

ОБНАРУЖЕНИЕ НОВЫХ ЧАСТИЦ — ВОЗМОЖНЫХ КАНДИДАТОВ НА РОЛЬ ЧАСТИЦ ТЕМНОЙ МАТЕРИИ В СТОЛКНОВЕНИЯХ ПРОТОНОВ И ЯДЕР ИЗ СПЕКТРОВ МЯГКИХ ФОТОНОВ

© 2023 г. А. Т. Дьяченко^{1),2)*}

Поступила в редакцию 13.09.2022 г.; после доработки 13.09.2022 г.; принята к публикации 14.09.2022 г.

В термодинамической модели предложена интерпретация спектров мягких фотонов по поперечному импульсу в pp -столкновениях с учетом бозона $X17$ с массой 17 МэВ — новой частицы, возможного кандидата на роль частиц темной материи. На основе объединения двумерных квантовой хромодинамики и квантовой электродинамики в модели трубки найдены массы частиц темной материи. Предложена интерпретация обнаружения еще и бозона с массой 38 МэВ в спектрах фотонов, испускаемых в реакциях протонов с ядрами углерода при импульсе налетающих протонов 5.5 ГэВ/с. Бозон $X38$ с массой 38 МэВ имеет близкую к полученной нами массу бозона, равную 34 МэВ для электромагнитной трубки. Эта новая частица была обнаружена в экспериментах, проведенных недавно в Дубне для реакции $p + C \rightarrow 2\gamma + X$. Бозоны $X17$ и $X38$ предложено считать частицами темной материи.

DOI: 10.31857/S0044002723010178, EDN: RBE0QM

1. ВВЕДЕНИЕ

Продолжая работы Ферми, Померанчука и Ландау по статистической модели множественного рождения частиц [1–3], см. также [4, 5], основываясь на работах [6–8], нами предложен алгоритм нахождения распределения по поперечному импульсу вторичных частиц [9–10]. Этот подход может быть применен к поиску частиц темной материи, которой посвящено очень много работ (см., например [11–13]). Только 5% массы Вселенной составляет видимая ее часть, остальное — темная материя и темная энергия. Здесь нами получены необходимые более точные формулы для спектров мягких фотонов по сравнению с предыдущими работами.

Анализируя вслед за [14] экспериментальные данные [15] по спектрам мягких фотонов в зависимости от поперечного импульса, в настоящей работе предлагается интерпретировать ужесточение спектра [15] как проявление вклада новой частицы бозона $X17$, массой около 17 МэВ, являющейся кандидатом на роль частиц темной материи. Предложен алгоритм нахождения массы бозона $X17$ на основе модели трубки. На основе этого

алгоритма получена масса еще одной новой частицы — бозона $X38$ с массой 38 МэВ, и проведено сравнение с экспериментальными данными [16] по обнаружению этой частицы в спектрах фотонов, испускаемых в реакции $p + C \rightarrow 2\gamma + X$ при импульсе налетающих протонов 5.5 ГэВ/с. Этот подход применим и к другим разделам физики тяжелых ионов [17–19].

Далее в разд. 2 дается вывод формул для распределения вторичных частиц по поперечному импульсу, в разд. 3 найдены формулы для фотонов от распада бозонов и проведено сравнение с экспериментальными данными, в разд. 4 обосновываются массы бозонов $X17$ и $X38$, а в разд. 5 дается наша интерпретация экспериментальных данных, полученных в Дубне, по обнаружению бозона $X38$.

2. РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПО ПОПЕРЕЧНОМУ ИМПУЛЬСУ ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ

Согласно работам [1–3] процесс множественного образования вторичных частиц в pp -столкновениях при высокой энергии можно представить, используя законы термодинамики или гидродинамики [4, 5]. При столкновениях тяжелых ионов различных энергий можно описать экспериментальные данные похожим образом [17–19].

Действительно [4, 5], одноинклюзивный спектр вторичных частиц $a + b \rightarrow c + X$, где c — частица, имеет вид

$$E_1 \frac{d\sigma}{d^3\mathbf{p}_1} = F(P - p_1) | \langle |M| \rangle |^2, \quad (1)$$

¹⁾НИЦ “Курчатовский институт” — ПИЯФ, Гатчина, Россия.

