

РЕЗУЛЬТАТЫ ПОИСКОВ «ДУБНЕНСКОГО» РЕЗОНАНСА Z^* В КАНАЛЕ С ДВУМЯ МЮОНАМИ В ДАННЫХ ДЕТЕКТОРА ATLAS (LHC)

И. В. Елецких¹, В. А. Бедняков²

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В работе представлены результаты поисков дубненской группой коллаборации ATLAS нового тяжелого бозона Z^* . Результаты основаны на анализе событий с двумя противоположно заряженными мюонами в конечном состоянии, набранных детектором ATLAS в 2012 г. в протон-протонных столкновениях на Большом адронном коллайдере с энергией в системе центра масс 8 ТэВ и интегральной светимостью 20 fb^{-1} . Исследована статистическая достоверность гипотез существования резонансов типа Z^* разных масс и сечений. Наблюдается хорошее согласие экспериментальных данных с предсказаниями Стандартной модели. Установлены новые экспериментальные ограничения на массу и сечение резонанса Z^* .

The results of searches for new heavy boson Z^* , held by Dubna group of ATLAS Collaboration, are presented. Analysis is based on 20 fb^{-1} of events of pp collisions at $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ with two muons in the final state, recorded by ATLAS experiment in 2012. Statistical compatibility of data with hypotheses of Z^* signals of different masses and cross sections is investigated. Since good agreement between observations and Standard Model predictions is observed, new limits on Z^* mass and cross sections are set.

PACS: 12.60.-i; 14.80.-j; 13.85.-t

ВВЕДЕНИЕ

Одной из концептуальных проблем Стандартной модели в ее современной формулировке является так называемая «проблема иерархии». Одно из проявлений этой проблемы заключается в нестабильности массы бозона Хиггса по отношению к радиационным поправкам от петлевых диаграмм с участием частиц Стандартной модели — проблема «тонкой настройки» параметров Стандартной модели.

Одним из теоретических сценариев вне Стандартной модели, альтернативным суперсимметричным теориям, где не возникает проблемы тонкой настройки, является класс теорий, получивших название моделей «малого Хиггса» (см. обзор [1]). Все эти модели предполагают существование расширенной группы симметрии электрослабого взаимодействия, которая нарушается при масштабах энергий порядка 1 ТэВ. В наиболее простой

¹E-mail: ivaneleckih@jinr.ru

²E-mail: bedny@jinr.ru

реализации модели «малого Хиггса» [2–4] группа электрослабой симметрии $SU(2) \times U(1)$ расширяется до $[SU(3) \times U(1)]^2$. В этой теории $SU(2)$ -дублеты фермионов Стандартной модели расширяются до триплетов, расширяется хиггсовский сектор, а кроме того, возникает пять дополнительных к Стандартной модели калибровочных бозонов. Новые калибровочные бозоны и новые фермионы приобретают массы одного масштаба с масштабом энергий нарушения симметрии, т. е. порядка одного или нескольких ТэВ. При этом вследствие так называемого «механизма коллективного нарушения» расширенной симметрии петлевые поправки к массе бозона Хиггса от новых тяжелых бозонов и фермионов сокращают соответствующие поправки от петель с участием электрослабых бозонов Стандартной модели, топ-кварка и самодействия бозона Хиггса.

Другая возможность решения проблемы «тонкой настройки» реализуется в моделях составного Хиггса [5–8], где постулируется существование нового сильного взаимодействия, формирующего калибровочные бозоны слабого взаимодействия в виде связанных состояний неких новых фундаментальных частиц. В этом сценарии бозон Хиггса является нambu-голдстоуновским бозоном — аналогом π -мезона КХД, в соответствии с этим его масса естественным путем оказывается на порядок меньше энергетического масштаба новой физики. При этом в спектре связанных состояний новых фундаментальных частиц, помимо частиц Стандартной модели, присутствуют тяжелые бозоны массами порядка одного или нескольких ТэВ.

