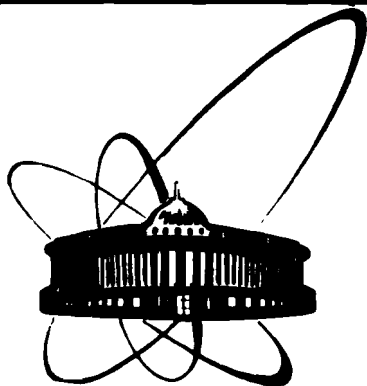


89-873



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

Д 64

P2-89-873

А.Д. Долгов*, Д.П. Кирилова

КОНДЕНСАТ БАРИОННОГО ЗАРЯДА
И БАРИОГЕНЕЗИС

Направлено в журнал "Nuclear Physics"

*ИТЭФ, Москва

1989

Наблюдения в нашей Метагалактике указывают на избыток бариев по сравнению с антибариеми, т.е. на барийную асимметрию Вселенной (БВ) /1,2/.

$$\bar{B}^0 = (N^B - N^{\bar{B}}) / N^{\gamma} \approx 10^{-9} + 10^{-10}, N^{\bar{B}} < N^B,$$

где $N^B, N^{\bar{B}}$ и $N^{\gamma} \approx 400 \text{ см}^{-3}$ являются соответственно плотностями числа бариев, антибариев и микроволновых фотонов в сегодняшней Вселенной. Генерацию БВ из первоначально симметричного состояния можно осуществить, если выполнены следующие условия: 1. Нарушается С- и СР-инвариантность. 2. Не сохраняется барийный заряд. 3. Нарушено термодинамическое равновесие /3/.

В исторически первых сценариях /3/ генерации БВ барийный

избыток возникает при $t \approx 10^{-35}$ с от начала эволюции Вселенной, когда температура сравнима с масштабом большого объединения, $T \approx 10^{16}$ К, за счет С, СР- и В-нарушающих реакций, предсказываемых в моделях большого объединения, в суперсимметричных и суперструнных теориях /36/. Полный список интеракций по этому вопросу очень велик: в значительной степени он содержится в обзоре /1/. В большинстве моделей механизм возникновения БВ является распад сверхтяжелых векторных бозонов или Хиггсовских частиц H и H^c . Из-за С- и СР-нарушения ширины распадов $H \rightarrow q\bar{q}$ и $H \rightarrow q'q'$ отличаются от соответствующих ширины $H \rightarrow q'q$ и $H \rightarrow q\bar{q}'$. Необходимую величину БВ можно получить для $z \approx$

фермионных семейства или при наличии расширенного хиггсовского сектора. Однако эта модель сегодня сталкивается с большими трудностями. С одной стороны, отсутствие распада протона на уровне 10^{32} лет требует масштаба большого объединения, $M^{cut} \approx 10^{15}$ ГэВ, а с другой стороны, температура разорва T^R после окончания

инфляция должна быть заметно ниже этой величины. Из ограниченный на плотность энергии гравитационных волн, генерируемых на инфляционной стадии, $T^h < 10^{15}$ ГэВ / 6/. Рождение гравитино во время разогрева и его воздействие на физическое состояние во Вселенной на поздних стадиях предельно еще более низкой температуры $T^h < M_{cut}^h$. $T^h > 10^8 + 10^{12}$ ГэВ / 7/. С другой стороны, согласно работам / 8а, б/, аномальные электрослабые процессы с несохранением в являться эффективными при температурах порядка 200 ГэВ и способны уничтожить всю до тех пор созданную барионную асимметрию. Этого не произойдет, однако, если бав возникла за счет В-Л-несохраняющих процессов. Здесь Л-лептонный заряд. Поэтому барионизация не уничтожается во время электрослабого перехода, при котором сохраняется (В-Л). Другой вариант решения проблемы состоит в том, что бав генерируется во время самого фазового перехода. Эту возможность недавно рассмотрел Шапошников / 8в/ (см. также / 8г/). Наконец, бариогенезис мог бы идти после электрослабого перехода. Такой вариант осуществим в модели, предложенной Аффлеком и Лайном (АЛ) / 9/.

Согласно АЛ-сценарию барионный избыток возникает в результате распада скалярного суперпартнера кварка $\langle \chi \rangle$. Предполагается, что в истории Вселенной существовал период, когда поля скарков $\bar{\psi} = \chi$ (и сплетонов I) имели ненулевые вакуумные средние $\langle \chi \rangle \neq 0$. Конденсат $\langle \chi \rangle$ мог бы, например, возникнуть при несохранении барионного В (и лептонного L) зарядов во время инфляции за счет роста квантовых флуктуаций поля χ / 10/. При этом предполагается, что барионный заряд поля χ не сохраняется при больших значениях амплитуды поля за счет самодействия $(\chi^\dagger + \chi)^2$, и благодаря этому квантовые флуктуации поля во время инфляции создают плотность барионного заряда N^b , где N^b - параметр Хаббла на инфляционной стадии. Бав генерируется при распаде χ на фермионы после окончания инфляции, когда барионный заряд, накопленный в конденсате, переходит в барионный

заряд кварков, сохраняющийся в последующей эволюции. Этот сценарий может решить как проблему, связанная с недостаточным разогревом после инфляции, так и проблему из-за нарушающих В процессов при электрослабом фазовом переходе. К тому же привлекателен и тот факт, что в этой схеме не обязательно явное нарушение зарядовой симметрии, т.к. последнее происходит спонтанно, т.е. тот или иной знак барионного заряда возникает стохастически за счет квантовых флуктуаций, а размер области определенная в становится макроскопическим большим вследствие инфляции. Здесь мы не оцениваем величину характерного размера области с определенным В, а также возникающие в этом сценарии флуктуации барионной плотности, оставляя это для будущей работы. Заметим только, что возможен случай, когда в видной части Вселенной могли бы уживаться как барионные, так и антибарионные галактики или их скопления, разделенные большими пустотами. Таким образом можно получить во Вселенной доминирующая и антивещества без доменных стенок / 11/. Укажем также, что в такой модели естественно реализуется разное пространственное распределение барионов и нейтрино материи в крупномасштабной структуре (barynd).

