

**Поиск медиаторов тёмной материи  
с помощью спиновых корреляций  
в процессах одиночного рождения топ кварка**

**Вячеслав Буничев**

в сотрудничестве с Э.Э. Боосом и Л.В. Дудко

НИИЯФ им Скобельцына МГУ им. Ломоносова

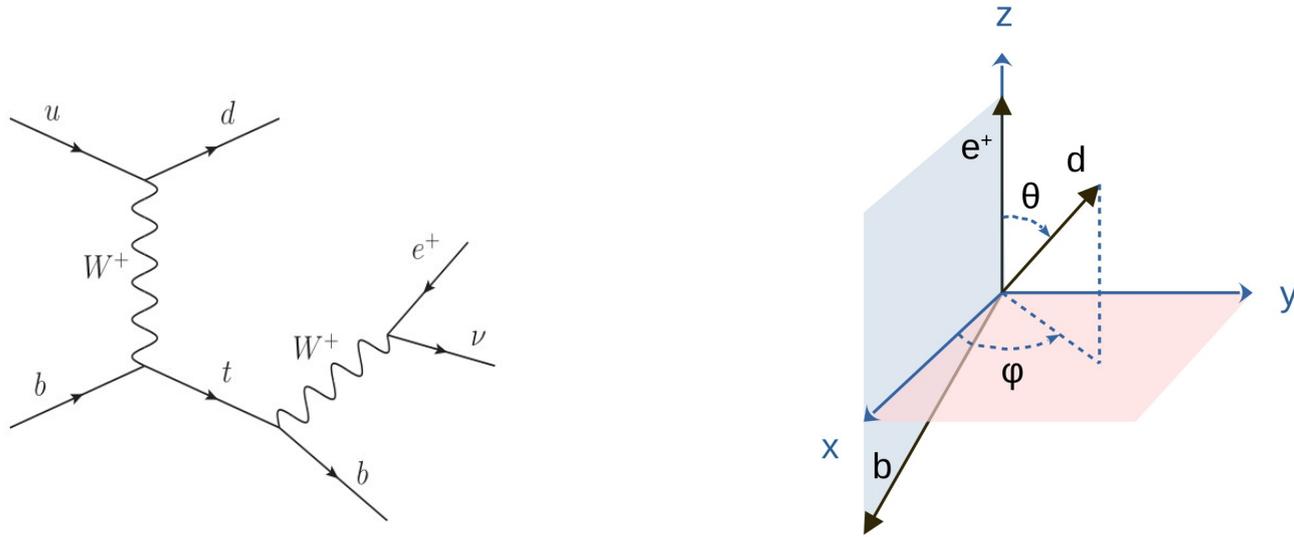
Сессия-конференция секции ядерной физики ОФН РАН, посвящённая 70-летию В.А. Рубакова.

## Перспективность процессов одиночного рождения топ кварка для поиска тёмной материи

- В популярных моделях тёмной материи взаимодействие частиц Стандартной Модели (СМ) с частицами тёмной материи осуществляется через обмен частицами-медиаторами. Параметры взаимодействия скалярных частиц медиаторов с фермионами СМ пропорциональны массе этих фермионов. Поэтому изучение процессов с участием массивных фермионов третьего поколения, таких как топ кварк, представляет особый интерес.
- Кроме того, в электрослабых процессах топ кварк может рождаться сильно поляризованным, что обусловлено (V-A) структурой вершин таких взаимодействий. При распаде топ кварка, его начальная поляризация транслируется на его продукты распада и проявляется в энергетических спектрах частиц из распада, а также в спиновых корреляциях между начальными и конечными состояниями.
- Участие медиатора в процессах с топ кварком может проявиться в изменении корреляций.

# Процессы одиночного рождения топ кварка на LHC в рамках СМ

В t-канальном процессе одиночного рождения топ кварка, в его системе отчёта, направление спина топ-кварка коррелирует с направлением импульса d-кварка.



$\theta$  — угол между импульсом заряженного лептона  $e^+$  и направлением оси квантования спина топ-кварка (т.е. импульсом  $d$ -кварка),

$\phi$  — угол в плоскости, перпендикулярной импульсу  $e^+$ , откладываемый от линии пересечения с плоскостью, образованной векторами  $b$  и  $e^+$ .

