

## РАСПАД ПУЧКА ПИОНОВ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ В СРЕДЕ: ФОРМИРОВАНИЕ РАСПАДНОГО КАНАЛА

Г.А. Аскарьян

Рассмотрено нелинейное распространение пионного пучка в среде. Показано, что энергии пионных пучков новых ускорителей достаточно для уменьшения плотности среды (газ, жидкость) и формирования распадного канала, уменьшающего сброс энергии и угловое расхождение пучка пионов и нейтрино.

В последнее время усиленно обсуждаются возможности создания направленных пучков нейтрино высокой энергии с помощью протонных кольцевых<sup>1</sup> или пионных линейных<sup>2</sup> ускорителей, дающих пучки пионов с энергиями  $\approx$  ТэВ ( $10^6$  МэВ). При распаде таких пионов в распадных каналах возникает интенсивный остронаправленный пучок нейтрино с угловой расходимостью  $10^{-5}$  рад<sup>1</sup>, который можно использовать, например, для исследования Земли<sup>3</sup>,<sup>1</sup> или геологических поисков. Регистрацию пучка нейтрино и оценку свойств пород предполагается вести по акустическим импульсам<sup>1,4-7</sup> или электромагнитным полям<sup>4,8,9</sup>, возникающим от рождаемых ливней и мюонов, а также по самим мюонам<sup>1</sup>.

Однако, ввиду больших энергий пионов их распадные длины  $L \approx \tau_0 c / \sqrt{1 - \beta^2} \approx \tau_0 c \mathcal{E}_\pi / \mathcal{E}_{0\pi} \sim$  нескольких десятков км при периоде полураспада пиона в покое  $\tau_0 \approx 3 \cdot 10^{-8}$  с,  $\mathcal{E}_{0\pi} \approx 150$  МэВ,  $\mathcal{E}_\pi \approx 1$  ТэВ. Даже если ограничиться распадными вакуумными каналами несколько км, то сооружение перемещающихся по вертикали и горизонтали каналов таких размеров практически трудно реализуемо, что представляется сейчас основной трудностью реализации этого проекта нейтринных исследований.

В то же время обойтись без распадных каналов, казалось бы, невозможно, так как известно, что в средах до распада пионы быстро теряют энергию и направленность в ядерных взаимодействиях.

В данной работе отмечается, что энергии протонного и пионного пучков таких ускорителей ( $N_p \gtrsim 10^{15}$ ,  $\mathcal{E}_p \approx 30$  ТэВ,  $N_\pi \sim 3 \cdot 10^{15}$ ,  $\mathcal{E}_\pi \gtrsim 1$  ТэВ<sup>1</sup> достаточно для проявления нелинейных процессов в средах – уменьшения плотности, уменьшения потерь энергии, уменьшения рассеяния пучков, т. е. для формирования распадного канала, обеспечивающего высокую направленность пучка нейтрино при распаде пионов.

При интересующих нас энергиях пионов  $\mathcal{E}_\pi \gtrsim 1$  ТэВ главный механизм потери энергии и направленности частиц являются ядерные взаимодействия, приводящие к образованию адронно-электроно-фотонных каскадов, ионизационные потери и многократное рассеяние.

Характерная длина ядерного взаимодействия  $L_n \approx 10^2 \text{ г/см}^2 \rho \sim \text{км}$  в воздухе и  $\sim \text{м}$  в воде. При этих энергиях в актах ядерных взаимодействий рождается  $\sim 10$  пионов. Длины каскадов составляют несколько ядерных длин  $L_c \approx 3L_n \approx 3 \cdot 10^3 \text{ г/см}^2 \rho$ , а поперечные размеры  $a \approx \theta_{\text{эфф}} L_c \approx \text{г/см}^2 \rho$ , где  $\theta_{\text{эфф}} \sim \frac{\epsilon_c}{\epsilon_0 \pi / 2 \epsilon_\pi}$ . Объем каскада, рожденного пучком  $V_c \approx \pi a^2 L_c \approx 10^4 (\text{г/см}^2)^3 / \rho^3$  определит среднюю плотность энерговыделения  $\langle q_c \rangle \approx Q/V_c$  и плотность энерговыделения на оси  $q_c(0) \approx 3 \langle q_c \rangle \approx 3Q/V_c \approx \frac{Q\rho^3}{3 \cdot 10^3}$  (эрг/см<sup>3</sup>). Сильные изменения свойств среды следует ожидать, когда энерговыде-

ление  $q$  станет сопоставимо с плотностью внутренней энергии среды  $q^* \approx \rho c_s^2$ , где  $\rho$  — плотность и  $c_s$  — скорость звука в среде. Мы видим, что отношение  $\alpha = (q_c(0))/q^* \approx (3 \cdot 10^4 Q \rho^3) / c_s^2$  весьма сильно зависит от плотности среды и энергии пучка. Например, для протонного пучка при  $Q \approx N_0 \epsilon \approx 5 \cdot 10^{16} \text{ Эрг}^{-1}$  и  $c_s^2 \approx 10^9 \text{ см}^2/\text{с}^2$  (воздух)  $\alpha_c \approx 10^{-1}$  при нормальных давлениях, в то время как для воды  $\alpha_c \gg 10^3$ . Для пионного пучка  $\alpha_c \approx 10^{-2}$  и  $\alpha_c \approx 10^2$  для воздуха и воды соответственно.