Если (В-Л) не сохраняется, то величина лептонной асимметрии никак не связана с барионной асимметрией, и в силу большой чувствительности зарядовой асимметрии к значенным константам связи можно было бы получить большую лептонную асимметрию при какой барионной асимметрии. Последнее обстоятельство могло бы существенно повлиять на первичный нуклеосинтез.

В оригинальном варианте модели Аффлека и Лайна был сделан вывод, что величина барионной асимметрии $B = (N^b - N^l) / N^h$ может быть много больше 1. Однако более актуальное рассмотрение испарения бозонного конденсата, проведенное в нашей работе / 14/, а также учет рождения частиц классическим переменным скалярным полем $\chi(t) / 15/$ существенно уменьшают первоначальный результат и дают

значение, близкое к наблюдаемым в « 1. Ниже мы рассмотрим ад-спенарии барогенеза с учетом результатов упомянутых работ. Мы обсудим различные возможности генерации БВВ, когда выходящее инфляционное поле ψ (инфлатон) не совпадает с создающим конденсат баронного заряда полем χ , или же когда χ является "по совместительству" инфлатоном. Также рассмотрим качественно различные ситуации в зависимости от структуры потенциала скалярного поля χ , а именно рассмотрим случаи с длинами в потенциале и без долин.

К моменту окончания инфляции, когда плотности энергии вещества и излучения пренебрежимо малы, эволюция вселенной определяется классическими скалярными полями: полем инфлатона ψ и конденсатом поля χ , несущим ненулевой баронный заряд. Будем предполагать что другие скалярные поля, которые не вымирают во время инфляции, отсутствуют. При этом возможны следующие соотношения между плотностями энергии инфлатона и поля χ : $\rho_\psi > \rho_\chi$, $\rho_\psi = \rho_\chi$, а также $\psi = \chi$, когда инфлатонное поле ψ отвечает и за генерацию баронного избытка. В модели имеется довольно большая свобода выбора этих полей. В частности, это могли бы быть поля, отвечающие за нарушение суперсимметрии, или поля, которые приводят к нарушению симметрии Великого объединения.

Пусть поле χ имеет потенциал самодействия вида

$$(1) \quad V(\chi) = m^2 |\chi|^2 + \frac{2}{3} \lambda^1 |\chi|^4 + \frac{4}{3} \lambda^2 (\chi^2 + \chi^4), \quad \chi = \chi_1 + i\chi_2.$$

В суперсимметричных теориях константы λ^1 по порядку величины равны каибровочной константе α ; m - масса χ поля после нарушения симметрии. В ряде суперсимметричных моделей естественные значения m составляют $10^2 + 10^4$ ГэВ. Во всяком случае, предполагается, что $m \ll H^1$. Существование баронный ток $J_B^{\mu\nu} = \frac{1}{2} \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} \chi^\alpha \chi^\beta$ в $V(\chi)$ не сохраняется баронный ток \rightarrow при больших амплитудах χ поля несохранение в инфляционном периоде квантовые флуктуации скалярного поля, велико.

как известно /4,5/, нарастают. Для свободного безмассового поля справедливы результаты $\langle \chi^2 \rangle = H^2 t / 4\pi^2$. Этот пост млет, пока не станет существенна потенциальная энергия χ . Предельное значение χ по порядку величины можно определить на основании теоремы вириала, когда потенциальная энергия $U = m^2 \chi^2 + \lambda \chi^4$ становится порядка кинетической $|\dot{\chi}|^2 - H^4$. В случае свободного поля, когда $U = m^2 \chi^2$, известен точный результат: $\langle \chi^2 \rangle^{max} = 3H^4 / (8\pi^2 m^2)$ /4,5/. Если доминирует член $\lambda \chi^4$, то естественно ожидать $\langle \chi^2 \rangle^{max} \sim H^2 / \lambda^{1/2}$. Т.к. в рассматриваемом нами случае $H^2 m$, а λ не очень мала по сравнению с 1, то остановка роста квантовых флуктуаций χ должна определяться членом $\lambda |\chi|^4$, если только в потенциале самодействия χ нет так называемых долин, т.е. направлений, вдоль которых $V(\chi)$ не растет. Именно случай существования долин при нулевом m^2 рассматривался в большинстве версий сценария Аффлека и Лайна. Ниже мы рассмотрим обе возможности. Забегая вперед, отметим, что парадоксальным образом в случае отсутствия долин симметричная асимметрия оказывается заметно больше, чем для потенциала с долнами, хотя и достаточно малой по величине. Это связано с тем, что осцилляции поля в долине, отвечающие нулевому $\langle \chi \rangle$ и ненулевому $\langle \chi^2 \rangle$, очень сильно дефлируются рождением частиц со средним нулевым баронным зарядом.

А. Потенциал с долнами

Долгина не является экзотическим свойством потенциала самодействия χ , а существуют практически в общем случае многих суперсимметричных моделей Великого объединения (см., например, /9/). В нашем модельном случае (1) долгина возникает при $\lambda^1 = -\lambda^2 = \lambda > 0$. При этом уравнения движения пространственно однородного поля χ имеют вид

$$(2a) \quad \ddot{\chi}_1 + 3H \dot{\chi}_1 + (m^2 + 4\lambda \chi_2^2) \chi_1 = 0,$$

$$(2b) \quad \ddot{\chi}_2 + 3H \dot{\chi}_2 + (m^2 + 4\lambda \chi_1^2) \chi_2 = 0.$$

В инфляционном периоде пост квантовых флуктуаций χ в

началу координат с нулевым угловым моментом. Этим по существу объясняется малая величина БЭВ в рассматриваемом нами варианте модели аффинка и Лайна.

Рассмотрим решение уравнений (2) в трех физически интересных случаях:

1. МД-стадия, когда в плотности энергии доминирует нерелятивистское вещество с нулевым давлением и $H=2/3t$. Такое уравнение состояния реализуется корепентными колебаниями инфлатонного поля, при $\rho > \rho^*$, если инфлатон распадается позже χ , т.е. $\Gamma_\chi < \Gamma_\phi$.