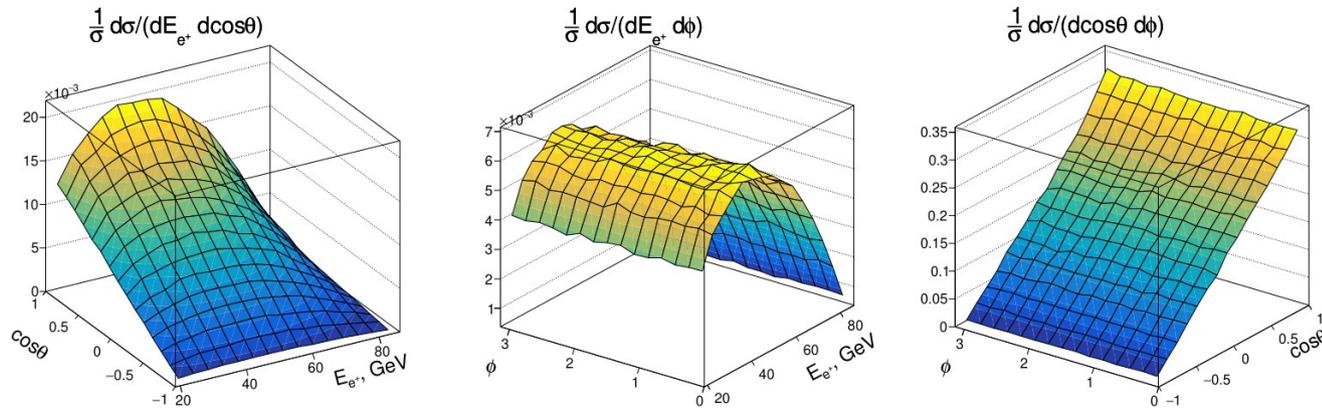
Угол  $\phi$  можно выразить через углы между векторами  $b$ ,  $d$  и  $e^+$  :

$$\phi = \arccos \left( \frac{\cos \theta_{bd} - \cos \theta_{be} \cdot \cos \theta_{de}}{\sin \theta_{be} \cdot \sin \theta_{de}} \right)$$

# Процессы одиночного рождения топ кварка на LHC в рамках СМ

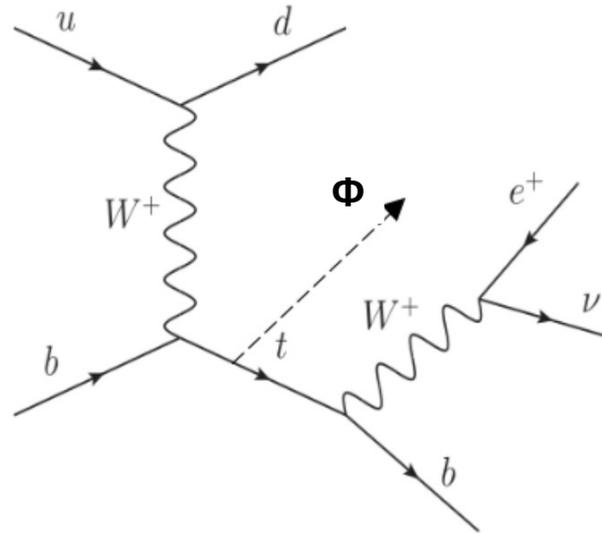
- В работе [E.Boos, V.Bunichev, Phys. Rev. D 101, 5, 055012 (2020)] впервые получены точные аналитические выражения для трижды и дважды дифференциального сечения полного процесса рождения топ кварка с его последующим распадом ( $2 \rightarrow 4$ ).
- Выражения получены для системы отсчета топ кварка в виде функций энергии позитрона из распада топ кварка и углов ориентации спина топ кварка.

$$\frac{d\sigma_{SM}(\hat{s})_{ub \rightarrow db\nu e^+}}{d\epsilon \cdot d\cos\theta \cdot d\phi} = \frac{\alpha^2 \cdot V_{ud}^2 \cdot V_{tb}^2}{8 \cdot 3 \cdot \sin^4 \Theta_W \cdot m_W^2 \cdot (1 - r^2)^2 (1 + 2r^2)} \cdot \frac{(\hat{s} - m_t^2)^2}{\hat{s}(\hat{s} - m_t^2 + m_W^2)} \cdot (1 - \epsilon) \cdot \epsilon \cdot (1 + \cos\theta)$$



- Отклонение от соответствующих профилей распределений СМ в экспериментальных данных должно свидетельствовать о проявлении вклада новой физики.

## Ассоциированное рождение топ кварка с медиаторами ТМ



- В данной работе мы рассмотрели несколько наиболее общих сценариев с участием частиц тёмной материи и её медиаторов. Мы провели оценку возможности идентификации и определения свойств частиц-медиаторов в процессах одиночного рождения топ кварка для случаев скалярного, псевдоскалярного и векторного медиатора.
- Для массы медиатора мы взяли актуальное значение нижней границы экспериментального предела для этой частицы равного **400 ГэВ**.
- Параметры взаимодействия медиатора в нашем исследовании не играют роли, так как мы исследуем профили нормированных распределений.

