Полученные решения описывают однородную и изотропную Вселенную в эффективном пространстве, в пространстве же Минковского Вселенная (4)—(5) уже не является однородной и изотропной.

Автор благодарен А. А. Логунову и М. А. Мествиришвили за полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Власов А. А., Логунов А. А.//ТМФ. 1986. 69, № 3. С. 341. [2] Власов А. А.//Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1988. 29, № 1. С. 87; № 2. С. 78. [3] Власов А. А., Логунов А. А.//ТМФ. 1987. 70, № 2. С. 171. [4] Уилл К. Теория и эксперимент в гравитационной физике. М., 1985.

Поступила в редакцию
12.10.88

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1989. Т. 30, № 3

АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

УДК 539.14:539.124

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЯДЕРНЫХ ФОРМФАКТОРОВ НА ОБРАЗОВАНИЕ δ-ЭЛЕКТРОНОВ РЕЛЯТИВИСТСКИМИ ЯДРАМИ

Б. И. Горячев, Н. В. Линькова

(НИИЯФ)

На основе предложенной модельной функции электрического ядерного формфактора от переданной энергии получены аналитические выражения сечений и энергетических потерь, связанных с процессом образования δ-электронов релятивистскими ядрами.

Исследование прохождения релятивистских ядер через вещество стимулируется в настоящее время развитием экспериментальной ядерной физики высоких энергий и астрофизики космических лучей.

При взаимодействии налетающих ядер с атомными электронами, которое определяет ионизационные потери ядер, энергия Q, передаваемая электронам, ограничивается за счет электромагнитных ядерных формфакторов [1, 2]. Это приводит к эффекту уменьшения тормозной способности, по порядку величины равному эффекту плотности [3]. Пренебрегая малым влиянием магнитных моментов ядер-снарядов и следуя [1, 2], получаем выражение для сечения образования δ-электронов σ_δ в интервале $\{Q_{\min}, Q_{\max}\}$ в расчете на атом среды:

$$\sigma_\delta(x_{\min}, x_{\max}) = \pi r_0^2 Z_P^2 Z_T \int\limits_{x_{\min}}^{x_{\max}} [x^{-2} - \gamma^{-2}x^{-1} - 2\gamma^{-1} m_e M^{-1}(x+1)^{-1}]\, G_E^2(x)\, dx =$$
$$= K[F(x_{\max}) - F(x_{\min})], \tag{1}$$

где r_0 и m_e — соответственно классический радиус и масса электрона; M, G_E и γ — масса, электрический формфактор и лоренц-фактор ядра-снаряда; Z_P и Z_T — атомные номера налетающего ядра и ядра-мишени соответственно; $K = \pi r_0^2 Z_P^2 Z_T$. Параметр $x = Q/2m_e c^2$ численно равен энергии Q, выраженной в мегаэлектрон-вольтах. Формула (1) справедлива при $x \ll (M/m_e)^2$. Функция

$$F(x, A) = F_1(x, A) - \gamma^{-2} F_2(x, A) - \gamma^{-1} \cdot 1{,}1 \cdot 10^{-3} A^{-1} F_3(x, A), \tag{2}$$

где A — атомный вес ядра-снаряда, причем F_i $(i=1, 2, 3)$ приобретают зависимость от A за счет зависимости $G_E(A)$.

Цель настоящей работы — получить аналитические выражения для сечений и энергетических потерь, связанных с процессом образования δ-электронов, опираясь на модельную функцию $G_E(A, x)$. Для легких и средних ядер в качестве таковой можно предложить функцию Ферми по x:

$$G_E(x, A)=(C+1)[C+\exp(1{,}43\cdot 10^{-2}A^{1/4}x)]^{-1}, \tag{3}$$

где $C=39{,}3$. Эта функция отвечает ферми-распределению ядерной плотности *. Вычисляя возникающие в (1) интегралы и обозначая $Y=\exp(1{,}43\cdot 10^{-2}A^{1/4}x)$, $Z=39{,}3+ +Y$, получаем

