Письма в ЭЧАЯ. А. 2012. Т. 9, № 9–10. С. 197–203

ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И АТОМНОГО ЯДРА. ТЕОРИЯ

ОСОБЕННОСТИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЕДИНИЧНОГО ЛЕПТОНА ПРИ ПОИСКЕ ЧАСТИЦ ТЕМНОЙ МАТЕРИИ НА ILC/CLIC — ИСТОЧНИКЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ МАСС ЭТИХ ЧАСТИЦ

П. А. Крачков

Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

Измерение не зависящих от деталей динамики процесса особенностей в энергетическом распределении единичного лептона в каскадном процессе $e^+e^- \to D^+D^- \to DDW^+W^- \to DD(q\bar{q})\mu\nu$ позволит надежно определить массы кандидата на роль частицы темной материи D и ее заряженных партнеров $D^\pm$ в будущих экспериментах на линейном коллайдере ILC/CLIC.

The measuring of model independent singularities in the energy distribution of single lepton in the cascade process $e^+e^- \to D^+D^- \to DDW^+W^- \to DD(q\bar{q})\mu\nu$ will allow one to reliably determine the mass of a candidate for dark matter D and its charged partners $D^\pm$ in future experiments at linear collider ILC/CLIC.

PACS: 14.80.-j; 14.80.Ly; 12.60.-i; 12.60.Jv

Во многих моделях темная материя состоит из частиц, похожих на частицы из Стандартной модели. Стабильность этих частиц обеспечивается сохранением нового дискретного квантового числа, называемого ниже D-четностью. Все известные ныне частицы D-четны, тогда частицы темной материи D-нечетны. Мы рассматриваем модели, в которых помимо нейтральной D-нечетной частицы D массой M_D существуют заряженные D-нечетные частицы $D^\pm$ массой $M_\pm > M_D$ и, быть может, еще одна нейтральная D-нечетная частица D^A массой $M_A > M_D$. В этих моделях спины всех D-частиц s_D одинаковы, $s_D = 0$ или $1/2$, D-частицы взаимодействуют с известными ныне частицами только через калибровочные W- и Z-бозоны, фотон и бозон Хиггса, константы взаимодействия с калибровочными бозонами — обычные константы связи Стандартной модели.

Поиск таких кандидатов на роль частиц темной материи и других D-нечетных частиц и измерение их масс — важная проблема в ускорительной физике. На LHC трудно ожидать хорошей точности при таком измерении. ILC/CLIC дает эту возможность для широкого класса моделей. Следуя [1], мы рассмотрим основной процесс рождения таких частиц в столкновениях e^+e^- в линейном коллайдере ILC/CLIC:

$$e^+e^- \to D^+D^-. \qquad (1)$$

Частицы $D^{\pm}$ быстро распадаются[1] на D и $W^{\pm}$, иногда на D, $W^{\pm}$ и Z. Наблюдению подлежат продукты распада W и Z — пары струй (ди-джеты), представляющие $q\bar{q}$-пары или дилептоны $\ell\nu$ (для определенности мы будем говорить о мюонах). Сечение этого процесса составляет значительную часть полного сечения e^+e^--аннигиляции в ILC, где его можно надежно наблюдать и исследовать.

Граничные точки энергетических распределений дилептонов или ди-джетов, представляющих W, можно было бы использовать для определения масс $M_{\pm}$ и M_D [2] (см. также [3, 4]). Для этого необходимо аккуратно измерить верхнюю и нижнюю границы этих распределений. К сожалению, из-за неопределенности в измерении энергий отдельных струй нижняя граница оценивается плохо, и аккуратные измерения в ди-джет моде невозможны. В лептонной моде наблюдаемым является лишь заряженный лептон, поэтому использование кинематического метода границ невозможно. Недавно выяснилось, что энергетическое распределение лептона $\ell = \mu$, e в каскаде

$$e^+e^- \to D^+D^- \to W^+DW^-D \to (\ell^+\nu)(q\bar{q})DD \tag{2}$$

помимо верхней границы распределения содержит хорошо выделяемые особые точки, измерение положений которых позволит определить массы $M_{\pm}$ и M_D [1]. Ниже вычислены соответствующие распределения и продемонстрировано, что эти особые точки достаточно четко выделяются на соответствующих кривых.