## Эффективные лагранжианы взаимодействия медиаторов с фермионами

**Лагранжиан взаимодействия скалярного медиатора с фермионами СМ и фермионами ТМ:**

$$\mathcal{L}_{\text{int}}^{\phi} = -\xi \sum_i \frac{m_i}{v} \phi \bar{\psi}_i \psi_i - g_D \phi \bar{\chi} \chi,$$

где  $\xi$  - параметр взаимодействия скалярного медиатора  $\phi$  с фермионами СМ,  $v=246$ , GeV — вакуумное среднее поля Хиггса СМ,  $g_D$  - параметр взаимодействия скалярного медиатора  $\phi$  с фермионами тёмной материи  $\chi$ .

**Лагранжиан взаимодействия псевдоскалярного медиатора с фермионами СМ и фермионами ТМ:**

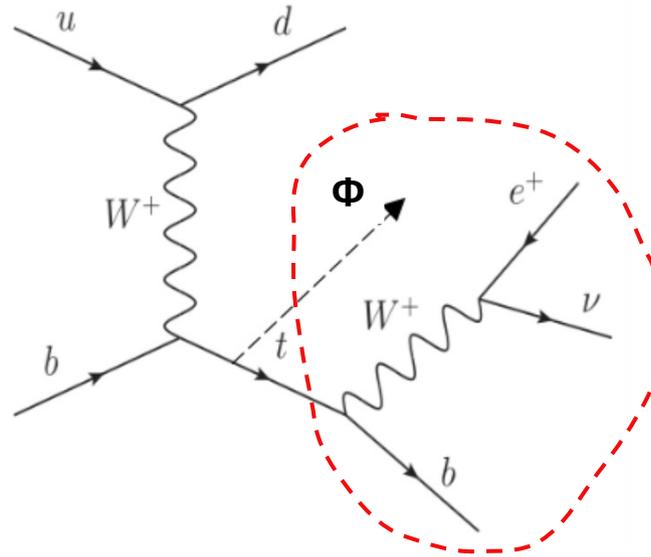
$$\mathcal{L}_{\text{int}}^{\phi} = -i\xi \sum_i \frac{m_i}{v} \phi \bar{\psi}_i \gamma_5 \psi_i - ig_D \phi \bar{\chi} \gamma_5 \chi,$$

**Лагранжиан взаимодействия векторного медиатора  $A'$  с фермионами СМ и фермионами ТМ:**

$$\mathcal{L}_{\text{int}}^{A'} = -\epsilon e A'_{\mu} j_{EM}^{\mu} - e_D A'_{\mu} j_{DM}^{\mu}.$$

где  $\epsilon e$  - параметр взаимодействия векторного медиатора  $A'$  с электромагнитным током СМ  $j_{EM}^{\mu}$ ,  $e_D$  - параметр взаимодействия векторного медиатора  $A'$  с фермионами тёмной материи  $\chi$ .

## Выбор системы отсчета для построения многомерных распределений

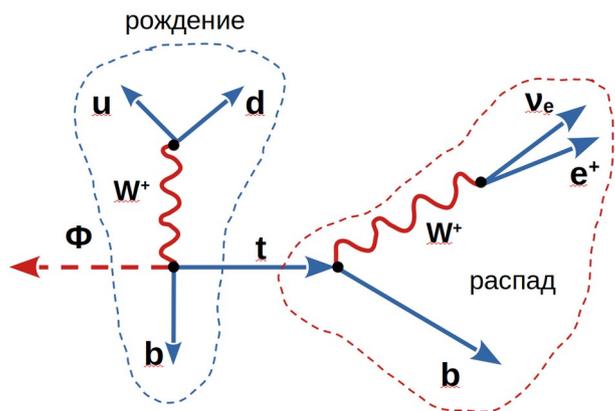


- Для сравнения со Стандартной Моделью нужно провести анализ соответствующих двумерных распределений в системе кластера, соответствующего продуктам распада топ кварка. Для этого нужно отделить импульс нейтрино от импульса кластера продуктов распада медиатора.
- Однако, на практике эта задача является труднореализуемой, так как эти частицы не регистрируются детектором и определяются как суммарный потерянный четырёх-импульс.
- Учитывая это обстоятельство, далее мы будем строить распределения в системе общего кластера, соответствующего продуктам распада топ кварка и медиатора ( $t\Phi$ ).

