

РЕЛЯТИВИСТСКИЙ РОСТ ИОНИЗАЦИИ И ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ ЯДЕРНЫХ ЭМУЛЬСИЙ

В. К. Ермилова, Л. П. Котенко, Г. И. Мерзон

Многочисленные экспериментальные исследования зависимости плотности следов релятивистских заряженных частиц в ядерных эмульсиях с чувствительностью 18–25 зерен на 100 мк показали, что различие в плотности следов на плато и в минимуме ионизации – релятивистский рост $R = (g_p / g_{min} - 1)$ составляет от 10 до 15%.*) Такое значение релятивистского роста ионизации не нашло пока удовлетворительного объяснения, поскольку принятая аппроксимация экспериментальных данных с помощью формулы Бете–Блоха, учитывающей поляризацию среды², некорректна. В самом деле, обычно забывают, что эта формула применима в том случае, когда максимальная энергия T_0 δ -электронов с пробегом в пределах ширины следа частицы значительно превышает энергию связи $U_{k,L}$... атомных электронов. Для ядерной эмульсии, где $T_0 \approx 10 - 20$ Кэв, а $U_k^{Ag} = 25,5$ Кэв, $U_k^{Sr} \approx 13$ Кэв, условие $T_0 \gg U_{k,L}$ не выполняется и, следовательно, применять формулу Бете–Блоха нельзя. Более того, как показано ниже, предположение о пропорциональности плотности следа удельным потерям энергии частицы

*) Подробную сводку экспериментальных данных можно найти в .

$(-dE/dx)_{T_0}$ приводит к сильно заниженной плотности зёрен.

В настоящей работе предлагается количественное объяснение величины и энергетической зависимости плотности следов релятивистских заряженных частиц в ядерной эмульсии на основе полученных нами обобщённых формул для удельных потерь энергии $(-dE/dx)_{W_m < W < T}$ и числа столкновений $(dN/dx)_{W_m < W < T}$ с передачей энергии от W_m до $T \gg U_{к.л.}^3$. Из $(-dE/dx)_{W_m < W < T}$ легко получить потери энергии, ограниченные произвольной величиной T_0 .

$$(-dE/dx)_{T_0} = (-dE/dx)_{0 < W < T} - (-dE/dx)_{T_0 < W < T} \quad (1)$$

Плотность зёрен на следах частиц с энергией E можно рассчитать, зная дифференциальное распределение числа столкновений в $AgBr [d^2 N(E)/dx dW]$ и вероятность проявления $F(W)$ активированного частицей микрокристалла, получившего энергию W ,

$$g(E) = \eta \int_0^{T_0} F(W) [d^2 N(E)/dx dW] dW, \quad (2)$$

где $\eta \approx 0,5$ - доля объёма эмульсии, занятая $AgBr$. Формула (2) учитывает, что δ - электроны, оже - электроны и фотоэлектроны, образующиеся в каждом соударении, создают не более одного проявленного зерна (сгустка), а столкновения в желатине не приводят к активации бромистого серебра.

Рассмотрим, как влияет на $g(E)$ характер распределения чувствительности микрокристаллов $F(W)$. Если $F(W)$ имеет резкий порог W_m , т.е. $F(W < W_m) = 0$, $F(W \geq W_m) = 1$, то

$$g(E) = \eta \int_{W_m}^{T_0} \frac{d^2 N(E)}{dx dW} dW = \eta (dN/dx)_{W_m < W < T_0}. \quad (3)$$

Если $F(W) \propto W$, т.е. $F(W) = CW$, где $C = \text{const}$, то

$$g(E) = \eta C \int_0^{T_0} W \frac{d^2 N(E)}{dx dW} dW = \eta C (-dE/dx)_{T_0}. \quad (4)$$

Поскольку $F(W) \leq 1$, то $CT_0 \leq 1$ и $C \leq 1/T_0$. Таким образом, $g(E) \propto (-dE/dx)_{T_0}$ только в том случае, когда

$F(W)$ пропорциональна переданной энергии W , что, как показывают прямые измерения⁴, в действительности не выполняется. Поэтому расчёты R и g_p , основанные на формулах для удельных потерь энергии, нельзя одновременно согласовать с экспериментами (см. таблицу). Совпадение хода кривой $(-dE/dx)_{T_0}$, рассчитанной по формуле Бете-Блоха, с экспериментальными данными для $g(E)$ является приближённым и объясняется одинаковым характером зависимостей $(-dE/dx)_{T_0}$ и $g(E)$, а также произволом выбора параметра T_0 в пределах 2-50 Кэв. (Заметим, что в пузырьковых камерах, где порог чувствительности W_m существенно выше, R заметно больше, чем предсказывается формулой Бете-Блоха при любом W_m ⁵).

