Глава 14

Аккреция на черные дыры

14.1. ВВЕДЕНИЕ

Процесс, посредством которого компактные звезды захватывают окружающее вещество, называется *аккрецией.* Как уже говорилось в гл. 13, аккреция газа на компактные объекты с массой $M \sim M_\odot$, по-видимому, подпитывает энергией наблюдаемые в двойных системах рентгеновские источники. Этот же процесс в гораздо больших масштабах может действовать в квазарах и ядрах активных галактик, где наблюдается быстропеременное излучение при высокой светимости от относительно компактных областей. В этом случае возможный источник энергии — аккреция на сверхмассивные черные дыры с массой $M \gtrsim 10^6 - 10^9\ M_\odot$. Изолированные компактные звезды с $M \sim M_\odot$ также могут аккрецировать газ, странствуя в межзвездной среде нашей Галактики. Число таких объектов может быть весьма значительным[1].

Все эти объекты не случайно привлекают внимание исследователей. Дело в том, что при падении в сильном гравитационном поле, скажем нейтронной звезды или черной дыры, примерно 10% энергии, соответствующей массе покоя аккрецируемого вещества, может быть преобразовано в излучение. Таким образом, процесс аккреции оказывается значительно более эффективным источником космической энергии, чем многие другие астрофизические механизмы (например, ядерный синтез).

Расчет аккреционного течения на компактную звезду и картины испускаемого излучения, вообще говоря, очень сложен. Выясним, с чем это связано. Предположим, что эффективная длина свободного пробега частиц газа между столкновениями достаточно мала, чтобы течение по своей природе было *гидродинамическим.* Во-первых, надо определить геометрию течения: в общем случае, если газ обладает собственным *моментом количества движения,* течение будет двухмерным или трехмерным в зависимости от характера симметрии. В простых случаях течение может оказаться сферически симметричным (таким, например, будет случай, когда вдали от стационарной компактной звезды среднее движение газа отсутствует) или дискообразным (как в случае осесимметричного течения газа, имеющего собственный момент количества движения). Такие виды течения значительно упрощают анализ. Во-вторых, следует качественно оценить преобладающие механизмы *нагрева* и *охлаждения,* характерные для аккрецируемой плазмы. Если оптическая толщина газа для испускаемого излучения велика

[1] Грубый «подсчет» см. в разд. 1.3.

(т.е. фотоны рассеиваются или поглощаются газом, прежде чем смогут ускользнуть на бесконечность), то результирующие скорости нагрева и охлаждения будут сами по себе зависеть от поля излучения, которое следует определять самосогласованно. В-третьих, необходимо оценить возможную роль *магнитных* полей в плазме. Магнитные поля могут пронизывать плазму уже вдали от компактной звезды, либо они могут порождаться самой звездой (либо и то, и другое вместе!). В любом случае вклад магнитного поля в давление и в скорости нагрева и охлаждения должен быть правильно учтен. В-четвертых, надо правильно учесть эффект давления излучения, сдерживающего аккреционное течение. В-пятых, надо иметь представление о *граничных условиях* течения как на больших расстояниях, где газ «сливается» с внешней средой, так и на поверхности звезды, где газ плавно поглощается звездой. Итак, в общем случае аккреции требуются решать зависящие от времени многомерные релятивистские, магнитогидродинамические уравнения и связанные с ними задачи переноса излучения!

Поэтому неудивительно, что проблема газовой аккреции на компактные звезды решена только для отдельных идеализированных случаев. Даже при самых простых предположениях (например, стационарный поток со сферической или дисковой геометрией) анализ усложняется требованием *самосогласованности*. Например, подлежащее вычислению поле излучения обычно определяется процессами нагрева и охлаждения, предполагаемыми для расчета температур газа, а последние в свою очередь определяют поле излучения!

Несмотря на все эти трудности, в последние годы достигнут прогресс в развитии теории аккреционных течений и приложении этой теории к компактным рентгеновским звездам. Действительно, как мы видели в разд. 13.7, даже самые простые предположения, касающиеся светимостей и спектров, дают результаты, которые качественно согласуются с многими данными рентгеновских наблюдений.

