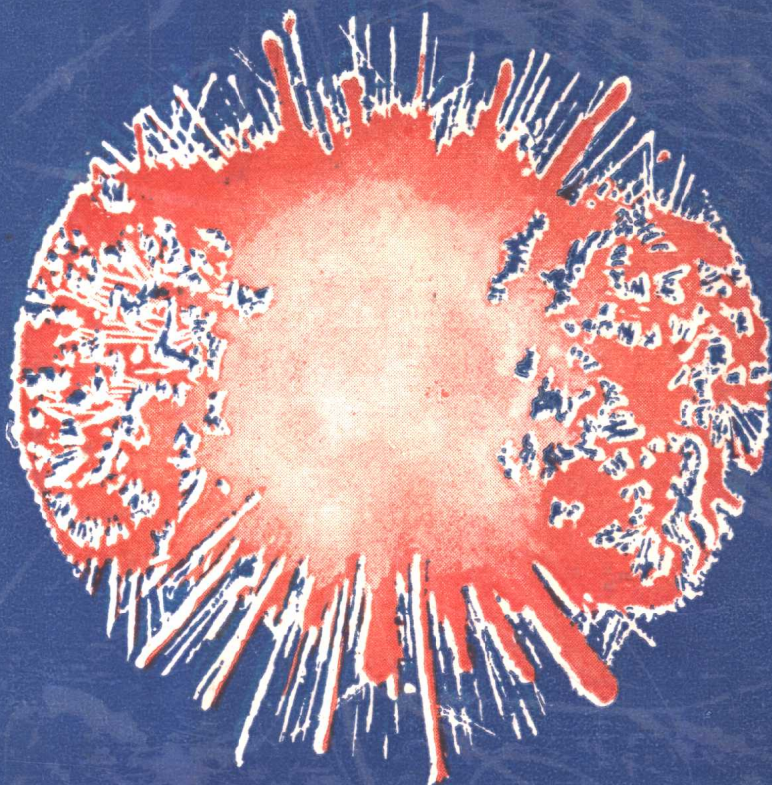




INTRODUCTION
TO
QUARK MATTER THEORY

LI JIA-RONG

EDITOR TAN QING-LIAN

李家荣 著 刘连寿审定

夸克物质理论导论

INTRODUCTION
TO
QUARK MATTER THEORY

LI JIA-RONG
EDITOR TAN QING-LIAN

夸克物质理论导论

李家荣 著
刘连寿 审定

湖南教育出版社

内 容 简 要

夸克物质,即夸克胶子等离子体,是一种新的物质形态。它的存在是70年代由有限温度规范场论预言的,并且,现在人们正试图通过高能重离子碰撞来产生这种物质。它已经成为当前粒子物理、高能核物理中的重要研究方向。该书系统总结了夸克物质的理论基础、主要研究课题及其发展近况,并列有反映这个领域发展情况的基本文献出处,有助于有兴趣的青年学者尽快进入该领域前沿,并可供在粒子物理、核物理和统计物理方面工作的科研人员和高校师生参考。

夸克物质理论导论

李家荣 著

责任编辑:谭清莲

湖南教育出版社出版发行 (长沙展览馆路3号)

湖南省新华书店经销 湖南省新华印刷二厂印刷

850×1168毫米 32开 印张:10.75 字数:270,000

1989年9月第1版 1989年9月第1次印刷

印数:1—1,400

ISBN7—5355—0973—8/G·1005

定 价: 6.55元

序

探索物质微观结构始终是人类认识发展的一个重要方向。从物理学成为严谨的科学以来，经过几个世纪的努力，对物质微观结构的认识逐步深入——从原子、分子到原子核、电子到基本粒子；进入本世纪七十年代以后，更深入到了夸克层次。