2. Д-стадия-1, когда $H=1/2t$, что имеет место при $\rho_\phi > \rho_\chi$, если инфлатон распадается раньше χ и вследствие распада создается горячая плазма релятивистских частиц, плотность энергии которой выше ρ_χ .

3. Д-стадия-2, когда поле χ является инфлатоном ($\chi=\phi$) или плотность энергии $\rho_\chi > \rho_\phi$.

1. Если после окончания инфляции в плотности энергии доминирует корепентные осцилляции инфлатона $\phi = m_{pl}(3m)^{-1/2} \ln(m_\phi^2 t)$ и соответственно возникает МД-стадия, то уравнение (2а) при малых $\chi_2 - H^2/\chi_2^2$ имеет решение $\chi_1 \approx \chi_{10} + C/t$, $t \ll m_{pl}^{-1}$.

где $C=O(1)$, а начальное значение χ_{10} соответствует моменту $t \approx H_{10}^{-1}$. При почти постоянном χ_1 уравнение (2б) переходит в $\chi_2^2 + 3H\chi_2 + 4\lambda\chi_2^{10} = 0$.

Здесь мы пренебрегли массовым членом, т.к. $m_\phi^2 < 4\lambda\chi_2^{10}$. Решение этого уравнения имеет вид

$$\chi_2 = \frac{H}{\cos[2(\lambda)^{1/2}\chi_2^{10}t + \delta]}, \quad (4б)$$

где $\delta=O(1)$ - некоторая фаза, определяемая начальными условиями. Решение соответствует быстрым колебаниям поля χ_2 попеременно. Плотность баррионного заряда на этом этапе определяется выражением $N_B = J_B^0 \approx \chi_1 \chi_2 = \chi_{10} H^{1/2} \ln(2\chi_2^{10} \lambda^{1/2} t + \delta)/t$.

искривленном пространстве оказывается слабее непосредственного воздействия расширения. В результате амплитуда поля χ будет уменьшаться. Уменьшение амплитуды поля χ также можно описать за счет рождения им легких частиц. Для конкретности рассмотрим "долину", отвечающую $\chi_2=0$. Вдоль нее χ_1 растет, достигая предельного значения: $\chi_1^* = H^2/(Ht)^{1/2}/2m$, где t - продолжительность инфляции (если $Ht < H^2/m^2$). При больших t предельное значение χ_1^* составляет, в соответствии со сказанным выше, $\chi_1^* = H^2/(2m)$. Квантовые флуктуации χ_2 ограничены стенками долины $\langle \chi_2^2 \rangle^{1/2} \approx H^2/(2m\lambda^{1/2})$. Эти значения χ_1 и χ_2 задают начальные условия к моменту окончания инфляции. Начальное значение χ определяется условием $\rho_{kin} \approx \chi_2^2 \approx H^2$, т.е. $\chi - H^2$. При этих начальных условиях плотность баррионного заряда равна

$$N_B^0 = J_B^0 = 2(\chi_{10}\chi_{20} - \chi_{20}^2\chi_{10}^2) = O(H^2\chi_{10}^2) \approx H^3,$$

т.е., если нет случайной малости, каждый квант поля χ несет баррионный заряд порядка единицы.

При анализе эволюции баррионного заряда в данной модели очень удобно пользоваться механической аналогией. Уравнения движения поля χ (2) эквивалентны двумерному движению материальной точки в плоскости χ_1, χ_2 с потенциалом $V(\chi)$ и коэффициентом "жидкого"

трения H . Баррионный заряд эквивалентен угловому моменту, и его несохранение связано несферичностью потенциала (1). В случае потенциала с долинами точка осциллирует между стенками долины, медленно приближаясь к началу координат (если $m_\phi^2=0$). Угловой момент, или, что то же, баррионный заряд также осциллирует, изменяя свой знак. На этом этапе $\langle B \rangle = 0$, но $\langle B^2 \rangle \neq 0$ и велико. При приближении к началу координат $\chi_1 = \chi_2 = 0$ осцилляции замедляются на протяжении порядка начала, причем знак этого вращения (т.е. знак B) определяется стохастически начальными осцилляциями χ во время инфляции. Рождение частиц корепентными осцилляциями χ поперек долины приводит к дополнительной большой силе трения и демпфированию колебаний. В итоге материальная точка подползает к

Как видно, N_B осциллирует, изменяя свой знак. Это связано с большим несохранением B на данном этапе. Плотность энергии поля χ равна $\rho_\chi \approx \dot{\chi}_2^2 + \lambda \chi_1^2 \chi_2^2 \approx (N_1/t)^2$. Это мало по сравнению с $\rho_\psi \approx m_{F1}^2/t^2$ в соответствии со сделанным выше предположением. В случае, когда рождением частиц за счет быстрых осцилляций χ_2 можно пренебречь, решение (4) справедливо вплоть до $t \approx m^{-1}$, когда начнутся осцилляции χ вокруг минимума потенциала $V(\chi)$ при $\chi=0$. Решение примет вид

$$\chi_1 = \chi_{10} \sin(mt)/(mt). \quad (5a)$$

Барийонный заряд, содержащийся в конденсате χ , в момент $t \approx m^{-1}$ при распадах χ на фермионы переходит в барийонный заряд кварков. Относительный барийонный заряд, соответствующий одной χ -частице, $\kappa = N_B/N_\chi \approx X_{10}/N_1$, пропорционален начальному своему значению. Вопрос о величине получаемой барийонной асимметрии вследствие распадов χ поля, при $\rho_\chi/m^4 > 1$, рассматривался в работе /14/, где было показано, что температура разогрева при $\kappa \approx 1$, получаемой только в результате распадов χ поля, меньше массы m : $T \approx m/40$, а величина барийонной асимметрии $\beta = N_B/N_\gamma \ll 1$. Аналогичный вывод $\beta \ll 1$ получается и в случае малых κ и высоких температур. Выводы отличаются от оценки T и β в моделях, основанных на АД- сценарии /9,12,13/, т.к. в указанных моделях при рассмотрении испарения конденсата не были учтены большие химические потенциалы частиц. Так как в рассматриваемом случае полученная после распадов асимметрия дополнительно разбавится за счет роста энтропии при распаде χ в релятивистские частицы, то ее окончательная величина будет еще меньше.

