

夸克胶子物质内的 $qq\bar{q} \rightarrow qq\bar{q}$ 反应*

马成程 许晓明

(上海大学物理系 上海 200444)

摘要 夸克胶子物质内的从夸克-夸克-反夸克到夸克-夸克-反夸克的散射过程会影响夸克物质和反夸克物质的热平衡化, 其散射振幅是研究热平衡化的一个基础. 依据微扰 QCD 理论, 编制 Fortran 程序, 推导了 α_s^4 阶的各个 $qq\bar{q} \rightarrow qq\bar{q}$ 散射费曼图的振幅平方和不同费曼图间的干涉项.

关键词 夸克胶子物质 夸克-夸克-反夸克散射 跃迁振幅

1 引言

美国布鲁海汶国家实验室(BNL)的相对论重离子对撞机(RHIC)进行金-金核碰撞实验的根本目的就是探测极高能量和极高密度的新物质形态——夸克胶子等离子体. 2005年STAR和PHENIX两个国际合作组在总结RHIC实验的白皮书中明确表示, 夸克胶子等离子体是原子核尺寸范围内退禁闭的夸克和胶子形成的(局部)热平衡物质状态^[1]. 根据该定义, 首先出现退禁闭的色自由度, 其次是达到热平衡状态.

为了寻找夸克胶子等离子体, 必须证实热平衡状态的建立. 研究夸克胶子物质热平衡化对于确定夸克胶子等离子体具有至关重要的意义. 在RHIC能量金-金核碰撞实验中, STAR和PHENIX合作组对椭圆流系数的测量和流体学计算结果表明^[2-10], 初始碰撞产生的夸克胶子物质在小于1fm/c的时间内达到热平衡状态. 此即早期热平衡化现象或快速热平衡化现象. 通常的 $2 \rightarrow 2$ 和 $2 \rightarrow 3$ 部分子散射并不能给出小于1fm/c的热平衡化时间^[11-13]. 然而胶子物质中的三胶子弹性散射给出约0.45fm/c的热平衡化时间^[14]. 由于Au-Au核碰撞中产生很高的胶子密度, 三胶子弹性散射显得重要^[15].

文献[14, 15]分别计算了胶子-胶子-胶子弹性散射和夸克-夸克-夸克弹性散射的振幅平方. 由于从夸克-夸克-反夸克到夸克-夸克-反夸克的散射导致夸克物质和反夸克物质的相互影响, 为了研究夸克胶子物质中夸克和反夸克物质的热平衡化过程, 在本工

作中将计算 $qq\bar{q} \rightarrow qq\bar{q}$ 反应的振幅平方. 到目前为止, $qq\bar{q} \rightarrow qq\bar{q}$ 散射的振幅平方还没有被研究过, 本文借助微扰QCD理论进行计算, 在文章的第二节详细介绍关于散射振幅平方的计算. 为了使 $qq\bar{q} \rightarrow qq\bar{q}$ 散射物理意义明晰, 同时由于涉及到的振幅平方计算相当复杂, 在这里我们仅局限于 $qq\bar{q} \rightarrow qq\bar{q}$ 反应, 不考虑夸克、反夸克与胶子的散射. 文章的第三节是讨论和结论.

2 费曼图与计算

考虑最低阶的 $qq\bar{q} \rightarrow qq\bar{q}$ 散射过程. 它们由 α_s^4 阶的树图表示. 即使是最低阶, 仍然涉及到38个费曼图, 如图1—图5所示. 如果两个末态夸克的味相同, 则末态夸克会发生交换和相应的费曼图必须计入. 这38个图可以明确地分为两类:

(1) 图1—图4所示的 F_- , F_{-45} , F_D 等32个费曼图存在两胶子交换.

(2) 图5所示的包含三胶子顶点的6个费曼图: F_* , F_{*45} , F_{**} , F_{**45} , F_{R**} , F_{R**45} .

根据在散射过程中是否存在夸克-反夸克的湮没和产生, 把这38个费曼图另分为两类. 第一类是图1所示的 F_- , F_{-45} , F_D , F_{D45} , F_+ , F_{+45} , F_U , F_{U45} 费曼图和图5所示的 F_* , F_{*45} 费曼图. 它们表示的散射过程不会改变夸克和反夸克的味. 这10个图以外的28个费曼图形成第二类. 它们涉及夸克-反夸克的湮没和产生, 因而在散射过程中这个夸克-反夸克对的味可能

2006-04-27 收稿

* 国家自然科学基金(10135030)和上海市教委项目(04AB04)资助

会变化. 如果味不发生变化, 则它们是弹性散射过程; 若味变化, 则是非弹性散射过程.