伴随着对微观世界认识的逐步深入发展，人类对物质结构形态的认识也日益丰富。当人们认识到原子、分子是由原子核和电子组成的体系以后，自然地提出了一个问题：除了由原子、分子组成的“物质三态”——气体、液体、固体以外，能不能由原子核和电子直接组成宏观系统？这种系统果然被发现，大量存在于天体中和地球上，那就是电磁等离子体。当人们认识到原子核是由核子——质子和中子——组成的体系以后，又发生一个问题：能不能由核子直接组成宏观系统？这种系统确实被发现存在于某些天体（如中子星）之中。现在，人们又认识到，核子以及其它强子是由夸克、反夸克和胶子组成，于是就出现了一个新的问题：能不能由夸克、反夸克和胶子直接组成一种比核子的线度大得多的系统，即所谓夸克-胶子等离子体，或简称夸克物质。从理论上研究夸克物质存在的根据和它的性质，从实验上探寻产生和发现夸克物质的方法，已经成为当代物理学的一个重要课题，形成了物理学的一个新的分支——夸克物质物理。

近十年来，对夸克物质物理的研究蓬勃发展，投入了很多人力物力，发表了大量研究论文，但是还缺少对它进行系统总结的专著。这对于想要进入这一研究领域的初学者造成困难。摆在我

们面前的这一本书在一定程度上弥补了这一缺陷。

这本书对夸克物质理论作了比较完整的系统阐述。它首先讲述了夸克物质理论的动力学和热力学基础——零温和有限温度的规范场论；然后系统地讨论了夸克物质和核物质之间的几种相变——退禁闭相变，恢复手征对称性相变和解除对称性自发破缺的相变；最后介绍了有希望能产生夸克物质的实验手段——高能重离子碰撞。从书中可以看出作者力图清晰地阐明基本的物理思想，详细地进行必要的数学推导，从而给初学者带来很大方便。书中列举了比较丰富的文献，这对于从事这一领域研究的工作者有参考价值。

像这样一种系统讲述夸克物质理论的书在国内是第一本，在国际上也不多见。这样一本书在不长的时间里写作完成，错误和遗漏之处在所难免，但它肯定能帮助初学者迅速进入这一研究领域的前沿，并对已经进入这一领域的研究工作者提供有价值的参考。因此，它的出版是值得欢迎的。

刘连寿

1989.7.1.

目 录

前言	(1)
第一章 在夸克层次上的动力学基础	(3)
§ 1.1 经典规范场论	(4)
§ 1.2 场量子化的泛函积分形式	(11)
§ 1.3 费米场的泛函积分	(22)
§ 1.4 规范场的量子化	(27)
§ 1.5 非阿贝尔规范理论的渐近性质	(34)
§ 1.6 量子色动力学	(44)
第二章 有限温度下的规范场论	(53)
§ 2.1 统计物理中配分函数的泛函积分形式	(53)
§ 2.2 场论中的配分函数	(63)
§ 2.3 规范理论的热力学基础	(74)
§ 2.4 温度格林函数及其生成泛函	(78)
§ 2.5 实时间的温度格林函数	(86)
§ 2.6 圈图展开	(90)
第三章 退禁闭相变	(96)
§ 3.1 格点规范理论基础	(96)
§ 3.2 夸克禁闭	(105)
§ 3.3 蒙特卡洛模拟	(110)
§ 3.4 纯规范场情况下退禁闭相变一般性讨论	(117)
§ 3.5 纯规范场情况下退禁闭相变的蒙特卡洛研究	(127)
§ 3.6 在格点上有费米子时的作用量	(140)
§ 3.7 加入费米子后有限温度规范场论在格点上的实现	(150)