Очевидно, подходящий подбор отношения ρ_χ/ρ_ψ , а также κ и ρ_χ/m^4 мог бы привести к необходимой барийонной асимметрии. Однако из-за быстрых колебаний поля χ_2 (4б) на послеплационной стадии происходит рождение фермионов χ полем, благодаря связи $g\chi\bar{f}_1f_2$, где $g^2/4\pi = \alpha_{\text{SU}(2)}$. Эффективная масса фермионов, порождаемая конденсатом χ , велика, $m_f \approx g\chi_1$, но она не превосходит частоты

осцилляций χ_2 (4б). Поэтому рождение фермионов не подавлено. Скорость рождения была вычислена в нашей работе /15/. В частности, при $g < \lambda^{1/2}$ она равна $\Gamma_2 = (g^2/4\pi)2\lambda^{1/2}\chi_{10}$. Как видно, при $\chi_{10} \gg m$ она существенно больше ширины распада отдельных χ -бозонов: $\Gamma_{\text{dec}} = (g^2/4\pi)m$. Рождение частиц происходит на стадии быстрых знакопеременных колебаний N_B , следовательно, возникающие фермионные состояния обладают нулевым средним барийонным зарядом, т.к. при сохранении C и CP χ с равной вероятностью распадается в частицы и античастицы. В результате распада амплитуда поля χ_2 затухает согласно $\chi_2 \rightarrow \chi_2 \exp(-\Gamma_2 t/2)$, и барийонный заряд, содержащийся в конденсате χ , экспоненциально убывает до величины $N_0^B \exp[-\Gamma_2/(2m)]$. При естественном выборе параметров $\lambda \approx \alpha 10^{-4}$, $m \approx 10^4$ ГэВ, это приведет к практически полному уничтожению барийонного заряда в конденсате к моменту его распада с сохранением B . Поэтому рассмотренный механизм не может служить источником барийонной асимметрии Вселенной при параметрах суперсимметричной модели Аффлека-Дайна. Близкое к наблюдениям значение величины для β , $\beta \approx 10^{-10}$, можно получить только при условии $\alpha \lambda^{1/2} (N_1/m)^2 \approx 10 \ln(10)$, например при $\alpha \approx 10^{-6}$ и $N_1/m \approx 10^5$. Если $(B-L)$ сохраняется, то, разумеется, лептонная асимметрия равна барийонной. В случае несохранения $(B-L)$ они не связаны, и при относительно небольшом изменении констант связи, таких, что $g > \lambda^{1/2}$ для процессов, генерирующих L , можно получить большую (т.е. даже больше или порядка единицы) лептонную асимметрию при благополучно малой барийонной.

2. В случае доминантности релятивистских частиц $N=1/2t$ уравнения (2-5) несколько меняются, но окончательный вывод относительно замыкания БЛВ за счет рождения частиц до момента распада χ конденсата остается в силе.

3. Случай $\rho_\chi > \rho_\psi$ реализуется при условии, что инфлатон распадается раньше $\Gamma_\psi > \Gamma_\chi$, и в силу того, что плотность энергии релятивистских продуктов его распада убывает со временем быстрее,

чем плотность χ -поля, достигается эпоха доминантности нерелятивистских χ -частиц. Генерируемая барионная асимметрия в этом случае определяется отношением плотности барионного заряда, оставшегося к началу эпохи сохранения B , и температуры разогрева, получаемой после распада χ . Как было показано в пункте А.1., к моменту распада χ_1 , с сохранением B , N_B становится малым из-за процессов рождения частиц. В результате отношение $\kappa = N_B/N_\chi$ будет экспоненциально подавлено. Если пренебречь вкладом в энтропию от распадов инфлатона, то β можно определить, используя результаты работы /14/. Роль начальных параметров ρ и N_B (см. /14/) в этом случае играют $m^2\chi_1^2$ и $\kappa_t \approx \kappa_0 \exp(-\alpha\lambda^{1/2}\chi_{10}/m)$. Барионная асимметрия равна $\beta \approx \kappa_t \lambda^{-1/4}$. Чтобы получить наблюдаемую величину барионной асимметрии при $\kappa_0 \approx 1$, необходимо выполнение следующего неравенства: $\alpha\lambda^{1/2}\chi_{10}/m \leq 10\ln(10)$, что при естественном выборе λ , α и m/N_1 трудно осуществимо.

Случай, когда χ является одновременно и инфлатонным полем, тоже заслуживает внимания. Известно, что из-за ненаблюдаемости флуктуаций температуры реликтового излучения на уровне 10^{-4} , т.е. $\Delta T/T < 10^{-4}$, существуют ограничения на λ , $\lambda \leq 10^{-12}$. Сравнивая скорость рождения частиц Γ_1 и скорость расширения H , можно убедиться, что рождение частиц становится эффективным до момента $t \approx m^{-1}$ при весьма приемлемом условии $m/\chi_{10} < \lambda^{1/2}\alpha$. Определение β сводится к уже рассмотренному случаю $\rho_\chi > \rho_\psi$. Чтобы получить наблюдаемую величину β , опять необходимо выполнение условия $\alpha\lambda^{1/2}(N_1/m)^2 \leq 10\ln(10)$. Однако малые значения λ здесь не только допустимы, но и желательны ($\lambda \leq 10^{-12}$). Т.е. при подходящем подборе параметров α , m/χ_{10} , можно получить необходимую величину β . Случай, когда рождение частиц пренебрежимо мало, приводит к слишком большой барионной асимметрии, когда для согласия с наблюдениями, необходимы дополнительные источники разогрева или неестественно малое начальное значение κ .

