

单位代码	10476
学 号	1302080002
分 类 号	O572

# 河南师范大学

## 博士学位论文

### LHC RUN-I对SUSY的限制以及ATLAS Z-PEAK超出迹象的研究

学 科、专 业: 理论物理

研 究 方 向: 粒子物理理论

申请学位级别: 理学博士

申 请 人: 尚亮亮

指 导 教 师: 曹俊杰 教授  
杨金民 研究员

二〇一六年五月

**STUDY OF LIMITS ON SUSY AND ATLAS Z-PEAK  
EXCESS AT THE LHC RUN-I**

A Dissertation Submitted to  
the Graduate School of Henan Normal University  
in Partial Fulfillment of the Requirements  
for the Degree of  
Doctor of Philosophy in Science

by

**Liangliang Shang**

**Supervisor: Prof. Junjie Cao  
Prof. Jinmin Yang**

May, 2016

## 摘 要

在粒子物理学中标准模型是迄今为止最成功的模型，许多实验观测数据都与它的理论预言相吻合。并且在历史上，通过蕴含在其中的对称性预言的顶夸克、希格斯粒子等也相继被实验发现。但是，标准模型并不是终极理论，它自身仍然存在着一些问题。例如，126GeV附近类标准模型希格斯粒子的发现，完善了标准模型的理论框架，解释了质量起源：通过希格斯场自发对称性破缺使得粒子获得质量。但是，随之而来的问题是，标准模型自身不能解释为什么这个粒子的质量在126GeV 附近。除此之外，标准模型不能把几种基本的相互作用统一到一起，不能为占据宇宙组分约21%的暗物质提供合适的候选者。

为了解决上述问题，物理学家提出了各种各样的新物理模型，超对称模型 (SUSY) 是目前被研究最为广泛的模型。物理学家迫切地希望通过实验可以验证超对称的存在，即观测到超对称粒子。自从大型正负电子对撞机LEP 开始运行，物理学家开始寻找超对称粒子。但是目前实验上没有观测到超对称粒子，于是给超对称模型带来了实验限制，比如LEP的实验结果要求Chargino粒子的质量必须大于 $\mathcal{O}(100\text{GeV})$ 。随着2010年大型强子对撞机LHC 成功运行、取数，人们期望能够通过数年的运行找到新物理。

在LHC运行的第一期阶段 (LHC Run-I) 已经有重大成果，即发现质量在126GeV附近的类标准模型希格斯粒子。但是，除此之外并没有发现任何超出标准模型的物理存在。实验上没有发现超粒子，给超对称理论带来了很强的限制。LHC Run-I 实验结果已经把胶微子Gluino 的质量排除到了 $\mathcal{O}(1\text{TeV})$ ，Stop 和Sbottom 的质量排除到了 $\mathcal{O}(600\text{GeV})$ ，电弱超对称粒子的质量排除到了 $\mathcal{O}(300\text{GeV})$ 。在大型强子对撞机LHC 上寻找超对称粒子信号的常用动力学变量包括 $H_T$ 和 $m_{eff}$ ，它们用于区分超对称信号和标准模型背景。其中， $H_T$ 指的是所有观测到的粒子的横向动量的标量和， $m_{eff} = H_T + E_T^{miss}$ ， $E_T^{miss}$ 代表丢失能量。 $H_T$ 通常表示末态母粒子的质量，变量 $m_{eff}$ 对于超对称信号主要分布在超对称标度，而对于标准模型背景则分布在较低的标度，所以可以利用 $H_T$ 和 $m_{eff}$ 区分超对称信号和标准模型背景。除此之外，可以要求信号中包含轻子或者光子，进一步压低标准模型多jets背景。在过去几年，一些复合型变量被提出和发展，它们与重超对称粒子（质量在1TeV附近）衰变过程的运动学息息相关，增加了对重超对称粒子产生过程的敏感性，进一步压低了标准模型多jets背景，这些变量包括 $\alpha_T$ ，razor， $m_{T2}$ ， $m_{T2}^W$ 和 $m_{CT}$ 等。

尽管LHC Run-I 阶段没有发现新粒子（指新物理信号超出标准模型背景在 $5\sigma$ 或以

上), 但是仍然发现了一些新物理的迹象存在 (指新物理信号超出标准模型背景在 $3\sigma$ 左右), 比如ATLAS 实验组在Z 玻色子质量附近发现的超出迹象。对此, 我们利用次最小超对称模型, 通过前两代Squark对的产生解释了ATLAS 实验组观测到的Z-peak 超出迹象, 要求Squark 的级联衰变 $\tilde{q} \rightarrow q\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow qZ\tilde{\chi}_1^0$ 中分支比分别接近100%。接近100%的分支比要求 $\tilde{\chi}_1^0$ 以singlino为主,  $\tilde{\chi}_2^0$ 以bino为主。除此之外要求质量谱比较紧致, 从而满足LHC Run-I 阶段其他实验结果。

目前LHC Run-II正在运行, 它的质心能已经达到13TeV, 于是超对称粒子的产生截面会被大幅抬高。因此, 即使在运行初期积分亮度不太高的情况下, 也会有比LHC Run-I 更显著的现象出现, 我们期待着在LHC Run-II 阶段有令人振奋的结果出现。

**关键词:** 大型强子对撞机, 超对称模型, Z-Peak 超出

## Abstract

The Standard Model (SM) is the most successful theory model in particle physics so far and many observed data by experiments is consistent with its expectation. Furthermore, some particles such as top quark and the Higgs boson were found by experiments successively, which were predicted by the property of symmetry in the SM. But the SM is not the ultimate theory that could explain all properties of our nature and there are still some problems in itself. For example, the SM-like Higgs with mass near 126 GeV was found by the ATLAS and CMS cooperations and this improved the framework of the SM and explained the origin of mass, i.e., particles get their masses by the spontaneous symmetry breaking of the Higgs field. However, this followed a problem that the SM could not explain why the mass of the new discovered Higgs is near 126GeV by itself. In addition, the SM could not unify the fundamental interactions together or give the proper candidate for the dark matter which constitutes about 21% of the universe.

In order to solve these problems above, physicists developed kinds of new physics models and supersymmetry (SUSY) is one of the most interesting new physical models. Physicists urgently hope that new particles predicted by supersymmetry could be discovered by collider experiments. Since the era of LEP, physicists had started to search for new physics, especially supersymmetry. But no new particles are found by experiments so far so that supersymmetry is limited. For example, LEP had excluded the chargino mass to  $\mathcal{O}(100\text{GeV})$ . Along with LHC running since 2010, we expected that new particles would be discovered during the era of LHC.

Excitingly there was a significant result during the LHC Run-I that the Higgs particle was discovered, whose mass is near 126GeV. However, there were no other discoveries of new particles. Absence of discoveries of new supersymmetric particles brought much strong limits on supersymmetry. For instance, the LHC Run-I had excluded the mass of gluino to  $\mathcal{O}(1\text{TeV})$ , the masses of stop and sbottom to  $\mathcal{O}(600\text{GeV})$  and the masses of electroweakinos to  $\mathcal{O}(300\text{GeV})$ .  $H_T$  and  $m_{eff}$  are two of variables which are often used to search for SUSY signals at the LHC, where the quantity  $H_T$  is usually defined as the scalar sum of the transverse jets energies in the event and  $m_{eff} = H_T + E_T^{miss}$ ,  $E_T^{miss}$  stands for the missing energy. Usually  $H_T$  is near the mass of the mother's particle, and the peak of the  $m_{eff}$  distribution for SUSY signal events

correlates with the SUSY mass scale, whereas the SM backgrounds dominate at low  $m_{eff}$ . So we can use  $H_T$  and  $m_{eff}$  to distinguish the SUSY signals and the SM backgrounds. Additional reduction of multijets backgrounds can be achieved by demanding isolated leptons or photons in the final states. In the past few years, some useful and lightly complicated kinematic variables was suggested to increase the sensitivity to pair production of heavy supersymmetric particles with masses around 1 TeV, which are focusing on the kinematics of these new particles' decays and further suppress the multijets' background. Some typically examples are  $\alpha_T$ , razor,  $m_{T2}$ ,  $m_{T2}^W$ ,  $m_{CT}$  and so on.

Although the LHC Run-I hadn't discovered ( $5\sigma$  or larger) any new particles, it still found some excesses (near  $3\sigma$ ) beyond the prediction of the SM, such as the ATLAS cooperation pronounced an excess at the on-Z signal region using  $20.3\text{fb}^{-1}$  of proton-proton collision data at the LHC-8TeV. This excess could be explained by the first two generation squark pair in the Next-to-Minimal Supersymmetric Standard Model (NMSSM). This needs  $\tilde{q} \rightarrow q\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow qZ\tilde{\chi}_1^0$  with  $BR(\tilde{q} \rightarrow q\tilde{\chi}_2^0) \approx 100\%$  and  $BR(\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow Z\tilde{\chi}_1^0) \approx 100\%$ , which could be realized by the singlino-like  $\tilde{\chi}_1^0$  and the bino-like  $\tilde{\chi}_2^0$ . Additionally, the mass spectrums should be relatively compressed so that it could not only explain the ATLAS Z-Peak excess but also obey the limits from other searches by the ATLAS and CMS cooperations during the LHC Run-I.

The LHC Run-II is running now and its central mass energy has already been 13TeV, so the cross section of production of supersymmetric particles will be greatly raised. Therefore, even at the initial stage of the LHC Run-II with low integrated luminosity, there will have larger significance compared to the LHC Run-I and we expect there will be some inspiring results during the LHC Run-II.

**Key words:** LHC, SUSY, Z-Peak Excess

# 目 录

摘 要	I
第一章 引言	1
第二章 标准模型和超对称模型	3
2.1 标准模型简介	3
2.1.1 规范结构和对称性	3
2.1.2 电弱对称性破缺和希格斯机制	5
2.1.3 标准模型存在的问题	6
2.2 超对称模型	8
2.2.1 最小超对称模型	8
2.2.2 次最小超对称模型	19
2.2.3 简化超对称模型	20
第三章 对撞机物理	23
3.1 对撞机物理简介	23
3.1.1 部分子模型	23
3.1.2 跑动的强耦合常数	25
3.1.3 大型强子对撞机LHC	25
3.2 蒙特卡洛模拟	27
3.2.1 产生部分子层次事例	27
3.2.2 模拟探测器效应	29
第四章 LHC Run-I 寻找超对称模型的实验结果	33
4.1 简化超对称模型的实验限制	33
4.1.1 胶微子Gluino的质量限制	34
4.1.2 前两代Squark的质量限制	37
4.1.3 第三代Squark的质量限制	38
4.1.4 Chargino的质量限制	41
4.1.5 Neutralino的质量限制	44

4.1.6	Slepton的质量限制 . . . . .	46
4.2	超对称模型实验限制的应用 . . . . .	47
4.2.1	利用FASTLIM施加实验限制 . . . . .	47
4.2.2	利用SModelS施加实验限制 . . . . .	48
4.2.3	利用CheckMATE施加实验限制 . . . . .	51
4.3	LHC Run-I 阶段出现的新物理迹象 . . . . .	54
<b>第五章</b>	<b>利用次最小超对称模型解释LHC Run-I 阶段Z-peak 超出迹象</b>	<b>55</b>
5.1	Z-peak超出实验及研究现状 . . . . .	55
5.2	Z-peak超出实验的理论解释 . . . . .	56
5.3	次最小超对称模型中Z-Peak超出信号的模拟结果 . . . . .	59
5.4	次最小超对称模型中Z-peak超出信号的动力学分布 . . . . .	66
5.5	LHC-14TeV阶段检验该解释的可能性 . . . . .	67
5.6	结论 . . . . .	68
<b>第六章</b>	<b>总结与展望</b>	<b>71</b>
<b>附录 A</b>	<b>在CheckMATE中添加新的分析</b>	<b>73</b>
<b>参考文献</b>		<b>91</b>
<b>发表论文目录</b>		<b>99</b>
<b>致 谢</b>		<b>101</b>
<b>独 创 性 声 明</b>		<b>103</b>

## 第一章 引言

在目前高能物理领域中最为人瞩目的是大型强子对撞机LHC 项目。目前LHC 实验<sup>[1, 2, 3]</sup>第一阶段(LHC Run-I)已经运行结束,质量在126eV附近的希格斯粒子的发现<sup>[4, 5]</sup>,证实了LHC在探测新粒子方面的能力。与此同时,除了发现希格斯粒子之外,没有直接的探测结果表明超出标准模型的粒子存在。尽管如此,126GeV附近希格斯粒子的发现,以及LHC Run-I在寻找新粒子方面的结果,对超出标准模型之外的新物理给出了很强的限制。在个人博士学习期间,主要工作围绕大型强子对撞机LHC 实验,研究最小超对称理论和次最小超对称理论的唯一性。在这篇论文中我们主要讨论LHC Run-I 寻找超对称粒子的实验结果。

在粒子物理中,标准模型是目前最成功的理论模型,到目前为止许多实验结果都和标准模型的预言相吻合,并且在历史上,通过蕴含在其中的对称性预言的顶夸克、希格斯粒子等也相继被实验发现。但是,标准模型并不是终极理论,自身仍存在一些问题,比如不能自然地给出126GeV附近希格斯粒子的质量起源<sup>[6, 7, 8, 9]</sup>。为了解决上述问题,物理学家提出了各种各样的新物理模型,超对称模型(SUSY)是目前被研究最为广泛的模型<sup>[10, 11, 12, 13, 14, 15, 16]</sup>(SuperSymmetry, SUSY)。它不仅可以自然地预言质量在126GeV附近的类标准模型希格斯粒子,同时可以提供暗物质候选,以及在高能标实现强、弱、电磁三种相互作用的统一。

在超对称模型中被人们广泛研究的是最小超对称模型(Minimal Supersymmetric Standard Model, MSSM)<sup>[12, 15]</sup>和次最小超对称模型(Next-to-MSSM, NMSSM)<sup>[17]</sup>。最小超对称模型是对标准模型的最小超对称扩充,而次最小超对称模型是在最小超对称模型的基础上新引入了一个单态场。由于LHC Run-I阶段没有发现任何超对称粒子,因此超对称模型受到了很强的限制,比如,带色超对称粒子的质量已经被排除到了 $\mathcal{O}(1\text{TeV})$ 。在我过去的研究工作中,重心主要在以下方面:

- 超对称粒子的探测:在次最小超对称模型中解释了ATLAS 实验组观测到的Z-peak超出迹象。
- 希格斯粒子唯一性:在最小超对称和次最小超对称模型中,研究了大型强子对撞机LHC 上希格斯粒子对的产生截面。
- 暗物质物理:在次最小超对称模型中解释了银河系中心 $\gamma$ 射线的超出现象。

在本论文中详细研究了LHC Run-I 阶段实验结果对超对称模型的限制，以及利用次最小超对称模型解释ATLAS 实验组观测到的Z-peak 超出迹象。

本文研究了LHC Run-I 阶段寻找超对称的实验结果，不仅包括带色的超对称粒子，比如胶微子Gluino 和顶夸克伴子Stop，而且包括电弱超对称粒子，比如Chargino 和Neutralino。我们从大量实验结果中找出对超对称粒子质量限制最强的实验结果予以分析，从而有助于我们整体地把握LHC Run-I 阶段寻找超对称的实验结果。

目前有一些高能物理工具包，比如Fastlim程序包<sup>[100]</sup>和SModelS程序包<sup>[101]</sup>，可以直接利用LHC Run-I 阶段寻找超对称的实验结果。但是，对于较为复杂的超对称参数空间，LHC Run-I 阶段寻找超对称的实验结果不能直接利用。此时，我们需要模拟粒子对撞过程，然后与实验结果进行比较，最后决定这部分参数空间是否满足实验限制。概括地讲，我们首先产生部分子层次的事例，接着模拟部分子的碎裂和强子化过程，然后模拟ATLAS探测器和CMS探测器效应，最后对比模拟结果和实验结果。

本文详细介绍了我博士期间的一个工作，即利用次最小超对称模型解释ATLAS 实验组观测到的Z-peak 超出迹象。尽管LHC Run-I 阶段没有发现 ( $5\sigma$  或以上) 超对称粒子，但是仍然有一些迹象 ( $3\sigma$  左右) 表明超对称粒子存在，比如ATLAS 实验组观测到的Z-Peak 超出迹象 (简称为ATLAS Z-peak 超出迹象)<sup>[18]</sup>。我们在次最小超对称模型下，通过Gluino对的产生和Squark对的产生分别解释了ATLAS Z-Peak 超出迹象。与Gluino粒子相比，用前两代Squark对产生解释ATLAS Z-Peak 超出迹象有更多的优势。因此，本文详细介绍了利用次最小超对称模型解释ATLAS 实验组观测到的Z-peak 超出迹象。

对于文章的逻辑框架做以下概括：首先，回顾了标准模型，分析了标准模型中存在的问题。然后，介绍了超对称模型，尤其对最小超对称和次最小超对称给出了详细的介绍。接着，探讨了LHC Run-I 阶段寻找超对称粒子的实验结果，并且讨论了如何利用这些实验结果。最后，利用次最小超对称模型解释ATLAS 实验组观测到的Z-peak 超出迹象。

## 第二章 标准模型和超对称模型

尽管标准模型已取得巨大成功，但是其自身仍有一些缺点，而超对称理论为标准模型中存在的问题给出了一种有效的解释机制，我们首先介绍标准模型和超对称理论的一般结构，接着介绍最小超对称模型和次最小超对称模型。在最小超对称模型中，我们分了几部分进行介绍：Gluino 部分，Squark 部分，Sbottom 和 Stop 部分，Chargino 和 Neutralino 部分以及 Slepton 部分。次最小超对称模型是在最小超对称模型的基础上引入了一个单态场，所以我们对其进行简要的介绍。需要指出，现在LHC寻找超对称往往基于简化模型来分析实验数据，因此这部分我们还会介绍简化模型。

### 2.1 标准模型简介

标准模型的数学结构具有对称性，每一种基本相互作用都可以由其对应的群表示。标准模型的规范结构是： $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ ，可以描述强相互作用，弱相互作用和电磁相互作用。

#### 2.1.1 规范结构和对称性

标准模型规范结构由其对应的群表示，强相互作用由 $SU(3)_C$ 表示，被称为量子色动力学，用于描述带色粒子间相互作用<sup>[22, 23]</sup>。电弱相互作用由 $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ 表示，其中 $SU(2)_L$ 群表示弱耦合， $U(1)_Y$ 群表示超荷。标准模型中的粒子和它们在每个群下的量子数概括在表(2.1)。对称性要求在电弱对称性破缺之前，所有粒子都是无质量的。无质量费米子的动量和自旋有很好的关联，如果动量和自旋共线同向，称为右手手征态，而如果共线反向，称为左手手征态。

左手手征态表示为 $SU(2)$ 群的二重态：

$$Q = \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}, L = \begin{pmatrix} \nu \\ e_L \end{pmatrix}, \quad (2.1)$$

右手手征态 $u_R, d_R$ 和 $e_R$ 是 $SU(2)$ 群的单态。有三代费米子：夸克包括三个“上型”夸克，上夸克，粲夸克和顶夸克；三个“下型”夸克，下夸克，奇异夸克和底夸克；轻子分为带电轻子和中性轻子，包含三种味：电子， $\mu$ 子和 $\tau$ 子。

规范玻色子包括：传递色相互作用的胶子 $G_\mu^a$ ，传递弱相互作用的玻色子 $W_\mu^a$ 和传递电磁相互作用玻色子 $B_\mu$ 。在非阿贝尔规范理论中，上标a表示独立的玻色子。

表 2.1 标准模型粒子及其量子数。左手费米子 $Q$  和 $L$  是 $SU(2)$  群的二重态。

场	$SU(3)_C, SU(2)_L, U(1)_Y$
$Q$	$(\mathbf{3}, \mathbf{2}, \frac{1}{6})$
$u_R$	$(\mathbf{3}, \mathbf{1}, \frac{2}{3})$
$d_R$	$(\mathbf{3}, \mathbf{1}, -\frac{1}{3})$
$L$	$(\mathbf{1}, \mathbf{2}, -\frac{1}{2})$
$e_R$	$(\mathbf{1}, \mathbf{1}, -1)$
$G_\mu$	$(\mathbf{8}, \mathbf{1}, 0)$
$W_\mu$	$(\mathbf{1}, \mathbf{3}, 0)$
$B_\mu$	$(\mathbf{1}, \mathbf{1}, 0)$
$\phi$	$(\mathbf{1}, \mathbf{2}, \frac{1}{2})$

在标准模型中，标量场，也被称作希格斯场，可以表示为 $SU(2)$ 群的二重态：

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

这个二重态由两个复标量场组成。我们会在第(2.1.2)节更详细的谈论希格斯场，因为标准模型对希格斯粒子的质量解释的不自然性，是我们引入超对称理论的主要动机之一。

除了标准模型的粒子谱，还需引入标准模型的拉氏量。标准模型的拉氏量可以分为几类，

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{gauge} + \mathcal{L}_{fermion} + \mathcal{L}_{Higgs} + \mathcal{L}_{Yukawa} \quad (2.3)$$

其中，第一项只表示规范相互作用，第二项表示费米子的运动学部分和费米子的规范耦合，第三项表示希格斯粒子的运动学部分以及希格斯势，最后一项表示在费米子和希格斯粒子之间的相互作用，即Yukawa相互作用。在电弱对称性破缺以后，第三项含有规范玻色子的质量项，而最后一项含有费米子的质量项。

第一项可以用场强张量，即 $F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + gf^{abc}A_\mu^b A_\nu^c$ ，这里 $f^{abc}$ 是结构常数，来自于相应的规范群的生成元之间的对易或反对易关系。现在，第一项简单地表示为，

$$\mathcal{L}_{gauge} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^{ia}F^{ia\mu\nu} \quad (2.4)$$

其中我们要对指标 $i$  和 $a$  求和，而 $i$  表示所有的规范群， $a$  表示在给定规范群下所有的规范场。这一项包括了规范场的运动学项，以及在非阿贝尔理论中也会包括规范玻色子和规范玻色子之间的相互作用。

第二项的具体形式为,

$$\mathcal{L}_{fermion} = \bar{Q}_i \mathcal{D} Q_i + \bar{u}_i \mathcal{D} u_i + \bar{d}_i \mathcal{D} d_i + \bar{L}_i \mathcal{D} L_i + \bar{e}_i \mathcal{D} e_i \quad (2.5)$$

其中协变导数可以表示为,

$$\mathcal{D}_\mu = \partial_\mu - ig_s T^a G_\mu^a - ig \frac{\tau^a}{2} W_\mu^a - ig' Y B_\mu \quad (2.6)$$

它包括了运动学项, 以及群  $SU(3)_C$ ,  $SU(2)_L$  以及  $U(1)_Y$  的规范耦合项, 它们相应的规范耦合强度分别用  $g_s$ ,  $g$  和  $g'$  表示。  $SU(2)$  群和  $SU(3)$  群的生成元分别用符号  $\tau^a (a = 1, 2, 3)$  和  $T^a (a = 1, 2, \dots, 8)$  来表示, 即泡利矩阵和盖尔曼矩阵, 其中  $\mathcal{D} = \mathcal{D}_\mu \gamma^\mu$ 。

费米子质量项在拉氏量中的形式为,

$$\mathcal{L} = m \bar{\psi}_L \psi_R + h.c. \quad (2.7)$$

虽然这些项在拉氏量中可以存在, 但是它们却不能任意添加, 因为添加这些项会破坏  $SU(2)_L$  的对称性。  $SU(2)_L$  对称性要求左手粒子必须能够独立于右手粒子而变换, 不过, 这些项可以从动力学上产生, 即通过希格斯机制被产生。

### 2.1.2 电弱对称性破缺和希格斯机制

希格斯场负责电弱对称性破缺<sup>[24, 25, 26]</sup>, 同时给粒子带来质量<sup>[27, 28, 29, 30]</sup>。在2012年, ATLAS 和CMS 合作组同时在LHC 上观测到了新的标量粒子<sup>[4, 5]</sup>, 它的性质与标准模型中希格斯粒子的性质非常相似。希格斯粒子是标准模型中唯一的基本标量粒子, 式(2.3)中第三项具体形式为,

$$\mathcal{L}_{Higgs} = |\mathcal{D}_\mu \Phi|^2 + \mu^2 \Phi^\dagger \Phi - \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 \quad (2.8)$$

它包括了一个动能项和一个势能项, 势能项中的  $\mu^2$  表示质量,  $\lambda$  表示自耦合强度。在目前的表示形式下, 它遵循标准模型中的所有对称性, 当希格斯粒子获得真空期望值:

$$\langle \Phi \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad (2.9)$$

其中, 在  $v = \sqrt{\frac{\mu^2}{\lambda}}$  时势能取最小值。这个结果导致了规范结构  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  自发破缺为群  $U(1)_{EM}$ 。哥德斯通定理指出<sup>[31]</sup>, 无论什么时候, 只要一个整体对称性发生自发破缺, 那么就会有N个无质量的实的(数学概念, 非复的)标量粒子被产生, 这里N是对称性破缺之前生成元的数目与对称性破缺之后生成元的数目之差。所以, 规范结构  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$

自发破缺为群 $U(1)_{EM}$ ，导致了无质量哥德斯通玻色子的产生。为此，我们把希格斯场用实的标量场表示<sup>[32]</sup>，

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} -i(\phi^1 - i\phi^2) \\ v + (h + i\phi^3) \end{pmatrix} \quad (2.10)$$

其中， $\phi^i$ 是哥德斯通玻色子，剩余的场（符号为 $h$ ）被称为希格斯粒子。

通过电弱对称性破缺，希格斯场把场 $W_\mu^a$ 和 $B_\mu$ 混合起来，形成传递弱相互作用的粒子 $W_\mu^\pm$ 和 $Z_\mu$ ，以及传递电磁相互作用的光子 $A_\mu$ 。电中性态 $Z_\mu$ 和 $A_\mu$ 是 $W_\mu^3$ 和 $B_\mu$ 耦合得到的；带电态 $W_\mu^\pm$ 是 $W_\mu^1$ 和 $W_\mu^2$ 耦合得到的。哥德斯通粒子被W和Z玻色子“吃掉”，变成了它们的横向模，用于给它们带来质量。注意，光子仍然是没有质量的。

除了给矢量玻色子质量，希格斯场也为费米子带来质量。它们来自于费米子和希格斯粒子的Yukawa耦合：

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = y_u \bar{Q}_i \epsilon_{ij} \Phi_j^\dagger u_R + y_d \bar{Q}_i \Phi_i d_R + y_e \bar{L}_i \Phi_i e_R + h.c. \quad (2.11)$$

其中，同为 $SU(2)$ 二重态的费米子和希格斯粒子直接收缩，或者通过二阶反对称矩阵 $\epsilon_{ij}$ 而收缩。当希格斯场获得真空期望值时，质量项就会以 $\frac{1}{\sqrt{2}} y v (\bar{\psi}_L \psi_R + \bar{\psi}_R \psi_L)$ 出现，其中Yukawa耦合 $y$ 对应于费米子的类型有关。第三代费米子有最大的质量，因此它们的Yukawa耦合也大，当然顶夸克的Yukawa耦合最大。

在电弱对称性破缺之后，我们得到了满足规范结构 $SU(3)_C \otimes U(1)_{EM}$ 的标准模型（ $SU(3)_C$ 表示强相互作用， $U(1)_{EM}$ 表示电磁相互作用），形式为 $m(\bar{\psi}_L \psi_R + \bar{\psi}_R \psi_L)$ 的费米子的质量项，以及形式为 $m^2 W^\mu W_\mu$ 的传递弱相互作用的玻色子的质量项，是通过希格斯机制自发产生的。

### 2.1.3 标准模型存在的问题

标准模型是非常成功的理论，但是并不是终极理论。标准模型自身并不是非常“自然”：轻的希格斯粒子的存在引发了等级差问题（Hierarchy problem）。除此之外，标准模型并没有提供暗物质候选者。

#### 2.1.3.1 等级差问题

希格斯粒子的发现完善了标准模型，但是，这个模型遗留下来一个让人并不满意的特征：希格斯粒子通过圈图(2.1)获得了质量修正；也就是，与希格斯粒子Yukawa耦合最强

的顶夸克，带来的主要贡献为<sup>[15]</sup>，

$$\Delta m_h^2 = -\frac{y_t^2}{8\pi^2} \left( \Lambda^2 - 2m_t^2 \log \frac{\Lambda}{m_t} + \dots \right) \quad (2.12)$$

其中 $y_t$ 是希格斯粒子和顶夸克之间的Yukawa耦合， $\Lambda$ 是标准模型不再正确的截断标度，是它带来了平方发散。我们知道希格斯粒子的质量在126GeV附近，这就意味着圈修正应该在弱标度( $\sim 100\text{GeV}$ )。如果我们认为标准模型一直适用到普朗克标度，即 $\Lambda \sim m_{Plank}^2$ ，那么抵消项需要精确的调节( $1/10^{34}$ 的调节)，才能使得具有物理意义的希格斯质量在126GeV附近。弱相互作用和引力相互作用发生的标度如此悬殊，被称为等级差问题<sup>[6]</sup>。这么大尺度的精细调节使理论显得非常不自然，于是促进我们探索新物理，来解决这个问题。

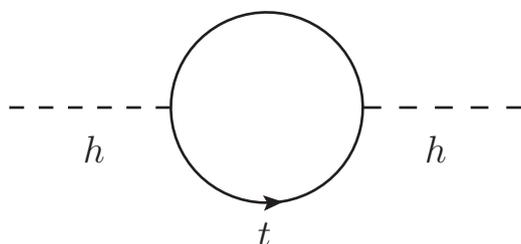


图 2.1 顶夸克和希格斯粒子的Yukawa相互作用圈图，它对希格斯粒子质量的贡献就是式(2.12)，带来了平方发散。

### 2.1.3.2 宇宙学问题

类似于粒子物理中的标准模型，在宇宙学中也有一个“标准模型”。在广义相对论定律之下，这个模型认为存在一个空间上平滑，不断膨胀的宇宙：它由各种射线，重子物质，冷暗物质和暗能量组成。实验观测表明，宇宙的演化主要由相对未知的暗物质和暗能量来决定。基于空间的对宇宙微波背景辐射的观测<sup>[33]</sup>，和基于地面的利用重子声学振荡信号对宇宙大尺度结构的观测<sup>[34]</sup>，以及利用1A型超新星对宇宙膨胀率的测量<sup>[35, 36]</sup>，都在较好的精度证实了这个“标准模型”。

构成我们宇宙的暗物质的组分是相对未知的，从观测结果来看，我们对它的组分有如下限制<sup>[37]</sup>：

- 有质量，因为它会受到引力效应；
- 稳定；或者说亚稳定，即在时间尺度上它与宇宙年龄处于同一量级；
- 就算与普通物质有耦合（不包括引力），那么这个耦合也会非常弱；

- 冷，即非相对论性物质。

这些限制排除掉了标准模型中任何粒子来作为暗物质的任一组分。暗物质的存在暗示了新物理的存在。

一种广为应用的暗物质类型是弱相互作用重粒子(Weakly Interacting Massive Particle, WIMP), 标准模型的许多拓展包含WIMPs。如果WIMPs在宇宙早期被产生, 当标准模型粒子这锅“热汤”达到热平衡和化学平衡时, 我们可以计算在冷凝之后WIMPs的残留密度[38, 39]:

$$\Omega_\chi h^2 \simeq \frac{0.1\text{pb}}{\langle \sigma_A v \rangle} \simeq 1 \quad (2.13)$$

其中,  $\sigma_A$ 是WIMPs湮灭成标准模型粒子的散射截面,  $v$ 是速度, 注意它们都是热平均值。我们惊讶地发现, 对于这种弱相互作用湮灭截面, WIMPs的分布就可以满足宇宙中暗物质性质要求。这种不可思议的巧合被称作“WIMP奇迹”。为此, 同时鉴于标准模型的许多拓展都包含WIMPs, 我们正在试图找到它: 通过直接探测实验[40, 41], 间接探测实验[42, 43]和对撞机实验[44, 45, 46]。超对称有能力提供一个WIMP类型的暗物质候选, 即neutralino。我们会在第2.2.1.6节做进一步讨论。

## 2.2 超对称模型

标准模型的主要不足已经在第(2.1.3)节予以讨论, 标准模型被认为是一个更基本理论的低能等效理论。作为标准模型的一种拓展的超对称理论被发展起来, 试图解决标准模型遗留下来的问题。标准模型粒子和它的伴子对希格斯粒子的质量修正有相互抵消的贡献, 于是就不需要一个不自然的精细的调节, 等级差问题就会得到解决。在R宇称守恒的超对称模型中, 超对称粒子必须成对的产生, 一个没有电荷, 没有色荷, 只参与弱相互作用和引力相互作用的, 稳定的最轻超对称粒子是WIMP的绝佳候选。这些内容我们在本节会详细展开, 具体来说, 接下来先介绍标准模型的最简单地超对称拓展——最小超对称模型——的一般概念; 接着, 分为gluino部分, squark部分, chargino和neutralino部分以及slepton部分进行讨论; 最后, 再对最小超对称模型进行简单地扩充, 即引入次最小超对称模型。

### 2.2.1 最小超对称模型

现在, 我们来考虑在玻色子和费米子之间的一种新的全局对称性。在这种对称性下,

一个变换可以把玻色子变为费米子，反之亦然。这个变换可以用算符 $Q$ 来表示，

$$Q|Boson \rangle = |Fermion \rangle, Q|Fermion \rangle = |Boson \rangle \quad (2.14)$$

当这个变换用于标准模型粒子时，结果就会产生一套新粒子，我们称它们为超对称伴子。常用的命名法是：称费米子的超对称伴子为sfermions，比如squarks和sleptons；称规范玻色子的超对称伴子为gauginos，比如bino, winos和gluino；称希格斯粒子的超对称伴子为higgsinos。上边这种描述，其实是标准模型的最简单地超对称拓展，被称为最小超对称模型<sup>[12, 15]</sup>。最小超对称模型的粒子谱被呈现在表2.2中。一个正确的超对称理论应该存在一个额外的Higgs二重态<sup>[49]</sup>。我们把一个“上型”希格斯粒子标记为 $H_u$ ，而把“下型”希格斯粒子标记为 $H_d$ ，它们分别用于产生“上型”质量和“下型”质量；我们将这两个希格斯二重态表示为，

$$H_u = \begin{pmatrix} H_u^+ \\ H_u^0 \end{pmatrix}, H_d = \begin{pmatrix} H_d^0 \\ H_d^- \end{pmatrix} \quad (2.15)$$

其中， $H_u$ 相当于代替了式(2.11)中的电荷共轭场 $\Phi^\dagger$ 。希格斯部分的进一步讨论在第(2.2.1.5)节。

表 2.2 最小超对称模型的粒子谱

费米子	玻色子	$SU(3)_C, SU(2)_L, U(1)_Y$
$Q$	$\tilde{Q}$	$(\mathbf{3}, \mathbf{2}, \frac{1}{6})$
$u_R$	$\tilde{u}_R$	$(\mathbf{3}, \mathbf{1}, \frac{2}{3})$
$d_R$	$\tilde{d}_R$	$(\mathbf{3}, \mathbf{1}, -\frac{1}{3})$
$L$	$\tilde{L}$	$(\mathbf{1}, \mathbf{2}, -\frac{1}{2})$
$e_R$	$\tilde{e}_R$	$(\mathbf{1}, \mathbf{1}, -1)$
$\tilde{G}_\mu$	$G_\mu$	$(\mathbf{8}, \mathbf{1}, 0)$
$\tilde{W}_\mu$	$W_\mu$	$(\mathbf{1}, \mathbf{3}, 0)$
$\tilde{B}_\mu$	$B_\mu$	$(\mathbf{1}, \mathbf{1}, 0)$
$\tilde{H}_u$	$H_u$	$(\mathbf{1}, \mathbf{2}, \frac{1}{2})$
$\tilde{H}_d$	$H_d$	$(\mathbf{1}, \mathbf{2}, -\frac{1}{2})$

### 2.2.1.1 等级差问题的解

超对称的首要动机就是为等级差问题带来解决方案。在图(2.2)中我们看到了希格斯粒子和sfermions的四标量相互作用，它带来了对希格斯粒子质量的额外修正。因为sfermion的耦合和费米子的耦合是关联着的，它们对希格斯粒子质量带来的修正仅仅差了一个负号，

这是来自于标量圈与费米子圈的不同。来自于一个stop粒子对希格斯粒子的质量的修正为，

$$\Delta m_h^2 = \frac{\lambda_s}{16\pi^2} \left( \Lambda^2 - 2m_s^2 \log \frac{\Lambda}{m_s} + \dots \right) \quad (2.16)$$

其中 $m_s$ 为stop的质量， $\lambda_s$ 是stop和希格斯粒子之间的耦合，而 $\Lambda$ 为理论失效的截断标度。而超对称要求 $\lambda_s = y_t^2$ ，于是，把top引发的希格斯粒子的质量发散，同左手stop以及右手stop对希格斯质量的修正加起来后，我们发现发散部分相互抵消：

$$(\Delta m_h^2)^{\text{quad.div.}} = -\frac{y_t^2}{8\pi^2} \Lambda^2 + 2 \times \frac{\lambda_s}{16\pi^2} \Lambda^2 = 0 \quad (2.17)$$