²⁾Петербургский государственный университет путей сообщения Императора Александра I, Санкт-Петербург, Россия.

*E-mail: dyachenko_a@mail.ru

где $F(P - p_1)$ — лоренц-инвариантный пространственно-временной фазовый объем

$$F(P - p_1) = \prod_{i=2}^{i=N} \frac{d^3 \mathbf{p}_i}{E_i} \delta^{(4)} \left(P - p_1 - \sum_{i=2}^N p_i \right), \quad (2)$$

$\langle |M| \rangle$ — независимый сильно от импульса p_1 матричный элемент. В приближении безмассовых частиц $F(P - p_1) \sim |(P - p_1)^2|^{N-3}$ и в системе центра масс

$$F(P - p_1) \sim E^{2(N-3)} \left(1 - \frac{E_1}{E} \right)^{2(N-3)} \sim \exp \left(-\frac{E_1}{T} \right) \quad (3)$$

при $N \gg 1$, где E — полная энергия, P — полный импульс, N — число образующихся частиц, $E_1 \approx \approx |\mathbf{p}_1|$ — энергия испускаемой частицы. Тогда при быстроте $y_1 = 0$ распределение по поперечному импульсу имеет вид

$$\frac{dN}{dp_T} \sim p_T \exp \left(-\frac{p_T}{T} \right), \quad (4)$$

которое можно переписать для частиц массы m в виде [5]

$$\frac{dN}{dp_T} = CT p_T \exp \left(-\frac{\sqrt{m^2 + p_T^2} - m}{T} \right), \quad (5)$$

где p_T — поперечный импульс, m — масса частицы. Для нахождения температуры T и скорости надо использовать ультрарелятивистскую гидродинамику [3].

Здесь мы упрощаем описание, считая, что в результате термализации за счет перераспределения начальной энергии E_0 по трем направлениям в тепловую энергию переходит энергия $E_T = E_0/3$, определяющая распределение частиц в поперечном направлении (давление $P = e_0/3$). Остальная энергия переходит в кинетическую энергию продольного расширения с $P \approx e$, поскольку система лоренцевски сжата. Отсюда находится температура безмассовых частиц

$$T = \left(\frac{E_0}{g_Q V_R} 10^9 \right)^{1/4}, \quad (6)$$

где E_0 — кинетическая энергия в системе центра масс в ГэВ, $g_Q = \left(2 \times 8 + \frac{7}{8} \times 2 \times 2 \times 3 \times 3 \right) = 47$ — статистический вес шести кварков и восьми глюонов, $V_R = (1.3)^3$ — объемный фактор, учитывающий увеличение объема при расширении системы на стадии формирования вторичных частиц. Выражение (6) для температуры получается из

выражения для плотности энергии $e = \frac{4\pi g_Q 6T^4}{(2\pi \hbar c)^3}$ и

$E_T = eV$, где V — объем сталкивающихся протонов, c — скорость света, \hbar — постоянная Планка, фактор g_Q учитывает восемь глюонов со своими поляризациями и шесть трехцветных кварков со своими спинами. Мы считаем, что температура T , определяемая по формуле (6) в момент разлета системы, при высоких энергиях близка к температуре образующихся частиц массы m .

В формуле (5) в нормировочном коэффициенте пропорциональности C выделена температура T , поскольку число частиц пропорционально T^3 . Кроме того, в настоящей работе выражение (5) может быть использовано как для вклада в спектр при распаде всей взаимодействующей системы, так и для вклада за счет взаимодействия областей перекрытия сталкивающихся систем. Это аналогично используемому нами подходу при описании экспериментальных данных в столкновениях тяжелых ионов при выделении hot spot [6–8]. Аналогичные модели (корона-кор) используются при ультрарелятивистских энергиях [20, 21]. При этом для области перекрытия коэффициент C должен быть уменьшен, а температура T должна быть увеличена в соответствующее число раз. Из качественных соображений находим, что для hot spot коэффициент C должен быть уменьшен примерно в 10 раз, а температура T увеличена примерно в 2 раза. При сравнении с экспериментальными данными здесь наши расчеты нормировались на экспериментальные данные за счет общего множителя для двух вкладов.

3. РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПО ПОПЕРЕЧНОМУ ИМПУЛЬСУ ДЛЯ МЯГКИХ ФОТОНОВ

В эксперименте [15] изучались мягкие фотоны, испускаемые в pp -столкновениях при начальном импульсе 450 ГэВ/с на фиксированной мишени. Интерпретация эксперимента на основе механизма bremsstrahlung не воспроизводит наклон спектра [15].

Вонг в работах [14, 22] предложил интерпретировать эти данные на основе температурного спектра, подбирая соответствующую температуру и вводя вклад от распада бозона X_{17} на фотоны. Существование новой частицы — бозона X_{17} с массой, примерно равной 17 МэВ, впервые экспериментально было предсказано в работах [23, 24] группы АТОМКІ.

Наша интерпретация импульсных спектров фотонов заключается в использовании формулы (5) при $m = 0$ с температурой для фотонов согласно формуле (6), где за счет малости константы связи для электромагнитного взаимодействия энергия E_0

была уменьшена в соответствующее число раз, т.е. в 137×14.7 раз. Соответствующая температура $T = 5.9$ МэВ. Вклад от распада бозона $X17$ с массой $m \approx 17$ МэВ с испусканием фотона можно учесть по формуле (5) аналогично работе [8].

Все распределения пропорциональны температуре T , чтобы воспроизвести пропорциональность $N \sim T^3$.

Для вклада испускания фотонов при распаде бозона $X17$ можно учесть, что при распаде частицы $X17$ в два фотона их угловое распределение в системе покоя частицы изотропно по углам. Это распределение можно представить в инвариантной форме [5]

$$dw = \frac{m}{2\pi p_1^*} \delta(2(p_x p_1) - 2mE_1^*) \frac{d^3 p_1}{E_1}, \quad (7)$$

где p_1 — импульс одного из фотонов, p_x — импульс X -бозона, p_1^* и E_1^* — импульс и энергия фотона в системе покоя X -бозона. В результате инвариантное сечение для испускания фотонов

$$E_1 f_\gamma = \frac{m}{2\pi p_1^*} \int d^3 p_x f_x \delta(2(p_x p_1) - 2mE_1^*), \quad (8)$$

где f_x — функция распределения для X -бозона. В результате интегрирования в (8) с учетом допустимых значений углов

$$|\cos \theta| = |E_x^* E_1 - m E_1^*| / p_x^* p_1 \leq 1, \quad (9)$$

после разрешения этого неравенства получаем

$$E_1 f_\gamma = \frac{m}{2p_1} \int_{E_+}^{E_-} E dE f_x, \quad (10)$$

где следующие из (9) пределы интегрирования в (10) $E_\pm = \pm p_1 + m$. Из (10) находим вклад в фотоны от распада X -бозона, здесь $\mu = 0$,

$$\frac{dN}{dP_T} = CT \left((E_- + T) \exp\left(\frac{\mu - E_-}{T}\right) - (E_+ + T) \exp\left(\frac{\mu - E_+}{T}\right) \right). \quad (11)$$

В отличие от работ Вонга, мы не фитировали экспериментальные данные, а вычислили температуру по формуле. Однако мы не претендуем на абсолютную величину распределения. Поэтому наши расчеты были нормированы на экспериментальные данные [14, 15].

На рис. 1 приведен экспериментальный спектр мягких фотонов (точки [15]), а также расчет с учетом бозона $X17$ (сплошная кривая) и без него (штриховая), вклад от бозона $X17$ (штрихпунктирная). Из рисунка видно, что без учета вклада

от бозона $X17$ расчет недооценивает экспериментальные данные, а с учетом этого вклада воспроизводит их. Т.е. такая интерпретация спектра мягких фотонов (его ужесточение) может служить еще одним свидетельством в пользу существования новой частицы — бозона $X17$.

На том же рис. 1 приведен еще в соответствии с формулой (11) вклад фотонов от распада другой новой частицы — бозона $X38$ с массой 38 МэВ (штрихпунктирная кривая), предсказанного в проведенных в Дубне экспериментах [16]. Однако его вклад проявляется только на хвосте спектра и слабо виден на рисунке.