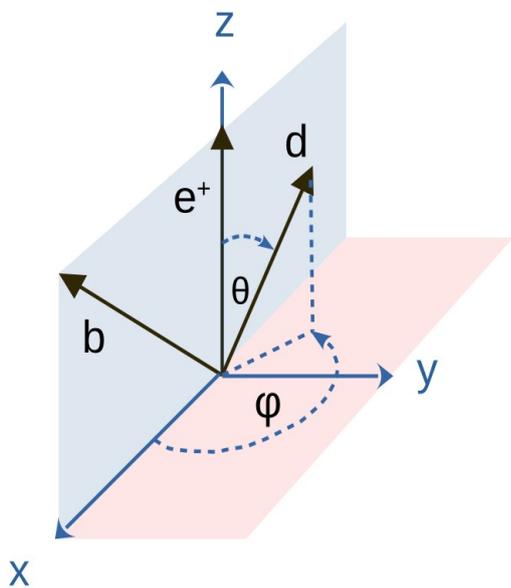
## Кинематика $b$ , $d$ и $e^+$ в системе кластера ( $t\Phi$ )

- В системе ( $t\Phi$ ) направления конечных состояний  $b$  и  $e^+$  расположены ближе друг к другу, чем в случае СМ.
- Направление  $d$ -кварка сохраняет свою ориентацию относительно  $e^+$ .
- Для случая модели с псевдоскаляром направление вектора  $d$  ближе к направлению конечного состояния  $b$ .

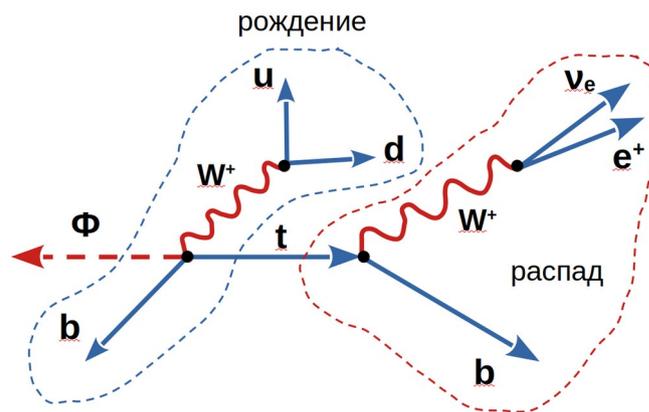
### СМ + скаляр



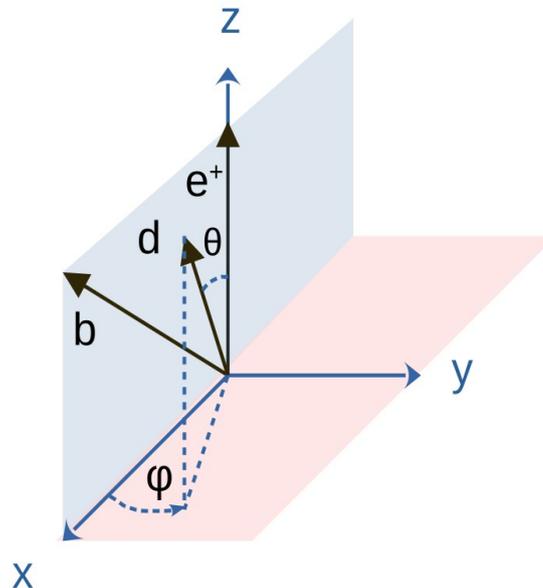
Преобладают большие значения угла  $\varphi$ .



### СМ + псевдоскаляр



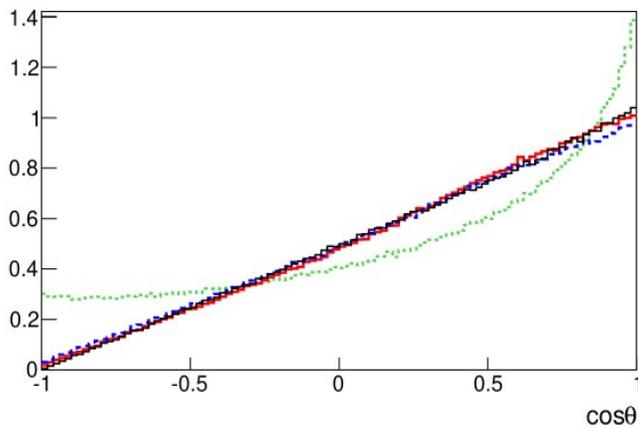
Преобладают малые значения угла  $\varphi$ .