图1—图5所示的每个费曼图的下面为反应初态, 上面为反应末态. 夸克的四动量为 $p_i = (E_i, \mathbf{p}_i)$, 夸克-夸克-反夸克反应过程可表示为 $q(p_1) + q(p_2) + \bar{q}(-p_3) = q(p_4) + q(p_5) + \bar{q}(-p_6)$, 其中动量 $p_1, p_2, -p_3$ 依次分别为图中从左到右初态夸克、夸克、反夸克的四动量,

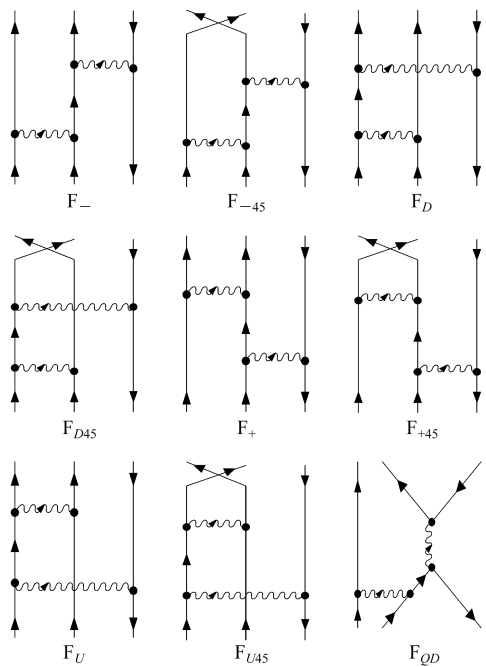


图 1 二胶子交换引起的夸克-夸克-反夸克散射过程

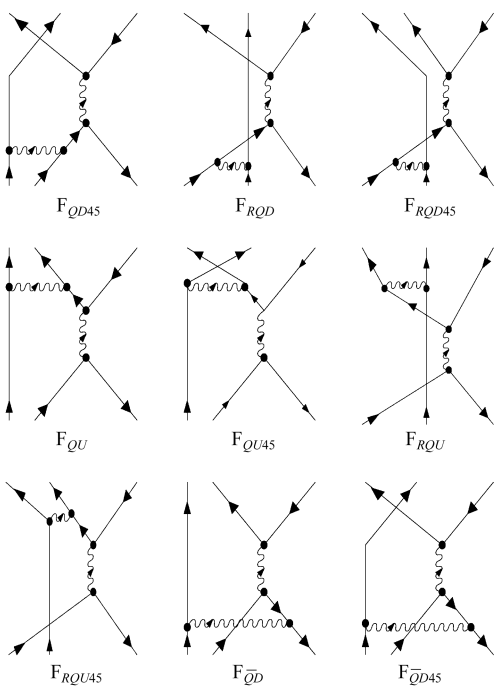


图 2 二胶子交换引起的夸克-夸克-反夸克散射过程

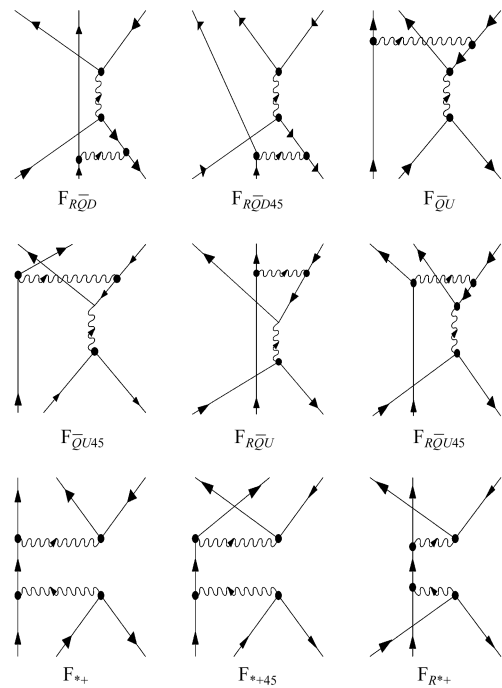


图 3 二胶子交换引起的夸克-夸克-反夸克散射过程

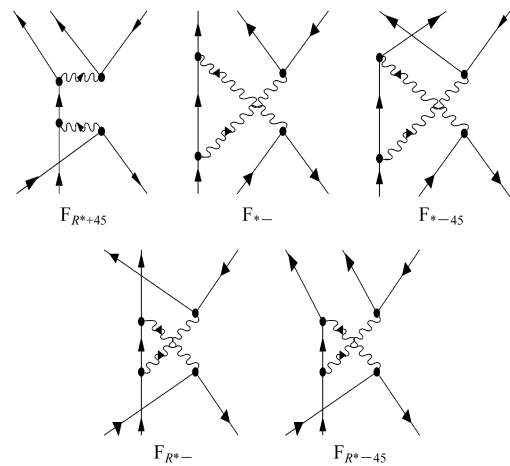


图 4 二胶子交换引起的夸克-夸克-反夸克散射过程

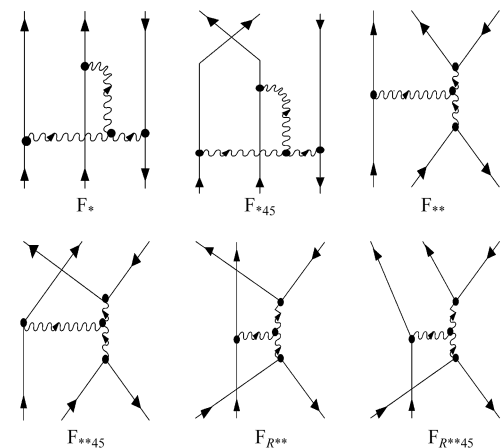


图 5 包含三胶子耦合的夸克-夸克-反夸克散射过程

而 $p_4, p_5, -p_6$ 为从左到右末态夸克、夸克、反夸克的四动量. 依据微扰 QCD 的费曼图规则^[16], 从夸克和反夸克的旋量、顶点因子、胶子和夸克的传播子得到以上各图的跃迁振幅. 共需计算 38 个费曼图的振幅平方及不同图之间的 1004 个不为零的干涉项. 作为例子说明, 下面给出图 4 中的 $F_{R^{*-}}$ 所描述的散射过程的跃迁振幅平方以及 $F_{R^{*-}}$ 与图 1 中的 F_- 散射过程之间的干涉项:

$$\sum_{\text{spins, colors}} |\mathcal{M}_{F_{R^{*-}}}|^2 = \sum_{\text{spins, colors}} \mathcal{M}_{F_{R^{*-}}} \mathcal{M}_{F_{R^{*-}}}^+ = \frac{g_s^8}{q_1^4 q_2^4 q_3^4} \sum_{\text{colors}} \text{tr}(T_h