Б. Потенциал без долин

В этом случае в потенциале $V(\chi)$ $\lambda_1 \neq \lambda_2$, $\lambda_1 > \lambda_2$. χ_1 и χ_2 на инфляционной стадии не достигают столь большого значения, как χ_1 в случае с долиной, и являются величинами одного порядка. Из естественного предположения $\rho_\chi^i \approx N_1^4$ получаются следующие начальные значения полевых переменных $\chi_{10} \approx \chi_{20} \approx N_1 \lambda^{-1/4}$ и $\dot{\chi}_{10} \approx \dot{\chi}_{20} \approx N_1^2$. Уравнения движения имеют вид

$$\begin{aligned} \ddot{\chi}_1 + 3H\dot{\chi}_1 + (m^2 + \lambda\chi_1^2 + \lambda'\chi_2^2)\chi_1 &= 0, \\ \ddot{\chi}_2 + 3H\dot{\chi}_2 + (m^2 + \lambda\chi_2^2 + \lambda'\chi_1^2)\chi_2 &= 0, \end{aligned} \quad (6)$$

где $\lambda = \lambda_1 + \lambda_2$ и $\lambda' = \lambda_1 - 3\lambda_2$. Мы нашли численные решения уравнений (6), однако по соображениям наглядности здесь мы приводим приближенное аналитическое рассмотрение. Аналогично разделу А рассмотрим различные возможности отношения плотностей χ поля и инфлатонного поля.

Б.1. В первом случае, $H = 2/3t$, уравнения (6) удобно решать с помощью подстановки $\chi_j = \eta h_j(\eta)/t$, где $\eta = (N_1 t)^{1/3}$. Уравнения (6) в этих обозначениях имеют вид

$$\begin{aligned} h_1'' + [9(m/N_1)^2 \eta^4 - 2/\eta^2]h_1 + (9\lambda h_1^2 + 9\lambda' h_2^2)h_1 &= 0, \\ h_2'' + [9(m/N_1)^2 \eta^4 - 2/\eta^2]h_2 + (9\lambda h_2^2 + 9\lambda' h_1^2)h_2 &= 0 \end{aligned} \quad (7)$$

с начальными значениями $h_{j0} = O(\lambda_2^{1/4})$ и $h'_{j0} = O(1)$. Штрих означает производную по η . Барионный заряд в сопутствующем объеме $V = V_1 t^2 / t_0^2$ составляет

$$n_B = N_B V = (2/3)(h_1 h_2' - h_2 h_1'), \quad V = t^2 / (N_1^3 t_0^2), \quad (8)$$

т.е. $n_B^0 = O(\lambda^{-1/4})$. Так как $m \ll N_1$, а член, пропорциональный η^{-2} , быстро становится малым по сравнению с $9\lambda h^2$, то уравнения (7) в значительной области изменения η , а именно $\lambda^{1/4}(h_1 N_1/m)^{1/2} > \eta > (9\lambda/2)^{-1/2} h_1^{-1}$, сводятся к системе спаренных ангармонических осцилляторов с постоянными коэффициентами.

$$\begin{aligned} h_1'' + 9\lambda h_1^3 + 9\lambda' h_2^2 h_1 &= 0, \\ h_2'' + 9\lambda h_2^3 + 9\lambda' h_1^2 h_2 &= 0. \end{aligned} \quad (9)$$

Система расщепляется в том случае, когда $\lambda \gg \lambda'$. Кажется естественным, что скорость рождения частиц осциллирующим полем χ по порядку величины та же, что и в случае другого выбора λ . Решение уравнений (9) при $\lambda' = 0$ выражается через эллиптические функции Якоби [16/].

$$h_j = C_j \lambda^{-1/2} \text{sn}[C_j(\eta_0 - \eta)] / (2 - \text{sn}^2[C_j(\eta_0 - \eta)]), \quad (10)$$

где постоянные C_j и η_0 определяются начальными условиями $C_j = O(\lambda^{1/4})$, а $k = 1/2^{1/2}$. Эффективная скорость рождения фермионов равняется $\Gamma_1 \approx \alpha \lambda^{1/4} N_1 / (N_1 t)^{2/3}$. В отличие от долинного случая здесь Γ_1 зависит от времени и что существенно для нашей задачи, Γ_1 уменьшается с расширением. Время затухания колебаний, т.е. время распада χ , t_1 определяется условием $\int_{t_0}^{t_1} \Gamma dt \approx 3\alpha \lambda^{-1/4} N_1^{1/3} (t_1^{1/3} - t_0^{1/3}) \approx 1$. Пока темп рождения частиц полем

χ значительно меньше темпа расширения Вселенной, рождением частиц можно пренебречь. Т.е. процессы рождения частиц являются как бы замороженными до момента t_f , где t_f удовлетворяет уравнению: $\Gamma_1 = \alpha \lambda^{1/4} N_1 / (N_1 t_f)^{2/3} = 2 / (3 t_f) = H_f$. Если t_f больше t_n , где t_n обозначает начало эпохи сохранения барионного числа, когда χ испытывает гармонические колебания с частотой m , $\chi = \chi_0 (A_1 e^{i m t} + A_2 e^{-i m t})$, рождая кварки и лептоны, то плотность барионного заряда рожденных частиц N_B равна $\frac{2}{3} (h_1' h_2 - h_2' h_1) t^2 / N_1$, а барионный заряд в сопутствующем объеме - $n_B = N_B V \approx \frac{2}{3} (h_1' h_2 - h_2' h_1)$.

