



☰ Contribution list **🕒 Расписание**

< Mon 01/04 Tue 02/04 **Wed 03/04** Thu 04/04 All days >

🖨 Print PDF Full screen Detailed view Filter

15:00

**Изучение процесса  $e+e- \rightarrow \mu^+\mu^-\mu^0$  с детектором КМД-3 на ВЭПП-2000**

*Сергей Толмачев и Геннадий Федотович*

16:00

**К вопросу об обнаружении новых частиц-возможных кандидатов на роль частиц темной материи**

*Александр Дьяченко*

**Поиски распадов Бозона Хиггса на частицы Темной Материи в эксперименте АТЛАС**

*Марина Покидова*

**Поиск темной материи в процессах с рождением топ-кварка**

*Лев Дудко*



*Конференц-зал ЛТФ*

16:30 - 16:50

17:00

**Поиск медиаторов темной материи в процессах одиночного рождения топ кварка**

*Вячеслав Буничев*



# Поиск медиаторов темной материи в процессах одиночного рождения топ кварка

**Вячеслав Буничев**

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

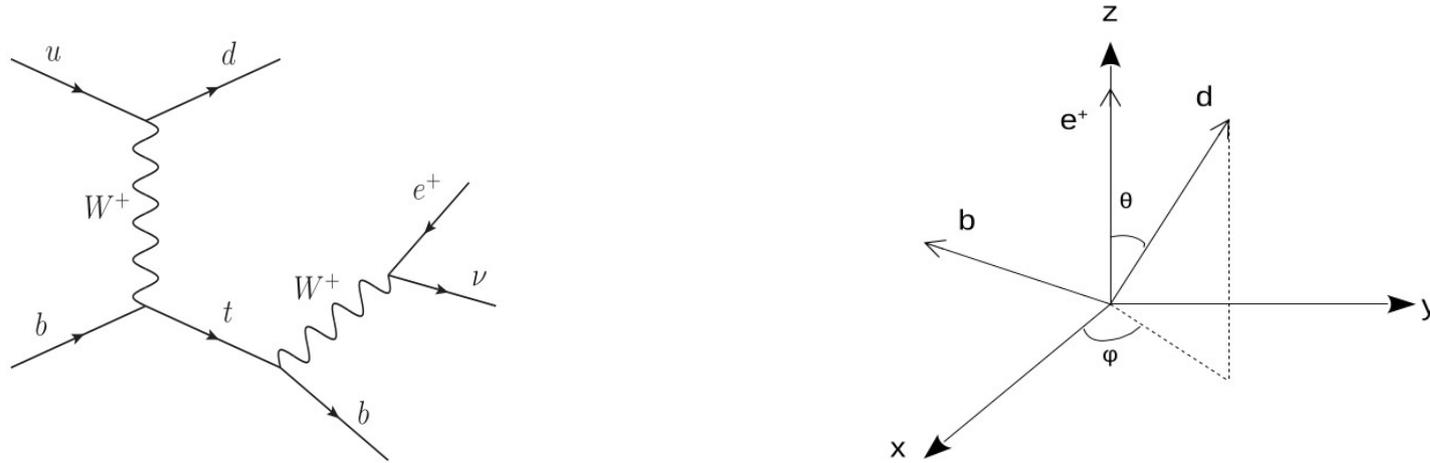
НИИЯФ им Скобельцына МГУ им. Ломоносова

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

- В популярных моделях темной материи взаимодействие частиц Стандартной Модели (СМ) с частицами темной 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 в рамках СМ

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



$\theta$  — угол между импульсом заряженного лептона и направлением оси квантования спина топ-кварка (т.е. импульсом d-кварка), а  $\phi$  — угол в плоскости, перпендикулярной импульсу лептона, откладываемый от линии пересечения с плоскостью, образованной продуктами распада топ-кварка.