Заметим, что такое ужесточение спектра фотонов не получается за счет вклада фотонов из hot spot, рассматривавшегося в предыдущем разделе. Поскольку в этом случае его вклад в 10 раз меньше полного сечения, а масса фотонов равна нулю, и ужесточение спектра фотонов в области энергий 20 МэВ за счет большей температуры hot spot все равно пренебрежимо мало.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Предсказанный в работе [23, 24] бозон $X17$ возможно проявляется в спектре мягких фотонов. Это было рассмотрено в предыдущем разделе и сообщалось в работах Вонга [14, 22], а также в наших работах [8–10]. В работе Вонга [14] предложена интерпретация этого бозона как результат объединения КХД и КЭД. При этом объединение производится для двумерных $KХД_2 \times KЭД_2$ в модели трубки.

В [8] мы предложили видоизмененную модель трубки. При этом также, как и Вонг [14], рассматриваем и адронную при константе связи $\alpha = \alpha_s$ и электромагнитную при $\alpha = \alpha_e = 1/137$ трубки. Радиусы трубок определяются из минимума энергии, приходящейся на единицу длины, а константа сильного взаимодействия $\alpha_s \approx 0.5$. Согласно модели трубки, натянутой между двумя кварками [8], можно найти массы образующихся адронов, а в случае электромагнитной трубки массу бозона $X17$.

При этом, согласно [25, 26], плотность энергии трубки ρ складывается из двух членов:

$$\rho = A + G. \quad (12)$$

Первый член A определяется напряженностью поля E . Если бы поле было распределено равномерно, то в полусфере энергия распределена была бы на единицу длины трубки радиуса r , равная

$$A = E^2 \frac{2\pi}{4\pi} \pi r^2 = \frac{1}{2} E^2 \pi r^2. \quad (13)$$

Но поскольку в направлении длины трубки надо суммировать только телесные углы, умноженные

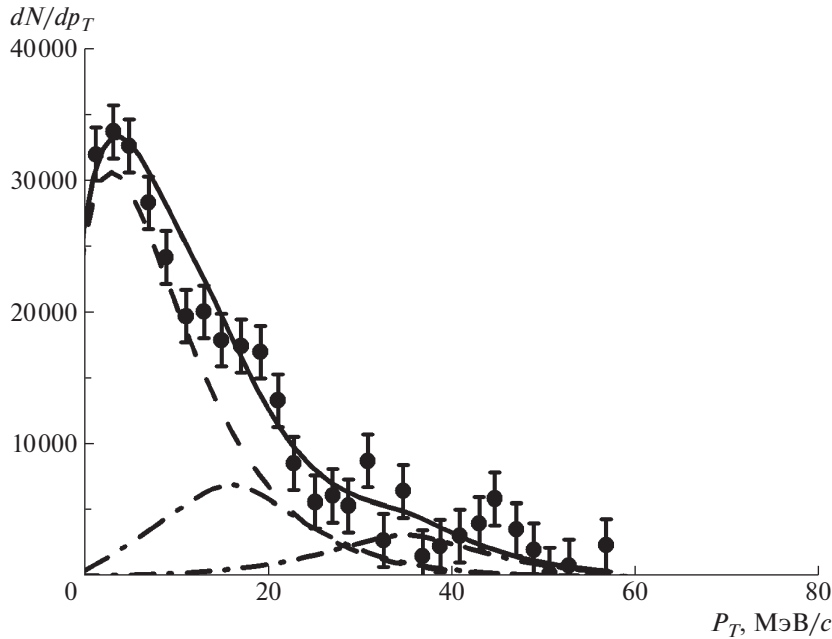


Рис. 1. Спектры мягких фотонов, испускаемых в столкновениях протонов на фиксированной мишени при импульсе 450 ГэВ/с, в зависимости от поперечного импульса фотонов p_T . Кривые: сплошная — наш расчет в соответствии с формулами (6) и (11) с учетом вклада испускания фотонов от распада бозона X17, штриховая — наш расчет без учета вклада бозона X17, штрихпунктирная — вклад от испускания фотонов при распаде X17 и X38 согласно формуле (11); точки — экспериментальные данные из работ [14, 15].

на $\cos \theta$, проекции единичного вектора на направление трубки, то телесный угол

$$\Omega = \int_0^{\pi/2} \cos \theta \sin \theta d\theta \int_0^{2\pi} d\varphi = \pi, \quad (14)$$

а не 2π . Поэтому

$$A = E^2 \frac{\Omega}{4\pi} \pi r^2 = \frac{1}{4} E^2 \pi r^2, \quad (15)$$

где поток вектора напряженности E равен $\Phi = \int_0^{\pi/2} E \cos \theta d\theta \int_0^r 2\pi r dr = E\pi r^2$, и напряженность $E = \frac{\Phi}{\pi r^2} = \frac{g}{\pi r^2}$, а константа связи $\alpha = \frac{g^2}{4\pi}$, r — радиус трубки.

