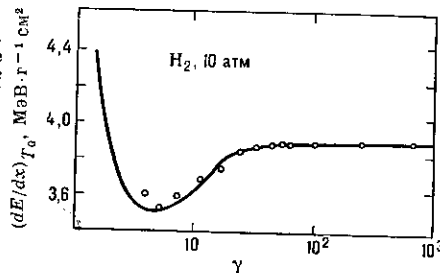


передачу энергии в соударениях значением $T_0 < T_{\text{макс}}$. Ограничение связано с условиями наблюдения, напр. с ограничением пробега электронов ионизации в трековом детекторе шириной следа. Ограниченные удельные И. п. для всех частиц описываются выражением, сходным с (1) с заменой $T_{\text{макс}}$ на T_0 , а $-\beta^2$ на $-\beta^2$, к-рое

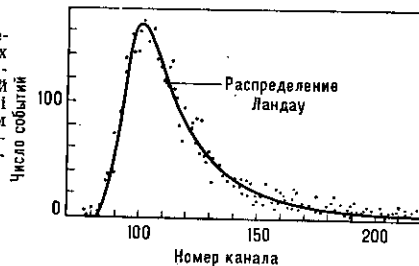
Рис. 2. Ограниченные удельные ионизационные потери энергии быстрых заряженных частиц в водороде при давлении 10 атм ($T_0=0,12$ МэВ).



справедливо при $T_0 \gg I_K$, где I_K — ионизационный потенциал К-оболочки атома. При высоких энергиях релятивистский рост ограниченных удельных И. п. прекращается начиная с $\gamma \approx I/\hbar \omega_p$, и они выходят на т. н. плато Ферми (рис. 2). К ограниченному И. п. близко понятие линейной передачи энергии (ЛЭП), используемое в дозиметрии ионизирующих излучений.

И. п. испытывают заметные флуктуации, к-рые складываются как из пуассоновых флуктуаций числа столкновений заряженной частицы, так и разброса передач энергии в каждом отдельном соударении (рис. 3). Форма

Рис. 3. Распределение ионизационных потерь энергии пионов с энергией 65,3 МэВ в слое Si толщиной 2,16 мм (плавная кривая — распределение Ландау).



распределения И. п. зависит от толщины слоя вещества. Распределения И. п. в толстых слоях вещества были впервые рассчитаны Н. Бором, а в тонких Л. Д. Ландау и неоднократно уточнялись для слоев промежуточной и очень малой толщины. Максимум распределения И. п. отвечает т. н. вероятным И. п., к-рые обычно измеряют с помощью пропорциональных детекторов. Вероятные И. п. зависят от толщины слоя вещества и изменяются с энергией подобно ограниченному И. п. Измерения вероятных И. п. в многослойных пропорциональных камерах и дрейфовых камерах используются в физике высоких энергий для идентификации быстрых заряженных частиц.

Лит.: Стародубцев С. В., Романов А. М., Прохождение заряженных частиц через вещество, Таш., 1962; Janni J. F., Proton range energy tables 1 keV—10 GeV, pt 1—2, «Atom. Data and Nucl. Data Tables», 1982, v. 27, p. 147; Sternheimer R. M., Berger M. J., Selzer S. M., там же, 1984, v. 30, p. 261; Ионизационные измерения в физике высоких энергий, М., 1988. Г. И. Мерзон.

ИОНИЗАЦИОННЫЙ КАЛОРИМЕТР (спектрометр полного поглощения) — прибор для измерения энергии частиц (адронов, электронов, фотонов), основанный на полном поглощении в толстом слое вещества энергии как первичной частицы, так и всех частиц, образующихся при её взаимодействии с веществом.