# Одномерные дифференциальные сечения для моделей с медиаторами в системе кластера ( $t\Phi$ )

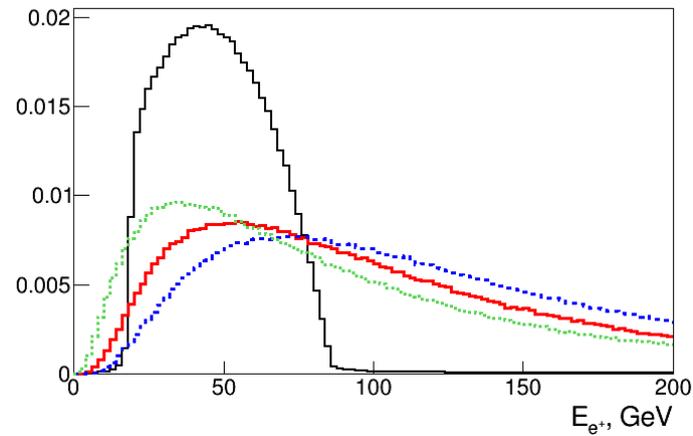
В системе ( $t\Phi$ ) импульс  $d$ -кварка сохраняет свою ориентацию относительно  $e^+$

$\cos\theta$



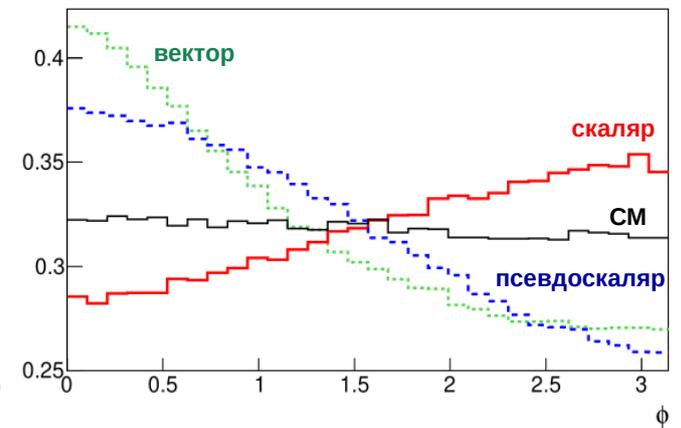
В системе ( $t\Phi$ ) увеличивается диапазон значений энергии  $e^+$  и  $b$

$E_{e^+}$



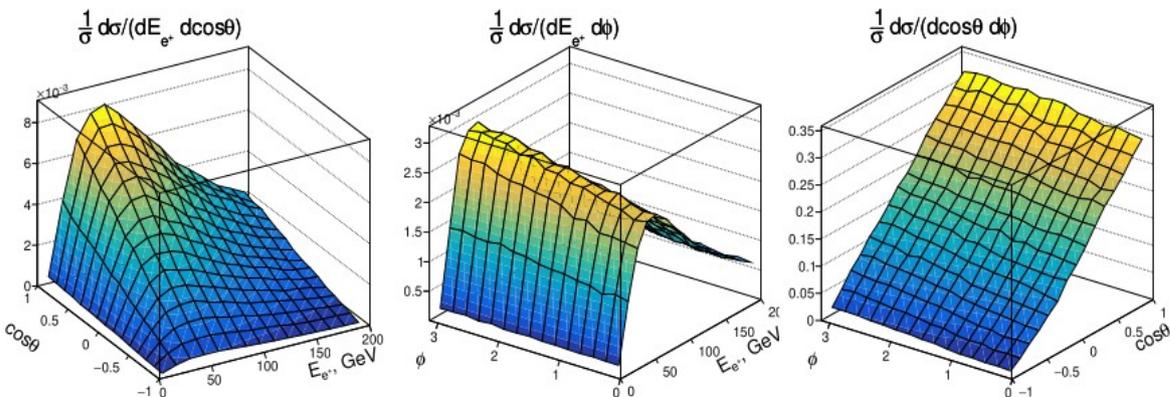
Из-за изменения кинематики  $b$  и  $e^+$  в системе ( $t\Phi$ ) меняется угол  $\varphi$  ориентации вектора  $d$  относительно плоскости  $(b, e^+)$