В системе покоя топ-кварка мы имеем следующую параметризацию направления оси квантования топ кварка (т.е. импульса d-кварка) и 3-импульсов позитрона и b-кварка:

$$\mathbf{s} = (\sin \theta \cos \phi, \sin \theta \sin \phi, \cos \theta), \quad \mathbf{p}_{e^+} = |\mathbf{p}_{e^+}| \cdot (0, 0, 1), \quad \mathbf{p}_b = |\mathbf{p}_b| \cdot (\sin \theta_{be}, 0, \cos \theta_{be})$$

Для угла  $\phi$  получаем выражение, которое удобно использовать для восстановления угла  $\phi$  при численном Монте-Карло моделировании.

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

## Процессы одиночного рождения топ кварка в рамках СМ

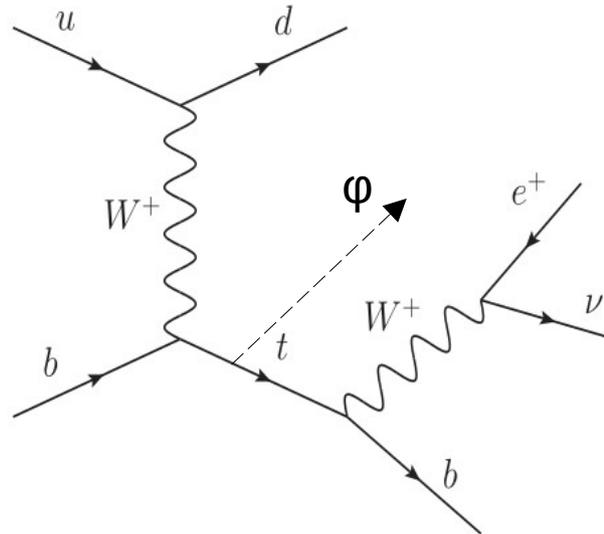
- В работе [E.Boos, V.Bunichev, Phys. Rev. D 101, 5, 055012 (2020)] впервые получены точные аналитические выражения для трижды и дважды дифференциального сечения полного процесса рождения топ кварка с последующим распадом ( $2 \rightarrow 4$ ).
- Выражения получены для системы отсчета топ кварка в виде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

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

где:  $\epsilon = 2E_{e^+}/m_t$ ,  $\epsilon_{max} = 1$ ,  $\epsilon_{min} = r^2$ ,  $r = m_W/m_t$ .

- 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

**Ланранжиан 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 темной материи  $\chi$ .

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

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

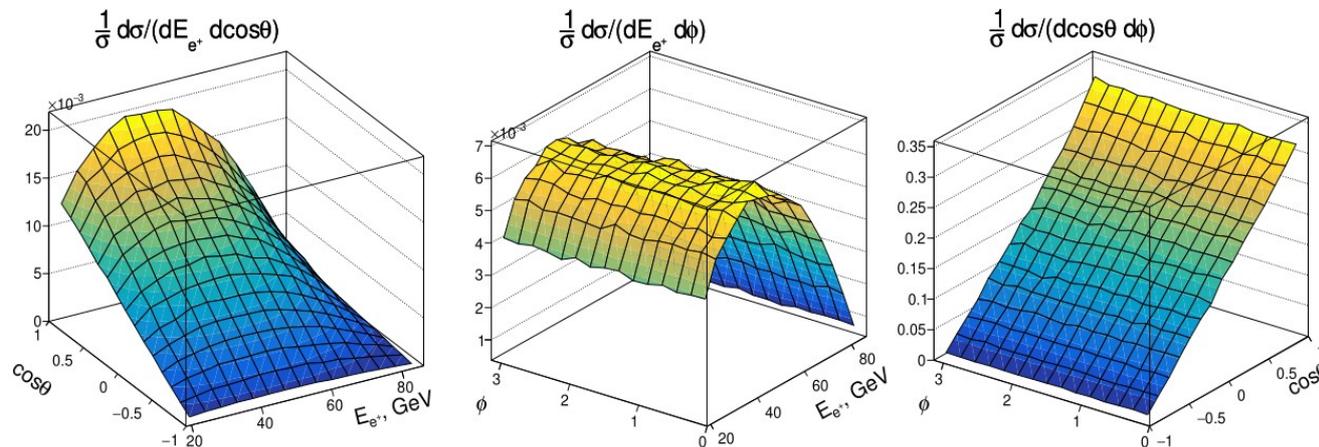
**Ланранжиан взаимодействия векторного медиатора  $A'$  с фермионами СМ и фермионами ТМ:**

