Доклады Академии Наук СССР
1950. Том LXXV, № 3

АСТРОНОМИЯ

Т. А. АГЕКЯН

ДИНАМИКА ПРОХОЖДЕНИЙ ЗВЕЗД СКВОЗЬ ПЫЛЕВЫЕ ОБЛАКА

(Представлено академиком О. Ю. Шмидтом 21 IX 1950)

§ 1. Рассмотрим прохождение звезды сквозь пылевое облако. Для удобства будем считать, что облако имеет форму круглого цилиндра. Это предположение не является существенным; отклонение формы облака от принятой нами формы не изменит сколько-нибудь заметно результатов, которые будут получены. Необходимо лишь, чтобы звезда проходила сквозь облако достаточно далеко от его края. Будем также полагать, что взаимная относительная скорость пылинок в облаке равна нулю.

Пусть **v** есть вектор скорости звезды относительно системы координат, движущейся равномерно и связанной до сближения с облаком. Допустим сначала, что световое давление звезды на пылинки облака равно нулю. Траектория движения каждой пылинки определится уравнением гиперболы

$$r = \frac{p}{e\cos\theta + 1}. \qquad (1)$$

Пусть θ_0 есть угол между осью гиперболы и ее асимптотой и μ — масса частицы. Тогда, как легко видеть из рис. 1, вектор полного изменения количества движения частицы в результате гравитационного действия звезды равен по величине $2\mu v\cos\theta_0$ и направлен вдоль оси гиперболы внутрь.

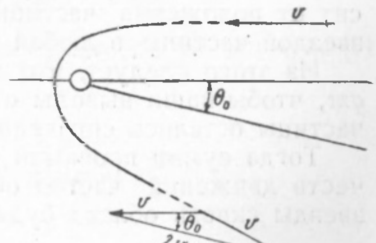

Рис. 1

Так как количество движения системы звезда — частица при отсутствии внешних сил должно быть неизменным, то вектор изменения количества движения звезды в гравитационном поле частицы имеет ту же величину и противоположное направление.

Но из соображений симметрии следует, что вектор суммы импульсов, сообщенных звезде всеми частицами, будет параллелен вектору **v**. Проекция на это направление вектора изменения количества движения звезды, вызванного одной частицей, равна $-2\mu v\cos^2\theta_0$, где знак минус показывает, что направление проекции противоположно направлению вектора **v**. Тогда, если считать облако однородным, итоговое изменение количества движения звезды на единицу времени прохождения сквозь облако равно

$$\frac{dP}{dt} = -4\pi v^2\rho\int_0^R \cos^2\theta_0\sigma\,d\sigma, \qquad (2)$$

где ρ — плотность облака, R — радиус облака.

Здесь мы пренебрегли тем обстоятельством, что часть пылинок будет непосредственно падать на звезду и, следовательно, вызываемый ими эффект торможения будет несколько иной. Легко показать, что лишь при нереально больших скоростях звезды относительно облака это обстоятельство стоит учитывать. Из уравнения (1) находим, что $\cos\theta_0 = 1/e$. Из свойств гиперболы, кроме того, следует, что $p^2/\sigma^2 = e^2 - 1$.

Удвоенная секториальная скорость частицы, согласно закону площадей, равна $\sqrt{\gamma m p}$, где γ — гравитационная постоянная, m — масса звезды. С другой стороны, эта величина на бесконечность равна $v\sigma$, поэтому $\cos\theta_0 = \gamma m/\sqrt{\gamma^2 m^2 + v^4\sigma^2}$ и выражение (2) после интегрирования принимает вид:

$$\frac{dP}{dt} = -\frac{2\pi\gamma^2 m^2 \rho}{v^2}\ln\left(1 + \frac{v^4 R^2}{\gamma^2 m^2}\right). \tag{3}$$

Формула для уменьшения скорости звезды при прохождении сквозь разреженную гравитирующую среду, но с учетом (практически не играющих роли) эффектов непосредственного падения частиц на звезду и ограниченности «сферы действия» звезды, а потому более сложную, чем формула (3), получил Н. Д. Моисеев ([1]).

В настоящей работе мы покажем, что формулу (3) имеет смысл обобщить в ином направлении. Для звезд высокой светимости в результате этого обобщения, во-первых, увеличится на несколько порядков абсолютная величина изменения скорости и, во-вторых, эта величина изменит знак — замедление движения заменится ускорением.