T_{h'}) \text{tr}(T_g T_h T_{h'} T_{g'}) \text{tr}(T_g T_{g'}) \times \text{tr}(\gamma_\sigma \not{p}'_3 \gamma_{\sigma'} \not{p}'_1) \text{tr}(\gamma_\lambda \not{q}_2 \gamma_\sigma \not{p}_2 \gamma_{\sigma'} \not{q}_2 \gamma_\lambda \not{p}'_2) \text{tr}(\gamma_\lambda \not{p}'_1 \gamma_\lambda \not{p}'_3). \quad (1)$$

$$\sum_{\text{spins, colors}} \mathcal{M}_{F_{R^{*-}}} \mathcal{M}_{F_-}^+ = \frac{g_s^8}{q_1^2 q_2^2 q_3^2 q_{12}^2 q_{22}^2 q_{23}^2} \times \sum_{\text{colors}} \text{tr}(T_h T_g T_{h'} T_{g'}) \text{tr}(T_h T_{h'} T_g T_{g'}) \times \text{tr}(\gamma_\sigma \not{q}_{22} \gamma_\lambda \not{p}'_2 \gamma_{\sigma'} \not{q}_2 \gamma_\lambda \not{p}'_2) \text{tr}(\gamma_\sigma \not{p}'_3 \gamma_{\sigma'} \not{p}'_1 \gamma_\lambda \not{p}'_1 \gamma_\lambda \not{p}'_3). \quad (2)$$

其中 g_s 是夸克-胶子的耦合常数, $g_s^2 = 4\pi\alpha_s$; q_1 和 q_3 是 $F_{R^{*-}}$ 散射过程的胶子动量, q_2 是夸克传播子的动量; q_{12} 和 q_{23} 是 F_- 散射过程的胶子动量, q_{22} 是夸克传播子的动量; T_h 等为色 $SU(3)$

