РАЗВИТИЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЙ О РЕЛАКСАЦИОННЫХ ПРОЦЕССАХ В ГАЛАКТИКЕ В РАБОТАХ В. А. АМБАРЦУМЯНА

A DEVELOPMENT OF IDEAS ON THE RELAXATION PROCESSES IN GALAXY BY AMBARTSUMIAN

А. М. ФРИДМАН

Астрономический совет АН СССР

Резюме: Конспективно высказаны аргументы в пользу того, что современные наблюдательные данные и современные представления о релаксационных процессах в звездных системах полностью подтверждают выводы В. А. Амбарцумяна, сделанные им около 50 лет назад об отсутствии в Галактике равновесия в распределении скоростей звезд, в распределении двойных звезд и в процессах обмена звездами между звездными скоплениями и окружающих их звездным полем [1—4].

Abstract. Modern observational data and modern notions about the relaxation processes in stellar systems are confirming Ambartsumian's conclusions made him about 50 years ago on the absence in Galaxy of stable equilibrium in the distribution of the stellar velocities, in the distribution of double stars and in the star exchange processes between star clusters and surrounding star field [1—4].

Очевидно, что говорить о развитии представлений сидящего в зале автора, чревато возможными осложнениями, например, тем, что после доклада автор встанет и скажет, что докладчик настолько извратил его представления, что он, вообще, не понял, о чем идет речь. И что выводы, которые сделал докладчик, совершенно не соответствуют его собственным выводам, и что... Все это могло бы случиться, если бы вчера я случайно не встретил Виктора Амазасповича и кратко не обсудил с ним то, что я собираюсь сегодня Вам рассказать. Как видите, мне повезло.

Я начну с того, что несмотря на традиционный выбор моделей Галактики—я буду говорить здесь только о нашей Галактике—в виде равновесных*) звездных систем (например, все без исключения схемы происхождения спиральной структуры исходят из равновесной функции распределения), у меня имеются сомнения не только в том, что распределение звезд в солнечной окрестности равновесно, но и в том, что равновесными являются функции распределения звезд в шаровых скоплениях**, где время релаксации несомненно меньше, чем в окрестности Солнца.

Прежде всего хотелось бы договориться о том, чем равновесные системы отличаются от стационарных систем. Последними будем называть системы, характеризующиеся отсутствием силы сопутствующей

* Равновесные системы здесь и ниже понимаются в смысле статистического равновесия (см. [5]).

** Конечно же не за счет «испарения» звезд из шарового скопления: этот эффект, связанный с работой «хвоста» функции распределения, мал по сравнению с теми, о которых будет ниже идти речь.

системе координат. Космонавт на стационарной орбите не чувствует никаких сил: в его системе координат они отсутствуют.

Примером простейшей стационарной системы служит холодный вращающийся диск. Каждая точка такого диска находится в равновесии определяемым уравнением

$$\frac{V_{0\varphi}^2(r)}{r} = \frac{\partial \Psi_0}{\partial r}, \tag{1}$$

где $V_{0\varphi}$ —азимутальная скорость частицы по орбите, Ψ_0 —гравитационный потенциал. Невозмущенные величины будем отмечать индексом «нуль».

Функция распределения такой системы есть

$$f_0(r, V_r, V_\varphi, V_z) = A\,\delta(V_r)\,\delta(V_z)\,\delta\left(V_\varphi - \sqrt{r\frac{\partial \Psi_0}{\partial r}}\right). \tag{2}$$

Мы видим, что эта функция распределения, является стационарной, однако она не может быть равновесной: всякая δ—функция, описывающая первоначальное состояние должна со временем «расплываться», т. е. система обязана релаксировать. Как это происходит в данном случае? Нам стоит слегка возмутить систему, перейдя от стационарной функции к нестационарной

$$f(t, \ldots) = f_0 + \delta f(t, \ldots). \tag{3}$$

Если при этом во все моменты времени t выполнялось бы условие

$$\delta f(t, \ldots) \ll f_0 \tag{4}$$

мы назвали бы систему равновесной.