§ 3.8	有费米子时 $SU(N)$ 规范系统在高温下的退禁闭相变	(155)
第四章	恢复手征对称性的相变	(163)
§ 4.1	整体对称的自发破缺	(163)
§ 4.2	QCD的手征对称性	(169)
§ 4.3	恢复手征对称的相变	(174)
§ 4.4	研究手征对称恢复的理论模型	(182)
§ 4.5	手征相变的自洽方程和平均场分析	(188)
第五章	自发破缺的规范系统在高温下对称性的恢复	(200)
§ 5.1	局域对称的自发破缺	(200)
§ 5.2	统一弱电理论的Weinberg-Salam模型	(204)
§ 5.3	对称性自发破缺和有效势	(213)
§ 5.4	有效势的具体计算方法	(223)
§ 5.5	被自发破缺的对称性得到恢复的临界条件	(232)
§ 5.6	玻色子的化学势效应	(239)
第六章	有限温度下的重整化群	(252)
§ 6.1	热场动力学基础	(252)
§ 6.2	有限温度下的重整化	(257)
§ 6.3	有限温度下的重整化群	(261)
§ 6.4	QCD耦合常数随温度的变化	(266)
第七章	在高能重离子碰撞中夸克物质的生成	(272)
§ 7.1	高能重离子碰撞的运动学变量和末态观察量	(272)
§ 7.2	碰撞过程的时空图象	(279)
§ 7.3	相对论流体力学方程	(289)
§ 7.4	有源的流体力学方程	(295)
§ 7.5	高能不等核碰撞的时空演化	(305)
§ 7.6	标识夸克物质的信号	(314)
附录一	闵氏空间和欧氏空间	(326)
附录二	泛函的变分和积分	(330)
附录三	QCD的重整化常数	(335)

CONTENTS

Preface	(1)
Chapter 1. Dynamics at quark level	(3)
1.1 Classical gauge field theories	(4)
1.2 Quantization in functional-integral formalism	(11)
1.3 Functional integral over fermi fields.....	(22)
1.4 Quantization of gauge fields.....	(27)
1.5 Asymptotic behavior of non-Abelian gauge theories	(34)
1.6 Quantum chromodynamics	(44)
Chapter 2. Gauge field theories at finite temperature	(53)
2.1 Functional integral representation for the partition function in statistical physics	(53)
2.2 Partition function in field theory	(63)
2.3 Thermodynamics basis of gauge fields	(74)
2.4 Temperature Green functions and generating functionals	(78)
2.5 Temperature Green functions with real time.....	(86)
2.6 Loop expansion	(90)
Chapter 3. Deconfinement phase transition	(96)
3.1 Basis of lattice gauge theory.....	(96)
3.2 Quark confinement.....	(105)
3.3 Monte Carlo simulation	(110)
3.4 General discussion for deconfinement under pure	

gauge fields	(117)
3.5 Monte Carlo study of deconfinement under pure gauge fields	(127)
3.6 Fermion actions on the lattice.....	(140)
3.7 Lattice gauge theory with fermions at finite temperature	(150)
3.8 Deconfinement transition in the presence of quarks	(155)
Chapter 4. Phase transition of chiral symmetry restoration	(163)
4.1 Spontaneous breaking of global symmetry.....	(163)
4.2 Chiral symmetry in QCD	(169)
4.3 Chiral symmetry restoration.....	(174)
4.4 Models for studying chiral symmetry	(182)
4.5 Self-consistency equations and mean-field analysis for chiral symmetry phase transition	(188)
Chapter 5. Symmetry restoration for gauge systems with spontaneous breaking	(200)
5.1 Spontaneous breaking of local symmetry.....	(200)
5.2 Weinberg-Salam model	(204)
5.3 Effective potential and spontaneous symmetry breaking.....	(213)
5.4 Calculating methods of the effective potential.....	(223)
5.5 Critical condition for symmetry restoration	(232)
5.6 Effects of boson chemical potential	(239)
Chapter 6. Renormalization group at finite temperature...	(252)
6.1 Basic axioms of thermo field dynamics.....	(252)
6.2 Renormalization at finite temperature.....	(257)
6.3 Renormalization group equation at finite temperature	(261)
6.4 Temperature dependence of effective coupling constant in QCD	(266)

Chapter 7. Production of quark matter in high energy	
heavy ion collisions	(272)
7.1 Kinematical variables and final state observables	
.....	(272)
7.2 Space-time picture of ultrarelativistic Nucleus-Nucleus	
collisions	(279)
7.3 Relativistic hydrodynamic equations	(289)
7.4 Hydrodynamic equations with source term	(295)
7.5 Space-time evolution of unequal nuclei collision	
at high energy	(305)
7.6 Signals of the quark matter	(314)
Appendix 1. Minkovski space and Euclidean space	(326)
Appendix 2. Functional differentiation and functional	
integration	(330)
Appendix 3. Renormalization constants in QCD.....	(335)