群生成元. $\sum_{\text{colors}} \text{tr}(T_h T_{h'}) \text{tr}(T_g T_h T_{h'} T_{g'}) \text{tr}(T_g T_{g'})$ 和 $\sum_{\text{colors}} \text{tr}(T_h T_g T_{h'} T_{g'}) \text{tr}(T_h T_{h'} T_g T_{g'})$ 为求迹的色求和因子, 分别等于 $4/3, -1/3$. 其余因子如 $\text{tr}(\gamma_\sigma \not{p}'_3 \gamma_{\sigma'} \not{p}'_1)$ 涉及到 γ 矩阵乘积的迹. 在计算每个费曼图的散射振幅平方及不同费曼图之间的干涉项, 涉及到大量的色 $SU(3)$ 群生成元乘积的迹. 为此, 编制 Fortran 程序计算色 $SU(3)$ 群生成元乘积的迹, 其结果与手工推导的结果一致. 附录中给出了典型的计算结果.

每个费曼图的散射振幅平方和不同费曼图之间的干涉项是洛伦兹变换不变量. 定义 9 个洛伦兹不变量:

$$s_{12} = (p_1 + p_2)^2, \quad s_{23} = (p_2 + p_3)^2, \quad s_{31} = (p_3 + p_1)^2, \\ u_{12} \equiv u_{15} = (p_1 - p_5)^2, \quad u_{13} \equiv u_{16} = (p_1 - p_6)^2, \\ u_{21} \equiv u_{24} = (p_2 - p_4)^2, \quad u_{23} \equiv u_{26} = (p_2 - p_6)^2, \\ u_{31} \equiv u_{34} = (p_3 - p_4)^2, \quad u_{32} \equiv u_{35} = (p_3 - p_5)^2,$$

用这 9 个独立变量表示的振幅平方和干涉项满足洛伦兹不变性. 计算 γ 矩阵乘积的迹比计算色 $SU(3)$ 群生成元乘积的迹复杂. 为此也编制了 Fortran 程序, 先把 γ 矩阵乘积的迹表示成动量的标量积, 然后把标量积转成这 9 个洛伦兹不变量. 把胶子和夸克传播子用这 9 个洛伦兹不变量表示, 综合求迹的结果, 并对初态夸克和反夸克的色和自旋求平均, 得到振幅平方 (1) 和干涉项 (2):

$$\frac{1}{8} \frac{1}{27} \sum_{\text{spins, colors}} |\mathcal{M}_{F_{R^{*-}}}|^2 = (-512u_{13}u_{23}u_{32}^2 + 512u_{13}u_{21}u_{32}^2 + 512u_{12}u_{23}u_{32}^2 + 512u_{12}u_{23}u_{31}u_{32} - 1024u_{12}u_{23}^2u_{32} + 512u_{12}u_{21}u_{32}^2 - 512u_{12}u_{21}u_{31}u_{32} - 1024u_{12}u_{21}^2u_{32} - 512u_{12}u_{13}u_{32}u_{23} + 512u_{12}u_{13}u_{32}u_{21} + 512u_{12}^2u_{32}u_{23} + 512u_{12}^2u_{31}u_{23} + 512u_{12}^2u_{21}u_{32} - 512u_{12}^2u_{21}u_{31} - 512s_{31}u_{23}^2u_{32} + 512s_{31}u_{32}^2u_{21} - 512s_{31}u_{21}^2u_{32} - 512s_{31}u_{13}u_{23}u_{32} + 512s_{31}u_{13}u_{21}u_{32} + 1024s_{31}u_{12}u_{23}u_{32} + 512s_{31}u_{12}u_{23}u_{31} - 512s_{31}u_{12}u_{23}^2 + 1024s_{31}u_{12}u_{21}u_{32} - 512s_{31}u_{12}u_{21}u_{31} - 512s_{31}u_{12}u_{21}^2 + 512s_{31}u_{12}^2u_{23} + 512s_{31}^2u_{21}u_{32} + 512s_{31}^2u_{12}u_{23} - 512s_{23}u_{12}u_{21}u_{32} - 512s_{23}u_{12}^2u_{21} - 512s_{23}s_{31}u_{12}u_{21} - 512s_{12}u_{23}u_{32}^2 - 512s_{12}u_{12}u_{23}u_{32} - 512s_{12}s_{31}u_{23}u_{32}) g_s^8 / [2592s_{31}^2 (s_{31} + u_{12} + u_{32})^2 (s_{31} + u_{12} - u_{21} - u_{23} + u_{32})^2], \quad (3)$$

