases} \quad (4.21)$$

或写为:

$$\begin{pmatrix} [C] & [0] \\ [\beta] & [K] \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} T \\ u \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} F_1 \\ F_2 \end{Bmatrix} \quad (4.22)$$

由式(4.22)可见, 温度场不受应力场的影响, 可以单独求解, 而 $[\beta]\{T\}$ 也可作为载荷处理, 这样两个方程边可以分别求解, 即:

$$\begin{cases} [C]\{T\} = \{F_3\} \\ [K]\{u\} = \{F_4\} \end{cases} \quad (4.23)$$

4.3 数值研究方法的选择

数值方法是理论研究和实验研究之外的另一个支撑科学研究的方法。20 世纪五十年代, 随着计算机技术的发展, Bruce 等最早进行了一维气相不稳径向和线形流的模拟计算, 创造了开端。而后, 数值方法快速发展, 对于较为复杂的工程问题也发展出采用离散化的数值计算方法, 同时强大的计算机能力也为数值计算提供了可能^[52]。

与传统的实验研究相比, 数值模拟技术具有成本低、研究周期短、安全、快捷等优点。实验之前, 预先进行模拟仿真, 对所研究问题的原理和规律进行一定的了解, 可以最大程度地降低实验成本和减少实验次数, 以节约人力、物力成本。对高危核爆、自然灾害现象进行模拟研究, 比实验更加安全和经济。

科学研究中, 能够得到精确的解析解的问题很少。对无法得到解析解的复杂问题, 如微波加热、腔体优化等, 可由以下数值方法进行研究: 有限差分、有限元法、有限体积法等。

(1) 有限差分法

采用有限差分法 (Finite Difference Method, FDM), 是划分求解域为有限个差分网格, 用网格节点来替代连续的求解域的方法。将控制方程中的导数以 Taylor 级数展开等方法, 用网格节点上的函数值的差商来替代, 进行离散, 从而建立起以网格节点值为未知数的代数方程组。有限差分法有较快计算速度, 且计算机编程比较容易, 对于有结构网格比较适用。但因为网格的步长须由实际的情况和稳定条件来确定, 由此限制了该方法的应用。

(2) 有限单元法

有限单元法 (Finite Element Method, FEM) 依据变分原理和分区插值, 将连续体划分

为有限个微小单元体，单元节点作为差值点，将连续体的二次泛函的极值问题转化为多元线性方程组的求解^[53]。有限元法是结构力学方法在连续体上的推广，具有较强的适用性，而后随着方法的完善和理论的进步，在其他领域逐渐开始扩展。

有限差分法仅考虑了网格节点上的值，对节点之间的变化情况并未涉及；有限元法除了考虑节点上的值外，节点之间的变化规律也必须涉及。有限单元法可以模拟各种由偏微分方程描述的问题。有限单元法具有更好的适用性以及扩展性，是现今应用最广泛的数值计算方法。因此在本文的模拟中选择有限元软件 ANSYS 进行^[54-58]。

4.4 微波加热模型的建立

4.4.1 基本计算模型

20 世纪 80 年代，微波辐射被应用于岩石矿物，最早的 chen 等于 1984 年发表了用微波能量分别加热 40 种矿物所得出的结果，结果显示大多数矿物能分为两组。第一组未被加热或微加热，其矿物性质本质上并未改变。第二组发生明显的热现象，矿物被加热或迅速反应、分解生成其他产物。实验结果表明：大多数硅酸盐、碳酸盐和硫酸盐归为第一组；同时大多数硫化物、金属氧化物和砷化物归为第二组。几年后，美国矿业局扩大了这项研究，他们进行了微波加热一系列矿物质和试剂级化学品的实验，得出与之前研究相似的结论。

大多数岩石都含有多种不同的矿物成分，通常为微波敏感矿物散布于微波不敏感矿物基质中的情况^[59]，如花岗岩。而依据上章对花岗岩进行微波照射的试验研究，可以发现微波作用该类结构岩石具有良好的损伤效果。对于该类岩石结构，可以建立简化的二相平面矿物模型，通过数值模拟来研究岩石内部微波加热过程的损伤机理和规律。

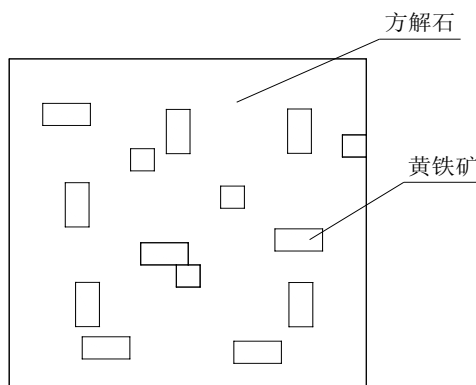


图 4.1 二相岩石矿物系统模型

该二相岩石系统为黄铁矿（ FeS_2 ）颗粒随机散布于方解石基质中，如图 4.1 所示。

在常温下,黄铁矿的相电损耗因子为 17,其对微波能量有很高的吸收率,代表微波敏感矿物,而且对黄铁矿的力学和热学性质也比较熟悉。方解石的介电损耗因子约为 4×10^{-4} ,所以可以假定方解石在微波照射下完全不吸收微波能量,为微波透明基质,就如同我们常见的脉石矿物。模型总尺寸为 $15\text{mm} \times 15\text{mm}$ 。粗颗粒模型中黄铁矿颗粒尺寸为 $1 \sim 2\text{mm}$,细颗粒中的尺寸为 $0.5 \sim 1\text{mm}$ 。两种矿物中,黄铁矿所占体积比为 10%,方解石所占体积比为 90%。

模型的微波加热通过对吸波的黄铁矿颗粒施加一定功率密度的热荷载来实现。边界条件为约束左边和底边边界的位移,模型与外界热隔绝,不产生热交换。模型初始条件为初始温度为 20°C [60,61]。

4.4.2 计算假定

在进行微波加热损伤岩石的模拟计算时,由于条件所限,为方便、快速计算,须采取以下的基本假定:

- (1) 岩石中的不同矿物均假定为均质各向同性材料,无原始缺陷的影响。
- (2) 模型可视为一个平面应变问题,假定材料在平面法向上是连续的。
- (3) 边界条件是无热能散失,即模型与外界完全隔离,不产生热交换。
- (4) 岩石矿物受热后不产生物理、化学变化。

虽然此岩石模型的建立与假定和真实岩石存在一定差异,但是依然能够反映这一类岩石在微波作用下细观上的力学机理和损伤规律。

4.4.3 材料本构关系的选择

对于岩石、混凝土等颗粒状材料,其抗拉强度远小于抗压强度,且材料受剪切作用时,常会发生剪胀作用,因此并不适用 Mises 屈服准则。土力学中常用的 Mohr-Coulomb 屈服准则,虽然能够合理地解释岩石的破坏条件,满足岩土材料的屈服破坏特性,但其屈服面在锥顶和棱线上导数的不定性,会导致奇异性,不利于编程。


Drucker-Prager 屈服准则于 1952 年提出,也称为广义 Mises 准则。准则考虑了中主应力对材料屈服和破坏的影响,且屈服面在偏平面上为圆形,有利于塑性应变增量方向的确定和进行编程计算,因此 Drucker-Prager 准则更适用于弹塑性分析。

表 4.1 矿物在不同温度下的比热容

矿物类型	比热容 ($\text{J/kg} \cdot \text{K}$)		
	298K	500K	1000K
方解石	819	1051	1238
黄铁矿	517	600	684

表 4.2 矿物在不同温度下的热导率 

矿物类型	热导率 (W/m K)		
	273K	373K	500K
方解石	4.02	3.01	2.55
黄铁矿	37.90	20.50	17.00

表 4.3 矿物在不同温度下的热膨胀系数 

矿物类型	热膨胀系数 (1/ K)			
	373K	473K	673K	873K
方解石	13.1×10^{-6}	15.8×10^{-6}	20.1×10^{-6}	24.0×10^{-6}
黄铁矿	27.3×10^{-6}	29.3×10^{-6}	33.9×10^{-6}	-----

表 4.4 矿物的物理力学参数

矿物类型	弹性模量 (GPa)	泊松比	密度 (kg/m^3)
方解石	72.3	0.32	2680
黄铁矿	292	0.16	5018

4.4.4 模型材料参数的选取

在模拟中,采用黄铁矿和方解石两种材料建立二维的简化二相模型。选用平面 4 节点热实体单元,采用 Drucker-Prager 屈服准则,且假定不同岩石矿物均为均质的理想弹塑性材料。不同矿物材料的物理力学性质见表 4.1~表 4.4。

4.5 本章小结

本章主要介绍了随机非均质固热耦合模型的建立和其有限元解法,并且使用 ANSYS 有限元软件建立了简化二相岩石平面微波加热模型,主要内容有:

(1) 对微波加热岩石过程中多物理场作用引发的固热耦合问题进行了描述,考虑了岩石非均质性的特点,建立随机非均质固热耦合方程,并给出了固热耦合方程的数值解法。

(2) 通过 ANSYS 软件建立了简化二相岩石微波加热的基础模型,岩石矿物采用平面 4 节点热实体单元,并对模型进行了基本假定,计算采用 Drucker-Prager 屈服准则,岩石矿物均为理想弹塑性模型。

5 微波弱化岩石的数值模拟研究

5.1 数值模拟的方法和目标

本章通过 ANSYS 软件对所建模型进行的有限元分析，得到微波对岩石损伤作用的细观力学机理及影响规律。模拟主要分为以下两部分：

(1) 对所选取的细观二相岩石模型进行微波照射全过程的模拟计算，分析此过程中的温度场、应力场及塑性区发展演化情况，分析并得到微波照射损伤岩石的细观力学机理和规律。

(2) 模拟中使用了两种不同功率密度来对模型进行加热试验，通过对比两种不同功率的微波在不同照射时间下的作用效果，找出微波功率密度和作用时间对岩石损伤的影响规律。其中对于 $1 \times 10^{10} \text{ W/m}^3$ 的微波，现阶段的高功率脉冲微波设备还无法达到，当前仍处于工业研发阶段，也是未来的发展方向。此处所说的功率密度的确定仅考虑由微波吸收相所测得的净输入功率。

5.2 岩石损伤的细观机理和规律

数值模拟通过采用功率密度为 $1 \times 10^{10} \text{ W/m}^3$ 的微波，计算得到整个照射过程中的温度分布、应力分布及塑性区发展变化情况。

