



# ОТДЕЛЕНИЕ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

# Эффект чередования форм в нейтронно-дефицитных изотопах ртути

nature physics LETTERS  
https://doi.org/10.1038/s41567-018-0292-8

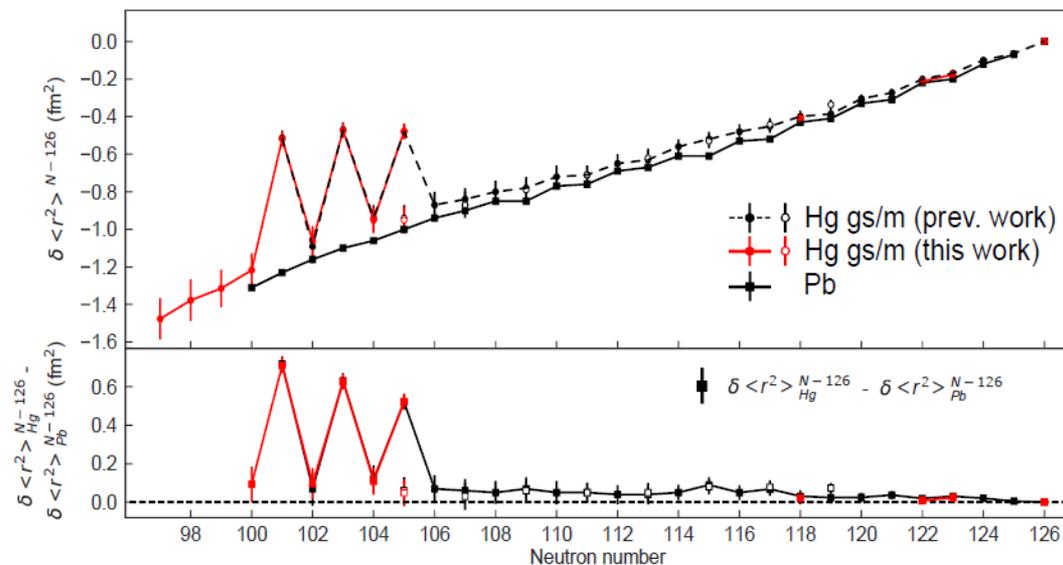
## Characterization of the shape-staggering effect in mercury nuclei

B. A. Marsh<sup>1\*</sup>, T. Day Goodacre<sup>1,2,18</sup>, S. Sels<sup>3,18</sup>, Y. Tsunoda<sup>4</sup>, B. Andel<sup>5</sup>, A. N. Andreyev<sup>6,7</sup>, N. A. Althubiti<sup>2</sup>, D. Atanasov<sup>8</sup>, A. E. Barzakh<sup>9</sup>, J. Billowes<sup>2</sup>, K. Blaum<sup>8</sup>, T. E. Cocolios<sup>2,3</sup>, J. G. Cubiss<sup>6</sup>, J. Dobaczewski<sup>8</sup>, G. J. Farooq-Smith<sup>2,3</sup>, D. V. Fedorov<sup>9</sup>, V. N. Fedosseev<sup>1</sup>, K. T. Flanagan<sup>2</sup>, L. P. Gaffney<sup>3,10</sup>, L. Ghys<sup>2</sup>, M. Huyse<sup>3</sup>, S. Kreim<sup>9</sup>, D. Lunney<sup>11</sup>, K. M. Lynch<sup>1</sup>, V. Manea<sup>9</sup>, Y. Martinez Palenzuela<sup>2</sup>, P. L. Molkanov<sup>9</sup>, T. Otsuka<sup>3,4,12,13,14</sup>, A. Pastore<sup>6</sup>, M. Rosenbusch<sup>13,15</sup>, R. E. Rossel<sup>1</sup>, S. Rothe<sup>12</sup>, L. Schweikhard<sup>15</sup>, M. D. Seliverstov<sup>9</sup>, P. Spagnoletti<sup>10</sup>, C. Van Beveren<sup>2</sup>, P. Van Duppen<sup>2</sup>, M. Veinhard<sup>1</sup>, E. Verstraelen<sup>3</sup>, A. Welker<sup>16</sup>, K. Wendt<sup>17</sup>, F. Wienholtz<sup>15</sup>, R. N. Wolf<sup>3</sup>, A. Zadornaya<sup>3</sup> and K. Zuber<sup>16</sup>