§ 2. Введем в рассмотрение световое давление звезды, но будем полагать сначала, что сила его не превышает силы тяготения.

Пусть величина q определяется равенством $q = (F - S)/F$, где F — гравитационная сила звезды, приложенная к частице; S — сила светового давления звезды на частицу.

Величина q зависит от массы и светимости звезды и размеров, формы, отражательных свойств поверхности и плотности частицы. Если частицы имеют шарообразную форму и однородны, то q не зависит от положения частицы относительно звезды, сила притяжения звездой частицы в любой точке равна qF.

Из этого следует, что достаточно массу звезды заменить величиной qm, чтобы наши выводы о величине изменения количества движения частицы остались справедливыми и при учете светового давления.

Тогда сумма проекций на ось движения изменений векторов количеств движений частиц облака на единицу времени прохождения звезды сквозь облако будет равна

$$+\frac{2\pi\gamma^2 q^2 m^2 \rho}{v^2}\ln\left(1 + \frac{v^4 R^2}{\gamma^2 q^2 m^2}\right). \tag{4}$$

Систему звезда — облако нельзя теперь считать изолированной. Вектор количества движения этой системы меняется, так как интенсивность излучения системы, экранируемого частицами, различна в различных направлениях. Поэтому изменение количества движения звезды не равно по величине выражению (4).

Его легко определить из следующего соображения. В то время как на частицу действует и сила тяготения и сила светового давления звезды, на звезду действует только сила тяготения частицы (точнее, сила светового давления частицы на звезду пренебрежимо мало в сравнении с остальными тремя силами).

Импульс, сообщаемый частицей звезде, в каждый момент равен импульсу, сообщаемому звездой частице, деленному на q, и противоположен ему по направлению. Поэтому формула (3) с учетом светового давления принимает вид

$$\frac{dP}{dt} = -\frac{2\pi\gamma^2 q m^2 \rho}{v^2} \ln\left(1 + \frac{v^4 R^2}{\gamma^2 q^2 m^2}\right). \quad (5)$$

Если сила светового давления звезды на частицы превосходит силу притяжения, то траектории также являются гиперболами и их уравнения будут иметь вид: $r = p / e\cos\theta - 1$.

Однако, как легко проверить, благодаря справедливости закона площадей (сила центральная), все дальнейшие рассуждения и формулы полностью совпадут с рассмотренным нами случаем, когда $F > S$.

Поэтому формула (5) будет справедлива и для случая $F < S$. Только теперь входящая в нее величина q будет меньше нуля, и поэтому направление изменения количества движения звезды будет совпадать с направлением вектора $\mathbf{v}$. При $q < 0$ пылевое облако будет расступаться перед звездой (см. рис. 2), в результате чего в направлении, обратном движению звезды, пылевых частиц не будет, а в направлении движения звезды все время будут находиться пылинки, к которым звезда будет притягиваться и вследствие этого двигаться ускоренно.

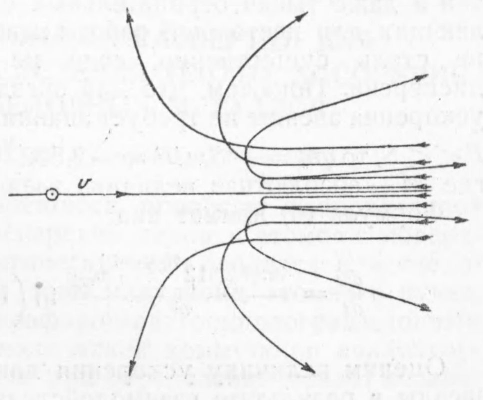

Рис. 2

Итак, при прохождении звезды сквозь пылевое облако ее скорость в случае $q > 0$ будет уменьшаться, а в случае $q < 0$ возрастать.

Так как $P = mv$, то ускорение звезды в пылевом облаке будет

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{2\pi\gamma^2 q m \rho}{v^2} \ln\left(1 + \frac{v^4 R^2}{\gamma^2 q^2 m^2}\right). \quad (6)$$

Если облако содержит частицы различных размеров, то формула (9) легко обобщается и принимает вид

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{2\pi\gamma^2 m}{v^2} \int_0^\infty q(\mu)\,\psi(\mu) \ln\left[1 + \frac{v^4 R^2}{\gamma^2 m^2 q(\mu)}\right] d\mu,$$

где $\psi(\mu)$ — функция распределения масс.

