

Экспериментально установлена зависимость числа пузырьков n на единице длины трека (плотность пузырьков) для однозарядной быстрой частоты от её скорости v : $n = A/\beta^2$, $\beta = v/c$. Число δ -электронов n_δ , выбиваемых частицей и способных создать пузырёк, равно

$$n_\delta = A \frac{Z^2}{\beta^2}; \quad A = \frac{2\pi e^4 \rho N Z_0 m c^2}{\mu} \quad (2)$$

Здесь e — заряд электрона, m — его масса, ρ — плотность жидкости, N — число Авогадро, Z_0 — число электронов молекулы жидкости, Z — заряд частицы, μ — мол. вес, \mathcal{E} — энергия δ -электрона, способного создать зародыш одного пузырька. Электроны больших энергий, удаляясь от траектории частицы и выбивая δ -электроны, образуют след из цепочки пузырьков (рис. 2, 3). Электроны малых энергий не создают пузырьков критич. размера; мин. энергия \mathcal{E} , требующаяся для создания зародыша пузырька критич. размера в

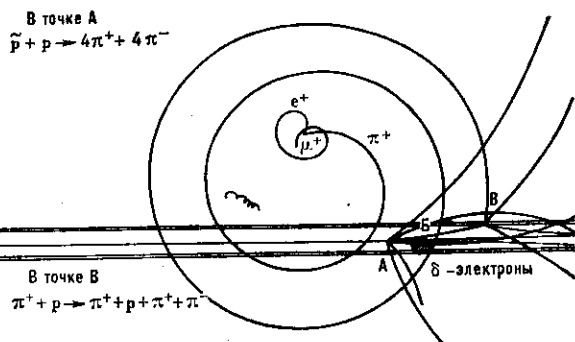


Рис. 2. Фотографии следов частиц, полученные на водородной камере ОИЯИ «Людмила»; $H = 2,6$ Тл; облучение антипротоными $22,4$ ГэВ/с на ускорителе ИФВЭ. В точке А происходит аннигиляция $p + \bar{p} \rightarrow 4\pi^+ + 4\pi^-$. Быстрый π^+ взаимодействует вторично в точке В: $\pi^+ + p \rightarrow p + \pi^+ + \pi^+ + \pi^-$, по пути образуя в точке В энергичный δ -электрон; π^+ , образовавшийся в точке В, закручиваясь магн. полем в спираль, тормозится до остановки и распадается по схеме $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + e^+$.

пропане, равна 390 эВ, в водороде — 165 эВ. При этом в пропане $n_\delta = 100$ см $^{-1}$, в водороде — 56 см $^{-1}$. В большинстве экспериментов получают на 1 см трека 15 пузырьков. Это означает, что $n \neq n_\delta$, т. е. что не каждый δ -электрон, способный создать зародышевый пузырёк, создаёт его и что не каждый зародыш вырастает до размеров пузырька, видимого при обычном фотографировании. В процессе формирования и роста пузырьков происходит их «схлопывание» увеличивающимся из-за закипания давлением, а также слияние

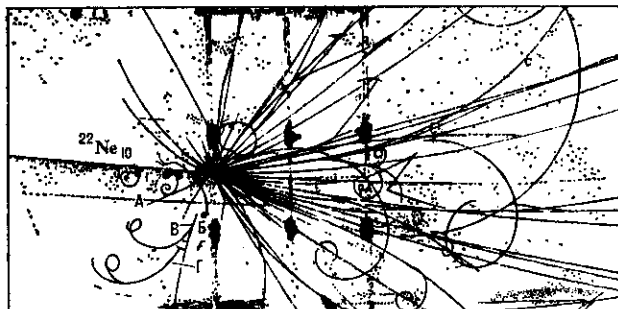


Рис. 3. Фотографии следов частиц, полученные на пропановой камере (ОИЯИ); $H = 1,55$ Тл; облучение релятивистскими ядрами на синхрофазотроне (ОИЯИ). Ядро ^{22}Ne с импульсом $92,4$ ГэВ/с в точке А взаимодействует с мишенью из Та (тёмные поперечные полоски-пластины Та), образуя св. 50 заряженных частиц. Плотные следы принадлежат останавливающимся протонам. Излучаемый γ -квант (от А до В) в точке В конвертируется в $e^- - e^+$ -пару; в точке В излучается γ -квант, давший в точке Г комптоновский электрон.