对希格斯粒子质量的修正的剩余项仅仅包含对数发散。我会在第(2.2.1.9)节进一步讨论stop圈对希格斯粒子质量的修正。

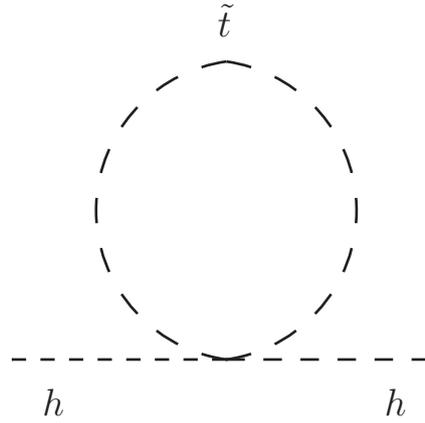


图 2.2 由希格斯粒子和stop的四标量相互作用而引发的费曼圈图，这张图对希格斯质量的贡献呈现在式(2.16)中，这张图抵消式(2.12)中的发散。

### 2.2.1.2 超对称破缺

即使有超对称，它在低能时一定被隐藏了。也就是说，超对称一定在某个能量标度（记为 $M_{SUSY}$ ）破缺了。如果超对称不破缺，那么我们现在应该已经观测到了与标准模型费米子具有相同量子数和质量的轻的标量粒子。

寻找自发破缺的模型相当具有挑战，创造一个有很好物理动机的前后一致的自发破缺模型是非常困难的。目前，对于对称性破缺仍然没有达成共识。不过，有一些普遍被采用的破缺模型，包括引力诱导的超对称破缺，规范诱导的超对称破缺，以及反常超对称破缺，可以借助参考文献<sup>[50, 51]</sup>对此进行深入地理解。

虽然上述每种破缺模型都会带来不同的超对称破缺参数，但是最小超对称模型中软破缺项具有如下的一般特征：

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}_{soft} = & -\frac{1}{2} \left( M_3 \tilde{g} \tilde{g} + M_2 \tilde{W} \tilde{W} + M_1 \tilde{B} \tilde{B} + c.c. \right) \\
 & - \left( \tilde{u} a_u \tilde{Q} H_u - \tilde{d} a_d \tilde{Q} H_d - \tilde{e} a_e \tilde{L} H_d + c.c. \right) \\
 & - \tilde{Q}^\dagger m_Q^2 \tilde{Q} - \tilde{u}^\dagger m_u^2 \tilde{u} - \tilde{d}^\dagger m_d^2 \tilde{d} - \tilde{L}^\dagger m_L^2 \tilde{L} - \tilde{e}^\dagger m_e^2 \tilde{e} \\
 & - m_{H_u}^2 H_u^* H_u - m_{H_d}^2 H_d^* H_d - (b H_u H_d + c.c.)
 \end{aligned} \tag{2.18}$$

其中，符号的约定见表(2.3)。式(2.18)中第一行是Gaugino的软质量项，第二行是三个标量相互作用项，耦合参数 $a$ 是味空间的 $3 \times 3$ 矩阵，经常表示为 $A \times y$ 的形式，第三行是Sfermion的软质量项，每个Sfermion的质量矩阵 $m_Q, m_u, m_d, m_L, m_e$ 分别是味空间的 $3 \times 3$ 矩阵，第四行是希格斯势的对称破缺项，这里质量维度为正值。

表 2.3 最小超对称模型中手征超场以及相应的超荷。弱同位旋二重态被放在圆括号中。

名称	符号	自旋为0	自旋为 $\frac{1}{2}$	超荷 $Y$
自旋为0：“左手” squarks 自旋为 $\frac{1}{2}$ ：左手夸克 注意： $Q_2$ 和 $Q_3$ 分别代表第二代和第三代， 没有明显写出，下边遵守这一约定。	$Q_1$	$(\tilde{u}_L, \tilde{d}_L)$	$(u_L, d_L)$	$\frac{1}{6}$
自旋为0：“右手”上型squarks 自旋为 $\frac{1}{2}$ ：右手上型夸克	$\bar{u}^1 = \bar{u}$	$\tilde{u}_R^*$	$u_R^\dagger$	$-\frac{2}{3}$
自旋为0：“右手”下型squarks 自旋为 $\frac{1}{2}$ ：右手下型夸克	$\bar{d}^1 = \bar{d}$	$\tilde{d}_R^*$	$d_R^\dagger$	$\frac{1}{3}$
自旋为0：“左手” sleptons 自旋为 $\frac{1}{2}$ ：左手轻子	$L_1$	$(\tilde{\nu}_e, \tilde{e}_L)$	$(\nu_e, e_L)$	$-\frac{1}{2}$
自旋为0：“右手” sleptons 自旋为 $\frac{1}{2}$ ：右手轻子	$\bar{e}^1 = \bar{e}$	$\tilde{e}_R^*$	$e_R^\dagger$	1
自旋为0：希格斯粒子 自旋为 $\frac{1}{2}$ ：higgsinos	$\hat{H}_u$ $\hat{H}_d$	$(H_u^+, H_u^0) = H_u$ $(H_d^0, H_d^-) = H_d$	$(\tilde{H}_u^+, \tilde{H}_u^0) = \tilde{H}_u$ $(\tilde{H}_d^0, \tilde{H}_d^-) = \tilde{H}_d$	$\frac{1}{2}$ $-\frac{1}{2}$

### 2.2.1.3 模型框架

最小超对称模型是标准模型的最小超对称扩充，它的拉氏量由两部分组成 $\mathcal{L}_{MSSM} = \mathcal{L}_{susy} + \mathcal{L}_{soft}$  ( $\mathcal{L}_{soft}$ 已经在上一节中给出)。超对称部分 $\mathcal{L}_{susy}$ 和标准模型有着同样的规范相

相互作用, 并且它可以完全由规范对称群和超势推导出来(更多细节可以参看参考文献<sup>[15]</sup>中第4.6节)。超势是手征超场的立方函数<sup>[12, 48]</sup>:

$$W_{MSSM} = \tilde{u}y_u\tilde{Q}H_u - \tilde{d}y_d\tilde{Q}H_d - \tilde{e}y_e\tilde{L}H_d + \mu H_u H_d \quad (2.19)$$

其中,  $\tilde{u}y_u\tilde{Q}$ 是 $\tilde{u}_i(y_u)_{ij}\tilde{Q}_j$ 的缩写,  $i, j = 1, 2, 3$ 表示代指标, 也就是说我们并不会明显写出代指标, 下边遵循这一约定; 旋量的收缩需要借助二阶反对称张量 $\epsilon$ , 例如 $\tilde{Q}_i H_u = \tilde{Q}_{i\alpha} H_{u\beta} \epsilon_{\alpha\beta}$ ;  $y_{u,d,e}$ 是 $3 \times 3$ 的矩阵。进而, 我们可以得到由所谓的D项和F项组成的标量势:

$$V = \frac{1}{2}D^a D^a + F_i^* F_i \quad (2.20)$$

其中,

$$\begin{aligned} F_i &= \frac{\delta W}{\delta \phi_i} \\ D^a &= -g(\phi_i^* T_{ij}^a \phi_j) \end{aligned} \quad (2.21)$$

其中,  $\phi_i$ 是最小超对称模型中的所有标量场,  $T^a$ 是 $SU(2)$ 群或者 $U(1)$ 群的生成元, 而 $g$ 则是它们相应的群参数。标量势总比零大, 因为它是平方和的形式。

我们在随后几章的讨论都在R宇称守恒的假设下进行, R宇称守恒禁戒了对质子衰变有贡献的耦合(细节在第(2.2.1.4)节)。除此之外, 要求以下的软超对称破缺普遍性条件, 来避免过大的味改变效应和CP破坏效应。

- sfermions软质量矩阵是味普适的, 也就是每一代有同样的质量项, 且不同代之间没有混合, 例如 $(m_Q^2)_{3 \times 3} = m_Q^2 I_{3 \times 3}$ 。这个限制经常被放宽, 来允许第三代质量有所不同。
- 三个标量耦合参数与相应的Yukawa矩阵成正比, 例如 $(a_u)_{3 \times 3} = A_u (y_u)_{3 \times 3}$ 。
- 软参数并不会引入任何新的复相位, 例如 $\text{Im}(M_1) = 0$ 。

#### 2.2.1.4 R宇称及其作用

一般的, 超对称允许以下形式的项存在:

$$\frac{1}{2}\lambda'_{ijk} L_i Q_j \tilde{d}_k, \quad \frac{1}{2}\lambda''_{ijk} u_i d_j \tilde{d}_k \quad (2.22)$$

它们分别会破坏轻子数和重子数。然而, 在标准模型中, 轻子数和重子数必须守恒。就像在图(2.3)展示的费曼图那样, 质子通过 $p^+ \rightarrow e^+ \pi^0$ 过程进行衰变。但是实验已经对质子的

寿命放了非常强的限制<sup>[52]</sup>，这就要求在式(2.22)中由 $\lambda$ 标记的耦合非常非常小，或者称被禁戒。

重子数守恒和轻子数守恒起源于标准模型中一种“附属的”对称性，因此在超对称中手放这种对称性是不满足要求的。不过，我们可以为标准模型粒子和超对称粒子引入一种新的“荷”（被称为R宇称）来解决这个问题：

$$R = (-1)^{3(B-L)+2s} \quad (2.23)$$

其中， $B$ 是重子数， $L$ 是轻子数，而 $s$ 是粒子的自旋。由此，我们看到标准模型粒子的R宇称为偶，即 $R = +1$ ，而超对称粒子的R宇称为奇，即 $R = -1$ 。如果在我们的理论中要求R宇称守恒，那么破坏轻子数守恒或者重子数守恒的项就被禁戒掉了。

除了消除不想要的轻子数和重子数破坏项，R宇称守恒带来了有趣的唯象学。首先，超对称粒子在对撞机上必须成对产生，一旦产生了，这些粒子一定会衰变到其他超对称粒子和标准模型粒子，直到它衰变到最轻的，同时也是稳定的超对称粒子（the Lightest Supersymmetric Particle, LSP）。这个粒子一定只参与弱相互作用和引力相互作用，否则实验上早已发现了这个稳定的粒子。因此，在超对称模型中，它经常被选作暗物质的候选。

依赖于超对称破缺机制，有许多可选的LSP，例如Sneutrino，最轻的Neutralino或者引力的超对称伴子Gravitino。如果Sneutrino或者最轻的Neutralino是LSP，那么它是WIMP型暗物质候选。在对撞机实验中，WIMP型LSP可以逃离探测器，带来了丢失能量。前边谈了，WIMP型暗物质也有很好的宇宙学动机。Gravitino也可以作为暗物质候选，因为它只参与引力相互作用。在超对称模型中，这两类粒子都可以作为暗物质的候选，但是我们选择WIMP型的LSP，因为它们能够带来更有趣的唯象学。本文中我们考虑最轻的Neutralino作为LSP，标记为 $\tilde{\chi}_1^0$ 。

#### 2.2.1.5 希格斯粒子部分

在MSSM中，有两个希格斯二重态， $H_u$ 和 $H_d$ 。中性分量 $H_u^0$ 和 $H_d^0$ 分别获得真空期望值：

$$\frac{1}{\sqrt{2}}v_u = \langle H_u^0 \rangle, \quad \frac{1}{\sqrt{2}}v_d = \langle H_d^0 \rangle \quad (2.24)$$

而 $\langle H_u^\pm \rangle = \langle H_d^\pm \rangle = 0$ 。同时，对于真空期望值 $v$ 的限制仍然需要满足：

$$v^2 = v_u^2 + v_d^2 \quad (2.25)$$

比率常常表示为，

$$\tan \beta = v_u/v_d \quad (2.26)$$

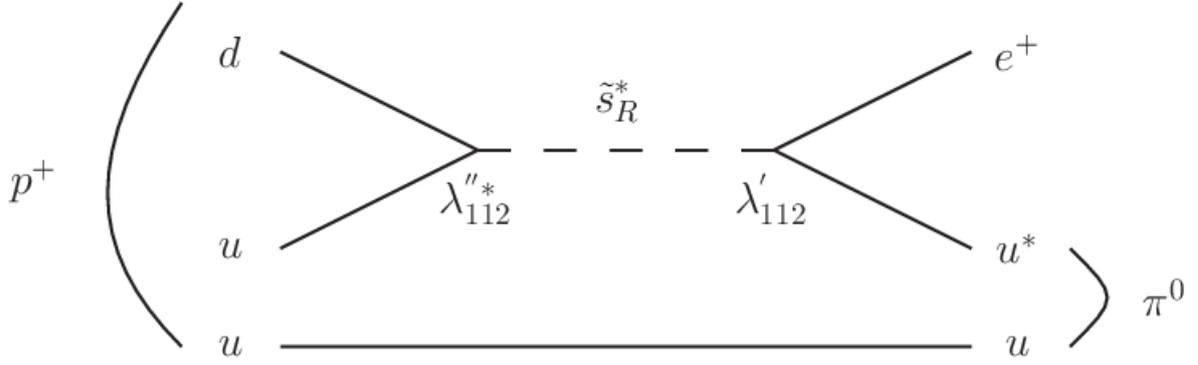


图 2.3 质子通过形如式(2.22)中的R宇称破坏项进行衰变的费曼图。

于是,再根据式(2.18)和式(2.20),希格斯场的标量势可以写为以下简单形式:

$$\begin{aligned}
 V = & (|\mu|^2 + m_{H_u}^2) |H_u^0|^2 + (|\mu|^2 + m_{H_d}^2) |H_d^0|^2 - (bH_u^0 H_d^0 + c.c.) \\
 & + \frac{1}{8} (g_1^2 + g_2^2) (|H_u^0|^2 + |H_d^0|^2)
 \end{aligned} \quad (2.27)$$

为了得到电弱对称性破缺,我们需要 $|\mu|^2 + m_{H_u}^2$ 或者 $|\mu|^2 + m_{H_d}^2$ 足够小,或者为负值。而当由高能标向电弱标度跑动时, $m_{H_u}^2$ 会受到较大的负修正。所以,我们通常假设在低能标时电弱对称破缺的必要条件为 $|\mu|^2 + m_{H_u}^2 \lesssim 0$ 。为了得到最小超对称模型的粒子质量谱,我们计算了标量势的最小化条件,

$$\begin{aligned}
 m_Z^2 = & \frac{|m_{H_d}^2 - m_{H_u}^2|}{1 - \sin^2 2\beta} - m_{H_u}^2 - m_{H_d}^2 - 2|\mu|^2 \\
 \approx & -2(m_{H_u}^2 + |\mu|^2) + \frac{2}{\tan^2 \beta - 1} (m_{H_d}^2 - m_{H_u}^2)
 \end{aligned} \quad (2.28)$$

这里的近似是在大 $\tan \beta$ 条件下获得的。

希格斯二重态参与希格斯机制,带来了三个哥德斯通粒子, $\phi^\pm$ 和 $\phi^0$ ,这些会变成 $W^\pm$ 和Z的纵向模,同时还有5个额外的标量粒子:两个CP为偶的中性标量粒子, $h^0$ 和 $H^0$ ;一个CP为奇的中性标量粒子, $A^0$ ;以及两个带电希格斯粒子, $H^\pm$ 。这些场可以用质量本征态展开:

$$\begin{pmatrix} H_u^0 \\ H_d^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v_u \\ v_d \end{pmatrix} + \frac{1}{\sqrt{2}} R_\alpha \begin{pmatrix} h^0 \\ H^0 \end{pmatrix} + \frac{i}{\sqrt{2}} R_\beta \begin{pmatrix} \phi^0 \\ A^0 \end{pmatrix} \quad (2.29)$$

$$\begin{pmatrix} H_u^+ \\ H_d^{-*} \end{pmatrix} = R_\beta \begin{pmatrix} \phi^+ \\ H^+ \end{pmatrix} \quad (2.30)$$

其中转动矩阵的定义为,

$$R_\alpha = \begin{pmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \quad (2.31)$$

$$R_\beta = \begin{pmatrix} \sin \beta & \cos \beta \\ -\cos \beta & \sin \beta \end{pmatrix} \quad (2.32)$$

鉴于126GeV类标准模型希格斯粒子已经被发现, 我们常常假定 $m_A \gg m_Z$ , 于是就会存在一个类标准模型的希格斯粒子, 标记为 $h^0$ , 而同时其他“超对称专有的”希格斯粒子被推到 $M_{SUSY}$ 标度。

两个真空期望值使得第三代夸克的质量定义改为,

$$m_t = \frac{1}{\sqrt{2}} y_t v \sin \beta, \quad m_b = \frac{1}{\sqrt{2}} y_b v \cos \beta \quad (2.33)$$

其中, 在大 $\tan \beta$ 条件下, 底夸克的Yukawa耦合与顶夸克的Yukawa耦合大小可比拟, 这使得底夸克与希格斯粒子的耦合得到增强。

#### 2.2.1.6 Neutralino部分

在higgsinos和gauginos之间也可以有非常有意义的混合。以 $\psi = (\tilde{B}, \tilde{W}^0, \tilde{H}_d^0, \tilde{H}_u^0)$  作为规范本征态的基矢, 拉氏量中neutralino质量项为,

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{2} (\psi^0)^T M_\chi \psi^0 + c.c. \quad (2.34)$$

其中,

$$M_\chi = \begin{pmatrix} M_1 & 0 & -c_\beta s_W m_Z & s_\beta s_W m_Z \\ 0 & M_2 & c_\beta c_W m_Z & -s_\beta c_W m_Z \\ -c_\beta s_W m_Z & c_\beta c_W m_Z & 0 & -\mu \\ s_\beta s_W m_Z & -s_\beta c_W m_Z & -\mu & 0 \end{pmatrix} \quad (2.35)$$

其中用了缩写 $s_\beta = \sin \beta$ ,  $c_\beta = \cos \beta$ ,  $s_W = \sin \theta_W$ 和 $c_W = \cos \theta_W$ 以便形式紧凑。如果含 $m_Z$ 的项非常小, 那么就可以得到下列质量本征态:

- $\tilde{\chi}_1^0$ , bino-like,  $m_{\tilde{\chi}_1^0} \simeq M_1$
- $\tilde{\chi}_2^0$ , wino-like,  $m_{\tilde{\chi}_2^0} \simeq M_2$
- $\tilde{\chi}_3^0$ 和 $\tilde{\chi}_4^0$ , higgsino-like,  $m_{\tilde{\chi}_{3,4}^0} \simeq |\mu|$

常常用符号 $\tilde{\chi}_1^0$ 表示最轻的neutralino, 而用 $m_{\tilde{\chi}_4^0}$ 表示最重的neutralino。因此, 其实在上边我们已经假定了质量的等级差 $M_1 < M_2 < |\mu|$ 。

## 2.2.1.7 Chargino部分

类似地，对于带电higgsino和wino，我们以 $\psi^\pm = (\tilde{W}^+, \tilde{H}_u^+, \tilde{W}^-, \tilde{H}_d^-)$ 作为规范本征态的基矢，拉氏量中chargino质量项为，

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{2} (\psi^\pm)^T M_{\chi^\pm} \psi^\pm + c.c. \quad (2.36)$$

其中就 $2 \times 2$ 分块矩阵的形式而言：

$$M_{\chi^\pm} = \begin{pmatrix} 0 & X^T \\ X & 0 \end{pmatrix} \quad (2.37)$$

其中，

$$X = \begin{pmatrix} M_2 & \sqrt{2}s_\beta m_W \\ \sqrt{2}c_\beta m_W & \mu \end{pmatrix} \quad (2.38)$$

如果含 $m_W$ 的项非常小，同时我们假设质量的等级差 $M_2 < |\mu|$ ，那么就可以得到下列质量本征态：

- $\tilde{\chi}_1^\pm$ , wino-like,  $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} \simeq M_2$
- $\tilde{\chi}_2^\pm$ , higgsino-like,  $m_{\tilde{\chi}_2^\pm} \simeq |\mu|$

## 2.2.1.8 Slepton部分

Slepton质量由质量矩阵 $m_L^2$ 和 $m_e^2$ 决定。根据普适性条件，我们假定味混合可以忽略。而且，在slepton部分左右手混合正比于轻子的Yukawa耦合，这一耦合对前两代轻子非常小。于是，对于味 $l = e, \mu$ ，质量本征态就是 $\tilde{l}_L$ 和 $\tilde{l}_R$ ，质量分别是 $m_{\tilde{l}_L}$ 和 $m_{\tilde{l}_R}$ ：

$$m_{\tilde{l}_L}^2 = m_L^2 + \Delta_{\tilde{l}_L}; \quad m_{\tilde{l}_R}^2 = m_e^2 + \Delta_{\tilde{l}_R} \quad (2.39)$$

其中，主要贡献来自于软破缺项(2.18)中的 $m_L$ 和 $m_e$ ，而 $\Delta_{\tilde{l}_L} = (-\frac{1}{2} - \sin^2 \theta_W) m_Z^2 \cos 2\beta$ 和 $\Delta_{\tilde{l}_R} = -\sin^2 \theta_W m_Z^2 \cos 2\beta$ 来自于标量势(2.20)中D项的贡献。另一方面，stau与希格斯粒子有较大的Yukawa耦合，导致了左右手之间存在混合，于是stau的质量本征态标记为 $\tilde{\tau}_1$ 和 $\tilde{\tau}_2$ 。Sneutrino，标记为 $\tilde{\nu}_l$ 也有质量，由 $m_L^2$ 以及一项额外的质量劈裂决定：

$$m_{\tilde{e}_L}^2 - m_{\tilde{\nu}_e}^2 = -\cos 2\beta m_W^2 \quad (2.40)$$

## 2.2.1.9 Squark部分

类似地，前两代Squark的左右手混合非常小，它们的质量主要来自于软破缺参数。但是，对于第三代Stop和Sbottom情况就不同了。在规范基矢中，Stop的本征态标记为 $\tilde{t}$ 。由于巨大的Yukawa耦合，第三代紧紧地与希格斯粒子耦合在一起。当希格斯场获得真空期望值时，这些耦合带来了质量项。其实，比起软质量项而言，这些项非常小，并不影响质量。但是，这些项的价值体现在决定混合角，并不能被忽略。Stop质量本征态用如下方法获得，首先我们看相关的拉氏量：

$$\mathcal{L} = (\tilde{t}_L^* \quad \tilde{t}_R^*) m_{\tilde{t}}^2 \begin{pmatrix} \tilde{t}_L \\ \tilde{t}_R \end{pmatrix} \quad (2.41)$$

其中stop质量矩阵为：

$$m_{\tilde{t}}^2 = \begin{pmatrix} m_{Q_3}^2 + m_t^2 + \Delta_{\tilde{u}_L} & m_t \tilde{A}_t \\ m_t \tilde{A}_t & m_{u_3}^2 + m_t^2 + \Delta_{\tilde{u}_R} \end{pmatrix} \quad (2.42)$$

在对角线上我们有 $m_{Q_3}^2$ 和 $m_{u_3}^2$ ，它们来自于软破缺项(2.18)。 $m_t^2$ 来自于标量势(2.20)中的F项，具体地， $y_t^2 \tilde{t}_L \tilde{t}_L H_u^0 H_u^0$ ，其中两个希格斯场都获得真空期望值。而 $\Delta$ 是来自于标量势(2.20)中的D项：

$$\Delta_{\tilde{u}_L} = \left( \frac{1}{2} - \frac{2}{3} \sin^2 \theta_W \right) \cos 2\beta m_Z^2 \quad (2.43)$$

$$\Delta_{\tilde{u}_R} = \frac{2}{3} \sin^2 \theta_W \cos 2\beta m_Z^2 \quad (2.44)$$

在非对角线上，我们将软破缺项(2.18)中的标量场立方项与标量势(2.20)中的F项，具体地， $\mu y_t \tilde{t}_L \tilde{t}_R H_d^0$ ，混合起来定义一个新的变量：

$$\tilde{A}_t = A_t - \mu \cot \beta \quad (2.45)$$

我们引入stop混合角 $\theta_t$ 把质量矩阵(2.42)对角化：

$$\begin{pmatrix} \tilde{t}_1 \\ \tilde{t}_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_t & -\sin \theta_t \\ \sin \theta_t & \cos \theta_t \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{t}_L \\ \tilde{t}_R \end{pmatrix} \quad (2.46)$$

其中 $\theta_t$ 需要满足：

$$\tan 2\theta_t = \frac{2m_t \tilde{A}_t}{m_{Q_3}^2 - m_{u_3}^2 + \Delta_{\tilde{u}_L} - \Delta_{\tilde{u}_R}} \quad (2.47)$$

除了在决定混合角 $\theta_t$ 起重要作用之外， $\tilde{A}_t$ 可以让两个stop之间质量差别非常大，即所谓的“大质量劈裂”；如果式(2.42)中非对角项非常大，那么轻的stop粒子就是最轻的squark。因为非对角项来自于stop和希格斯场的耦合，所以非对角项，或者说变量 $\tilde{A}_t$ 在对希格斯粒子的质量贡献中起重要作用。类标准模型希格斯粒子的质量修正，大部分来自于希格斯场与stop的四次耦合，其单圈阶结果为<sup>[53, 54]</sup>：

$$\Delta m_h^2 = \frac{3}{4\pi^2} y_t^2 m_t^2 \sin^2 \beta \left( \log \frac{M_S^2}{m_t^2} + \frac{\tilde{A}_t^2}{M_S^2} \left( 1 - \frac{\tilde{A}_t^2}{12M_S^2} \right) \right) \quad (2.48)$$

其中 $M_S = \sqrt{m_{\tilde{t}_1} m_{\tilde{t}_2}}$ ，当 $\tilde{A}_t = \sqrt{6}M_S$ 时，上式取得最大值，取名为“最大混合情况”；而当 $\tilde{A}_t = 0$ 时，上式取得最小值，取名为“最小混合情况”。当CP为奇的希格斯粒子质量远大于Z玻色子质量时，类标准模型希格斯粒子的质量为<sup>[53, 54]</sup>，

$$m_h^2 \simeq m_Z^2 \cos^2 2\beta + \Delta m_h^2 \quad (2.49)$$

Stop的质量的一般形式：

$$m_{\tilde{t}} = \frac{1}{2} (M_{Q_3}^2 + M_{u_3}^2 + 2m_t^2 + \Delta_{\tilde{u}_L} + \Delta_{\tilde{u}_R}) \pm \frac{1}{2} \sqrt{(M_{Q_3}^2 - M_{u_3}^2 + \Delta_{\tilde{u}_L} - \Delta_{\tilde{u}_R})^2 + 4m_t^2 \tilde{A}_t^2} \quad (2.50)$$

$$\Delta m_{\tilde{t}}^2 = \sqrt{(M_{Q_3}^2 - M_{u_3}^2 + \Delta_{\tilde{u}_L} - \Delta_{\tilde{u}_R})^2 + 4m_t^2 \tilde{A}_t^2} \quad (2.51)$$

而在“最大混合情况”，即 $M_{Q_3} = M_{u_3} = M_S$ 和 $\tilde{A}_t = \sqrt{6}M_S$ 的情况下，考虑到此时 $M_Z$ 值算得上小量，于是质量劈裂：

$$\Delta m_{\tilde{t}}^2 = 2\sqrt{6}m_t M_S \quad (2.52)$$

类似地，sbottom的质量矩阵可以求得：

$$m_{\tilde{b}}^2 = \begin{pmatrix} m_{Q_3}^2 + m_b^2 + \Delta_{\tilde{d}_L} & m_b \tilde{A}_b \\ m_b \tilde{A}_b & m_{d_3}^2 + m_b^2 + \Delta_{\tilde{d}_R} \end{pmatrix} \quad (2.53)$$

其中，

$$\tilde{A}_b = A_b - \mu \tan \beta \quad (2.54)$$

非对角项被bottom的质量压低，于是通常两个sbottom之间质量差并不大。

## 2.2.1.10 Gluino部分

Gluino是SU(3)群的八重态，不与最小超对称模型中其他任何粒子发生混合，这是因为在最小超对称模型的伴随表示中，除了gluino之外，带色粒子仅有胶子，而胶子的自旋又为1。Gluino的质量起源是软破缺项(2.18)中的质量 $M_3$ 。基于重整化群方程地粗略估计，在 $\mathcal{O}(1\text{TeV})$ 标度，gluino质量参数与wino和bino的质量参数关系为<sup>[15]</sup>：

$$M_3 : M_2 : M_1 \approx 6 : 2 : 1 \quad (2.55)$$

## 2.2.2 次最小超对称模型

在第(2.2.1.5)节我们看到，在最小超对称模型中电弱破缺机制与 $\mu$ 的取值紧密相关。为了保证 $\mu^2 + m_{H_u}^2 \lesssim 0$ ，它不可以任意大；最小化条件(2.28)也表明 $|\mu|$ 不能明显地超过Z玻色子的质量 $m_Z$ 。另一方面，LEP实验对于chargino质量的限制要求 $|\mu| \gtrsim 100\text{GeV}$ 。在最小超对称模型中， $\mu$ 是简单地、人为地放进超势中的，因此并不能先验地保证它的值可以满足所有限制。可是，如果对最小超对称模型进行扩充，就会避开这个问题，而对它的最简单扩充就是添加一个规范单态手征超场，这样的模型叫做次最小超对称模型 (Next-to-Minimal Supersymmetric Standard Model, NMSSM)。这篇论文中讨论的是具有 $Z_3$ 对称性的次最小超对称模型，它的超势为<sup>[17]</sup>，

$$W_{NMSSM} = W_{MSSM} - \mu H_u H_d + \lambda S H_u H_d + \frac{1}{3} \kappa S^3 \quad (2.56)$$

其中S表示新引入的单态超场的标量部分， $W_{MSSM}$ 来自式子(2.19)。而它的软破缺项为，

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{soft}}^{\text{NMSSM}} = & \mathcal{L}_{\text{soft}}^{\text{MSSM}} + (b H_u H_d + c.c.) \\ & - \left( \lambda A_\lambda H_u H_d S + \frac{1}{3} \kappa A_\kappa S^3 + c.c. \right) - m_S^2 S^2 \end{aligned} \quad (2.57)$$

其中 $\mathcal{L}_{\text{soft}}^{\text{MSSM}}$ 来自式子(2.18)。

就最小超对称而言，次最小超对称的希格斯粒子部分添加了几个新的参数，在电弱对称性破缺之后，常常选择以下参数作为输入参数：

$$\lambda, \kappa, A_\lambda, A_\kappa, \tan \beta, \mu_{\text{eff}} = \lambda s \quad (2.58)$$

参数 $\mu_{\text{eff}}$ 是由新引入的单态超场的标量部分的真空期望值 ( $\langle S \rangle = s$ ) 产生的，自然地期望它在 $M_{\text{SUSY}}$ 附近。在希格斯粒子部分，比较起最小超对称模型，新引入的单态超场添加了两个希格斯粒子。

比起最小超对称模型中标量势(2.27)，次最小超对称模型中标量势也会添加几项，这是由于真空期望值 $s$ 非零的缘故。于是，电弱对称性破缺条件中需要额外包含一条最小化条件。结果，在树图阶，类标准模型希格斯粒子质量中就会多出由 $S$ 引发的项。在次最小超对称模型中，在“重单态标量场”极限下<sup>[17]</sup>，最轻的希格斯粒子的质量计算到单圈的结果为，

$$m_h^2 \approx m_Z^2 \cos^2 2\beta + \lambda^2 v^2 \sin^2 2\beta - \frac{\lambda^2}{\kappa^2} v^2 (\lambda - \kappa \sin 2\beta)^2 \quad (2.59)$$

$$+ \frac{3}{4\pi^2} y_t^2 m_t^2 \sin^2 \beta \left[ \log \frac{M_S^2}{m_t^2} + \frac{\tilde{A}_t^2}{M_S^2} \left( 1 - \frac{\tilde{A}_t^2}{12M_S^2} \right) \right] \quad (2.60)$$

在neutralino部分，比较起最小超对称模型，新引入的单态超场添加了新的费米子，被称为singlino，标记为 $\tilde{S}$ 。于是，neutralino的质量矩阵变成了5维矩阵，其中以singlino为主的neutralino粒子的质量为，

$$m_{\tilde{\chi}_i^0} \approx 2\kappa s = 2\kappa \frac{\mu_{eff}}{\lambda} \quad \text{for singlino-like } \tilde{\chi}_i^0 \quad (2.61)$$

### 2.2.3 简化超对称模型

一般地，最小超对称模型，或者次最小超对称模型，参数太多。任何实验要对它们做限制，需要进行大量地扫描。另一方面，比如说受限的最小超对称模型 (cMSSM) <sup>[55]</sup>，仅有5个自由参数，但是这种模型引入了理论偏见，即在大统一标度施加了约束条件，进而得到低能标下特定模式的软破缺项。于是，一种不同的方法，即简化模型被提出来<sup>[56, 57]</sup>：简化模型包括一个或者几个特定的产生过程，并且有着特定的衰变链，同时这些衰变过程有着特定的分支比；简化模型仅包括与你感兴趣的探测道相关的最小的粒子谱和最少的相互作用。因此，简化模型是TeV标度等效的理论，并且这个理论只是预言了一些新粒子和与其有关的相互作用。简化模型可以是一般的理论模型的极限情况，即除了关心的粒子，其他粒子全部积分掉。虽然，简化模型并不是明显模型无关的，但是它仍然避免了依赖于模型时带来的一些缺陷。参数空间的维度被大大简化，简化到仅依赖于几个对撞可观测量：新粒子的质量（和它们的宽度，有时宽度没有影响），有关的分子比和产生截面。这样的结果可以应用到拥有同样拓扑结构的任意模型。概括地讲简化模型有下列好处：

- 实验寻找策略的适用区间。我们知道实验寻找的灵敏度高度依赖于母粒子和子粒子之间的质量差，所以我们画了两维的切片图来呈现灵敏度。于是对于某实验寻找策

略,我们就可以知道其最灵敏的区间的位置和失效的区间的位置。这可以帮助理论学家和实验学家知道现存寻找策略的不足所在;同时,也为理论学家利用自己的蒙卡工具对新物理模型进行限制提供参考。

- 新物理信号特征的显著性。通过简化模型进行分析时,如果发现新物理信号,那么它直接可以给我们提供新粒子的信息,比如说其质量范围,衰变模式等等。这些信息有助于理论学家鉴别出发现的新物理信号到底对应于哪一种新物理理论。
- 将限制应用到更一般的模型。简化模型对于特定拓扑,或者说特定末态,给出了事例数上限和效率。因此,具有相同特征的任何模型,都可以用其理论预言值乘以效率,与实验给出的上限进行比较,进而对模型给出限制。



## 第三章 对撞机物理

在粒子物理领域，对撞机实验是发现和验证新物理的重要实验方法。在这部分，我们扼要介绍对撞机物理以及对撞机物理中蒙特卡洛技术。

### 3.1 对撞机物理简介

目前正在运行的对撞机实验是欧洲核子中心的大型强子对撞机LHC，它通过环形加速器获得两束高能质子，在探测器内发生碰撞。质子有内部结构，真正发生碰撞的是它里面的部分子。所以，在介绍LHC对撞机物理之前，先引入部分子模型。

#### 3.1.1 部分子模型

质子的内部结构由部分子模型描述，这个模型用参数化的方法描述质子的结构。具体地说，就是描述了在质子中找到给定动量的部分子的几率。这种结构函数被称为部分子分布函数 (Parton Distribution Function, PDF)。深度非弹实验验证了质子内部的组分：

- 价夸克：被认为是束缚夸克态，用于形成强子；
- 胶子：强相互作用力媒介粒子，使得夸克束缚在质子中；
- 海夸克：胶子可以产生虚的夸克-反夸克对，被称为海夸克。

深度非弹实验展示在图(3.1)中，质子的动量为 $P_\mu$ ，电子与其内部携带动量为 $xP_\mu$ 的部分子发生相互作用。假设部分子分布函数为 $f_f(x)$ ，表示找到f型部分子，同时其动量为 $xP_\mu$ 的概率。因为质子当中含有两个u夸克和一个d夸克，所以，

$$\int_0^1 dx [f_u(x) - f_{\bar{u}}(x)] = 2 \quad \int_0^1 dx [f_d(x) - f_{\bar{d}}(x)] = 1 \quad (3.1)$$

可是，部分子分布函数的计算是非微扰的，只能根据实验数据来参数化。在能标为 $\mu^2 = 10(10000)GeV^2$ 的能标下，部分子分布函数显示在图(3.2)中。在 $x$ 较大时，PDF主要是胶子（被减小了10倍，为了作图方便）和价夸克（u夸克和d夸克之比约为2:1）。在 $x$ 较小时，海夸克的贡献比较大，而海夸克是从胶子劈裂出来的，所以质量轻的占据优势。比较左图和右图发现，能标越高，价夸克和胶子的曲线向大 $x$ 方向移动，相应的价夸克的贡献就有所降低。这是因为，能标越高，价夸克传递给胶子的能量越大，同时胶子劈裂产生的海夸克能量也越大。在能标时，重夸克，比如charm和bottom的贡献不能忽略。利用部分子分