Из приведенных оценок видно, что плотная среда допускает тысячекратное поэтапное формирование канала, каждый раз по длине  $L_c$ , т. е. на полную длину  $L \approx 10^3 L_c \approx 3 \text{ км}$ . При скорости поперечного разлета  $u_1 \sim \sqrt{p/\rho} \approx 10^3 \text{ см/с}$  получим скорость прорастания канала  $u \sim L_c/\tau_1 \approx L_c u_1/a_1 \approx 3 \cdot 10^5 \text{ см/с}$  и время формирования всего канала  $T \sim L/u \sim \sim L a_0 / L_c u_1 \approx 1 \text{ с}$ . Отметим, что достаточно испарить малую часть жидкости в объеме пучка и ее пар вытеснит остальную. Характерно, что при разлете жидкости внутри полости могут резко снижаться давление газа (инерция жидкости противостоит внешнему давлению) что особенно важно для части канала на больших глубинах.

Существенно, что в жидкости могут образовываться цилиндрические разрывы и при малых  $q \ll \rho c_s^2$ , когда отрицательное давление в фазе разрежения в термозвуковой волне  $p_s \approx \Gamma q \gg p_{\text{разр}}$ , где  $\Gamma$  — коэффициент Грюнайзена среды ( $\Gamma \sim 1$ ). Из-за наличия растворенного газа и взвесей в жидкости  $p_{\text{разр}} \approx \Delta p_{\text{внеш}} < p_{\text{внеш}} \ll \rho c_s^2$ . Например, при нормальном внешнем давлении различие  $p_{\text{разр}}$  и  $q$  от  $\rho c_s^2$  — четыре порядка.

Рассмотрим более подробно формирование канала в газовых средах или в паре внутри канала в жидкости или твердой среде.

Изменение плотности в газе при заданной плотности энерговыделения в случае последующего адиабатического или изобарического расширения  $(\rho/\rho_0) = \{1 + (\gamma - 1)q/p_0\}^{-k}$ , где  $k \in 1 \div \frac{1}{2}$ ;  $\gamma$  — показатель адиабаты. Мы видели, что из-за сильного уширения объема энерговыделения в газе нормальных плотностей,  $q_c \ll q^*$ .

Однако, можно показать, что в средах малой плотности на длинах, малых по сравнению с  $L_c$  до начала делокализации энергии гораздо большую плотность энерговыделения могут дать ионизирующие потери первичного пучка.

Задавая погонные потери энергии пучка  $N$  частиц с сечением  $s_0$

$$q_{\text{ion}} \approx \frac{N}{s_0} \frac{dE_1}{dx} \approx \frac{N}{\pi a_0^2} \frac{dE_1}{dx_m} \rho,$$

где удельные потери энергии каждой частицы  $\frac{dE_1}{dx_m} \approx 2 \text{ МэВ} \cdot \text{см}^2/\text{г}$  и сопоставляя с  $q^* \approx \rho c_s^2$  получим

$$\frac{q_{\text{ion}}}{q^*} = \frac{N}{\pi a_0^2} 3 \cdot 10^{-15} \sim 3 \cdot 10^{-15} N$$

при  $s_0 \approx 1 \text{ см}^2$  т. е. начало нелинейных эффектов следует ожидать при  $N \approx 3 \cdot 10^{14}$  частиц. При полном числе частиц  $N_\pi \approx 3 \cdot 10^{15}$  (с учетом десятикратной множественности рождения мезонов) это позволяет сформировать канал длиной  $L \gg 10L_1 \approx 3 \text{ км}$  за время  $T \approx 10 a/c_s \approx 0,3 \text{ мс}$ . При повышенных плотностях газа и пара увеличиваются плотности энерговыделения, что важно на больших глубинах.

Отметим, что при прохождении мезонных пучков в газовой среде возможны магнитное самосжатие и газовая подфокусировка, возникающая из-за скопления избыточных ионов на оси и ухода электронов.

Увеличение числа частиц в пучке и его поджатие сделает рассмотренные процессы еще более эффективными. В частности, возможен выпуск и первичного протонного пучка в среде (среда в качестве мишени).

Уменьшение плотности среды на трассе мезонного пучка резко уменьшит его рассеяние из-за ядерных взаимодействий и многократных рассеяний. Угол многократного рассеяния  $\theta_s \approx [(20 \text{ МэВ})/\beta] \sqrt{L/L_{rad}} \approx 2 \cdot 10^{-5}$  рад на длине  $L_1 \sim L_{rad}$  ( $\sim 0,3$  км в воздухе при нормальных условиях и  $\sim 30$  см в воде).

Все это позволит сохранить энергию и направленность мезонов и нейтрино.

#### Литература

1. De Rújula A., Glashow S.L., Wilson R., Charpak G. Phys. Rep., 1983, 9 1, 341.
2. Балакин В.Е., Скринский А.Н. Линейные встречные пучки – перспективы развития. М.: Изд. МИФИ. 1984.
3. Волкова Л.В., Зацепин Г.Т. Изв. АН СССР, сер. физ., 1974., 38, 106 J.
4. Аскарьян Г.А. УФН, 1984, 144, 523.
5. Аскарьян Г.А. АЭ, 1057, 3, 152.
6. Аскарьян Г.А., Долгошеин Б.А. Письма в ЖЭТФ, 1977, 25, 232.
7. Ascar'jan G. A., Dolgoshein B. A., Kalinovsky A. N., Mokhov A. V. Nucl. Instr. and Meth., 1979, 164, 267.
8. Аскарьян Г.А. ЖЭТФ, 1961, 42, 616; 1965, 48, 988.
9. Аскарьян Г.А. Письма в ЖЭТФ, 1984, 39, 334.