Принцип действия. В результате взаимодействия с веществом первичная частица сравнительно быстро растрчивает всю энергию на образование большого числа вторичных частиц и, в конечном счёте, на ионизацию. Ионизация (число пар ионов) может быть измерена разл. детекторами. Независимо от природы вторич-

ных заряд. частиц и их энергии на образование одной пары ионов в веществе тратится определ. энергия W (см. *Ионизационный потенциал*), так что полная энергия частицы, попавшей в И. к., равна:

$$\mathcal{E}_0 = W \int_0^{x_0} I(x) dx. \quad (1)$$

Здесь I — число пар ионов, образованных частицами — продуктами взаимодействия на глубине x . Необходимая толщина вещества x_0 определяется условием полного поглощения энергии первичной и всех вторичных частиц.

В случае попадания в И. к. электрона или γ -кванта в веществе И. к. развивается электронно-фотонный каскад (ЭФК). Зависимость $I(x)$ (каскадная кривая) имеет один максимум (кривая 1, рис. 1). Длина ЭФК достигает десятков радиан. единиц (1 радиан. единица — путь τ_0 , на к-ром поток электронов фиксированной энергии из-за тормозного излучения ослабляется в e раз: $\tau_0=67$ см в графите, 2 см в Fe; 0,32 см в U).

При попадании в И. к. адронов высокой энергии процесс диссипации энергии происходит в 2 этапа; вначале адрон при столкновении с ядром рождает мезоны (π , K и др.) и выбивает из ядра нуклоны. Затем происходит развал ядра-мишени, при к-ром испускаются сильно ионизирующие частицы (протоны и осколки ядер). Т. к. налетающий адрон, как правило, сохраняет значит. часть энергии (в среднем $\sim 1/2$), процесс повторяется, что приводит к развитию т. н. ядерного каскада. Вторичные адроны также создают собств. каскады. В каждом акте значит. доля энергии (15—20%) передаётся π^0 -мезонам (см. *Пи-мезоны*). В результате серии последовательных взаимодействий π^0 -мезонам (а затем фотонам и электронам) при энергии первичного адрона $\mathcal{E}_0=100$ ГэВ передаётся до 75—85% его энергии. Остальная энергия передаётся сильно ионизирующим частицам. В плотном веществе лишь незначит. доля энергии уносится мюонами и нейтрино [1]. Часть энергии расходуется на разрушение ядерных связей при расщеплении ядер и не регистрируется. Однако при высокой энергии \mathcal{E}_0 доля теряемой (не регистрируемой) энергии пренебрежимо мала.

В результате ядерно-каскадная кривая (2, рис. 1) представляет собой суперпозицию последовательных ЭФК. Длина ядерного каскада составляет неск. т. н.

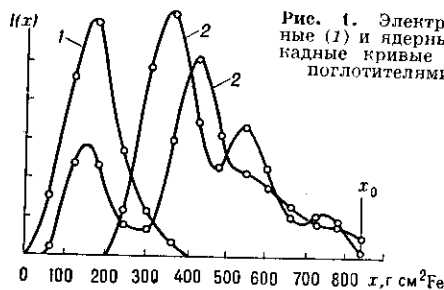


Рис. 1. Электронно-фотонные (1) и ядерные (2) каскадные кривые в И. к. с поглотителями из Fe.

пробегов ядерного взаимодействия λ (λ — путь, на к-ром поток адронов фиксированной энергии \mathcal{E}_0 ослабляется в e раз; $\lambda=86$ г/см²=39 см в графите, 132 г/см²=16,8 см в Fe, 194 г/см²=17,4 см в Pb). Адронные каскады в поглотителе И. к. флуктуируют как по форме, так и по глубине. Это обусловлено флуктуациями энергии, передаваемой π^0 -мезонам, соотношением между длиной ЭФК и λ , а также распределением точек последовательных взаимодействий адронов [2].

Усреднённая зависимость $I(x)$ имеет 1 максимум и после него может быть описана ф-лой:

$$\langle I(x) \rangle \sim \exp[-\beta(x)\lambda]. \quad (2)$$