

согласования с экспериментальными данными по красному смещению допустимая величина Λ должна быть меньше чем 10^{-130} от естественной адронной оценки. По всей видимости, должен существовать механизм компенсации, обращающий в нуль плотность энергии вакуума. Данная работа посвящена поискам такого механизма.

Для решения этой задачи следует прежде всего найти ее правильную постановку. Дело в том, что энергия вообще определена с точностью до постоянной и потому вопрос о выборе этой постоянной кажется неясным. Все, однако, становится на свои места, если изучать не плотность энергии, а эффективные уравнения для распределения гравитационного поля. Под словом «эффективные» мы понимаем уравнения, возникающие из исходной теории Эйнштейна в результате инфракрасных квантовых перенормировок. Очень важно осознавать, что вообще наблюдаемая классическая динамика в любой теории определяется именно эффективными, а не исходными уравнениями. В некоторых случаях (например, в теории Янга — Миллса) инфракрасные перенормировки не оставляют камня на камне от затравочной классической теории. В интересующей нас задаче — теории Эйнштейна с затравочной космологической постоянной — роль инфракрасных ренормировок более скромная. Как будет показано, они приводят к обращению в нуль физической космологической постоянной, сохраняя нетронутыми сами уравнения Эйнштейна.

Инфракрасные расходимости в теории возникают из-за длинноволновых конформных флуктуаций метрики. Если написать

$$g_{\mu\nu}(x) = \varphi^2(x) \bar{g}_{\mu\nu}(x) \quad (1)$$

(где $\bar{g}_{\mu\nu}$ имеет нулевую скалярную кривизну: $R(\bar{g}) = 0$) и усреднить по всем флуктуациям поля $\bar{g}_{\mu\nu}$, то низкоэнергетический лагранжиан поля φ примет вид

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2\kappa} ((\partial_\mu \varphi)^2 + \Lambda \varphi^4), \quad (2)$$

где κ — связана с константой тяготения, а Λ — космологическая постоянная без учета инфракрасных колебаний. Вопрос о космологическом члене можно теперь сформулировать как вопрос о том, имеет ли поле φ отличное от нуля вакуумное среднее. Как видно из (1), если $\langle \varphi(x) \rangle = \text{const}$, вакуум имеет нулевую скалярную кривизну, что означает обращение в нуль космологического члена. Фаза с $\langle \varphi \rangle = 0$ соответствовала бы $\Lambda_{\text{физ}} \neq 0$. Так как лагранжиан (2) является масштабно инвариантным, $\langle \varphi \rangle \neq 0$ может возникнуть лишь при фиксации граничных условий. Если рассмотреть область размера R (который в конце вычислений должен стремиться к бесконечности) и зафиксировать $\varphi = \varphi_\infty$ на границе области, возможны два варианта:

$$\langle \varphi(0) \rangle_R \underset{R \rightarrow \infty}{\sim} \begin{cases} \varphi_\infty \rightarrow \text{const}, \\ \frac{1}{R} \rightarrow 0. \end{cases}$$

Как показывает вычисление функционального интеграла от лагранжиана (2) в однопетлевом приближении, осуществляется первая возможность, что и означает обращение в нуль физической космологической постоянной. Механизм обращения в нуль аналогичен явлению нуля заряда в квантовой электродинамике, открытому Ландау, Абрикосовым и Халатниковым. Он связан с тенденцией длинноволновых флуктуаций к экранировке собственного взаимодействия.

Помимо пертурбативных флуктуаций, рассмотренных выше, экранировка возникает также от гравитационных инстантонов. Они являются в данном случае мирами де-Ситтера, которые с конечной вероятностью можно обнаружить в любой точке x , в результате чего

$$\langle \varphi(x) \rangle \neq 0.$$

ЛИТЕРАТУРА

Новиков И. Д., Зельдович Я. Б. Релятивистская астрофизика. — М.: 1967, с. 561.

533.132(048)

Г. Е. Воловик, В. П. Минсеев. Текстуры, вихри и сверхтекучесть ^3He . В 1972 г. были обнаружены новые А- и В-фазы жидкого ^3He , которые в течение последующих лет удивили физиков своими уникальными свойствами. Обе новые фазы ^3He , как и хорошо изученный ^4He , являются сверхтекучими жидкостями. Сверхтекучесть ^4He есть следствие явления бозе-конденсации макроскопической части.

атомов жидкости в основном состоянии. Сверхтекучесть нормальной ферми-жидкости ^3He , подобно сверхпроводимости электронной ферми-жидкости в металлах, наступает как следствие куперовского спаривания атомов ^3He . Между куперовскими парами в ^3He и сверхпроводнике имеется, однако, существенное отличие. Полный спин пары и относительный момент импульса в сверхпроводнике равны нулю $S = L = 0$, т. е. пара не имеет магнитной структуры и является сферически симметричным образованием. В обеих фазах ^3He $S = 1$ и $L = 1$. Все пары находятся в одинаковом состоянии, в результате жидкие фазы ^3He обладают нетривиальными магнитными свойствами, напоминающими свойства антиферромагнетиков, а также имеют спонтанно нарушенную вращательную симметрию, являясь тем самым жидкими кристаллами. Особенно ярко жидкокристаллические свойства проявляются у А-фазы, параметр порядка которой соответствует состоянию с проекцией $L_z = 1$ относительного орбитального момента куперовских пар на некоторую выделенную ось I — ось анизотропии А-фазы (ср. с направлением директора в нематическом жидком кристалле). Волновая функция относительного движения атомов куперовской пары в А-фазе пропорциональна сферической функции Y_{11} , т. е. имеет вид