5.2.1 温度场分布规律

(1) 模型温度分布及温度梯度如图 5.1~5.8 所示。

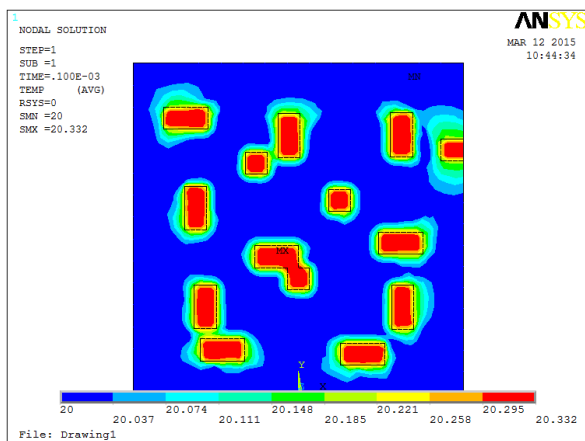


图 5.1 $t=0.1\text{ms}$ 的温度分布

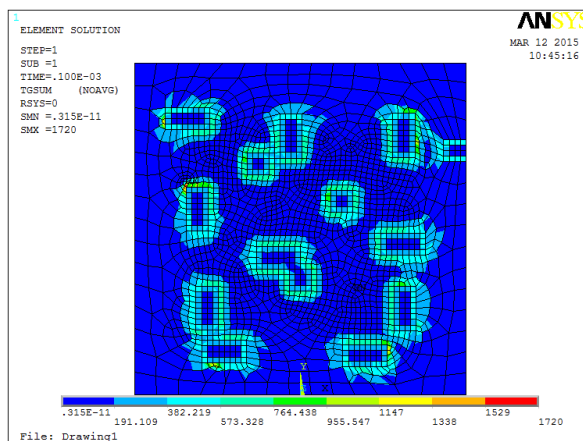
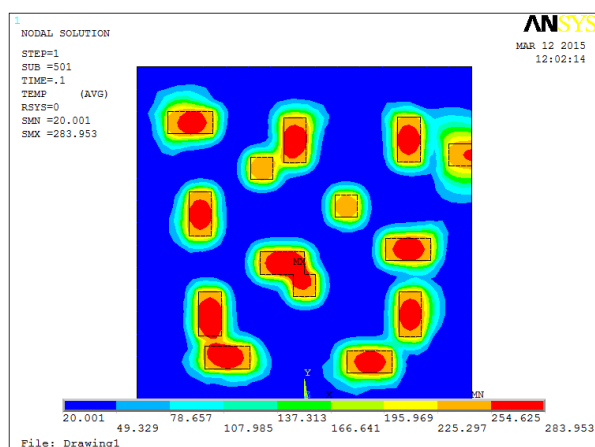
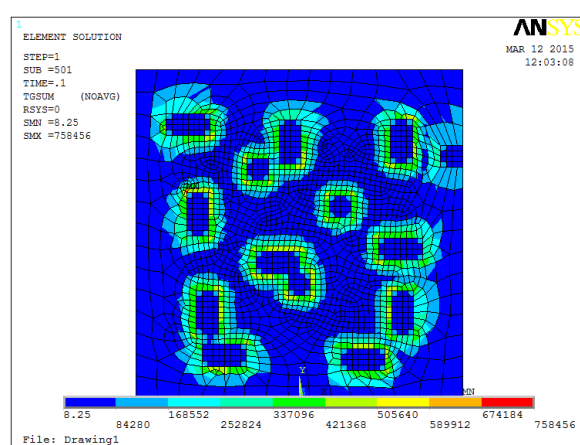
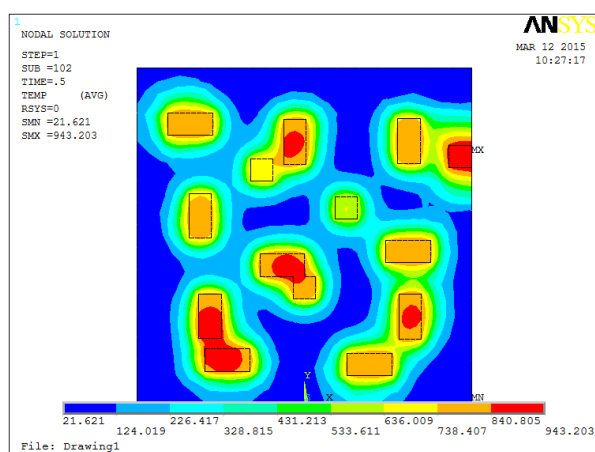
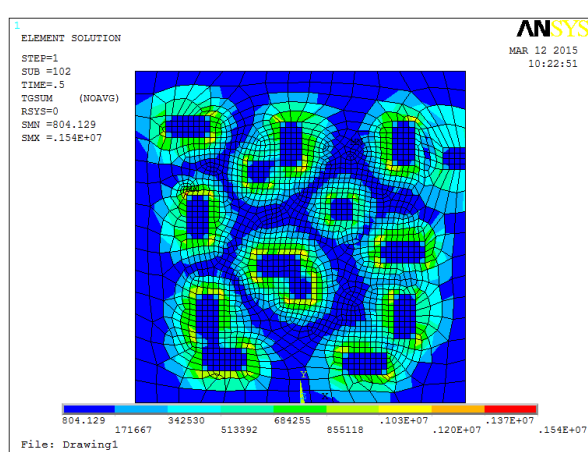
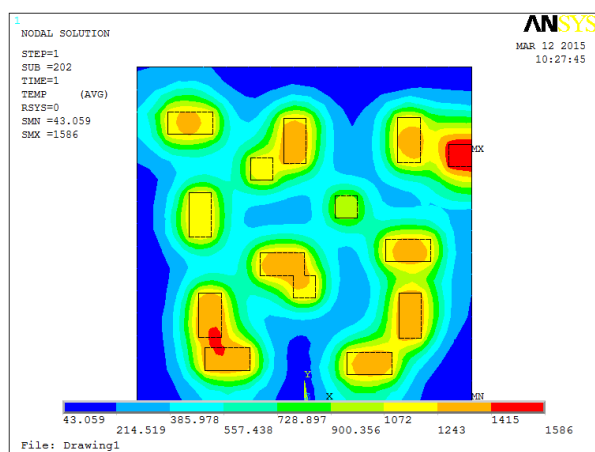
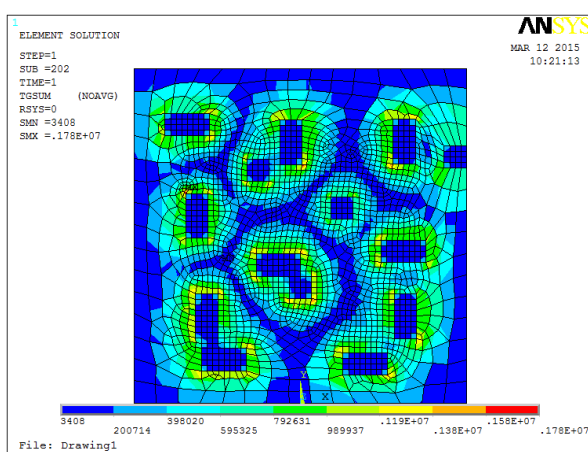


图 5.2 $t=0.1\text{ms}$ 的温度梯度

图 5.3 $t=0.1s$ 的温度分布图 5.4 $t=0.1s$ 的温度梯度图 5.5 $t=0.5s$ 的温度分布图 5.6 $t=0.5s$ 的温度梯度图 5.7 $t=1s$ 的温度分布图 5.8 $t=1s$ 的温度梯度

由图 5.1~5.8 可知，随着微波照射时间的增加，岩石内部的温度逐渐增加，同时温度梯度亦逐渐增大。由温度分布云图可知，黄铁矿颗粒聚集的地方温度最高且温度梯度

最大，有明显的“热点效应”。

为更加准确的分析模型内部的温度场变化，分别取某黄铁矿颗粒中一点（节点号 2219）和方解石基质中一点（节点号 749）代表黄铁矿颗粒和方解石基质，绘制出此两点的温度和温度梯度曲线，以此来表现不同矿物间的温度场演化规律，如图 5.9~5.10。

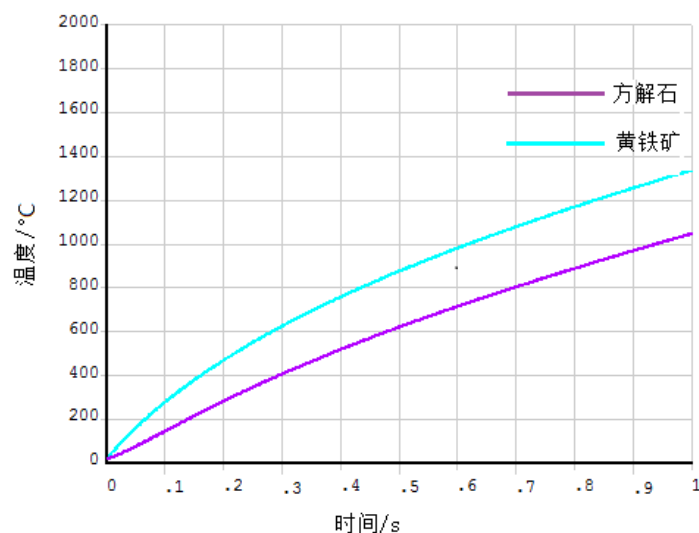


图 5.9 两种矿物的温度曲线图

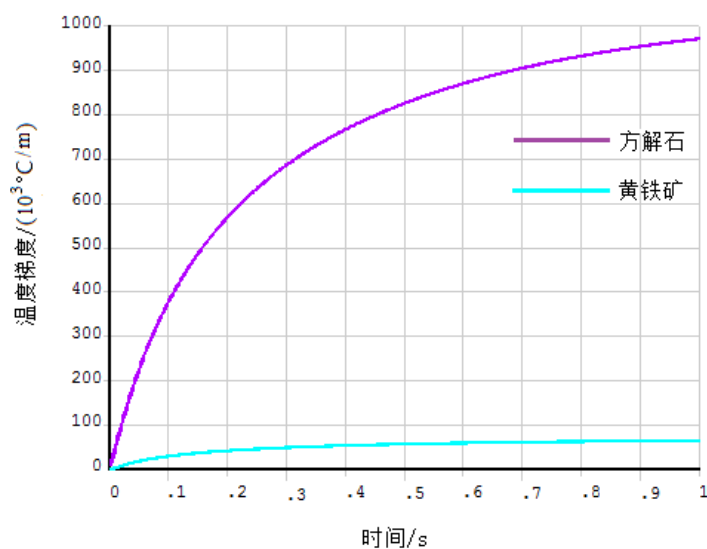


图 5.10 两种矿物的温度梯度曲线图

由图 5.9 可知，随着微波照射时间的增加，吸波矿物黄铁矿温度不断上升。黄铁矿温度曲线中可以看出在 0~0.2s 之间曲线斜率逐渐减小，0.2s 之后曲线基本保持斜直线。这是因为在微波照射的最初阶段，黄铁矿颗粒迅速升温后将周围包裹的方解石基质进行热传递作用，减弱了自身温度增长的速度；而后随着时间的发展，黄铁矿和方解石基

质之间的温度传递逐渐达到平衡，矿物的温度稳定地呈线性升高。方解石温度升高依靠黄铁矿颗粒的热传递作用，发展趋势与其基本相同。

由图 5.10 可知，黄铁矿颗粒内部的温度梯度保持在较低水平，而方解石基质中的温度梯度在照射初期迅速增大，而后逐渐趋于平缓。微波能应用于岩石矿物破碎的基本原理就是利用不同矿物之间的性质差异，形成吸波矿物和微波透明基质之间较大的温度梯度，从而产生足够大的热应力，造成岩石损伤、破坏。方解石基质中存在较大的温度梯度，将会形成较大的梯度应力，利于形成损伤。

由梯度曲线走势可以看出，在照射早期方解石中温度梯度迅速增大至一定水平，且其自身温度处于较低水平，而后梯度保持稳定但温度继续增长。从经济的角度，我们应充分利用照射的早期阶段，用较高功率的微波，辅之以较短的照射时间，以较小的能量消耗，产生较大的温度梯度，进而造成损伤，产生较高的经济效益。