Однако для значений констант $\lambda \approx \alpha \leq (10^{-2} + 10^{-6})$, $t_f < t_1 < t_n$ и поэтому очень скоро после инфляции происходит размораживание процессов рождения. Из-за рождения частиц амплитуды χ_1 экспоненциально затухают: $\chi_1 + \chi_1^c = \chi_1 \exp(-\int \Gamma_1 dt / 4)$. Рождение частиц будет играть значительную роль вплоть до момента t_n , где t_n удовлетворяет уравнению $(m/N_1)^2 (N_1 t_n)^{4/3} = \lambda (h^c)^2$, т.е. соответствует концу интервала, в котором осцилляторные решения (10) уравнения (7) еще справедливы. Иными словами, t_n момент, позже которого массовым членом в уравнениях движения нельзя

пренебрегать. Барионный заряд с учетом затухания амплитуды за счет рождения фермионов равен

$$n_B^c = \frac{2}{3} h_{01} h_{02} (c n_2 \text{sn}_1 C_1 \text{dn}_1 - c n_1 \text{sn}_2 C_2 \text{dn}_2) \exp[-\alpha (C_1 + C_2) (\eta - \eta_f) / 4], \quad (12)$$

где $\eta_f = (N_1 t_f)^{1/3}$, $C_1 = 3 h_{01} \lambda^{1/2} = O(\lambda^{1/4})$, $\text{dn}_1 = \text{dn}(\phi_1)$, $\text{cn} = \text{cn}(\phi_1)$, $\text{sn}_1 = \text{sn}(\phi_1)$, $\phi_1 = C_1 (\eta - \eta_f)$. Удобно разложить эллиптические функции в формуле (12) по \sin и \cos (см./16/), т.к. фактически только первые члены существенны в этом случае. Чтобы оценить величину возможной барионной асимметрии необходимо определить температуру релятивистской плазмы, образовавшейся при распаде χ и ψ . В рассматриваемом случае плотность энергии инфлатона доминирует до момента t_n . Следовательно, ρ_ψ будет доминировать и после распадов χ в релятивистские частицы, $\rho_\psi > \rho_\chi^{r \approx 1}$, так как плотность энергии релятивистских частиц с расширением падает быстрее, чем плотность нерелятивистских частиц. Таким образом, энтропия будет в основном определяться плотностью релятивистских частиц от более позднего распада инфлатона. $(N_\psi T)_{t_\psi} \approx N_\psi m_\psi$, или $T \approx [(\rho_\psi)_{t_\psi}]^{1/4} = (\rho_\psi^0)^{1/4} (t_0/t_\psi)^{1/2}$, где t_ψ есть время распада инфлатона.

Барионная асимметрия задается выражением

$$\beta = N_B / N_\psi \approx N_B / T^3 \approx (n_B^c)_{t_n} N_1^3 / [(N_1 t_\psi)^{1/2} (\rho_\psi^0)^{3/4}] \approx (n_B^c)_{t_n} / (N_1 t_\psi)^{1/2} \quad (13)$$

В предположении, что $\Gamma_\psi \approx \alpha_\psi m_\psi$, $\beta = (n_B^c)_{t_n} (\alpha_\psi m_\psi / N_1)^{1/2}$. Из выражения (12) ясно, что БАВ не создается при $h_{10} = h_{20}$. В механической модели, о которой шла речь выше, это отвечает нулевому угловому моменту. Экспоненциальная зависимость величины БАВ от αC_1 указывает на большую роль процессов рождения частиц при генерации β в ранней Вселенной. Как и в случае с долиной, скорость рождения частиц χ полем на стадии несохранения B намного превосходит скорость обычного распада $\Gamma_n \approx \alpha m$, и в результате амплитуды χ_1 экспоненциально затухают. Однако в случае без долины скорость рождения уменьшается со временем, и затухание происходит гораздо

медленнее по сравнению с долинным случаем. В результате, для значительной области значений параметров α , λ , m/N , массовый член начинает работать раньше, чем барионный заряд успеет замкнуться за счет затухания χ_1 . В этом случае барионный заряд, содержащийся в χ , доживает до эпохи сохранения t_* , когда χ распадается на кварки с ненулевым барионным зарядом. Этот заряд, далее разбавленный за счет разных процессов с генерацией энтропии, представляет наблюдаемую асимметрию. Мы вычислили величины БАВ для различных значений λ , α , m/N при $t_\psi \approx t_*$. Очевидно, чем позже распадается ψ (см. уравнение (13)), тем меньше будет произведенная БАВ. Кроме того, возможны дополнительные источники энтропии на поздних стадиях эволюции Вселенной.

Наблюдаемая БАВ сегодня задается выражением $\beta = \beta_* (t_*/t_\psi)^{1/2}/S$, где S - макроскопический фактор подавления, учитывающий дальнейшее разбавление БАВ за счет генерации энтропии.

Ниже указан диапазон параметров, представляющий интерес для генерации наблюдаемой барионной асимметрии.

$\alpha, \lambda \approx$	10^{-5}	10^{-4}	10^{-3}	10^{-2}	10^{-1}
$m/N_1 \approx$	10^{-13}	10^{-13}	10^{-11}	10^{-10}	10^{-7}
$\beta_* \approx$	10^{-8}	10^{-10}	10^{-10}	10^{-10}	10^{-10}

Б.2. В этом случае уравнения (6) удобно решать с помощью подстановки $\chi_j = y_j N_1^{1/4} \eta^{1/2} / t^{3/4}$, где $\eta = (N_1 t)^{1/2}$. Уравнения (6) в этих обозначениях имеют вид

$$y_1'' + 4(m/N_1)^2 \eta^2 y_1 - \frac{3}{4} y_1 / \eta^2 + 4\lambda y_1^3 = 0, \quad (14)$$

$$y_2'' + 4(m/N_1)^2 \eta^2 y_2 - \frac{3}{4} y_2 / \eta^2 + 4\lambda y_2^3 = 0$$

с начальными значениями $y_{j0} = O(\lambda^{-1/4})$ и $y'_{j0} = O(1)$, $\lambda = 4\lambda_2$, $\lambda' = O$. Штрих означает производную по η . Барионный заряд в сопутствующем

объеме $V = V_1 (t/t_0)^{3/2}$ составляет

$$\eta_B = N_B V = (y_2' y_1 - y_1' y_2), \quad (15)$$

где $V = t^{3/2} / N_1^{3/2}$. Аналогично тому, как это было сделано в Б.1., уравнения (6) в области $(\frac{3}{16} \lambda^{-1} y^{-2})^{1/2} < \eta < \lambda^{1/2} y N_1 / m$ сводятся к системе спаренных ангармонических осцилляторов с постоянными коэффициентами. В приближении $\lambda \gg \lambda'$, $\lambda' \rightarrow 0$ система расщепляется. Решение уравнений, как и в нерелятивистском случае, выражается через эллиптические функции Якоби.