Чтобы определить $g(E)$ при произвольном виде $F(W)$, разобьём её на участки, в каждом из которых она аппроксимируется линейной функцией $F_i(W) = a_i + b_i W$. В результате,

$$g(E) = \eta \sum_{i=1}^n \left[a_i (dN/dx)_{W_{i-1} < W < W_i} + b_i (-dE/dx)_{W_{i-1} < W < W_i} \right]. \quad (5)$$

Последняя формула легко обобщается на случай кратных соударений, которые можно считать независимыми, так

как среднее число столкновений в микрокристаллах диаметром $d \leq 0,4$ мк не превышает $1,8^6$. Учёт кратности соударений незначительно меняет $g(E)$

Результаты работы

При расчёте $g(E)$ использовались функции $F(W)$ для эмульсий НИКФИ-Р⁴, которые были поправлены на поглощение электронов в околоповерхностном слое адсорбированной кристаллами $AgBr$ желатины, что сдвинуло

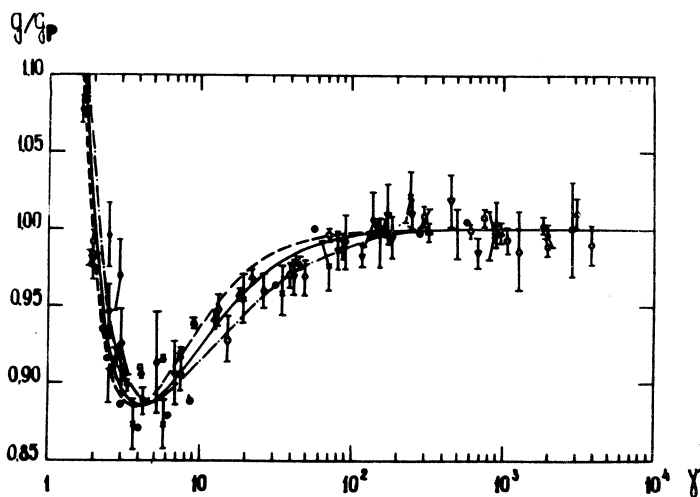


Рис. 1. Плотность следов g/g_p релятивистских частиц в ядерной эмульсии в зависимости от лоренц-фактора γ . Сплошная кривая показывает наиболее вероятный ход зависимости $g(\gamma)/g_p$ при $R = 13\%$, пунктирная и штрих-пунктирная кривые — предельно возможные отклонения от неё. Экспериментальные точки взяты из работ, цитированных в ¹.

порог чувствительности со 170 эв до ~ 20 эв. Результаты расчётов для $F(W)$, соответствующей $g_{min} = 26,5/100$ мк, показаны на рисунке сплошной кривой. Интересно, что использование самых различных функций $F(W)$, приводит-

ших к $R = 13\%$ и $\xi_p \approx 20/100$ мк, даёт результаты, очень близкие к сплошной кривой. Пунктирная и штрих-пунктирная кривые на этом рисунке отвечают $F(W)$ с резким порогом чувствительности $W_m = 90$ эв, а также наиболее медленному релятивистскому подъёму ионизации, соответственно, и могут рассматриваться как предельные кривые для $g(\gamma)$. Релятивистскому росту до значения $0,9R$ отвечает лоренц-фактор γ_p , лежащий в пределах $40 < \gamma_p < 90$. Величина γ_p слабо зависит от ξ_p и R , что позволяет воспользоваться сплошной кривой рис.1 для аппроксимации экспериментальных данных при $R = 10-15\%$, растягивая или сжимая масштаб по оси ординат относительно единицы. Заметим, что зависимость $g(\gamma)$, рассчитанная по формуле Бете-Блоха, медленнее достигает плато, чем кривые на рис.1.

Релятивистский рост ионизации увеличивается с уменьшением чувствительности эмульсии, но не зависит от её разбавления. Расчёты показывают, что при уменьшении чувствительности эмульсии в 1,5 раза R возрастает, но тоже не более, чем в 1,5 раза, и наоборот. Это явление зарегистрировано экспериментально⁷, и его физическое объяснение заключается в том,

Таблица 1

T_0 , Кэв		2	5	10	20	40
Релятивистский рост R , %	Расчёт по формуле Бете-Блоха ²	19,8	17,8	16,4	15,1	13,9
	Расчёт по формуле(4) настоящей работы	7,2	9,6	11,1	12,2	12,1
Плотность зёрен $\xi_p/100$ мк (расчёт по формуле (4) настоящей работы)		11,0	5,3	2,9	1,6	0,9

что с уменьшением чувствительности эмульсии уменьшается вклад далёких столкновений частицы, которые в наибольшей степени подавляются эффектом плотности среды.

Вычисления показывают также, что релятивистский рост ионизации в согласии с наблюдениями ⁷ не зависит от размера микрокристаллов эмульсии, так как фотографически эффективными оказываются относительно редкие соударения с большими передачами энергии, а не частые слабые многократные столкновения. Значения R , ξ_p и δ_p при $T_0 > 10$ Кэв практически не зависят от T_0 , благодаря чему выбор T_0 является некритичным.

Подробные результаты настоящей работы публикуются в ⁸. Авторы приносят свою благодарность проф. А. И. Алиханяну и И. М. Куксу за интерес к работе, а также А. Т. Матачун, В. А. Чечину и К. И. Васильевой за оказанную помощь.

Поступила в редакцию

13 января 1970 г.

Л и т е р а т у р а

1. Congel F.J., McNulty P.L. *Phys. Rev.* 176, 1615 (1968).
2. Sternheimer R.M. *Phys. Rev.* 88, 851 (1952); 103, 511 (1956); 164, 349 (1967).
3. Котенко Л. П., Мерзон Г. И., Чечин В. А. *ЯФ.* 5, 815 (1967).
4. Жданов А. П., Кукс И. М., *Усп. научн. фог.* 12, 53 (1966).
5. Ермилова В. К., Котенко Л. П., Мерзон Г. И. *ПТЭ* №3, 44 (1969).
6. Кукс И. М. *ЖНиПФик* 14, 19 (1969).
7. Herz A.I., Stiller B., *V Int.Conf.Nucl.Phot.* 2, 1X-23 (1965).
8. Ермилова В. К., Котенко Л. П., Мерзон Г. И. *Препринт ФИАН* №3 (1970), *ЖНи ПФик* (в печати).