5.2.2 应力场分布规律

功率密度为 $1 \times 10^{10} \text{ W/m}^3$ 时，模型应力场分布如图 5.11~5.18。

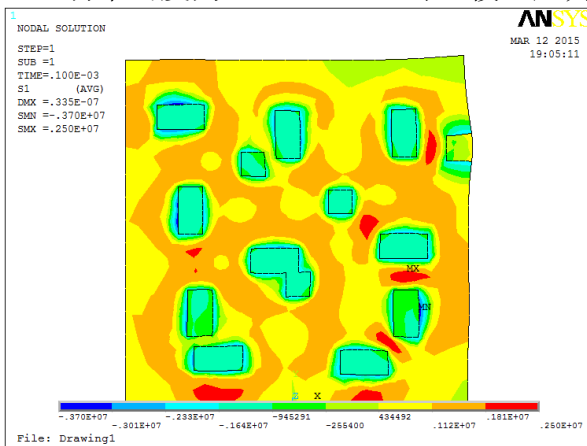


图 5.11 $t=0.1\text{ms}$ 的主应力分布

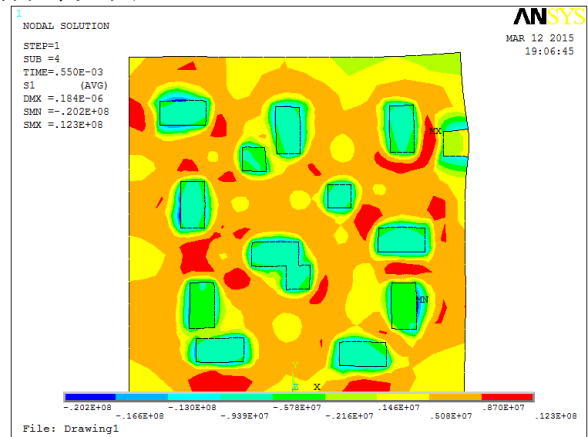


图 5.12 $t=0.55\text{ms}$ 的主应力分布

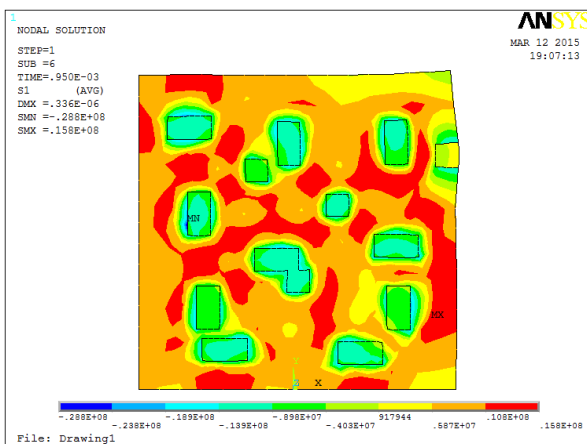


图 5.13 $t=0.95\text{ms}$ 的主应力分布

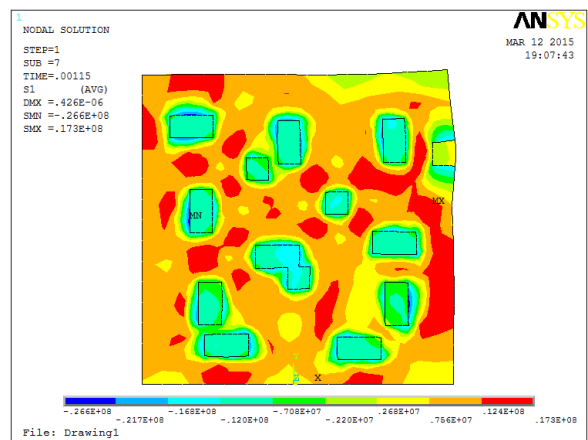
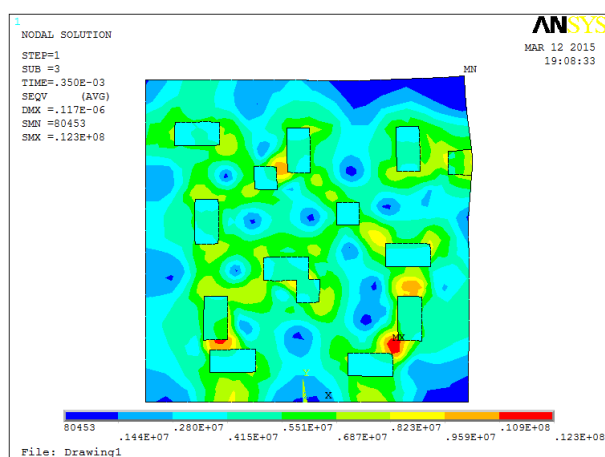
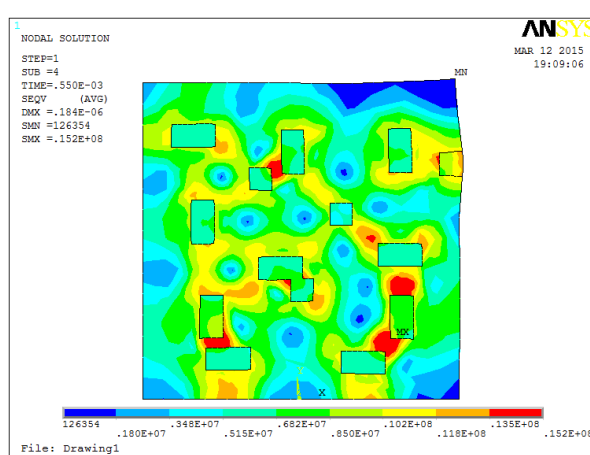
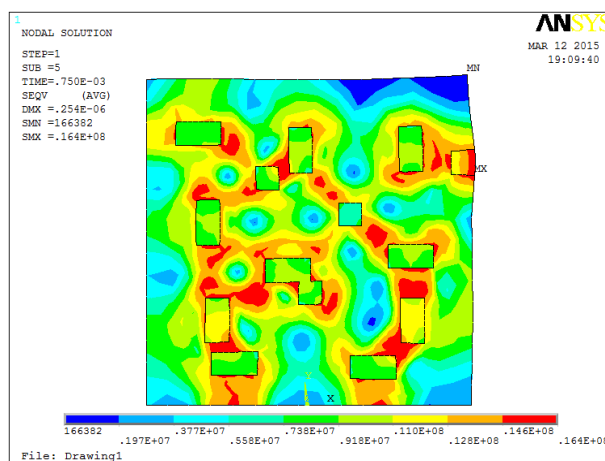
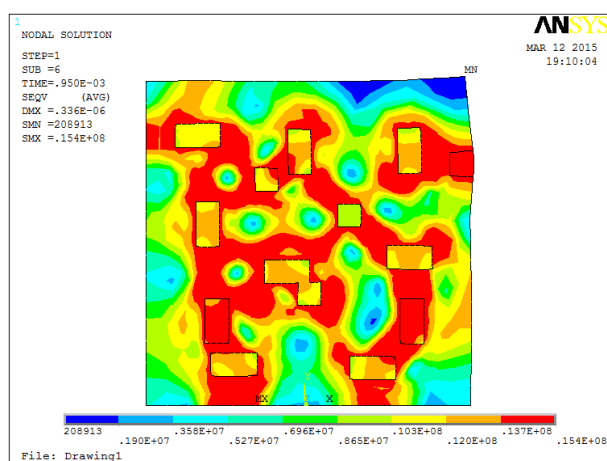


图 5.14 $t=1.55\text{ms}$ 的主应力分布

图 5.15 $t=0.35\text{ms}$ 的等效应力分布图 5.16 $t=0.55\text{ms}$ 的等效应力分布图 5.17 $t=0.75\text{ms}$ 的等效应力分布图 5.18 $t=0.95\text{ms}$ 的等效应力分布

因为岩石等脆性材料的抗拉强度远小于抗压强度（一般为 1/10），故拉应力是岩石的破坏的重要因素。由图 5.11~图 5.14 可知，在黄铁矿颗粒内部，热应力主要为压应力，其中心处最大。拉应力处于方解石基质内，且最大值一般位于相邻两个黄铁矿颗粒的中间部位，且环绕方铁矿颗粒分布。这是由于黄铁矿颗粒的膨胀系数大于方解石，吸收微波温度上升后，黄铁矿颗粒的膨胀变形受到方解石基质的夹制作用，故黄铁矿内部变为压应力，方解石基质内主要表现为拉应力，该应力分布模式对其他模型也具有普遍适用性。当 $t=0.55\text{ms}$ 时，方解石基质内局部最大拉应力达到 12.3MPa，达到其抗拉强度，故此时将会产生初始拉裂纹。随着照射时间增长到 $t=0.95\text{ms}$ 时，最大拉应力扩展相连，裂纹逐渐贯穿。

由图 5.15~图 5.18 可知，模型内部的等效应力的最大值主要分布于两种矿物的交界处和黄铁矿颗粒的连线上。根据形状改变比能理论^[62]（第四强度准则），在微波加热过程中，由于两种力学性质不同的矿物吸收微波能量后膨胀变形的差异，导致在矿物交界处的单位体积形状改变比能逐渐累积增大，当形状改变比能达到与岩石矿物性质有关的

某一极限值，岩石矿物就发生屈服，该理论认为剪应力是产生屈服的根本性因素。在模拟中，当矿物的等效应力大于其屈服应力时，则认为矿物进入塑性状态。当加热时间 $t=0.55\text{ms}$ 时，局部最大等效应力开始大于矿物的屈服极限，这表明矿物边界在剪应力作用下，局部的形状改变比能超过限值，开始进入塑性状态，随着时间的增加，矿物边界将完全进入塑性，同时伴随着裂纹的产生和贯穿，产生所谓的绕晶破坏，此种破坏形式对于矿物提取具有很大的意义，可以减少破碎、研磨等提取过程的能量消耗，提高能量利用率。

对于上述两种受材料细观结构热膨胀不匹配的影响而产生的不均匀热应力，可以统称为热失配应力，即 TMS(Thermal Mismatch Stress)。

由应力分布图还可看出，就单个黄铁矿颗粒而言，从颗粒中心到颗粒边界为压应力，且压应力较大；颗粒边界向外延伸压应力快速减小，在一定距离形成最大拉应力。对此，为消除本模型中临近黄铁矿颗粒所产生应力的干扰作用，故建立一个更简单的单颗粒模型对细观应力场的分布规律进行分析。

如下图 5.19 所示，所建模型为黄铁矿颗粒处于方解石基质中央，黄铁矿颗粒为方形，颗粒尺寸为 1mm ，方解石介质为圆形，半径为 2mm 。由于模型的对称作用，为减小计算量，可取 $1/4$ 建成计算模型。

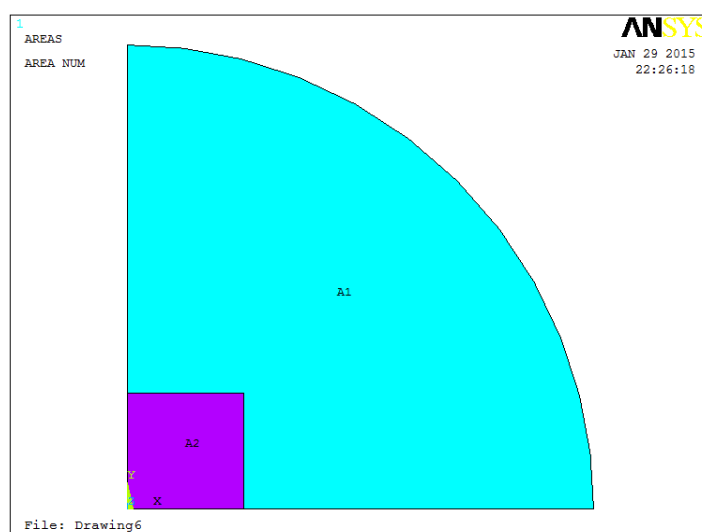


图 5.19 单颗粒模型图

施加 $1 \times 10^{10} \text{W/m}^3$ 的微波作用，计算得到的应力云图如 5.20 和 5.21。

如图 5.20 所示，主应力分布的模式为：沿模型的半径方向，呈现为由压应力逐渐变化为拉应力的趋势，即在黄铁矿颗粒内及附近一定范围处为压应力，再向外出现拉应力，并在距模型中心一定距离的方解石基质内产生最大拉应力值。为便于观察主应力的沿径向的变化规律，我们绘制出不同照射时间下，主应力沿模型径向的分布曲线，如图 5.22。