前 言

夸克物质，即夸克胶子等离子体，是一种新的物质形态。关于它的存在，在理论上是由有限温度规范场论所预言，证明在高温高密下强子物质会通过退禁闭相变而转变到夸克胶子等离子体相；在实验上现在正努力通过高能重离子碰撞，把巨大的动能转变为热能，创造出使参加反应的强子物质发生相变的条件，从而产生夸克物质。自1986年在西欧核子研究中心(CERN)和美国布鲁克海汶实验室(BNL)获得了能量高达200Gev/核子和14Gev/核子的束流以后，展示出了在实验室内有可能产生夸克物质的美好前景，吸引了越来越多的理论和实验物理学家投身到这个领域，使对夸克物质的研究进入到了一个新的发展阶段。

由于刘连寿教授的倡导，我所在的研究所从80年代初已开始注意到夸克物质这一领域，到现在已发展成为我所的重点研究方向。我在和国内外同行们一起工作的过程中，深感有必要对夸克物质理论的建立和发展作一系统总结。在覆盖了从70年代理论预言的提出到近两年在CERN和BNL作出有关的最新实验结果这一整个阶段的大量文献后，按照现在书中的框架总结了夸克物质的理论基础、主要研究方面及其发展近况。希望能有助于有兴趣的读者尽快接触到这一领域的前沿。

在完成这本书的过程中，得到了刘连寿教授的热情鼓励和大力帮助，他对本书提出了不少有益建议并最后审定全稿。湖南教育出版社为该书出版作了巨大努力，责任编辑谭清莲同志作了大量的工作。余汉香同志为本书绘制了插图，在此，作者向以上这

些同志表示深深的谢意。

由于作者水平的限制，书中难免有错误和缺点，请读者批评指正。

作者

1989.4.2.

第一章

在夸克层次上的动力学基础

自然界存在四种基本相互作用，即强作用、电磁作用、弱作用和引力作用。研究这些基本相互作用的动力学规律是基础物理学的基本任务。完成这一任务的进展情况同人类对物质结构的认识紧密相关。电磁作用和引力作用是长程作用，支配着大量的宏观物理现象，因而在宏观领域内人们就对它们有了清楚的认识，建立了电动力学和引力理论，强作用和弱作用是短程作用，当人类对物质结构的认识深入到核子这个层次时，才对它们的规律有所认识。表1—1给出了在以核子为代表的这一物质结构层次上的粒子分类。其中大量粒子是强子，它们参加各种基本相互作用，轻子不参加强作用，只参加电磁作用和弱作用，光子只传播电磁作用。由于在这一层次上弱力很弱，粒子物理不计其效应。引力的深入研究另属专门学科，在这一层次上，人类对基本相互作用动力学的认识被概括为描述电磁过程的量子电动力学，以及以汤川理论为代表的强作用理论，以费米弱作用理论为代表的弱作用理论。量子电动力学获得了巨大的成功，但后两种理论还只是唯象性的量子场论。

表1—1

强子	重子	$p, n, \Lambda, \Sigma, \Omega \dots$
	介子	$\pi, K, \rho, J/\psi, \dots$
轻子		$e, \nu_e, \mu, \nu_\mu, \tau, \nu_\tau$
光子		γ

到本世纪60年代,人类对物质结构的认识深入到了夸克这一层次^[1]。按照夸克模型,强子是由夸克构成的束缚态,其中重子是三夸克(qqq)态,而介子是正、反夸克($q\bar{q}$)态。目前认识到的夸克有 u 、 d 、 s 、 c 、 t 、 b 六种,通常用“味”量子数来区分不同种的夸克。在表明有夸克存在的能量标度下,轻子仍是点粒子而未发现有结构,因此是和夸克同层次的基础粒子。此外,无论从发现粒子的能量阈值或从理论结构的需要来说, u 、 d 夸克和电子 e 、电子中微子 ν_e 应同属“一代”, d 、 s 和 μ 、 ν_μ , t 、 b 和 τ 、 ν_τ 分属另外两代。在表1—2中列出了在以夸克为代表的这一层次上的粒子分类。在这一层次上,基本相互作用的动力学理论有了突破性的进展,建立了描述强相互作用的量子色动力学和统一描述弱电作用的Weinberg—Salam模型。在这一层次上,基本相互作用的动力学理论都是规范场论,传递相互作用的媒介粒子都是规范粒子。系统论述这些动力学理论不是本书的任务,读者可从有关的专著中去作深入的了解。本书的重点内容是讨论在夸克这一层次上的热力学。在这一章,仅从本书的需要出发,对在夸克层次上的动力学基础作一定的讨论,并侧重于量子色动力学,有关弱电作用的规范理论留在第五章的有关地方再作讨论。