In rare cases, the removal of a single proton (Z) or neutron (N) from an atomic nucleus leads to a dramatic shape change. the minimum-energy configuration of the nucleus to deformation. Consequently, the ground states of most isotopes in the nuclear

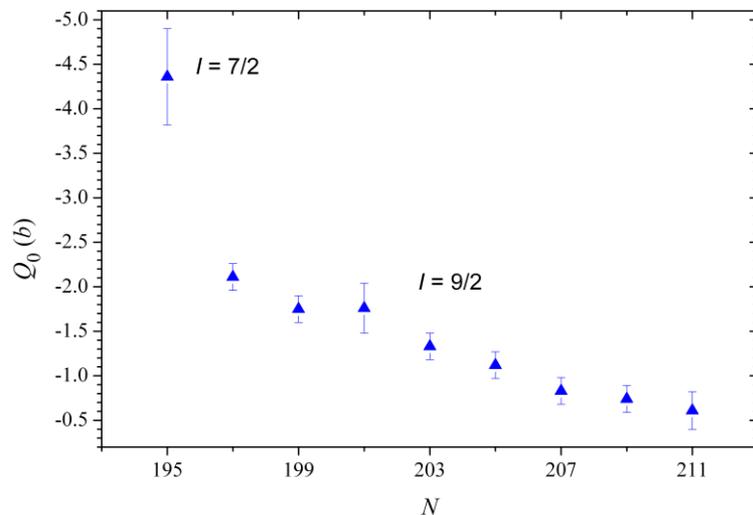
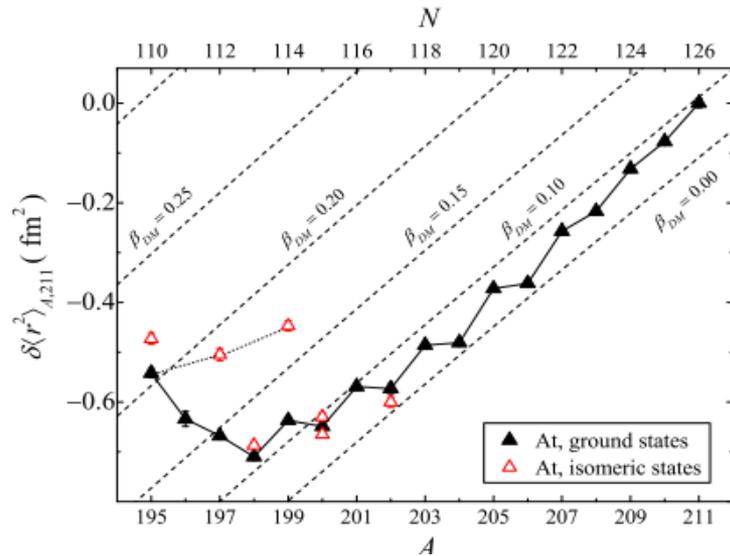
Измерение изменений среднеквадратичных зарядовых радиусов и электромагнитных моментов для  $^{177-185}\text{Hg}$  на установке ISOLDE (CERN) позволило установить, что эффект чередования формы (близкая к сферической для четных изотопов и сильно деформированная для нечетных) наблюдается только при числе нейтронов  $100 < N < 106$ .

Теоретический анализ данного эффекта в рамках наиболее продвинутых оболочечных расчетов методом Монте-Карло (диагонализация матрицы размерностью  $\sim 10^{41}$ ) позволил предложить уточненный механизм эволюции формы ядра.



Marsh, B. A. et al., *Nat. Phys.* <https://doi.org/10.1038/s41567-018-0292-8> (2018).

## Сосуществование форм в ядрах астата



Обнаружены значительные различия величин зарядовых радиусов для основных и изомерных («внедренных»),  $I^\pi = 1/2^+$  состояний ядер  $^{197,199}\text{At}$ , что свидетельствует о сосуществовании форм в этих ядрах.