Свойства тяжелых бозонов, предсказываемых описанными сценариями, могут быть различными. Одна из таких моделей тяжелого нейтрального резонанса спина 1 предложена при участии исследователей из Дубны. Эта модель носит название Z^* [9] и характеризуется взаимодействием с частицами Стандартной модели «тензорного типа»:

$$L \sim \bar{\psi}_2 \sigma^{\mu\nu} \psi_1 (\partial_\mu Z_\nu^* - \partial_\nu Z_\mu^*), \quad (1)$$

где $\psi_{1,2}$ — поля фермионов Стандартной модели; Z_μ^* — векторное поле нового тяжелого резонанса.

Свойства взаимодействия вида (1) проявляются в наблюдаемых свойствах бозонов Z^* , например, угловые распределения частиц распада имеют отличную от резонансов других типов форму [10].

Среди мод распада резонанса Z^* — моды распада на заряженные лептоны и кварки. Обе эти моды характеризуются полностью реконструируемой кинематикой, при этом лептонная мода распада в плане поисков на экспериментальной установке ATLAS отличается высокой эффективностью и достоверностью реконструкции конечных состояний, а также возможностью точной оценки сечений фоновых процессов.

В статье приводятся результаты поисков дубненской группой коллаборации ATLAS сигнала резонанса Z^* в данных протон-протонных столкновений на экспериментальной установке ATLAS в канале с двумя противоположно заряженными мюонами в конечном состоянии.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА ATLAS

Детектор ATLAS [11] (сокр., англ. — A Toroidal LHC Apparatus) — один из детекторов «общего назначения» Большого адронного коллайдера, предназначенный для регистрации событий протон-протонных и тяжелоионных столкновений высоких светимостей

($L \sim 10^{34} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ и $L \sim 10^{27} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ соответственно) со всевозможными конечными состояниями. Подсистемы детектора включают внутренний детектор (помещенный в поле сверхпроводящего соленоида), в котором восстанавливаются треки вылетающих из области взаимодействия частиц, систему калориметров, в которых осуществляется измерение энергий адронных и электромагнитных струй, и, наконец, мюонный спектрометр (находящийся в поле тороидальных магнитов), в котором происходят реконструкция и измерение кинематики мюонов.

2. РЕКОНСТРУКЦИЯ МЮОНОВ И ОТБОР ДИМЮОННЫХ СОБЫТИЙ

Реконструкция мюонов и измерение их кинематических параметров осуществляются независимо во внутреннем детекторе и мюонном спектрометре детектора ATLAS. Наряду с высокой эффективностью и высоким качеством идентификации это обеспечивает высокое разрешение измерения импульсов мюонов. Мюоны эффективно восстанавливаются в области $|\eta| < 2,5$ по псевдобыстроте и во всей области значений азимутального угла. Разрешение по импульсу составляет 10–15 % для мюонов (в зависимости от их псевдобыстроты) с поперечным импульсом 500 ГэВ и 22–33 % для мюонов с поперечным импульсом 1 ТэВ. Ухудшение разрешения с ростом поперечного импульса связано прежде всего с уменьшением кривизны траектории мюонов, а разная точность измерения в различных областях детектора — с различной величиной магнитного поля в этих областях.

Для анализа отбираются события, в которых реконструированы два или более мюонов, при этом каждый из них — независимо во внутреннем детекторе и мюонном спектрометре. Мюоны должны быть реконструированы с использованием оределенного минимального количества координат их треков, что обеспечивает достаточную точность определения импульсов (см. [12]).

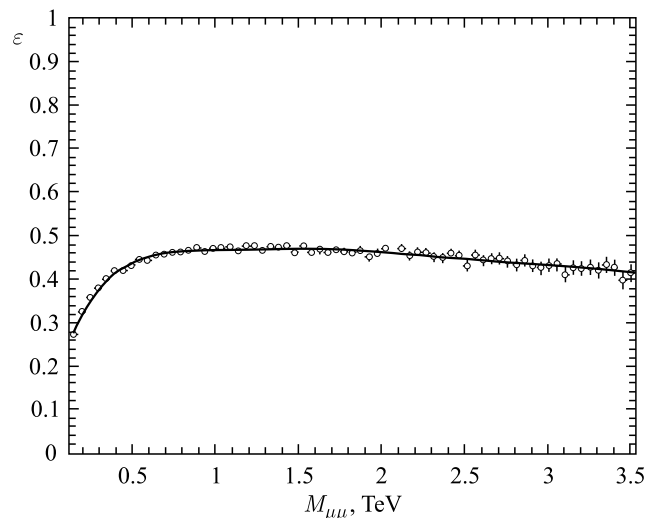


Рис. 1. Эффективность отбора димюонных событий с рождением бозона Z^* в зависимости от инвариантной массы мюонов на уровне генератора Монте-Карло