$\psi(r) = f(r) \sin \theta e^{i\varphi} = f(r) (n_x + i n_y)$, где θ — полярный угол, отсчитанный от направления оси квантования I , φ — азимутальный угол поворота вокруг направления I , отсчитанный от произвольного направления Δ в плоскости, перпендикулярной I , n_x , n_y — декартовы компоненты вектора $\mathbf{n} = \mathbf{r}/r$ в системе координат, ось z которой направлена вдоль I , а оси x и y вдоль Δ' и $\Delta'' = [I\Delta']$. В слабо неоднородном состоянии тройка ортогональных единичных векторов Δ' , Δ'' , I , задающих орбитальную часть параметра порядка А-фазы, медленно меняется в пространстве. Фаза Φ параметра порядка $\psi = \Delta' + i\Delta''$ совпадает с углом поворота φ векторов Δ' и Δ'' вокруг направления I , что и определяет уникальные сверхтекучие свойства А-фазы. Благодаря некоммутируемости трехмерных вращений, обычное определение сверхтекучей скорости $\mathbf{v}_s = (\hbar/m) \nabla \Phi$ должно быть заменено в $^3\text{He-A}$ на $\mathbf{v}_s = (\hbar/2m) \Delta_1 \nabla \Delta_1$, откуда сразу следует непотенциальность сверхтекучего движения в А-фазе: $\text{rot } \mathbf{v}_s \neq 0$. Потенциальность сверхтекучей скорости в ^4He и сверхпроводниках считалась до открытия А-фазы неизменным атрибутом сверхтекучести. Отказ от потенциальности и сложность параметра порядка А-фазы заставили заново пересмотреть все сверхтекучие явления. Исследование показало, что сверхтекучие свойства данной сверхтекучей жидкости определяются топологической структурой области, в которой меняется параметр порядка этой жидкости. Ниже мы перечисляем некоторые из результатов топологического анализа свойств $^3\text{He-A}$ в сравнении с ^4He .

1. **Текстуры** (неоднородные структуры). В ^4He линейные дефекты структуры — квантованные вихри — характеризуются топологическим инвариантом N — числом квантов циркуляции сверхтекучей скорости вокруг вихря, принимающим произвольные целочисленные значения. Линейные дефекты в А-фазе характеризуются топологическим инвариантом N , который принимает только два значения $N = 0$ и $N = 1$. Все вихри с четным числом квантов циркуляции принадлежат классу $N = 0$ и могут непрерывно рассосаться в однородное состояние. Все вихри с нечетным числом квантов циркуляции топологически неустойчивы и принадлежат классу $N = 1$. К этому же классу принадлежит радиальная дисгирация — безвихревое состояние с линейной особенностью в поле вектора I . Внутри класса дефекты непрерывно переходят один в другой. Арифметика слияния дефектов имеет следующий вид: $1 + 0 = 1$, $1 + 1 = 0$.

Топологический анализ был применен и к дефектам других типов и в других упорядоченных средах. В результате были расклассифицированы также точечные дефекты и сингулярные поверхности; дефекты без особенностей — солитоны; дефекты на поверхности упорядоченных сред и т. д.

2. **Персистирующие потоки**. В ^4He имеется бесконечное число классов течений в кольцевом канале, характеризующихся целочисленным инвариантом N — числом квантов циркуляции вдоль канала. Течение с данным N чрезвычайно устойчиво, поскольку N невозможно изменить непрерывным образом, а лишь с помощью рождения дефектов — вихрей. В $^3\text{He-A}$ имеется всего два класса течений с $N = 0$ и $N = 1$. Все течения с четным N принадлежат классу $N = 0$, они могут непрерывно релаксировать в состояние покоя. Течения с нечетным N принадлежат классу $N = 1$ и могут релаксировать в состояние с наименьшей энергией внутри этого класса, т. е. течение с весьма малым потоком. Таким образом, в отличие от ^4He в $^3\text{He-A}$ топология не стабилизирует сверхтекучий поток. Топологию в А-фазе можно менять, прикладывая внешнее магнитное поле, в результате имеется уникальная возможность регулировать стабильность сверхпотока.

3. **Нестационарный эффект Джозефсона**. Процесс непрерывной релаксации сверхпотока в А-фазе сопровождается осцилляциями в поле вектора I . Пространственно-временная структура поля I в этом процессе напоминает известный из теории поля инстантон — частицеподобное топологическое образование в пространственно-временном континууме. Инстантон в А-фазе осуществляет непрерывный процесс перехода из «вакуума» с топологическим «зарядом» N в «вакуум» с топологическим «зарядом» $N - 2$. При наличии разности химических потенциалов в канале

с А-фазой возникает диссипативное течение с периодическим в пространстве и времени распределением поля I . Это течение является аналогом резистивного состояния в сверхпроводниках (нестационарный эффект Джозефсона) и представляет собой решетку инстантонов в четырехмерном пространстве-времени. Периодические осцилляции поля I экспериментально наблюдаются.

4. Вращение сверхтекучих жидкостей. В ⁴Не при вращении возникает решетка квантованных вихрей. Аналогичная решетка вихрей Абрикосова возникает в сверхпроводниках 2-го рода, помещенных в магнитное поле, играющее ту же роль, что и вращение. В А-фазе при вращении появляется периодическая структура в поле векторов I и v_s , не имеющая нигде особенностей. В достаточно сильных магнитных полях это состояние сменяется решеткой сингулярных вихрей. Экспериментальное исследование вихревых структур в А-фазе в настоящее время ведется в Финляндии на уникальной экспериментальной установке с вращающимся криостатом (вращающаяся минилаборатория).

ЛИТЕРАТУРА

В о л о в и к Г. Е., М и н е е в В. П. Физика и топология.— М.: Знание, 1980.