В с. ц. и. для e^+e^- (лабораторная система для коллайдера) энергии, γ-факторы и скорости $D^{\pm}$, родившихся в реакции $e^+e^- \to D^+D^-$, таковы:

$$E_{\pm} = E = \frac{\sqrt{s}}{2}, \quad \gamma_+ = \frac{E}{M_+}, \quad \beta_+ = \sqrt{1 - \frac{M_+^2}{E^2}}. \tag{3}$$

Если частица D^A не существует или $M_A > M_{\pm} > M_D$, то единственный возможный распад $D^{\pm}$ есть $D^{\pm} \to DW^{\pm}$, так что мы имеем дело с процессом

$$e^+e^- \to D^+D^- \to DDW^+W^-. \tag{4}$$

Наблюдаемые состояния содержат продукты распада обоих W и большую потерянную поперечную энергию E_T, уносимую невидимыми и стабильными D. Эти признаки позволяют с уверенностью выделить такие состояния среди возможных продуктов e^+e^--столкновения. Их наблюдение будет надежным сигналом рождения кандидатов на частицы темной материи. В нашей задаче мы предлагаем использовать конечные состояния (2), *2 струи + мюон (электрон)*. Такие события составляют около 30 % полного числа событий реакции.

[1] W может быть реальным (on-shell) или возбужденным (off-shell). Под off-shell W^* понимается состояние дилептона $\ell\nu$ или ди-джета с квантовыми числами W и эффективной массой $M^* < M_W$.

При $M_\pm - M_D > M_W$ в распаде $D^\pm$ рождается реальный W-бозон (on-shell), относительные вероятности различных его каналов распада хорошо известны [4]. Эффективная масса получающейся $q\bar{q}$- или $\ell\nu$-пары есть M_W.

В системе покоя $D^\pm$ происходит двухчастичный распад $D^\pm \to DW^\pm$, здесь энергия и импульс W вычисляются так:

$$E_W^r = \frac{M_+^2 + M_W^2 - M_D^2}{2M_+}, \quad p_W^r = \frac{\Delta(M_+^2, M_W^2, M_D^2)}{2M_+},$$
$$\text{где} \quad \Delta(s, s_1, s_2) = \sqrt{s^2 + s_1^2 + s_2^2 - 2ss_1 - 2ss_2 - 2s_1s_2}. \tag{5}$$

Обозначая через θ угол вылета W^+ в этой системе по отношению к направлению движения D^+ в лабораторной системе и $c = \cos\theta$, мы получаем энергию W^+ в лабораторной системе: $E_W^L = \gamma_+(E_W^r + c\beta_+ p_W^r)$. Таким образом, энергия пары $\ell\nu$ или ди-джета, получившихся из распада W, определяется в пределах интервала [3]

$$E > E_W^{L,\,\mathrm{up}} = \gamma_+(E_W^r + \beta_+ p_W^r) \geqslant E_W^L \geqslant E_W^{L,d} = \gamma_+(E_W^r - \beta_+ p_W^r). \tag{6}$$

Для скалярных D-частиц ($s_D = 0$) все направления вылета W в системе покоя D^+ равновероятны, поэтому получившееся распределение однородно по энергии, $dN(E) \propto dc \propto dE$. Для спинорных D-частиц ($s_D = 1/2$) тот же вывод получается после усреднения по углам вылета и спинам [1].