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

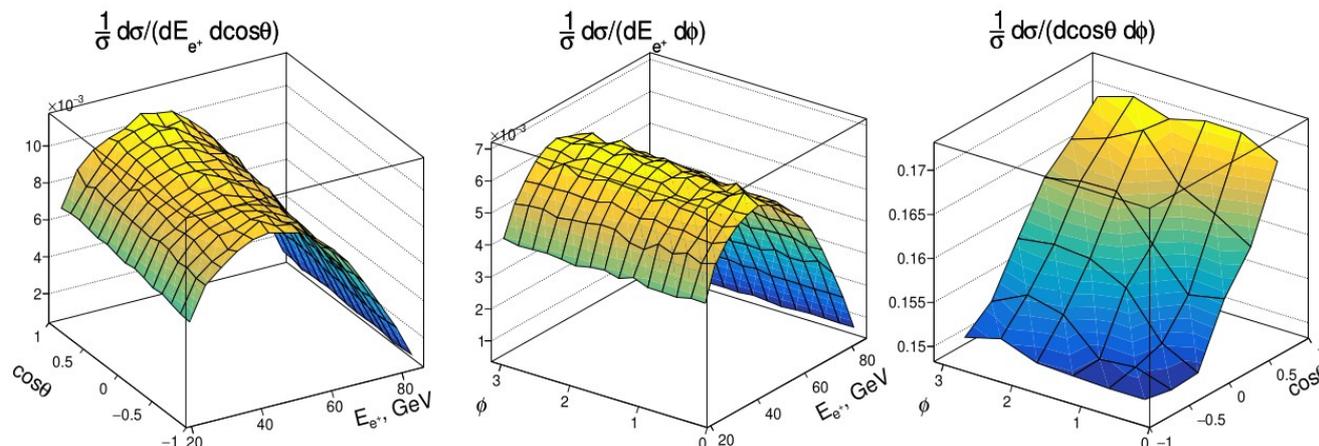
где  $\varepsilon e$  - параметр взаимодействия векторного медиатора  $A'$  с электромагнитным током СМ  $j_{EM}^{\mu}$ ,  $e_D$  - параметр взаимодействия векторного медиатора  $A'$  с фермионами темной материи  $\chi$ .

# Двумерные дифференциальные сечения для модели со скалярным медиатором в системе кластера, соответствующего продуктам распада топ кварка.

СМ



СМ + медиатор



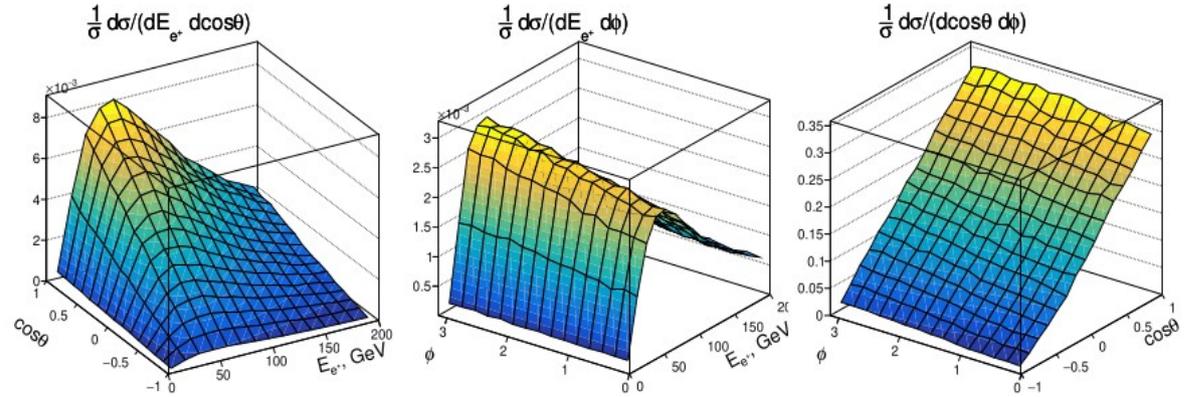
Из нижнего левого рисунка видно, что для данного значения массы скалярного медиатора существенно ослабла корреляция между  $d$  и  $e^+$  в системе топ-кварка. В дифференциальном сечении появился вклад, пропорциональный фактору  $(1 - \cos\theta)$ , который скомпенсировал основной вклад, пропорциональный фактору  $(1 + \cos\theta)$ . Причем, относительный вклад этих членов зависит от взаимного соотношения массы медиатора и энергии столкновения. Такое размытие корреляции произошло из-за того мы отклонили направление  $d$ -кварка относительно кластера в который осуществляем буст, отделив от этого кластера компоненту медиатора.