$$\begin{aligned} F_1(x, A) &= -0{,}948x^{-1}-1{,}028\cdot 10^4A^{-1/2}x^{-3}\ln(0{,}97+2{,}5\cdot 10^{-2}Y)-\\ &-7{,}35\cdot 10^1A^{-1/4}x^{-2}[\ln(0{,}97+2{,}5\cdot 10^{-2}Y)+YZ^{-1}-7{,}44\cdot 10^{-2}]+\\ &+1{,}5\cdot 10^{-2}A^{1/4}\{5{,}7\cdot 10^{-2}\ln[2\cdot 10^{-6}x^2(1+2\cdot 10^{-6}x^2)^{-1}]-\\ &-3{,}38\cdot 10^{-1}\operatorname{arctg}(2{,}5\cdot 10^{-3}A^{1/4}x)-2{,}22\cdot 10^{-2}\operatorname{arctg}(1{,}43\cdot 10^{-3}A^{1/4}x)-\\ &-5{,}66\cdot 10^{-2}\ln[2{,}4\cdot 10^{-4}A^{1/2}x^2(40{,}3+2{,}4\cdot 10^{-4}A^{1/2}x^2)]\}. \end{aligned} \tag{4}$$

Функция $F_2(x, A)$, роль которой быстро убывает по мере роста лоренц-фактора γ, имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} F_2(x, A) &= 1{,}05\ln x+3{,}9\cdot 10^{-1}\operatorname{arctg}(1{,}43\cdot 10^{-3}A^{1/4}x)-\\ &-3{,}55\cdot 10^{-1}\operatorname{arctg}(2{,}5\cdot 10^{-3}A^{1/4}x)-5{,}12\cdot 10^{-1}\ln(40{,}3+2{,}4\cdot 10^{-4}A^{1/2}x^2)-\\ &-1{,}3\cdot 10^{-2}\ln(2{,}4\cdot 10^{-4}A^{1/2}x^2)+3{,}9\cdot 10^{-2}\ln[2\cdot 10^{-6}x^2(1+2\cdot 10^{-6}x^2)^{-1}]-\\ &-5{,}15\cdot 10^3A^{-1/2}x^{-2}\ln(0{,}97+2{,}5\cdot 10^{-2}Y)-\\ &-7{,}35\cdot 10^1A^{-1/4}x^{-1}[\ln(0{,}97+2{,}5\cdot 10^{-2}Y)+YZ^{-1}-4{,}96\cdot 10^{-2}]. \end{aligned} \tag{5}$$

Учитывая большой фактор подавления $\gamma^{-1}(m_e/M)$, можно опустить второстепенные члены и получить

$$\begin{aligned} F_3(x, A) &= 1{,}05\ln(x+1)+1{,}05x(x+1)^{-1}-5{,}2\cdot 10^{-1}\ln(x^2+1{,}65\cdot 10^5A^{-1/2})+\\ &+3{,}9\cdot 10^{-1}\operatorname{arctg}(1{,}43\cdot 10^{-3}A^{1/4}x)-3{,}6\cdot 10^{-1}\operatorname{arctg}(2{,}5\cdot 10^{-3}A^{1/4}x)-\\ &-7{,}3\cdot 10^1A^{-1/4}(x+1)^{-1}[YZ^{-1}+\ln(0{,}97+2{,}5\cdot 10^{-2}Y)]-\\ &-5{,}1\cdot 10^3A^{-1/2}(x+1)^{-2}\ln(0{,}97+2{,}5\cdot 10^{-2}Y). \end{aligned} \tag{6}$$

Максимальное значение $x_{\max}$ ограничено сверху кинематическим пределом

$$x^0_{\max}=\gamma^2(1+1{,}1\cdot 10^{-3}A^{-1}\gamma)^{-1}. \tag{7}$$

Величина $x_{\min}$ определяется условиями эксперимента и обусловливает величину сечения σ_δ, поскольку $d\sigma_\delta/dx$ быстро падает с ростом x. На рисунке изображены нормированные сечения σ_δ/K, рассчитанные по формулам (1)—(7), в зависимости от $x_{\min}$ для ^{12}C и ^{56}Fe. Приведены кривые, отвечающие $\gamma=10$, 25 и 10^3. Сечение σ_δ практически не зависит от γ для $\gamma>50$. Для сравнения на рисунке даны также результаты расчета для мюона (при $\gamma=10^3$). Как видно из рисунка, подавляющее влияние электрического формфактора на σ_δ увеличивается с ростом $x_{\min}$ и A.

