

- [2] Дворянкин В.Ф., Егоров Ф.А., Потапов В.Т., Соколовский А.А., Темиров Ю.Ш. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 12. С. 46-50.
- [3] Бочоришвили Н.Ф. Управляемое лазерное зеркало на основе двуокиси ванадия. Автореф. дис. Л., 1990.
- [4] Valberg I., Trakman S. // J Appl. Phys. 1975. V. 46. N 5. P. 2111-2119.
- [5] Чудновский Ф.А. Фазовый переход металл-полупроводник в окислах ванадия. Автореф. дис. Л., 1978.
- [6] Сербинов И.А. Получение, свойства и применение пленок окислов. Автореф. дис. М., 1977.
- [7] VanHaven W., Claus P., Vennik J. // Solid State Commun. 1980. V. 33. N 1. P. 11-16.
- [8] Ralph W.G., Wyckoff - Crystall structure. Interscience Publishers, New York, London, Sydney. 1969. V. 1, 2.
- [9] Горшунов Б.П., Репина И.И., Стефанович Г.Б., Терман М.Ю., Чудновский Ф.А. // ЖТФ. 1986. Т. 56. В. 9. С. 1845-1849.
- [10] Haus W. Verleur, Barker A.S., Berglund C.N. // Phys. Rev. 1968. V. 172. N 3. P. 788-798.
- [11] Беляков В.И., Дмитриев В.А., Корнетов В.Н., Мокроусов В.В., Орлов Л.А. // Автометрия. 1981. № 5. С. 114-118

Поступило в Редакцию
19 июля 1990 г.

В окончательной редакции
21 марта 1991 г.

Письма в ЖТФ, том 17, вып. 8

26 апреля 1991 г.

01; 02; 05

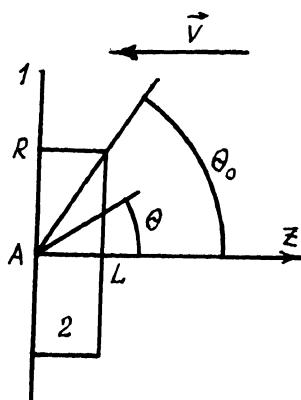
© 1991

СОУДАРЕНИЕ МАКРОСКОПИЧЕСКОГО ОБЪЕМА АНТИВЕЩЕСТВА С ВЕЩЕСТВОМ

Я.И. Азимов, М.Я. Амусья,
М.Л. Шматов

Показано, что при ударе твердого тела из антиводорода (\bar{H}) с характерными размерами порядка 1 мм о поверхность твердого водорода со скоростью порядка 10 км/с произойдет быстрая аннигиляция значительной части \bar{H} , масса которой составляет десятки процентов от первоначальной. Это связано с высокой прозрачностью \bar{H} для продуктов аннигиляции, расталкивающих вещество и антивещество.

Геометрия столкновения. 1 - вещество (водород), 2 - цилиндр из антиводорода радиусом R , высотой L . \vec{V} - вектор начальной скорости антиводорода, A - центр основания цилиндра.



В ряде работ (см., например, [1-4]) обсуждалось аккумулирование энергии при помощи \bar{H} , в частности для космических полетов. Антиводород может храниться в виде льда, удерживаемого в ловушке [1, 4]. Представляет интерес задача о соударении такой „льдинки” с обычным веществом.

Предположим, что твердое тело из \bar{H} - цилиндр радиусом R , высотой L , массой M , имеющий начальную нерелятивистскую скорость \vec{V} , направленную противоположно оси Z , ударяет основанием о плоскую поверхность неподвижного твердого вещества, масса которого бесконечна (см. рисунок). Для упрощения рассмотрения аннигиляции полагаем, что это вещество - водород. Первоначально допустим, что при аннигиляции \bar{H} остается в твердой фазе и происходит только уменьшение высоты цилиндра. В результате каскадных процессов столкновений часть импульса продуктов аннигиляции будет передаваться антиводородной „льдинке” как целому, что замедлит ее движение в сторону вещества. Оценим максимально возможное отталкивание антивещества от вещества продуктами аннигиляции. Будем полагать, что все изменение z -компоненты их импульсы, вызванное взаимодействием с \bar{H} , сообщается „льдинке”.