$\varphi$

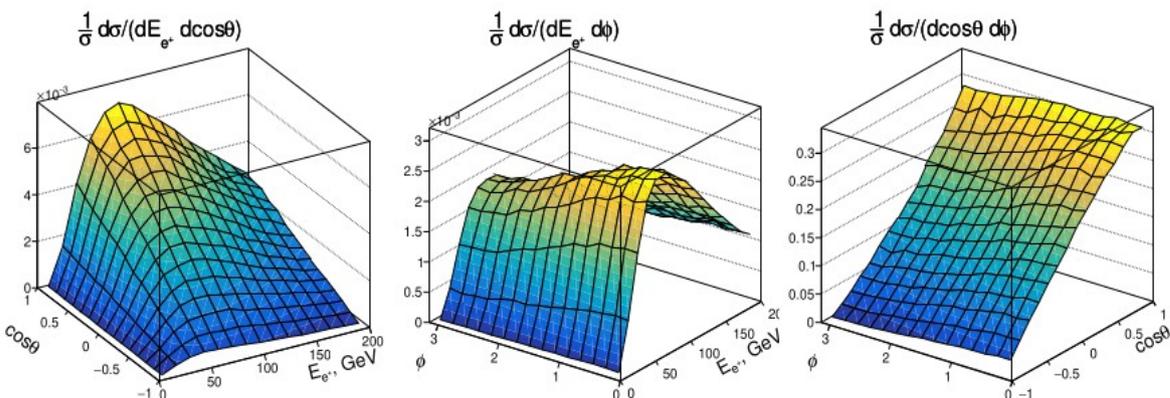


# Двумерные дифференциальные сечения для моделей с медиаторами в системе кластера (tΦ)

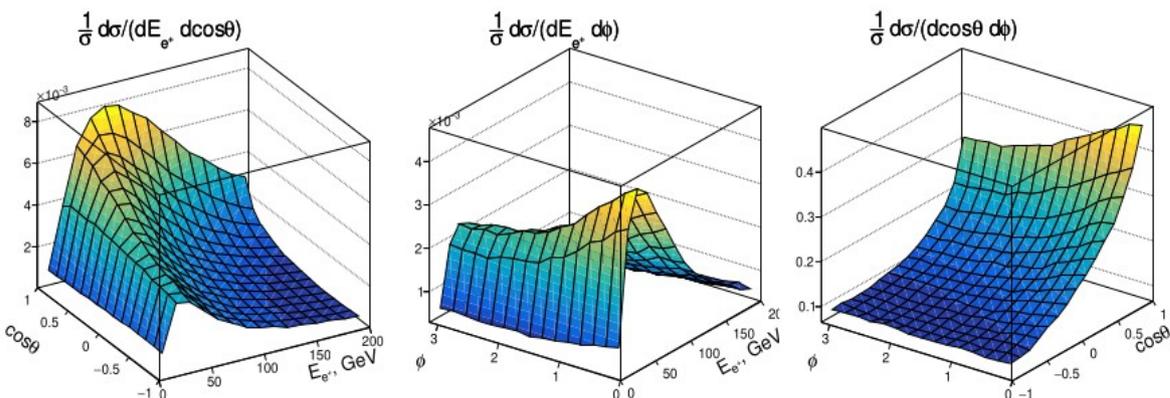
SM + скалярный медиатор



SM + псевдоскалярный медиатор

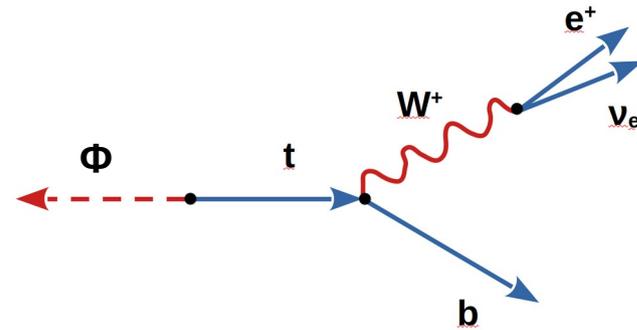


SM + векторный медиатор

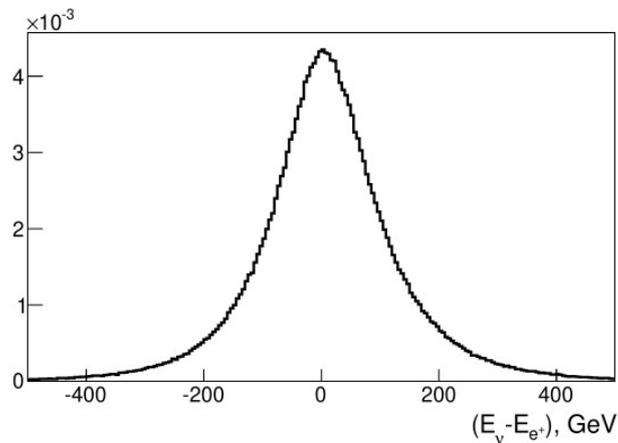


## Измерение массы медиатора

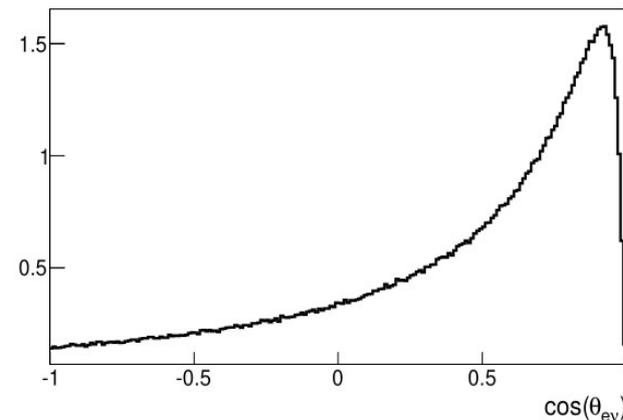
- В системе кластера ( $t\Phi$ ) топ кварк и медиатор летят в противоположные стороны. Модули их трёхмерных импульсов равны друг другу.



- В системе ( $t\Phi$ ), в случае достаточно большой массы медиатора, топ кварк имеет большой импульс, часть которого передаёт при распаде  $W$ -бозону, а он передаёт его **позитрону** и **нейтрину**. Таким образом, в этой системе **позитрон** и **нейтрин** летят сонаправленно в узком секторе, а значения их энергии близки друг к другу:



Распределение разности энергии нейтринно и позитрона в системе кластера ( $t\Phi$ ).



Распределение косинуса угла между направлением движения нейтринно и позитрона в системе кластера ( $t\Phi$ ).

