

ЗАРЯДОВАЯ НЕСИММЕТРИЯ ВСЕЛЕННОЙ КАК СЛЕДСТВИЕ ИСПАРЕНИЯ ЧЕРНЫХ ДЫР И НЕСИММЕТРИИ СЛАБОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Я.Б.Зельдович

Продемонстрирована возможность возникновения наблюдаемой зарядовой асимметрии Вселенной за счет испарения космологических черных дыр и нарушения CP -инвариантности в слабом взаимодействии.

Отношение плотности барионов к плотности фотонов во Вселенной, порядка $10^{-8} \div 10^{-9}$, остается постоянным в ходе эволюции, является важнейшей безразмерной величиной. Не удивительно, что на протяжении всего времени существования теории горячей Вселенной не прекращаются попытки получить эту величину как следствие законов физики и каких-то более простых и естественных начальных условий [1 – 5].

В частности, высказывалась идея о связи зарядовой несимметрии Вселенной с несимметрией, выявленной во взаимодействии и распаде элементарных частиц [6, 7]. С учетом теории испарения черных дыр [8, 9] и возможности образования первичных черных дыр [10 – 14] воз-

можно получить зарядовонесимметричный мир из симметричного сингулярного состояния без нарушения закона сохранения барионного заряда в том виде, в котором этот закон формулируется в теории элементарных частиц и проверяется на опыте.

Конкретно схема сводится к следующему: предположим, что значительная часть исходного зарядовонесимметричного вещества на ранней стадии к моменту t_1 собирается в черные дыры массой M .

Затем эти черные дыры испаряются, характерное время испарения равно t_2 .

Предположим далее, что существуют тяжелые нейтральные частицы A_L, A_S , наподобие K_L^- и K_S^- -мезонов, а также тяжелые нейтральные барионы H и \bar{H} с массой порядка (но меньше) массы A_L и A_S . Массы A и H гораздо больше массы бариона (нейтрона), поэтому при распаде покоящегося или медленного $A \rightarrow H + \bar{N}$ получается медленный H и ультрарелятивистский \bar{N} .

Пусть распад $A_L \begin{cases} \leftarrow H + \bar{N} \\ \leftarrow \bar{H} + N \end{cases}$ и $A_S \begin{cases} \leftarrow H + \bar{N} \\ \leftarrow \bar{H} + N \end{cases}$ происходит за счет слабого СР инвариантного взаимодействия, так что суммарное по A_L и A_S отношение $(\bar{H} + N) : (H + \bar{N})$ существенно больше единицы. В то же время, за счет большой массы "слабое" взаимодействие приводит к ве-

роятности распада порядка массы A . Пусть масса черной дыры такая, что ее температура также порядка массы A (в единицах постоянная Планка $\hbar =$ скорость света $c =$ постоянная Больцмана $k = 1$). В результате испарения A_L и A_S и их распада на расстоянии порядка нескольких r_g возникнет смесь H, \bar{H}, N, \bar{N} . При этом число рождающихся в единицу времени барионов и антибарионов одинаково

$$w_H + w_N = w_{\bar{H}} + w_{\bar{N}} = 0.$$

Однако, несимметрия проявляется в том, что барионы преимущественно ультрарелятивистские, так как среди барионов $N > H$, антибарионы преимущественно медленные, $\bar{N} < \bar{H}$ (символами $N \dots$ обозначены здесь плотности соответствующих частиц). Вероятность обратного захвата гравитационным полем черной дыры больше для медленной частицы, чем для ультрарелятивистской. С учетом преимущественного захвата антибарионов, черная дыра (в сделанных предположениях) испускает преимущественно барионы. Барионный заряд испаренного вещества компенсируется отрицательным барионным зарядом черной дыры, обособляющейся от нашего пространства в результате испарения.

Произведем расчет, произвольно выбирая наиболее выгодные параметры и опуская безразмерные численные множители.

Обозначим F четырехфермионную константу слабого взаимодействия и Γ вероятность распада. По порядку величины $\Gamma = FM_H^3$ и условие $\Gamma = M_H$ дает $M_H = F^{-1/2}$.

Далее выбираем температуру испарения $T = M_H$, откуда следует для массы черной дыры $r_g = GM = T^{-1}$, где G — постоянная тяготения, так что

$$M = G^{-1}M_H^{-1} = G^{-1}F^{1/2}.$$

Время испарения такой черной дыры равно

$$t_2 = M : r_g^2 T^4 = M^3 G^2 = G^{-1} F^{3/2}.$$

В момент t_2 по теории расширения Вселенной

$$\rho = (Gt^2)^{-1} = GF^{-3}.$$

Непосредственно после испарения получатся частицы с энергией порядка T и плотность их n порядка ρ/T ; плотность барионов (точнее — барионного заряда) составляет долю a от общей плотности частиц. Предполагается, что a хотя и меньше единицы, но порядка единицы; a не содержит малых множителей типа G/F или m_N/m_A .