Пренебрегая рождением каонов, представим аннигиляцию p и \bar{p} в виде [2]:

$$p + \bar{p} \rightarrow 1.96 \pi^0 + 1.527 \pi^+ + 1.527 \pi^- \quad (1)$$

Среднее значение энергии заряженных пионов E_{π^\pm} составляет 374 МэВ, среднее значение E_{π^0} - 358,5 МэВ [2]. Для оценок полагаем, что при столкновении с \bar{p} , описываемом полным сечением рассеяния $\sigma_{\pi^\pm \bar{p}}$, происходит передача всего импульса пиона. При $E_{\pi^\pm} = 374$ МэВ, $\sigma_{\pi^- \bar{p}} = \sigma_{\pi^+ p} \approx 1.53 \cdot 10^{-25}$ см², $\sigma_{\pi^+ \bar{p}} = \sigma_{\pi^- p} \approx 5.1 \cdot 10^{-26}$ см² [5]. Суммируя потери импульса заряженного пиона p в результате взаимодействия с антипротонами и позитронами на пути dr , получаем для изменения p выражение

$$dp = -p \frac{dr}{\lambda_{\pi^\pm}}, \quad (2)$$

где

$$\frac{1}{\tau_{\pi^{\pm}}} = N \sigma_{\pi^{\pm} p} + \frac{E_{\pi^{\pm}} \left| \frac{dE}{dr} \right|}{E_{\pi^{\pm}}^2 - m_{\pi^{\pm}}^2 c^4} \quad (3)$$

Здесь N — концентрация ядер в твердом водороде, $N \approx 4.6 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$ [6]; $|dE/dr|$ — абсолютная величина потери энергии на единичном пути вследствие взаимодействия с позитронами, рассчитываемая по формуле Бете-Блоха [5]; $m_{\pi^{\pm}}$ — масса заряженного пиона, c — скорость света в вакууме, $m_{\pi^{\pm}} c^2 \approx 140 \text{ МэВ}$. Подставив в (3) численные значения, получаем $\tau_{\pi^-} \approx 124 \text{ см}$ и $\tau_{\pi^+} \approx 296 \text{ см}$.

Найдем импульс $\langle \Delta p_{zi} \rangle$, теряемый частицами i -го типа с начальным импульсом p_i , выплетающими из точки А в правую полусферу равномерно в любом направлении (см. рис. 1). Характерная длина потери импульса этих частиц — l_i , характерное расстояние, проходимое ими до распада — l_i^{path} . Полагаем

$$l_i \gg R, L, \quad (4)$$

$$l_i^{\text{path}} \gg R, L. \quad (5)$$

Используя выражение вида (2) для конечных значений изменения импульса и пути и рассмотрев по отдельности диапазоны углов $0 \leq \theta \leq \theta_0$ и $\theta_0 < \theta \leq \pi/2$, где $\theta_0 = \arctg(R/L)$ (см. рис. 1), получаем

$$\langle \Delta p_{zi} \rangle = -\frac{p_i}{l_i} L \left(1 + \frac{R}{L} - \sqrt{1 + \frac{R^2}{L^2}} \right). \quad (6)$$

Полагаем, что R в несколько раз превышает L . Тогда множитель в скобках близок к 1 (так, при $R/L = 3$ он составляет приблизительно 0.84) и (6) можно записать в виде

$$\langle \Delta p_{zi} \rangle = -\frac{p_i}{l_i} L. \quad (6a)$$

Обозначим через $\Delta p_z^{(1/2)}$ абсолютную величину Z -компоненты импульса, теряемого продуктами аннигиляции половины антивещества за счет взаимодействия с \bar{H} . Определим через $V_{1/2}$ значение V , при котором абсолютная величина начального импульса \bar{H} равна $\Delta p_z^{(1/2)}$. Полагая, что для всех продуктов аннигиляции выполняются условия (4, 5), используем (6a) для любой точки их вылета. Учитывая уменьшение высоты цилиндра в процессе аннигиляции, получаем

$$V_{1/2} = \frac{3}{8} cL \sum_i a_i \frac{v_i}{c} \frac{1}{L_i}. \quad (7)$$

Здесь a_i — доля энергии, уносимая частицами i -го типа, v_i — скорость разлета, которую полагаем одинаковой для всех частиц этого типа.