Рост радиусов изотопов At при уменьшении числа нейтронов при  $A < 198$  свидетельствует о плавном росте деформации этих ядер. При этом, в отличие от ядер полония с тем же числом нейтронов, где впервые был обнаружен аналогичный рост, ядро  $^{195}\text{At}^m$  ( $N = 110$ ) можно считать сильно деформированным исходя из измеренных значений его квадрупольного и магнитного моментов (для ядер Po с  $113 < N < 108$  характерно смешивание сферических и деформированных конфигураций).

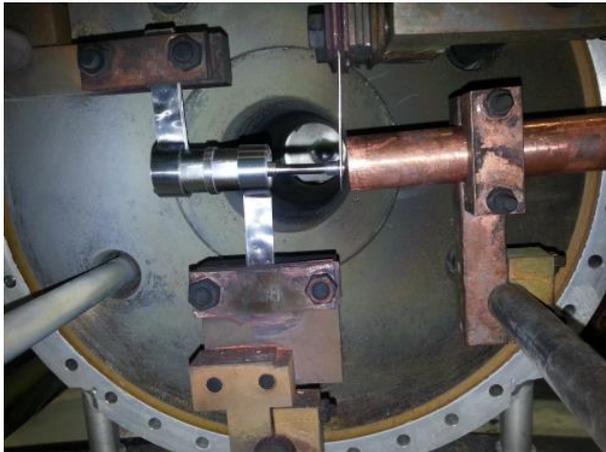
О резком изменении структуры ядер At при переходе к  $N = 110$  ( $A = 195$ ) свидетельствует также скачок величины квадрупольного момента при этом значении  $N$  (см. рис. 2)

J. G. Cubiss *et al.*, Phys. Rev. C **97**, 054327 (2018).

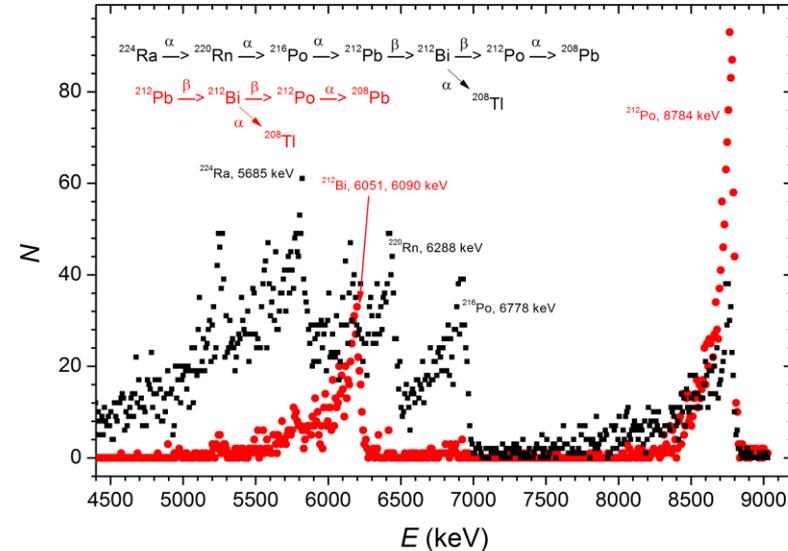
## Новый метод получения изотопного генератора альфа-эмиттера $^{212}\text{Pb}/^{212}\text{Bi}$

### Назначение установки

Для получения на строящемся в НИЦКИ-ПИАФ радиоизотопном комплексе РИЦ-80 радионуклидов, распадающихся альфа распадом, разработан новый высокотемпературный, высоковакуумный метод выделения радионуклидного генератора альфа-эмиттера  $\text{Pb-}^{212}/\text{Bi-}^{212}$  из мишени карбида тория высокой плотности.