## Измерение массы медиатора

Таким образом, в большинстве случаев импульсы нейтрино и позитрона совпадают, и мы можем заменить импульс нейтрино на импульс позитрона в системе  $(t\Phi)$ . Согласно релятивистскому соотношению, масса медиатора равна:

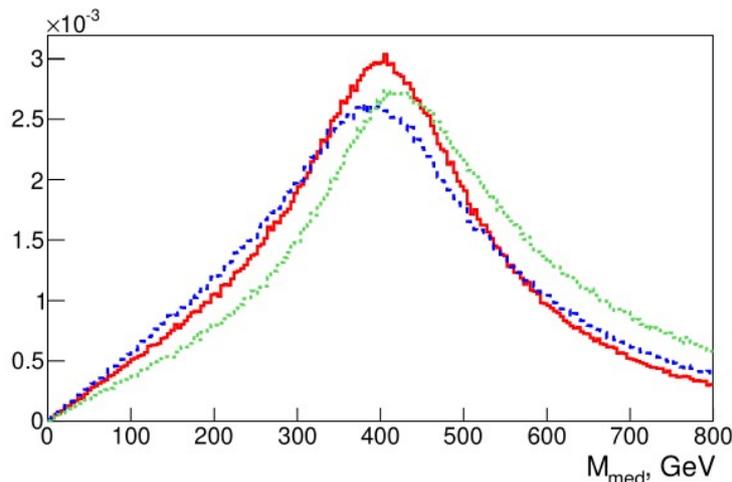
$$M_\phi = \sqrt{E_\phi^2 - \mathbf{p}_\phi^2} = \sqrt{(E_{miss} - E_\nu)^2 - (\mathbf{p}_{miss} - \mathbf{p}_\nu)^2}$$

Так как трёхмерный импульс медиатора равен суммарному импульсу продуктов распада топ кварка с противоположным знаком, а импульс нейтрино равен импульсу позитрона, можно записать:

$$M_\phi = \sqrt{(E_{miss} - E_{e^+})^2 - (\mathbf{p}_b + 2\mathbf{p}_{e^+})^2}$$

где  $E_{miss}$  - общая потерянная энергия в системе отсчета кластера  $(t\Phi)$ .

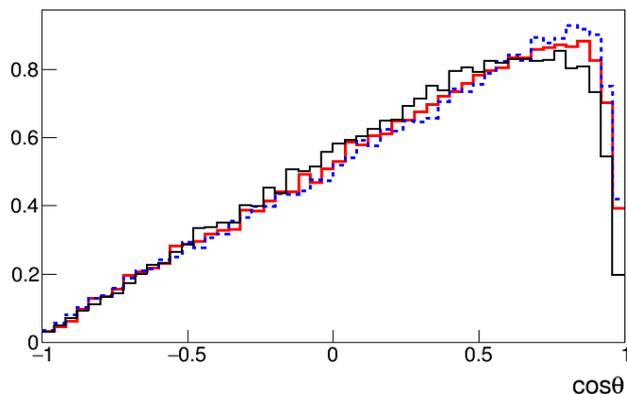
Распределение по переменной  $M_\phi$  в системе отсчёта кластера, соответствующего продуктам распада топ кварка и медиатора: **скалярного** (красная сплошная линия), **псевдоскалярного** (синяя штриховая линия), **векторного** (зелёная точечная линия):