При выводе формул мы не учитывали столкновений частиц между собой. Это возможно потому, что столкнувшиеся частицы влияют на скорость звезды почти так же, как и не столкнувшиеся. Кроме того, доля испытавших столкновение частиц становится заметной только при $\rho > 10^{-19}$ г/см³. Отметим, наконец, что в случае $q < 0$ сделанная нами оговорка после формулы (2) является излишней. Теперь частицы будут падать на звезду лишь при нереально больших начальных скоростях звезды относительно облака.

§ 3. Как известно, в облаках пылевой материи установлено наличие частиц с радиусами в 10^{-5} см. Именно эти частицы вызывают наблюдаемое поглощение света в Галактике. Для частиц такого размера сила светового давления Солнца несколько превышает силу притяжения и потому q имеет знак минус и по абсолютной величине меньше единицы (²).

Ввиду незнания функции распределения масс в пылевых облаках мы вынуждены в дальнейшем все расчеты строить для частиц с радиусами в 10^{-5} см. Однако очевидно, что для Солнца, и вообще звезд типа G, учет $\psi(\mu)$ должен сказаться существенно. Для звезд этого типа q больше нуля только для узкого интервала масс, содержащего массу, соответствующую радиусу 10^{-5} см. Возможно, что Солнце в результате взаимодействия со всеми частицами в пылевых облаках даже не ускоряет, а замедляет свое движение.

У карликов поздних спектральных классов радиация излучения весьма слаба, и поэтому практически $q = 1$. Здесь учет функции распределения масс скажется только в том, что мы оперировали бы не с оптической, а полной плотностью туманности.

Для звезд большой светимости q может достигать нескольких сотен и даже тысяч отрицательных единиц. Для этих звезд, представляющих для настоящей работы наибольший интерес, знание $\psi(\mu)$ также не столь существенно, если не предполагать слишком большой дисперсии. Покажем, что для звезд высокой светимости определение ускорения звезды не требует знания массы звезды. Действительно, если $F \ll S$, то $qm = -Sm/F = -2{,}512^{M_\odot - M} S_\odot m_\odot / F_\odot = -1{,}5 \cdot 2{,}512^{M_\odot - M} m_\odot$, где M — абсолютная величина звезды и $S_\odot / F_\odot = 1{,}5$.

Формула (6) примет вид:

$$\frac{dv}{dt} = \frac{3\pi\gamma^2\, 2{,}512^{M_\odot - M}\, m_\odot \rho}{v^2} \ln\left(1 + \frac{v^4 R^2}{2{,}25\gamma^2\, 2{,}512^{2(M_\odot - M)}\, m_\odot^2}\right). \tag{7}$$

Оценим величину ускорения движущейся в плоскости Галактики звезды в результате взаимодействия ее со всем слоем пылевой материи.

Для получения средней величины будем игнорировать клочкообразную структуру пылевой материи, полагать весь слой однородным и движение его в каждой точке совпадающим с движением центроида. Пусть пекулиарная скорость звезды $v = 4 \cdot 10^5$ см/сек.

Полагая $\rho = 10^{-25}$ г/см³, $R = 3 \cdot 10^{20}$ см для позднего карлика, у которого $q = +1$, $m = 8 \cdot 10^{32}$ г, по формуле (6) находим $dv/dt = -5 \cdot 10^{-16}$ см/сек².

Для звезды спектрального класса B0, болометрическая абсолютная величина которой равна — 6,2 по формуле (7) находим $dv/dt = 6 \cdot 10^{-12}$ см/сек².

За период одного оборота Галактики, благодаря взаимодействию с поглощающей свет материей, при отсутствии других сил, пекулиарная скорость карликов уменьшится на 3 см/сек, а пекулиарная скорость звезд типа B0 возрастает на $^1/_2$ км/сек. В областях Галактики, в которых расположены крупные пылевые туманности, где плотность однородного пылевого слоя можно считать равной 10^{-24} г/см³ возрастание скорости звезд B0 за один галактический период с учетом зависимости dv/dt от v будет равна 4 км/сек.

Следовательно, при решении вопросов, связанных с динамикой звезд высокой светимости, в особенности в областях, богатых диффузной материей, необходимо учитывать роль взаимодействия этих звезд с пылевыми облаками.

Поступило
29 VIII 1950

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] Н. Д. Моисеев, Atti Reale Accad. Naz. Lincei, Rendiconti Ser. 6, 15, 135 (1932).
[2] Б. Ю. Левин, Усп. астр. наук, 3, 220 (1947).