$$\frac{1}{8} \frac{1}{27} \sum_{\text{spins, colors}} \mathcal{M}_{F_{R^{*-}}} \mathcal{M}_{F_-}^+ = (-256u_{13}u_{23}^2u_{32} - 256u_{13}u_{21}u_{31}u_{32} - 256u_{13}u_{21}u_{23}u_{32} - 256u_{13}u_{21}^2u_{32} - 256u_{13}^2u_{23}u_{32} - 256u_{13}^2u_{21}u_{32} - 256u_{12}u_{23}^2u_{32} - 256u_{12}u_{21}^2u_{32} + 256u_{12}u_{21}u_{31}u_{32} + 256u_{12}u_{21}^2u_{32} + 256u_{12}u_{21}^2u_{31} - 256u_{12}u_{13}u_{23}u_{32} - 512u_{12}u_{13}u_{21}u_{31} - 512u_{12}^2u_{21}u_{31} - 256s_{31}u_{23}^2u_{32} + 256s_{31}u_{32}^2u_{21} + 512s_{31}u_{21}^2u_{32} + 256s_{31}u_{21}^3 - 256s_{31}u_{13}u_{23}u_{32} - 256s_{31}u_{13}u_{21}u_{31} - 256s_{31}u_{13}u_{21}^2 - 512s_{31}u_{12}u_{21}u_{31} - 512s_{31}u_{12}u_{21}^2 -$$

$$\begin{aligned}
& 256s_{23}u_{13}u_{21}u_{32} - 256s_{23}u_{12}u_{21}u_{32} + 512s_{23}u_{12}u_{21}u_{31} + 256s_{23}u_{12}u_{21}^2 - \\
& 512s_{23}u_{12}u_{21}u_{13} - 512s_{23}u_{12}^2u_{21} + 512s_{23}s_{31}u_{31}u_{21} + 512s_{23}s_{31}u_{21}^2 - \\
& 256s_{23}s_{31}u_{21}u_{13} - 512s_{23}s_{31}u_{12}u_{21} + 256s_{23}^2u_{12}u_{21} + 256s_{23}^2s_{31}u_{21} - 256s_{12}u_{23}u_{32}^2 - \\
& 256s_{12}u_{23}u_{21}u_{32} + 256s_{12}u_{13}u_{32}^2 - 256s_{12}u_{13}u_{23}u_{32} - 512s_{12}u_{13}u_{21}u_{32} + \\
& 256s_{12}u_{12}u_{13}u_{32} + 256s_{12}s_{31}u_{13}u_{32} + 256s_{12}^2u_{32}^2 - 256s_{12}^2u_{32}u_{21} + 256s_{12}^2u_{32}u_{12} + \\
& 256s_{12}^2u_{32}s_{31})(-g_s^8)/[10368s_{31}(s_{12} + s_{31} + u_{12} + u_{13})(u_{21} - s_{31} - u_{12} - u_{13}) \times \\
& (s_{31} + s_{23} + u_{31} + u_{32})(s_{31} + u_{12} + u_{32})(s_{31} + u_{12} - u_{21} - u_{23} + u_{32})]. \quad (4)
\end{aligned}$$

3 分析与总结

在夸克-夸克-反夸克散射过程中, 如果两夸克的味不相同且夸克和反夸克不湮没, 例如 $uds \rightarrow uds$, 则 F_- , F_D , F_+ , F_U , F_* , 5 个弹性散射起作用. 如果可能发生夸克和反夸克湮没, 不仅有弹性散射, 也有非弹性散射. 对应的有下列 4 种情况, 在第 (3), (4) 两种情况中, 如果发生湮没, 假定右边的夸克和反夸克湮没:

(1) 当两个初态夸克和两个末态夸克都有相同的味时, 例如 $uu\bar{u} \rightarrow uu\bar{u}$, 这 38 个图代表的散射过程全部发生;

(2) 当两个初态夸克的味相同, 但两个末态夸克的味不相同, 例如 $uu\bar{u} \rightarrow udd$, 则需要考虑如下 14 个费曼图: F_{QD} , F_{RQD} , F_{QU} , F_{RQU} , $F_{\bar{Q}D}$, $F_{R\bar{Q}D}$, $F_{\bar{Q}U}$, $F_{R\bar{Q}U}$, F_{**} , F_{R**} , F_{*-} , F_{R*-} , F_{**} , F_{R**} ;