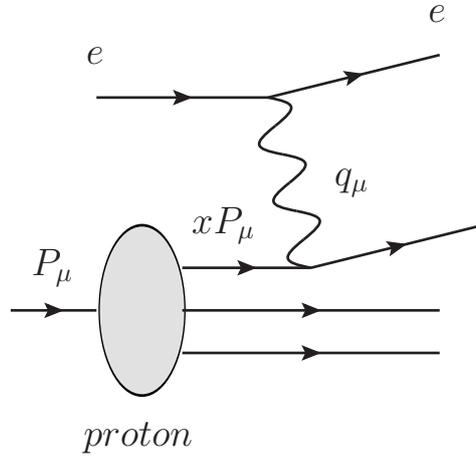


图 3.1 深度非弹实验：电子深入质子内部，与其携带动量 $xP_\mu$ 的部分子相互作用。

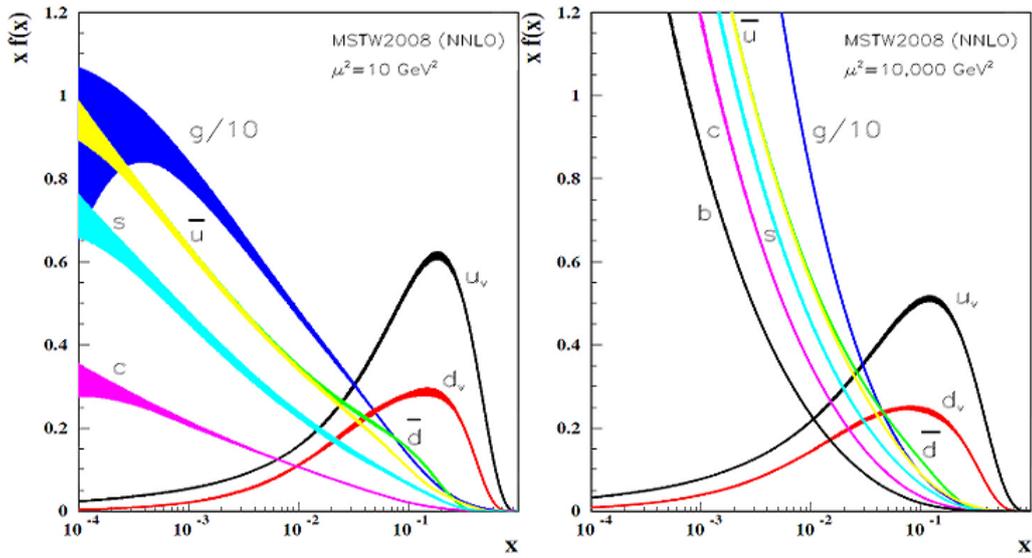


图 3.2 MSTW合作组测定的部分子分布函数<sup>[39]</sup>

布函数，把深度非弹实验的散射截面表述为，

$$\sigma(e^-p \rightarrow e^- + X) = \int_0^1 dx \sum_f f_f(x) \sigma(e^-q_f \rightarrow e^-q_f) \quad (3.2)$$

其中X代表所有的强子末态，我们对所有的部分子求和，这种求和加了权重，即PDF，最后对x进行积分。推广到一般的情况，即质子质子对撞的散射截面为，

$$\sigma(pp \rightarrow Y + X) = \int_0^1 dx_1 \int_0^1 dx_2 \sum_{f,f'} f_f(x_1) f_{f'}(x_2) \sigma(q_f + q_{f'} \rightarrow Y) \quad (3.3)$$

其中对所有的部分子求和，同时，求和权重为PDF。

### 3.1.2 跑动的强耦合常数

在LHC上部分子之间主要发生相互作用，强耦合常数 $g_s$ 会随着能标跑动，重整化群方程描述了它的跑动行为<sup>[58, 59]</sup>，

$$\beta(g_s) = \frac{\partial g_s}{\partial \log \mu} \quad (3.4)$$

对于QCD，即有 $n_f$ 个无质量 ( $m_q \ll Q$ ,  $Q$ 为所考虑过程的特征标度) 的夸克，每个夸克带三种颜色， $\beta$ 函数的表达式为，

$$\beta(g_s) = - \left( 11 - \frac{2n_f}{3} \right) \frac{g_s^3}{(16\pi)^2} \quad (3.5)$$

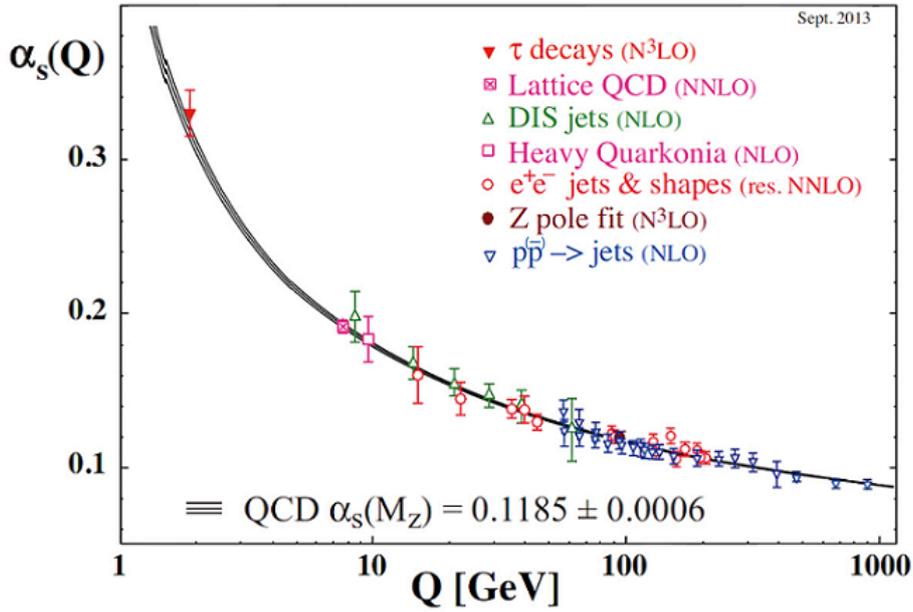
其中， $\beta$ 函数的符号是负的。于是能标 $\mu$ 越高，耦合 $g_s$ 越弱，这被称作渐进自由。渐进自由是建造质子质子对撞机的理论基础，因为渐进自由，我们才能用微扰理论计算散射过程。解上述两个方程，注意 $\alpha_s = \frac{g_s^2}{4\pi}$  得到，

$$\alpha_s(Q) = \frac{2\pi}{\left( 11 - \frac{2n_f}{3} \right) \log(Q/\Lambda_{\text{QCD}})} \quad (3.6)$$

其中我们引入了一个标度 $\Lambda_{\text{QCD}}$ ，这个标度的含意是，当达到这个标度时， $\alpha_s$ 过大，导致微扰计算失效。经测量， $\Lambda_{\text{QCD}} = 200\text{MeV}$ 。实验也已经证实了 $\alpha_s$ 存在跑动效应，见图(3.3)。因为色禁闭效应，夸克不能被直接探测到，它趋向于从真空中再拉出夸克形成强子，而被我们所观测到。

### 3.1.3 大型强子对撞机LHC

位于欧洲的大型强子对撞机 (Larger Hadron Collider, LHC)<sup>[1]</sup>是目前世界上的正在运行的能量最高的对撞机，它在周长27公里的圆形环中，加速两团质子，加速到很高能

图 3.3  $\alpha_s$ 的跑动效应<sup>[39]</sup>

量之后，使它们在探测器中发生碰撞。LHC共有四个探测器，本中主要涉及到其中的两个，ATLAS（超环面仪器，A Toroidal LHC ApparatuS, ATLAS）<sup>[2]</sup>和CMS（紧凑 $\mu$ 子线圈，Compact Muon Solenoid）<sup>[3]</sup>，它们分别由四部分组成：径迹探测器，电磁量能器，强子量能器和 $\mu$ 子探测器。

探测器最里层部分，基本上就在对撞点附近，放置着径迹探测器。径迹探测器，主要是由硅构成，负责记录带电粒子的轨迹。这些轨迹对粒子的鉴别提供非常重要的信息。径迹探测器在探测来自于bottom夸克的jet，即b-jet方面发挥着重要的作用。含bottom夸克的强子寿命相对较长，它能在径迹探测器中留下径迹，为我们鉴别b-jet提供了可能。接下来，依次放置着电磁量能器和强子量能器。电磁量能器主要用于测量由于发生电磁相互作用而损失掉大部分能量的粒子的能量，比如电子和光子。而强子量能器主要用于测量由于发生强相互作用而损失掉大部分能量的粒子的能量，在强子量能器中一般用的是比较重的金属。因为 $\mu$ 子质量基本上是电子的200倍，所以能量在电磁量能器中损失较少，为此专门在探测器的最外围为 $\mu$ 子建立了相应的探测器，叫做 $\mu$ 子探测器，用于鉴别 $\mu$ 子。

当然，在探测器内部还会有强磁场，用于鉴别带电粒子的电荷及动量。探测器各部分的信息综合到一起，来判定信号来自电子， $\mu$ 子，光子还是jets。在横向平面初始动量为零，于是我们可以计算丢失横向动量 $\vec{p}_T^{miss}$ （由于历史原因，也叫做丢失横向能量）。

LHC 质心能为7-TeV 的实验数据积分亮度达到 $5fb^{-1}$ 左右，8-TeV的实验数据积分亮

度达到 $20fb^{-1}$ 左右。13-TeV 正在取数中，目前积分亮度达到 $4fb^{-1}$ 左右。这些数据为研究新物理模型提供了丰富的信息，在下一节介绍具体怎么利用这些信息。

### 3.2 蒙特卡洛模拟

无论对于实验物理学家，还是理论物理学家，模拟都是必要的。模拟是物理的数值特征体现，有助于我们理解物理原理。模拟可以分为两类，一类是数值计算，另一类是随机过程。数值计算，包括数值积分在内，用于计算散射截面和粒子的宽度等。而随机过程，也被称为蒙特卡洛模拟，则用于产生事例，碎裂和强子化，以及探测器模拟。

对于我们在LHC上研究的某个具体过程，我们一般先画出它包含的费曼图，接着写下不变振幅，然后把它与部分子函数做卷积，得到散射截面。其中用到的积分，尤其是多维积分，常常使用蒙特卡洛积分方法。

计算散射截面常用的工具有CalcHEP<sup>[60]</sup>，FeynArts<sup>[61]</sup>，Propino<sup>[62]</sup>等。

蒙特卡洛模拟可以分为三块。首先，对某个给定的过程，产生部分子层次的事例。常用的工具有Herwig++<sup>[63]</sup>，MadGraph/MadEvent<sup>[64]</sup>等。其次，把部分子层次的事例进行碎裂和强子化。常用的工具有Pythia<sup>[65]</sup>等。最后，对这些事例施加探测器响应，使得蒙卡结果可以和真实的探测器数据进行比较。常用的工具有Delphes<sup>[66]</sup>等。除此之外，我们还要对最终得到的蒙卡结果做分析，往往施加一些限制条件，以便和实验数据进行比较。这部分常用的工具有CheckMATE<sup>[67]</sup>，MadAnalysis<sup>[68]</sup>等。

现在给出一个具体的例子，说明如何用现有的实验结果判定参数点是否存活。在最小超对称模型下，我们考虑LHC-8TeV上质子质子对撞产生stop对的散射过程，接着stop衰变到顶夸克和 $\tilde{\chi}_1^0$ ，即 $pp \rightarrow \tilde{t}_1 \tilde{t}_1^* \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 t \tilde{\chi}_1^0 \bar{t}$ 。

#### 3.2.1 产生部分子层次事例

首先，利用MadGraph/MadEvent产生部分子层次事例。在MadGraph/MadEvent的官方网站：

<http://madgraph.hep.uiuc.edu/>

下载压缩包，解压后直接在其主目录运行，

```
./bin/mg5_aMC
```

此时进入MadGraph/MadEvent交互模式（交互模式下，支持命令Tab键自动补全），第一步需要指定考虑的模型，

```
import model mssm
```

接着，屏幕显示模型中所定义的粒子名称。这些粒子名称有些可以清楚的知道其含义，比如g, u, c分别代表胶子，顶夸克和粲夸克。但是有些粒子名称的含义比较模糊，比如go。这时可以通过下列命令，

```
vi models/mssm/particles.py
```

在146行找到下边这句话，

```
go = Particle(pdg_code = 1000021,
```

于是通过pdg码得知go代表的粒子是gluino。接下来产生部分子层次的事例，

```
generate p p > t1 t1~, t1 > t n1, t1~ > t~ n1
```

其中~表示反粒子，p表示复合粒子，MadGraph/MadEvent 预设了复合粒子的定义，可以用以下命令查看，

```
display multiparticles
```

但是在13/14-TeV 的LHC 中，部分子中bottom的成分在某些对撞过程中贡献较大，因此需要把bottom添加到部分子中，可以用以下两种方式实现，

```
define p = g u c d s u~ c~ d~ s~ b b~
```

或者

```
define p = p b b~
```

接着保存运行的结果，

```
output ppt1t1x
```

其中“ppt1t1x”是有明确物理含义的命名方式，推荐使用。至此MadGraph/MadEvent 程序包产生了相关的费曼图，可以用命令“open index.html”查看详细的信息。

接着进行相空间积分同时产生蒙特卡洛事例，在此之前需要安装Pythia (“install pythia-pgs”), 用它进行部分子碎裂以及强子化。然后产生部分子层次蒙卡事例，由于MadGraph 自动把部分子层次的模拟结果传递给Pythia，所以这一步连带着进行了部分子碎裂和强子化。

运行“launch”，接着选择“1”，以便执行“Run the pythia shower/hadronization”。接着对参数卡片“param\_card.dat”，运行卡片“run\_card.dat”和Pythia 设置卡片“pythia\_card.dat”

进行修改。在“param\_card.dat”中调整Stop 粒子以及LSP 的质量分别为400GeV和200GeV，同时胶微子Gluino 在450TeV退偶，其他参数采用默认值。

```
11000006 400 # msu3
1000021 450000 # mgo
1000022 200 # mneu1
```

在“run\_card.dat”中设置对撞能量以及产生的蒙卡事例数。蒙特卡罗事例数设置为50000，这个数原则上越大，统计误差越小，但是需要考虑计算所消耗的时间。对撞机能量设为8 TeV，其他设置无需改动。

```
50000 = nevents ! Number of unweighted events requested
4000.0 = ebeam1 ! beam 1 total energy in GeV
4000.0 = ebeam2 ! beam 2 total energy in GeV
```

最后对于“pythia\_card.dat”保持默认设置，程序开始运行。

### 3.2.2 模拟探测器效应

接着利用含Delphes的CheckMATE模拟探测器效应以及对结果进行分析，在CheckMATE官方网站，

<https://checkmate.hepforge.org/>

下载CheckMATE安装包并且解压，之前需要安装ROOT。设置CheckMATE的输入文件“bin/testparam.dat”（假设MadGraph/MadEvent程序包安装在目录“< MG >”中），

```
1 ## General Options
2 [Mandatory Parameters]
3 Name: ppt1t1x
4 Analyses: atlas_1407_0583
5
6 [Optional Parameters]
7
8 ## Process Information (Each new process 'X' must start with [X])
9 [gluinogluino]
10 XSect: 3.53*FB
11 XSectErr: 1e-5*PB
12 Events: <MG>/MG5_aMC-v2.3-3/ppt1t1x/Events/run_01/tag-1-pythia_events.hep
```

其中“Name”所在的行指定输出结果所在文件夹的名称，“Analysis”指定所考虑的实验分析，目前CheckMATE所支持的实验分析可以利用下列命令查看，

```
cat data/list_of_analyses.txt
```

从屏幕输出中得到，实验分析atlas\_1405\_7875, atlas\_1407\_0583和atlas\_conf\_2013\_024分别对散射过程 $pp \rightarrow \tilde{t}_1 \tilde{t}_1^* \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 t \tilde{\chi}_1^0 \bar{t}$ 给出限制。但是CheckMATE目前不能同时考虑多个限制，如果需要考虑多个限制，必须多次运行CheckMATE，这里以实验分析atlas\_1407\_0583为例进行讲解。

最后需要指定“Events”，它表示需要被CheckMATE处理的文件，目前CheckMATE支持的输入文件类型只有“hep”格式，利用MadGraph/MadEvent中产生的文件中满足上述要求的文件名称为“tag\_1\_pythia\_events.hep.gz”，一般为压缩文件，为了能使CheckMATE利用需要把它解压，

```
gunzip <MG>/MG5_aMC_v2.3.3/ppt1t1x/Events/run_01/tag_1_pythia_events.hep.gz
```

解压之后生成tag\_1\_pythia\_events.hep文件。

到此为止运行CheckMATE，

```
./bin/CheckMATE bin/testparam.dat
```

从结果文件中可以得到，实验分析atlas\_1407\_0583定义的各个信号区域的效率(标记为 $\epsilon_i$ ,  $i$ 表示各个信号区域)，简单起见不考虑效率的统计误差。

```
cat results/ppt1t1x/analysis/000_atlas_1407_0583_signal.dat
```

从屏幕显示中可以看到一共有27个信号区域，“Acc”这一列显示了各个信号区域的效率，显示在表(3.1)中，它是在这个信号区域中的事例数目与最初模拟的事例数目的比值。

接着用SUSY截面计算工具Prospino或者NLLFAST，计算LHC-8TeV上 $pp \rightarrow \tilde{t}_1 \tilde{t}_1^*$ 的产生截面。当Stop粒子的质量在400GeV，胶微子Gluino在450TeV退偶时，NLO+NLL的产生截面为0.351pb。假设Stop衰变到顶夸克和LSP的分支比为50%，那么可以得到各个信号区域理论预言的事例数，

$$351\text{fb} \times 50\% \times 50\% \times 20.3\text{fb}^{-1} \times \epsilon_i$$

其中利用了实验分析atlas\_1407\_0583所对应的积分亮度为 $20.3\text{fb}^{-1}$ 这个条件，简单起见不考虑截面的理论误差。

然后把各个信号区域理论预言的事例数与实验给出的事例数上限进行比较，标记为比值 $R_i$ ，其中 $i$ 表示各个信号区域。定义 $R = \max(R_i)$ ，“max”表示取所有信号区域中的最大值。

如果 $R$ 大于1, 说明这个参数点被排除。注意实验给出的事例数上限往往是在95%的置信度下给出的(标记为 $S^{95}$ ), 所以称之为在95%的置信度下这个点被排除。如果利用的是90%的置信度下给出的事例数上限, 则称在90%的置信度下这个点被排除。除了以不同的置信度来标定事例数上限, 还可以用期待值(expected limit, 标记为 $S_{\text{exp}}$ )和观测值(observed limit, 标记为 $S_{\text{obs}}$ )来标定事例数上限。 $S_{\text{exp}}$ 是在假设标准模型预言的背景和观测到的事例数相同的情况下得到的, 而 $S_{\text{obs}}$ 中观测到的事例数就是实验测量值。

一般地, 采用 $S_{\text{obs}, i}^{95}$ 来作为事例数上限, 其中 $i$ 表示各个信号区域。通过下列方式查看实验分析atlas\_1407\_0583定义各个信号区域的事例数上限,

```
cat results/ppt1t1x/evaluation/atlas_1407_0583_r_limits.txt
```

其中, “S95\_obs”所在的列是我们需要的事例数上限。

接着计算各个信号区域的 $R_i$ 值, 进而得到 $R$ 值以判定这个点是否被排除, 模拟的具体数值结果呈现在表(3.1)中。由表(3.1)可以看出,  $R = 0.404$ , 所以在95%的置信度下, 这个参数点未被实验分析atlas\_1407\_0583排除。

表 3.1  $pp \rightarrow \tilde{t}_1 \tilde{t}_1^* \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 t \tilde{\chi}_1^0 \bar{t}$  模拟的数值结果

信号区域	效率	$S_{\text{obs}}^{95}$	$R$
tN_med	8.00E-05	8.5	1.68E-02
tN_high	2.40E-04	6	7.13E-02
tN_boost	4.00E-05	7	1.02E-02
bCa_low	6.00E-05	12.2	8.76E-03
bCa_med	1.80E-04	14.4	2.23E-02
bCb_med1	4.00E-04	23.5	3.03E-02
bCb_high	1.00E-04	6.5	2.74E-02
bCc_diag	4.40E-04	110.6	7.09E-03
bCd_high1	8.60E-04	13.2	1.16E-01
bCd_high2	8.80E-04	6.3	2.49E-01
tNbC_mix	2.20E-03	9.7	4.04E-01
tN_diag_a	2.80E-04	42.1	1.18E-02
tN_diag_b	8.00E-04	55.4	2.57E-02
tN_diag_c	7.80E-04	36.1	3.85E-02
tN_diag_d	3.80E-04	58.7	1.15E-02
bCb_med2_a	0.00E+00	7.3	0.00E+00
bCb_med2_b	6.00E-04	9.7	1.10E-01
bCb_med2_c	9.00E-04	9.3	1.72E-01
bCb_med2_d	1.10E-03	7.7	2.54E-01
bCd_bulk_a	3.54E-03	36.1	1.75E-01
bCd_bulk_b	2.00E-05	58.7	6.07E-04
bCd_bulk_c	3.00E-04	17.5	3.05E-02
bCd_bulk_d	3.20E-04	14.8	3.85E-02
threeBody_a	2.00E-05	7.3	4.88E-03
threeBody_b	4.00E-05	7.9	9.02E-03
threeBody_c	2.00E-05	11.7	3.05E-03
threeBody_d	1.20E-04	55.4	3.86E-03

## 第四章 LHC Run-I 寻找超对称模型的实验结果

本章主要概括LHC Run-I 运行结果对简化超对称模型的限制，如何利用这些实验结果限制一般的超对称模型，以及在LHC Run-I 阶段发现的疑似超出现象。

### 4.1 简化超对称模型的实验限制

目前味物理和电弱精细可观测量的实验数据，以及宇宙学方面的实验数据，已经对超对称参数空间给出了很强的限制。例如，B介子稀有衰变 $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$ 分支比<sup>[69, 70]</sup>和暗物质残留密度<sup>[71, 72]</sup>。比起直接在对撞机上寻找超粒子，这些间接的限制往往对较低的超对称标度更敏感，同时对这些结果的解释很强地依赖于具体的模型。相反，对LHC上直接寻找超粒子结果的解释对模型依赖较弱（参考第二章简化超对称模型），因此直接寻找实验在寻找超对称方面起着非常重要的作用。当然，最近在LHC上发现的类标准模型希格斯粒子对新物理模型也给出了强烈的限制。

在LHC上信号最强的超对称过程是带色超粒子的产生（见图(4.1)），包括squark-squark，squark-gluino 和gluino-gluino（注意：在不影响理解的前提下，为了叙述方便，我们不对squark和anti-squark做明显的区分）。这些超对称过程在LHC 上典型的特征是，来自于超粒子衰变的具有较大横向动量（标记为 $P_T$ ）的jets，以及衰变链末端两个LSPs 带来的较大的横向丢失能量（标记为， $E_T^{miss}$ ）。其中LSP 是中性的、只参与弱相互作用的粒子，因此逃脱探测器的观测。

选择标准除了具有较大横向动量的jets和较大的横向丢失能量，还有其他几个常用的变量，用于区分超对称信号和标准模型背景，包括 $H_T$ 和 $m_{eff}$ 。其中， $H_T$ 指的是所有观测到的粒子的横向动量的标量和，而 $m_{eff} = H_T + E_T^{miss}$ 。超对称信号的 $m_{eff}$ 分布主要在超对称粒子谱尺度，而标准模型的 $m_{eff}$ 分布则在更低的尺度<sup>[74]</sup>。除此之外，我们还可以要求事例中再包含一些轻子或者光子，来压低标准模型多jets背景。

除此之外，在过去几年，也有一些复合型变量被提出和发展，这些变量与重超对称粒子（质量在1TeV附近）衰变过程的运动学息息相关，增加了对重超对称粒子产生过程的敏感性，进一步压低了标准模型多jets背景，这些变量包括 $\alpha_T$ <sup>[75]</sup>， $razor$ <sup>[76]</sup>， $m_{T2}$ <sup>[77]</sup>， $m_{T2}^W$ <sup>[78]</sup> 和 $m_{CT}$ <sup>[79]</sup> 等。

鉴于目前LHC上没有发现显著的超出，在以下章节总结了LHC对超对称参数空间的排除限制，对于每一种超对称粒子给出的是目前最强的实验限制。

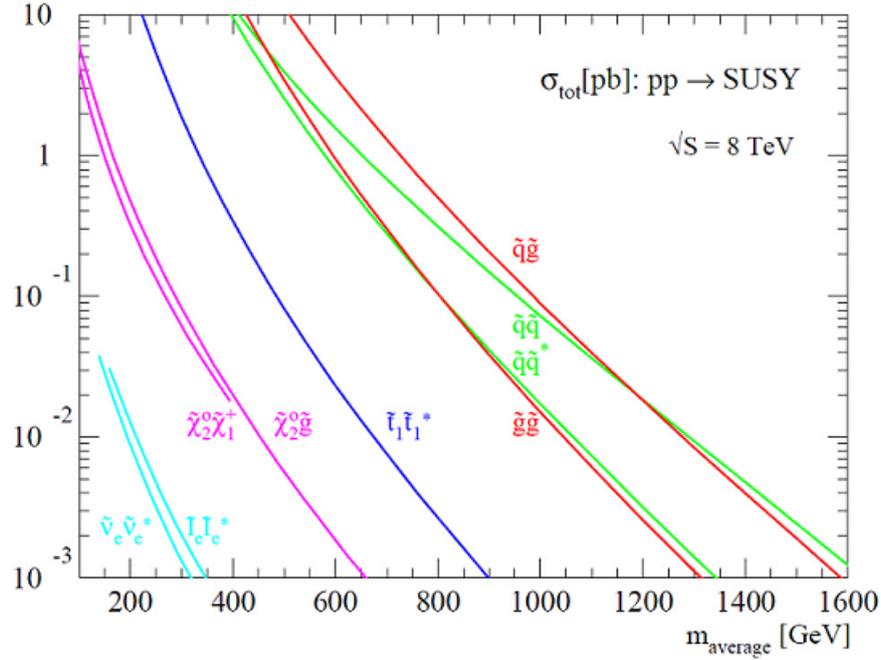


图 4.1 LHC-8TeV上超对称粒子的产生截面<sup>[73]</sup>。一般地，带色粒子的产生截面比含sleptons或者electroweakinos的过程的产生截面高出几个数量级。图中包括squarks的过程的产生截面，考虑了除stop以外其他所有squarks的贡献，并认为它们是简并的。

#### 4.1.1 胶微子Gluino的质量限制

LEP实验已经把squark的质量限制到了 $\mathcal{O}(100\text{GeV})$ <sup>[80]</sup>。但是，在LHC上这些粒子可以通过带色的粒子而产生，截面比起LEP上会高出许多，因此LHC实验给出了更强的限制。

在R宇称守恒的情况下，假设gluino比squarks重，那么squarks主要衰变到neutralinos和夸克，如果动力学允许的话，还可以衰变到charginos。衰变产物或许包括最轻的chargino或者最轻的neutralino（通常是LSP）。但是，根据gaugino的质量等级关系，也可以包括较重的neutralinos或者charginos。对于前两代squarks对的产生，它们最简单的衰变模式是包括两个jets和丢失的横向能量，也可能包括来自于初态辐射（Initial State Radiation, ISR）或者末态辐射（Final State Radiation, FSR）的额外的jets。类似地，gluino对产生，最简单的衰变模式是四个jets和丢失的横向能量，也可能包括来自于初态辐射或者末态辐射的额外的jets。当然，在链式衰变的情况下，级联衰变也可能带来更多的额外的jets。如果squarks和gluino的质量相近，那么squarks和gluino可以联合产生，此时末态会包括三个或者更多的jets。在链式衰变下，末态也可能包括孤立的轻子（可以包括 $\tau$ 轻子）和孤立的光子，这些粒子可能来自于neutralinos或者charginos。因此，末态的特征是具有较大的

横向丢失能量，至少含有两个较大横向动量的jets，还有可能伴随着一个或者多个孤立的轻子，或者孤立的光子。表(4.1)在不同的质量等级关系前提下，给出了gluino和squarks的产生模式，以及最简单的衰变模式。

表 4.1 LHC上gluino和前两代squarks产生模式和典型的末态特征。其中X包括任何其他产物。

质量等级关系	主要产生模式	最简单的衰变模式	末态典型特征
$m_{\tilde{q}} \ll m_{\tilde{g}}$	$\tilde{q}\tilde{q}$	$\tilde{q} \rightarrow q\tilde{\chi}_1^0$	$\geq 2 \text{ jets} + E_T^{miss} + X$
$m_{\tilde{q}} \approx m_{\tilde{g}}$	$\tilde{q}\tilde{g}$	$\tilde{q} \rightarrow q\tilde{\chi}_1^0$ $\tilde{g} \rightarrow q\tilde{q}\tilde{\chi}_1^0$	$\geq 3 \text{ jets} + E_T^{miss} + X$
$m_{\tilde{q}} \gg m_{\tilde{g}}$	$\tilde{g}\tilde{g}$	$\tilde{g} \rightarrow q\tilde{q}\tilde{\chi}_1^0$	$\geq 4 \text{ jets} + E_T^{miss} + X$

现在我们先来看LHC-8TeV对gluino质量的限制。假设只有gluino对的产生模式，目前LHC实验寻找主要包括了三种gluino衰变模式。第一种衰变模式为 $\tilde{g} \rightarrow q\tilde{q}\tilde{\chi}_1^0$ ，即假设它以前两代squarks为媒介进行衰变，这样末态就会包含四个“轻味”夸克。因此，所有“多jets+ $E_T^{miss}$ ”的SUSY寻找实验都会对这种简化模型给出限制。这些限制可以表示为gluino质量和LSP的质量的函数。就像在图(4.2)中左上角显示的那样——其中gluino对的产生截面包括了QCD次领头阶修正，以及对软胶子发散“重求和”的NLL修正——ATLAS实验组<sup>[81]</sup>在这种简化模型下，同时假设LSP的质量为零，把gluino的质量排除到了1400GeV。当LSP的质量增大时，分析的效率（efficiency）会降低，主要原因是可见产物不再那么“硬”（“硬”指的是具有较大的横向动量），同时丢失的横向能量也不再那么大。由于同样的原因，效率在紧致谱的情况下，即 $\Delta m = m_{\tilde{g}} - m_{\tilde{\chi}_1^0} \ll m_{\tilde{g}}$ 时，也会降低。例如，在图(4.2)中左上角，我们观测到当LSP的质量600GeV时，对gluino的质量的限制就会消除。我们看到，这里对gluino质量的限制与LSP的质量有很大关联。对这种简化模型类似的分析结果也被CMS合作组报道<sup>[82]</sup>。

Gluino第二种重要的衰变模式为 $\tilde{g} \rightarrow b\bar{b}\tilde{\chi}_1^0$ ，即gluino通过sbottom为媒介进行衰变，这样末态包括了多个b-jets和丢失的横向能量。因此，“多jets+ $E_T^{miss}$ ”的SUSY寻找实验也会对这种简化模型给出限制。但是，因为末态有4个b-jets，所以利用次级顶角信息来重构b-jets，会大大压低标准模型背景。因此，除了“多jets+ $E_T^{miss}$ ”的寻找之外，具体地要求jets中包括几个b-jets的实验会对这个拓扑给出更强的限制。就像在图(4.2)中右上角显示的那样，对于这种简化模型，在假设LSP的质量为零的前提下，ATLAS实验组<sup>[83]</sup>把gluino质量排除到了1300GeV，同时我们看到当LSP的质量达到700GeV时，gluino质量不再受到限制。CMS实

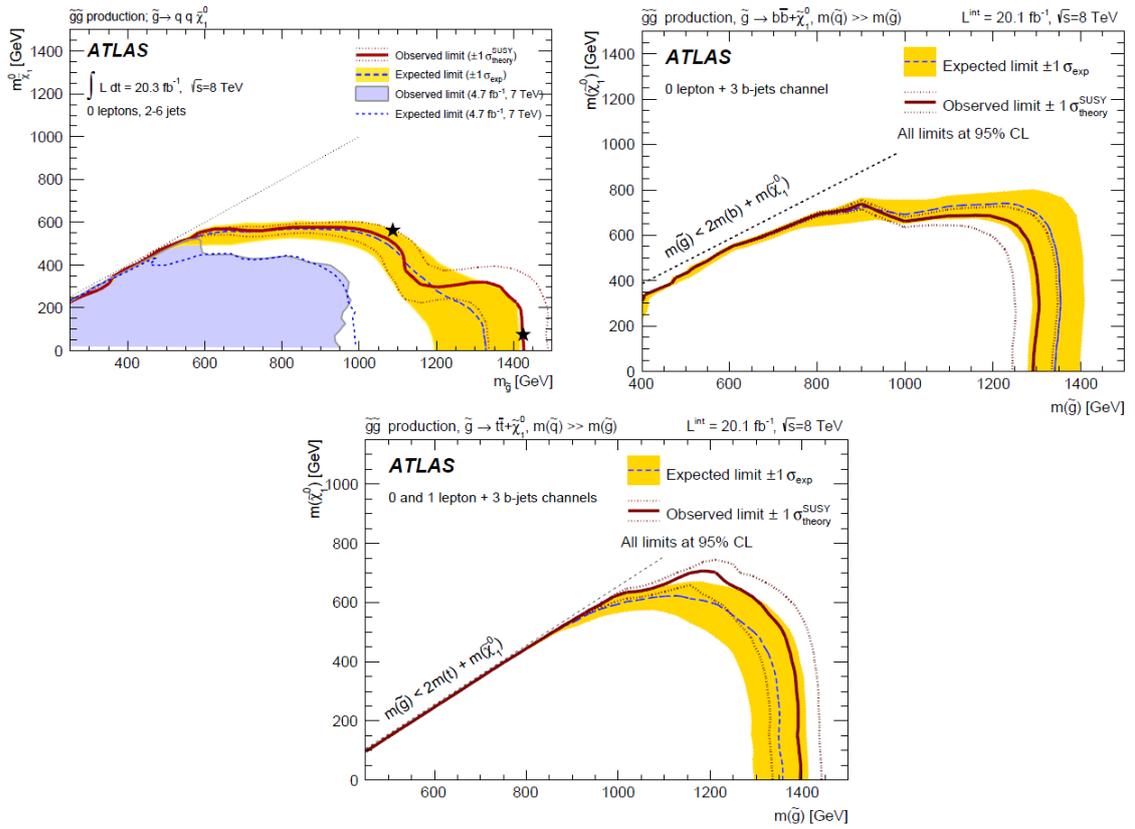


图 4.2 95%置信度下, 对gluino质量的排除限制。从左到右, 衰变链依次是 $\tilde{g} \rightarrow q\bar{q}\tilde{\chi}_1^0$ ,  $\tilde{g} \rightarrow b\bar{b}\tilde{\chi}_1^0$ 和 $\tilde{g} \rightarrow t\bar{t}\tilde{\chi}_1^0$ 。这些限制是在简化模型下得到的, 即假设了100%的上述分支比。

验合作组也报道了类似的限制结果<sup>[84]</sup>。

不仅前两代squarks或者sbottom可以诱导gluino衰变,而stop也会诱导其衰变。Gluino的第三种衰变模式为 $\tilde{g} \rightarrow t\bar{t}\tilde{\chi}_1^0$ 。这会导致“四个顶夸克”的末态信号。这种末态在LHC上的信号非常丰富:四个b-jets,可以由多达四个的孤立轻子,或者多个“轻味”jets和来自于LSP的较大的横向丢失能量(或许包括来自于W粒子衰变产生的neutrino)。因此,比起前两个简化模型,对这种末态做细致的优化或许对gluino质量给出最强的排除限制。就像在图(4.2)中第二行看到的那样,第三种衰变模式可以给出对gluino质量最强的排除限制。这里ATLAS实验组<sup>[83]</sup>要求有较大的横向丢失能量,零个或者一个轻子以及至少三个b-jets。我们看到,在95%的置信度下,当 $m_{\tilde{\chi}_1^0} < 500$ 时,gluino质量始终被排除到了1400GeV。而当LSP的质量上升到700GeV后,gluino质量不再受到限制。CMS合作组<sup>[85]</sup>对这个简化模型也做了特别的优化,要求有一个孤立的轻子和多个具有较大横向动量的jets,也给出了类似的结果。