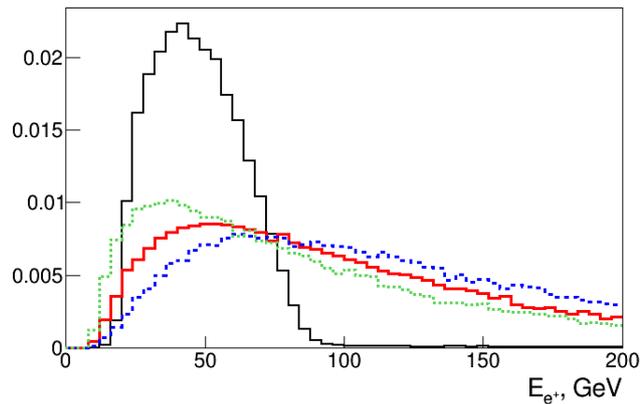
Положение максимума этого распределения соответствует значению массы медиатора. Схема работает для случаев достаточно тяжёлого медиатора, где в системе кластера (W-бозон, b-кварк, медиатор) W-бозон летит быстро.

# Кинематические распределения в системе кластера (tФ) с учётом моделирования отклика детектора CMS

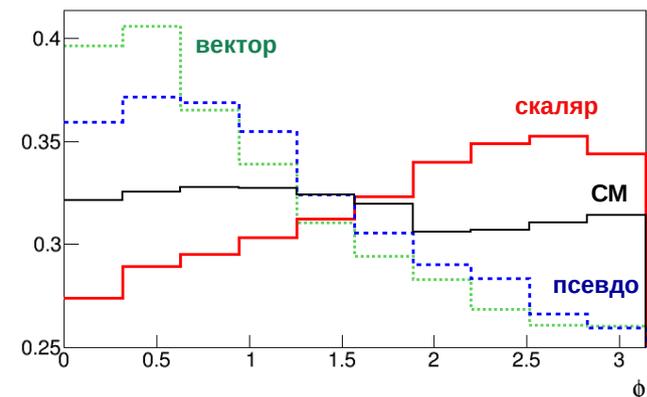
$\cos\theta$



$E_{e^+}$



$\phi$



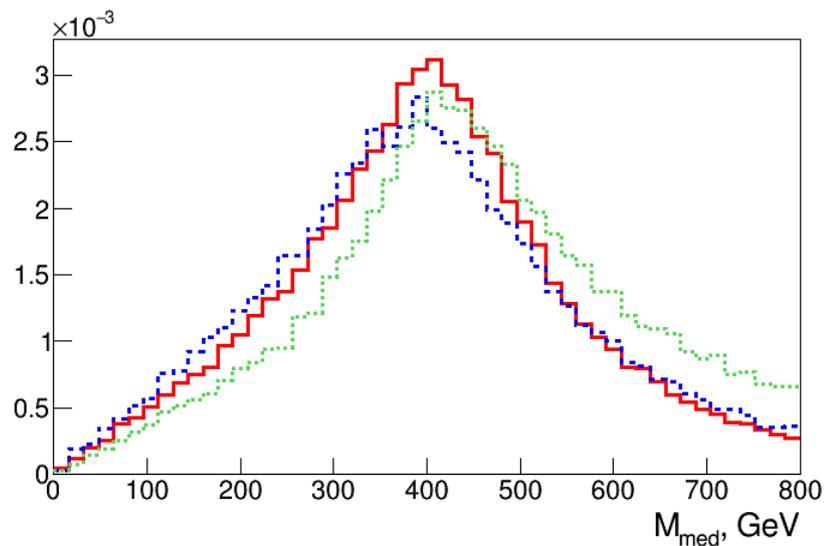
## Реконструкция массы медиатора.

SM

SM + скалярный  
медиатор

SM + псевдоскалярный  
медиатор

SM + векторный  
медиатор



Переменную  $M_\phi$  можно также использовать для отделения сигнала с ТМ от фона СМ.

## Полученные результаты

- Предложен новый метод поиска и идентификации медиаторов тёмной материи.
- Предложен новый метод точного измерения массы частицы-медиатора в процессах одиночного рождения топ кварка.
- Проведено полное моделирование процессов с учётом отклика детекторов коллайдера LHC.

Исследование проводится в рамках научной программы Национального центра физики и математики, проекта «Физика элементарных частиц и космология».