Однако, условие (4) по истечению определенного промежутка времени релаксации t_0 нарушается. В рассматриваемой системе начинают расти волны плотности сложной геометрии: кольца, спирали, система «греется». В этом случае говорят, что функция распределения релаксирует к равновесной функции. Следовательно, до процесса релаксации эта стационарная функция распределения (2) равновесной не являлась.

Характер процесса релаксации может быть различным. Например, система может быть настолько далека от равновесной, что релаксация протекает даже в координатном пространстве. В этом случае говорят о «бурной» релаксации, ее характерное время, как правило, совпадает с наименьшим характерным временем системы, которым является динамическое время. Процесс релаксации в скоростном пространстве обычно протекает за большие времена; для отличия от первого процесса его называют «медленным»*.

Равновесна ли функция распределения в окрестности Солнца?

Вчера мы слушали доклад Юнгельсона, в котором он привел, в частности, результаты своей работы в соавторстве с Крайчевой, Поповой и Тутуковым** о том, что функция распределения числа двойных звезд по большим полуосям a их орбит

---

* Не всегда такая грубая терминология оправдывается: порой два процесса протекают за одинаковое время (при сильной начальной неравновесности в скоростном пространстве).

** См. стр. 24—*ред.*

$$dN(a) \sim \frac{da}{a}, \quad N(a) \sim \ln a, \quad R_{\odot} < a < 10^3 R_{\odot} \qquad (6)$$

для 350 звезд (это наиболее полные данные на сегодняшний день).

Нетрудно убедиться в том, что распределение (6) неравновесно. Действительно, как известно из теоретической механики, большая полуось орбиты двойной звезды с массами компонентов m_1 и m_2 обратно пропорциональна энергии системы звезд—E, т. е.

$$a = \frac{Gm_1m_2}{2|E|}, \qquad (7)$$

где G—гравитационная постоянная.

Подставив (7) в (6), мы не получим равновесную функцию распределения, ибо при статистическом равновесии мы должны иметь (см., например, [3]):

$$dN = C \exp\left[-E(x, y, z, p_x, p_y, p_z)/\theta\right] dx\,dy\,dz\,dp_x\,dp_y\,dp_z, \qquad (8)$$

где

$$E = \frac{1}{2m}(p_x^2 + p_y^2 + p_z^2) - \frac{Gm_1m_2}{\sqrt{x^2+y^2+z^2}}.$$

Распределение (6) относится к однопараметрическому семейству функций распределения $f = f(E)$. Амбарцумян в 1937 г. в статье «К статистике двойных звезд» [3] обратил внимание на, то, что этот простейший класс функций распределения обладает удивительным свойством. Если $f = f(E)$, то число всех орбит для которых эксцентриситет $\varepsilon < \varepsilon_0$, равно

$$N(\varepsilon_0) \sim \varepsilon_0^2; \quad \varepsilon < \varepsilon_0, \quad f = f(E). \qquad (9)$$

Очевидно, что больцмановское распределение не является исключением и в смысле (9) оно ничем не отличается от любого другого распределения $f(E)$.

Поэтому из того факта, что соотношение (9) соответствует наблюдательным данным, совсем не следует вывод о больцмановском виде функции распределения, который в свое время сделал Джинс [6]. Амбарцумян в цитируемой работе [3] справедливо критикует Джинса за это ошибочное утверждение.

Отмеченный результат: любая однопараметрическая функция (вообще говоря, неравновесная) удовлетворяет соотношению (9)—выглядит нетривиальным и сейчас, спустя 46 лет после его опубликования.