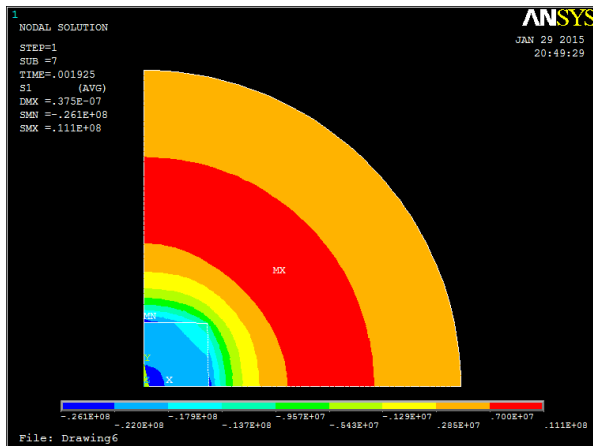


图 5.20 主应力分布云图

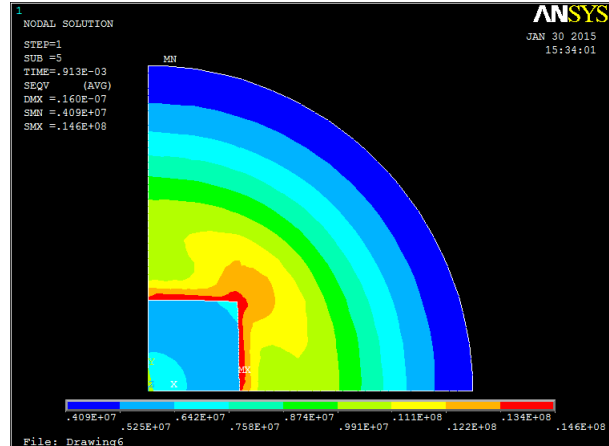


图 5.21 等效应力分布云图

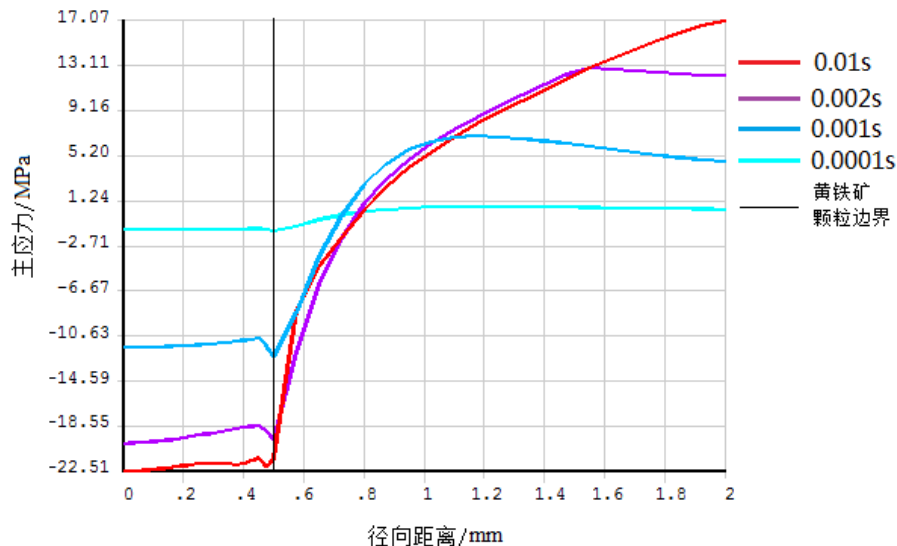


图 5.22 不同照射时间下的主应力曲线

由图 5.22 可以看出，模型的最大主应力（拉应力）随着照射时间的增加，逐渐远离黄铁矿颗粒。这是因为随着所吸收微波能量的增加，黄铁矿颗粒的膨胀作用越来越大，对包裹它的方解石基质的压缩作用越来越大，从而将最大拉应力位置逐渐“推”向远离黄铁矿颗粒的方向，同时产生更大的拉应力。

由图 5.21 可得，等效应力最大值总是处于两种矿物的交界处，同时会在黄铁矿颗粒的尖端形成应力集中。随着等效应力的发展，矿物边界的形状改变比能（畸变能）会不断增大，直至发生破坏。而该种破坏在本质上认为剪应力是使材料屈服的决定性因素，因此属于剪切破坏。

通过对模型的应力分析可以看出，微波照射造成的岩石损伤是由于岩石材料的不均匀性，其中包括热学性质和物理力学性质的差异，引起了岩石内部的热失配（Thermal

Mismatch)，从而产生了足够大的热失配应力，包括方解石基质内的拉应力和矿物边界的剪切变形共同作用，最终超过岩石的强度，造成岩石损伤。

5.2.2 破坏演化规律

功率密度为 $1 \times 10^{10} \text{ W/m}^3$ 时，模型塑性区分布如图 5.23~5.28。

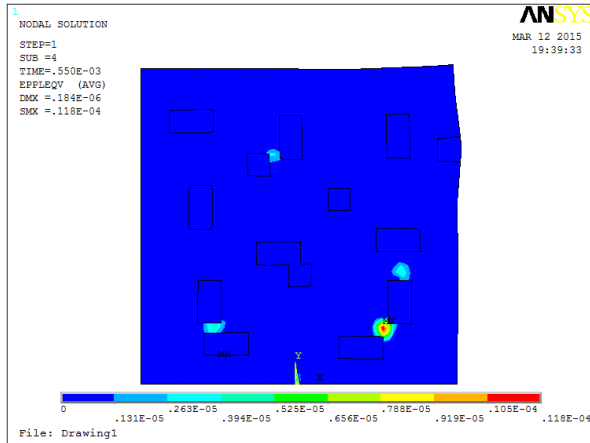


图 5.23 $t=0.55\text{ms}$ 的塑性区分布

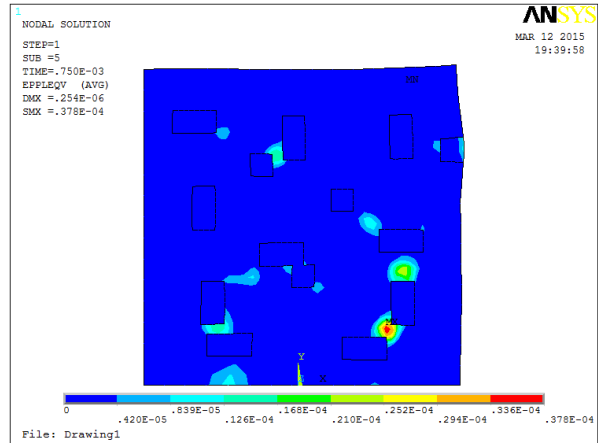


图 5.24 $t=0.75\text{ms}$ 的塑性区分布

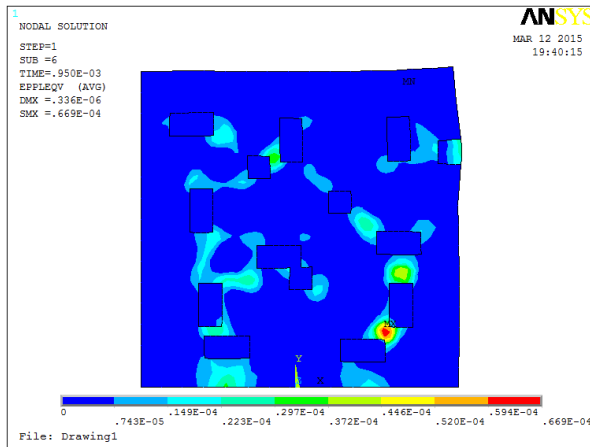


图 5.25 $t=0.95\text{ms}$ 的塑性区分布

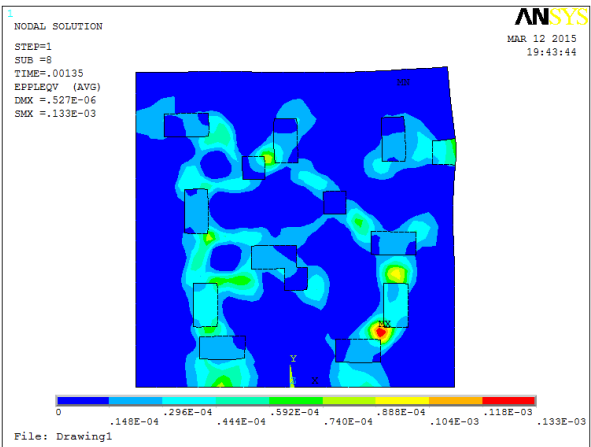


图 5.26 $t=1.35\text{ms}$ 的塑性区分布

由图 5.23~5.28 可以看出微波照射过程中的塑性区发展规律，对于岩石等脆性材料来说，进入塑性阶段就意味着产生了破坏，故可将塑性区发展规律视为岩石裂纹的发展规律。 $t=0.55\text{ms}$ 时，产生了最初的微裂纹，主要发生在黄铁矿颗粒的“尖端”； $t=0.95\text{ms}$ 时，裂纹逐渐扩展，此时大部分黄铁矿颗粒的晶体边界处产生了裂纹，即发生了剪切破坏。此外，围绕黄铁矿颗粒的放射状裂纹开始出现，并在相邻颗粒间连通，此即为拉应力破坏。随着微波的照射，到 $t=0.1\text{s}$ 时，所有黄铁矿晶体颗粒都产生了沿晶破坏，同时拉应力产生的放射状裂纹亦全部贯通、相连。