Эффективность отбора мюонных пар, рождающихся в распадах резонанса Z^* различных масс, равная отношению числа распадов $Z^* \rightarrow \mu\mu$ к числу димюонных событий, прошедших отбор, оценивается путем моделирования Монте-Карло соответствующих процессов и программного обеспечения детектора и показана на рис. 1 в зависимости от инвариантной массы пары мюонов.

3. СРАВНЕНИЕ НАБЛЮДАЕМЫХ ДАННЫХ С ПРЕДСКАЗАНИЯМИ СТАНДАРТНОЙ МОДЕЛИ

Основной кинематической переменной в событиях с двумя мюонами, распределение которой используется для сравнения наблюдаемых данных с предсказаниями Стандартной модели, является инвариантная масса пары мюонов. На рис. 2 показаны распределения инвариантной массы пары мюонов для данных и для фоновых процессов Стандартной модели. При этом основными фоновыми процессами являются процессы Дрелла-Яна, процессы с рождением нескольких векторных бозонов Z, W , а также процессы с рождением одного или пары топ-кварков. Для получения распределений связанных с этими процессами событий использовалось моделирование с помощью генераторов Монте-Карло с последующей полной реконструкцией с использованием программного моделирования детектора. В анализе данных 2012 г. для генерации событий процессов Дрелла-Яна ис-

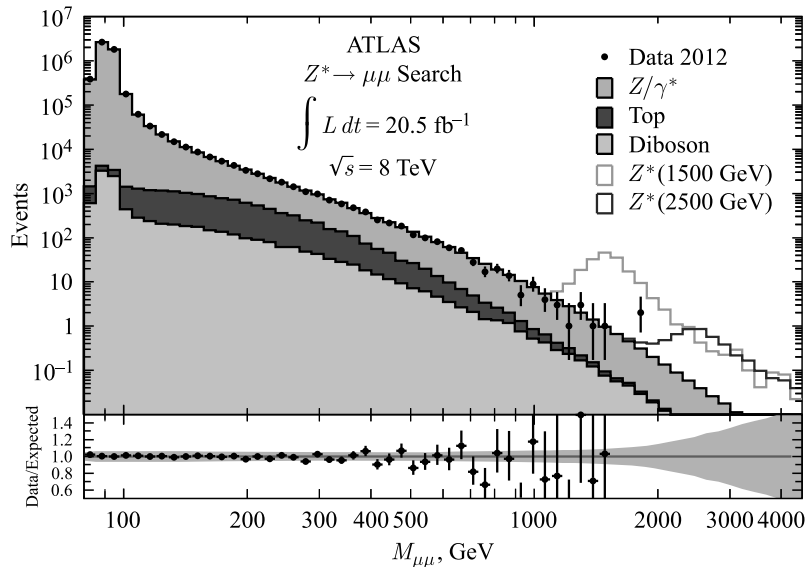


Рис. 2. Распределение отобранных димюонных событий по инвариантной массе в данных ATLAS 2012 г. и моделированных процессах Стандартной модели. Черными точками показаны данные вместе со статистической погрешностью. Распределения основных фоновых процессов даны в порядке уменьшения сечения. Кроме этого показаны ожидаемые распределения сигнальных событий Z^* с массой 1500 и 2500 ГэВ. Внизу приводится распределение отношения числа событий в данных и моделированных процессах (черные точки), а также систематическая погрешность оценки фона (область серого цвета). Рисунок из статьи [12]

пользовались генераторы Монте-Карло Pythia8 [13] и Powheg [14], процессов с несколькими векторными бозонами — генератор Herwig [15], процессов с рождением одного или пары топ-кварков — генератор MC@NLO [16] и, наконец, для сигнальных событий Z^* — генератор CompHEP [17]. Моделирование реконструкции событий в детекторе осуществлялось пакетом программ Geant4.

В табл. 1 показано сравнение количества событий наблюдаемых данных и моделированных процессов Стандартной модели. Числа событий в разных областях инвариантной массы хорошо согласуются в пределах статистических и систематических погрешностей.