В нескольких следующих разделах мы обсудим *идеализированные* модели, иллюстрирующие физическую суть рассматриваемого процесса. Вначале мы уделим внимание аккреции на черные дыры. В этом случае трудности, связанные с учетом картины течения на поверхности звезды, несколько меньше благодаря отсутствию магнитного поля[1] и наличию горизонта событий («пылесосные» граничные условия). В гл. 15 мы вернемся к рассмотрению аккреции на нейтронные звезды и белые карлики. Во всех случаях будем считать, что гравитационное поле центральной компактной звезды преобладает над полем падающего вещества. Соответственно мы пренебрегаем собственной гравитацией аккрецируемого газа, как и очень медленным увеличением массы центрального объекта вследствие аккреции[2].

---

[1] Вспомните теорему об «отсутствии волос» у черных дыр, разд. 12.1.

[2] Аккреция на компактные объекты обсуждалась в ряде книг и обзорных статей, например [636] (до результатов «Ухуру»), [321, 330, 367, 422, 459]. В них читатель может найти дополнительные сведения и ссылки на интересующую его литературу.

Введение в проблему переноса излучения дано в приложении И. Рекомендуем читателю, не знакомому с основами теории переноса излучения, прочитать это приложение, прежде чем переходить к следующему разделу.

14.2. БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНАЯ СФЕРИЧЕСКИ СИММЕТРИЧНАЯ АККРЕЦИЯ

В этом разделе будет рассмотрена аккреция *бесстолкновительного* газа идентичных частиц с массой m на центральную звезду массой M и радиусом R. Этот процесс впервые был исследован Зельдовичем и Новиковым [636]. Общее рассмотрение будет ньютоновским, но темп аккреции, полученный для центральной шварцшильдовской черной дыры, окажется правильным и в релятивистском случае.

Вся информация об аккрецируемом газе содержится в функции распределения частиц $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$, определяемой как

$f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)d^3r d^3v$ — число частиц, находящихся в элементе фазового объема $d^3r d^3v$ с центром в точке $(\mathbf{r}, \mathbf{v})$, в момент времени t. (14.2.1)

Величина f называется также «плотностью в фазовом пространстве», потому что для нерелятивистских частиц d^3v и d^3p пропорциональны. Плотность частиц в координатном пространстве определяется выражением

$$n(\mathbf{r}, t) = \int f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)\, d^3v, \qquad (14.2.2)$$

а дисперсия скоростей (т.е. «температура») — выражением

$$\left\langle v^2(\mathbf{r}, t)\right\rangle = \frac{1}{n(\mathbf{r}, t)} \int v^2 f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)\, d^3v, \qquad (14.2.3)$$

и так далее (интегрирование по всем $\mathbf{v}$).

Функция распределения f бесстолкновительного газа определяется *бесстолкновительным уравнением* Больцмана, или *уравнением Власова*

$$\frac{D}{Dt} f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) \equiv \frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{r}} f + \dot{\mathbf{v}} \cdot \nabla_{\mathbf{v}} f = 0, \qquad (14.2.4)$$

где $\mathbf{v} \equiv \dot{\mathbf{r}}$ — скорость частицы вдоль координаты $\mathbf{r}$, а $\dot{\mathbf{v}}$ — ускорение. Уравнение (14.2.4) — это просто уравнение неразрывности потока частиц в шестимерном фазовом объеме (вывод и обсуждение см., например, в [479]). Уравнение (14.2.4) представляет собой *теорему Лиувилля:* функция распределения сохраняется вдоль траектории каждой частицы. Для интересующей нас задачи $\dot{\mathbf{v}} = -\nabla\Phi$, где Φ — гравитационный потенциал

$$\Phi = \frac{-GM}{r} + \Phi_{\text{сг}}, \qquad (14.2.5)$$