При $R, L \sim 1$ мм условие (5) не выполняется для нейтральных пионов: $L_{\pi^0}^{part} \approx 610 \text{ \AA}$ [2]. Однако на пути $L_{\pi^0}^{part}$ они не успевают провзаимодействовать с антипротонами с вероятностью, сопоставимой с вероятностью взаимодействия $\pi^\pm - \bar{p}$ на пути ~ 1 мм. Образовавшиеся в результате распада π^0 фотоны со средней энергией 179 МэВ могут провзаимодействовать с антиводородом, создав в поле \bar{p} пару ee^+ , но эффективное сечение этого процесса σ_{ee^+} (179 МэВ) $\approx 7.14 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$ [7] на порядок меньше $\sigma_{\pi^\pm \bar{p}}$. Поэтому вкладом π^0 в $\Delta\rho_z^{(1/2)}$ можно пренебречь. Отметим, что для двигателя с пористым вольфрамом [4], а также в некоторых других возможных ситуациях, рождение ee^+ пар в поле тяжелых ядер очень существенно, т.к. в этом процессе фактически происходит переход энергии π^0 в энергию заряженных частиц, которая сравнительно легко утилизируется [3]. Так, $\sigma_{ee^+}^W$ (179 МэВ) $\approx 3.63 \cdot 10^{-23} \text{ см}^2$ [7], что соответствует для сплошного вольфрама характерному пробегу фотона 0.435 см.

Вклад в $\Delta\rho_z^{(1/2)}$ от фотонов, образующихся при аннигиляции e^-e^+ , также пренебрежим. Это видно из того, что хотя полное сечение рассеяния фотона с энергией 0.511 МэВ на e^+ приблизительно равно $3 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2$ [7], т.е. порядка $\sigma_{\pi^\pm \bar{p}}$, полная энергия таких фотонов приблизительно на три порядка меньше полной энергии пионов. Таким образом, в (7) можно ограничиться суммированием по $i = \pi^\pm$. Используя (1) для определения $a_{\pi^\pm} \approx 0.304$ и значение $v_{\pi^\pm}/c \approx 0.927$, представим результат в виде

$$V_{1/2} \text{ [км/с]} \approx 36 L \text{ [мм]}. \quad (8)$$

Из (8) видно, что при $L = 1$ мм и $V = 36$ км/с торможение остатков „льдинки“ будет достигнуто только при аннигиляции половины \bar{H} даже в предположении, что импульс, „потерянный“ продуктами аннигиляции, полностью идет на это торможение. Реально, вероятно, оно будет значительно слабее из-за прозрачности \bar{H} и для частиц, приобретающих большие энергии в результате столкновения с π^\pm . Поглощение энергии, соответствующее поглощению импульса, может привести к разрушению межатомных связей, что дополнительно ослабит торможение вследствие уменьшения плотности. Таким образом, по-видимому, при $V \approx 10$ км/с и $L \sim 1$ мм при соударении за время порядка L/V произойдет аннигиляция значительной части или даже всего \bar{H} . Такие

скорости могут быть „обеспечены“ аварией, например, взрывом, или, в космических условиях, встречным столкновением. Поэтому устройства с обсуждаемым аккумулярованием энергии должны содержать систему защиты, предусматривающую, например, выброс вещества, разогретого в результате аннигиляции, в наиболее безопасном направлении.

Возможно, полное рассмотрение задачи требует также учета кулоновских сил, которые могут возникнуть, если в области столкновения вылет быстрых заряженных частиц нарушит электронейтральность. При сравнительно малых значениях V может быть заметно влияние излучения, связанного с переходами между уровнями „атома“ $p\bar{p}$, а также „обычных“ сил упругости (при $V \approx 10$ км/с эти процессы представляются малосущественными). Отметим, что при аннигиляции \bar{H} с более тяжелыми элементами торможение может быть значительно сложнее, в частности, из-за возможности образования многозарядных осколков ядер. Определенное влияние будет иметь также форма „льдинки“.

Авторы благодарят Г.Ф. Грибакина и Г.Д. Флейшмана за полезное обсуждение работы.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] F o r w a r d R.L. // Preprint AIAA-80-0823. 1980.
- [2] V u l p e t t i G. // JBIS. 1984. V. 37. N 3. P. 124-134.
- [3] F o r w a r d R.L., C a s s e n t i B.N., M i l l e r D. // Preprint AIAA-85-1455. 1985.
- [4] D a v i s J. // New Scientist. 1989. V. 122. N 1670. P. 66-70.
- [5] Ф р а у э н ф е л ь д е р Г., Х е н л и Э. Субатомная физика. М.: Мир, 1979. 736 с.
- [6] Б е р д о н о с о в С.С. // Физическая энциклопедия. Т. 1. М.: Советская энциклопедия, 1988. 296 с.
- [7] Б е р е с т е ц к и й В.Б., Л и ф ш и ц Е.М., П и т а е в с к и й Л.П. Квантовая электродинамика. М.: Наука, 1989. 728 с.

Физико-технический институт
им. А.Ф.Иоффе АН СССР

Поступило в Редакцию
15 марта 1991 г.

Ленинградский институт
ядерной физики
им. Б.П. Константинова
АН СССР