由图 5.26 可看出黄铁矿颗粒开始出现破坏。从前面应力分析可知，颗粒内部只存在

压应力，没有拉应力，而且 $t=0.95\text{ms}$ 时，黄铁矿颗粒中等效应力开始大于其强度，开始产生剪切变形破坏，即所谓的“穿晶破坏”。

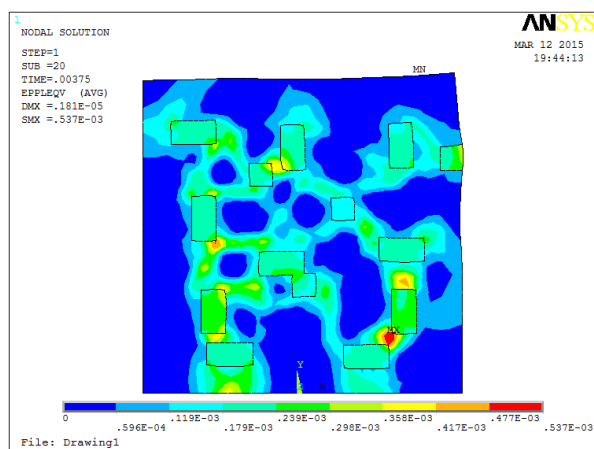


图 5.27 $t=3.75\text{ms}$ 的塑性区分布

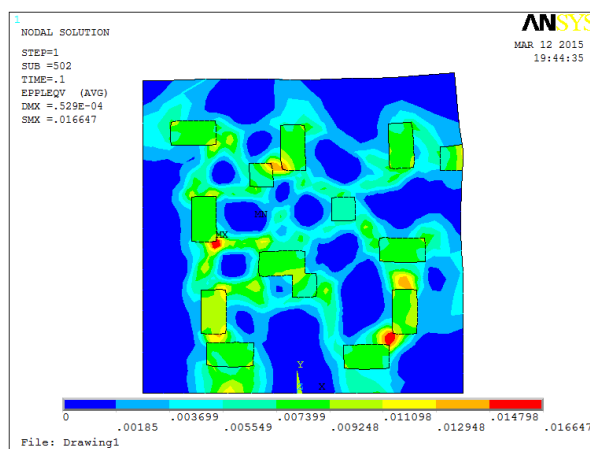


图 5.28 $t=0.1\text{s}$ 的塑性区分布

从塑性发展形态来看，主要有两种：一种是围绕黄铁矿颗粒呈放射状发展，另一种是沿着矿物边界发展，可以分别对应应力分析中的拉应力破坏和剪切变形破坏。

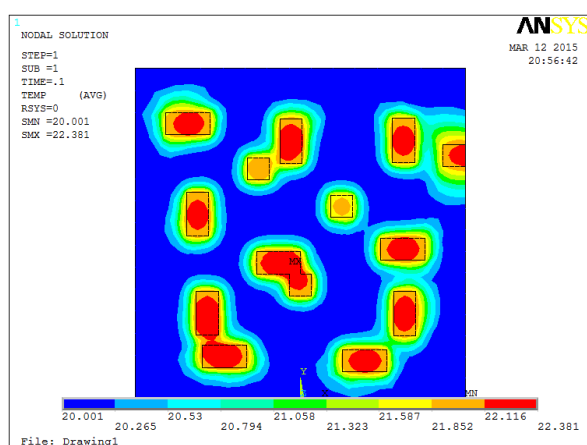
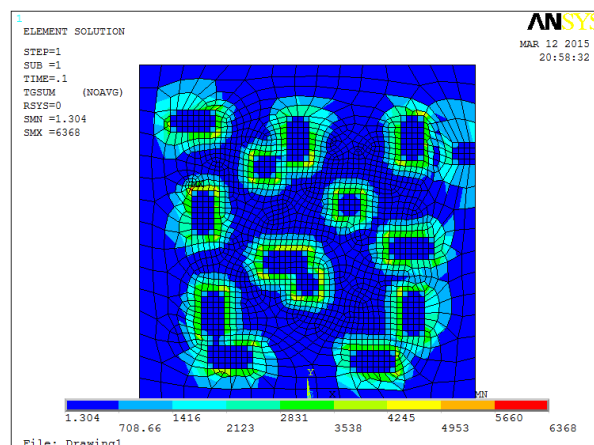
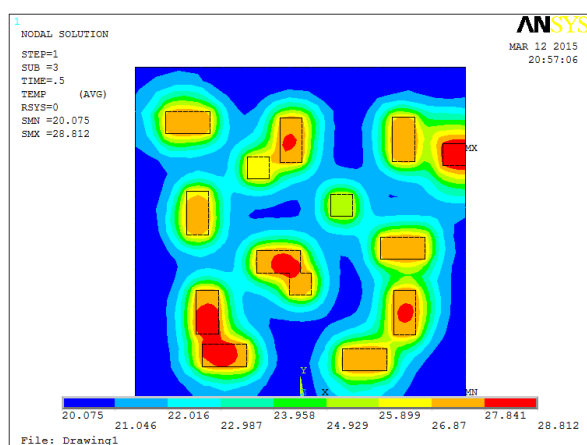
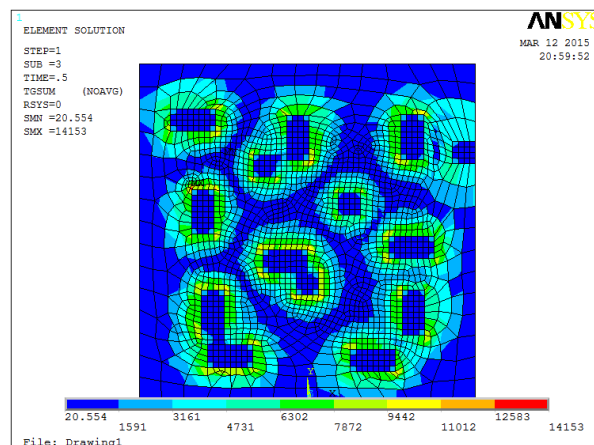
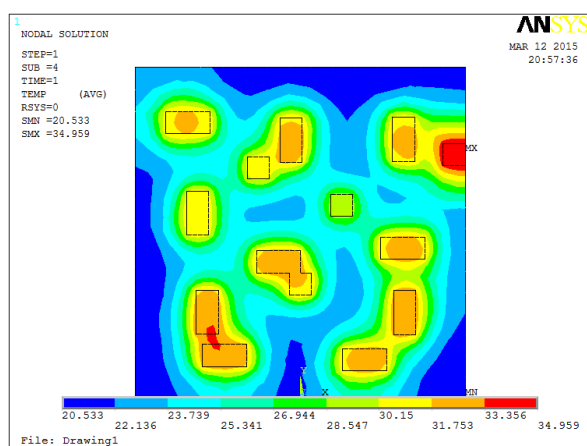
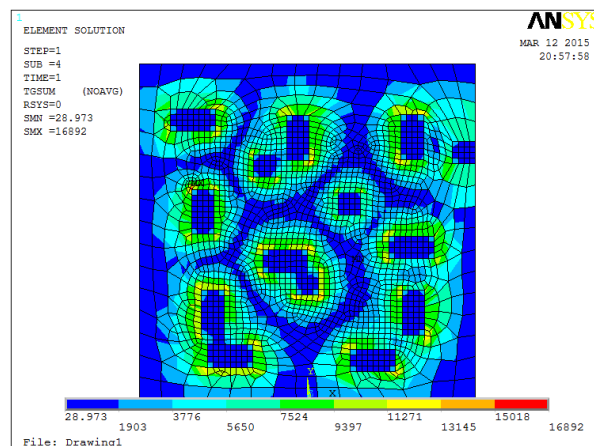
由上述分析结果可知，微波造成岩石损伤主要是利用不同矿物间的性质差异，包括热学性质和物理力学性质，吸波矿物吸收微波能迅速升温，形成“热点”，与周围微波透明基质形成一定的温度梯度，同时由于不同矿物间的热膨胀系数差异，两者共同作用下导致高温区域相对膨胀受到限制，进而在微波透明基质中产生拉应力破坏；同时两种矿物间的膨胀变形差异导致矿物边界发生剪切变形破坏；此外，随照射时间增加，黄铁矿颗粒内部的温度梯度造成的热膨胀差异也导致剪切变形破坏的发生。因此岩石的微波损伤是由拉破坏和剪切变形破坏共同作用，拉应力破坏主要产生围绕吸波矿物呈现放射状发展的裂纹；剪切变形破坏则是产生沿矿物边界发展的裂纹，此种破坏模式对矿物提取具有积极的意义。

5.3 功率密度和作用时间对岩石损伤的影响

为体现功率和作用时间对岩石损伤的影响规律，我们模拟了两种不同功率的微波作用，通过对比其在不同时间下温度场、应力场和塑性发展来对其进行研究。两种功率密度分别为 $1 \times 10^{10} \text{W/m}^3$ 和 $1 \times 10^8 \text{W/m}^3$ 。

(1) 通过模拟计算，功率密度 $1 \times 10^8 \text{W/m}^3$ 的微波计算所得温度分布如图 5.29~图 5.36 所示。

分析数据并对比可得到两种功率下，不同照射时间的峰值温度及最大温度梯度，如表 5.1 及 5.2。

图 5.29 $t=0.1s$ 的温度分布图 5.30 $t=0.1s$ 的温度梯度图 5.31 $t=0.5s$ 的温度分布图 5.32 $t=0.5s$ 的温度梯度图 5.33 $t=1s$ 的温度分布图 5.34 $t=1s$ 的温度梯度

通过表 5.1 及 5.2, 可以发现较低功率的微波照射产生的峰值温度很小, 且在相同照射时间下不能形成足够大的温度梯度。例如, $P_d=1 \times 10^8 \text{ W/m}^3$, 照射 $0.1s$ 时只能达到

7558 °C/m 的温度梯度，而 $P_d=1 \times 10^{10} \text{ W/m}^3$ 的微波可以达到 492301 °C/m。因为温度梯度对岩石的破坏有很重要的作用，故可以得出高功率微波对岩石损伤具有积极的意义。

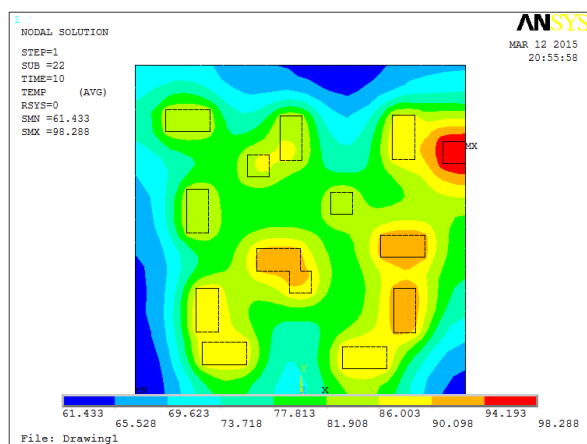
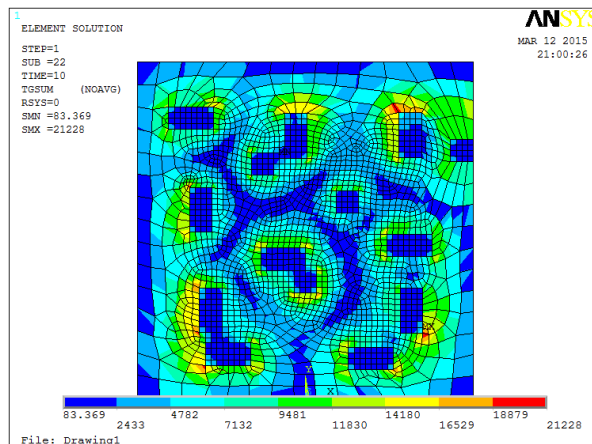
图 5.35 $t=10\text{s}$ 的温度分布图 5.36 $t=10\text{s}$ 的温度梯度

表 5.1 不同功率密度和照射时间的峰值温度

照射时间 (s)	峰值温度 (°C)	
	$P_d=1 \times 10^8 \text{ W/m}^3$	$P_d=1 \times 10^{10} \text{ W/m}^3$
1×10^{-3}		23.32
0.01	20.35	52.25
0.1	22.63	283.95
0.5	29.24	943.90
1	35.67	1587.0
10	98.35	

表 5.2 不同功率密度和照射时间的峰值温度梯度

照射时间 (s)	温度梯度 (°C/m)	
	$P_d=1 \times 10^8 \text{ W/m}^3$	$P_d=1 \times 10^{10} \text{ W/m}^3$
1×10^{-3}		1720
0.01	1311	143734
0.1	7558	758456
0.5	15405	1.54E6
1	17799	1.78E6
10	21309	

通过分析可以绘制出两种功率作用下，方解石基质中一点（节点号 749）的温度梯度变化曲线，如图 5.37 和图 5.38。

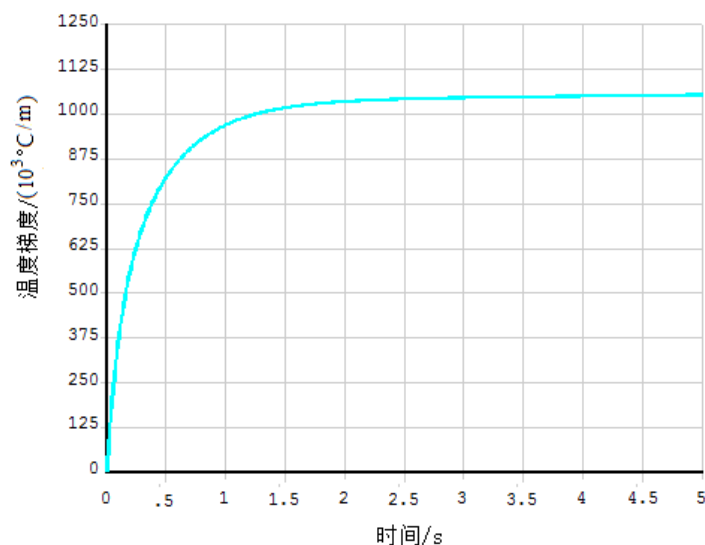


图 5.37 $P_d=1\times 10^{10} \text{ W/m}^3$ 下方解石中某点的温度梯度曲线

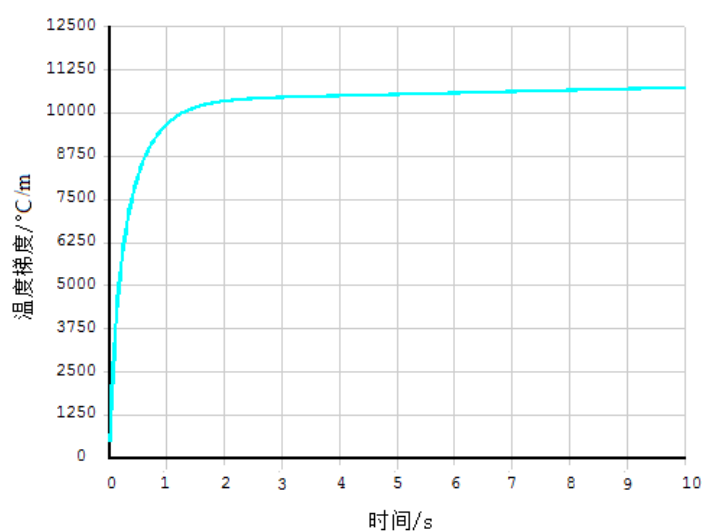


图 5.38 $P_d=1\times 10^8 \text{ W/m}^3$ 下方解石中某点的温度梯度变化曲线

通过分析图 5.37 和图 5.38 可以很明显的看出，对于不同的功率，温度梯度的变化规律相同，都是在 2s 内迅速增大到一定水平，而后趋于平缓，基本不再增加。因此可以得出结论：在一定的照射时间内，照射时间对岩石内的温度梯度增加作用明显，在这之后，时间的增加并不能明显的提高温度梯度，而同时黄铁矿颗粒的温度不断升高，经过长时间的热传递过程，将使很大一部分能量传到方解石基质中，降低了能量利用率。因此，仅通过增加照射时间来增大损伤程度并不是合理的措施。