比较图(4.2)中对gluino质量给出的限制,我们发现当gluino凭借stop衰变时受到的限制最强,原因是通过要求多个具有较大横向动量的jets(包括b-jets,这种做法通常在实验上被称为“inclusive”),或者孤立的轻子,对标准模型背景有较大的压低。需要指出,尽管利用简化模型有许多好处(参看第二章介绍),但是通过上边的分析我们可以看出,简化模型的结果必须在满足一定假设条件时才能成立。因此,对于满足简化模型假设的实际唯象学过程,我们可以直接利用简化模型的结果,而对于更复杂的谱,我们就不能直接利用简化模型的结果,而需要做蒙特卡洛模拟,同时对结果给予分析。

#### 4.1.2 前两代Squark的质量限制

在简化模型下,对前两代squarks的限制主要来自于squarks直接衰变到夸克和LSP,即 $\tilde{q} \rightarrow q\tilde{\chi}_1^0$ 。我们一般假设前两代squarks的左右手分量都是简并的。同时,还假设了gluino的质量非常重,这样t道对前两代squarks对产生的截面贡献会非常小,因此,前两代squarks成对产生的总散射截面可以看作是单独一个squark成对产生的截面的8倍(比如, $\tilde{u}_L$ )。ATLAS合作组对这个道给予了限制<sup>[81]</sup>,就像在图(4.3)中展示的那样:对于轻的LSP,前两代squarks的质量被排除到了900GeV, LSP的质量对前两代squarks质量受到的限制的影响,非常类似于之前我们分析的gluino的情况。这里,只有当LSP的质量小于400GeV时,才会对前两代squarks的质量有限制。除此之外,ATLAS合作组还分析了前两代squark和gluino联合产生的情况<sup>[81]</sup>,仍然假设它们的质量简并,那么当LSP质量较小时,它们的质量一直被排

除到了1600GeV。

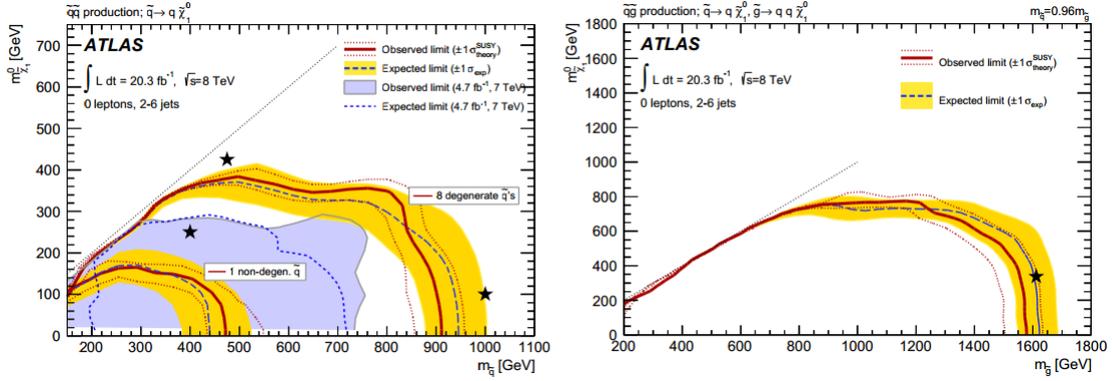


图 4.3 95%置信度下，前两代squarks质量受到的限制。从左到右，衰变链依次是 $\tilde{q} \rightarrow q\tilde{\chi}_1^0$ 和 $\tilde{q} \rightarrow q\tilde{\chi}_1^0$  同时 $\tilde{g} \rightarrow q\tilde{q}\tilde{\chi}_1^0$ 。这些限制是在简化模型下得到的，即假设了100%的上述分支比，同时在左图中呈现了前两代squarks成对产生，以及单独一个squark成对产生这两种情况。

如果前两代squarks质量简并的要求被打破，也就是说只假设其中一个squark成对产生，那么LHC给予的排除限制会变弱。在图(4.3)中显示了这种情况，我们看到最好的排除能力是这个squark的质量被排除到了450GeV，当LSP的质量大于150GeV时，这个squark的质量不再受到限制。由此看到，LHC对于单个squark成对产生的排除能力是非常弱的，需要注意，这不是简单地通过重新标度得到的结果，也就是说它的截面是八个简并态同时产生的八分之一，而是需要特别考虑此时的运动学，因为此时它的截面与标准模型的背景相当，效率会降低。所以，对单个squark成对产生的限制是非常弱的。CMS实验组<sup>[82]</sup>也给出了类似的结果。

### 4.1.3 第三代Squark的质量限制

第三代squarks产生的衰变产物中最典型的特征是包含b-jets，通过inclusive jets或者指定b-jets这两种寻找方式，ATLAS和CMS分别给出了第三代squarks的排除限制。其中，对于b-jets这种寻找方式给出的排除限制往往更强。相比于第一代squarks，第三代squarks在LHC上的产生会因为顶夸克和底夸克的部分子分布函数缘故（参考图(3.2)），而受到压低。假设前两代squarks质量简并，当质量在600GeV时，在LHC上的前两代squarks成对产生的总截面会比stop对或者sbottom对产生的截面大两个量级（参考图(4.1)）。此时，在LHC上主要的背景来自于顶夸克对的产生，增大了对stop和sbottom的寻找难度。

具体地说，sbottom主要的衰变模式是 $\tilde{b} \rightarrow b\tilde{\chi}_1^0$ ，这会带来两个b-jets和较大的横向丢

失能量。ATLAS实验用全强子末态寻找了这个信号，展示在图(4.4)中，最理想的情况是把sbottom的排除线抬到了650GeV，而当LSP的质量大于280GeV时，sbottom质量不再受到限制。Sbottom的另一种常见衰变模式也被ATLAS实验组和CMS实验组分别进行了寻

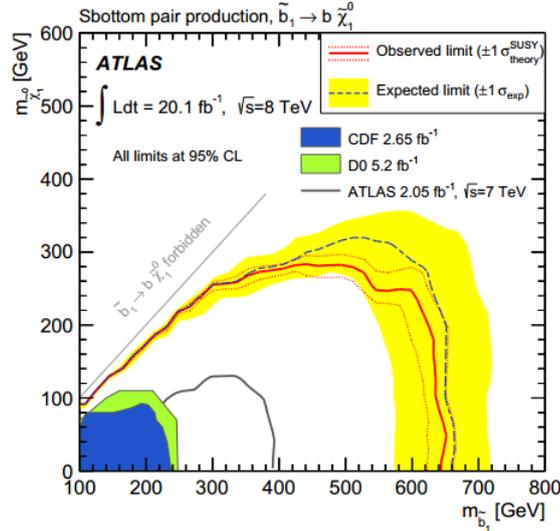


图 4.4 95%置信度下，sbottom质量受到的限制。假设 $\tilde{b} \rightarrow b\tilde{\chi}_1^0$ 的衰变分支比为100%。

找<sup>[86]</sup>，ATLAS的实验结果展示在图(4.5)中。在左图中，在假设LSP的质量为60GeV的前提下，无论 $\tilde{\chi}_1^\pm$ 的质量如何变化，sbottom的质量始终被排除到了470GeV；而右图在假设 $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 2m_{\tilde{\chi}_1^0}$ 的前提下，无论LSP的质量如何变化，sbottom的质量始终被排除到了460GeV。

对于stop，它的衰变模式更加复杂，它的衰变模式依赖于stop的左右手成分，以及其他超粒子的质量。如果运动学允许的话，即 $m_{\tilde{t}} - m_{\tilde{\chi}_1^0} > m_t$ 或者 $m_{\tilde{t}} - m_{\tilde{\chi}_1^\pm} > m_b$ ，那么 $\tilde{t} \rightarrow t\tilde{\chi}_1^0$ 或者 $\tilde{t} \rightarrow b\tilde{\chi}_1^\pm$ 将是主要的。如果上述运动学道不能打开，那么 $\tilde{t} \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0$ 或者 $\tilde{t} \rightarrow bf\tilde{\chi}_1^0$ 将是主要的。对于后者，媒介粒子除了不在壳的 $\tilde{\chi}_1^\pm$ 和顶夸克之外，还可以是 $W^\pm$ 粒子，带电希格斯粒子，sleptons或者“轻味”squarks。当然，如果运动学允许，比如 $m_{\tilde{t}} > m_W + m_b + m_{\tilde{\chi}_1^0}$ 或者 $m_{\tilde{t}} > m_b + m_l + m_{\tilde{\nu}_l}$ ，那么三体衰变模式 $\tilde{t} \rightarrow Wb\tilde{\chi}_1^0$ 或者 $\tilde{t} \rightarrow bl\tilde{\nu}_l$ 将是主要的<sup>[87]</sup>。

目前LHC寻找了上述多种衰变道，先看stop的主要衰变道，即 $\tilde{t} \rightarrow t\tilde{\chi}_1^0$ ，ATLAS实验组的结果<sup>[88, 89]</sup>呈现在图(4.6)中，对于轻的LSP，stop的质量被排除到了670GeV，而当LSP的质量大于240GeV，对stop的质量就没有了限制。对stop的这种衰变模式最敏感的寻找来自于0个或者1个孤立的轻子，较大的横向丢失能量，四个或者更多的jets，其中至少一个要被鉴别为b-jet<sup>[88, 89]</sup>。不同的信号区域的划分，增加了对不同质量谱情况下的敏感度<sup>[88, 89]</sup>。CMS合作组用了一个孤立轻子，加BDT (Boosted Decision Tree) 的方法，来增

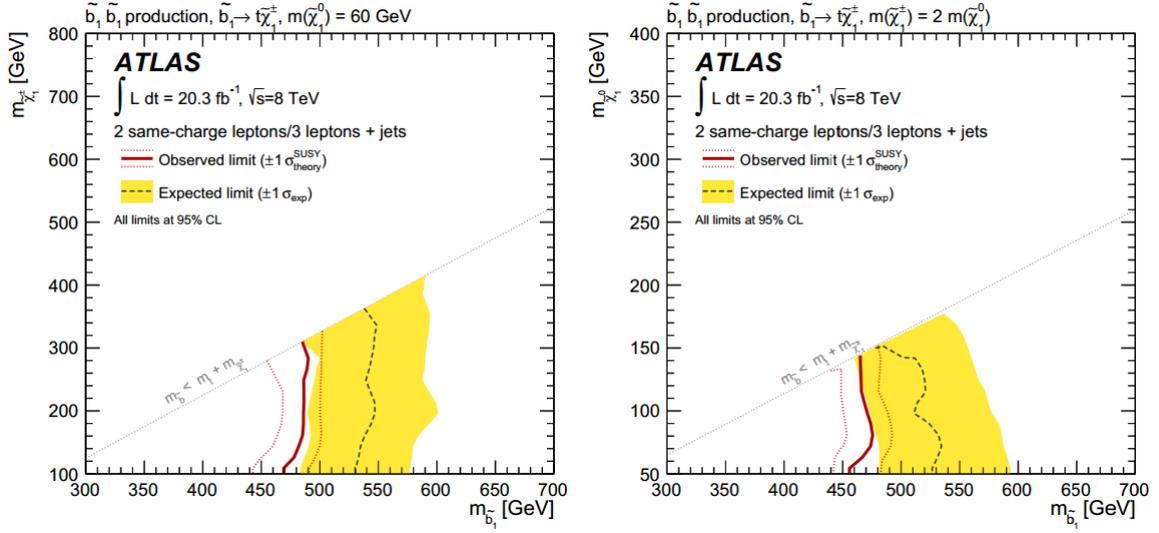


图 4.5 95%置信度下，对sbottoms的排除限制。假设 $\tilde{b} \rightarrow t\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow bWW^{(*)}\tilde{\chi}_1^0$ 的衰变分支比为100%，同时 $m_{\tilde{b}} > m_t + m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ 。在左图中固定LSP的质量在60GeV，而在右图中则假设 $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 2m_{\tilde{\chi}_1^0}$ 。

加敏感度，也得到了类似的结果<sup>[90]</sup>。

第二种衰变模式我们来看stop通过chargino进行衰变，即 $\tilde{t} \rightarrow b\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow bW^\pm\tilde{\chi}_1^0$ ，通过这种衰变模式对stop质量的排除限制非常依赖于 $\tilde{t} - \tilde{\chi}_1^\pm - \tilde{\chi}_1^0$ 的质量关系，就像在图(4.7)中展示的那样。当假设 $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 2m_{\tilde{\chi}_1^0}$ 时，stop的质量在最理想的情况下被排除到了550GeV，此时相应的LSP的质量为125GeV。而以往是在LSP的质量为零时，给出的排除限制最强。造成这种现象的原因是，此时我们所考虑的stop衰变模式同时依赖stop，chargino和LSP三者的质量，同时ATLAS实验<sup>[89]</sup>就不同的 $\tilde{t} - \tilde{\chi}_1^\pm - \tilde{\chi}_1^0$ 质量关系设计了不同的信号区域，因此不同的SUSY参数空间受到的最强限制可能来自于不同的信号区域。当LSP的质量大于200GeV时，stop质量不再受到限制。

在图(4.7)的底端，ATLAS实验组<sup>[89]</sup>把chargino的质量分别固定在150GeV 和106GeV，给出此时stop质量受到的限制。我们发现当chargino质量取不同的值时，对stop的限制是非常不同的。当chargino质量在150GeV时，stop质量被排除区域明显比chargino质量在106GeV时要大。当LSP的质量较轻时，chargino质量在150GeV时stop的质量被排除到了520GeV，而chargino 质量在106GeV时stop的质量只被排除到了400GeV。当chargino质量在150GeV，LSP 的质量大于140GeV时，stop的质量不再受到限制，而chargino质量在106GeV，LSP 的质量大于110GeV时，stop的质量就不再受到限制。需要指出的是，ATLAS实验<sup>[88, 89, 91]</sup>对

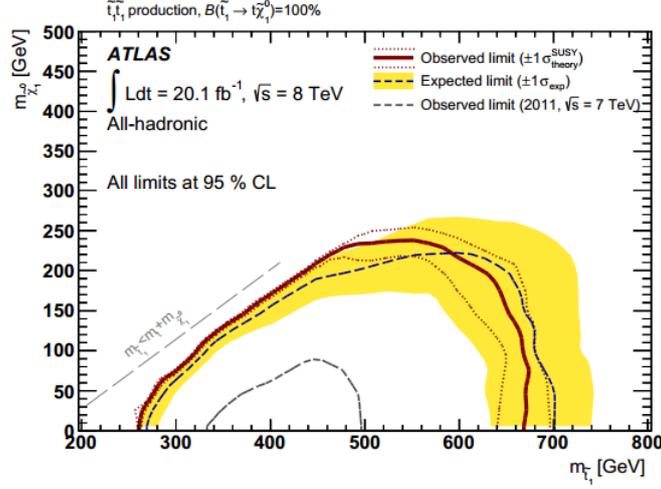


图 4.6 95%置信度下，ATLAS实验组<sup>[88, 89]</sup>对stop的排除限制。假设 $\tilde{t} \rightarrow t\tilde{\chi}_1^0$ 的衰变分支比为100%。

上述拓扑给出了限制，但是ATLAS实验<sup>[89]</sup>给出了最强的限制，因此在图(4.7)中我们只呈现了ATLAS实验<sup>[89]</sup>的结果。CMS合作组也对这种拓扑做了相应的分析，具体参阅参考文献<sup>[90]</sup>。

如果衰变模式 $\tilde{t} \rightarrow t\tilde{\chi}_1^0$ ，以及 $\tilde{t} \rightarrow b\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow W^{\pm(*)}\tilde{\chi}_1^0$ 是运动学禁止的，那么三体衰变模式 $\tilde{t} \rightarrow Wb\tilde{\chi}_1^0$ ，或者四体衰变模式 $\tilde{t} \rightarrow bff'\tilde{\chi}_1^0$ ，或者圈图诱导的衰变模式 $\tilde{t} \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0$ 将是主要的。就像ATLAS实验组<sup>[89]</sup>在图(4.8)中呈现的那样，在 $m_b + m_W + m_{\tilde{\chi}_1^0} < m_{\tilde{t}} < m_t + m_{\tilde{\chi}_1^0}$  这片运动学区域，stop的主要衰变模式为 $\tilde{t} \rightarrow Wb\tilde{\chi}_1^0$ ，此时当LSP的质量小于160GeV时，stop的质量上限为300GeV。而CMS实验组<sup>[90]</sup>给出类似的实验限制。

当处于在壳的W粒子被运动学禁止时，stop主要发生四体衰变 $\tilde{t} \rightarrow bff'\tilde{\chi}_1^0$ ，在图(4.8)中也给出了相应的限制。当stop的主要衰变模式为圈图诱导的味改变中性流 $\tilde{t} \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0$ 时，实验分析<sup>[92]</sup>给出了最强的限制，呈现在图(4.9)中，用monojet分析技术和精细调整的charm夸克鉴别算法，当LSP的质量小于270GeV时，把stop的质量排除到了280GeV。

#### 4.1.4 Chargino的质量限制

在LHC上charginos的常见产生模式包括 $\tilde{\chi}_1^\pm\tilde{\chi}_1^\mp$ 和 $\tilde{\chi}_1^\pm\tilde{\chi}_2^0$ （此时假设 $\tilde{\chi}_1^\pm$ 和 $\tilde{\chi}_2^0$ 都是wino-like的，质量是简并的），它们的产生截面比带色超粒子的产生截面要小两个数量级（比如，stop对的产生，参见图(4.1)）。

它们的主要衰变模式分为以下几种情况。第一，当sleptons和sneutrinos质量在 $\tilde{\chi}_1^\pm$ 和 $\tilde{\chi}_1^0$

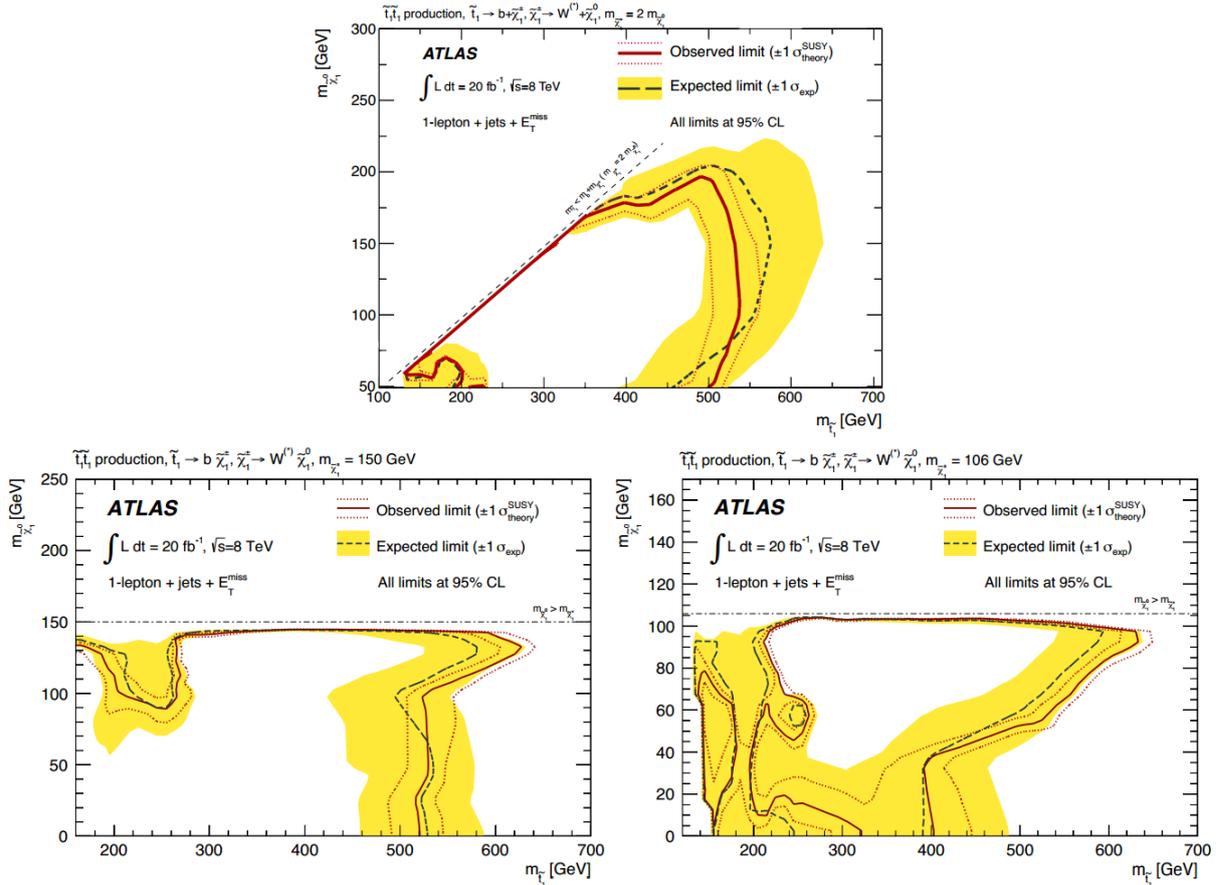


图 4.7 95%置信度下，ATLAS实验组<sup>[89]</sup>对stop的排除限制。假设 $\tilde{t} \rightarrow b\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow bW^\pm(*)\tilde{\chi}_1^0$ 的衰变分支比都为100%。需要注意的是，在顶端ATLAS实验组<sup>[89]</sup>假设 $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 2m_{\tilde{\chi}_1^0}$ ；在底端ATLAS实验组<sup>[89]</sup>固定了chargino 质量：在左侧假设 $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 150\text{GeV}$ ，在右侧假设 $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 106\text{GeV}$ 。

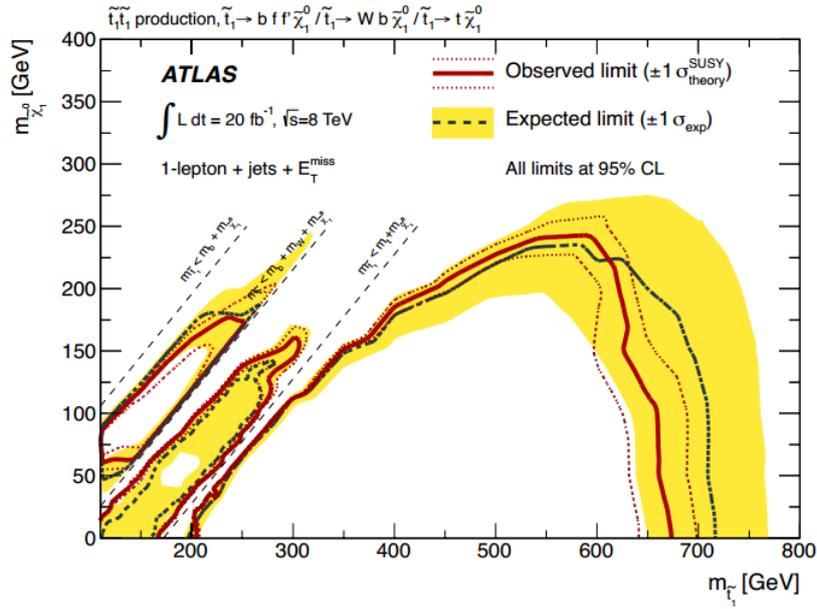


图 4.8 95%置信度下，ATLAS实验组<sup>[89]</sup>对stop的排除限制。假设 $\tilde{t} \rightarrow t^* \tilde{\chi}_1^0$ 的衰变分支比都为100%。在运动学区域 $m_b + m_W + m_{\tilde{\chi}_1^0} < m_{\tilde{t}} < m_t + m_{\tilde{\chi}_1^0}$ 中， $\tilde{t}$ 的衰变模式包括不在壳的top夸克（三体衰变），而在运动学区域 $m_{\tilde{t}} < m_b + m_W + m_{\tilde{\chi}_1^0}$ 中，stop的衰变包括一个不在壳的top夸克以及一个不在壳的W 粒子（四体衰变）。

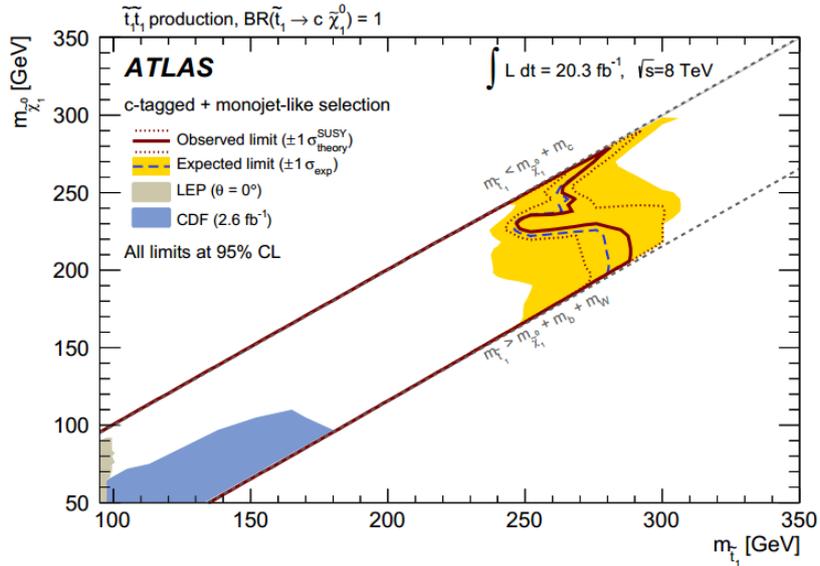


图 4.9 95%置信度下，ATLAS实验组<sup>[92]</sup>对stop的排除限制。假设 $\tilde{t} \rightarrow c \tilde{\chi}_1^0$ 的衰变分支比为100%。

之间时,  $\tilde{\chi}_1^\pm$  的主要衰变模式为  $\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow (l^\pm \tilde{\nu} / \tilde{l}^\pm \nu) \rightarrow l^\pm \nu \tilde{\chi}_1^0$ , 其中假设三个  $\tilde{l}_L$  和三个  $\tilde{\nu}$  的质量是简并的, 而三个  $\tilde{l}_R$  是退偶的, 并且  $m_{\tilde{l}} = m_{\tilde{\nu}} = (m_{\tilde{\chi}_1^\pm} + m_{\tilde{\chi}_1^0}) / 2$ , 同时  $\tilde{\chi}_1^\pm$  衰变到  $l^\pm \tilde{\nu}$  和  $\tilde{l}^\pm \nu$  的分支比都为  $\frac{1}{6}$ , 而  $\tilde{l} \rightarrow l \tilde{\chi}_1^0$  和  $\tilde{\nu} \rightarrow \nu \tilde{\chi}_1^0$  的衰变分支比都为100%。第二, 当sleptons和sneutrinos质量在  $\tilde{\chi}_2^0$  和  $\tilde{\chi}_1^0$  之间时,  $\tilde{\chi}_2^0$  的主要衰变模式为  $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow (\tilde{l} / \nu \tilde{\nu}) \rightarrow (l \tilde{\chi}_1^0 / \nu \nu \tilde{\chi}_1^0)$ , 其中对于  $\tilde{l}$  和  $\tilde{\nu}$  质量约定和上述情况相同, 同时约定  $\tilde{\chi}_2^0$  衰变到  $\tilde{l}$  和  $\nu \tilde{\nu}$  的分支比都为  $\frac{1}{6}$ , 而  $\tilde{l} \rightarrow l \tilde{\chi}_1^0$  和  $\tilde{\nu} \rightarrow \nu \tilde{\chi}_1^0$  的分支比都为100%。第三, 当  $\tilde{\chi}_1^\pm$  是最轻超对称粒子(NLSP)时, 它的主要衰变模式为  $\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow W^\pm \tilde{\chi}_1^0$ 。第四, 当  $\tilde{\chi}_1^\pm$  和  $\tilde{\chi}_2^0$  都是NLSPs, 质量简并时,  $\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow W^\pm \tilde{\chi}_1^0$  和  $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow Z \tilde{\chi}_1^0$  的分支比都是100%。

ATLAS实验组和CMS实验组分别对上述过程进行了寻找, 分为两类。第一类信号的特征为两个孤立轻子和较大的横向丢失能量, 不过其中也特别设计了一个包括jets的信号区域。第二类信号的特征为三个孤立轻子和较大的横向丢失能量, 所有信号区域都不包含jets。三轻子的信号来自于  $\tilde{\chi}_1^\pm$  和  $\tilde{\chi}_2^0$  联合产生, 而两轻子信号既可以来自于  $\tilde{\chi}_1^\pm$  和  $\tilde{\chi}_2^0$  联合产生, 也可以来自于  $\tilde{\chi}_1^\pm$  对产生。ATLAS实验组对于两轻子加横向丢失能量的寻找对超对称最强限制来自于ATLAS实验<sup>[93]</sup>, 呈现在图(4.10)中(右下角除外), 我们发现对于  $\tilde{\chi}_1^\pm$  对产生, 寻找以sleptons和sneutrinos为媒介的衰变, 对chargino的质量给出的限制最强。在LSP的质量较小时, chargino的质量可以被排除到480GeV, 而当LSP的质量大于180GeV时, chargino的质量不再受到限制。对于  $\tilde{\chi}_1^\pm$  和  $\tilde{\chi}_2^0$  联合产生过程, 当LSP较轻时, chargino的质量可以被排除到370GeV。ATLAS实验<sup>[94]</sup>也寻找了以三轻子加丢失能量为特征的末态, 如果把它与两轻子的结果综合考虑(combination), 可以对  $\tilde{\chi}_1^\pm$  和  $\tilde{\chi}_2^0$  联合产生给出最强的限制, 呈现在图(4.10)的右下角, 此时当LSP的质量较轻时, chargino的质量可以被排除到430GeV。CMS实验<sup>[95]</sup>对两轻子和三轻子为特征的末态同时进行了寻找, 给出了类似的限制。

除此之外, 如果  $\tilde{\chi}_2^0$  衰变到类标准模型希格斯粒子和LSP, ATLAS实验<sup>[96]</sup>也给出了相应的限制, 当LSP的质量为零时, chargino的质量被排除到了270GeV。

#### 4.1.5 Neutralino的质量限制

$\tilde{\chi}_2^0$  已经在对charginos质量的限制部分探讨。在R宇称守恒的情况下, 一般地,  $\tilde{\chi}_1^0$  作为LSP, 是弱相互作用中性粒子, 很难被探测器探测到。目前, 对于Z不可见宽度的测量, 限制了  $\tilde{\chi}_1^0$  的质量, 应该小于45.5GeV。不过, 这个限制依赖于Z和  $\tilde{\chi}_1^0$  的耦合, 当这个耦合很小或者消失时, 对  $\tilde{\chi}_1^0$  的质量就不再有限制<sup>[97]</sup>。

因为在探测器上并不能直接探测到  $\tilde{\chi}_1^0$ , 所以只能通过初态辐射出来的jet来辅助探测, 这一方法又被称作monejet。ATLAS实验组和CMS实验组用等效拉氏量的方法对暗物质的

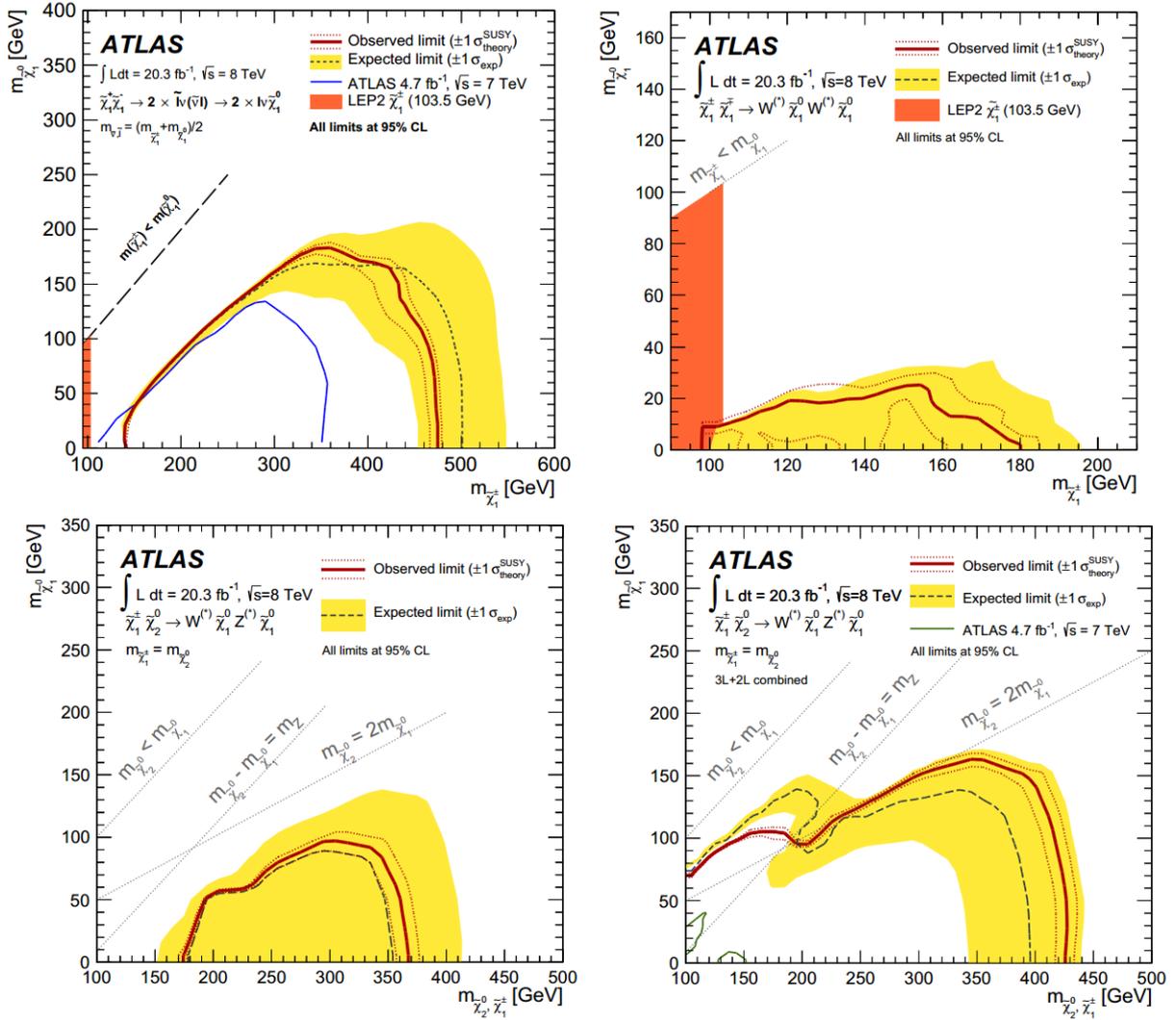


图 4.10 95%置信度下，ATLAS实验组<sup>[93]</sup>对chargino质量的排除限制。每种图的左上角说明了相应的假设条件。需要指出，右下角的图形是综合考虑了ATLAS寻找以两轻子为特征的信号和以三轻子为特征的信号之后的结果。

性质进行了限制，具体内容可以参考[44, 98]。

#### 4.1.6 Slepton的质量限制

在LHC上, sleptons的产生截面不仅比带色粒子的产生截面低的多, 而且比charginos或者neutralinos的产生截面也要低两个量级, 见图(4.1)。ATLAS实验<sup>[93]</sup>对前两代sleptons的质量给出的限制呈现在图(4.11)中, 对于 $\tilde{l}_R$ , 当LSP较轻时, sleptons的质量被排除到了250GeV。对于 $\tilde{l}_L$ , 当LSP较轻时, sleptons的质量被排除到了300GeV。而当 $m_{\tilde{l}_L} = m_{\tilde{l}_R}$ 时, sleptons的质量在轻LSP条件下, 被排除到了330GeV, 当LSP的质量大于180GeV时, sleptons的质量不再受到限制