Прототип мишенного устройства для высокотемпературного выделения получаемых радионуклидов



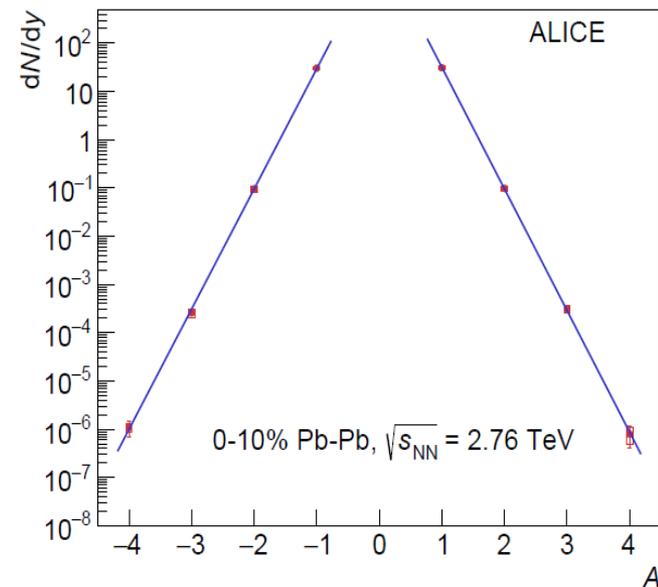
Альфа спектры из распада селективно выделенных на охлаждаемый коллектор  $^{212}\text{Pb}$  (1230 °С, красные точки) и  $^{224}\text{Ra}$  (1500 °С, черные точки) из нового мишенного материала карбида тория ( $\text{ThC}$ ) высокой плотности

### Преимущества:

- Отсутствие ЖРО (жидких радиоактивных отходов)
- Использование одной и той же мишени для постоянного накопления целевых радионуклидов
- Для накопления  $^{212}\text{Pb}$  и  $^{224}\text{Ra}$  может быть использована мишень после ее долгой ( $\geq 10$  сут) работы на пучке для получения других радионуклидов

## Первое наблюдение ядер He-4 и анти-He-4 в PbPb столкновениях на Большом Адронном Коллайдере

В эксперименте ALICE при изучении свойств кварк-глюонной плазмы (КГП), созданной в центральных столкновениях ядер свинца на БАК, впервые зарегистрировано 23 события с рождением ядер и антиядер He-4. Антигелий-4 - самое тяжелое ядро антиматерии, зарегистрированное к настоящему времени в лабораторных условиях. На рисунке показаны измеренные в эксперименте ALICE выходы легких ядер и антиядер. Из равенства выходов ядер и антиядер с одинаковым массовым числом  $A$  следует, что барионный химический потенциал в момент формирования этих ядер при адронизации КГП близок к нулю. Фактор подавления, как плата за присоединение дополнительного нуклона, примерно  $1/300$ . Температура химической заморозки находится в интервале 135 МэВ – 177 МэВ. Полученные результаты исключительно важны для развития моделей пространственно-временной эволюции кварк-глюонной плазмы на стадии адронизации и химической заморозки, а также, для понимания механизмов нуклеосинтеза.



Литература

“Production of He-4 and anti He-4 in PbPb collisions at 2.76 TeV at the LHC”

ALICE Collaboration

Nucl.Phys. A971 (2018) 1-20).

## Образование капель кварк-глюонной плазмы (КГП) в столкновениях малых ядерных систем в эксперименте PHENIX на коллайдере RHIC

Коллективные потоки частиц, рождающихся в столкновениях тяжелых ионов, являются одним из признаков образования сильно взаимодействующей КГП, обладающей свойствами практически идеальной жидкости. В эксперименте PHENIX проведена программа “сканирования по геометрии” при энергии взаимодействия  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  ГэВ. Три взаимодействующие системы (p+Au, d+Au и  $^3\text{He}+\text{Au}$ ) обладают различными начальными геометриями области перекрытия ядер, которые можно характеризовать пространственными эксцентриситетами второго и третьего порядка, вычисленными в модели Глаубера (Рис.1). Измерение эллиптического  $v_2$  (Рис.2) и треугольного  $v_3$  (Рис.3) потоков для заряженных адронов в 0-5% наиболее центральных p+Au, d+Au и  $^3\text{He}+\text{Au}$  столкновениях показало, что потоки  $v_2$  и  $v_3$  следуют той же иерархии, что и пространственные эксцентриситеты. Полученные результаты указывают на образование капель кварк-глюонной плазмы в нуклон-нуклонных столкновениях с высокой множественностью при взаимодействии малых ядерных систем с тяжелыми ядрами. В процессе эволюции отдельные капли сливаются, сохраняя анизотропию.