必须注意的是，由于本模型并未考虑模拟中的相变过程，实际情况中，岩石的组成

成分很复杂,随着照射时间增长,温度的上升,岩石内部的某些矿物会发生物理化学变化,此外水汽的蒸发会形成很大的蒸汽压力,对裂纹的扩展有很大作用,因此在实际应用中,必须对各种因素加以考虑,才能取得良好成果。

(2) 功率密度为 $1 \times 10^8 \text{ W/m}^3$ 时,模型应力分布如图 5.39~5.42。

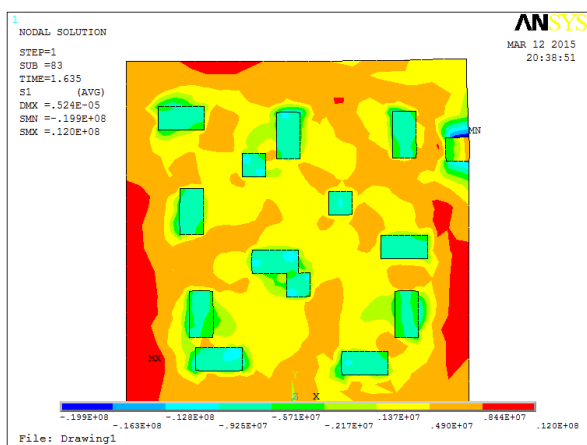


图 5.39 $t=1.635\text{s}$ 的主应力分布

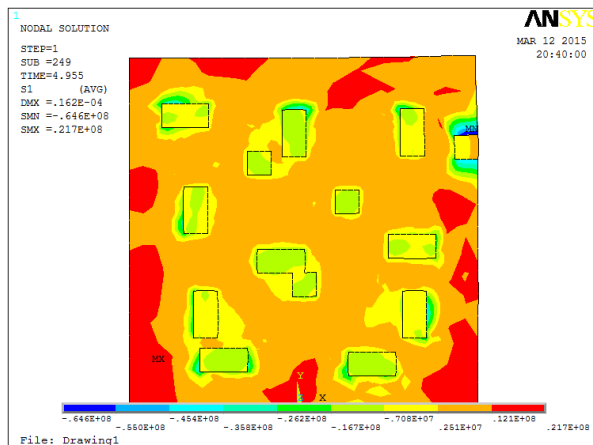


图 5.40 $t=4.955\text{s}$ 的主应力分布

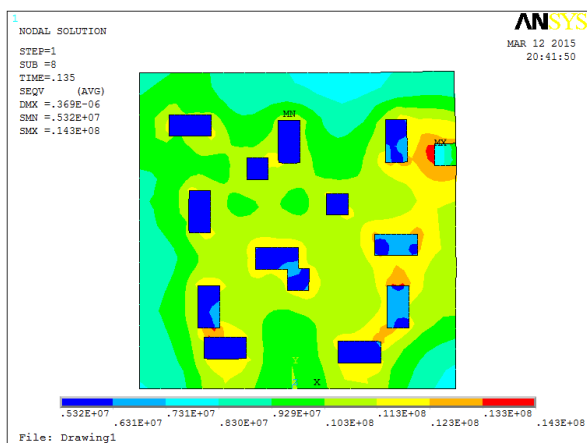


图 5.41 $t=0.135\text{s}$ 的等效应力分布

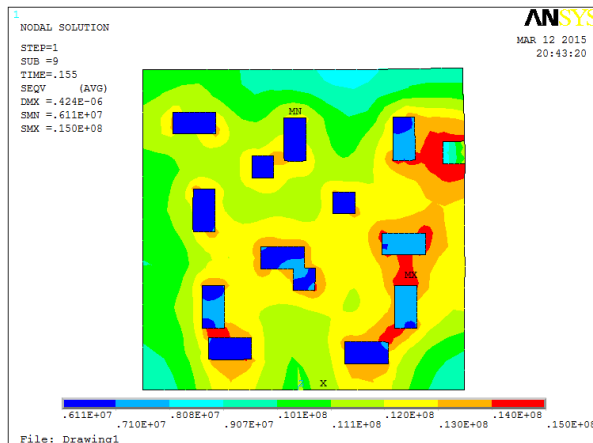


图 5.42 $t=0.155\text{s}$ 的等效应力分布

对比图 5.11~5.18 和图 5.39~5.42 可以看出,较低功率的微波作用不能在黄铁矿颗粒间形成足够大的拉应力,基本不发生拉破坏,而等效应力分布规律与高功率时基本一致。当 $t=0.135\text{s}$ 时,等效应力开始超过矿物的强度,出现最初的剪切破坏,且破坏基本都沿着矿物交界处。对比而言, $P_d=1 \times 10^{10} \text{ W/m}^3$ 时,最初产生剪切破坏的时间为 0.55ms 。由此可见,产生相同破坏时,低功率的微波需要更长的时间和更多的能量。因此,采用高功率微波和较短照射时间的组合,是合理且节能的方式。

为详细分析低功率情况下的应力变化,通过对单颗粒模型进行计算,其主应力分布云图如下图 5.43 和 5.44。

图 5.43 和 5.44 可见,最大拉应力位于黄铁矿颗粒外角部,因为其形状不规则,因而

产生了应力集中。取外角部的节点绘制主应力曲线图，如图 5.45。等效应力分布情况和高功率时的分布情况一致，但应力梯度较小。

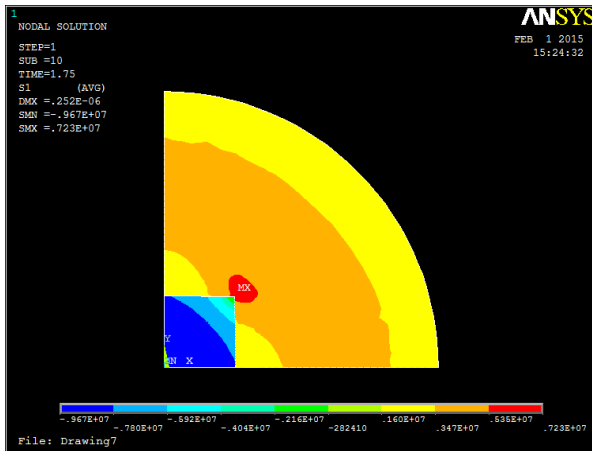


图 5.43 主应力分布云图

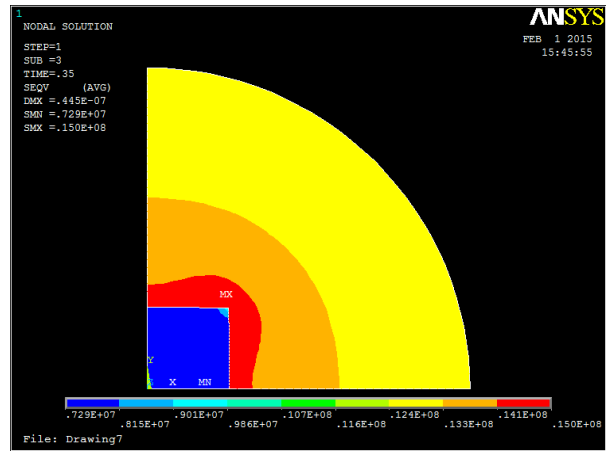


图 5.44 等效应力分布云图

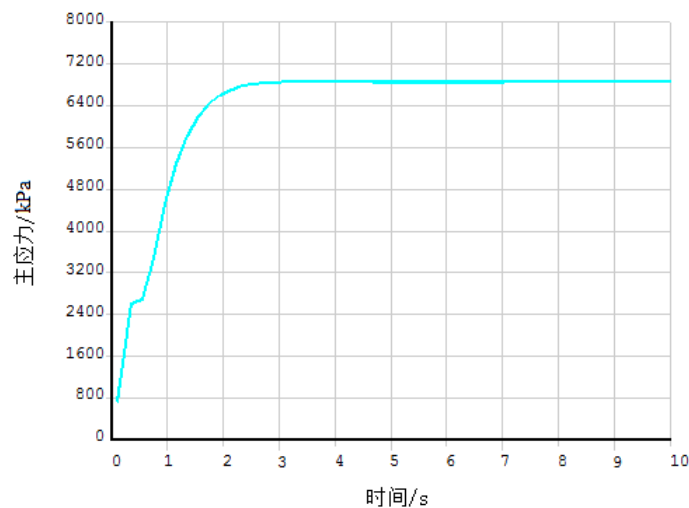


图 5.45 $P_d=1\times 10^8 \text{ W/m}^3$ 的主应力与照射时间关系曲线

由曲线图 5.45 可以看出，在低功率微波照射下，拉应力在 2s 之内即达到最大值，而后随着时间的增长拉应力基本保持不变，因此长时间的照射并不能对其应力增大产生作用。并且其最大值小于矿物的抗拉强度，所以功率密度为 $1\times 10^8 \text{ W/m}^3$ 时，基本不产生拉破坏。同时可以推断，当功率密度低于一定水平时，微波照射将不会对岩石造成明显损伤。

(3) 功率密度为 $1\times 10^8 \text{ W/m}^3$ 时，模型的塑性发展云图如图 5.46~5.49。

由图 5.46~5.51 的塑性发展云图可以看出，随着照射时间的增加，岩石的损伤程度逐渐加大。与高功率作用下的塑性区对比，同样产生初始破坏，功率密度为 $1\times 10^8 \text{ W/m}^3$ 的微波耗时为 0.155s，而图 5.23 中，功率密度为 $1\times 10^{10} \text{ W/m}^3$ 的微波耗时为 0.55ms，且