$$y_j = \lambda^{-1/2} C_j \operatorname{sn}[C_j (\eta_0 - \eta)] / (2 - \operatorname{sn}^2[C_j (\eta_0 - \eta)])^{1/2}, \quad (16)$$

где постоянные C_j определяются начальными условиями, $C_j = O(\lambda^{1/4})$, а $k = 1/2^{1/2}$. Эффективная скорость рождения фермионов равняется $\Gamma_1 = \alpha C_1 N_1 / (N_1 t)^{1/2}$. Интересно отметить, что в этом случае скорость рождения фермионов Γ_1 зависит от времени как $t^{-1/2}$, т.е. уменьшается медленнее со временем, чем в случае Б.1., где $\Gamma_1 \approx t^{-2/3}$. Затухание амплитуды χ за счет рождения фермионов определяется выражением $\chi_1 \rightarrow \chi_1^c = \chi_1 \exp[-\alpha C_1 (\eta - \eta_f) / 4]$, где η_f соответствует началу процессов рождения фермионов χ полем. Условие применимости уравнений (16), или, что то же, уравнения, определяющего начало эпохи сохранения барионного числа, t_* , в этом случае есть

$$(m/N_1)^2 N_1 t_* = \lambda y_1^2 \exp[-\alpha C_1 (\eta - \eta_f) / 2],$$

а барионный заряд в сопутствующем объеме равен

$$\eta_B = y_{01} y_{02} (c_2 \operatorname{sn}_1 C_1 \operatorname{dn}_1 - c_1 \operatorname{sn}_2 C_2 \operatorname{dn}_2) \exp[-\alpha (C_1 + C_2) (\eta - \eta_f) / 4], \quad (17)$$

где $C_1 = 2y_{01} \lambda^{1/2}$, $c_1 = \operatorname{cn}(\phi_1)$, $\operatorname{sn}_1 = \operatorname{sn}(\phi_1)$, $\operatorname{dn}_1 = \operatorname{dn}(\phi_1)$, $\phi_1 = C_1 (\eta_0 - \eta)$. Температура релятивистской плазмы, возникшей после распадов инфлатонного поля, определяется соотношением $T = (\rho_\psi)_{t_\psi}^{1/4} (t_\psi/t)^{1/2}$, так как в случае $\rho_\psi \gg \rho_\chi$ доминирующую роль в определении температуры будет иметь именно инфлатонное поле. В случае, когда ρ_χ и ρ_ψ одного порядка величины, нужно рассматривать и дополнительную энтропию, возникающую после распада χ поля (см. работу /14/). Однако и при более точном рассмотрении

результаты относительно величины барионной асимметрии не меняются, существенно.

Барионная асимметрия задается выражением

$$\beta_B \approx N_B / T^3 = n_B^0 H_I^{3/2} / [(\rho_\psi^0)^{3/4} t_\psi^{3/2}]. \quad (18)$$

в предположении, что $\Gamma_\psi \approx \alpha_\psi m_\psi$, $\beta_B = n_B^0 H_I^{3/2} (\alpha_\psi m_\psi)^{3/2} / \rho_\psi^{3/4}$. При $t_\psi \approx t_0$, $\beta_B \approx n_B^0$. Т.е. наблюдаемая сегодня барионная асимметрия будет пропорциональна полученной асимметрии $\beta \approx \beta_B / S$, где S - макроскопический фактор подавления, учитывающий дополнительное разбавление барионного избытка на поздних стадиях эволюции Вселенной, например разные фазовые переходы, имевшие место до настоящей эпохи. Диапазон параметров, для которого возможна генерация наблюдаемой барионной асимметрии, в этом случае следующий:

$\alpha, \lambda \approx$	10^{-5}	10^{-4}	10^{-3}	10^{-2}	10^{-1}
$m/H_I \geq$	10^{-13}	10^{-12}	10^{-10}	10^{-9}	10^{-7}
$\beta_B \geq$	10^{-9}	10^{-10}	10^{-9}	10^{-10}	10^{-10}

Как и можно было ожидать из сравнения скорости рождения в этих двух случаях Б.1. и Б.2., в релятивистском случае величина произведенной барионной асимметрии меньше, чем в случае Б.1.. Однако генерация наблюдаемой БАВ и в этом случае возможна для весьма широкого интервала значений параметров.

Б.3.Случай $\rho_\chi > \rho_\psi$ реализуется при условии, что инфлатон распадается раньше $\Gamma_\psi > \Gamma_\chi$ и после некоторого времени (в результате различного поведения плотностей энергии релятивистских частиц от распада ψ и ρ_χ) в ходе расширения достигается эпоха доминантности энергии нерелятивистских χ -частиц. Нетрудно показать, что момент начала доминантности χ в плотности энергии наступает раньше, чем время распада χ $t_m \approx (\alpha m)^{-1}$, только в

случае, когда рождение частиц χ полем пренебрежимо мало, т.е. $\alpha \lambda^{8/7} < m/H_I$. Тогда определенне генерируемой барионной асимметрии сводится к определению температуры испарения бозонного конденсата, т.е. по заданной величине плотности $\rho_\chi \approx m^2 \chi^2$ и барионного заряда N_B (или $\kappa = N_B / N_\chi$), необходимо определить температуру плазмы после распада χ и соответствующую БАВ. Эта задача рассматривалась в предыдущей работе /14/, где было показано, что $\beta \ll 1$, но $\beta > \beta_{\text{обн}} \approx 10^{-9} + 10^{-10}$. Для объяснения наблюдаемой асимметрии в этом случае необходимы дополнительные источники разогрева. Необходимо отметить, что соотношение $\alpha \lambda^{8/7} < m/H_I$ при $m \leq 10^4$ ГэВ в суперсимметричных теориях неестественно, поэтому трудно ожидать, чтобы рассмотренный случай реализовывался в этих теориях.