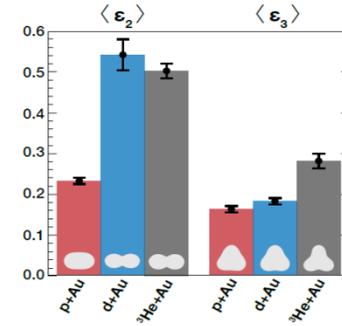


Рис.1

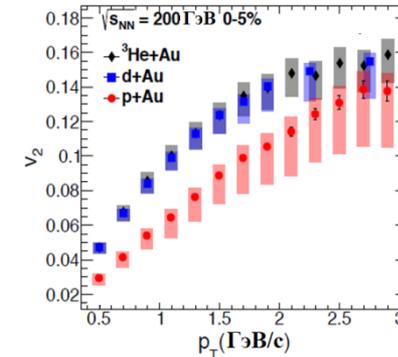


Рис.2

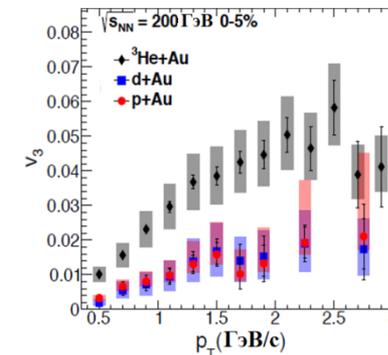
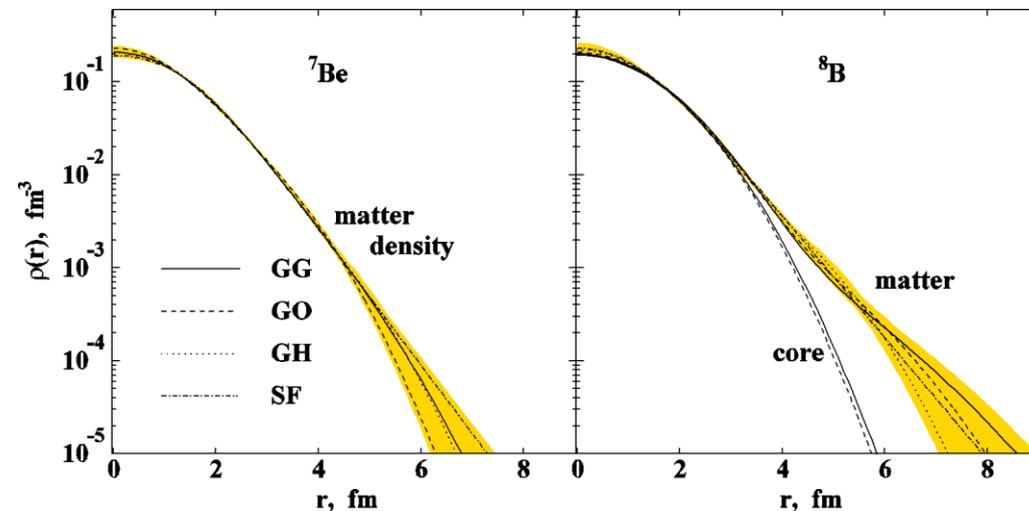