Впервые в кинетике, говоря современным языком, было показано, что наблюдаемое распределение «вырождено», т. е. ему может соответствовать более одной функции распределения. В данном случае было показано, что вырождение «бесконечномерно», ибо соотношению (9) удовлетворяет любая функция от первого интеграла движения. Хотелось бы заметить, что если в 1937 г. к «вырождению» в квантовой механике только-только стали привыкать, то для классической системы этот пример был совершенно неожиданным.

Спустя 30 лет появилась работа Линден-Белла [7], основной результат которой казалось бы противоречил работе Амбарцумяна [3, 4]. Суть статьи заключалась в том, что релаксация сильно неравновесной функции распределения состоит из двух этапов. После первого «бурного» периода происходящего очень быстро, функция распределения медленно релаксирует к всегда единственному распределению Ферми f_F. Второй период происходит медленно потому, что в результате первого периода функция распределения f подошла к равновесной (Фермиевской f_F) достаточно близко, поэтому дальнейшее стремление $f \to f_F$ происходит, строго говоря, асимптотически.

Таким образом, согласно Линден-Беллу [7], можно считать, что квазиравновесная функция f_F устанавливается очень быстро—за динамическое время много меньшее космологического.

Это противоречит выводу Амбарцумяна [3] о том, что распределение звезд в солнечной окрестности далеко не равновесное, хотя последнее, как мы видели, соответствует современным наблюдательным данным.

Поскольку результаты и методы работы Линден-Белла [7] широко используются в зарубежной и отечественной литературе, нелишне показать, в чем состоит ее некорректность.

Линден-Белл [7] предлагает в качестве исходной функции распределения звёзд по скоростям принять функцию распределения звёзд только по радиальным скоростям, т. е.

$$f \sim \delta(V_\perp),$$

где $V_\perp$—трансверсальная скорость. Последнее означает, что в начальный момент времени $t=0$, $f=f(E)$, причем

$$E=\frac{mv_r^2}{2}-u(r),$$

где $u(r)$—потенциальная энергия.

Таким образом, задавалась *однопараметрическая* функция распределения.

Качественно поясним (что не сделано в работе Линден-Белла [7]) почему его схема релаксации приводит к $f \to f_F$.

С течением времени происходит «перемешевание» в фазовом пространстве $\Gamma(r, V_r)$, в результате чего в любой ячейке $d\Gamma = dr dv_r$ имеются как точки, принадлежащие системе, образующие «занятые» области, так и точки, не принадлежащие системе, образующие «пустые» области. Если первое состояние системы обозначить через 1, а второе через 0, то в любой сколь угодно малой области фазового пространства $d\Gamma$ система может находиться только в двух состояниях: 0 и 1. Такая статистика соответствует статистике Ферми-Дирака: равновесная функция распределения в такой статистике есть функция Ферми.

Ошибка Линден-Белла [7] состоит в предположении, что в течение всего «бурного» периода релаксации функция распределения остается однопараметрической. Как показано в работе Зельдовича, Поляченко, Фридмана и Шухмана [8], система с чисто радиальными траекториями является неустойчивой. Очень быстро (за динамическое время) в результате развития азимутальных возмущений скорости (джинсовская неустойчивость) возникают трансверсальные скорости. Последнее приводит к появлению распределения звезд по моментам вращения L. Таким образом, релаксация идет не по пути $f(E) \to f_F(E)$, а по пути $f(E) \to \varphi(E, L)$: функцию распределения в течение «бурной» релаксации нельзя считать зависящей только от энергии.

На то, что было упущено в работе Линден-Белла [7] в 1967 году, указывалось Амбарцумяном [3] 30-ю годами раньше. В цитированной выше работе 1937 года [3] по поводу выбора Джинсом [5] однопараметрической функции распределения читаем: «Совершенно очевидно, что основное допущение, сделанное выше, неверно, и фазовая плотность зависит не только от большой полуоси. Значит, не только нельзя говорить, что фазовая плотность пропорциональна $e^{-E/\theta}$, но вообще нельзя считать, что она зависит только от энергии».