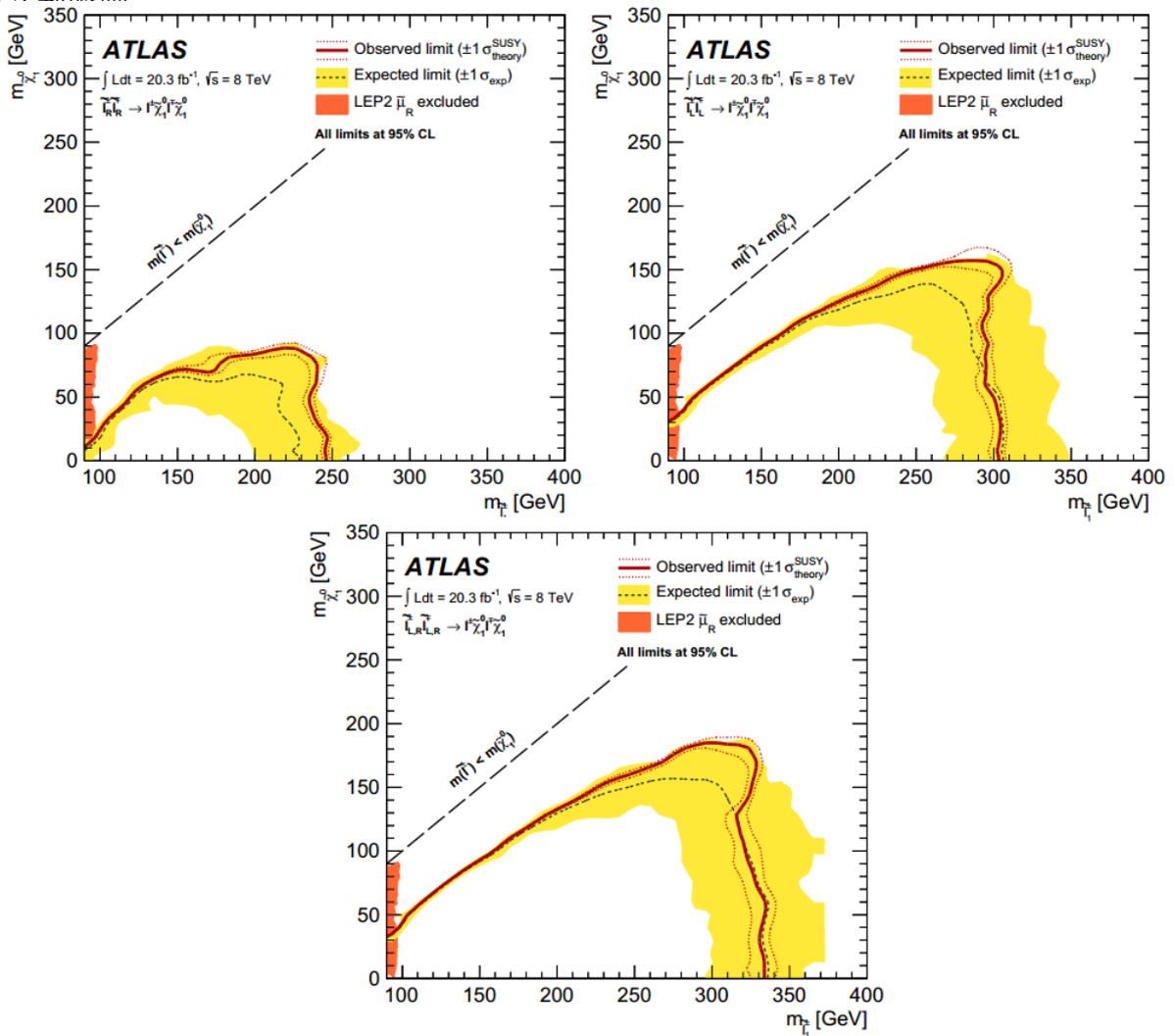


图 4.11 95%置信度下, ATLAS实验组<sup>[93]</sup>对前两代sleptons质量的排除限制。左上角只考虑左手sleptons, 右上角只考虑右手sleptons, 而底图同时考虑了左手和右手情况, 并假设它们的质量是简并的。

在一些超对称模型中,  $\text{stau}$ 作为NLSP存在, ATLAS实验<sup>[99]</sup>寻找了末态包含 $\tau$ 轻子, jets和横向丢失能量的末态, 在GMSB模型下对 $\text{stau}$ 的质量给出了限制。

## 4.2 超对称模型实验限制的应用

从上边的分析知道, ATLAS实验组和CMS实验组对超粒子的质量已经给出了很强的限制, 我们怎么才能快速利用这些限制, 打个比方, 分析一个最小超对称模型的参数点怎么样可以在几分钟甚至更短的时间内来得知, 它是否被目前的LHC实验结果所排除呢? 下边给出实现的两种方式, Fastlim<sup>[100]</sup>和Smodels<sup>[101]</sup>。

### 4.2.1 利用FASTLIM施加实验限制

在以计数为基础的分析中, 实验学家定义了一些标准, 也叫做信号区域, 来观测事例数。我们可以把模型预言的事例数(标准模型的贡献与SUSY贡献之和)与实验观察到的事例数比较, 来检测模型是否被排除。假设SUSY对信号区域a的贡献为,  $N_{SUSY}^{(a)}$ , 那么它可以被表达为,

$$N_{SUSY}^{(a)} = \epsilon^{(a)} \cdot \sigma_{SUSY} \cdot \mathcal{L}_{int} \quad (4.1)$$

其中 $\epsilon^{(a)}$ 为信号区域a的效率,  $\sigma_{SUSY}$ 为“包括的”(inclusive)SUSY截面, 而 $\mathcal{L}_{int}$ 为积分亮度。一般地, 效率和截面依赖于粒子的质量谱和耦合。截面的计算在之前章节我们已经讨论过, 现在来看效率如何估计。蒙卡模拟的效率可以用以下公式来估计,

$$\epsilon^{(a)} = \lim_{N_{MC} \rightarrow \text{inf}} \frac{\# \text{ of events falling in signal region a}}{\# \text{ of generated events}} \quad (4.2)$$

但是, 就像我们之前分析的那样, 蒙卡模拟会花费大量的时间, 以及需要对探测器模拟工具进行精细调节等等。为了克服这些不便, 我们改写 $N_{SUSY}^{(a)}$ 的表达式, SUSY的贡献可以表达为所有拓扑贡献之和,

$$N_{SUSY}^{(a)} = \sum_i^{\text{all topologies}} \epsilon_i^{(a)} \cdot \sigma_i \cdot \mathcal{L}_{int} \quad (4.3)$$

其中 $\epsilon_i^{(a)}$ 是拓扑结构i的效率, 它的效率可以从实验报告中直接抽出。对于少数实验报告未给出相应的效率, 那么Fastlim工作组才再用式(4.2)进行计算, 不过这里用的是符合拓扑结构i的“唯一的”(exclusive)事例。拓扑结构i的散射截面,  $\sigma_i$ , 可以表示为产生截面和衰变链所对应的分支比的乘积。那么可观测的截面,  $\sigma_{vis}^{(a)} \equiv N_{SUSY}^{(a)} / \mathcal{L}_{int}$ , 可以表达为, 例

如,

$$\begin{aligned}
 \sigma_{vis}^{(a)} = & \epsilon_{\tilde{g} \rightarrow qq\tilde{\chi}_1^0; \tilde{g} \rightarrow qq\tilde{\chi}_1^0}^{(a)}(m_{\tilde{g}}, m_{\tilde{\chi}_1^0}) \cdot \sigma_{\tilde{g}\tilde{g}}(m_{\tilde{g}}, m_{\tilde{g}}) \cdot (\text{BR}_{\tilde{g} \rightarrow qq\tilde{\chi}_1^0})^2 \\
 & + \epsilon_{\tilde{q} \rightarrow q\tilde{\chi}_1^0; \tilde{q} \rightarrow q\tilde{\chi}_1^0}^{(a)}(m_{\tilde{q}}, m_{\tilde{\chi}_1^0}) \cdot \sigma_{\tilde{q}\tilde{q}}(m_{\tilde{g}}, m_{\tilde{q}}) \cdot (\text{BR}_{\tilde{q} \rightarrow q\tilde{\chi}_1^0})^2 \\
 & + \epsilon_{\tilde{g} \rightarrow qq\tilde{\chi}_1^0; \tilde{q} \rightarrow q\tilde{\chi}_1^0}^{(a)}(m_{\tilde{g}}, m_{\tilde{q}}, m_{\tilde{\chi}_1^0}) \cdot \sigma_{\tilde{g}\tilde{q}}(m_{\tilde{g}}, m_{\tilde{q}}) \cdot (\text{BR}_{\tilde{g} \rightarrow qq\tilde{\chi}_1^0}) \cdot (\text{BR}_{\tilde{q} \rightarrow q\tilde{\chi}_1^0}) + \dots \quad (4.4)
 \end{aligned}$$

不像式子(4.2)中的 $\epsilon^{(a)}$ , 式子(4.3)中的 $\epsilon_i^{(a)}$ 不依赖于所有的超对称参数, 而仅依赖于出现在拓扑结构 $i$ 中的质量和耦合。而且, 效率对耦合的依赖通常非常小, 这是因为, 耦合只能改变末态粒子的角分布, 而很难改变末态粒子的“软硬”程度(一般指末态粒子横向动量的大小)<sup>[102]</sup>。目前ATLAS实验组和CMS实验组进行的分析, 仍是足够“包括的”(inclusive), 对耦合不太敏感。在式子(4.4), 与效率有关的质量具体写在了括号中。

如果在拓扑结构 $i$ 中, 衰变链足够短, 那么效率 $\epsilon_i^{(a)}$ 或许只依赖于两个或者三个质量参数。对于这样的拓扑, Fastlim工作组事先对于参数空间中每一个格点,  $\mathbf{m}_i = \{m_i^{(1)}, m_i^{(2)}, \dots\}$ , 计算了它的效率 $\epsilon_i^{(a)}(\mathbf{m}_i)$ , 并且把它们列成表格。这样, 我们就可以通过插值法求出任意效率 $\epsilon_i^{(a)}$ , 进而根据式子(4.4)算出可测量截面, 这样就不用实施具体的蒙卡模拟。目前Fastlim工作组只给出了含有两个至多三个超粒子质量的拓扑结构的效率, 所以在式子(4.4)中一些拓扑结构被忽略了, 在这种情况下, 重构的可测量截面被低估。这就意味着Fastlim给出的限制是保守的。

类似于事先算好的 $\epsilon_i^{(a)}$ , Fastlim工作组也事先算好了一些SUSY产生截面, 这些截面只依赖于末态超粒子的质量, 而对耦合依赖不明显。这是因为SUSY产生截面受到很大的QCD修正。因此, 我们在重构可测量截面时, 可以利用插值法计算出散射截面。Fastlim的结构图呈现在图(4.12)中。

#### 4.2.2 利用SModelS施加实验限制

在简化模型下, 可以将新物理模型的性质简化为其质量谱, 产生截面和衰变分支比。这样我们就可以把所有的新物理信号分解为一系列独立的但是带权重的信号拓扑结构, 权重为相应的截面乘以分支比( $\sigma \times \text{BR}$ )。这种分解非常有利于在模型无关的框架下, 把新物理模型的理论预言与实验给出的对 $\sigma \times \text{BR}$ 限制进行比较。

SModelS的第一步是在用户给定的模型下, 比如最小超对称模型, 计算所有相关的拓扑结构的权重, 即 $\sigma \times \text{BR}$ 。因为, SModelS目前只能实现具有 $Z_2$ 对称性(比如R宇称, T宇称, KK宇称)的模型, 所以, 所有信号拓扑结构都将以一对 $Z_2$ 量子数为奇的粒子的产生开始, 接着衰变成另一个 $Z_2$ 量子数为奇的粒子和标准模型粒子。于是, 所有的信号拓扑结构

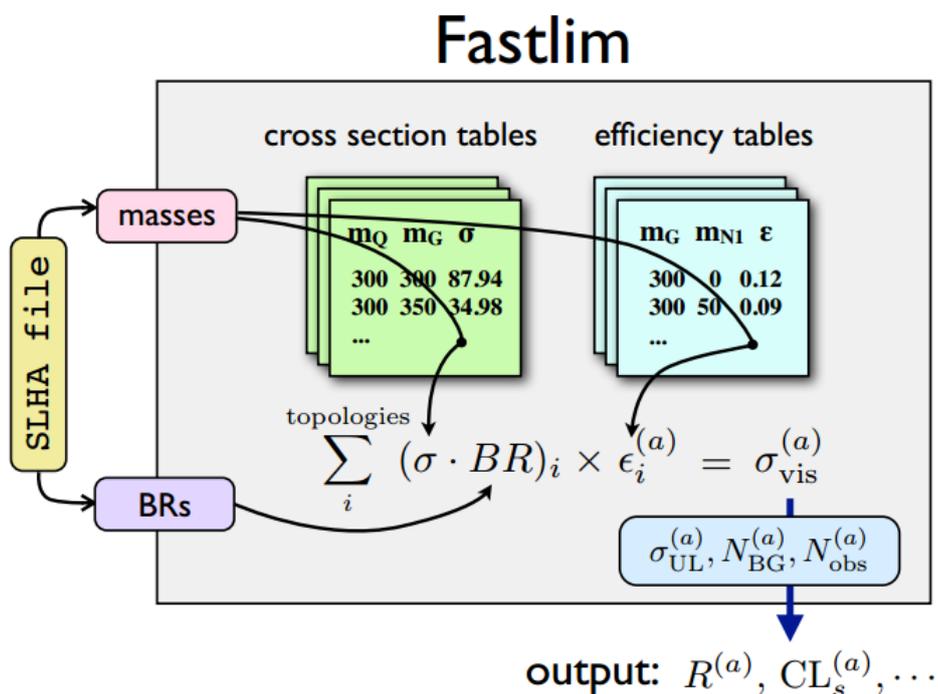


图 4.12 Fastlim结构图

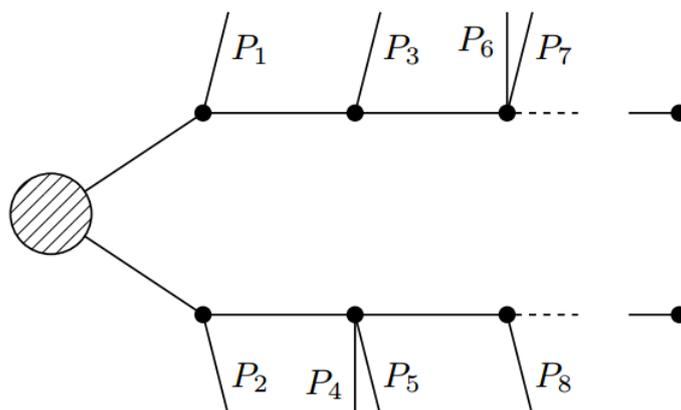


图 4.13 信号拓扑结构图。  $P_i$  是末态，同时是标准模型粒子。每条衰变链的末端都含有一个稳定的最轻的  $Z_2$  量子数为奇的新物理模型预言的新粒子。

都有图(4.13)的形式，其中圆圈表示产生过程。同时约定，出现在图(4.13)中的所有粒子都是在壳的，而在壳的衰变模式被包括到了三体衰变当中。在简化模型框架下，图(4.13)的所有性质都可以用以下三条概括，

- (1) 图的拓扑结构。即，顶角数目以及在每个顶角中包括的标准模型粒子的种类。
- (2) 图中所有 $Z_2$ 量子数为奇的粒子的质量。一般地，所有新物理模型预言的新粒子的 $Z_2$ 量子数为奇，而标准模型粒子的 $Z_2$ 量子数为偶。
- (3) 图的权重因子。即， $\sigma \times \text{BR}$ 。

在图(4.14)中我们给出了一个具体的例子，来展示SModelS是如何把某个过程简化到等价的简化模型拓扑结构上的。一旦上述分解过程完成，那么整个模型就被简化到了一堆信号拓扑结构上。除了与每个拓扑相关的 $Z_2$ 量子数为奇的粒子的质量和权重因子 $\sigma \times \text{BR}$ ，其他一切模型细节都不再予以考虑。这就是SModelS在模型无关的框架下，处理新物理模型的理论预言的方式。

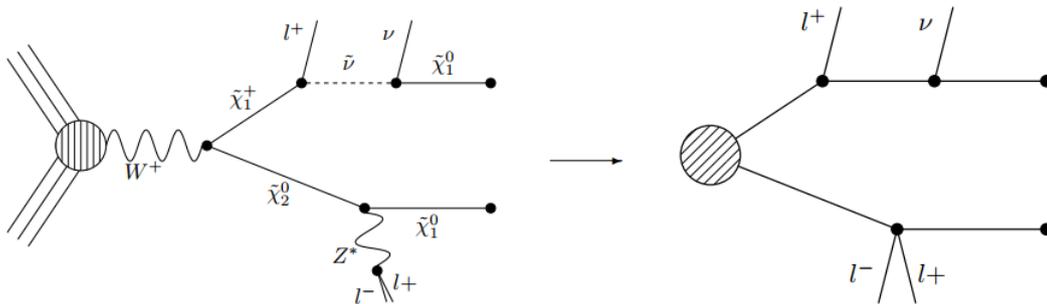


图 4.14 左端是某个一般的过程，右端是其等价的简化模型拓扑结构。

接下来我们把理论预言与实验给出的限制进行比较，第一步，把上边产生的所有信号拓扑结构，与实验组给出的拓扑结构做匹配。对于某些实验分析，这种做法相当简单，因为这些实验分析给出了某个拓扑结构的截面上限，并且这些上限只依赖于拓扑结构中新粒子的质量。例如， $\tilde{q} \rightarrow q\tilde{\chi}_1^0$ ，实验组给出了 $\sigma \times \text{BR}$ 的上限，而这个上限同时只依赖于 $(m_{\tilde{q}}, m_{\tilde{\chi}_1^0})$ 。

但是，实验分析往往不会给出某个拓扑结构的截面上限，而是给出几个拓扑结构考虑到一起的截面上限，不过每种拓扑一般贡献相同的比例。例如，实验上限制sleptons对

产生时,把末态为电子和末态为 $\mu$ 子的图考虑到一起给出了一个截面上限,同时约定每个味道贡献的比例为50%,并且selectron和smuon的质量是简并的。

为此, SModelS就需要把上述分解得到的某些具有共同特性的信号拓扑结构混合到一起,同时要满足约定的质量条件,比如上边谈到的质量简并等。同时,为了能够利用实验上给出的限制, SModelS还要求含电子的拓扑与含 $\mu$ 子的拓扑的权重因子 $\sigma \times BR$ 相同。

我们举一个更复杂的例子: 实验对三个轻子加横向丢失能量的寻找。产生过程是 $pp \rightarrow \tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0$ , 而衰变则通过selectron, smuon或者stau发生。因此信号区域分为富含 $\tau$ 轻子的信号区域, 仅含电子和 $\mu$ 子的信号区域等等。所以考虑这样的实验限制时, 把上述分解得到的信号拓扑结构与实验结果匹配到一起时, 需要特别注意相关信号区域的特征。

最终, 所有的信号拓扑根据实验分析给出的拓扑进行匹配之后, 对匹配后得到的每组拓扑的散射截面的理论预言与实验上限进行直接比较。由此来判断, 一个新物理模型的参数点是否被目前的实验分析排除。SModelS的工作框架呈现在图(4.15)中。

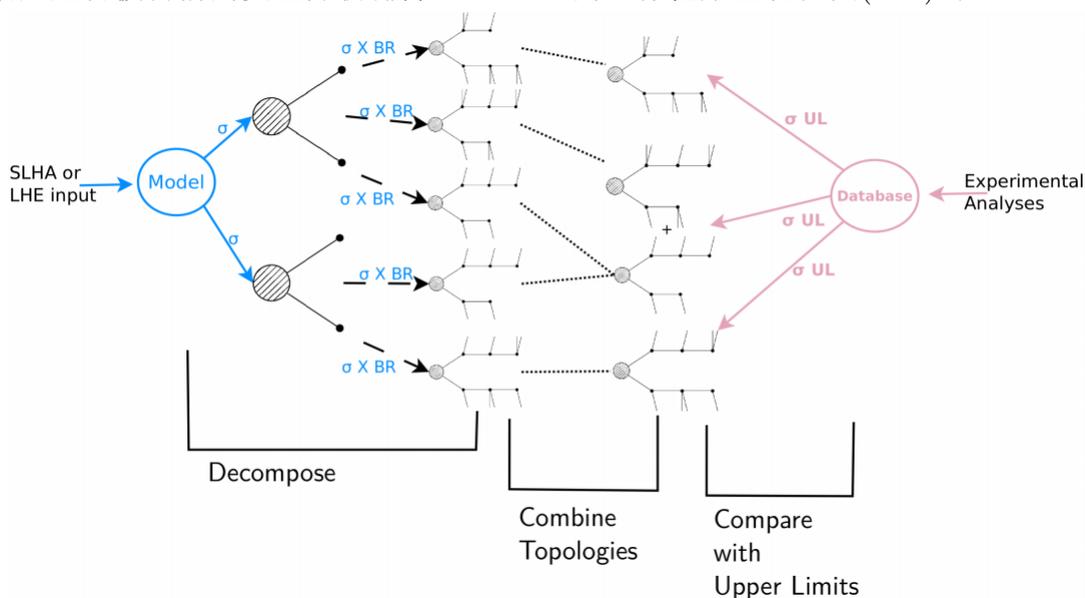


图 4.15 SModelS结构图

### 4.2.3 利用CheckMATE施加实验限制

在第(4.1)节中讨论了简化超对称模型的短板, 并且例证了简化超对称模型的不适用之处。鉴于此, 含经过优化的探测器模拟工具<sup>[66]</sup>的Checkmate工具包<sup>[67]</sup> 提供了一套完整的解决方案, 它尽可能地复原探测器效应和实验分析过程, 使得用户只需要提供事例文件和相应的截面作为输入。接着, 用户在配置文件中简单的选择输入事例所需要的实验

分析。然后，CheckMATE就会告知用户这个模型在95%的置信度下是否排除。

具体地来说，如果运行CheckMATE，用户必须提供由事例产生器产生的事例文件，以及与这些事例相应的等效截面。比如事例文件考虑了相空间截断，或者已经包括了衰变链，那么我们提供的截面就是考虑了相空间截断后的截面，或者是产生截面再乘以相应的衰变分支比。在提供截面时，用户还可以提供相应的理论误差，用于之后整体不确定性的计算。需要指出，CheckMATE可以接收带权重的事例作为输入，这些权重会被CheckMATE正确地处理。

CheckMATE的结构框架呈现在图(4.16)中。首先，事例需要通过快速探测器模拟工具。探测器模拟主要包括：根据实验分辨率对可探测粒子的动量做的smear，粒子的探测效率随能量和角度的变化，b-jets tagging和 $\tau$ 轻子tagging的效率，以及丢失横向能量的重建。在CheckMATE中使用的快速探测器模拟工具是Delphes<sup>[66]</sup>，同时CheckMATE细致优化了Delphes，比起Delphes默认设置，它可以更好地匹配ATLAS探测器和CMS探测器性能。除此之外，CheckMATE为我们直接构建好了一些常用的实验鉴别末态，比如LOOSE型电子，MEDIUM型电子和TIGHT型电子等，简化了用户模拟的难度。同时，CheckMATE工作组移除了探测器模拟中不经常使用的模块，进而大幅节俭了模拟的时间（其实提供的是开关选项，这样更具有灵活性）。

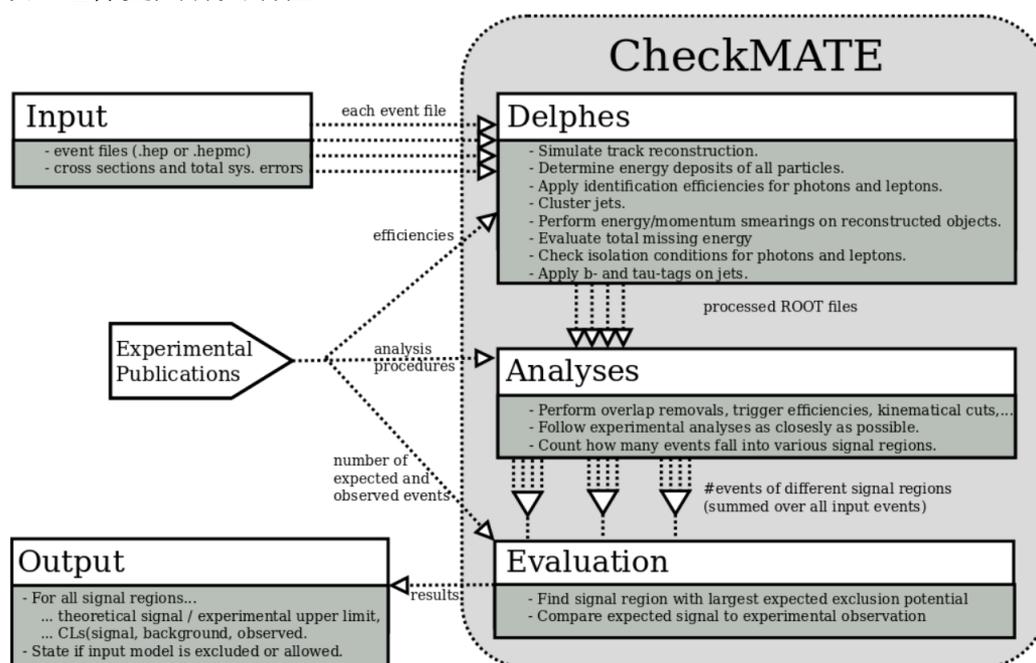


图 4.16 CheckMATE流程图

模拟的结果(以方便处理的ROOT格式<sup>[103]</sup>进行储存)进一步由CheckMATE提供的分析卡片进行分析(目前可以利用的,并且被验证的卡片多达20多种,其中一部分是我们提供的<sup>[104]</sup>)。分析卡片的形式非常具有可读性,所以容易添加新的卡片,使得CheckMATE具有良好的可拓展性。具体地说,分析卡片对事例逐个处理:判断是否满足隔离条件(isolation criteria),移除重叠的(overlapping)对象,根据信号区域的要求对重构对象的动量做截断等等。分析结束后,会告诉用户有多少个事例满足某个信号区域的要求:蒙卡模拟的事例数以及利用用户提供的散射截面和积分亮度得到的归一化的事例数都会被保留。

最后一步判断给定的模型点是否被排除,比如,对于某个信号区域,落入其中的总的事例数(标记为 $S$ )是把各个输入文件的结果相加。而总事例数的一个标准差(标记为 $\Delta S$ )包含两部分,第一部分是统计不确定度,这部分由模拟的事例数决定;第二部分是系统不确定度,这部分由之前我们谈到的用户输入的截面不确定度决定。然后把事例数和其不确定度与某个信号区域的实验结果进行比较。比较的方法有以下两种,

- 许多实验分析在95%的置信度下给出了不依赖于模型的来自于新物理贡献的上限值,对于某些未提供这些值的实验分析,CheckMATE会自动计算这些值。利用这些值,我们可以利用下边的公式来判定一个模型点是否被排除,

$$R \equiv \frac{S - 1.96 \cdot \Delta S}{S_{Exp}^{95}} = \frac{\text{由CheckMATE计算得到的某个信号区域事例数的95%限制}}{\text{由实验测得的某个信号区域事例数的95%限制}}$$

显然,当 $R > 1$ 时,我们认为这个模型点在95%的置信度下被排除。

- 用户可以在CheckMATE中打开“Full Calculate”开关,此时CheckMATE利用参考文献<sup>[105]</sup>中提到的似然概率函数来判定一个模型点在用户指定的置信度上是否被排除。

对于每个信号区域我们都可以决定它们的R值,当实验分析中既给出“observed limit”也给出“expected limit”时,我们用expected limit算出的排除能力最强的信号区域,因为在这个区域中背景的波动最小。接着,在这个信号区域中用observed limit算出的R值来判定模型点是否被排除。如果实验分析中只给出“observed limit”,那么我们就用observed limit算出的排除能力最强的信号区域来判定这个模型点是否被排除。

CheckMATE是我们工作中使用较为频繁的软件,我们为它贡献了多个分析程序,被同行广泛使用,具体包括以下分析代码,

- atlas\_1308\_1841

- atlas\_1405\_7875
- atlas\_1503\_03290
- cms\_1502\_06031
- cms\_1504\_03198

这些代码可以在CheckMATE官方网站<sup>[104]</sup>下载得到。

### 4.3 LHC Run-I 阶段出现的新物理迹象

2012年7月份ATLAS合作组和CMS合作组分别公布了在126GeV附近找到了一个类标准模型的希格斯粒子<sup>[4, 5]</sup>, 除此之外并没有发现(标准模型预期五个标准差或以上)任何新物理。但是有一些迹象(标准模型预期三个标准差左右)表明新物理可能存在, 它们是ATLAS Z-Peak疑似超出<sup>[18]</sup>和双玻色子疑似超出<sup>[20, 21]</sup>。下边我们简要概括它们, 而在下一章, 对ATLAS实验组发现的Z-Peak超出给出详细的讨论和解释。

ATLAS实验合作组<sup>[18]</sup>利用LHC-8TeV积分亮度达到 $20.3\text{fb}^{-1}$ 的质子质子对撞数据, 在on-Z信号区域发现了 $3\sigma$ 标准偏差的超出, 这个信号区域寻找的是以一对同味反号轻子, jets和较大的横向丢失能量为特征的超对称信号。包括电子和 $\mu$ 子在一起, ATLAS合作组在on-Z信号区域观测到了29个事例, 而期待的标准模型背景为 $10.6 \pm 3.2$ (同时包括了统计误差和系统误差)。尽管CMS合作组寻找了同样的信号区域, 并且没有发现超出<sup>[19]</sup>, 但是在新物理模型下研究这样的超出, 同时考虑CMS合作组给出的限制, 仍然非常有意义(见论文第四章)。我们期待着在LHC-RunII阶段, 对这个超出予以证实, 或者排除。

ATLAS实验合作组<sup>[20]</sup>利用LHC-8TeV积分亮度达到 $20.3\text{fb}^{-1}$ 的质子质子对撞数据, 发现在dijet质量谱2TeV附近有一个共振峰, 其中每一个jet来自于不同的玻色子(W玻色子或者Z玻色子)的衰变。对于WZ道, WW道和ZZ道发现2TeV的共振峰的显著度分别为 $3.4\sigma$ ,  $2.6\sigma$ 和 $2.9\sigma$ 。产生截面 $\sigma(pp \rightarrow R) \times \text{BR}(R \rightarrow VV')$ 在 $16 \sim 30\text{fb}$ 范围内, 其中R代表共振态, 而 $V^{(\prime)}$ 表示W粒子或者Z粒子。除此之外, CMS实验合作组<sup>[21]</sup>利用LHC-8TeV积分亮度达到 $19.7\text{fb}^{-1}$ 的质子质子对撞数据, 在dijet质量谱1.8TeV附近也发现了类似的共振态, 显著度为 $2.2\sigma$ 。

## 第五章 利用次最小超对称模型解释LHC Run-I 阶段Z-peak 超出迹象

这一章在次最小超对称模型中利用前两代Squark 对的产生解释ATLAS 观测到的Z-peak 超出迹象。结构安排如下，首先介绍Z-peak 超出实验及当前研究现状，接着介绍用于解释ATLAS Z-peak 超出的理论模型，然后讨论了模拟结果，并且选择了几个最佳参数点，呈现它们的分布特征。最后，预言了满足要求的参数空间在LHC-14TeV 运行阶段是否被发现或者排除。

### 5.1 Z-peak超出实验及研究现状

自从ATLAS合作组和CMS合作组在2012年公布发现类标准模型希格斯粒子以后<sup>[4, 5]</sup>，LHC 的主要任务已经转到寻找超出标准模型的新物理。对新物理信号的寻找主要特征包括jets（可以包含b-jets），较大的丢失横向能量，有时也会要求含孤立的轻子。利用LHC-8TeV上积分亮度达到 $20.3\text{fb}^{-1}$ 的质子质子碰撞数据，ATLAS实验组在寻找以一对质量在Z玻色子附近的同味反号轻子对，jets和较大的丢失横向能量为特征的超对称信号时，发现了 $3\sigma$ 的超出（我们简称为“Z-peak超出”）<sup>[18]</sup>。综合考虑电子和 $\mu$ 子的贡献，ATLAS在on-Z信号区域观测到了29个事例，而标准模型预期的背景为 $10.6\pm 3.2$ （同时包括统计误差和系统误差）。

到目前为止，已经有一些机制<sup>[106, 107, 108, 109, 110, 111, 112, 113, 114, 115]</sup>解释ATLAS Z-peak超出迹象。这些解释的共同特征是，有一对新粒子产生，接着这些粒子主要衰变产物为jets，至少一个Z玻色子，以及至少一个不可见粒子。

其中参考文献<sup>[109, 110, 111, 112, 113, 114, 115]</sup>是在超对称理论下解释的，为了使得经过实验报告<sup>[18]</sup>所列举的严格的筛选条件之后，仍然能够得到足够多的事例，要求一对强相互作用粒子产生。在要求gluino对产生的情况下，LSP与squarks的耦合需要相对较小，使得gluino主要衰变到其他neutralinos，而不是LSP。接着，衰变产物neutralino再衰变到LSP和一个Z玻色子。在最小超对称模型中，以higgsino为主的neutralino与“轻味”squarks的耦合很小，我们选它作为LSP，标记为 $\tilde{\chi}_1^0$ ，而其他neutralinos标记为 $\tilde{\chi}_i^0 (i = 2, 3, 4)$ ，那么衰变链 $\tilde{g} \rightarrow q\bar{q}\tilde{\chi}_i^0 \rightarrow q\bar{q}Z\tilde{\chi}_1^0$ （ $q$ 表示轻味夸克）可以解释Z-peak超出。但是，在这种情况下，如果仅考虑LSP作为暗物质候选，暗物质残留密度观测数据不容易被满足<sup>[116]</sup>。但是，在次最小超对称模型中，就解释Z-peak超出而言，以singlino为主的neutralino可以与上述最

小超对称模型中以higgsino为主的neutralino有共同的特性。同时，如果选择以singlino为主的neutralino作为LSP，它可以通过多种湮灭方式发生湮灭，进而满足暗物质残留密度观测数据的要求（参考我们以前的工作<sup>[117]</sup>）。因此，我们选择在次最小超对称模型中用以singlino为主的neutralino作为LSP来解释Z-peak超出迹象。

参考文献<sup>[111, 114]</sup>在次最小超对称模型中用以singlino为主的neutralino作为LSP来解释Z-peak超出迹象，他们要求 $pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}$ ，同时 $\tilde{g} \rightarrow q\bar{q}\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow q\bar{q}\tilde{\chi}_1^0$ 。他们的工作得到的结论是，在特定的超对称参数空间中，次最小超对称模型可以很好地解释ATLAS Z-Peak超出迹象。具体地说，如果仅考虑ATLAS实验组寻找jets加较大的丢失横向能量的实验限制，他们的方案可以提供18.4个事例（18.4是Z-Peak超出事例的中心值）。如果同时考虑CMS实验组寻找以一对质量在Z玻色子附近的同味反号轻子对，jets和较大的丢失横向能量为特征的实验结果，仍可以贡献11个事例，相应于与中心值的偏差为 $1.2\sigma$ <sup>[111]</sup>。同时，通过gluino对来解释Z-Peak超出迹象，可以很好地符合ATLAS实验组报道的运动学量的分布特征<sup>[114]</sup>。

但是这些解释要求非常紧致的超对称粒子质量谱，并且gluino的质量被限定在很小的区间。因此，我们尝试在次最小超对称模型中寻找其他解决方案。经过我们的研究，我们提出用前两代squarks对的产生来解释ATLAS Z-peak超出，同时我们对参数空间的选择与参考文献<sup>[111]</sup>相同，这样做的目的是，可以把我们的结果直接和用gluino对产生得到的结果相比较。经过比较，我们发现用前两代squarks对产生来解释ATLAS Z-peak超出，squarks的质量可变动范围更大，粒子谱也不需要特别紧致。除此之外，在squarks对产生模式下，仍然可以很好地符合ATLAS实验组报道的运动学量的分布特征。

## 5.2 Z-peak超出实验的理论解释

在第二章中我们已经给出了最小超对称模型下neutralinos的质量矩阵，现在我们以 $(\tilde{B}, \tilde{W}^0, \tilde{H}_d^0, \tilde{H}_u^0, \tilde{S})$ 为规范本征态的基矢，在次最小超对称模型下给出neutralinos的质量矩阵：

$$\mathcal{M} = \begin{pmatrix} M_1 & 0 & -c_\beta s_W m_Z & s_\beta s_W m_Z & 0 \\ 0 & M_2 & c_\beta c_W m_Z & -s_\beta c_W m_Z & 0 \\ -c_\beta s_W m_Z & c_\beta c_W m_Z & 0 & -\mu & -\lambda v_d \\ s_\beta s_W m_Z & -s_\beta c_W m_Z & -\mu & 0 & -\lambda v_u \\ 0 & 0 & -\lambda v_d & -\lambda v_u & 2\kappa s \end{pmatrix} \quad (5.1)$$