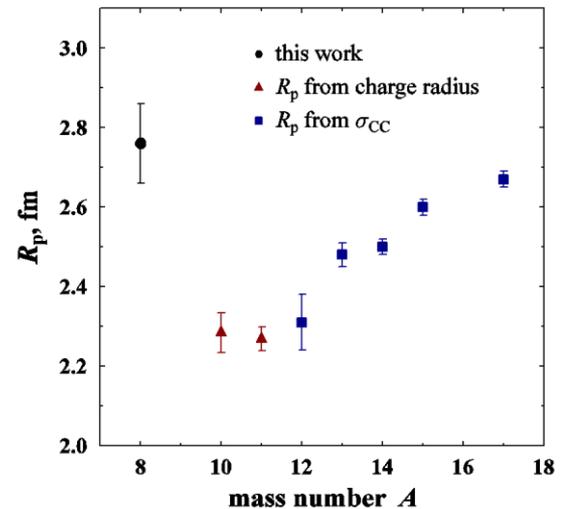
Рис.3

## Распределения ядерной материи в протоноизбыточных ядрах ${}^7\text{Be}$ и ${}^8\text{B}$

С помощью созданного в ПИЯФ спектрометра ИКАР в ядерном центре GSI измерены сечения малоуглового упругого рассеяния протонов на ядрах  ${}^7\text{Be}$  и  ${}^8\text{B}$  при энергии 700 МэВ. Анализ измеренных сечений позволил определить в исследованных ядрах пространственные распределения ядерной материи. Впервые у ядра  ${}^8\text{B}$  определен зарядовый радиус. Показано наличие у ядра  ${}^8\text{B}$  существенного протонного гало.



Распределения ядерной материи  
в ядрах  ${}^7\text{Be}$  и  ${}^8\text{B}$ .



Радиусы протонного распределения  
в ядрах изотопов В. Кружок (слева) —  
результат данной работы.

G. Korolev *et al.*, Phys. Lett. B 780, 200 (2018).

## Прямое наблюдение распада бозона Хиггса на пару $b$ – кварков: $H \rightarrow b\bar{b}$

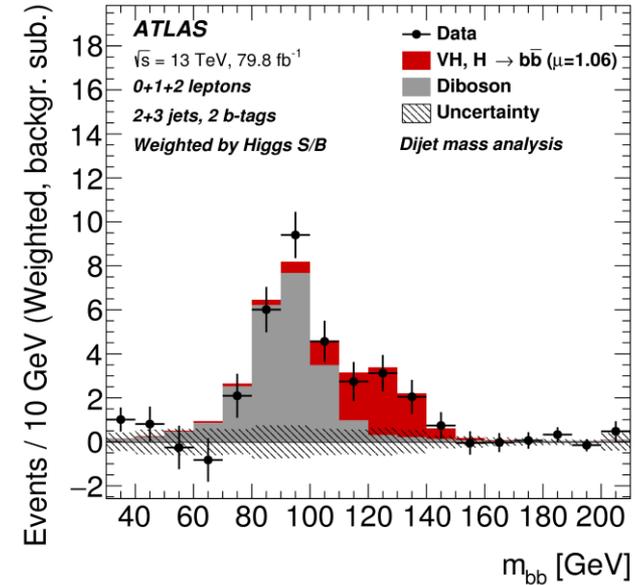
Полученные значения значимости ( $\sigma$ ) и силы сигнала ( $\mu$ ) по результатам Run I и Run II:

ATLAS  $\sigma = 5.4$ ,  $\mu = 1.01 \pm 0.20$

CMS  $\sigma = 5.6$ ,  $\mu = 1.04 \pm 0.20$

Phys. Lett. B 786 (2018) 59

Phys.Rev.Lett. 121 (2018) 121801



## Измерение массы $W$ бозона

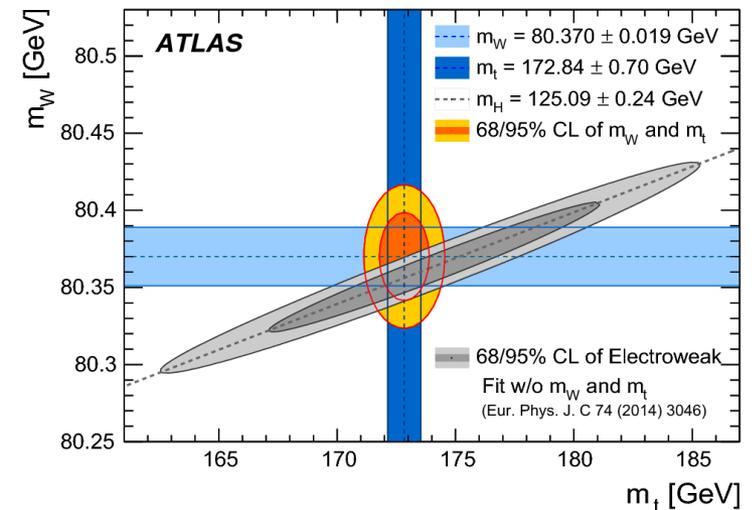
Значение массы, измеренное в эксперименте ATLAS  $m_W = 80370 \pm 19$  MeV, (CM:  $80356 \pm 8$  MeV).