В 1950 году в работе Гуревича и Левина [9] было введено понятие о «прочных» и «непрочных» парах в зависимости от отношения гравитационной энергии u, приходящейся на одну звездную пару и удвоенной кинетической энергии K, приходящейся на одну степень свободы:

$$|u| > \frac{K}{2} \text{ — прочные пары,}$$

$$|u| < \frac{K}{2} \text{ — непрочные пары,}$$

где

$$u = \frac{Gm_1m_2}{2a}, \quad K = \frac{m\bar{V}^2}{3}.$$

Было показано, что непрочные пары разрушаются при прохождении одиночной звезды, а прочные пары упрочняются, т. е. большие полуоси их орбит уменьшаются. Авторы сделали вывод о том, что статистически равновесной Галактику можно назвать только тогда, когда пары звезд в ней будут только прочными, чего сейчас не наблюдается—следовательно, система далека от состояния статистического равновесия.

В последние годы результаты Гуревича и Левина [9] существенно развиты в ряде работ зарубежных и советских авторов. Из последних следует упомянуть серию работ Докучаева и Озерного (см., например, статью [10] и литературу в ней).

Работы Гуревича и Левина (см., например, [9]) полностью основаны на результатах двух статей Амбарцумяна: «К статистике двойных звезд» [3] и «К вопросу о динамике открытых звездных скоплений» [4]*), в которых, кстати, был впервые введен аналог прочных и непрочных пар. Назвав их «далекими» и «близкими», Амбарцумян [3] сделал следующий вывод: «Таким образом, число далеких пар в действительности в миллионы раз больше, чем это должно быть при диссоциативном равновесии (т. е. при равновесии, обусловленном равенством скоростей разрушений и образований пар**). Это обстоятельство является, пожалуй, наиболее ярким фактом, указывающим на то, что наша галактическая система далека от состояния статистического равновесия».

К такому же выводу приводят результаты современной теории релаксации, развитой автором данного сообщения совместно с Трубниковым [11] по аналогии с теорией релаксации высокотемпературной плазмы (см. [12]).

Не может ли традиционная модель стационарной Галактики являться одной из причин противоречивых результатов при обработке

---

* Наиболее эффективный механизм разрушения звездных скоплений, в результате близких прохождений звезд, приводящий к «испарению» звезд, был рассмотрен Амбарцумяном впервые, в 1936 г., в примечаниях к русскому переводу книги С. Расселанда «Астрофизика на основе теории атома» (ОНТИ, Москва—Ленинград. 1936).

** Примечание в скобках моё, А.М.Ф.

наблюдательных данных, касающихся например, спиральной структуры Галактики?

ЛИТЕРАТУРА

1. *V. A. Ambartsumian*, Observatory, 58 № 732. 152, 1935.
2. *V. A. Ambartsumian*, Nature, 137, 537, 1936.
3. *В. А. Амбарцумян*, Астрон. ж., 14, 207, 1937.
4. *В. А. Амбарцумян*, Ученые записки ЛГУ, № 22, серия матем. наук (астрономия), вып. 4, 19, 1938.
5. *Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц*, Статистическая физика, Наука, Москва, 1976.
6. *J. Jeans*, Nature, 136, 432, 1935.
7. *D. Lynden—Bell*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 136, 101, 1967.
8. *Я. Б. Зельдович, В. Л. Поляченко, А. М. Фридман, Н. Г. Шухман*, Препринт СибИЗМИР СО АН СССР, № 7—72, Иркутск, 1972.
9. *Л. Э. Гуревич, Б. Ю.* Левин, Астрон. ж., 27, № 5, 273, 1950.
10. *В. Н. Докучаев, Л. М. Озерной*, Письма АЖ, 7, 285, 1981.
11. *Б. А. Трубников, А. М. Фридман*, ЖЭТФ, 1985, в печати.
12. *Б. А. Трубников*, в сб. «Вопросы теории плазмы», вып. 1, Атомиздат, Москва, 1963. „