Перейдем теперь к вычислению *энергетического распределения мюонов* из каскада $D^+ \to DW^+ \to D\mu^+\nu$. В системе покоя W энергия и импульс мюона равны $M_W/2$ (мы пренебрегаем массой мюона). В лабораторной системе γ-фактор и скорость W равны $\gamma_{WL} = E_W^L/M_W$ и $\beta_{WL} \equiv \sqrt{1 - \gamma_{WL}^{-2}}$. Как и выше, обозначая через θ_1 угол вылета μ по отношению к направлению движения W в лабораторной системе и $c_1 = \cos\theta_1$, находим, что при данном значении E_W^L энергия мюона есть

$$E_\mu^L = E_W^L(1 + c_1\beta_{WL})/2. \tag{7}$$

Подставляя (6) в (7), получаем

$$E_\mu^L = \frac{\gamma}{2}\left(E_W^r + p_W^r\beta c + c_1\sqrt{(E_W^r + p_W^r\beta c)^2 - \frac{M_W^2}{\gamma^2}}\right) = F(c, c_1).$$

Таким образом, при заданной энергии E_μ^L углы θ и θ_1 зависят друг от друга. При фиксированной c_1 величина c меняется от $c_{\min}(E_\mu^L)$ до 1 (рис. 1), где

$$c_{\min}(E_\mu^L) = \frac{4E_\mu^{L^2} + M_W^2 - 4\gamma E_\mu^L E_W^r}{4\beta p_W^r \gamma E_\mu^L}.$$

Границы изменения энергии $E_{\mu(\pm)}^{WL}$ (7) определяются выражениями

$$E_{\mu(\pm)}^{WL} = \frac{E_W^L(1 \pm \beta_{WL})}{2} = \frac{\left(E_W^L \pm \sqrt{(E_W^L)^2 - M_W^2}\right)}{2}, \quad E_{\mu-}^L = \frac{M_W^2}{4E_{\mu+}^L}. \tag{8}$$

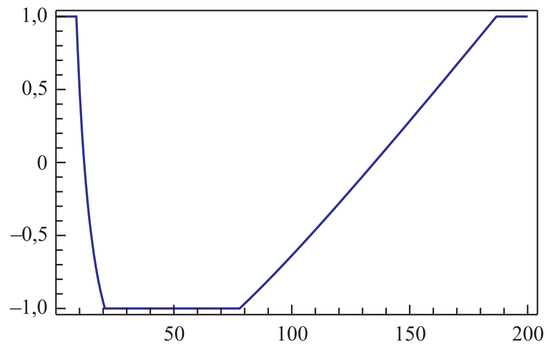

Рис. 1. Зависимость $c_{\min}(E_\mu^L)$

Последнее соотношение показывает, что при уменьшении E_W^L границы интервала сжимаются. Поэтому энергии мюонов определяются в пределах интервала

$$E_{\mu+}^L \geqslant E_\mu \geqslant E_{\mu-}^L, \quad \text{где} \quad E_{\mu\pm}^L = \frac{1}{2}\left(E_W^{L,\,\mathrm{up}} \pm \sqrt{(E_W^{L,\,\mathrm{up}})^2 - M_W^2}\right). \tag{9}$$

Полная плотность состояний внутри интервала (9) монотонно возрастает от внешних границ до энергий, отвечающих $E_W^{L,d}$:

$$E_{\mu(s\pm)} = \frac{1}{2}\left(E_W^{L,d} \pm \sqrt{(E_W^{L,d})^2 - M_W^2}\right). \tag{10}$$

В этих точках зависимость dN/dE_μ^L испытывает резкие изломы. Именно их положения являются источником информации о массах D-частиц.

Чтобы выяснить, насколько резкими являются эти изломы, достаточно вычислить распределение dN/dE_μ^L в простейшей модели изотропного вылета мюона в системе покоя W (угол вылета μ в этой системе не зависит от направления движения W^+ относительно D^+). Зависимость dN/dE_μ^L определяется интегрированием вкладов всех допустимых E_W^L по c и c_1:

$$\frac{dN}{dE}(E) = \iint \delta(E_\mu^L - F(c, c_1))\, dc\, dc_1 \equiv \int\limits_{c_{\min}(E_\mu^L)}^{1} \frac{1}{p_W^L(c)}\, dc. \tag{11}$$

Нормированное энергетическое распределение мюонов показано на рис. 2. Помимо краев распределения $E_{\mu\pm}^L$ (9) на графике отчетливо выделяется «полочка», отвечающая наименьшему значению $E_W^{L,d}$ в пределах (10).