Разница масс  $W^+$  и  $W^-$  бозонов:

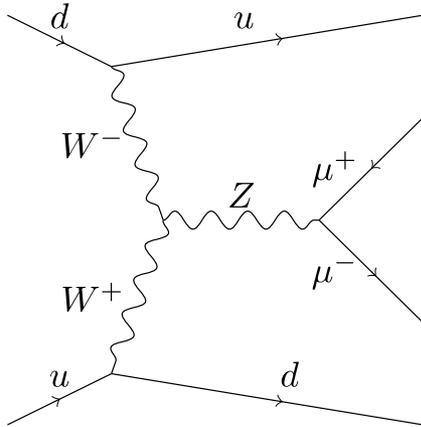
$$m_{W^+} - m_{W^-} = -29 \pm 28 \text{ MeV}$$

Eur.Phys.J. C78 (2018) no.2, 110

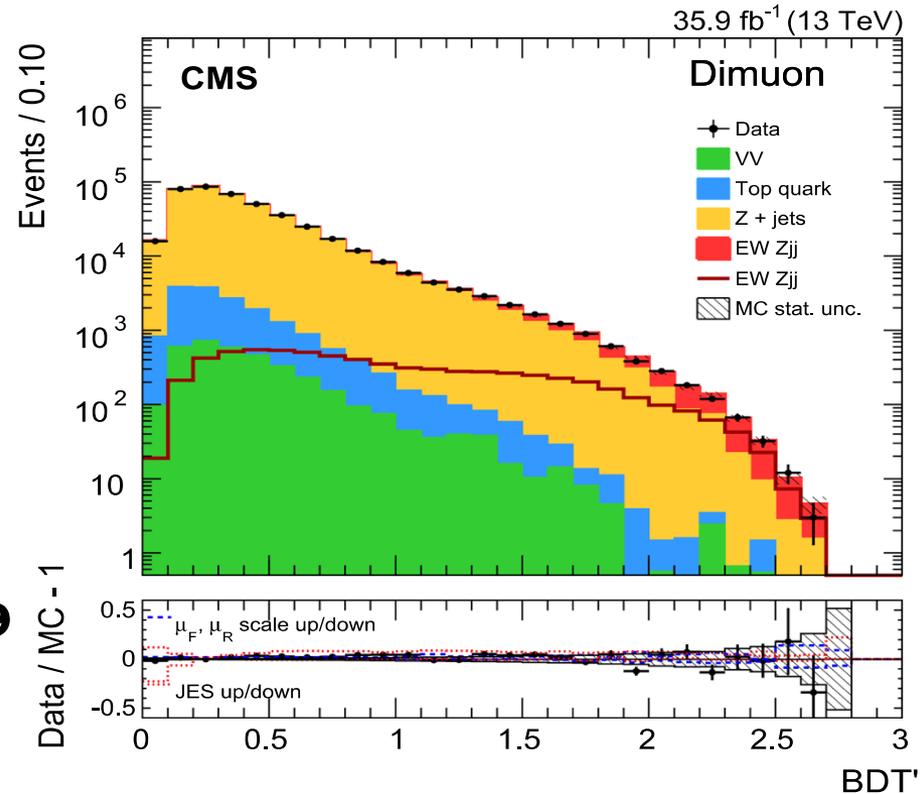
Eur.Phys.J. C78 (2018) no.11, 898



## CMS 13 ТэВ: Электрослабый процесс Z + 2 струи



**CMS COLLABORATION**  
**EUR.PHYS.J. C78 (2018) 589**  
**CERN-EP-2017-328**

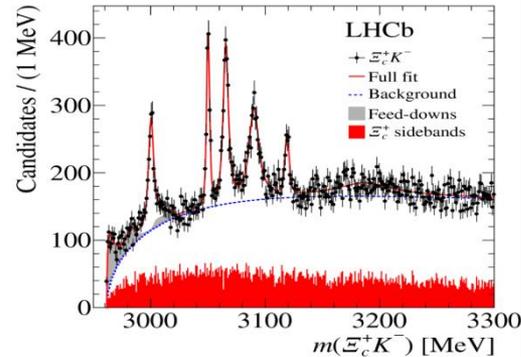


$$\sigma(\text{EW } \ell\ell jj) = 534 \pm 20 (\text{stat}) \pm 57 (\text{syst}) \text{ fb} = 534 \pm 60 (\text{total}) \text{ fb}$$

$$\text{SM prediction } \sigma_{\text{LO}}(\text{EW } \ell\ell jj) = 543 \pm 24 \text{ fb}$$

## Observation of excited states of the $\Omega_c$ baryon

Among all c-baryons,  $\Omega_c$  (css) remained the only baryon with no excited states observed before LHCb. The LHCb collaboration has performed the searches for the excited states in the  $\Xi_c^+ K^-$  decay channel. The measured  $\Xi_c^+ K^-$  mass distribution is shown in Fig. 1 where five narrow structures are observed.



**Fig. 1.** Distribution of the reconstructed  $\Xi_c^+ K^-$  invariant mass. The solid (red) curve shows the result of the fit, and the dashed (blue)

Also, it is found that the fit improves if an additional broad Breit-Wigner function is included in the 3188 MeV/ $c^2$  mass region. The parameters of the observed resonances are presented in Table 1.