## Выбор другой системы отсчета для построения многомерных распределений.

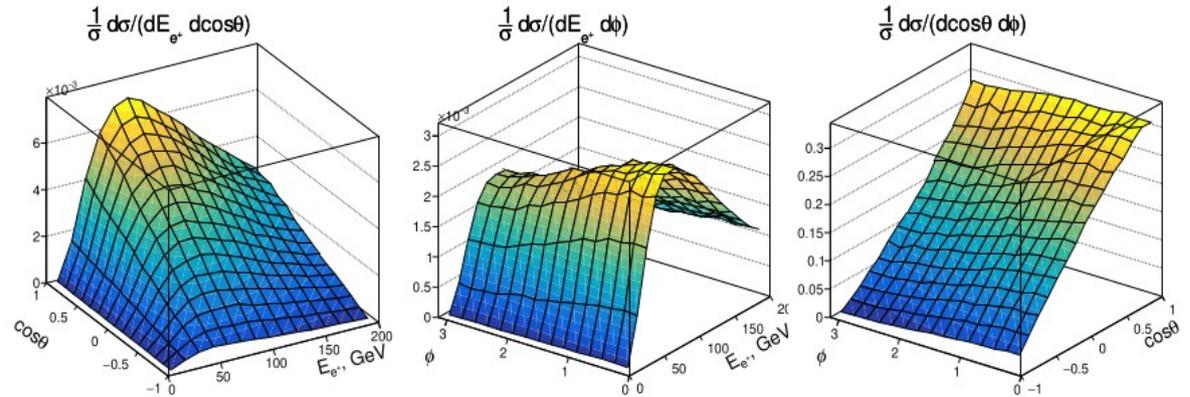
- Мы провели анализ двумерных распределений в системе кластера, соответствующего продуктам распада топ кварка. Для этого мы отделили импульс нейтрино от импульса кластера продуктов распада медиатора.
- Однако, на практике эта задача является труднореализуемой, так как эти частицы не регистрируются детектором 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.

# Двумерные дифференциальные сечения для модели со скалярным медиатором в системе кластера, соответствующего продуктам распада топ кварка и медиатора.