消耗能量仅为低功率时的 1/3。所以，达到基本相同的破坏程度，高功率微波所需的照射时间更短，且能量利用率更高。

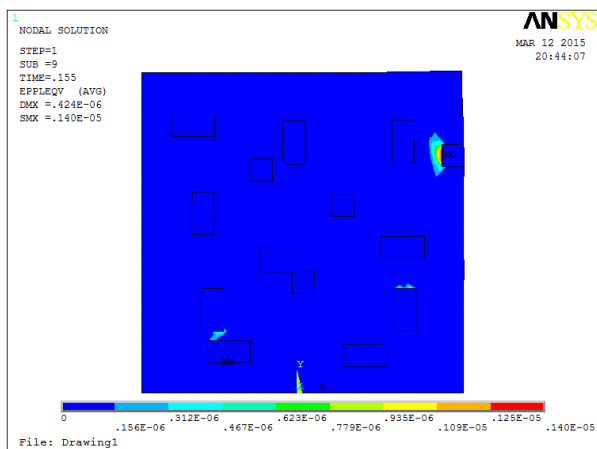


图 5.46 $t=0.155s$ 的塑性区分布

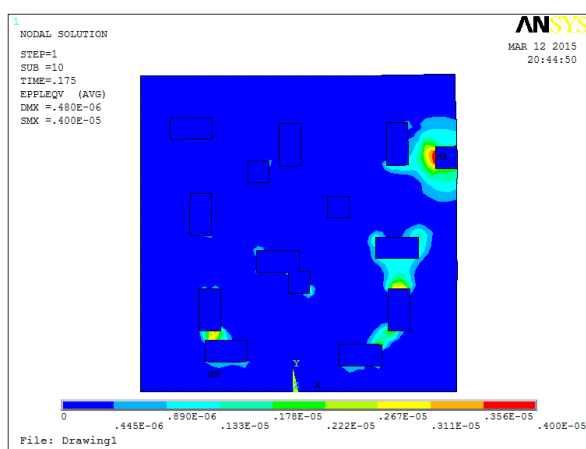


图 5.47 $t=0.175s$ 的塑性区分布

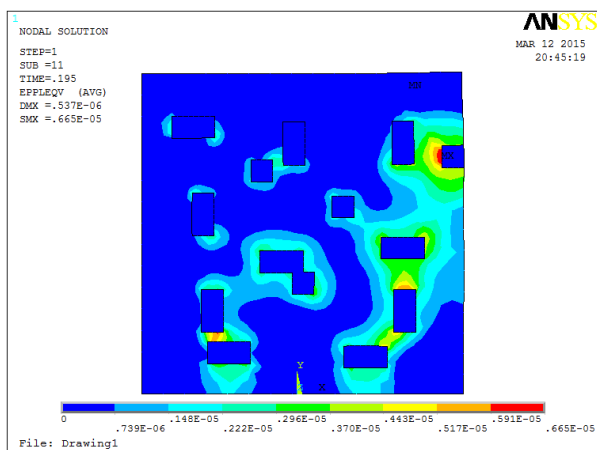


图 5.48 $t=0.195s$ 的塑性区分布

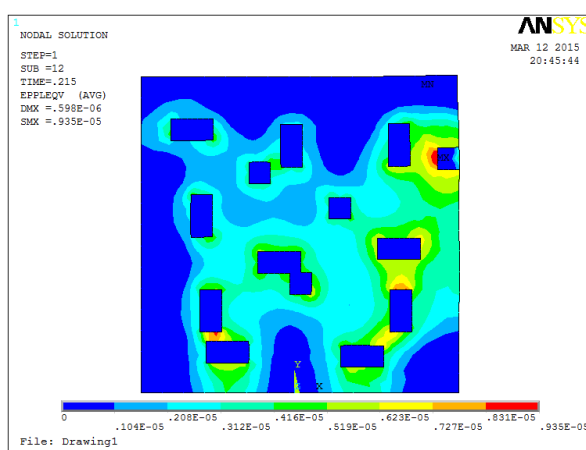


图 5.49 $t=0.215s$ 的塑性区分布

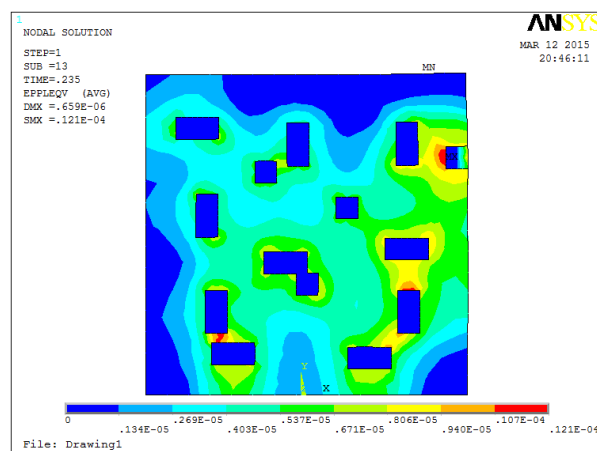


图 5.50 $t=0.235s$ 的塑性区分布

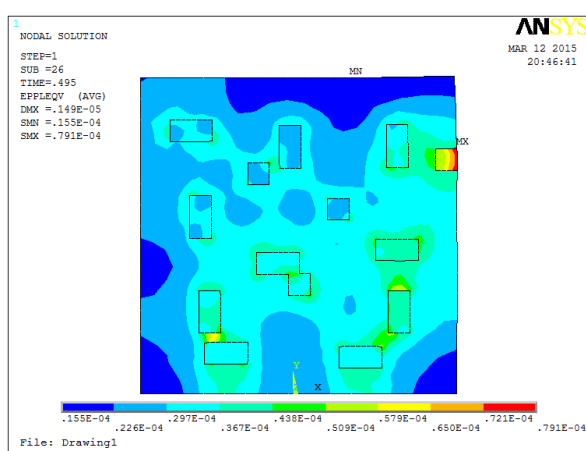


图 5.51 $t=0.495s$ 的塑性区分布

对比高低功率不同的塑性区发展规律可以看出，图 4.56~5.49 中，较低功率微波照

射的塑性区发展主要沿着黄铁矿颗粒的边界，并逐渐向外扩展相连，较少有放射状塑性区发展；图 5.23~5.27 中，高功率微波照射下，明显是先产生围绕黄铁矿颗粒呈放射状发展的塑性区，并逐渐与邻近颗粒相连，而后矿物边界处的塑性区开始发展。因此可以得出，高功率微波作用下的岩石破坏主要为拉应力破坏，低功率微波作用主要产生剪切变形破坏。

由以上分析研究可以得出：微波功率密度的变化对岩石损伤程度的影响很大，高功率微波作用下，吸波矿物能在短时间内产生更高的温度，并在岩石中形成更大的温度梯度，产生更大的梯度应力，这对岩石损伤非常有利；并且由于能够产生较高的温度，因此吸波矿物的热膨胀作用也将更加显著，能够在周围基质中产生更大的拉应力。高功率微波作用主要产生围绕吸波矿物放射状的拉应力破坏，低功率时主要产生沿矿物边界的剪切变形破坏。

照射时间也是影响微波损伤的重要因素，总体上随着微波照射时间的增长，岩石的损伤程度会越大，但能量利用的效率并不完全与时间呈正相关，而是存在一个时间点，在该时间点以前，随着时间增长，岩石内温度梯度、应力值不断增大，能量能最大限度地应用于增大损伤；在这之后，照射时间的增长将不能有效提高温度梯度和应力值，对岩石损伤程度增加的效果迅速减弱，能量利用率将明显降低。

从模拟结果亦可得到，为达到预期的岩石损伤程度，我们应该首选较高功率微波，在较短的照射时间达到破坏，以达到提高能量利用率的目的。

由数值模拟结论可以看出，通过模拟所得到的微波照射损伤岩石的规律与花岗岩试验的结论相一致，验证了二相岩石数值模型的合理性。同时，对微波损伤岩石细观力学机理的研究也取得了与之前研究相似的结论，因此可以说明本数值模拟方法的正确性。

5.4 本章小结

本章使用 ANSYS 软件对所建简化二相岩石模型进行微波照射的模拟计算，分析了微波照射损伤岩石的细观机理，并对不同微波参数对岩石损伤的影响规律进行了研究。结论如下：

(1) 微波照射会在岩石内部形成“热点效应”，吸波矿物吸收能量形成高温“热点”，与周围的微波透明基质的低温区域形成温差，当温度梯度足够大时，其产生的温度应力将大于矿物的强度，产生破坏。

(2) 微波照射引起岩石损伤主要是由吸波矿物加热后的膨胀变形作用在基质中产生的拉应力破坏和矿物边界处不同矿物间物理力学性质差异产生的剪切变形破坏共同作用产生的。

(3) 拉应力破坏主要产生于微波透明基质内，呈现围绕吸波矿物颗粒放射状发展，并且在吸波矿物颗粒间连接、贯通；剪切破坏主要沿矿物边界发展，形成“环晶破坏”，

当照射达到一定程度时，吸波矿物颗粒也将由于等效应力增大产生剪切变形破坏，形成“穿晶破坏”。

（4）微波功率对岩石损伤具有积极的意义，高功率微波能产生高温热点，在相同照射时间，形成更高的温度梯度，继而产生更高的温度应力，更早发生破坏。高功率微波作用下，岩石的破坏模式主要趋向产生围绕吸波矿物呈放射性发展的拉应力破坏；低功率作用下，主要趋向于产生沿矿物边界的剪切破坏。

（5）在一定程度的微波功率下，总体上照射时间的增长与损伤程度呈正相关，但存在一个时间点，再此时间点之前微波能量能被最大程度的利用来产生高温热点，迅速提高温度梯度并产生温度应力，形成损伤。在这之后，单纯地增加照射时间，并不能有效地提高温度梯度和增大温度应力，损伤程度也不再有效增加，作用效率大大降低。

（6）为有效提高微波能量的利用率，推荐采用较高功率，以便在较短照射时间内达到预想的破坏程度。

6 结论与展望

6.1 结论

本文旨在对微波照射弱化岩石的数值模拟方法进行研究,对微波照射弱化岩石的基本理论和数学模型进行系统阐述,并且探索出有效的方法利用有限元软件对微波照射弱化岩石进行数值模拟研究,以促进微波破碎岩石的研究,为“微波+机械”组合能量隧道掘进的发展奠定基础。通过对微波照射岩石的基础理论的分析,在前人研究的基础上,结合微波照射弱化花岗岩的试验研究,建立起类似花岗岩的二维简化二相岩石矿物系统模型,使用 ANSYS 软件模拟计算,对微波照射弱化岩石的细观机理进行了分析,并对不同微波参数下岩石强度损伤的规律进行了模拟分析,验证了试验的结果。得出了以下几点结论:

(1) 微波作用引起岩石损伤的原理主要是利用不同矿物间的物理力学性质的差异,吸波矿物吸收微波能迅速升温,形成“热点”,与周围低温基质形成温度差,继而产生温度应力,当应力大于矿物自身强度时发生破坏,产生微裂纹,强度降低。

(2) 岩石经微波照射后,吸波矿物颗粒受热膨胀,受到温度较低的微波透明基质的限制,在微波透明基质中产生拉应力破坏;同时由于温度差异和各自的热膨胀系数不同,两种矿物间的膨胀变形差异导致矿物边界发生剪切变形破坏;随着照射时间增长,吸波矿物颗粒中温度梯度达到一定水平后,其产生的温度梯度应力将超过自身强度,发生剪切破坏。故微波照射引发的岩石损伤包括拉应力破坏和剪切应力破坏两方面。

(3) 拉应力破坏主要产生围绕吸波矿物呈现放射状发展的裂纹,剪切变形破坏则主要是产生沿矿物边界发展的裂纹。

(4) 微波功率对岩石损伤具有积极的意义,高功率微波能产生高温热点,在相同照射时间,形成更高的温度梯度,继而产生更高的温度应力,造成更大的损伤。高功率微波作用下,岩石的破坏模式主要趋向产生围绕吸波矿物呈放射性发展的拉应力破坏;低功率作用下,主要趋向于产生沿矿物边界的剪切破坏。

(5) 在一定的微波功率下,从总体上看,照射时间的增长与损伤程度呈正相关,但存在一个有效照射时间,再此时间以内,随着时间增长,岩石内温度梯度、应力值不断增大,能量能最大限度地应用于增大岩石损伤;在这之后,单纯地增加照射时间,将不能有效提高岩石损伤程度,能量利用率将明显降低。

(6) 为有效提高微波能量的利用率,推荐采用较高功率微波,以便在较短照射时间内达到破坏。

6.2 展望

(1) 本文在数值模拟中仅仅将岩石简化为理想的二相岩石系统，视为完整各向同性的连续介质，但实际上岩石中存在各种节理、微裂纹等初始缺陷，为更加贴近实际情况，仍需进一步寻求更有效的方法来考虑各种因素，使结果更加准确。对不同结构类型的岩石模型也有待进一步研究，例如玄武岩之类的较为均质的细颗粒岩石。

(2) 模拟中仅按固热耦合场分析，并未考虑某些矿物受热发生相变的情况，对岩石中的水分汽化和某些矿物受热分解的情况也未涉及，因此今后需要考虑多物理场耦合的情况，以便更加贴近实际。

(3) 微波弱化岩石的工程应用有待发展，将微波设备与当前的隧道掘进机结合，开发出高效、安全能应用于实际隧道施工的革命性工具将极大促进微波辅助掘进破岩的研究和发展。

致 谢

硕士研究生生活一晃而过，如白驹过隙。回首走过的岁月，我收获颇多，这些收获都离不开一路上关心、爱护我的老师、朋友与亲人。在论文即将完成之际，谨对多年来给予我关心和支持的良师益友和亲人们致以最诚挚的谢意。