Следовательно,

$$A = \frac{\alpha}{r^2}. \quad (16)$$

Второй член выражается через мешковую константу $B = 0.17 \text{ ГэВ}/\text{Фм}^3$ [4]:

$$G = B\pi r^2 \frac{\alpha}{\alpha_s}, \quad (17)$$

где нами введено отношение α/α_s константы α к константе сильного взаимодействия α_s . Здесь при $\hbar = c = k = 1 \text{ Фм} = 5 \text{ ГэВ}^{-1}$.

Для колеблющейся прямолинейной струны-трубки получаем [25] массу M :

$$M^2 = 2\pi\rho n, \quad (18)$$

где n — квантовое число. Для адронной трубки при $n = 1$ получаем $M \approx 152 \text{ МэВ}$ для π^0 -мезона. Но если мешковую константу B выбрать равной $0.13 \text{ ГэВ}/\text{Фм}^3$, то для π^0 -мезона получаем более близкое к экспериментальному значение $M \approx 140 \text{ МэВ}$. Для электромагнитной трубки при том же радиусе трубки получаем массу нейтрального бозона X17 $M \approx 17 \text{ МэВ}$. По формуле $M^2 = 2\pi\rho m$ можно получить и резонансы, где m — кратно сложенная струна с вращением. Так можно получить массу ρ -мезона, а для электромагнитной струны получаем массу бозона 34 МэВ при $m = 4$, полученную в работе Вонга другим путем.

Отметим, что эти результаты получены в нашем подходе по формулам, отличным от работы Вонга. В своей работе [14] Вонг предлагает интерпретировать бозон X17 как частицу темной материи, поскольку он нейтрален, не барион и может быть составной частицей астрофизических объектов большой массы.

5. ОБНАРУЖЕНИЕ БОЗОНА X38

Что касается бозона X38 с массой 38 МэВ, то его масса близка к полученной нами массе бозона,

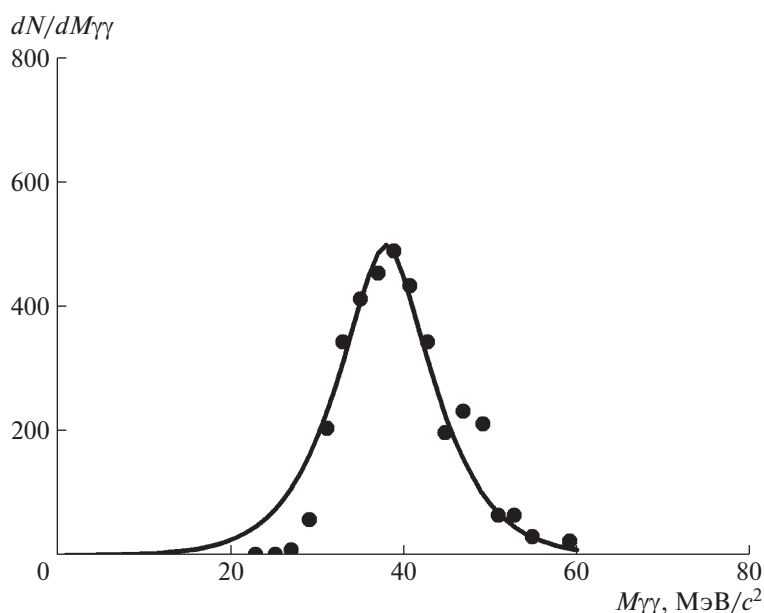


Рис. 2. Спектр фотонов, испускаемых в реакции $p + C \rightarrow 2\gamma + X$ при импульсе налетающих протонов 5.5 ГэВ/с, сплошная кривая — наш расчет, точки — обработанные экспериментальные данные из работы [16].