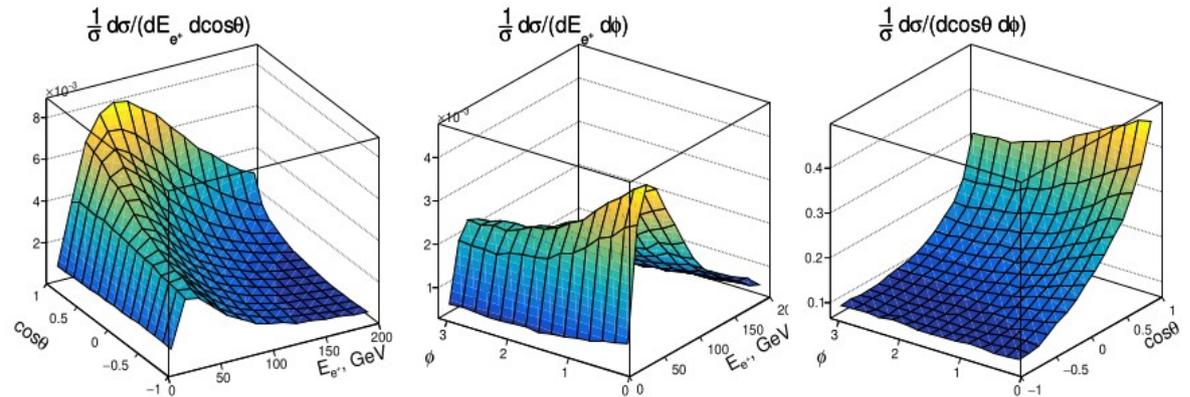
SM + скалярный медиатор



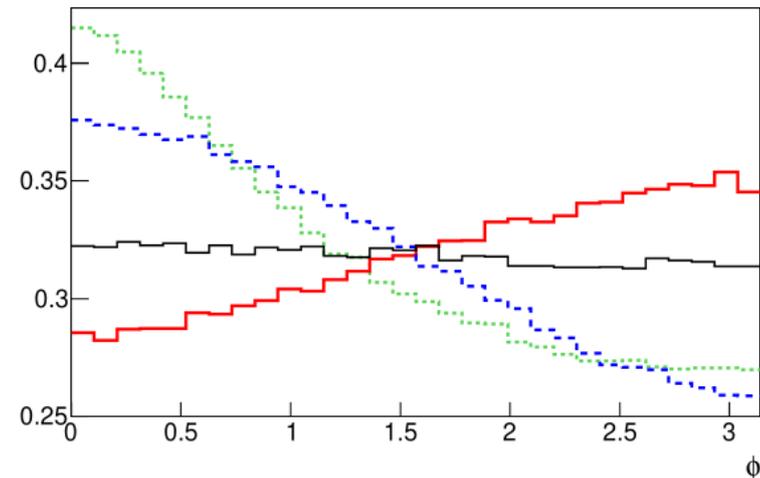
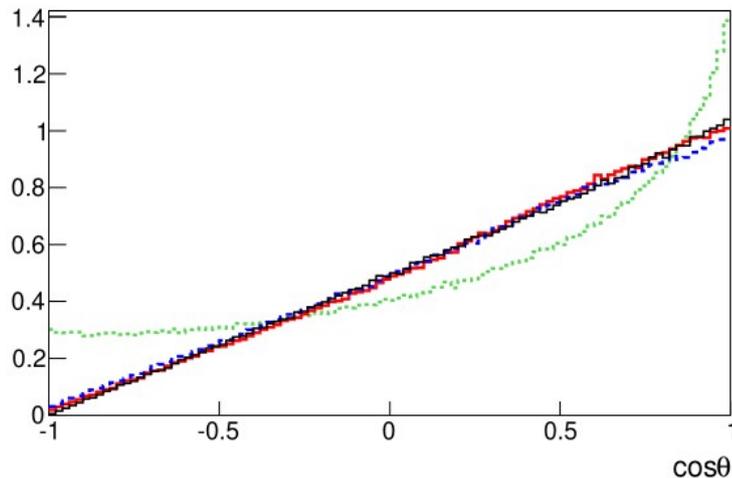
SM + псевдоскалярный медиатор



SM + векторный медиатор



## Одномерные дифференциальные сечения для модели со скалярным медиатором в системе кластера, соответствующего продуктам распада топ кварка и медиатора.

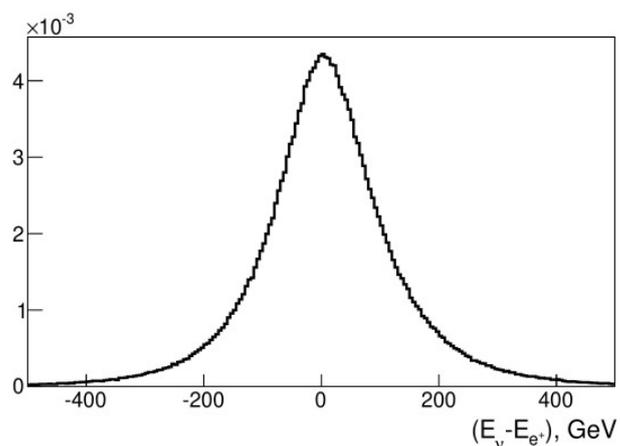


Распределения по  $\cos\theta$  и  $\phi$  в системе кластера, соответствующего продуктам распада топ кварка и медиатора: скалярного (красная сплошная линия), псевдоскалярного (синяя штриховая линия), векторного (зелёная точечная линия). Случай СМ показан черной сплошной линией.