**Table 1**

The results of the fit to the  $\Xi_c^+ K^-$  distribution for the mass, width, yield, and significance for each of the resonances. Yields for the feed-down contributions of the  $\Omega_c(3066)^0$ ,  $\Omega_c(3090)^0$ , and  $\Omega_c(3119)^0$  resonances decaying into  $\Xi_c^+ K^-$  final state with the partially reconstructed  $\Xi^+$  are also presented

Res.	Mass, MeV/ $c^2$	Width, MeV	Yield	$N\sigma$	Feed down yield
$\Omega_c(3000)^0$	$3000.4 \pm 0.2 \pm 0.1 \pm 0.4$	$4.5 \pm 0.6 \pm 0.3$	$1300 \pm 100 \pm 80$	20.4	
$\Omega_c(3050)^0$	$3050.2 \pm 0.1 \pm 0.1 \pm 0.4$	<b><math>0.8 \pm 0.2 \pm 0.1</math></b>	$970 \pm 60 \pm 20$	20.4	
$\Omega_c(3066)^0$	$3065.6 \pm 0.1 \pm 0.3 \pm 0.4$	$3.5 \pm 0.4 \pm 0.2$	$1740 \pm 100 \pm 50$	23.9	$700 \pm 40 \pm 140$
$\Omega_c(3090)^0$	$3090.2 \pm 0.3 \pm 0.5 \pm 0.4$	$8.7 \pm 1.0 \pm 0.8$	$2000 \pm 140 \pm 13$ 0	21.1	$220 \pm 60 \pm 90$
$\Omega_c(3119)^0$	$3119.1 \pm 0.3 \pm 0.9 \pm 0.4$	<b><math>1.1 \pm 0.8 \pm 0.4</math></b>	$480 \pm 70 \pm 30$	10.4	$190 \pm 70 \pm 20$
$\Omega_c(3188)^0$	$3188 \pm 5 \pm 13$	$30 \pm 15 \pm 11$	$1670 \pm 450 \pm 3$ 60	6	

This discovery leads to a wide theoretical discussion about the nature of the observed resonances. In some models (V.Petrov), the narrowest of them are interpreted as pentaquark states.

Reference Phys. Rev. Lett. 118, 182001 (2017)