表1—2

物质粒子	夸克	$u, d, s, c, (t), b$	
	轻子	$e^-, \nu_e; \nu_\mu, \mu^-; \nu_\tau, \tau^-$	
媒介粒子	QCD	W-S模型	
	胶子	光子; 中间矢量玻色子	

注: t 夸克的存在尚待证实。

§ 1.1 经典规范场论

在夸克这一层次上,参加相互作用的物质粒子是自旋为 $\frac{1}{2}$ 的

费米子，即夸克和轻子，传递相互作用的媒介场是规范场。经典规范场理论的一个基本课题是给出描述基本相互作用过程的拉氏量密度。这一工作的完成是建立在对相互作用系统规范对称性的认识基础上。以下分两种情况讨论。

旋量电动力学 旋量电动力学是描述自旋为 $\frac{1}{2}$ 的费米子的电

磁相互作用理论，这是早已被人熟知的理论。这里再次讨论它的目的是要重新考查一下建立旋量电动力学拉氏量密度的方法，找到可以推广到建立其它基本相互作用拉氏量密度的基本途径。

自由费米子的拉氏量密度是自由狄拉克场的拉氏量密度，即

$$\mathcal{L}_0(x) = \bar{\psi}(x)(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi(x). \quad (1.1)$$

这是在闵氏空间给出的，并采用了 Bjorken 度规。在本书中只要不

$$g_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 1 & & & 0 \\ & -1 & & \\ & & -1 & \\ 0 & & & -1 \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

特别申明，动力学理论都是建立在闵氏时空上，并采用 Bjorken 度规。和这相对照，场的热力学理论，即有限温度规范场论都是建立在欧氏时空上，并采用 $\delta_{\mu\nu}$ 度规。见附录一。

在电磁相互作用过程中电荷守恒。这反映在理论上就是在下述变换下：

$$\psi(x) \rightarrow \psi'(x) = e^{-i\theta} \psi(x) \quad (1.3)$$

$$\bar{\psi}(x) \rightarrow \bar{\psi}'(x) = e^{i\theta} \bar{\psi}(x),$$

拉氏量密度 (1.1) 式具有不变性。上述对称变换生成的群是么正群 $U(1)$ ， $e^{-i\theta}$ 是它的群元， $U(1)$ 群是一种阿贝尔群。

在验证 $\mathcal{L}_0$ 的不变性时容易发现，在变换 (1.3) 下， $\mathcal{L}_0$ 之所以不变，在数学表述上是由于 $\partial_\mu \psi$ 和 ψ 有同样的变换形式

$$\partial_\mu \psi(x) \rightarrow (\partial_\mu \psi(x))' = e^{-i\theta} \partial_\mu \psi(x). \quad (1.4)$$

从而使 (1.1) 式中来自 ψ 变换的位相因子和来自 $\partial_\mu \psi$ 变换的位相因

子相互抵消, 保证 $\mathcal{L}_0$ 不变。

在(1.3)式表示的对称变换中, 群参数 θ 和时空点无关, 这表示在任何时空点的场量都经受的是同样变换。通常称这类变换为整体变换, 拉氏量在这种变换下的不变性被称为系统的整体对称性。

考虑费米子之间的电磁相互作用时, 由电动力学知道, 这时系统的拉氏量密度为

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu(\partial_\mu + ieA_\mu))\psi + m\bar{\psi}\psi - \frac{1}{4}F_\mu F^{\mu\nu}. \quad (1.5)$$