这个矩阵可以用 $5 \times 5$ 的幺正矩阵 $N$ 来对角化，结果neutralinos的质量本征态就可以表示

为:  $\tilde{\chi}_i^0 = \sum_{j=1}^5 N_{ij} \psi_j$  其中  $m_{\tilde{\chi}_1^0} < m_{\tilde{\chi}_2^0} < \dots < m_{\tilde{\chi}_5^0}$ 。很明显, 矩阵元  $N_{ij}$  表示了质量本征态  $\tilde{\chi}_i^0$  中含  $\psi_j$  的多少, 主要成份为  $2\kappa_s$  的 neutralino 被称为以 singlino 为主的 neutralino, 主要成份为  $M_1$  的 neutralino 被称为以 bino 为主的 neutralino。而且, 利用么正矩阵  $N$  可以帮助我们理解 neutralinos 与其它物质的相互作用主要受哪些因素的影响, 从第二章给出的次最小超对称模型的拉氏量, 我们可以推导出来 neutralinos 和 squarks, neutralinos 和希格斯粒子以及 neutralinos 和 Z 玻色子的耦合形式:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\tilde{\chi}^0} = & \tilde{u}_L^* \tilde{\chi}_j^0 \left[ \frac{-e}{\sqrt{2}s_w c_w} \left( \frac{1}{3} N_{1j} s_w + N_{2j} c_w \right) P_L - y_u N_{4j}^* P_R \right] u \\ & + \tilde{d}_L^* \tilde{\chi}_j^0 \left[ \frac{-e}{\sqrt{2}s_w c_w} \left( \frac{1}{3} N_{1j} s_w - N_{2j} c_w \right) P_L + y_d N_{3j}^* P_R \right] d \\ & + \tilde{u}_R^* \tilde{\chi}_j^0 \left[ \frac{2\sqrt{2}e}{3c_w} N_{1j}^* P_R - y_u N_{4j} P_L \right] u + \tilde{d}_R^* \tilde{\chi}_j^0 \left[ \frac{-\sqrt{2}e}{3c_w} N_{1j}^* P_R + y_d N_{3j} P_L \right] d \\ & + \frac{e}{s_w c_w} Z_\mu \tilde{\chi}_i^0 \gamma^\mu (\mathcal{O}_{ij}^L P_L + \mathcal{O}_{ij}^R P_R) \tilde{\chi}_j^0 + h_u \tilde{\chi}_i^0 \left( \frac{\lambda}{\sqrt{2}} \Pi_{ij}^{45} - \frac{g_1}{2} \Pi_{ij}^{13} + \frac{g_2}{2} \Pi_{ij}^{23} \right) \tilde{\chi}_j^0 + \dots \end{aligned} \quad (5.2)$$

其中  $\mathcal{O}_{ij}^L = -\mathcal{O}_{ij}^{R*} = -\frac{1}{2} N_{i3} N_{j3}^* + \frac{1}{2} N_{i4} N_{j4}^*$ , 同时,  $\Pi_{ij}^{ab} = N_{ia} N_{jb} + N_{ib} N_{ja}$ 。由此看出, 耦合  $\tilde{q} \tilde{\chi}_i^0 \tilde{q}$  (这里  $q$  表示轻味夸克) 主要由  $\tilde{\chi}_i^0$  的 gauginos 部分决定, 耦合  $\tilde{\chi}_i \tilde{\chi}_j Z$  主要由 neutralinos 的 higgsinos 部分决定。而耦合  $\tilde{\chi}_i^0 \tilde{\chi}_j^0 h$  (这里  $h$  表示标准模型希格斯粒子) 则由 neutralinos 的所有成分决定。这些特征有助于我们理解 ATLAS Z-peak 超出。

下边我们呈现出一种可能的解释机制, 在这种机制下我们做如下约定:

- (1) 我们只考虑前两代 squarks (之后谈到的 squarks, 如果不做特殊的说明默认指的是前两代 squarks, 并且标记为  $\tilde{q}$ ), 同时它们的质量是简并的, 记为  $m_{\tilde{q}}$ 。在次领头阶, squarks 对的产生截面主要是由 squarks 的质量和 gluino 的质量 (记为  $m_{\tilde{g}}$ ) 决定的。我们用 Prospino<sup>[62]</sup> 来计算 squarks 对的产生截面, 在不同 gluino 质量假设下, 我们计算结果呈现在了图(5.1) 中。
- (2) ATLAS Z-peak 超出实验要求的信号特征: jets, 以轻子对发生衰变的 Z 玻色子和较大的横向丢失能量, 为此我们考虑这样的超对称过程: squark 是对产生, 接着 squarks 发生衰变:  $\tilde{q} \rightarrow q \tilde{\chi}_2^0 \rightarrow q \tilde{\chi}_1^0 Z$ 。为了能产生更多的 Z 玻色子, 我们要求  $\tilde{q} \rightarrow q \tilde{\chi}_2^0$  以及  $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 Z$  的分支比都接近 100%。这种假设的物理实现机制是, 在 neutralinos 部分仅有两个粒子  $\tilde{\chi}_2^0$  和  $\tilde{\chi}_1^0$  比 squarks 轻, 同时要求  $\tilde{\chi}_2^0$  是以 bino 为主的,  $\tilde{\chi}_1^0$  是以 singlino 为主的。为了  $\tilde{\chi}_2^0$  尽可能的衰变到 Z 玻色子和  $\tilde{\chi}_1^0$ , 我们要求  $m_Z < m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\chi}_1^0} < m_h$ , 或者我们把条件放宽到  $m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\chi}_1^0} > m_Z$ , 如果  $m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\chi}_1^0} > m_h$  时, 我们用 NMSSMTools<sup>[118]</sup> 证实了, 通过精

细调节超对称参数空间,是可以找到 $\text{BR}(\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 Z) \gg \text{BR}(\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 h)$ 的参数点。

- (3) 经过上述约定,影响我们考虑的过程中事例产生率的因素简化到了四个指标: gluino质量, squarks质量和两种质量差:  $\Delta m_1 \equiv m_{\tilde{q}} - m_{\tilde{\chi}_2^0}$ 和 $\Delta m_2 \equiv m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$ 。在我们的分析中,我们自由变化这四个参数。同时我们注意到,上述过程也会产生以多jets和较大横向丢失能量为特征的超对称信号,因此我们考虑了ATLAS实验<sup>[81, 120]</sup>对于这种信号的限制。同时,我们注意到CMS实验<sup>[19]</sup>寻找类似的观测道,并没有发现任何超出,因此我们也考虑了这种限制。

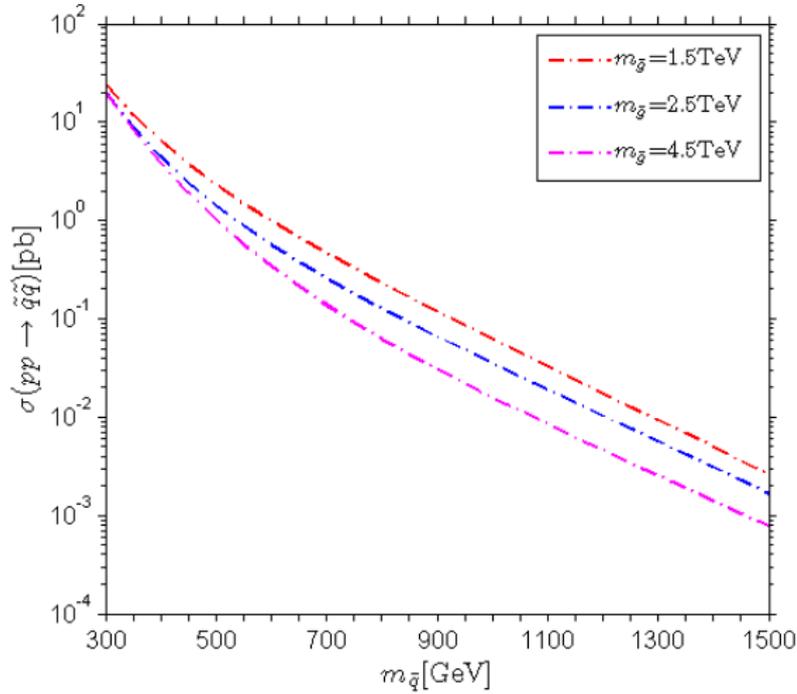


图 5.1 在不同gluino质量假设下, LHC-8TeV上前两代squarks对的产生截面。

对于上述我们的约定,我们需要做以下进一步的解释:

- (1) 我们先验地要求,在neutralinos部分仅有两个粒子 $\tilde{\chi}_2^0$ 和 $\tilde{\chi}_1^0$ 比squarks轻。这会使我们的分析工作得到简化,但是,在这种假设下,我们考虑的过程的截面和信号特征就限制到了这四个参数,可调节性就会减弱。因此,同时满足ATLAS Z-peak超出和实验限制<sup>[81, 120, 19]</sup>的可能性就会减小。事实上,就像在参考文献<sup>[107]</sup>中讨论的那样,如果允许squarks的衰变形式更多样化,能够同时满足ATLAS Z-peak超出和上述实验限制的可能性就更大一些。于是比起我们的工作,他们呈现出一些与实验数据符合的更好

的参数点。但是，这种做法的代价是需要对更高维度的参数空间进行扫描，进而对更多的参数点进行蒙卡模拟，这需要非常高性能的计算设备，超出了我们的现有设施。

- (2) 在我们的方案中，没有考虑第三代squarks的贡献。简单地说，是让我们的分析更容易进行。其次，我们注意到目前的希格斯数据对它有很强的限制，即把第三代squarks的质量下限大幅抬高。对于在图(5.2)中的某些最佳点，我们曾经考虑了第三代squarks的贡献，发现它们并不能改善结果。综上所述，在我们的工作中，没有考虑第三代squarks的贡献。
- (3) 对 $\chi_2^0$ 和 $\chi_1^0$ 的约定和我们之前的工作<sup>[111]</sup>（用gluino对的产生来解释ATLAS Z-peak超出）一致，这使得我们可以直接比较两者之间的共性或差异。

### 5.3 次最小超对称模型中Z-Peak超出信号的模拟结果

从参考文献<sup>[18]</sup>我们计算出，ATLAS Z-peak超出的中心值为18.4，标准差为6.3（包括统计误差和系统误差）。所以，在 $1\sigma$  ( $2\sigma$ ) 内解释超出，就意味着超对称信号贡献的事例数在[12.1, 24.7] ([5.8, 31.0]) 范围内。为了找到合理的参数空间来解释这种超出迹象，我们考虑了重gluino方案： $m_{\tilde{g}} = 4.5\text{TeV}$ 和轻gluino方案： $m_{\tilde{g}} = 1.5\text{TeV}$ 。对于每种方案，在多种squarks质量假设下，我们通过选择不同的 $\Delta m_2$ 和 $\Delta m_1$ 扫描了参数空间。

对于每个参数点，我们用Prospino包<sup>[62]</sup>计算了LHC-8TeV上squarks对的产生截面，利用MadGraph/MadEvent<sup>[64]</sup>产生了部分子层次的模拟事例，接着把这些事例作为Pythia<sup>[65]</sup>的输入，进行部分子碎裂和强子化。然后我们用经过CheckMATE组优化的Delphes<sup>[66]</sup>进行探测器层次的事例模拟，最后用CheckMATE<sup>[67]</sup>对这些事例进行分析。我们为CheckMATE编写了实验<sup>[18, 19, 81]</sup>的分析代码，并对其进行检验，结果是在 $\pm 20\%$ 的范围内与实验给出的cutflow一致<sup>[104]</sup>。

除了实验<sup>[18]</sup>，我们考虑了其他实验对我们参数空间的限制。这种限制用 $R \equiv \max(\frac{N_{S,i}}{S_{obs,i}^{95\%}})$ 来衡量，其中 $N_i$ 是所考虑的实验中第 $i$ 个信号区间中超对称信号贡献，而 $S_{obs,i}^{95\%}$ 是第 $i$ 个信号区间的新物理贡献的事例数上限，对于所有的信号区间我们取其中最大的值。并认为，如果 $R > 1$ 这个参数点被排除， $R \leq 1$ 这个参数点满足相应实验限制。

我们把结果呈现在图(5.2)和图(5.3)，前者相对于重gluino情况，后者对于轻gluino的情况。这里边的限制线是通过设定 $R = 1$ 插值得到的，在排除线的左边的参数空间是被许可的，在排除线右边的参数空间被排除掉了。

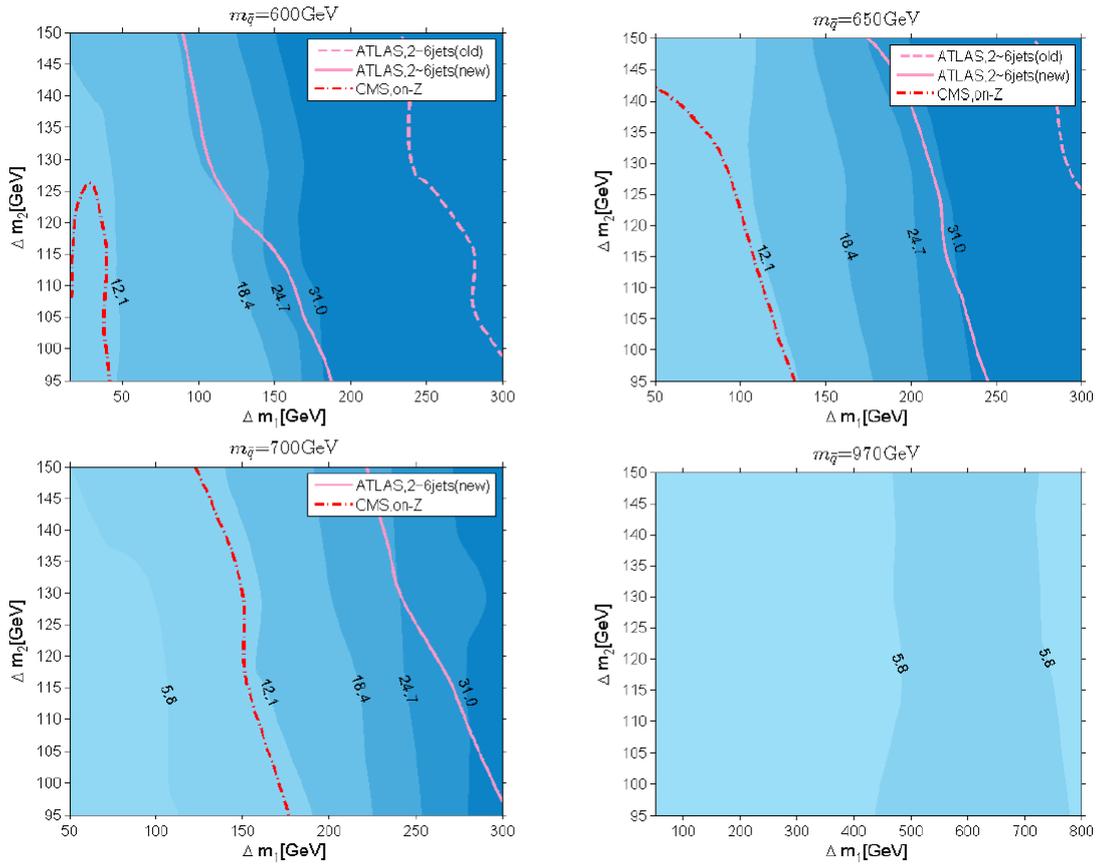


图 5.2 在 $\Delta m_1 - \Delta m_2$ 平面上, ATLAS Z-peak超出数据的等高线图 ( $m_{\tilde{g}} = 4500$  GeV)。在等高线12.1和24.7之间的区域可以在 $1\sigma$ 范围内解释ATLAS Z-peak超出, 而在5.8和31两条等高线之间则可以在 $2\sigma$ 之间给出解释。参数空间受到的其他实验限制也被考虑进去了, 相应的意义在图例中。在个别图中, 并没有涵盖所有的限制, 因为这些限制太弱而不能被放到图中。



我们现在扼要概括所考虑的实验的具体分析措施，以便理解我们后续结果。

- ATLAS发现Z-Peak超出实验<sup>[18]</sup>：利用LHC-8TeV数据（积分亮度为 $20.3\text{fb}^{-1}$ ），寻找以一对同味反号轻子，jets和较大的横向丢失能量为特征的信号。这个实验的一个重要结果是，在SR-Z区域发现了超出迹象：对于电子对情况发现了16个事例，而预期的标准模型背景为 $4.2\pm 1.6$ （包括统计误差和系统误差，后同）；对于 $\mu$ 子对情况发现了13个事例，而预期的标准模型背景为 $6.4\pm 2.2$ 。这就表明有 $3\sigma$ 的超出迹象。信号区域SR-Z的定义是：
  - 前两个横向动量最大的轻子是同味反号的，它们的横向动量分别要求大于 $25\text{GeV}$ 和 $10\text{GeV}$ ，而它们的不变质量在 $[81\text{GeV}, 101\text{GeV}]$ 之间。
  - 横向动量大于 $35\text{GeV}$ ，同时赝标快速度在 $-2.5$ 和 $2.5$ 之间的jets数目大于1个。
  - $E_T^{miss} > 225\text{GeV}$ ，同时 $H_T > 600\text{GeV}$ ，其中 $H_T$ 被定义为所有满足上述要求的jets以及前两个横向动量最大的轻子的横向动量之和。
  - 前两个横向动量最大的轻子与丢失横向动量形成的方位角都大于 $0.4$ 。
- CMS寻找leptonic-Z的实验<sup>[19]</sup>：CMS对于含Z的信号设计了6个信号区间，在表(5.1)中，其中 $N_{\text{jets}}$ 表示横向动量大于 $40\text{GeV}$ ，同时赝标快速度在 $-3.0$ 和 $3.0$ 之间的jets数目， $N_{\text{bkg}}$ 表示期待的标准模型背景， $S_{\text{obs}}^{95}$ 表示在95%的置信度下对新物理信号贡献的上限。具体来说，首先仍是要求前两个横向动量最大的轻子是同味反号的，它们的横向动量都要求大于 $20\text{GeV}$ ，赝标快速度都需要在 $-2.4$ 和 $2.4$ 之间，不变质量要求在 $[81\text{GeV}, 101\text{GeV}]$ 之间。接着，根据 $N_{\text{jets}}$ 和 $E_T^{miss}$ 进一步划分了6个区间，就是我们在表(5.1)中呈现的。对于这个实验报告中，实验组并没有提供 $S_{\text{obs}}^{95}$ 的值，我们利用 $\text{CL}_s$ 方法<sup>[105]</sup>计算了这些需要的值。
- ATLAS寻找 $2 \sim 6$  jets和丢失横向能量的实验<sup>[81, 120]</sup>：利用LHC-8TeV数据（积分亮度为 $20.3\text{fb}^{-1}$ ），实验<sup>[120]</sup>是早期ATLAS组做的实验分析，而实验<sup>[81]</sup>是后来做的更新：引入了几个新的信号区域，并且对其他信号区域做了优化。比如，新增加的 $2jW$ 信号区域和 $4jW$ 信号区域能够改善 $\tilde{g} \rightarrow q\bar{q}\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow q\bar{q}W\tilde{\chi}_1^0$ 的探测效率。实验<sup>[81]</sup>中用到的信号区域主要特征如下（通常实验<sup>[120]</sup>对我们的参数空间的限制弱于实验<sup>[81]</sup>，所以我们没有给出对于它的信号区域的介绍）：
  - 丢失的横向能量大于 $160\text{GeV}$ 。

- 横向动量最大的jet的横向动量大于130GeV, 其他jets的横向动量大于60GeV。例外是4jW这个信号区域, 要求其他jet的横向动量大于40GeV。
- 对于横向动量最大的前三个(如果有第三个) jets与丢失的横向能量之间的方位角都需要大于0.4。如果还有其它jets, 那么要求它们与丢失的横向能量之间的方位角需要大于0.2。
- 接下来, 根据jets的数目,  $E_T^{miss}/\sqrt{H_T}$ ,  $E_T^{miss}/m_{\text{eff}}(N_j)$  和  $m_{\text{eff}}(\text{incl.})$  的值定义了不同的信号区域。这里  $H_T$  表示所有横向动量大于40Gev的jets 的横向动量之和,  $m_{\text{eff}}(N_j)$  表示横向动量最大的前  $N_j$  个jets的横向动量之和, 而  $m_{\text{eff}}(\text{incl.}) = H_T + E_T^{miss}$ 。

 表 5.1 CMS实验<sup>[19]</sup>为含leptonic-Z的超对称信号设计的六个信号区域。

$N_{\text{jets}}$	$\geq 2$			$\geq 3$		
$E_T^{miss}(\text{GeV})$	100-200	200-300	$> 300$	100-200	200-300	$> 300$
$N_{\text{data}}$	1187	65	7	490	35	6
$N_{\text{bkg}}$	$1204 \pm 106$	$74.5 \pm 11.3$	$12.8 \pm 4.3$	$478 \pm 43$	$39.2 \pm 6.6$	$5.3 \pm 2.3$
$S_{\text{Obs}}^{95}$	207	20	7.6	89	16.1	8

在图(5.2)中, 我们观察到以下特征: 第一, 在这四种squarks质量不同的情况下, CMS实验<sup>[19]</sup>都给出了最强的限制, 而最弱的是ATLAS实验<sup>[120]</sup>。这是因为CMS实验<sup>[19]</sup>和ATLAS实验<sup>[18]</sup>是为同样的超对称过程设计的(有时也称为有同样的物理起源), 它们定义的信号区域有很大的共性。越满足ATLAS实验<sup>[18]</sup>, 越能够贡献更多的事例, 以便在一个标准差范围内解释超出迹象, 但是此时也越容易满足CMS实验<sup>[19]</sup>的选择条件, 不过CMS实验组并未发现超出迹象, 于是就越容易受到CMS实验<sup>[19]</sup>的限制。

第二, 随着squarks质量的增加(由600GeV到700GeV), 要求在两个标准差的范围内解释ATLAS Z-peak超出, 同时满足我们所考虑的其他所有限制时,  $\Delta m_1$ 可以变动的范围增大。我们知道, 当squarks质量增大时, 截面会降低, 但是增大的 $\Delta m_1$ 使得squarks衰变产物包括的可见物质更“硬”(“硬”指的是横向动量大), 越容易满足实验施加的选择条件, 因此效率会增加。所以, 降低的截面由增大的效率得以补偿。我们也注意到, 在squarks质量到达970GeV时, 此时由于截面降低的非常显著(参考图(5.1)), 并且增大的效率已经不足以弥补降低的截面。所以, 随着 $\Delta m_1$ 和 $\Delta m_2$ 的持续增大, squarks对对Z-peak超出贡献的事例数也不会达到中心值18.4, 但是此时其他限制也会变得很弱。从图(5.2)的右下角中可以看出, 整个平面内的参数空间都满足其他实验限制, 此时仍可以在两个标准差内解

释ATLAS Z-peak超出：这张图上最好的参数点可以贡献6.8个事例。但是，当squarks质量继续增大时，就很难在两个标准差内解释了。

上边谈到的是gluino质量较重的情况，下边我们再来看gluino 质量较轻的情况，即图(5.3)。从这张图中，我们可以观察到以下特征：第一，在不同的squarks质量下，仍然是CMS实验<sup>[19]</sup>给出最强的限制。而ATLAS实验<sup>[120]</sup>在大部分情况下仍然给出最弱的限制，例外的是当squarks质量在1360GeV时（图(5.3)中右下角），ATLAS实验<sup>[120]</sup>反而给出最强的限制。对于这个的解释可能是由于定义在实验<sup>[19, 81, 120]</sup>中的信号区域对于不同的质量谱的敏感程度不同，因此如果不指定质量谱，很难给出解释。为此，我们选取了两个参数点，具体给出了它们的质量谱，以及不同的实验对它的限制等，汇总在表(5.2)中。

从这张表可以看出，对于点 $S_1$ ，ATLAS实验<sup>[81]</sup>比ATLAS实验<sup>[120]</sup>给出的限制要强，而对于 $S_2$ 则相反。第二，就像在图(5.2)中解释的那样，当squarks质量大到一定程度以后，由大的劈裂 $\Delta m_1$ 和 $\Delta m_2$ 带来的效率增大，已不足以弥补截面的急剧降低，于是在轻gluino质量情况下，我们发现当squarks质量大于1.4TeV以后就不能在两个标准差范围内解释超出迹象。不过，在图(5.2)中我们发现squarks质量将近大于1TeV时，已经不能在两个标准差内解释。这是因为对于相同的squarks质量，squarks对在gluino质量为4.5TeV时的产生截面比其在gluino质量为1.5TeV时要小。第三，在图(5.2)中，在考虑所有实验限制的情况下，最好的参数点可以为ATLAS观测到的Z-peak超出贡献约11个事例。而在这里，发现最好的参数点只能贡献9.5个事例。这表明在gluino质量较重时，通过squarks对产生对ATLAS Z-peak超出迹象可以给出更好的解释。第四，当gluino质量取到1.5TeV时，如果squarks质量在1360GeV，那么此时squarks-gluino联合产生对ATLAS Z-peak超出可能会有一定贡献，不过这里我们并没有考虑（在我们后续工作中会探讨这个贡献的影响）。

表 5.2 在图(5.3)中我们取了两个点 $S_1$ 和 $S_2$ 来证实所受到的最强实验限制的变动。对于 $S_1$ 而言，squarks的质量是1100GeV， $\Delta m_1$ 为458GeV以及 $\Delta m_2$ 为105GeV；对于 $S_2$ 而言，squarks的质量是1360GeV， $\Delta m_1$ 为687GeV以及 $\Delta m_2$ 为105GeV。其中 $SR_{max}$ 表示相应实验对某个参数点限制能力最强的信号区域， $\epsilon$ 表示相应信号区域的效率。

Point	$\sigma(\text{fb})$	CMS实验 <sup>[19]</sup>				ATLAS实验 <sup>[81]</sup>				ATLAS实验 <sup>[120]</sup>			
		$SR_{max}$	$\epsilon$	$S_{obs}^{95\%}$	R	$SR_{max}$	$\epsilon$	$S_{obs}^{95\%}$	R	$SR_{max}$	$\epsilon$	$S_{obs}^{95\%}$	R
$S_1$	32.9	SR-III	3.3%	7.6	2.77	2jm	14.7%	90	1.09	CM	9.2%	81.2	0.75
$S_2$	6.3	SR-III	4.2%	7.6	0.67	2jt	21.0%	38	0.71	BM	12.4%	14.9	1.06

与我们之前工作<sup>[111]</sup>相比，这里允许强产生粒子squarks的质量有更大的变动范围，同时能够在两个标准偏差范围内解释超出迹象的参数空间也不是非常紧致（“紧致”指

的是 $\Delta m_1$ 和 $\Delta m_2$ 取值较小), 这可能是因为squarks对产生对ATLAS Z-peak超出的贡献比起gluino对产生情况要大, 因此squarks可以相对较重些。除此之外, 我们还注意到在参考文献<sup>[110, 109]</sup>中给出的方案可以在一个标准差范围内解释超出迹象(我们这里最好的解释是在1.2个标准差附近), 造成这种差异的可能原因有以下三条:

- (1) 基于不同的SUSY模型。于是会影响模拟结果的动力学分布, 因此在对ATLAS Z-peak超出贡献事例数相同的情况下, 末态信号的动力学分布可能不同。在参考文献<sup>[110]</sup>和<sup>[109]</sup>中考虑的是gluino对的产生过程, 同时 $\tilde{g} \rightarrow g\tilde{\chi}_i^0 \rightarrow gZ\chi$  (在参考文献<sup>[110]</sup>中 $\chi$ 为最轻的neutralino, 而在参考文献<sup>[109]</sup>中为pseudo-goldstino)。以参考文献<sup>[109]</sup>为例, 我们比较了其图(6)中和我们工作的图(5.4)中展示的丢失横向能量分布, 发现两者并不相同。这种不同会导致在同时能够解释ATLAS Z-peak超出时, 参考文献<sup>[109]</sup>可能会受到更弱的来自于CMS实验<sup>[19]</sup>的限制。
- (2) 在不同文章中模拟结果的不确定性。比如, 我们的工作对模拟所用到的分析程序的验证呈现在之前的工作<sup>[111]</sup>之中, 我们给出的ATLAS Z-peak超出实验的各个信号区域的验证通常要比实验组公布的结果小10%, 而我们给出的CMS实验<sup>[19]</sup>的各个信号区域的验证通常比实验组公布的结果大一些。因此, 我们的结果比起最理想模拟情况下, 会给出保守的解释。
- (3) 计算 $S_{obs}^{95}$ 的方法不同。在计算判据 $R$ 时, 用到了 $S_{obs}^{95}$ 这个量, 对于ATLAS实验<sup>[81, 120]</sup>实验组为我们计算了这些值, 可以直接利用它们。而对于CMS实验<sup>[19]</sup>并没有提供这些值, 我们需要计算这些值。但是在计算 $S_{obs}^{95}$ 时可以有多种方案, 比如, 在参考文献<sup>[121]</sup>中采用的方法与我们工作所采用的方法有两点区别: 第一, 在计算过程中, 他们用的是标准贝叶斯方法, 而我们用的是不对称 $CL_S$ 方法<sup>[105]</sup>。第二, 他们在计算信号时考虑了理论误差, 而我们没有考虑。于是, 他们计算得到的 $S_{obs}^{95}$  (CMS实验<sup>[19]</sup>为含Z的末态划分了六个信号区域, 参考表(5.1)) 通常比我们的大15%, 结果CMS实验<sup>[19]</sup>对他们的参数空间的限制比对我们的参数空间的限制要弱。

最后, 我们发现在我们的方案中LSP的质量通常大于450GeV, 这么重的暗物质能满足现在暗物质残留密度的要求吗? 注意到我们的LSP是以singlino成分为主的, 因此最容易实现singlino为主的暗物质的湮灭方式为通过singlet为主的希格斯粒子诱导的s道进行衰变。我们可以通过调节singlet为主的希格斯粒子的质量, 以及其自耦合参数 $\kappa$ 来获得正确的残留密度, 其实与LSP较轻时的情况一样, 细节见参考文献<sup>[117]</sup>。

#### 5.4 次最小超对称模型中Z-peak超出信号的动力学分布

这部分我们呈现出在我们的方案下模拟的ATLAS Z-peak超出信号的分布特征。我们取了三个参数点，第一个点 $P_1$ ，表示在考虑所有实验限制<sup>[19, 81, 120]</sup>以后，能解释ATLAS Z-peak超出最好的点，可以贡献11个事例。而第二个点 $P_2$ ，表示只考虑ATLAS限制<sup>[81, 120]</sup>之后，恰好能贡献18.4个事例的点。第三个点 $P_3$ 表示的是我们之前工作<sup>[111]</sup>中最好的点，它能贡献10.5个事例。这些点的信息呈现在表(5.3)中。

表 5.3 参数点 $P_1$ ， $P_2$ 和 $P_3$ 的信息概括。

	$P_1$	$P_2$	$P_3$	SM
$m_{\tilde{g}}$ (GeV)	4500	4500	750	-
$m_{\tilde{q}}$ (GeV)	650	700	4500	-
$m_{\tilde{\chi}_2^0}$ (GeV)	530	500	650	-
$m_{\tilde{\chi}_1^0}$ (GeV)	430	370	565	-
Events in ATLAS on-Z SR(8TeV,20.3fb <sup>-1</sup> )	11.0	18.2	10.5	10.6
$\chi_{E_T^{miss}}^2$ (d.o.f. = 9)	7.6	5.6	8.0	14.8
$\chi_{H_T}^2$ (d.o.f. = 7)	5.7	2.6	6.0	13.8
$\chi_{n_j}^2$ (d.o.f. = 5)	6.9	4.7	6.8	14.1
$\chi_{total}^2$ (d.o.f. = 21)	20.2	12.9	20.7	42.7
Events in ATLAS on-Z SR(14TeV,10fb <sup>-1</sup> )	172.8	168.2	103.6	18.2
Expected significance(14TeV,10fb <sup>-1</sup> )	25	24	14	-
Expected significance(8TeV,20.3fb <sup>-1</sup> )	2.4	4.0	2.3	-

在图(5.4)中呈现了我们的模拟结果以及ATLAS 实验<sup>[18]</sup>给出的数据分布。其中，jets的数目用符号 $n_j$ 表示。从这张图中我们可以发现，这些参数点与实验数据分布基本吻合。为了衡量在多大程度上吻合，我们定义一个变量，

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(s_i - \hat{s}_i)^2}{(\delta s_i)^2} \quad (5.3)$$

其中 $s_i$ 表示第 $i$ 个区间的模拟结果， $\hat{s}_i$ 表示第 $i$ 个区间的实验数据，而 $\delta s_i$ 表示数据的统计误差。我们把计算结果也写入了表(5.3)。从这张表中，我们看出能够恰好贡献18.4个事例的点 $P_2$ ，同时与实验数据的分布也最吻合， $\chi_{total}^2$  (d.o.f. = 21) = 12.9。而 $P_1$ 和 $P_3$ 与实验数据分布整体上吻合度是一致的，对于它们而言 $\chi_{total}^2$  (d.o.f. = 21)分别是20.2和20.7。不过，结合着图(5.4)我们可以看到，两者在 $E_T^{miss}$ 和 $H_T$ 的分布大致相同，而在 $n_j$ 的分布中，前者的峰

值出现在4个jet, 而后者则出现在5个jet。但是由于此时数据分布的不确定性很大, 所以我们不能判定两者之中到底哪一个更好。

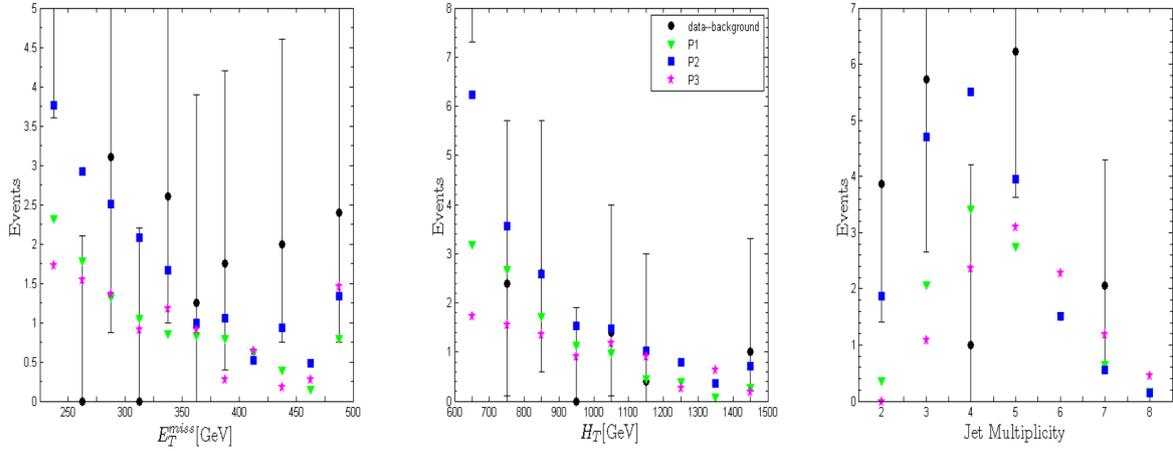


图 5.4 参数点 $P_1$ ,  $P_2$ 和 $P_3$ 的分布特征, 从左到右分别是 $E_T^{miss}$ 的分布,  $H_T$ 的分布以及 $n_j$ 的分布。黑色实心点表示ATLAS实验<sup>[18]</sup>给出的数据分布, 其中我们已经扣除了标准模型预言的背景。实心点上下的黑色线只涵盖统计误差。绿色倒三角表示 $P_1$ 的分布, 蓝色正方形表示 $P_2$ 的分布以及粉色五角星表示 $P_3$ 的分布。最后一个区间包括溢出数据。

### 5.5 LHC-14TeV阶段检验该解释的可能性

LHC-14上squark对的产生截面会比LHC-8TeV上有大幅的抬高, 因此我们研究即将运行的LHC-14TeV对我们所考虑的参数空间的影响。出于简单的目的, 我们只考虑LHC-14TeV上ATLAS寻找Z-Peak超出实验, 其他限制实验并没有考虑。同时假设LHC-14TeV上ATLAS寻找Z-Peak超出实验与LHC-8TeV上用的信号区域一致。于是利用这种假设, 我们可以得到LHC-14TeV上squarks对产生对Z-peak超出的贡献。对于LHC-14TeV上的背景, 我们首先模拟了LHC-8TeV上的背景, 然后与ATLAS实验<sup>[18]</sup>给出的背景进行了比较, 得到一个因子。然后, 我们模拟了LHC-14上的背景, 并且用上边得到的因子做了重新标度。

这样当我们得到squarks对产生对LHC-14上ATLAS寻找Z-Peak超出的贡献, 以及相应的背景之后, 我们可以计算显著度 (标记为 $S$ ), 来估计哪部分参数空间更容易被探测到, 或者更容易被排除。显著度的定义是:

$$S = \frac{N_s}{\sqrt{(\sqrt{N_b})^2 + (\epsilon N_b)^2}} \quad (5.4)$$

其中 $N_s$ 就是上边我们谈到的squarks对的贡献,我们假设观测到的数据和背景相同,那么统计误差为 $\sqrt{N_b}$ ,而系统误差为 $\epsilon N_b$ ,这里 $\epsilon$ 我们取30%,与ATLAS实验<sup>[18]</sup>中的数据一致。对参数点 $P_1$ ,  $P_2$ 和 $P_3$ 模拟的结果呈现在表(5.3)中,其中假设LHC-14TeV的积分亮度为 $10\text{fb}^{-1}$ 。从这张表中我们可以看出:第一,对于所有的参数点,LHC-14TeV上信号事例数都比LHC-8TeV抬高了9倍以上,而背景仅仅抬高了2倍以上。所以,LHC-14TeV应该很容易观测到这些超对称信号,当然如果没有观测到这些信号,那么这些参数点就会被排除。第二,我们发现LHC-14TeV上squarks对产生比起gluino对产生,更容易被探测,因为前者的显著度在 $\mathcal{O}(20)$ ,后者则在 $\mathcal{O}(10)$ 。