равной 34 МэВ для электромагнитной трубки в предыдущем разделе. Эта новая частица была обнаружена в экспериментах, проведенных недавно в Дубне для реакции $p + C \rightarrow 2\gamma + X$ при импульсе налетающих протонов 5.5 ГэВ/с [16]. Для интерпретации полученных экспериментальных данных по спектрам испускаемых фотонов в зависимости от их массы можно использовать формулы (6) и (11), положив массу распадающегося на два фотона бозона $m = 38$ МэВ. Температура при расчете соответствовала величине 3.7 МэВ.

На рис. 2 приведено сравнение экспериментального распределения спектра испускаемых фотонов в зависимости от их массы (точки из работы [16]) с нашим расчетом — сплошная кривая, которая была нормирована на экспериментальные данные. Можно видеть согласие формы и положения максимума распределения, экспериментального и полученного нами.

6. ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Таким образом, в термодинамической модели дана интерпретация экспериментальных данных по спектрам мягких фотонов с помощью новой частицы — бозона $X17$, который нейтрален и не является барионом. Он может образовывать массивные объекты темной материи в астрофизике. Обосновывается наличие массы бозона $X17$, равной 17 МэВ, исходя из электромагнитной трубки при объединении двумерных $KX_{D_2} \times KQ_{D_2}$. А также дана интерпретация экспериментальных данных по обнаружению еще новой частицы — бозона $X38$

с массой 38 МэВ, открытого в Дубне на ускорителе в Лаборатории физики высоких энергий Объединенного института ядерных исследований. В работе [27] Вонг предсказал существование еще не открытого темного нейтрона для электромагнитной струны с тремя кварками. На наш взгляд применение электромагнитной струны с примесью мешковой константы для трех кварков, как в нашем подходе, возможно. Только три кварка нужно будет связать тремя струнами [26].

Автор благодарен В.В. Вечернину, М.Б. Жалову и Е.Н. Бодунову за обсуждение.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. E. Fermi, *Prog. Theor. Phys.* **5**, 570 (1950).
2. I. Ya. Pomeranchuk, *Dokl. Akad. Nauk* **78**, 889 (1951).
3. L. D. Landau, *Izv. Akad. Nauk. Ser. Fiz.* **17**, 51 (1953) [*Collected Papers of L. D. Landau*, Ed. by D. Ter Haar (Pergamon Press, Oxford, 1965), p. 74].
4. В. М. Емельянов, С. Л. Тимошенко, М. Н. Стриханов, *Введение в релятивистскую ядерную физику* (Физматлит, Москва, 2004) [V. M. Emelyanov, S. L. Timoshenko, and M. N. Strikhanov, *Introduction to Relativistic Nuclear Physics* (Fizmatlit, Moscow, 2004)].
5. В. И. Гольданский, Ю. П. Никитин, И. Л. Розенталь, *Кинематические методы в физике высоких энергий* (Наука, Москва, 1987) [V. I. Goldansky, Yu. P. Nikitin, and I. L. Rosenthal, *Kinematic Methods in High-Energy Physics* (Nauka, Moscow, 1987; Routledge, 1989)].