(3) 如果两个初态夸克的味不相同, 并且两个末态夸克的味也不相同, 例如 $udd \rightarrow udd$, 则只需考虑如下 12 个费曼图: F_- , F_D , F_+ , F_U , F_{QD} , F_{QU} , $F_{\bar{Q}D}$, $F_{\bar{Q}U}$, F_{**} , F_{*-} , F_* , F_{**} ;

(4) 如果两个初态夸克的味不相同, 但两个末态夸克的味相同, 例如 $udd \rightarrow uu\bar{u}$, 则需考虑下列 14 个费曼图: F_{QD} , F_{QD45} , F_{QU} , F_{QU45} , $F_{\bar{Q}D}$, $F_{\bar{Q}D45}$, $F_{\bar{Q}U}$, $F_{\bar{Q}U45}$, F_{**} , F_{**45} , F_{*-} , F_{*-45} , F_{**} , F_{**45} .

用螺旋性振幅方法^[17]计算了

$$\sum_{\text{spins, colors}} |\mathcal{M}_{F_{R*-}}|^2 \text{ 和 } \sum_{\text{spins, colors}} \mathcal{M}_{F_{R*-}} \mathcal{M}_{F_-}^+,$$

得到与公式 (3) 和 (4) 一致的结果. 对于其他费曼图的平方项和干涉项, 螺旋性振幅方法也给出了与标准费曼图计算相一致的结果.

从夸克-夸克-反夸克到夸克-夸克-反夸克的散射导致夸克和反夸克的动量变化. 频繁的 $qq\bar{q} \rightarrow qq\bar{q}$ 散射可能会形成各向同性动量分布, 导致热平衡态. 若把散射过程的振幅平方及不同散射过程之间的干涉项加入到输运方程中成为新贡献时, 即可研究夸克-夸克-反夸克散射对夸克物质和反夸克物质的热平衡化过程的影响.

假定夸克物质是由 u 和 d 夸克组成, 反夸克物质由 \bar{u} 和 \bar{d} 反夸克组成. 根据发生散射的夸克味和反夸克味, 按照上面讨论的 4 点, 选择费曼图, 把相应的振幅平方和干涉项加入到文献 [15] 的输运方程. 假定 $\alpha_s=0.5$, 从 $t_{\text{ini}}=0.2\text{fm}/c$ 时刻到位置均匀但动量空间各向异性的初始夸克和反夸克分布^[15], 输运方程给出当 $t_{\text{iso}}=2\text{fm}/c$ 时夸克和反夸克分布呈现动量空间各向同性. 因此非平衡的夸克和反夸克物质演化 $1.8\text{fm}/c$ 时间后达到热平衡状态, 即热平衡时间是 $1.8\text{fm}/c$ 时间. 如果不考虑夸克-夸克-反夸克散射, 即不考虑夸克物质和反夸克物质的相互影响, 在同样的 α_s 和初始夸克、反夸克分布情况下, 夸克物质和反夸克物质的演化时间是 $2.2\text{fm}/c$ ^[15]. 所以, $qq\bar{q} \rightarrow qq\bar{q}$ 散射加快了热平衡过程, 缩短了热平衡化时间, 对夸克胶子物质的早期热平衡化现象起到不可忽视的决定作用.

总结本文工作, 根据微扰 QCD 理论得到 38 个费曼图, 计算了 α_s^4 阶的 $3 \rightarrow 3$ 夸克-夸克-反夸克散射振幅的平方项和干涉项. 给定初态和末态的夸克和反夸克的味, 这 38 个费曼图中的一些或全部散射过程允许发生. 通过编制 Fortran 程序, 推导了繁长但明显洛伦兹不变的公式. 这些公式能应用于研究 $qq\bar{q} \rightarrow qq\bar{q}$ 反应导致的高密度的夸克物质和反夸克物质的相互影响. 这对于探讨 RHIC 能量的金-金核初始碰撞产生的夸克和反夸克物质的热平衡化过程具有新的意义.