Итак, в момент испарения t_2

$$B = an = aGF^{-5/2}.$$

В процессе установления термодинамического равновесия в среде с данной плотностью энергии ρ возникает новая температура T_e (индекс e — equilibrium, равновесие), которой соответствует своя равновесная плотность фотонов γ

$$\rho = T_e^4, \quad \gamma = T_e^3 = \rho^{3/4} = G^{3/4} F^{-9/4}.$$

Итак получилось

$$B/\gamma = a(G/F)^{1/4} = a(G\hbar^2/Fc^2)^{1/4}.$$

Формула, содержащая $G^{1/4}$ предлагалась раньше как эмпирическая или с другой идеологией [1].

Последняя формула написана уже в размерных единицах: $G = 6,7 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3 \text{ г}^{-1} \text{ сек}^{-2}$, $F = 2 \cdot 10^{-49} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3$, получим численно

$$B/\gamma = a \cdot 5 \cdot 10^{-9},$$

что само по себе удовлетворительно. При этом момент окончания испарения t_2 получается около одной секунды, что не противоречит картине нуклеосинтеза и планковскому виду спектра. Величина B/γ выписана явно, но много безразмерных множителей по ходу расчета опущены.

Однако, главный недостаток концепции состоит в сделанных предположениях о существовании первичных черных дыр как раз нужной массы и о существовании тяжелых частиц A, H с нужными свойствами распада. Блестящим примером того, как астроном может делать предсказания в ядерной физике, является уровень ядра S_{12}^* , найденный Хойлем из потребностей теории нуклеосинтеза. Однако, ситуация в космологии гораздо более запутанная и потому малы шансы на то, что предсказания относительно черных дыр, A и H оправдаются.

Между тем вопрос о происхождении отношения B/γ важен и для последующей эволюции Вселенной. Если B/γ выражается через физические постоянные G и F , то казалось бы должны быть весьма малы флук-

туации этого отношения в объемах, соответствующих массе Солнца и больше. Таким образом, полуфантастические гипотезы, касающиеся ранних стадий, недоступных прямому исследованию, могут оказываться существенными для процессов в нашей окрестности.

Полученный выше результат можно формулировать так, что *не исключено* возникновение наблюдаемой зарядовой асимметрии за счет испарения космологических черных дыр и нарушения CP-инвариантности в слабом взаимодействии.

Однако, если в действительности частицы со свойствами A не существуют и нарушение CP ограничивается сверхслабым перемешиванием K_1^0 и K_2^0 , то испарение черных дыр сможет давать лишь зарядово-симметричную смесь частиц и античастиц. В этом случае образование и испарение черных дыр будет уменьшать начальную асимметрию. Наблюдаемая в настоящее время асимметрия в этом варианте теории ограничивает возможную долю вещества β , превращающегося в черные дыры. В обычных предположениях ($p = \epsilon/3$, конечное число сортов частиц) получается $\beta \ll 1$, если $M > \sqrt{\hbar c / G} (10^9)^{-3/2} = 3 \cdot 10^8$ г. В этом варианте ограничение на количество и массу космологических черных дыр оказывается более жестким в области малых M по сравнению с другими соображениями.

Пользуюсь случаем поблагодарить С.С.Герштейна, выдвинувшего идею асимметрии K_L^- и K_S^- -распада, как причину зарядовой несимметрии испарения черной дыры и участников семинара ИТЭФ, особенно Л.Б.Окуня, за обсуждение вопроса.

Институт прикладной математики
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
20 мая 1976 г.

Литература

- [1] Я.Б.Зельдович, И.Д.Новиков. Релятивистская астрофизика, М., изд. Наука, 1967.
- [2] А.Д.Сахаров. Письма в ЖЭТФ, 5, '32, 1967.
- [3] В.А.Кузьмин. Письма в ЖЭТФ, 13, '335, 1970.
- [4] Я.Б.Зельдович. Monthly Notices RAS, 160, 1, 1972.
- [5] S.W.Hawking. Breakdown of Physics, Preprint USA, Caltech, 1975.
- [6] J.Christensen, J.Cronin, V.Fitch, R.Turlay. Phys. Rev. Lett., 13, 138, 1964.
- [7] S.Bennet. D.Nygren, H.Sall, J.Steinberger, J.Sunderland. Phys. Rev. Lett., 19, '993, 1967.
- [8] S.W.Hawking. Nature, 248, '30, 1974.
- [9] L.D.Bekenstein, Phys. Rev. D7, 2333, 1973.
- [10] Я.Б.Зельдович, И.Д.Новиков. Астрон. журн., 43, 758, 1966.
- [11] S.W.Hawking, B.J.Carr. Monthly Notices RAS, 168, '399, 1974.
- [12] B.J.Carr. Astrophys. Journal, 201, 1, 1975, in press may, 1976.
- [13] G.F.Chapline. Nature, 253, '251, 1975.
- [14] P.Meszaros. Astronomy & Astrophysics, 38, '5, 1975.