Средние ионизационные потери налетающего ядра в расчете на энергетический интервал $\{Q_{\min}, Q_{\max}\}$ могут быть получены по формуле

$$\begin{aligned} \left|\overline{\frac{dE}{dx}}\right|(\text{МэВ}\cdot\text{см}^2\cdot\text{г}^{-1}) &= 2Km_ec^2N_AA_T^{-1}\int\limits_{x_{\min}}^{x_{\max}}[x^{-1}-\gamma^{-2}-2\gamma^{-1}m_eM^{-1}x(x+\\ &+1)^{-1}]G_E^2(x, A)\,dx=2Km_ec^2N_AA_T^{-1}[P(x_{\max}, A)-P(x_{\min}, A)]. \end{aligned} \tag{8}$$

---

* Функция (3) хорошо аппроксимирует разложение электрических ядерных формфакторов по степеням переданного импульса и радиальным моментам ядерной плотности [4], если эти моменты рассчитываются согласно модели Ферми [5].

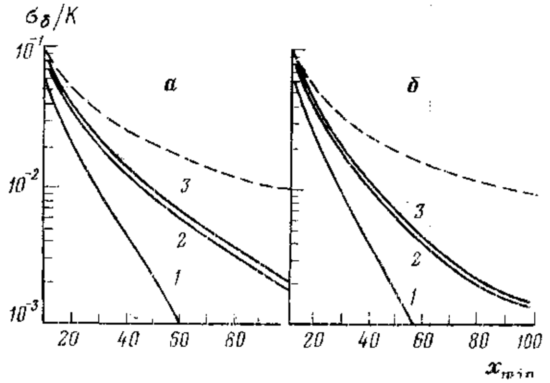
где N_A — число Авогадро и A_T — атомный вес ядра-мишени. В формуле (8)

$$P(x, A) = P_1(x, A) - \gamma^{-2}P_2(x, A) - \gamma^{-1}\cdot 1{,}1\cdot 10^{-3}A^{-1}P_3(x, A), \qquad (9)$$

причем $P_1(x, A) = F_2(x, A)$, $P_3(x, A) = P_2(x, A) - F_3(x, A)$, $P_2(x, A) = 1{,}05x - 7{,}35\cdot 10^{-1}A^{-1/4}\ln Z + 2{,}89\cdot 10^3 A^{-1/4}\cdot Z^{-1}$.

Средние энергии δ-электронов в интервале $\{Q_{\min}, Q_{\max}\}$ можно рассчитать следующим образом:

$$\overline{Q}(x_{\min}, x_{\max}, A) = 2m_e c^2 [P(x_{\max}, A) - P(x_{\min}, A)][F(x_{\max}, A) - F_{\min}, A)]^{-1}. \qquad (10)$$



Нормированные сечения образования δ-электронов σ_δ/K в зависимости от $x_{\min}$ для ^{12}C (*а*) и ^{56}Fe (*б*) при $\gamma=10$ (*1*), 25 (*2*), 10^3 (*3*) и для мюонов при $\gamma=10^3$ (пунктир)

Расчеты по приведенным формулам (2)—(6), (9) и (10) показывают, что

$$(\overline{Q}/2m_e c^2) \simeq x_{\min}\ln(x_c/x_{\min}),$$

где x_c характеризует уровень обрезания энергий δ-электронов за счет формфактора G_E (для ^{12}C $x_c \simeq 170$ и для ^{56}Fe $x_c \simeq 115$). Оказывается, что $G^2{}_E(x_c) \simeq 0{,}1$. Соотношение (11) справедливо при $x_{\min} \ll x_c$. Если при этом выполняется неравенство $x_c \ll x_{\max}$, то $\overline{Q}$ очень слабо зависит от $x_{\max}$. Для ультрарелятивистских ядер в случае $x_{\max} = x^0{}_{\max}$ это приводит к почти полной независимости $\overline{Q}$ от γ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Turner J. E. et al.//Phys. Rev. 1969. **183**, N 2. P. 453. [2] Turner J. E. et al.//Phys. Rev. 1973. **B8**, N 1. P. 4053. [3] Потемкин Е. Л., Смирнов В. В., Фролов В. В.//Ядерная физика. 1978. 27, № 4. С. 900. [4] Горячев Б. И., Линькова Н. В.//Препринт ФИАН № 237. М., 1988. [5] Бор О., Моттельсон Б. Структура атомного ядра. М., 1971. Т. 1. С. 161.

Поступила в редакцию
14.07.88