Таблица 1. Сравнение количества событий данных и моделированных процессов Стандартной модели в различных диапазонах инвариантной массы. В качестве неопределенности количества событий показана полная (статистическая + систематическая) погрешность (см. [12]). Использовано правило округления PDG

Источник	$M_{\mu\mu}$, ГэВ			
	200–400	400–800	800–1200	1200–3000
Z/γ^*	1000 ± 1000	1000 ± 100	49 ± 5	$7,3 \pm 1,1$
Топ	2300 ± 400	160 ± 80	$3,0 \pm 1,7$	$0,17 \pm 0,15$
Дибозон	$524,1 \pm 134,4$	$64,02 \pm 15,75$	$4,188 \pm 2,147$	$0,693 \pm 0,3041$
Всего	13700 ± 1100	1180 ± 130	56 ± 6	$8,15 \pm 1,2$
Данные	13479	1122	49	8

Систематические погрешности оценки фона складываются из погрешностей из нескольких источников:

- систематическая погрешность функции распределения партонов, используемой генератором Монте-Карло. Эта функция зависит от набора параметров, неопределенности которых сказываются в конечном итоге на неопределенности распределения событий по инвариантной массе;
- неопределенность константы сильного взаимодействия;
- систематические погрешности поправок к сечениям процессов Дрелла–Яна в высших порядках по константе связи;
- систематические погрешности сечений процессов с двумя мюонами в конечном состоянии, индуцированных фотонами в начальном состоянии;
- систематическая неопределенность энергии пучков протонов;
- систематическая погрешность моделирования разрешения детектора по поперечному импульсу мюонов.

Каждая из этих погрешностей определяется одним или несколькими независимыми параметрами. Суммарная неопределенность моделирования фоновых процессов, определяемая как квадратичная сумма неопределенностей по всем независимым параметрам, составляет 7, 15, 23 % для инвариантных масс мюонов 1, 2 и 3 ТэВ соответственно.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ

В отсутствие статистически значимых отклонений данных от предсказаний Стандартной модели мы проводим анализ статистической совместимости данных с гипотезами наличия сигнала Z^* различных масс и сечений. Для этого для каждой возможной

массы резонанса Z^* вычисляется функция правдоподобия совместимости данных с гипотезой «фон + сигнал» как функция произведения сечения на относительную ширину распада Z^* . Она равна произведению пуассоновских вероятностей в каждом столбце гистограммы распределения инвариантной массы каждого из каналов поиска:

$$\mathcal{L} = \prod_{i=1}^{N_{\text{bins}}} \frac{N_i^{n_{\text{obs}_i}} e^{-N_i}}{n_{\text{obs}_i}!} \prod_{j=1}^{N_{\text{sys}}} G(\theta_j), \quad (2)$$

где n_{obs_i} — наблюдаемое число событий в бине i распределения инвариантной массы; $N_i = \sum_p (\sigma B)_p A_p L (1 + \theta_j \epsilon_{ijp})$ — ожидаемое число событий в бине i , $(\sigma B)_p$ — сечение на относительную ширину для процесса p (одного из фоновых или сигнального), L — интегральная светимость данных, A_p — эффективность отбора событий процесса p , ϵ_{ijp} — относительная вариация сечения процесса p в бине i для источника систематической погрешности j , связанного с вариацией параметра θ_j ; $G(\theta_j)$ — функция распределения плотности вероятности для каждого из источников систематических погрешностей.

Для оценки совместимости данных с гипотезами сигналов Z^* различных масс и сечений используется генерация определенного числа наборов псевдоэкспериментальных данных, учитывающих распределения систематических погрешностей и сечения резонанса Z^* с помощью пакета программ ВАТ [18]. Усреднение по всем псевдоэкспериментам является приближением интегрирования по параметрам, определяющим систематические вариации:

$$\mathcal{L}' = \int \mathcal{L}(\theta_1, \dots, \theta_{N_{\text{sys}}}) d\theta_1 \dots d\theta_{N_{\text{sys}}}. \quad (3)$$

Распределение плотности вероятности сечения нового резонанса предполагается равномерным, и верхний предел сечения определяется как сечение, при котором интеграл от апостериорной плотности вероятности достигает 0,95:

$$0,95 = \frac{\int_0^{(\sigma B)_{95}} \mathcal{L}'(\sigma B) \pi(\sigma B) d(\sigma B)}{\int_0^{\infty} \mathcal{L}'(\sigma B) \pi(\sigma B) d(\sigma B)}, \quad (4)$$

где $\pi(\sigma B)$ — распределение плотности вероятности сечения нового резонанса, в нашем случае $\pi(\sigma B) = 1$, так как это распределение предполагается равномерным.