## 5.6 结论

本章我们探讨了如何用前两代squarks对产生来解释ATLAS Z-peak超出迹象<sup>[18]</sup>。其中squarks衰变成为夸克和 $\tilde{\chi}_2^0$ ,接着 $\tilde{\chi}_2^0$ 衰变成Z玻色子和 $\tilde{\chi}_1^0$ ,它们的衰变分支比都接近100%,这可以通过要求 $\tilde{\chi}_2^0$ 是以bino为主的,同时 $\tilde{\chi}_1^0$ 是以singlino为主来实现。此时,squarks对的产生截面以及信号效率就可以由以下质量谱来决定:gluino质量,简并的squarks质量, $\tilde{\chi}_2^0$ 以及 $\tilde{\chi}_1^0$ 质量。

为了找到合适的参数空间,我们假设了两种方案:第一种对应轻gluino情况,它的质量为1.5TeV;而第二种为重gluino情况,它的质量为4.5TeV。接下来我们在不同的squarks质量假设下,在 $\Delta m_2 = m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$  -  $\Delta m_1 = m_{\tilde{q}} - m_{\tilde{\chi}_2^0}$ 平面内做了格点扫描,不仅模拟了ATLAS Z-peak超出实验<sup>[18]</sup>,同时模拟了实验<sup>[19, 81, 120]</sup>,因为这些实验寻找了我们所考虑的过程 $pp \rightarrow \tilde{q}\tilde{q} \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 Z q \tilde{\chi}_1^0 Z q$ 。从模拟结果中,我们得到以下结论:

- 在考虑实验限制<sup>[19, 81, 120]</sup>,squarks对产生仍然能够在两个标准差内解释ATLAS Z-peak超出迹象,最好的点贡献的事例数大约为11个。
- 在较轻的gluino情况,squarks质量一直到1.4TeV仍然可以在两个标准差内解释ATLAS Z-peak超出迹象。
- 我们考虑的参数空间不仅可以有效地解释超出迹象,同时运动学变量 $E_T^{miss}$ ,  $H_T$ 和 $n_j$ 的分布特征与ATLAS实验<sup>[18]</sup>数据基本吻合。
- 最后,相比我们之前的工作<sup>[111]</sup>,用squarks对产生解释ATLAS Z-peak超出迹象可以有更大的质量变动区间,同时质量谱不需要特别紧致。

除此之外,我们还考虑了目前能够解释LHC-8TeV上ATLAS Z-peak超出迹象的参数空间,在LHC-14TeV上寻找同样信号特征的实验,能够贡献多少个事例,以及它们的显著度。在假设LHC-14TeV的积分亮度为 $10\text{fb}^{-1}$ 的情况下,我们发现squarks对产生在LHC-14TeV上贡献的事例数比LHC-8TeV上有很大抬高,而背景抬高则不显著。因此LHC-14TeV更容易探测到这些参数空间,如果没有探测到,那么这些参数空间会被排除。同时我们发现,比起gluino对<sup>[11]</sup>,在LHC-14TeV上squarks对更容易被探测(或排除)。



## 第六章 总结与展望

LHC Run-I并没有发现超出标准模型的新粒子，但是对超对称的参数空间给予了很强的限制。Gluino 的质量被排除到了1.4TeV，前两代Squark 的质量被排除到了900GeV，Stop 的质量被排除到了700GeV，而Sbottom 的质量被排除到了650GeV，电弱超对称粒子的质量被排除到了300GeV，Slepton 的质量被排除到了330GeV。但是需要注意，这些排除能力是在一定条件下给出的，并且往往给出的是最强的限制。所以，一旦这些约定被打破，这些限制可能大幅减弱。

为了利用现存LHC 实验结果对超对称模型的限制，我们需要进行对撞过程的蒙特卡洛模拟，或者直接利用简化超对称模型的实验结果。目前Fastlim 程序包和SModelS 程序包等可以不用产生任何蒙特卡洛事例，直接得到对超对称参数空间的实验限制。Fastlim 程序包利用内置的效率表和截面表，计算可测量的散射截面，然后把它与实验组给出的截面上限进行比较。Fastlim 程序包利用一个模型点的质量谱和耦合信息作为输入，然后自动给出目前LHC 各个实验分析对它的限制。SModelS 程序包与Fastlim 程序包有类似的作用，但是它额外地需要用户手动提供所考虑过程的截面。在限制强相互作用超对称粒子方面，Fastlim程序包给出的结果更合理，而在限制电弱超对称粒子方面，SModelS 程序包考虑的实验分析更全面。我们已经利用Fastlim 程序包和SModelS 程序包开展了一系列工作，使得我们能够快速得到满足目前LHC 实验限制的超对称参数空间。

但是，它们涵盖的拓扑结构并不完善，对于某些超对称过程，比如用于解释ATLAS Z-peak超出迹象的超对称过程 $pp \rightarrow \tilde{q}\tilde{q}, \tilde{q} \rightarrow q\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow q\tilde{\chi}_1^0 Z$ ，Fastlim 程序包和SModelS 程序包并不能计算目前LHC实验结果对它的影响。此时，需要做具体的蒙特卡洛模拟。概括地说，首先，用MadGraph/MadEvent 产生部分子层次的蒙特卡洛模拟事例。接着，用Pythia 做部分子碎裂和强子化。然后，把结果传递到探测器快速模拟工具Delphes 添加探测器效应，比如：根据实验分辨率对可探测粒子的动量做的smear，粒子的探测效率随能量和角度的变化，b-jets tagging 和 $\tau$  轻子tagging 的效率等。最后，利用CheckMATE 对最终得到的蒙特卡洛模拟事例进行分析。利用这些技术，我们围绕ATLAS 实验组发现的Z-peak 超出做了一系列工作，本文中论述了如何利用次最小超对称模型解释Z-peak 超出迹象。

ATLAS 实验组报告的Z-peak 超出迹象，可以在次最小超对称模型中予以解释。概括而言，质子对撞产生前两代Squark 对，接着 $\tilde{q} \rightarrow q\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow q\tilde{\chi}_1^0 Z$ ，同时要求 $Br(\tilde{q} \rightarrow q\tilde{\chi}_2^0) \approx 100\%$  和 $Br(\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow q\tilde{\chi}_1^0) \approx 100\%$ 。接近100%的分支比是为了抬高事例产额，它要求 $\tilde{\chi}_2^0$  以bino 为主

以及 $\tilde{\chi}_1^0$ 以singlino为主。在这样的框架下,前两代Squark对的产生截面以及信号效率就可以由特定的质量谱决定,即Gluino粒子的质量,简并的前两代Squark粒子的质量, $\tilde{\chi}_2^0$ 粒子的质量以及 $\tilde{\chi}_1^0$ 粒子的质量。

通过详细的计算和分析,得到以下结论:

- 考虑ATLAS寻找2-6个jets和较大的横向丢失能量实验限制,在次最小超对称模型中通过前两代Squark对产生机制仍然在两个标准差内解释ATLAS Z-peak超出迹象,最佳的参数点贡献的事例数约为11个。
- 在Gluino粒子质量较轻时,前两代Squark质量一直到1.4 TeV仍然可以在两个标准差内解释ATLAS Z-peak超出迹象。
- 在次最小超对称模型中通过前两代Squark对产生机制不仅有效地解释ATLAS Z-peak超出迹象,同时运动学变量 $E_T^{miss}$ ,  $H_T$ 和 $n_j$ 的分布特征与ATLAS实验组寻找Z-peak超出迹象的实验结果相吻合。
- 最后,相比胶微子Gluino,在次最小超对称模型中通过前两代Squark对产生机制解释ATLAS Z-peak超出迹象存在两处优势。第一,末态母粒子质量变动区间更广泛。第二,质量谱不需要特别紧致。

需要指出,开展与ATLAS Z-peak超出相关工作时,需要用到的实验分析未被包含在CheckMATE程序包中,我们开发了这些代码,并且做了检验,与实验分析给出的结果吻合度在 $\pm 20\%$ 以内,同时这些代码已经内嵌到CheckMATE程序包中,被国际同行广泛采用。

展望未来,当大型强子对撞机LHC质心能达到13TeV或者更高的能量时,超对称粒子的产生截面会被显著抬高。一般地,超对称粒子的质量在500GeV附近,比LHC-8TeV运行阶段截面被抬高3到5倍。因此,即使大型强子对撞机LHC在质心能到达13TeV阶段运行初期亮度达不到 $20\text{fb}^{-1}$ ,其显著度已经与LHC-8TeV运行结束时的数据相比拟,并且随着积分亮度的增加其显著度会大幅抬高。最后,我们期待着在LHC Run-II运行阶段发现超对称粒子,或者把超对称粒子的尺度推向更高的能标。

## 附录 A 在CheckMATE中添加新的分析

### 1. 重构的末态

电子: 目前ATLAS定义三类电子: loose型, medium型和tight型, 已经在CheckMATE中实现。这些电子的区别在于重构效率, 而重构效率是横向动量( $p_T$ )和赝标快度( $\eta$ )的函数。同时, CheckMATE默认采用了较宽松的隔离条件, 即在电子径迹周围 $\Delta R \equiv \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2} < 0.2$  ( $\phi$ 表示方位角)范围内, 其他径迹的横向动量之和应该小于电子的0.2倍。如果模拟的是ATLAS探测器, 那么CheckMATE优化了Delphes中对重构电子动量进行smear的算法。而对于模拟CMS探测器而言, CheckMATE采用Delphes中默认的算法。

$\mu$ 子: 目前ATLAS定义的 $\mu$ 子有两类, combined型和segment-tagged型。CheckMATE实现了这两种 $\mu$ 子, 分别称为“muonsCombined”和“muonsCombinedPlus”。同样地, 对于ATLAS探测器模拟, CheckMATE优化了Delphes中对重构 $\mu$ 子动量进行smear的算法。而对于模拟CMS探测器而言, CheckMATE采用Delphes中默认的算法。

jets: 在ATLAS探测器模拟时, 重构jets用的是量能器能量沉积信息; 在CMS探测器模拟时, 则用的是粒子流信息。CheckMATE中默认重构jets的算法是anti- $k_T$ 算法<sup>[122]</sup>, 是利用FastJet程序包<sup>[123]</sup>实现的。根据用户的需要, 可以进一步研究jet的子结构信息, 因为jet的组分, jet的径迹等信息很容易被用户获取。

$\tau$ -jets:  $\tau$ -jet重构算法用于含 $\tau$ 轻子的事例, 由 $\tau$ 轻子可见衰变回推得到的动量, 与某个重构的jet重叠, 那么这个jet被判定是 $\tau$ -jet。CheckMATE有三种算法: loose, medium和tight, 它们是 $\eta$ 和 $p_T$ 的函数。 $\tau$ -jet的参数化采用anti- $k_t$ 的算法, 并且设定 $\Delta R = 0.4$ 。

b-jets: b-jet重构函数首先判定重构的jet是否和底夸克重叠, 重叠则结束判定, 否则接着判定是否和粲夸克重叠, 重叠那么结束判定, 否则认为重构的jet只含轻味夸克。底夸克, 粲夸克和轻味夸克都有一定概率被判定为b-jets。用户可以选择任意概率的b-jet重构效率, CheckMATE自动调整粲夸克和轻味夸克被误判为b-jet的概率。

径迹和量能器信息: 虽然大多数分析不需要知道径迹和量能器信息, 但是CheckMATE中提供了这些信息, 用户可以方便获取。这些信息可以用于更复杂的隔离条件和发展新的jet重构算法等。

隔离: CheckMATE构建了隔离函数, 用户可以方便添加隔离条件。首先, 用户指定是否进行隔离判定, 或者选择以量能器为标准, 或者选择以径迹为标准。接着, 用户或者指

定用具体的横向动量数值标定隔离, 或者, 用占重构的轻子的横向动量的比例标定隔离。

末态投影: CheckMATE借鉴了程序包Rivet<sup>[124]</sup>的做法, 构建了以赝标快度和横向动量的阈值为选择参数的函数, 对重构的末态进行“过滤”。这种“过滤”无论是在ATLAS分析中, 还是在CMS分析中都被大量采用, 因此简化了用户的编程工作。

## 2. 运动学变量

$M_T$ <sup>[125, 126, 127, 128]</sup>: 横向质量,  $M_T$ , 用于重构这样的粒子, 即一半衰变产物是不可探测的。它利用了动力学分布的截断特征。定义为,

$$M_T^2 = m_{invis}^2 + 2p^T p_{miss}^T (1 - \cos\Delta\phi) \quad (\text{A.1})$$

其中,  $p^T$ 是可见末态粒子的横向动量的模, 并且它的质量应该可以忽略不计。 $m_{invis}$ 和 $p_{miss}^T$ 分别是不可见末态粒子的质量和横向动量的模。 $\Delta\phi$ 是不可见末态粒子和可见末态粒子横向动量的夹角。

$M_T$ 通常用于鉴别和测量 $W^\pm$ 玻色子的半轻衰变, 即 $W^\pm \rightarrow l^\pm \nu_l$ , 此时可以忽略轻子的质量。

$M_{T2}$ <sup>[77]</sup>: 对于这样的事例, 含有两个或者更多的不可见末态粒子, 利用 $M_T$ 的截断不能再衡量母粒子的质量。对于含两个不可见粒子, 并且它们的质量相同, 动量分布的复杂性减弱,  $M_{T2}$ 被提出, 它尝试各种横向丢失动量的分配方案, 找到最小值。

$$M_{T2}(m_\chi) = \min_{\vec{p}_{miss,1}^T + \vec{p}_{miss,2}^T = \vec{p}_{miss}^T} (\max\{M_T(\vec{p}_1^T, \vec{p}_{miss,1}^T; m_\chi), M_T(\vec{p}_2^T, \vec{p}_{miss,2}^T; m_\chi)\}) \quad (\text{A.2})$$

其中,  $\vec{p}_{1,2}^T$ 是可见末态粒子的横向动量, 并且可以忽略它们的质量。 $m_\chi$ 是不可见粒子的质量, 它们可能是未知的, 可以尝试取值。

$M_{T2}^{bl}$ <sup>[78]</sup>: 常用于区分含stop衰变到顶夸克和不可见粒子的事例与标准模型背景, 它是 $M_{T2}$ 变量的变种, 用于末态不对称的事例, 即两个重构的b-jet和单个重构的轻子。它的目标是重构顶夸克质量, 一条衰变链是利用重构的单个轻子联合无质量的中微子, 用于计算 $M_T$ , 另一条链则直接利用 $W^\pm$ 粒子的质量, 来计算 $M_T$ ,

$$M_{T2}^{bl} = \min_{\vec{p}_{miss,1}^T + \vec{p}_{miss,2}^T = \vec{p}_{miss}^T} (\max\{M_T(\vec{p}_{b_1}^T + \vec{p}_l^T, \vec{p}_{miss,1}^T; m_\nu), M_T(\vec{p}_{b_2}^T, \vec{p}_{miss,2}^T; m_W)\}) \quad (\text{A.3})$$

其中,  $\vec{p}_{b_{1,2}}^T$ 是b-jets的横向动量,  $\vec{p}_l^T$ 是轻子的横向动量。通常, b-jets的两种组合都需要尝试, 取较小值。

$M_{CT}$ <sup>[79]</sup>:  $M_T$ 在Lorentz-boosts (boost指的是粒子在某个方向的运动很快, 其他方向的运动基本可以忽略)下是不变的, 更具体地说, 是横截面内共线同向boost不变的, 即, 两个粒子在横截面内朝相同的方向boost相同的大小。与 $M_T$ 相反, 我们定义另一个变量 $M_{CT}$ ,

$$M_{CT}^2 = m_1^2 + m_2^2 + 2(E_1^T E_2^T + \vec{p}_1^T \cdot \vec{p}_2^T) \quad (\text{A.4})$$

其中横向能量 $E_i^T = \sqrt{m_i^2 + |\vec{p}_i^T|^2}$ 。变量 $M_{CT}$ 是横向平面内共线反向boost不变的。在LHC上, 不考虑初态辐射, 那么一对等质量粒子的产生引起大小相等的背靠背横向boost。

$M_{CT_\perp}$ 和 $M_{CT_\parallel}$ <sup>[129]</sup>: 在分析初态辐射的过程中, 我们把 $M_{CT}$ 变量进行两维分解: 沿着初态辐射矢量的横向分量(标记为 $\vec{p}_i^{T_\parallel}$ ), 和垂直于初态辐射矢量的横向分量(标记为 $\vec{p}_i^{T_\perp}$ ),

$$\begin{aligned} \vec{p}_i^{T_\parallel} &= \frac{1}{|\vec{U}^T|^2} (\vec{p}_i^T \cdot \vec{U}^T) \vec{U}^T \\ \vec{p}_i^{T_\perp} &= \vec{p}_i^T - \vec{p}_i^{T_\parallel} \frac{1}{|\vec{U}^T|^2} \vec{U}^T \times (\vec{p}_i^T \times \vec{U}^T) \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

其中 $\vec{U}^T$ 表示初态辐射矢量的横向分量。于是我们可以定义 $M_{CT}$ 的一维形式,

$$\begin{aligned} M_{CT_\perp} &= m_1^2 + m_2^2 + 2(E_1^{T_\perp} E_2^{T_\perp} + \vec{p}_1^{T_\perp} \cdot \vec{p}_2^{T_\perp}) \\ M_{CT_\parallel} &= m_1^2 + m_2^2 + 2(E_1^{T_\parallel} E_2^{T_\parallel} + \vec{p}_1^{T_\parallel} \cdot \vec{p}_2^{T_\parallel}) \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

$$(\text{A.7})$$

相应地, 横向能量分量的定义为,

$$\begin{aligned} E_i^{T_\perp} &= \sqrt{m_i^2 + |\vec{p}_i^{T_\perp}|^2} \\ E_i^{T_\parallel} &= \sqrt{m_i^2 + |\vec{p}_i^{T_\parallel}|^2} \end{aligned} \quad (\text{A.8})$$

计算垂直分量 $M_{CT_\perp}$ , 因为它在初态辐射横向矢量方向boost下是不变的。

$\alpha_T$ <sup>[75]</sup>: QCD多jets末态是常见的标准模型背景之一, 如果某个jet未被探测到, 那么会导致“多jets+较大丢失能量”信号, 而它恰好是新物理的典型信号。为了防止这种情况发生, 我们引入变量 $\alpha_T$ , 对于双jets事例, 它的定义为,

$$\alpha_T = \frac{E_j^T}{M_{T_j}} \quad (\text{A.9})$$

其中 $E_j^T = \min\{E_{j_1}^T, E_{j_2}^T\}$ ,  $M_{T_j}$ 是双jets事例的横向质量,

$$M_{T_j}^2 = \left( \sum_{i=1}^2 E_{j_i}^T \right)^2 - \left( \sum_{i=1}^2 p_{j_i}^x \right)^2 - \left( \sum_{i=1}^2 p_{j_i}^y \right)^2 \quad (\text{A.10})$$

对于完全背靠背的双jets事例， $\alpha_T = 0.5$ ，但是如果其中一个jet未被观测到， $\alpha_T$ 的值就会降低。

对于多jets事例，它的定义为，

$$\alpha_T = \frac{H_T - \Delta H_T}{2\sqrt{H_T^2 - H_{T,miss}^2}} \quad (\text{A.11})$$

其中，

$$\begin{aligned} H_T &= \sum_{i=1}^{n_{jet}} E_{j_i}^T \\ H_{T,miss} &= \left| -\sum_{i=1}^{n_{jet}} \vec{p}_{j_i}^T \right| \end{aligned} \quad (\text{A.12})$$

$\Delta H_T$ 是通过事例中所有重构的jets形成的两个伪jets构建的，这两个伪jets的构建是通过把所有重构的jets随机分成两组，每一组用 $H_T$ 来刻度，找到这样的两组，即使得 $\Delta H_T$ 最小。

Razor<sup>[76]</sup>：最后，介绍变量“razor”，它用于这样的事例，即一对新物理预言的粒子产生，接着它们都衰变成一个可见物质和一个不可见物质。比如，sbottom对产生，接着sbottom衰变为底夸克和不可见的中性neutralino。定义两个二维变量，

$$\begin{aligned} M_R &= \sqrt{(|\vec{p}_1| + |\vec{p}_2|)^2 - (p_1^z + p_2^z)^2} \\ M_T^R &= \sqrt{\frac{p_{miss}^T (p_1^T + p_2^T) - \vec{p}_{miss}^T \cdot (\vec{p}_1^T + \vec{p}_2^T)}{2}} \end{aligned} \quad (\text{A.13})$$

$M_R$ 在新物理质量标度附近出现峰， $M_T^R$ 标度了横向动量的不对称性。它们的比值为，

$$R = \frac{M_T^R}{M_R} \quad (\text{A.14})$$

新物理中 $R \sim 0.5$ 附近出现峰；标准模型中， $M_R$ 和 $R$ 都会光滑下降。所以，新物理出现在下降的背景上突出的鼓包。

### 3. 验证

在添加卡片时**非常重要**的一步是，保证添加的卡片和ATLAS实验分析或者CMS实验分析提供的结果相一致。ATLAS或CMS实验分析通常在简化模型下，给出不同质量谱对应的效率表，并且往往对每一步限制条件，都给出了对应的效率。此时，我们通过不断调整卡片，使得我们模拟的结果与实验分析中呈现的每一步效率相匹配。

为了使得验证步骤尽可能简单，CheckMATE为我们设计了两个函数：`countSignalEvent`和`countCutflowEvent`。这两个函数帮助我们在相应的信号区域或者某个判断条件中，记录

存活事例数。CheckMATE最终分别产生记录各个判断条件下存活的事例数的文件，以及各个信号区域中存活事例数的文件。

#### 4. 统计估计

CheckMATE另一个重要特征是，可以计算新物理贡献的事例数上限。它需要以标准模型背景（包括相应的误差）和实验观测值，作为输入参数。得到事例数上限后，CheckMATE把模拟的结果与它比较，进而判定模型点是否被排除。

对于现存的实验分析，我们很容易知道标准模型背景信息，但是，如果我们添加新的分析，那么我们需要利用CheckMATE估计背景。利用CheckMATE估计背景的方法，与利用CheckMATE模拟信号的方法相似。需要注意，对于某些效率特别低的背景过程，我们需要很多的事例，于是单独模拟这些过程，然后再把它们的结果与之前的结果汇总到一起。汇总的方法，一般是利用截面进行事例数的归一化后，直接与之前归一化的结果相加。

#### 5. 示例

在CheckMATE目录的bin文件夹，应该有可执行文件AnalysisManager，如果没有，那么在CheckMATE目录下运行，

```
make AnalysisManager
```

接着，运行可执行文件，

```
./bin/AnalysisManager
```

会出现如下提示信息：

```
What would you like to do?
-(l)ist all analyses ,
-(a)dd a new analysis to CheckMATE
-(e)dit analysis information
-(r)emove an analysis from CheckMATE
```

因为我们这里添加新的分析，所以选择“a”。一开始，我们需要提供“Name”和“Email”等信息，以便使用者回馈。

```
1. General Information to build analysis
```

```
Your Name ( to declare the analysis author):
```

```
  myname
```

```
Your Email:
```

```
  myemail@gmail.com
```

之后，我们提供“Analysis Name”，以及对它的描述。其中，“Analysis Name”中不能出现空格，因为它之后被用到文件名中。这里，我们以ATLAS分析<sup>[119]</sup>为例子，

```
Analysis Name:
```

```
  atlas_conf_2013_047X
```

```
Description ( short , one line ):
```

```
  ATLAS,  0 lepton + 2-6 jets + etmiss
```

```
Description ( long , multiple lines , finish with empty line ):
```

```
  ATLAS
```

```
  ATLAS-CONF-2013-047
```

```
  0 lepton , 2-6 jets , etmiss
```

```
  sqrt(s) = 8 TeV
```

```
  int(L) = 20.3 fb-1
```

其中，“atlas\_conf\_2013\_047X”中尾端加“X”的原因是，避免和CheckMATE中已有分析“atlas\_conf\_2013\_047”冲突。接着，设置积分亮度，它会用到之后的计算中。

```
Luminosity ( in fb-1 ):
```

```
  20.3
```

CheckMATE进一步提示我们是否添加“control region”，简单起见，我们这里不添加，

```
Do you plan to implement control region [...]
```

```
  n
```

现在，我们添加更多的与分析<sup>[119]</sup>有相关的信息。首先添加“信号区域”，ATLAS分析<sup>[119]</sup>定义了五个主要的信号区域，标记为“A-E”，其中某些信号区域进一步分为：L(oose)型，M(edium)型或者T(ight)型。

```
List all signal regions [...]
```

```
AL
AM
BM
BT
CM
CT
D
EL
EM
ET
```

无论添加信号区域的顺序是什么，在CheckMATE的最终输出文件中，信号区域都是按字母顺序重新排序的。接着，CheckMATE询问我们是否知道标准模型背景，ATLAS分析<sup>[119]</sup>已经提供了标准模型背景，因此我们选择“y”，

```
Is the SM expectation B known? [(y)es, (n)o]
y
```

现在，我们为每个信号区域添加观测到的事例数（标记为obs），添加背景（标记为bkg），以及添加背景的不确定度（标记为bkg\_err）。“obs+bkg+bkg\_err”的组合是每个信号区域必备的信息，但有时实验分析中没有直接提供bkg\_err，而是分别提供了系统误差（标记为bkg\_err\_sys）和统计误差（标记为bkg\_err\_stat），那么这时我们用“bkg\_err\_sys+bkg\_err\_stat”替代“bkg\_err”即可。有时，实验分析中提供的误差是不对称的形式，标记为bkg\_errp（代表“+”的部分）和bkg\_errm（代表“-”的部分），我们此时采用“bkg\_errp+bkg\_errm”代替“bkg\_err”即可。

ATLAS分析<sup>[119]</sup>中给出的是“obs+bkg+bkg\_err”的组合，因此我们选择：

```
List all categories you want to supply (one per line)
obs
bkg
bkg_err
The set of information you entered is valid.
```

其中，“The set of information you entered is valid”告诉我们，CheckMATE自动检查用户的选择是否合理，如果不合理，比如只输入了obs和bkg，则要求用户重新输入。现在我们根据实验分析<sup>[119]</sup>中提供的数据填写，

```

AL
  obs:
    5333
  bkg:
    4700
  bkg_err:
    500
  S95obs and S95exp values are calculated internally
AM
  obs:
    135
  bkg:
    122
  bkg_err:
    18
[...]
```

CheckMATE根据用户提供的信息，自动为每个信号区域计算事例数上限“S95obs”和“S95exp”。计算的结果与实验分析<sup>[119]</sup>给出的结果是一致的，但有一定差异。造成这种差异的原因是，利用 $CL_s$ 技术<sup>[105]</sup>处理背景误差时，CheckMATE可能与实验分析采用的参数化方案不同（通常是实验分析采用了更细致的参数化方案，但是实验分析常常不提供这些数据）。

现在，添加与实验分析紧密相关的探测器模拟设置信息，不过简单起见，我们选取的ATLAS分析<sup>[119]</sup>要求的事例不包含轻子和光子。因此，我们不需要对它们设置隔离条件，

```

3.1: Miscellaneous
  To which experiment does the analysis correspond? [(A)TLAS, (C)MS]
  A
3.2: Electron Isolation
  Do you need any particular isolation criterion? [(y)es, (n)o]
  n
3.3: Muon Isolation
  Do you need any particular isolation criterion? [(y)es, (n)o]
  n
3.4: Photon Isolation
  Do you need any particular isolation criterion? [(y)es, (n)o]
```

```
n
```

其中，“particular isolation criterion”暗含了CheckMATE中默认采用了一般性的隔离条件，这是必要的。它保证了在探测器层次重构末态对象时，重叠的对象不被重复构建，否则会导致double-counting。

接着，需要设置与jet相关的探测器模拟信息，

```
3.5: Jets
Which dR cone radius do you want to use for the FastJet algorithm?
  0.4
What is the minimum pt of a jet? [in GeV]
  20
Do you need a separate, extra type of jet? [(y)es, (n)o]
  n
```

其中，“a separate, extra type of jet”指的是，在某些实验分析中，不止是利用一种方案（dR值和最小 $p_t$ ）构建jets，可能还有其他方案。如果有多种方案，那么我们选择“y”。但是ATLAS分析<sup>[119]</sup>中只有一种jet构建方案，我们选择了“n”。接下来我们设置与b-jets有关的探测器模拟信息，之前我们说明了CheckMATE根据b-jets 重构效率，自动调整粲夸克和轻味夸克被误判为b-jet的概率。除此之外，“more b tags”与“extra type of jet”出于类似的目的。同时ATLAS分析<sup>[119]</sup>中，不需要 $\tau$ -jet。

```
Do you want to use b-tagging? [(y)es, (n)o]
  y
b-tagging 1:
  What is the signal efficiency to tag a b-jet? [in %]
    70
Do you need more b tags? [(y)es, (n)o]
  n
Do you want to use tau-tagging? [(y)es, (n)o]
  n
```

此时，添加新的分析中，关于基本信息设置和探测器模拟参数设置已经完成。CheckMATE提示下列信息，说明添加成功。

```
- Variable values saved in
  <CM>/CheckMATE-1.2.2/data/atlas_conf.2013_047X_var.j
- Created source file
```

```

    <CM>/CheckMATE-1.2.2/tools/analysis/src/atlas_conf_2013_047X.cc
- Created header file
    <CM>/CheckMATE-1.2.2/tools/analysis/include/atlas_conf_2013_047X.h
- Updated Makefile
- Updated main source      main.cc
- Reference file created
- List of analyses updated

```

其中，告诉了我们新生成文件的存放位置，“atlas\_conf\_2013\_047X.cc”是较为重要的一个。“< CM >”表示了CheckMATE的安装目录。

接着我们在CheckMATE的主目录下运行，

```
autoreconf && ./configure && make
```

使得添加的C++文件可以正确编译，“autoreconf”的运用是因为CheckMATE利用了auto makefile工具制作了MakeFile文件。

AnalysisManager用于收集一些辅助信息、探测器模拟设置信息和与信号区域相关的信息。现在，我们在文件“atlas\_conf\_2013\_047X.cc”中添加分析代码。打开文件，我们看到已经包含了程序框架，即三个必备的函数。

**initialize()**: 在文件一开始被调用，用于变量的初始化，打开文件和设置全局性的信息。这部分已经根据AnalysisManager收集到的信息，做了相应的处理。

```

#include "atlas_conf_2013_047X.h"
// AUTHOR: myname
// EMAIL: myemail@gmail.com
void Atlas_conf_2013_047x::initialize() {
    setAnalysisName("atlas_conf_2013_047X");
    setInformation("
        #_ATLAS\n
        #_ATLAS-CONF-2013-047\n
        #_0_lepton , _2-6_jets , _etmiss\n
        #_sqrt(s) _= 8_TeV\n
        #_int(L) _= 20.3_fb^-1\n
        " );
    setLuminosity(20.3*units::INVFB);
    ignore("towers");

```

```

ignore("tracks");
bookSignalRegions("AL;AM;BM;BT;CM;CT;D;EL;EM;ET;");
}

```

其中，setInformation函数的作用是提供说明性信息，setAnalysisName函数的作用是辅助设置CheckMATE输出文件的文件名。setLuminosity函数的作用是设定积分亮度，它将被用到后续计算中。ignore函数纯粹是为了节省计算时间，它忽略用户指定的信息。粒子径迹和量能器“tower”，这两部分数据非常庞大，通常的实验分析中不考虑这些信息。因此，CheckMATE默认忽略这两部分信息，也就是说，在读取Delphes的输出文件时，直接跳过“towers”和“tracks”对应的两块数据片。最后，bookSignalRegions函数的作用是声明信号区域。声明的信号区域会在结果文件（后缀为\_signal.dat）中出现，并且可用于countSignalEvent函数的输入参数。bookCutflowRegions函数与此相似。

**analyze():** analyze函数是分析代码的核心部分。对于每个事例，analyze函数都被调用一次，并且判定此事例对哪一个信号区域有贡献，或者排除这个事例。接下来的重点，是在此函数中根据ATLAS实验分析<sup>[119]</sup>编写相应的代码。

**finalize():** 在代码执行结束之前被调用，用于释放在initial函数中声明的指针，以及关闭在initial函数中打开的文件等。

为analyze函数添加相应的代码，第一步，明确ATLAS实验分析<sup>[119]</sup>中要求的末态：

- 丢失能量
- 满足基本判定条件的电子，同时 $p_T > 10\text{GeV}$  以及 $|\eta| < 2.47$
- 利用径迹数据和 $\mu$ 子探测器数据重构的 $\mu$ 子，同时 $p_T > 10\text{GeV}$ 以及 $|\eta| < 2.4$
- $p_T > 130\text{GeV}$ 同时 $|\eta| < 2.47$ ，但是不包括 $1.37 < |\eta| < 1.52$ 区域的光子
- $p_T > 20\text{GeV}$ 同时 $|\eta| < 2.8$ 的jets

ATLAS实验分析<sup>[119]</sup>要求的这些末态，是CheckMATE中默认重构的，于是只需要利用filterPhaseSpace函数施加运动学截断即可：

```

void Atlas_conf_2013_047 :: analyze () {
    missingET->addMuons(muonsCombined);

    electronsLoose = filterPhaseSpace(electronsLoose , 10. , -2.47, 2.47);
    muonsCombined = filterPhaseSpace(muonsCombined , 10. , -2.4, 2.4);
    jets = filterPhaseSpace(jets , 20. , -2.8, 2.8);
    photons = filterPhaseSpace(photons , 130. , -2.47, 2.47, true);
}

```

“missingET->addMuons(muonsCombined)”是CheckMATE默认添加的，因为在CheckMATE处理Delphes设置时，丢失能量计算中默认不包含 $\mu$ 子的贡献。函数filterPhaseSpace中参数“true”表示不包括 $1.37 < |\eta| < 1.52$ 区域。

接着，我们去除重叠末态，以免double-counting。ATLAS实验分析<sup>[119]</sup>中要求，

- 在电子周围 $\Delta R(\text{jet}, e) < 0.2$ 范围内的jets，需要被去除
- 在jets周围 $\Delta R(l, \text{jet}) < 0.4$ 范围内的电子或 $\mu$ 子（标记为“1”），需要被去除

这些要求在CheckMATE中很容易实现，利用函数overlapRemoval，

```

jets = overlapRemoval(jets , electronsLoose , 0.2);
electronsLoose = overlapRemoval(electronsLoose , jets , 0.4);
muonsCombined = overlapRemoval(muonsCombined , jets , 0.4);

```

需要注意，因为在Delphes中设置的模拟顺序，电子很容易被重构为jets，因此，第一步我们需要去除伪jets。

结束了末态对象的重建和去除重叠末态之后，我们接下来判定某个事例是否满足选择标准。ATLAS实验分析<sup>[119]</sup>中要求的事例不含轻子和“硬”光子，

```

if (!photons.empty() || !electronsLoose.empty() || !muonsCombined.empty())
    return ;

```

其中，我们用return语句结束analyze函数处理的当前事例，相当于排除了这个事例。

现在，我们编写与信号区域（见参考文献<sup>[119]</sup>中表(1)）相关的代码。首先，所有的信号区域要求丢失的横向能量大于160GeV，并且末态至少含有两个jets：领头阶jet（指 $p_t$ 最大的jet）的横向动量大于130GeV，次领头阶jet的横向动量大于60GeV。CheckMATE自身构建的所有对象（object）都有成员（member）：PT，表示横向动量，于是，上述要求很容易被实现：

```

if(missingET->PT < 160.0)
    return;
if(jets.size() < 2 || jets[0]->PT < 130.0 || jets[1]->PT < 60.0)
    return;

```

注意: CheckMATE自身构建的“vector”型对象是按其中每个对象的PT排序的,比如, jets[0]的横向动量一定大于或等于jets[1]的横向动量,依次类推。

接着,所有的信号区域还要求,丢失的横向动量与领头阶和次领头阶jets的夹角都大于0.4。因为CheckMATE自身构建的所有对象都有**TLorentzVector**型(它是ROOT中定义的类, CheckMATE支持ROOT中定义的所有类和函数)成员P4(),因此使用TLorentzVector类的成员函数DeltaPhi,很容易实现上述要求,

```

if ( fabs(jets[0]->P4().DeltaPhi(missingET->P4())) < 0.4)
    return;
if( fabs(jets[1]->P4().DeltaPhi(missingET->P4())) < 0.4)
    return;

```

注意到,对“硬”jets,即横向动量大于40GeV的jets,还有其他限制条件:如果第三个硬jet存在,那么它与丢失横向动量的夹角需要大于0.4;进一步,如果第四个jet,第五个jet等存在,那么它们与丢失横向动量的夹角需要大于0.2:

```

std::vector<Jet*> hardjets = filterPhaseSpace(jets, 40., -2.8, 2.8);
bool validThirdJet = (hardjets.size() < 3 ||
    fabs(hardjets[2]->P4().DeltaPhi(missingET->P4())) > 0.4);
bool validMultiJet = validThirdJet;
for (int j = 3; j < hardjets.size(); j++) {
    if ( fabs(jets[j]->P4().DeltaPhi(missingET->P4())) < 0.2)
        validMultiJet = false;
}