首先感谢我的导师戴俊教授。本论文在他的精心指导下完成的，从论文选题到完成，戴老师都倾注了大量的时间和精力。三年来，无论是在学习上还是生活上，导师都给予了我极大的关怀和帮助，给我提供了许多历练自己的机会，不断地指导我学习专业知识，提高专业技能，让我在科研过程中更深刻体会到严谨、务实、精益求精做事风格的重要性，这都是导师带给我一生的重要财富，值此论文完成之际，谨再次向导师致以最崇高的敬意和最衷心的感谢！

感谢西安科技大学建筑与土木工程学院的各位老师的指导和帮助！感谢秦立科老师在论文撰写过程中的指导和帮助。感谢陈隆梅老师、张娜老师在工作和生活上的帮助和鼓励。

感谢同门师兄弟在科研和生活上的帮助，在此向杨蕾、周彦良、曹东、王振峰、宋浩国、吴丙权、孟振、郝忠院、吴涛、武宇、杨凡、邹清祺、闫鹏飞、陈哲浩、潘艳宾、卢金字、王倩、孙晓蒙等表示敬意。同时感谢建工学院 2012 级硕士同学给予我的大力帮助和支持！

当然，还要感谢我的家人，是家人的支持给了我不断前行的力量和勇气，让我能够克服困难并找到前进的方向！

最后，感谢在百忙之中细心评审本文的专家和教授！

参考文献

- [1] 吴立, 张时忠, 林峰. 现代破岩方法综述[J]. 探矿工程, 2000, (2): 49~51.
- [2] 张强. 岩石破碎技术发展趋势[J]. 有色矿山, 1996, (6): 20~22.
- [3] 徐小荷, 余静. 岩石破碎学[M]. 北京: 煤炭工业出版社, 1984.
- [4] D.P. Lindroth, W.R. Berglund, R.J. Morrell. 采用微波辅助钻进硬岩的技术(毛光宁 译). 隧道译丛, 1994, (11): 5~11.
- [5] 田祯. 用电磁波破碎岩石的研究[J]. 非金属矿, 1980, (2): 48~54.
- [6] 周叔良, 王维德. 硬岩的微波辅助钻进[J]. 世界采矿快报, 1993, (36): 14~17.
- [7] 赵俊蔚, 赵国惠. 微波加热在矿冶方面的应用研究现状[J]. 黄金, 2008, 12(39), 39~43.
- [8] S.D. Viktorov, A.P. Kuznetso. Explosive Breaking of Rock: A retrospective and a possible alternative[J]. Journal of Mining Science, 1998, 1(34): 43~49.
- [9] S.W. Kingman, K. Jackson, A. Cunbane. Recent developments in microwave-assisted comminution[J]. Int.J of Mineral Processing, 2004, 74 (1-4): 71~83.
- [10] S.W. Kingman. Recent developments in microwave processing of minerals[J]. International Materials Reviews, 2006, 51 (1): 1~12.
- [11] H. Satish, J. Ouellet, V. Raghavan et al. Investigating microwave assisted rock breakage for possible space mining application[J]. Transaction of the Institutions of Mining and Metallurgy, Section A: Mining Technology, 2006, 115 (1): 35~40.
- [12] C.A. Pickles. Microwaves in extractive metallurgy: Part2-A review of applications[J]. Minerals Engineering, 2009, 22(13): 1112~1118.
- [13] C. Murray, S. Courley, P.F. Howlett. Develop in rock-breaking techniques[J]. Tunneling and Underground Space Technology, 1994, 9(2): 225~229.
- [14] S.W.Kingman, W.Vorster, N.A.Rowson. The influence of mineralogy on microwave assisted grinding[J]. Minerals Engineering, 2000, 13(3): 313~327.
- [15] J. J. Napier-Munn, S. Morell, R.D. Morrison, T.Kojovic. Mineral Comminution circuits, their operation and optimisation[C]. JKRC Monograph Series in Mining and Mineral Processing. University of Queensland, Australia, 1996.
- [16] F. Hassani, P.M. Nekoovaght. Microwave assisted mechanical rock breaking[C]. Harmonising Rock Engineering and the Environment. London: Taylor and Francis Group, 2011.
- [17] F. Hassani, J. Ouellet, P. Radziszewski et al. Microwave assisted drilling and its influence

- on rock breakage[C]. International symposium of rock mechanics, Proceeding of 5th Asian Rock Mechanics Symposium, 2008, (1): 87~104.
- [18] J.W. Walkiewicz, G Kazonich, S.L. McGill. Microwave heating characteristics of selected minerals and compounds[J]. Miner. Metal Process, 1988, (1): 39~42.
- [19] Pejman Nekoovaght Motlagh. An investigation on the influence of microwave energy on basic mechanical properties of hard rocks[D]. Concordia University, 2009.
- [20] G.Scott, S.M.Bradshaw, J.J.Eksteen. The effect of microwave pretreatment on the liberation of a copper carbonatite ore after milling[J]. Int.J.of Mineral Processing, 2008, (85): 121~128.
- [21] Erol Kaya. Comminution behavior of microwave heated two sulphide copper ores[J]. Indian Journal of Chemical Technology, 2010, (17): 455~461.
- [22] 戴俊, 孟振, 吴丙权. 微波照射对岩石强度的影响研究[J]. 有色金属, 2014, (3): 54~57.
- [23] 戴俊, 吴涛, 曹东, 等. 微波照射后钢纤维混凝土强度劣化研究[J]. 西安建筑科技大学学报(自然科学版), 2014, 46(1), 6~9.
- [24] 陈新年, 戴俊, 孟振. 微波辅助机械剔选再生混凝土骨料技术[J]. 西安科技大学学报, 2013, 33(5): 72~76.
- [25] 孟振. 微波照射下岩石损伤演化的数值模拟研究[D]. 西安: 西安科技大学, 2013.
- [26] 曹东. 微波照射下混凝土强度弱化规律的试验研究[D]. 西安: 西安科技大学, 2012.
- [27] D.N. Whittles, S.W. Kingman, D.J. Reddish. Application of numerical modeling for prediction of the influence of power density on microwave-assisted breakage[J]. Int.J.of Minerals Processing, 2003, 68(1~4): 71~91.
- [28] S.W. Kingman, The effect of microwave radiation on the comminution and beneficiation of minerals and ores[D]. PhD thesis, University of Birmingham, 1998.
- [29] S.W. Kingman, W. Vorster, N.A. Rowson. The influence of mineralogy on microwave assisted grinding[J]. Miner. Eng, 2000, (3): 313~327.
- [30] D.A. Jones, S.W. Kingman, D.N. Whittles et al. Understanding microwave assisted breakage[J]. Miner. Eng, 2005, 18 (7): 659~669.
- [31] D.A. Jones, S.W. Kingman, D.N. Whittles et al. The influence of microwave energy delivery method on strength reduction in ore samples[J]. Chemical Engineering and Processing, 2007, 46 (4): 291~299.
- [32] A.Y. Ali, S.M. Bradshaw. Quantifying damage around grain boundaries in microwave treated ores[J]. Chemical Engineering and Processing: Process Intensification, 2009, 48(11~12): 1566~1573.

- [33] A.Y. Ali, S.M. Bradshaw. Bonded-particle modelling of microwave-induced damage in ore particles[J]. Mineral Engineering, 2010, 23 (10): 780~790.
- [34] A.Y. Ali, S.M. Bradshaw. Effect of Microwave Treatment on Mineral Liberation through Bonded Particle Modelling and Simulation of Single Particle Compression[C]. Computational Modelling, Falmouth, Cornwall, UK, 2011.
- [35] A.Y. Ali, S.M. Bradshaw, R. Marchand et al. Performance Quantification of Applicators for Microwave Treatment of Crushed Mineral ore[C]. 12th International Conference on Microwave and High Frequency Heating, Karlsruhe, Germany, 2009.
- [36] Michal Lovás. Modeling of microwave heating of andesite and minerals[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2010, (53): 3387~3393.
- [37] T. Santos et al. Electromagnetic and thermal history during microwave heating[J]. Applied Thermal Engineering, 2011, (31): 3255~3261.
- [38] T. Santos, L.C. Costa, M.A. Valente et al. 3D electromagnetic field simulation in microwave ovens: a tool to control thermal runaway[C]. Proceedings of COMSOL Conference, Paris, France, 2010.
- [39] P. Hartlieb, M. Leindl, F. Kuchar et al. Damage of basalt induced by microwave irradiation[J]. Minerals Engineering, 2012, (31): 82~89.
- [40] T. Peinsitt, F. Kuchar, P. Hartlieb et al. Microwave heating of dry and water saturated basalt, granite and sandstone[J]. Int.J.of Mineral Processing, 2010, 2 (1): 18~29.
- [41] G.Wang, P. Radziszewski, J. Ouellet. Particle modeling simulation of thermal effects on ore breakage[J]. Computational Materials Science, 2008, (43): 892~901.
- [42] T.S. Wanne, R.P. Young. Bonded-particle modeling of thermally fractured granite[J]. International Journal of Rock Mechanics and Mining Science, 2008, 45 (5): 789~799.
- [43] R.W. Hockney, J.W. Eastwood. Computer Simulation Using Particles[M]. Institute of Physics Publishing, 1998.
- [44] 朱守正. 温变参数材料微波加热的数值模拟[J]. 电子学报, 1994, 22(9): 28~33.
- [45] L. Sikong. Mechanical property and cutting rate of microwave treated granite rock[J]. Songklanakarin Journal of Science and Technology, 2009, 31 (4): 447~520.
- [46] 波扎. 微波工程[M]. 北京: 电子工业出版社, 2010.
- [47] 沈致远. 微波技术[M]. 北京: 国防工业出版社, 1982.
- [48] 张兆镗. 微波加热技术基础[M]. 北京: 电子工业出版社, 1988.
- [49] 孙俊. 微波冶金加热过程动态仿真及优化设计[D]. 昆明: 昆明理工大学, 2013.
- [50] 王湘云, 郭华东, 王超等. 干燥岩石的相对介电常数研究[J]. 科学通报, 1999, 44(13): 1384~1391.

- [51] 康健. 随机介质固热耦合数学模型与岩石热破裂数值实验[D]. 阜新: 辽宁工程技术大学, 2004.
- [52] 牟群英, 李贤军. 微波加热技术的应用与研究进展[J]. 物理学与高新技术, 2004, 33(6): 438~442.
- [53] 李景涌. 有限元法[M]. 北京: 北京邮电大学出版社, 1999.
- [54] 唐兴伦. ANSYS 工程应用教程热与电磁学篇[M]. 北京: 中国铁道出版社, 2003.
- [55] 谭建国. 使用ANSYS10.0进行有限元分析[M]. 北京: 北京大学出版社, 2002.
- [56] 张国智, 胡仁喜, 陈继刚等. ANSYS10.0热力学有限元分析实例指导教程[M]. 北京: 机械工业出版社, 2007.
- [57] 王泽鹏, 张秀辉. ANSYS 12.0热力学有限元分析从入门到精通[M]. 北京: 机械工业出版社, 2010.
- [58] 杨世铭. 传热学[M]. 北京: 高等教育出版社, 1987.
- [59] 杨晓庆, 黄卡玛. 微波加热模拟中的关键问题讨论[J]. 压电与声光, 2008, 30(2): 105~108.
- [60] D.D. Dincov, K.A. arrott, K.A. Pericleous. Heat and mass transfer in two-phase porous materials under intensive microwave heating[J]. Journal of Food Engineering, 2004, (65): 403~412.
- [61] Y. Wang, N. Djordjevic. Thermal stress FEM analysis of rock with microwave energy[J]. International Journal of Mineral Processing, 2014, (130): 74~81.
- [62] 孙倩, 李树忱, 冯现大等. 基于应变能密度理论的岩石破裂数值模拟方法研究[J]. 岩土力学, 2011, 32(5): 1575~1582.