式中 $A_\mu(x)$ 是描述电磁场的四度矢量场, F_μ 是电磁场的张量

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu. \quad (1.6)$$

可以证明, 在下述变换下,

$$\psi(x) \rightarrow \psi'(x) = e^{-i\theta(x)}\psi(x), \quad (1.7)$$

$$\bar{\psi}(x) \rightarrow \bar{\psi}'(x) = e^{i\theta(x)}\bar{\psi}(x),$$

$$A_\mu(x) \rightarrow A_\mu(x) + \frac{1}{e}\partial_\mu\theta(x), \quad (1.8)$$

电磁相互作用的拉氏量密度(1.5)式具有不变性。值得注意的是, 在(1.7)式, θ 依赖于时空坐标, 因而和(1.3)式表示的整体变换不同, (1.7)式表示的是局域对称变换。不过由这种局域对称变换生成的群仍是U(1)群。电磁相互作用理论就是具有U(1)局域对称的理论。通常把以上变换分别称为电磁相互作用理论中费米场和矢量场的规范变换。

(1.5)式所表示的拉氏量密度在上述规范变换下的不变性, 可以按一种明显的方式给予验证。首先看 $\mathcal{L}$ 中的第一部分。若定义

$$D_\mu = \partial_\mu + ieA_\mu, \quad (1.9)$$

则容易发现,

$$D_\mu\psi(x) \rightarrow (D_\mu\psi(x))' = e^{-i\theta(x)}D_\mu\psi(x). \quad (1.10)$$

类似在讨论(1.4)式所作的说明, 由于 $D_\mu\psi$ 和 ψ 有一样的变换形式,

从而保证了 $\mathcal{L}$ 中第一部分的不变性。 D_μ 并因此得名是协变导数。协变导数的一个明显特征是其中含有有关矢量场的项。

为了看到 $\mathcal{L}$ 中自由电磁场的拉氏量密度的不变性，考察电磁场张量和协变导数的如下关系

$$(D_\mu D_\nu - D_\nu D_\mu)\psi = ieF_{\mu\nu}\psi. \quad (1.11)$$

不难发现，在规范变换下，有

$$\begin{aligned} (D_\mu D_\nu - D_\nu D_\mu)\psi &\rightarrow [(D_\mu D_\nu - D_\nu D_\mu)\psi]' \\ &= e^{-i\theta(x)}(D_\mu D_\nu - D_\nu D_\mu)\psi. \end{aligned} \quad (1.12)$$

这里曾应用了群的封闭性质。按照(1.11)式，上式表明

$$F'_{\mu\nu}\psi' = e^{-i\theta(x)}F_{\mu\nu}\psi = F_{\mu\nu}\psi'$$

因而得知

$$F'_{\mu\nu} = F_{\mu\nu},$$

即在规范变换下， $F_{\mu\nu}$ ，并因此 $\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$ 也是不变的。

现在可以转到本节开始提出的问题上，即找出从 $\mathcal{L}_0$ 发展到 $\mathcal{L}$ 的途径。比较 $\mathcal{L}_0$ 和 $\mathcal{L}$ 的表示式后可以发现， $\mathcal{L}$ 可以这样写出，用协变导数替换 $\mathcal{L}_0$ 中的普通时空导数，使理论由整体对称发展到局域对称。协变导数中含有矢量场 A_μ ，用它替换了 $\mathcal{L}_0$ 中的普通导数后，就在拉氏量中引入了矢量场和费米场的汤川型耦合项，表明这种矢量场是传播相互作用的媒介场。再在这样得到的拉氏量密度上附加上自由矢量场的拉氏量密度就得到了描述相互作用的完整拉氏量密度。以下推广这一思想，从而给出其它基本相互作用的拉氏量密度。

杨-米尔斯场^[2] 由于在夸克层次上参加基本相互作用的物质粒子总是夸克、轻子之类的费米子，所以不考虑相互作用时，系统的拉氏量密度都可用自由狄拉克场的拉氏量密度

$$\mathcal{L}_0 = \bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi. \quad (1.13)$$

若对某一相互作用过程，由实验积累知识得知这种过程具有的内部对称群是用非阿贝尔群 $SU(N)$ 来描述。相应的整体对称变