При $M_\pm - M_D < M_W$ в распаде $D^\pm$ рождается off-shell W-бозон, относительные вероятности различных его каналов распада такие же, как и у реального W [4]. Эффективная масса получающейся $q\bar{q}$- или $\ell\nu$-пары есть $M^* \leqslant M_\pm - M_D$. При каждом значении эффективной массы энергия и импульс рожденного W^* в системе покоя $D^\pm$ определяются теми же соотношениями (5), а в лабораторной системе (6) с заменой $M_W \to M^*$.

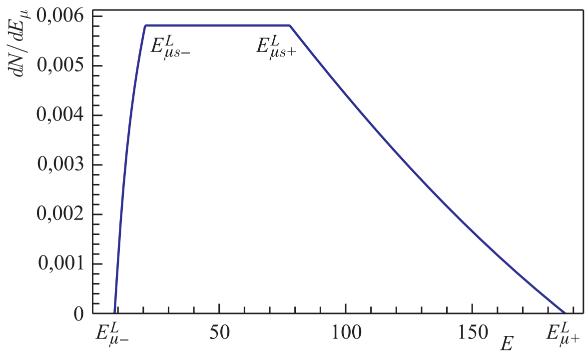

Рис. 2. Нормированное энергетическое распределение мюонов при $E = 250$ ГэВ, $M_+ = 150$ ГэВ, $M_D = 50$ ГэВ

В частности, для границ изменения M^* конечные точки энергетических распределений ди-джетов, представляющих W^*, таковы:

$$E_W^{L,\,\mathrm{up};\,d}(M^* = 0) = \gamma_+(1 \pm \beta_+)\frac{M_\pm^2 - M_D^2}{2M_\pm},$$
$$E_W^{L,\,\mathrm{up}}(M^* = M_\pm - M_D) = E_W^{L,d}(M^* = M_\pm - M_D) = \gamma_+(M_\pm - M_D). \tag{12}$$

Распределение пар $\ell\nu$ и ди-джетов $(q\bar{q})$ по эффективной массе M^* дается зависящим от спина D-частиц s_D множителем $R_{s_D}\,dM^{*2}$ [1]:

$$R_0 = \frac{p^{*3}}{(M_W^2 - M^{*2})^2},$$
$$R_{1/2} = \left[\frac{2(M_\pm^2 + M_D^2 - M^{*2})}{(M_W^2 - M^{*2})^2} - \frac{(M_\pm^2 + M_D^2)M^{*2} - (M_\pm^2 - M_D^2)^2}{(M_W^2 - M^{*2})^2 M_W^2}\right] p^*. \tag{13}$$

При каждом частном значении M^* распределение мюонов по энергии вычисляется так же, как и в предыдущем случае. Однако теперь необходимо свернуть эти распределения с $R_{s_D}\,dM^*$:

$$\frac{dN}{dE}(E) = \frac{1}{C}\int\limits_0^{M_+ - M_D} dM^* \int\limits_{c_{\min}(E_\mu^L)}^{1} dc\frac{R_{s_D}}{p_W^L(c)}. \tag{14}$$

Вид получившегося распределения (рис. 3) зависит от спина D-частиц, но границы распределения и положение его максимума от спина не зависят. Внешние границы распределения при $M^* = 0$ вычисляются следующим образом:

$$\left(E^*_{\mu(+)} = \gamma_+(1 + \beta_+)\frac{M_+^2 - M_D^2}{2M_+}, \quad E^*_{\mu(-)} = 0\right). \tag{15}$$