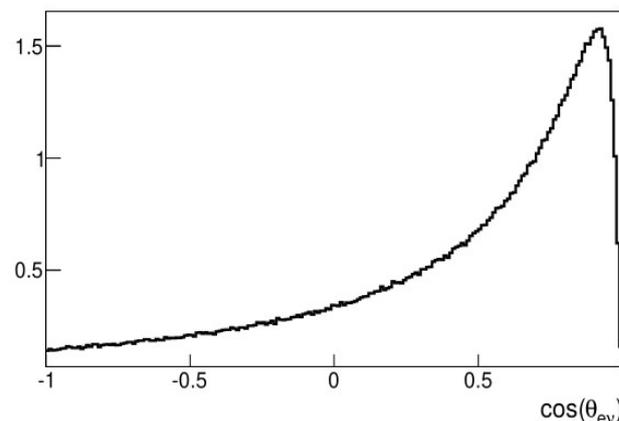
Для случаев скалярного и псевдоскалярного медиаторов сохраняется прямая корреляция между направлениями импульсов d-кварка и позитрона. Это объясняется тем, что вершина со скалярным медиатором не меняет лоренцеву структуру матричного элемента. Кроме того, в выбранной системе отсчета импульс d-кварка сохраняет свое положение относительно кластера, содержащего продукты распада топ кварка. Однако, в новой системе отсчета, энергия позитрона может принимать значения от 0 до  $\sqrt{s}/2$ . Также, в новой системе отсчета меняется зависимость от угла  $\phi$ , как показано на правом рисунке. Это связано с тем, что угол  $\phi$  откладывается от плоскости, содержащей импульсы позитрона и b-кварка. В системе топ кварка энергия b-кварка имеет фиксированное значение, а энергия позитрона ограничена значениями  $E_{\min} = m_W^2 / (2m_t)$  и  $E_{\max} = m_t/2$ . В новой системе кластера продуктов распада топ-кварка и медиатора энергия b-кварка принимает различные значения, а границы энергии позитрона варьируются от 0 до  $\sqrt{s}/2$ . За счет изменения кинематики b и  $e^+$  поведение угла  $\phi$  меняется, и в дифференциальном сечении появляется зависимость от этого угла.

## Измерение массы медиатора.

- В системе отсчета кластера, соответствующего продуктам распада топ кварка и медиатора топ кварк и медиатор летят в противоположные стороны. Модули их трёхмерных импульсов равны друг другу.
- В этой системе, в случае достаточно большой массы медиатора, топ кварк имеет большой импульс, часть которого передает при распаде  $W$ -бозону, а он передает его позитрону и нейтрину. Таким образом, в этой системе позитрон и нейтрино летят сонаправленно в узком секторе, а значения их энергии близки друг к другу, как показано на распределениях:



Распределение разности энергии нейтрино и позитрона в системе отсчета кластера, соответствующего продуктам распада топ кварка и скалярного медиатора.



Распределение косинуса угла между направлением движения нейтрино и позитрона в системе отсчета кластера, соответствующего продуктам распада топ кварка и скалярного медиатора.

## Измерение массы медиатора.

Таким образом, в большинстве случаев импульсы нейтрино и позитрона совпадают, и мы можем заменить импульс нейтрино на импульс позитрона в этой системе. Согласно релятивистскому соотношению, масса медиатора равна:

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

Заменяя четырёх-импульс нейтрино на четырёх-импульс позитрона, получаем:

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

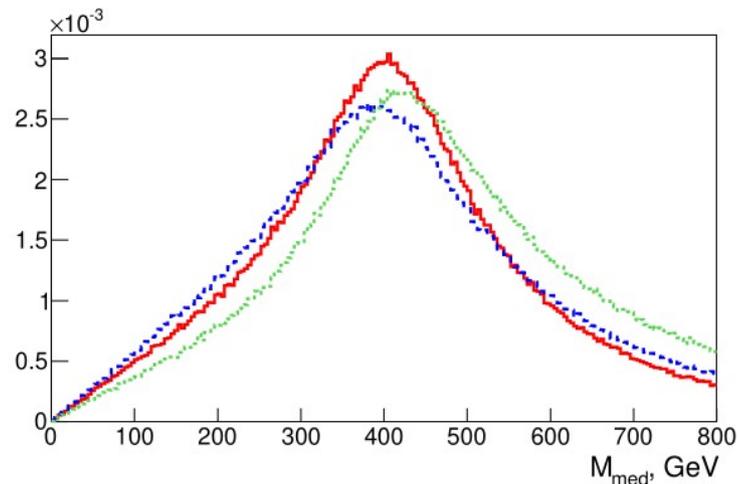
Так как трёхмерный импульс медиатора равен суммарному импульсу продуктов распада топ кварка с противоположным знаком, а импульс нейтрино равен импульсу позитрона, можно записать:

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

где  $E_{miss}$  - общая потерянная энергия в системе отсчета кластера, соответствующего продуктам распада топ кварка и медиатора.

## Измерение массы медиатора.

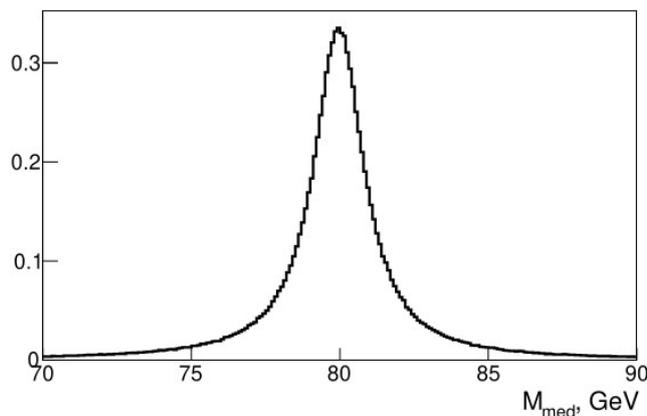
- Используя полученное выражение можно определить реконструированную массу медиатора для большинства исследуемых Монте-Карло событий. Положение максимума этого распределения и будет точным значением массы медиатора. Схема работает для случаев достаточно тяжёлого медиатора, где в системе кластера (W-бозон, b-кварк, медиатор) W-бозон летит быстро.
- Профиль распределения, в случае векторного медиатора, немного сместился вправо. Это связано с тем, что в процесс с участием векторного медиатора дают вклад диаграммы с излучением медиатора из линий начальных u и b-кварков, а также конечных d-кварков, тем самым, нарушая кинематику основного подпроцесса.:



Восстановленная масса медиатора в системе отсчета кластера, соответствующего продуктам распада топ кварка и медиатора: скалярного (красная сплошная линия), псевдоскалярного (синяя штриховая линия), векторного (зелёная точечная линия).

## Измерение массы медиатора.

Если применить метод к образцам СМ, то получим распределение с максимумом на значении массы  $W$ -бозона. Такое применение не имеет смысла, так как выходит за рамки применимости метода.



Кроме измерения массы медиатора, описанный метод может быть использован для отбора событий с участием медиатора и темной материи. Если наложить кинематическое обрезание по новой переменной, соответствующей реконструированной массе медиатора, на значении, равном массе топ кварка и отсечь все события, соответствующие меньшим значениям, то можно эффективно отделить события с новой физикой от событий СМ.

## Полученные результаты

- Получены многомерные дифференциальные сечения рождения, характеризующие спиновые корреляции в процессах ассоциативного рождения темной материи и одиночного топ кварка на Большом адронном коллайдере.
- Детально рассмотрены процессы с участием скалярных, псевдоскалярных и векторных частиц медиаторов.
- На основе анализа многомерных дифференциальных сечений разработаны методы идентификации частиц-медиаторов, а также определения их спина и чётности. Показано, что соответствующие двумерные распределения для различных сценариев существенно отличаются друг от друга, что позволяет по общей совокупности распределений однозначно идентифицировать вид медиатора, участвующего в процессе.
- Предложен новый метод точного измерения массы частицы-медиатора в процессах одиночного рождения топ кварка.

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