близлежащих пузырьков. Фотографирование прецизионной оптикой или голографич. метод регистрации (см. Голография) на ранней стадии формирования пузырьков даёт n , близкие к n_δ . Плотность пузырьков растёт с увеличением T и Δp , т. к. при этом для образования зародышей требуется меньшая энергия δ -электронов.

Рабочие жидкости. Наиб. широкое применение получили: жидкие водород, дейтерий, гелий и смесь водорода с неонем (криогенные П. к.); пропан, фреоны, ксенон и их смеси (тяжеложидкостные П. к.). Для изучения взаимодействий с протонами применяется жидкий водород (рис. 2), с нейтронами — дейтерий. Для изучения процессов, сопровождающихся образованием электронно-фотонных ливней, удобны Хе, пропан и др. тяжёлые жидкости (рис. 3). Смесь водорода с Ne — также хороший детектор γ -квантов (см. Гамма-излучение). Нек-рые характеристики рабочих жидкостей даны в табл.

Характеристики жидкостей, наиболее часто используемых в пузырьковых камерах

Жидкость	$T, ^\circ\text{C}$	$p_{\text{оо}}, \text{атм}$	$\rho, \text{г/см}^3$	Радиационная длина $x_0, \text{см}$	Вероятность конверсии γ -квантов с $\mathcal{E}_\gamma = 500$ МэВ на длине 50 см, %
H_2	-246	4,7	0,06	1047	4,6
C_2H_6	80	21,5	0,43	108	36
CF_3Br	30	18	1,5	11,8	99
Xe	-19	26	2,3	3,5	100

Измерения импульсов и определение знака заряда быстрых частиц осуществляются по кривизне траектории в пост. магн. поле H (рис. 2, 3). Радиус кривизны R определяется соотношением

$$p = \frac{300HR}{\cos\theta} \quad (3)$$

Здесь p — импульс частицы в МэВ/с; H — магн. поле, в Тл; θ — угол между направлением импульса p и плоскостью, перпендикулярной H (угол погружения).

При движении в жидкости частица испытывает многократное кулоновское рассеяние и торможение (потери энергии на ионизацию), что искажает её траекторию (при больших энергиях, когда $\beta \rightarrow 1$, ионизац. потерями можно пренебречь). Ошибка в определении импульса из-за кулоновского рассеяния тем больше, чем меньше радиац. длина x_0 :

$$(\Delta p/p)_{\text{кул}} = \frac{5,7 \cdot 10^2}{\beta N \sqrt{l x_0}} (\%); \quad l \text{ и } x_0 \text{ в см.}$$

В тяжёлых жидкостях x_0 мало (табл.) и кулоновское рассеяние существенно:

$$\left(\frac{\Delta p}{\Delta p}\right) = \left[\left(\frac{\Delta p}{p}\right)_{\text{изм}}^2 + \left(\frac{\Delta p}{p}\right)_{\text{кул}}^2 \right]^{1/2} \quad (4)$$

Поэтому ксенонные П. к. работают без магн. поля (рис. 4). Потери на ионизацию и выбивание электронов уменьшают импульс, в результате след заряд. частицы скручивается в спираль (рис. 2). Импульсы малозергичных, останавливающихся частиц определяют по длине пробега (следы протонов на рис. 3), что даёт более высокую точность.

Особенности криогенных и тяжеложидкостных пузырьковых камер проявляются в их конструкциях и системах освещения. В криогенных П. к. расширение осуществляется поршнем, к-рый находится в контакте с рабочей жидкостью. Для передачи давления от тёплой к холодной части П. к. служат штоки из материала с малой теплопроводностью (нержавеющая сталь). В тяжеложидкостных П. к. применяются гибкие мемб-