В том случае, когда в качестве наблюдаемого числа событий для данного бина гистограммы распределения инвариантной массы используется число событий в данных, мы получаем так называемый «наблюдаемый» предел произведения сечения на относительную ширину распада Z^* . Если же в качестве n_{obs} используется ожидаемое число событий от фоновых процессов (без учета систематических вариаций), мы получаем «ожидаемый» предел. Таким образом, ожидаемый предел иллюстрирует ограничение на сечение нового резонанса в том случае, если бы наблюдаемые в эксперименте данные в точности совпадали с ожиданием Стандартной модели. На основании описанного анализа для масс Z^* в диапазоне 150–3500 ГэВ (с шагом 50 ГэВ) определяется верхний предел

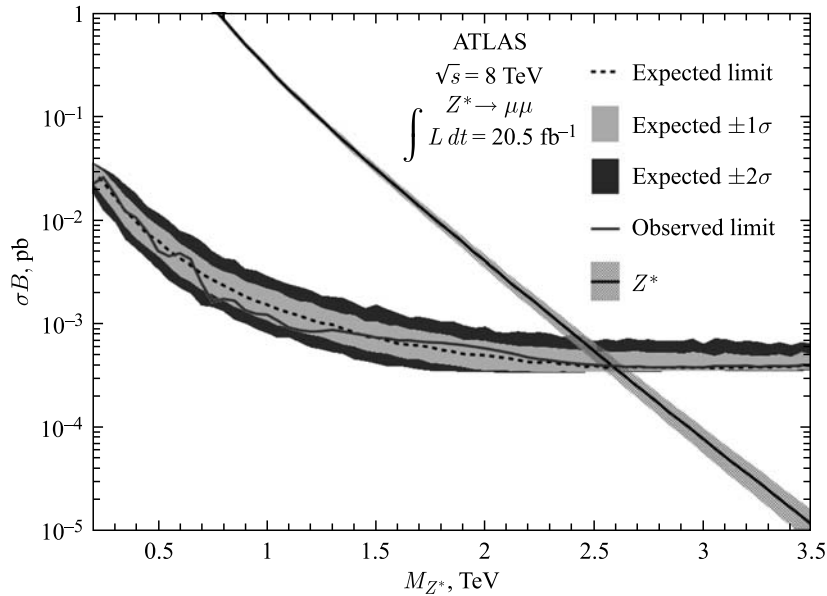


Рис. 3. Предел сечения резонанса Z^* , полученный на основе анализа распределений димюонных событий по инвариантной массе. Пунктирной линией показан ожидаемый предел сечения (см. пояснения в тексте) с уровнем достоверности 95 %. Окаймление кривой ожидаемого предела иллюстрирует погрешности значения предела в одно и два стандартных отклонения, связанные с систематическими погрешностями оценки фона Стандартной модели. Сплошной линией показан наблюдаемый предел сечения Z^* . Сплошная линия с серым окаймлением соответствует сечению резонанса Z^* , рассчитанному в теории, и его неопределенности соответственно. Рисунок из статьи [12]

Таблица 2. Верхние пределы массы нового резонанса Z^* , полученные в димюонном канале, в диэлектронном канале и в комбинации димюонного и диэлектронного каналов (см. [12])

Предел	$Z^* \rightarrow \mu^+\mu^-$	$Z^* \rightarrow e^+e^-$	$Z^* \rightarrow l^+l^-$
Наблюдаемый, ТэВ	2,58	2,74	2,85
Ожидаемый, ТэВ	2,58	2,73	2,82

сечения Z^* с уровнем достоверности 95 %. На рис. 3 показаны ожидаемый и наблюдаемый пределы сечений Z^* , полученные на основе анализа распределения отобранных димюонных событий по инвариантной массе.