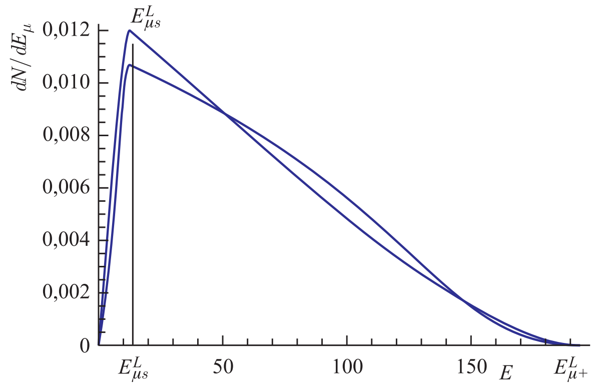

Рис. 3. Нормированное энергетическое распределение мюонов при $E = 250$ ГэВ, $M_\pm = 120$ ГэВ, $M_D = 50$ ГэВ (off-shell W). Верхний пик — для $s_D = 0$, нижний пик — для $s_D = 1/2$

Как и ранее, увеличение M^* приводит к сжатию интервала изменения E^L_μ. Итак, плотность распределения dN/dE_μ монотонно возрастает вплоть до максимального значения при $M^* = M_+ - M_D$:

$$E^L_{\mu s} = \gamma_+(1+\beta_+)(M_+ - M_D)/2. \quad (16)$$

Итак, сингулярные точки энергетического распределения мюонов $E^L_{\mu+}$, $E_{\mu(s\pm)}$ или $E_{\mu s}$ хорошо выражены, измерение их положений позволит определить массы D и D^+.

Если $M_\pm > M_A > M_D$, то помимо распада $D^\pm \to DW^\pm$ возможен еще каскадный распад $D^\pm \to D^A W^\pm \to DWZ$. Вероятность этого распада меньше, чем основного распада, обсуждавшегося выше (см. [1]). Почти все наблюдаемые состояния, возникающие в таком распаде, без труда отделяются от процессов (2) и исключаются из кинематического анализа. Однако в распадах Z 20 % случаев невидимы (распады $Z \to \nu\bar{\nu}$). По внешним признакам они не отличаются от процессов (2) и должны быть учтены при анализе.

Итак, эти события увеличивают число наблюдаемых мюонов менее чем на 20 %. Получающиеся при этом энергетические распределения мюонов определяются в точности теми же формулами, что обсуждались выше, с естественной заменой M_D на M_A. Поскольку $M_A > M_D$, верхняя граничная точка этого дополнительного вклада ниже верхней границы вклада, даваемого основным процессом, ее наблюдение может быть затруднено. Другие особые точки могут дать небольшие дополнительные особенности в распределениях, которые должны быть учтены при анализе. Само существование этих процессов обнаруживается по наблюдению каналов с изучаемыми распадами Z. Это же наблюдение дает грубую оценку относительного вклада всех этих распадов и, соответственно, доли мюонов, попавших в наш анализ из нового канала.

Я благодарен И. Ф. Гинзбургу за руководство работой. Работа поддержана грантами РФФИ 11-02-00242-а, НШ-3810.2010.2 и программой Отделения физических наук РАН «Экспериментальные и теоретические исследования фундаментальных взаимодействий, связанные с работами на ускорительном комплексе ЦЕРН».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ginzburg I. F.* Simple and Robust Method for Search Dark Matter Particles and Measuring Their Properties at ILC in Various Models of DM. arXiv:1010.5579v2 [hep-ph]. 2010. 4 p.
2. *Копылов Г. И.* Всего лишь кинематика. М.: Наука, 1981. 176 с.
3. *Heuer R. D. et al.* TESLA Technical Design Report. DESY 2001-011, TESLA Report 2001-23, TESLA FEL 2001-05. 2001. 192 p.
4. *Nakamura K. et al.* Particle Data Group // J. Phys. G. 2010. V. 37. 075021.