В случае, когда χ является одновременно и инфлатонным полем, существует ограничение на λ : $\lambda < 10^{-12}$. Тогда, сравнивая скорости рождения частиц Γ_ψ и скорости распада χ Γ_χ , можно убедиться, что при столь малых λ рождение частиц пренебрежимо мало. Определение генерируемой барионной асимметрии производится опять с использованием результатов работы /14/. Полученная величина β зависит от начального значения $\kappa = N_B / N_\chi$. При $\kappa \approx 1$ значение β намного превосходит наблюдаемую величину, т.е. снова необходимы дополнительные источники разогрева. Другой выход из этой ситуации - это предположение о случайной малости начального значения κ , что не кажется естественным. Кроме того, само предположение о том, что относительно легкое скалярное поле с ненулевым барионным зарядом является очень слабо взаимодействующим, $\lambda < 10^{-12}$, плохо вписывается в рамки суперсимметричных теорий.

Имея в виду результаты, полученные в разделе Б, можно заключить, что в случае отсутствия долин и доминирующей плотности инфлатонного поля $\rho_\psi > \rho_\chi$ генерация наблюдаемой величины барионной асимметрии возможна при естественном выборе параметров в суперсимметричной модели Аффлека-Дайна.

В случае без долин учет процессов рождения частиц χ полями также необходим, однако в отличие от долинного случая 1 здесь они не приводят к полному замыканию асимметрии, так как эпоха сохранения наступает намного раньше. Это, в свою очередь, объясняется убыванием частоты осцилляций χ со временем, а следовательно, уменьшением скорости рождения частиц в случае без долин. В результате оказывается возможным при естественном выборе величины начальной барионной асимметрии на инфляционной стадии $\kappa = N_b / N_\chi \approx 1$ получить величину наблюдаемой сегодня БАВ, т.е. $\kappa \ll 1$ и $\beta \approx 10^{-9} + 10^{-10}$.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- 1а. Kolb E.W. and Turner M.S. // Ann.Rev.Nucl.Part.Sci.1983.V.33.P.645
 1б. Langacker P. in CP violation. World Sci.Pub. ed. Jarlskog C.
 2. Faber S.M., Gallagher J.S. // Ann.Rev.Astr.Astrophys.1979.V.17.P.135
 Efstathiou G. Ellis R.S. Paterson B.A. Mon.Not.Roy.Astron.Soc.1988.
 V.232.P.431
 3а. Сахаров А.Д. // Письма в ЖЭТФ.1967.Т.5.С.32.
 3б. Кузьмин В.А. // Письма в ЖЭТФ.1970.Т.13.С.335
 3в. Игнатъев А.Ю. и др. // Phys.Lett.1978.V.B76.P.436.
 3г. Yoshimura M. // Phys.Rev.Lett.1978.V.41.P.281;1979.V.42.P.746-erratum.
 4. Bunch T.S. and Davies P.C. // Proc.Astron.Soc.1978.V.360.P.117
 5. Vilenkin A. and Ford L.A. // Phys.Rev.1982.V.D26.P.1231
 Linde A.D. // Phys.Lett.1982.V.B156.P.335
 Starobinsky A.A. // Phys.Lett.1982.V.B117.P.175
 6. Rubakov V., Sazhin M., Verjaskin A. // Phys.Lett.1982.V.B115.P.189.
 Ellis J. in Les Rencostres De Physique De La Valle D'Aoste. La Thuile
 Aosta Valley.1987
 7. Weinberg S. // Phys.Rev.Lett.1982.V.48.P.1303
 Ellis J., Linde A.D. and Nanopoulos D.V. // Phys.Lett.1982.V.B118.P.59

- Ellis J., Kim J.E. and Nanopoulos D.V. // Phys.Lett.1984.V.B145.P.181
 Ellis J., Nanopoulos D.V., Sarkar S. // Nucl.Phys.1985.V.B254.P.175
 Kawasaki M. and Sato K. // Phys.Lett.1987.V.B189.P.23
 Khlopov M., Linde A. // Phys.Lett.1984.V.B138.P.265.
 8а. Kuzmin V., Rubakov V., Shaposhnikov M. // Phys.Lett.1985.V.B155.P.36
 Kuzmin V., Rubakov V., Shaposhnikov M. // Phys.Lett.1987.V.B191.
 P.171
 8б. Rubakov V.A. // Nucl.Phys.1985.V.B256.P.509
 Fukugita M. and Rubakov V.A. // Phys.Rev.Lett.1986.V.56.P.988
 8в. Shaposhnikov M.E. Preprint DESY 88-128. Hamburg, 1988. Talk given at the
 24 International Conference on High Energy Physics, Munich, 1988
 Shaposhnikov M.E. // Nucl.Phys.1987.V.B287.P.757
 Shaposhnikov M.E. // Nucl.Phys.1988.V.B299.P.797
 8г. Kripfganz J. and Ringwald A. Preprint DESY 89-005. Hamburg, 1989
 9. Affleck I. and Dine M. // Nucl.Phys.1985.V.B249.P.361
 10. Linde A.D. // Phys.Lett.1985.V.B160.P.243
 11. Зельдович Я.Б., Кобзарев И.Ю., Охунь Л.Б. // ЖЭТФ.1974.Т.67.С.3.
 12. Ellis et al. // Phys.Lett.1987.V.B188.P.415
 13. Enqvist K., Ng K.W., Olive K.A. // Phys.Rev.1988.V.D37.P.2111
 Ferrer E.J., V.de la Incera. Preprint FIAN-223. Moscow 1988
 Ellis et al. // Phys.Lett.1987.V.B191.P.343
 14. Dolgov A.D. and Kirilova D.P. Preprint. JINR E2-89-565. Dubna, 1989
 15. Dolgov A.D. and Kirilova D.P. Preprint. JINR E2-89-321. Dubna, 1989;
 ЯФ, 1990, т.51, с.273.
 16. Градштейн И.С., Рыжик И.М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и
 произведений. Москва: Наука. 1971

Рукопись поступила в издательский отдел
 27 декабря 1989 года.