```

信号区域进一步要求了丢失横向能量与等效质量 $m_{eff}(N_j)$ 的比值,以及和 $\sqrt{H_T}$ 的比值,  $H_T$ 是所有硬jets的横向动量和,  $m_{eff}(N_j)$ 是前 $N_j$ 个横向动量最大的jets的横向动量和丢失横向能量之和。  $m_{eff}(incl) \equiv H_T + E_T^{miss}$ 。不同的信号区域,  $N_j$ 取不同的值,于是,

```

double HT = 0.;
for(int j = 0; j < hardjets.size(); j++)
    HT += hardjets[j]->PT;

double mEffincl = HT + missingET->PT;

```

```

double rEffHT = missingET->PT/sqrt(HT);

double mEff2 = missingET->PT + jets[0]->PT + jets[1]->PT;
double rEff2 = missingET->PT/mEff2;

double mEff3 = 0;
if (jets.size() >= 3)
    mEff3 = mEff2 + jets[2]->PT;
double rEff3 = 0;
if (jets.size() >= 3)
    rEff3 = missingET->PT/mEff3;

double mEff4 = 0;
if (jets.size() >= 4)
    mEff4 = mEff3 + jets[3]->PT;
double rEff4 = 0;
if (jets.size() >= 4)
    rEff4 = missingET->PT/mEff4;
[...]
```

最后，ATLAS实验分析<sup>[119]</sup>进一步用横向动量大于60GeV的jets的数目，划分信号区域：

```

int nSignalJets = filterPhaseSpace(jets, 60., -2.8, 2.8).size();
```

利用上边定义的诸多变量，我们判定事例是否符合某个信号区域的选择标准，如果符合，则利用函数countSignalEvent记录此事例对相应的信号区域有贡献，即计数加一：

```

if (validThirdJet) {
    if(nSignalJets >= 2 && rEff2 > 0.2 && mEffincl > 1000.)
        countSignalEvent("AL");
    if(nSignalJets >= 2 && rEffHT > 15. && mEffincl > 1600.)
        countSignalEvent("AM");
    if(nSignalJets >= 3 && rEff3 > 0.3 && mEffincl > 1800.)
        countSignalEvent("BM");
    if(nSignalJets >= 3 && rEff3 > 0.4 && mEffincl > 2200.)
        countSignalEvent("BT");
}
if (validMultiJet) {
    if(nSignalJets >= 4 && rEff4 > 0.25 && mEffincl > 1200.)
        countSignalEvent("CM");
```

## 附录 A 在CheckMATE中添加新的分析

```
if(nSignalJets >= 4 && rEff4 > 0.25 && mEffincl > 2200.)
    countSignalEvent("CT");
if(nSignalJets >= 5 && rEff5 > 0.2 && mEffincl > 1600.)
    countSignalEvent("D");
if(nSignalJets >= 6 && rEff6 > 0.15 && mEffincl > 1000.)
    countSignalEvent("EL");
if(nSignalJets >= 6 && rEff6 > 0.2 && mEffincl > 1200.)
    countSignalEvent("EM");
if(nSignalJets >= 6 && rEff6 > 0.25 && mEffincl > 1500.)
    countSignalEvent("ET");
}
```

至此，为analyze函数添加的代码已经全部完成，见代码块(附录 A)。

### 完整的分析代码

```
void Atlas_conf_2013_047::analyze() {
    missingET->addMuons(muonsCombined);
    electronsLoose = filterPhaseSpace(electronsLoose, 10., -2.47, 2.47);
    muonsCombined = filterPhaseSpace(muonsCombined, 10., -2.4, 2.4);
    jets = filterPhaseSpace(jets, 20., -2.8, 2.8);
    photons = filterPhaseSpace(photons, 130., -2.47, 2.47, true);

    jets = overlapRemoval(jets, electronsLoose, 0.2);
    electronsLoose = overlapRemoval(electronsLoose, jets, 0.4);
    muonsCombined = overlapRemoval(muonsCombined, jets, 0.4);

    if(!photons.empty() || !electronsLoose.empty() || !muonsCombined.empty())
        return;

    if(missingET->PT < 160.0)
        return;
    if(jets.size() < 2 || jets[0]->PT < 130 || jets[1]->PT < 60)
        return;

    if (fabs(jets[0]->P4().DeltaPhi(missingET->P4())) < 0.4)
        return;
    if( fabs(jets[1]->P4().DeltaPhi(missingET->P4())) < 0.4)
        return;

    std::vector<Jet*> hardjets = filterPhaseSpace(jets, 40., -2.8, 2.8);
    bool validThirdJet = (hardjets.size() < 3 ||
        fabs(hardjets[2]->P4().DeltaPhi(missingET->P4())) > 0.4);
}
```

```

bool validMultiJet = validThirdJet;
for (int j = 3; j < hardjets.size(); j++) {
    if (fabs(jets[j]->P4().DeltaPhi(missingET->P4())) < 0.2)
        validMultiJet = false;
}

double HT = 0.;
for(int j = 0; j < hardjets.size(); j++)
    HT += hardjets[j]->PT;
double mEffincl = HT + missingET->PT;

double mEff2 = missingET->PT + jets[0]->PT + jets[1]->PT;
double rEff2 = missingET->PT/mEff2;

double mEff3 = 0;
if (jets.size() >= 3)
    mEff3 = mEff2 + jets[2]->PT;
double rEff3 = 0;
if (jets.size() >= 3)
    rEff3 = missingET->PT/mEff3;

double mEff4 = 0;
if (jets.size() >= 4)
    mEff4 = mEff3 + jets[3]->PT;
double rEff4 = 0;
if (jets.size() >= 4)
    rEff4 = missingET->PT/mEff4;

double mEff5 = 0;
if (jets.size() >= 5)
    mEff5 = mEff4 + jets[4]->PT;
double rEff5 = 0;
if (jets.size() >= 5)
    rEff5 = missingET->PT/mEff5;

double mEff6 = 0;
if (jets.size() >= 6)
    mEff6 = mEff5 + jets[5]->PT;
double rEff6 = 0;
if (jets.size() >= 6)
    rEff6 = missingET->PT/mEff6;

```

```
double rEffHT = missingET->PT/sqrt(HT);

if (validThirdJet) {
  if(nSignalJets >= 2 && rEff2 > 0.2 && mEffincl > 1000.)
    countSignalEvent("AL");
  if(nSignalJets >= 2 && rEffHT > 15. && mEffincl > 1600.)
    countSignalEvent("AM");
  if(nSignalJets >= 3 && rEff3 > 0.3 && mEffincl > 1800.)
    countSignalEvent("BM");
  if(nSignalJets >= 3 && rEff3 > 0.4 && mEffincl > 2200.)
    countSignalEvent("BT");
}
if (validMultiJet) {
  if(nSignalJets >= 4 && rEff4 > 0.25 && mEffincl > 1200.)
    countSignalEvent("CM");
  if(nSignalJets >= 4 && rEff4 > 0.25 && mEffincl > 2200.)
    countSignalEvent("CT");
  if(nSignalJets >= 5 && rEff5 > 0.2 && mEffincl > 1600.)
    countSignalEvent("D");
  if(nSignalJets >= 6 && rEff6 > 0.15 && mEffincl > 1000.)
    countSignalEvent("EL");
  if(nSignalJets >= 6 && rEff6 > 0.2 && mEffincl > 1200.)
    countSignalEvent("EM");
  if(nSignalJets >= 6 && rEff6 > 0.25 && mEffincl > 1500.)
    countSignalEvent("ET");
}
}
```



## 参考文献

- [1] L. Evans and P. Bryant, JINST **3**, S08001 (2008). doi:10.1088/1748-0221/3/08/S08001
- [2] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], JINST **3**, S08003 (2008). doi:10.1088/1748-0221/3/08/S08003
- [3] S. Chatrchyan *et al.* [CMS Collaboration], JINST **3**, S08004 (2008). doi:10.1088/1748-0221/3/08/S08004
- [4] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], Phys. Lett. B **716**, 1 (2012) doi:10.1016/j.physletb.2012.08.020 [arXiv:1207.7214 [hep-ex]].
- [5] S. Chatrchyan *et al.* [CMS Collaboration], Phys. Lett. B **716**, 30 (2012) doi:10.1016/j.physletb.2012.08.021 [arXiv:1207.7235 [hep-ex]].
- [6] S. Weinberg, Phys. Rev. D **13**, 974 (1976). doi:10.1103/PhysRevD.13.974
- [7] S. Weinberg, Phys. Rev. D **19**, 1277 (1979). doi:10.1103/PhysRevD.19.1277
- [8] E. Gildener, Phys. Rev. D **14**, 1667 (1976). doi:10.1103/PhysRevD.14.1667
- [9] L. Susskind, Phys. Rev. D **20**, 2619 (1979). doi:10.1103/PhysRevD.20.2619
- [10] J. Wess and B. Zumino, Nucl. Phys. B **70**, 39 (1974). doi:10.1016/0550-3213(74)90355-1
- [11] H. P. Nilles, Phys. Rept. **110**, 1 (1984). doi:10.1016/0370-1573(84)90008-5
- [12] H. E. Haber and G. L. Kane, Phys. Rept. **117**, 75 (1985). doi:10.1016/0370-1573(85)90051-1
- [13] R. Barbieri, S. Ferrara and C. A. Savoy, Phys. Lett. B **119**, 343 (1982). doi:10.1016/0370-2693(82)90685-2
- [14] S. Dawson, E. Eichten and C. Quigg, Phys. Rev. D **31**, 1581 (1985). doi:10.1103/PhysRevD.31.1581
- [15] S. P. Martin, Adv. Ser. Direct. High Energy Phys. **21**, 1 (2010) [Adv. Ser. Direct. High Energy Phys. **18**, 1 (1998)] doi:10.1142/9789812839657\_0001, 10.1142/9789814307505\_0001 [hep-ph/9709356].
- [16] D. J. H. Chung, L. L. Everett, G. L. Kane, S. F. King, J. D. Lykken and L. T. Wang, Phys. Rept. **407**, 1 (2005) doi:10.1016/j.physrep.2004.08.032 [hep-ph/0312378].
- [17] U. Ellwanger, C. Hugonie and A. M. Teixeira, Phys. Rept. **496**, 1 (2010) doi:10.1016/j.physrep.2010.07.001 [arXiv:0910.1785 [hep-ph]].
- [18] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], Eur. Phys. J. C **75**, no. 7, 318 (2015) [Eur. Phys. J. C **75**, no. 10, 463 (2015)] doi:10.1140/epjc/s10052-015-3661-9, 10.1140/epjc/s10052-015-3518-2 [arXiv:1503.03290 [hep-ex]].
- [19] V. Khachatryan *et al.* [CMS Collaboration], JHEP **1504**, 124 (2015) doi:10.1007/JHEP04(2015)124 [arXiv:1502.06031 [hep-ex]].

- [20] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], JHEP **1512**, 055 (2015) doi:10.1007/JHEP12(2015)055 [arXiv:1506.00962 [hep-ex]].
- [21] V. Khachatryan *et al.* [CMS Collaboration], Phys. Rev. D **91**, no. 5, 052009 (2015) doi:10.1103/PhysRevD.91.052009 [arXiv:1501.04198 [hep-ex]].
- [22] D. J. Gross and F. Wilczek, Phys. Rev. D **8**, 3633 (1973). doi:10.1103/PhysRevD.8.3633
- [23] H. D. Politzer, Phys. Rev. Lett. **30**, 1346 (1973). doi:10.1103/PhysRevLett.30.1346
- [24] S. L. Glashow, Nucl. Phys. **22**, 579 (1961). doi:10.1016/0029-5582(61)90469-2
- [25] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19**, 1264 (1967). doi:10.1103/PhysRevLett.19.1264
- [26] A. Salam, Conf. Proc. C **680519**, 367 (1968).
- [27] P. W. Higgs, Phys. Lett. **12**, 132 (1964). doi:10.1016/0031-9163(64)91136-9
- [28] P. W. Higgs, Phys. Rev. Lett. **13**, 508 (1964). doi:10.1103/PhysRevLett.13.508
- [29] F. Englert and R. Brout, Phys. Rev. Lett. **13**, 321 (1964). doi:10.1103/PhysRevLett.13.321
- [30] T. W. B. Kibble, Phys. Rev. **155**, 1554 (1967). doi:10.1103/PhysRev.155.1554
- [31] J. Goldstone, Nuovo Cim. **19**, 154 (1961). doi:10.1007/BF02812722
- [32] M. E. Peskin and D. V. Schroeder, Reading, USA: Addison-Wesley (1995) 842 p
- [33] E. Komatsu *et al.* [WMAP Collaboration], Astrophys. J. Suppl. **192**, 18 (2011) doi:10.1088/0067-0049/192/2/18 [arXiv:1001.4538 [astro-ph.CO]].
- [34] D. J. Eisenstein *et al.* [SDSS Collaboration], Astrophys. J. **633**, 560 (2005) doi:10.1086/466512 [astro-ph/0501171].
- [35] A. G. Riess *et al.* [Supernova Search Team Collaboration], Astron. J. **116**, 1009 (1998) doi:10.1086/300499 [astro-ph/9805201].
- [36] S. Perlmutter *et al.* [Supernova Cosmology Project Collaboration], Astrophys. J. **517**, 565 (1999) doi:10.1086/307221 [astro-ph/9812133].
- [37] G. Bertone, D. Hooper and J. Silk, Phys. Rept. **405**, 279 (2005) doi:10.1016/j.physrep.2004.08.031 [hep-ph/0404175].
- [38] T. Padmanabhan, Phys. Rept. **380**, 235 (2003) doi:10.1016/S0370-1573(03)00120-0 [hep-th/0212290].
- [39] K. A. Olive *et al.* [Particle Data Group Collaboration], Chin. Phys. C **38**, 090001 (2014). doi:10.1088/1674-1137/38/9/090001
- [40] R. Agnese *et al.* [SuperCDMS Collaboration], Phys. Rev. Lett. **112**, no. 24, 241302 (2014) doi:10.1103/PhysRevLett.112.241302 [arXiv:1402.7137 [hep-ex]].

- 
- [41] D. S. Akerib *et al.* [LUX Collaboration], Nucl. Instrum. Meth. A **704**, 111 (2013) doi:10.1016/j.nima.2012.11.135 [arXiv:1211.3788 [physics.ins-det]].
- [42] M. G. Aartsen *et al.* [IceCube Collaboration], arXiv:1309.7007 [astro-ph.HE].
- [43] M. Ackermann *et al.* [Fermi-LAT Collaboration], Phys. Rev. D **88**, 082002 (2013) doi:10.1103/PhysRevD.88.082002 [arXiv:1305.5597 [astro-ph.HE]].
- [44] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], Eur. Phys. J. C **75**, no. 7, 299 (2015) [Eur. Phys. J. C **75**, no. 9, 408 (2015)] doi:10.1140/epjc/s10052-015-3517-3, 10.1140/epjc/s10052-015-3639-7 [arXiv:1502.01518 [hep-ex]].
- [45] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], Phys. Rev. Lett. **110**, no. 1, 011802 (2013) doi:10.1103/PhysRevLett.110.011802 [arXiv:1209.4625 [hep-ex]].
- [46] V. Khachatryan *et al.* [CMS Collaboration], arXiv:1410.8812 [hep-ex].
- [47] S. Dimopoulos and H. Georgi, Phys. Lett. B **117**, 287 (1982). doi:10.1016/0370-2693(82)90720-1
- [48] J. F. Gunion and H. E. Haber, Nucl. Phys. B **272**, 1 (1986) [Nucl. Phys. B **402**, 567 (1993)]. doi:10.1016/0550-3213(86)90340-8
- [49] T. Gherghetta, C. F. Kolda and S. P. Martin, Nucl. Phys. B **468**, 37 (1996) doi:10.1016/0550-3213(96)00095-8 [hep-ph/9510370].
- [50] G. F. Giudice and R. Rattazzi, Phys. Rept. **322**, 419 (1999) doi:10.1016/S0370-1573(99)00042-3 [hep-ph/9801271].
- [51] L. Randall and R. Sundrum, Nucl. Phys. B **557**, 79 (1999) doi:10.1016/S0550-3213(99)00359-4 [hep-th/9810155].
- [52] H. Nishino *et al.* [Super-Kamiokande Collaboration], Phys. Rev. Lett. **102**, 141801 (2009) doi:10.1103/PhysRevLett.102.141801 [arXiv:0903.0676 [hep-ex]].
- [53] H. E. Haber and R. Hempfling, Phys. Rev. Lett. **66**, 1815 (1991). doi:10.1103/PhysRevLett.66.1815
- [54] J. R. Ellis, G. Ridolfi and F. Zwirner, Phys. Lett. B **257**, 83 (1991). doi:10.1016/0370-2693(91)90863-L
- [55] J. R. Ellis, T. Falk, G. Ganis, K. A. Olive and M. Srednicki, Phys. Lett. B **510**, 236 (2001) doi:10.1016/S0370-2693(01)00541-X [hep-ph/0102098].
- [56] D. Alves *et al.* [LHC New Physics Working Group Collaboration], J. Phys. G **39**, 105005 (2012) doi:10.1088/0954-3899/39/10/105005 [arXiv:1105.2838 [hep-ph]].
- [57] J. Alwall, P. Schuster and N. Toro, Phys. Rev. D **79**, 075020 (2009) doi:10.1103/PhysRevD.79.075020 [arXiv:0810.3921 [hep-ph]].
- [58] C. G. Callan, Jr., Phys. Rev. D **2**, 1541 (1970). doi:10.1103/PhysRevD.2.1541

- [59] K. Symanzik, *Commun. Math. Phys.* **18**, 227 (1970). doi:10.1007/BF01649434
- [60] A. Belyaev, N. D. Christensen and A. Pukhov, *Comput. Phys. Commun.* **184**, 1729 (2013) doi:10.1016/j.cpc.2013.01.014 [arXiv:1207.6082 [hep-ph]].
- [61] T. Hahn, *PoS ACAT* **2010**, 078 (2010) [arXiv:1006.2231 [hep-ph]].
- [62] W. Beenakker, R. Hopker and M. Spira, hep-ph/9611232.
- [63] G. Corcella, I. G. Knowles, G. Marchesini, S. Moretti, K. Odagiri, P. Richardson, M. H. Seymour and B. R. Webber, hep-ph/0210213.
- [64] J. Alwall, M. Herquet, F. Maltoni, O. Mattelaer and T. Stelzer, *JHEP* **1106**, 128 (2011) doi:10.1007/JHEP06(2011)128 [arXiv:1106.0522 [hep-ph]].
- [65] T. Sjostrand, S. Mrenna and P. Z. Skands, *JHEP* **0605**, 026 (2006) doi:10.1088/1126-6708/2006/05/026 [hep-ph/0603175].
- [66] J. de Favereau *et al.* [DELPHES 3 Collaboration], *JHEP* **1402**, 057 (2014) doi:10.1007/JHEP02(2014)057 [arXiv:1307.6346 [hep-ex]].
- [67] M. Drees, H. Dreiner, D. Schmeier, J. Tattersall and J. S. Kim, *Comput. Phys. Commun.* **187**, 227 (2014) doi:10.1016/j.cpc.2014.10.018 [arXiv:1312.2591 [hep-ph]].
- [68] E. Conte, B. Fuks and G. Serret, *Comput. Phys. Commun.* **184**, 222 (2013) doi:10.1016/j.cpc.2012.09.009 [arXiv:1206.1599 [hep-ph]].
- [69] S. Chatrchyan *et al.* [CMS Collaboration], *Phys. Rev. Lett.* **111**, 101804 (2013) doi:10.1103/PhysRevLett.111.101804 [arXiv:1307.5025 [hep-ex]].
- [70] R. Aaij *et al.* [LHCb Collaboration], *Phys. Rev. Lett.* **111**, 101805 (2013) doi:10.1103/PhysRevLett.111.101805 [arXiv:1307.5024 [hep-ex]].
- [71] G. Hinshaw *et al.* [WMAP Collaboration], *Astrophys. J. Suppl.* **208**, 19 (2013) doi:10.1088/0067-0049/208/2/19 [arXiv:1212.5226 [astro-ph.CO]].
- [72] P. A. R. Ade *et al.* [Planck Collaboration], *Astron. Astrophys.* **571**, A16 (2014) doi:10.1051/0004-6361/201321591 [arXiv:1303.5076 [astro-ph.CO]].
- [73] W. Beenakker, R. Hopker, M. Spira and P. M. Zerwas, *Nucl. Phys. B* **492**, 51 (1997) doi:10.1016/S0550-3213(97)80027-2 [hep-ph/9610490].
- [74] I. Hinchliffe, F. E. Paige, M. D. Shapiro, J. Soderqvist and W. Yao, *Phys. Rev. D* **55**, 5520 (1997) doi:10.1103/PhysRevD.55.5520 [hep-ph/9610544].
- [75] L. Randall and D. Tucker-Smith, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 221803 (2008) doi:10.1103/PhysRevLett.101.221803 [arXiv:0806.1049 [hep-ph]].
- [76] S. Chatrchyan *et al.* [CMS Collaboration], *Phys. Rev. D* **85**, 012004 (2012) doi:10.1103/PhysRevD.85.012004 [arXiv:1107.1279 [hep-ex]].

- [77] C. G. Lester and D. J. Summers, Phys. Lett. B **463**, 99 (1999) doi:10.1016/S0370-2693(99)00945-4 [hep-ph/9906349].
- [78] Y. Bai, H. C. Cheng, J. Gallicchio and J. Gu, JHEP **1207**, 110 (2012) doi:10.1007/JHEP07(2012)110 [arXiv:1203.4813 [hep-ph]].
- [79] D. R. Tovey, JHEP **0804**, 034 (2008) doi:10.1088/1126-6708/2008/04/034 [arXiv:0802.2879 [hep-ph]].
- [80] [http://lepsusy.web.cern.ch/lepsusy/www/squarks\\_summer04/stop\\_combi\\_208\\_final.html](http://lepsusy.web.cern.ch/lepsusy/www/squarks_summer04/stop_combi_208_final.html)
- [81] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], JHEP **1409**, 176 (2014) doi:10.1007/JHEP09(2014)176 [arXiv:1405.7875 [hep-ex]].
- [82] S. Chatrchyan *et al.* [CMS Collaboration], JHEP **1406**, 055 (2014) doi:10.1007/JHEP06(2014)055 [arXiv:1402.4770 [hep-ex]].
- [83] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], JHEP **1410**, 24 (2014) doi:10.1007/JHEP10(2014)024 [arXiv:1407.0600 [hep-ex]].
- [84] S. Chatrchyan *et al.* [CMS Collaboration], Phys. Lett. B **725**, 243 (2013) doi:10.1016/j.physletb.2013.06.058 [arXiv:1305.2390 [hep-ex]].
- [85] S. Chatrchyan *et al.* [CMS Collaboration], Phys. Lett. B **733**, 328 (2014) doi:10.1016/j.physletb.2014.04.023 [arXiv:1311.4937 [hep-ex]].
- [86] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], JHEP **1406**, 035 (2014) doi:10.1007/JHEP06(2014)035 [arXiv:1404.2500 [hep-ex]].
- [87] C. Boehm, A. Djouadi and Y. Mambrini, Phys. Rev. D **61**, 095006 (2000) doi:10.1103/PhysRevD.61.095006 [hep-ph/9907428].
- [88] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], JHEP **1409**, 015 (2014) doi:10.1007/JHEP09(2014)015 [arXiv:1406.1122 [hep-ex]].
- [89] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], JHEP **1411**, 118 (2014) doi:10.1007/JHEP11(2014)118 [arXiv:1407.0583 [hep-ex]].
- [90] S. Chatrchyan *et al.* [CMS Collaboration], Eur. Phys. J. C **73**, no. 12, 2677 (2013) doi:10.1140/epjc/s10052-013-2677-2 [arXiv:1308.1586 [hep-ex]].
- [91] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], JHEP **1406**, 124 (2014) doi:10.1007/JHEP06(2014)124 [arXiv:1403.4853 [hep-ex]].
- [92] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], Phys. Rev. D **90**, no. 5, 052008 (2014) doi:10.1103/PhysRevD.90.052008 [arXiv:1407.0608 [hep-ex]].
- [93] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], JHEP **1405**, 071 (2014) doi:10.1007/JHEP05(2014)071 [arXiv:1403.5294 [hep-ex]].

- [94] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], JHEP **1404**, 169 (2014) doi:10.1007/JHEP04(2014)169 [arXiv:1402.7029 [hep-ex]].
- [95] V. Khachatryan *et al.* [CMS Collaboration], Eur. Phys. J. C **74**, no. 9, 3036 (2014) doi:10.1140/epjc/s10052-014-3036-7 [arXiv:1405.7570 [hep-ex]].
- [96] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], Eur. Phys. J. C **75**, no. 5, 208 (2015) doi:10.1140/epjc/s10052-015-3408-7 [arXiv:1501.07110 [hep-ex]].
- [97] H. K. Dreiner, S. Heinemeyer, O. Kittel, U. Langenfeld, A. M. Weber and G. Weiglein, Eur. Phys. J. C **62**, 547 (2009) doi:10.1140/epjc/s10052-009-1042-y [arXiv:0901.3485 [hep-ph]].
- [98] V. Khachatryan *et al.* [CMS Collaboration], Eur. Phys. J. C **75**, no. 5, 235 (2015) doi:10.1140/epjc/s10052-015-3451-4 [arXiv:1408.3583 [hep-ex]].
- [99] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], JHEP **1409**, 103 (2014) doi:10.1007/JHEP09(2014)103 [arXiv:1407.0603 [hep-ex]].
- [100] M. Papucci, K. Sakurai, A. Weiler and L. Zeune, Eur. Phys. J. C **74**, no. 11, 3163 (2014) doi:10.1140/epjc/s10052-014-3163-1 [arXiv:1402.0492 [hep-ph]].
- [101] S. Kraml, S. Kulkarni, U. Laa, A. Lessa, W. Magerl, D. Proschofsky-Spindler and W. Waltenberger, Eur. Phys. J. C **74**, 2868 (2014) doi:10.1140/epjc/s10052-014-2868-5 [arXiv:1312.4175 [hep-ph]].
- [102] N. Arkani-Hamed, P. Schuster, N. Toro, J. Thaler, L. T. Wang, B. Knuteson and S. Mrenna, hep-ph/0703088 [HEP-PH].
- [103] R. Brun and F. Rademakers, Nucl. Instrum. Meth. A **389**, 81 (1997). doi:10.1016/S0168-9002(97)00048-X
- [104] <http://checkmate.hepforge.org/AnalysesList/ValidatedList.html>
- [105] A. L. Read, J. Phys. G **28**, 2693 (2002). doi:10.1088/0954-3899/28/10/313
- [106] N. Vignaroli, Phys. Rev. D **91**, no. 11, 115009 (2015) doi:10.1103/PhysRevD.91.115009 [arXiv:1504.01768 [hep-ph]].
- [107] M. Cahill-Rowley, J. L. Hewett, A. Ismail and T. G. Rizzo, Phys. Rev. D **92**, 075029 (2015) doi:10.1103/PhysRevD.92.075029 [arXiv:1506.05799 [hep-ph]].
- [108] B. A. Dobrescu, arXiv:1506.04435 [hep-ph].
- [109] S. P. Liew, A. Mariotti, K. Mawatari, K. Sakurai and M. Vereecken, Phys. Lett. B **750**, 539 (2015) doi:10.1016/j.physletb.2015.09.035 [arXiv:1506.08803 [hep-ph]].
- [110] X. Lu, S. Shirai and T. Terada, JHEP **1509**, 204 (2015) doi:10.1007/JHEP09(2015)204 [arXiv:1506.07161 [hep-ph]].
- [111] J. Cao, L. Shang, J. M. Yang and Y. Zhang, JHEP **1506**, 152 (2015) doi:10.1007/JHEP06(2015)152 [arXiv:1504.07869 [hep-ph]].

- [112] A. Kobakhidze, N. Liu, L. Wu and J. M. Yang, Phys. Rev. D **92**, no. 7, 075008 (2015) doi:10.1103/PhysRevD.92.075008 [arXiv:1504.04390 [hep-ph]].
- [113] B. Allanach, A. Raklev and A. Kvellestad, Phys. Rev. D **91**, 095016 (2015) doi:10.1103/PhysRevD.91.095016 [arXiv:1504.02752 [hep-ph]].
- [114] U. Ellwanger, Eur. Phys. J. C **75**, no. 8, 367 (2015) doi:10.1140/epjc/s10052-015-3591-6 [arXiv:1504.02244 [hep-ph]].
- [115] G. Barenboim, J. Bernabeu, V. A. Mitsou, E. Romero, E. Torro and O. Vives, arXiv:1503.04184 [hep-ph].
- [116] H. Baer, V. Barger and D. Mickelson, Phys. Lett. B **726**, 330 (2013) doi:10.1016/j.physletb.2013.08.060 [arXiv:1303.3816 [hep-ph]].
- [117] J. Cao, L. Shang, P. Wu, J. M. Yang and Y. Zhang, JHEP **1510**, 030 (2015) doi:10.1007/JHEP10(2015)030 [arXiv:1506.06471 [hep-ph]].
- [118] U. Ellwanger, J. F. Gunion and C. Hugonie, JHEP **0502**, 066 (2005) doi:10.1088/1126-6708/2005/02/066 [hep-ph/0406215].
- [119] <https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/CONFNOTES/ATLAS-CONF-2013-047/>
- [120] <https://cds.cern.ch/record/1547565>
- [121] R. Ding, Y. Fan, J. Li, T. Li and B. Zhu, arXiv:1508.07452 [hep-ph].
- [122] M. Cacciari, G. P. Salam and G. Soyez, JHEP **0804**, 063 (2008) doi:10.1088/1126-6708/2008/04/063 [arXiv:0802.1189 [hep-ph]].
- [123] M. Cacciari, G. P. Salam and G. Soyez, Eur. Phys. J. C **72**, 1896 (2012) doi:10.1140/epjc/s10052-012-1896-2 [arXiv:1111.6097 [hep-ph]].
- [124] A. Buckley, J. Butterworth, L. Lonnblad, D. Grellscheid, H. Hoeth, J. Monk, H. Schulz and F. Siegert, Comput. Phys. Commun. **184**, 2803 (2013) doi:10.1016/j.cpc.2013.05.021 [arXiv:1003.0694 [hep-ph]].
- [125] G. Arnison *et al.* [UA1 Collaboration], Phys. Lett. B **122**, 103 (1983). doi:10.1016/0370-2693(83)91177-2
- [126] M. Banner *et al.* [UA2 Collaboration], Phys. Lett. B **122**, 476 (1983). doi:10.1016/0370-2693(83)91605-2
- [127] J. Smith, W. L. van Neerven and J. A. M. Vermaseren, Phys. Rev. Lett. **50**, 1738 (1983). doi:10.1103/PhysRevLett.50.1738
- [128] V. D. Barger, T. Han and R. J. N. Phillips, Phys. Rev. D **36**, 295 (1987). doi:10.1103/PhysRevD.36.295

- [129] K. T. Matchev and M. Park, Phys. Rev. Lett. **107**, 061801 (2011)  
doi:10.1103/PhysRevLett.107.061801 [arXiv:0910.1584 [hep-ph]].

## 发表论文目录

- (1) 题目: Interpreting the 750 GeV diphoton excess in the Minimal Dilaton Model。  
作者: 曹俊杰, 尚亮亮, 苏伟, 张阳, 朱经亚。  
刊物: **Eur.Phys.J. C76 (2016) no.5, 239**。
  
- (2) 题目: Explanation of the ATLAS Z-peaked excess by squark pair production in the NMSSM。  
作者: 曹俊杰, 尚亮亮, 杨金民, 张阳。  
刊物: **JHEP 1510(2015)178**。
  
- (3) 题目: Interpreting the galactic center gamma-ray excess in the NMSSM。  
作者: 曹俊杰, 尚亮亮, 吴培文, 杨金民, 张阳。  
刊物: **JHEP 1510(2015)030**。
  
- (4) 题目: Explanation of the ATLAS Z-Peaked Excess in the NMSSM。  
作者: 曹俊杰, 尚亮亮, 杨金民, 张阳。  
刊物: **JHEP 1506(2015)152**。
  
- (5) 题目: Supersymmetry explanation of the Fermi Galactic Center excess and its test at LHC run II。  
作者: 曹俊杰, 尚亮亮, 吴培文, 杨金民, 张阳。  
刊物: **Phys.Rev. D91 (2015) 5, 055005**。
  
- (6) 题目: Interpreting the 750 GeV diphoton excess by the singlet extension of the Manohar - Wise model。  
作者: 曹俊杰, 韩成成, 尚亮亮, 苏伟, 杨金民, 张阳。  
刊物: **Phys.Lett. B755 (2016) 456-463**。

(7) 题目: Testing the light dark matter scenario of the MSSM at the LHC。

作者: 曹俊杰, 贺杨乐, 尚亮亮, 苏伟, 张阳。

刊物: **JHEP 1603 (2016) 207**。

(8) 题目: Exploring the Higgs Sector of a Most Natural NMSSM and its Prediction on Higgs Pair Production at the LHC。

作者: 曹俊杰, 李东玮, 尚亮亮, 吴培文, 张阳。

刊物: **JHEP 1412 (2014) 026**。

(9) 题目: Pair Production of a 125 GeV Higgs Boson in MSSM and NMSSM at the LHC。

作者: 曹俊杰, 衡朝霞, 尚亮亮, 万培华, 杨金民。

刊物: **JHEP 1304(2013)134**。

(10) 题目: Higgs-strahlung production process  $e+e^- \rightarrow Zhe+e^- \rightarrow Zh$  at the future Higgs factory in the Minimal Dilaton Model。

作者: 曹俊杰, 衡朝霞, 李东玮, 尚亮亮, 吴培文。

刊物: **JHEP 1408 (2014) 138**。

## 致 谢

---

### 致 谢

时光荏苒、岁月如梭，时间如白驹过隙，转眼三年的博士生活即将画上句号，至此师大求学匆匆已十载。在这里，向所有支持和帮助过我的人致以最衷心的感谢。

感谢我的导师曹俊杰教授，他治学严谨、精益求精，其广博的学识，深邃的物理思想、严谨的科学态度以及对物理现象敏锐的洞察力，都使我受益匪浅。多年来，无论是在学术上还是在生活上，我都从恩师那里学到很多。在此谨向曹俊杰恩师致以诚挚的谢意和崇高的敬意！同时向师母刘艳香老师在生活上的关心与照顾表示衷心的感谢！

感谢我的导师杨金民研究员，在理论所的日子里，无论是在学习还是生活方面他都给予我很多帮助。他对学问的严谨、认真态度，对工作投入的精神，让我由衷的钦佩。他渊博的知识和平易近人的处事态度深深地影响着我。在此，我向杨老师表示最真诚的感谢！

感谢衡朝霞老师，郝喜庆老师，万培华师兄和张阳师弟，在我最初的科研生活中给予我的无私帮助和鼓励。从与他们的合作讨论中，他们对学问的执着和热情以及对生活积极乐观的态度深深地影响着我。同时，感谢CheckMATE的作者，尤其是Jamie Tattersall，长期友好地讨论。

感谢河南师范大学物理学院的张现周老师，刘玉芳老师，杨宗宪老师，孙俊峰老师，李文君老师，常钦老师，马春旺老师和孙晓老师等对我的学习及研究工作所给予的关心和帮助。感谢一起学习生活以及给予我帮助的师兄师弟师妹：武雷、朱经亚、韩成成、李东玮、吴培文、张孟超、丁芳芳、贺杨乐、周海静、胡松林、任杰、郭小飞、苏伟、段光华、康海晶、赵俊、常靖、岳远方、朱鹏轩、潘雨丝、连经伟、张怡等，无论是在工作中，还是与你们一起学习生活中，我都非常愉快，拥有你们的真挚友情，甚感荣幸！

深深感谢我的父母及家人，感谢他们对我默默的支持，他们无私无尽的爱是我人生路上永远的港湾，是我求学生涯最牢固的支撑。父母的爱是天下最无私最宽厚的，你们永远健康快乐是我最大的心愿。

最后，衷心感谢在百忙之中评阅论文和参加答辩的各位专家、教授！

谨以博士毕业作为人生的另一起点，唯有以十二分的努力报答每个曾经帮助过我的人们，且行且珍惜！



## 独 创 性 声 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取得的研究成果。尽我所知，除了文中特别加以标注和致谢的地方外，论文中不包含其他人已经发表或撰写的研究成果，也不包含为获得河南师范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。

签名：\_\_\_\_\_ 日期：\_\_\_\_\_

## 关于论文使用授权的说明

本人完全了解河南师范大学有关保留、使用学位论文的规定，即：有权保留并向国家有关部门或机构送交论文的复印件和磁盘，允许论文被查阅和借阅。本人授权河南师范大学可以将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、汇编学位论文。（保密的学位论文在解密后适用本授权书）

签名：\_\_\_\_\_ 导师签名：\_\_\_\_\_ 日期：\_\_\_\_\_