6. А. Т. Дьяченко, И. А. Митропольский, ЯФ **83**, 317 (2020) [A. T. D'yachenko and I. A. Mitropolsky, Phys. At. Nucl. **83**, 558 (2020)].
7. А. Т. Дьяченко, И. А. Митропольский, Изв. РАН. Сер. физ. **85**, 716 (2021) [A. T. D'yachenko and I. A. Mitropolsky, Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **85**, 554 (2021)].
8. А. Т. D'yachenko, Phys. At. Nucl. **83**, 1597 (2020).
9. А. Т. D'yachenko and E. S. Gromova, J. Phys.: Conf. Ser. **2131**, 022054 (2021).
10. А. Т. D'yachenko, А. А. Verisokina, and М. А. Verisokina, Acta Phys. Pol. B Proc. Suppl. **14**, 761 (2021).
11. S. N. Gninenko, N. V. Krasnikov, and V. A. Matveev, Phys. Usp. **64**, 1286 (2021).
12. В. Н. Лукаш, Е. В. Михеева, УФН **177**, 1023 (2007) [V. N. Lukash and E. V. Mikheeva, Phys. Usp. **50**, 971 (2007)].
13. M. Battaglieri *et al.*, arXiv: 1707.04591.
14. C.-Y. Wong, JHEP **08**, 165 (2020); arXiv: 2001.04864v1 [nucl-th].
15. A. Belogianni, W. Beusch, T. J. Brodbeck, F. S. Dzheparov, B. R. French, P. Ganoti, J. B. Kinson, A. Kirk, V. Lenti, I. Minashvili, V. F. Perepelitsa, N. Russakovich, A. V. Singovsky, P. Sonderegger, M. Spyropoulou-Stassinaki, and O. Villalobos Baillie, Phys. Lett. B **548**, 129 (2002).
16. K. Abraamyan, C. Austin, M. Baznat, K. Gudima, M. Kozhin, S. Reznikov, and A. Sorin, EPJ Web Conf. **204**, 08004 (2019); arXiv: 1208.3829.
17. А. Т. D'yachenko, К. А. Gridnev, and W. Greiner, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **40**, 085101 (2013).
18. А. Т. D'yachenko and I. A. Mitropolsky, EPJ Web Conf. **204**, 03018 (2019).
19. А. Т. D'yachenko and I. A. Mitropolsky, Phys. At. Nucl. **82**, 1641 (2019).
20. U. Heinz and P. Kolb, Nucl. Phys. A **702**, 269 (2002).
21. Y. Kanakubo, Y. Tachibana, and T. Hirano, Phys. Rev. C **101**, 024912 (2020).
22. C.-Y. Wong, Phys. Rev. C **81**, 064903 (2010).
23. A. J. Krasznahorkay, M. Csatlós, L. Csige, Z. Gácsi, J. Gulyás, M. Hunyadi, I. Kuti, B. M. Nyakó, L. Stuhl, J. Timár, T. G. Tornyai, Zs. Vajta, T. J. Ketel, and A. Krasznahorkay, Phys. Rev. Lett. **116**, 042501 (2016); arXiv: 1504.01527.
24. A. J. Krasznahorkay, M. Csatlós, L. Csige, J. Gulyás, A. Krasznahorkay, B. M. Nyakó, I. Rajta, J. Timár, I. Vajda, and N. J. Sas, Phys. Rev. C **104**, 044003 (2021); arXiv: 2104.10075 [nucl-ex].
25. В. А. Абрамовский, Э. В. Гедалин, Е. Г. Гурвич, О. В. Канчели, *Неупругие взаимодействия при высоких энергиях и хромодинамика* (Мецниереба, Тбилиси, 1986) [V. A. Abramovsky, E. V. Gedalin, E. G. Gurvich, and O. V. Kancheli, *Inelastic Interactions at High Energies and the Chromodynamics* (Metsniereba, Tbilisi, 1986)].
26. Б. М. Барбашов, В. В. Нестеренко, *Модель релятивистской струны в физике адронов* (Энергоатомиздат, Москва, 1987) [B. M. Barbashov and V. V. Nesterenko, *Relativistic String Model in Hadron Physics* (Energoatomizdat, Moscow, 1987)].
27. C.-Y. Wong, Eur. Phys. J. A **58**, 100 (2022); arXiv: 2010.13948 [hep-ph].

DETECTION OF NEW PARTICLES—POSSIBLE CANDIDATES FOR THE ROLE OF DARK MATTER PARTICLES IN COLLISIONS OF PROTONS AND NUCLEI FROM SPECTRA OF SOFT PHOTONS

A. T. D'yachenko^{1),2)}

¹⁾National Research Center "Kurchatov Institute" — PNPI, Gatchina, Russia

²⁾Emperor Alexander I Petersburg State Transport University, St. Petersburg, Russia

In a thermodynamic model, an interpretation of the transverse momentum spectra of soft photons in pp collisions is proposed, taking into account the $X17$ boson with a mass of 17 MeV, a new particle, a possible candidate for the role of dark matter particles. Based on the unification of two-dimensional quantum chromodynamics and quantum electrodynamics in the tube model, the masses of dark matter particles are found. An interpretation is also proposed for the detection of a boson with a mass of 38 MeV in the spectra of photons emitted in reactions of protons with carbon nuclei at an incident proton momentum of 5.5 GeV/c. The $X38$ boson with a mass of 38 MeV has a mass close to the boson mass obtained by us, equal to 34 MeV for an electromagnetic tube. This new particle was discovered in experiments recently carried out in Dubna for the reaction $p + C \rightarrow 2\gamma + X$. Bosons $X17$ and $X38$ are proposed to be considered as particles of dark matter.