Пересечение кривой наблюдаемого/ожидаемого предела сечения и кривой теоретического сечения определяет наблюдаемый/ожидаемый предел массы резонанса Z^* с уровнем достоверности 95 %. В табл. 2 показаны значения верхних пределов массы Z^* для разных экспериментальных каналов. Помимо димюонного канала, обсуждаемого в этой статье, для полноты картины приведены ограничения на массу Z^* , полученные коллаборацией ATLAS из анализа данных в канале с двумя электронами, а также ограничения, полученные в комбинации димюонного и диэлектронного каналов (см. [12]).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Группой ОИЯИ коллаборации ATLAS обработаны и проанализированы данные с двумя мюонами в конечном состоянии, набранные в 2012 г. в протон-протонных столкновениях на Большом адронном коллайдере. Наблюдается согласие распределений событий по инвариантной массе мюонов в данных с предсказаниями Стандартной модели. С уровнем достоверности 95 % установлены верхние пределы сечений резонанса Z^* для различных возможных масс. Верхний предел массы нового резонанса установлен на уровне 2,85 ТэВ.

Авторы статьи выражают благодарность коллегам по лаборатории: И. Р. Бойко, М. А. Демичеву, М. В. Чижову и Ю. А. Будагову — за помощь в проведении исследований и подготовке данного материала.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Schmaltz M., Tucker-Smith D.* Little Higgs Review // *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 2005. V. 55. P. 229.
2. *Kaplan D. E., Schmaltz M.* The Little Higgs from a Simple Group // *JHEP.* 2003. V. 0310. P. 039.
3. *Schmaltz M.* The Simplest Little Higgs // *JHEP.* 2004. V. 0408. P. 056.
4. *Han T., Logan H. E., Wang L.-T.* Smoking-Gun Signatures of Little Higgs Models // *JHEP.* 2006. V. 0601. P. 099.
5. *Kaplan D. B., Georgi H.* $SU(2) \times U(1)$ Breaking by Vacuum Misalignment // *Phys. Lett. B.* 1984. V. 136. P. 183.
6. *Kaplan D. B., Georgi H., Dimopoulos S.* Composite Higgs Scalars // *Ibid.* P. 187.
7. *Dugan M. J., Georgi H., Kaplan D. B.* Anatomy of a Composite Higgs Model // *Nucl. Phys. B.* 1985. V. 254. P. 299.
8. *Marzocca D., Serone M., Shu J.* General Composite Higgs Models // *JHEP.* 2012. V. 1208. P. 013.
9. *Chizhov M. V., Dvali G.* Origin and Phenomenology of Weak-Doublet Spin-1 Bosons // *Phys. Lett. B.* 2008. V. 703. P. 593.
10. *Chizhov M. V., Bednyakov V. A., Budagov Ju. A.* Proposal for Chiral Bosons Search at LHC via Their Unique New Signature // *Phys. At. Nucl.* 2008. V. 71. P. 2096.
11. *The ATLAS Collab.* The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider // *JINST.* 2008. V. 3. P. S08003.
12. *The ATLAS Collab.* Search for High-Mass Dilepton Resonances in pp Collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS Detector. arXiv:1405.4123v.
13. *Sjostrand T., Mrenna S., Skands P. Z.* A Brief Introduction to PYTHIA 8.1 // *Comp. Phys. Commun.* 2008. V. 178. P. 852.
14. *Alioli S. et al.* Single Vector-Boson Production with Decay // *JHEP.* 2008. V. 0807. P. 060.
15. *Corcella G. et al.* Herwig 6.5 // *JHEP.* 2001. V. 0101. P. 010.
16. *Frixione S., Nason P., Webber B.* Matching NLO QCD and Parton Showers in Heavy Flavour Production // *JHEP.* 2003. V. 0308. P. 007.
17. *Boos E. et al.* CompHEP 4.4: Automatic Computations from Lagrangians to Events // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2004. V. 534. P. 250.
18. *Caldwell A., Kollar D., Kroeninger K.* BAT: The Bayesian Analysis Toolkit // *Comp. Phys. Commun.* 2009. V. 180. P. 2197.

Получено 22 мая 2014 г.