参考文献(References)

- 1 Adams J et al (STAR Collaboration). Nucl. Phys., 2005, **A757**: 102; Adcox K et al (PHENIX Collaboration). Nucl. Phys., 2005, **A757**: 184
- 2 Ackermann K H et al (STAR Collaboration). Phys. Rev. Lett., 2001, **86**: 402; Snellings R J et al (STAR Collaboration). Nucl. Phys., 2002, **A698**: 193c; Adler C et al (STAR Collaboration). Phys. Rev. Lett., 2001, **87**: 182301; Adler C et al (STAR Collaboration). Phys. Rev., 2002, **C66**: 034904; Adler C et al (STAR Collaboration). Phys. Rev. Lett., 2003, **90**: 032301
- 3 Lacey R A et al (PHENIX Collaboration). Nucl. Phys., 2002, **A698**: 559c; Adler S S et al (PHENIX Collaboration). Phys. Rev. Lett., 2003, **91**: 182301; Adler S S et al (PHENIX Collaboration). nucl-ex/0411040
- 4 Heinz U, Kolb P F. In: Bellwied R, Harris J, Bauer W Eds. Proc. of the 18th Winter Workshop on Nuclear Dynamics, EP Systema, Debrecen, Hungary, 2002
- 5 Shuryak E V. Nucl. Phys., 2003, **A715**: 289c
- 6 Hirano T. Phys. Rev., 2001, **C65**: 011901
- 7 Kolb P F, Huovinen P, Heinz U et al. Phys. Lett., 2001, **B500**: 232; Huovinen P. Nucl. Phys., 2003, **A715**: 299c
- 8 Morita K, Muroya S, Nonaka C et al. Phys. Rev., 2002, **C66**: 054904
- 9 Teaney D, Lauret J, Shuryak E V. nucl-th/0110037
- 10 Eskola K J, Niemi H, Ruuskanen P V et al. Phys. Lett., 2003, **B566**: 187; Eskola K J, Niemi H, Ruuskanen P V et al. Nucl. Phys., 2003, **A715**: 561c
- 11 Geiger K. Phys. Rev., 1992, **D46**: 4965; Geiger K. Phys. Rev., 1992, **D46**: 4986
- 12 Bhalariao R S, Nayak G C. Phys. Rev., 2000, **C61**: 054907; Nayak G C, Dumitru A, McLerran L et al. Nucl. Phys., 2001, **A687**: 457
- 13 SHIN G R, Müller B. J. Phys., 2003, **G29**: 2485; XU Z, Greiner C. Phys. Rev., 2005, **C71**: 064901
- 14 XU X M, SUN Y, CHEN A Q et al. Nucl. Phys., 2004, **A744**: 347
- 15 XU X M. Chin. Phys. Lett., 2005, **22**: 1631
- 16 Field R D. Applications of Perturbative QCD. Redwood City: Addison-Wesley, 1989
- 17 Kleiss R, Stirling W J. Nucl. Phys., 1985, **B262**: 235; Hagiwara K, Zeppenfeld D. Nucl. Phys., 1986, **B274**: 1; XU Z, ZHANG D H, CHANG L. Nucl. Phys., 1987, **B291**: 392; Ballestrero A, Maina E. Phys. Lett., 1995, **B350**: 225; Bern Z, Dixon L, Kosower D A. Annu. Rev. Nucl. Part. Sci., 1996, **46**: 109; QIAO C F. Phys. Rev., 2003, **D67**: 097503

附录

在推导图1中 F_- 散射振幅平方和 F_- 散射过程与 F_+ , F_{-45} , F_{D45} , F_D , F_U , F_{QD45} , F_{RQD45} , F_{RQU} , $F_{R\bar{Q}D}$, $F_{R^{*+}}$, $F_{R^{*-}}$ 散射过程的干涉项时, Fortran程序给出如下的关于色 $SU(3)$ 群生成元乘积的迹的计算结果:

$$\begin{aligned}
|\mathcal{M}_{F_-}|^2 &: \sum_{\text{colors}} \text{tr}(T_h T_{h'}) \text{tr}(T_h T_g T_{g'} T_{h'}) \text{tr}(T_g T_{g'}) = 4/3, \\
\mathcal{M}_{F_-} \mathcal{M}_{F_+}^+ &: \sum_{\text{colors}} \text{tr}(T_h T_{h'}) \text{tr}(T_h T_g T_{h'} T_{g'}) \text{tr}(T_g T_{g'}) = -1/6, \\
\mathcal{M}_{F_-} \mathcal{M}_{F_{-45}}^+ &: \sum_{\text{colors}} \text{tr}(T_h T_{h'}) \text{tr}(T_h T_g T_{g'} T_{h'} T_g T_{g'}) = 5/9, \\
\mathcal{M}_{F_-} \mathcal{M}_{F_{D45}}^+ &: \sum_{\text{colors}} \text{tr}(T_h T_{h'}) \text{tr}(T_h T_g T_{g'} T_g T_{g'} T_{h'}) = -4/9, \\
\mathcal{M}_{F_-} \mathcal{M}_{F_D}^+ &: \sum_{\text{colors}} \text{tr}(T_h T_{h'}) \text{tr}(T_h T_g T_{g'}) \text{tr}(T_g T_{g'} T_{h'}) = -1/3, \\
\mathcal{M}_{F_-} \mathcal{M}_{F_U}^+ &: \sum_{\text{colors}} \text{tr}(T_h T_{g'}) \text{tr}(T_h T_g T_{h'}) \text{tr}(T_g T_{g'} T_{h'}) = 7/6, \\
\mathcal{M}_{F_-} \mathcal{M}_{F_{QD45}}^+ &: \sum_{\text{colors}} \text{tr}(T_h T_{h'} T_g T_{g'} T_h T_g T_{g'} T_{h'}) = -5/27, \\
\mathcal{M}_{F_-} \mathcal{M}_{F_{RQD45}}^+ &: \sum_{\text{colors}} \text{tr}(T_h T_{h'} T_h T_g T_{g'} T_g T_{g'} T_{h'}) = 4/27, \\
\mathcal{M}_{F_-} \mathcal{M}_{F_{RQU}}^+ &: \sum_{\text{colors}} \text{tr}(T_h T_g T_{g'}) \text{tr}(T_h T_{h'} T_{g'} T_g T_{h'}) = -7/18, \\
\mathcal{M}_{F_-} \mathcal{M}_{F_{R\bar{Q}D}}^+ &: \sum_{\text{colors}} \text{tr}(T_h T_g T_{g'}) \text{tr}(T_h T_{h'} T_g T_{h'} T_{g'}) = 1/9, \\
\mathcal{M}_{F_-} \mathcal{M}_{F_{R^{*+}}}^+ &: \sum_{\text{colors}} \text{tr}(T_h T_g T_{g'} T_{h'}) \text{tr}(T_h T_{h'} T_g T_{g'}) = -1/3, \\
\mathcal{M}_{F_-} \mathcal{M}_{F_{R^{*-}}}^+ &: \sum_{\text{colors}} \text{tr}(T_h T_g T_{h'} T_{g'}) \text{tr}(T_h T_{h'} T_g T_{g'}) = -1/3.
\end{aligned}$$

在推导图 5 中三胶子耦合导致的散射过程 F_* 的振幅平方以及 F_* 与散射过程 F_{*45} , F_{**45} 的干涉项时, Fortran 程序给出如下的计算结果:

$$\begin{aligned}
 |\mathcal{M}_{F_*}|^2 &: \sum_{\text{colors}} f_{rgh} f_{r'g'h'} \text{tr}(T_h T_{h'}) \text{tr}(T_r T_{r'}) \text{tr}(T_g T_{g'}) = 3, \\
 \mathcal{M}_{F_*} \mathcal{M}_{F_{*45}}^+ &: \sum_{\text{colors}} f_{rgh} f_{r'g'h'} \text{tr}(T_h T_{h'}) \text{tr}(T_r T_{r'} T_g T_{g'}) = 0, \\
 \mathcal{M}_{F_*} \mathcal{M}_{F_{**45}}^+ &: \sum_{\text{colors}} f_{rgh} f_{r'g'h'} \text{tr}(T_g T_{g'} T_r T_{h'} T_h T_{r'}) = -2/3.
 \end{aligned}$$

$qq\bar{q} \rightarrow qq\bar{q}$ Reaction in Quark-Gluon Matter^{*}

MA Cheng-Cheng XU Xiao-Ming

(Department of Physics, Shanghai University, Shanghai 200444, China)

Abstract Thermalization of quark matter and antiquark matter can be influenced by the scattering processes from quark-quark-antiquark to quark-quark-antiquark in quark-gluon matter, and the scattering amplitudes of such processes are the basis of studying thermalization. According to the perturbative QCD, a Fortran code for deriving individual squared amplitudes of all the $qq\bar{q} \rightarrow qq\bar{q}$ scattering Feynman diagrams and interference terms between different diagrams at order α_s^4 is written and corresponding squared amplitudes and interference terms are derived.

Key words quark-gluon matter, quark-quark-antiquark scattering, transition amplitude

Received 27 April 2006

* Supported by National Natural Science Foundation of China (10135030) and Shanghai Education Committee Research Fund (04AB04)