

- 1) излучение, идущее непосредственно от источника возмущений;
- 2) излучение, возникающее при затухающих колебаниях квазинормальных мод, возбужденных источником возмущений, — "звоновое" излучение;
- 3) так называемые "хвосты" излучений, которые вызваны рассеянием гравитационных волн на эффективном потенциале.

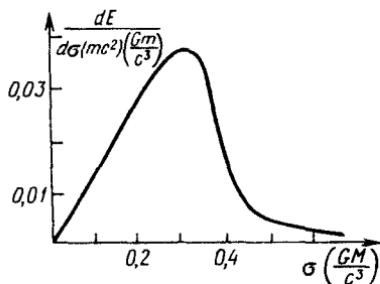
После прохождения излучения от источника наблюдатель вдали от черной дыры регистрирует "звоновое" излучение от квазинормальных мод колебаний черной дыры (эти моды испытывают экспоненциальное затухание) и затем "хвосты" излучения. Последние затухают значительно медленнее — уже по степенному закону. Такой закон является асимптотикой приближения черной дыры к равновесному состоянию. Ниже мы остановимся на этом подробнее (см. § 3.4); здесь же отметим, что амплитуда "хвостового" излучения ничтожна по сравнению с первыми двумя составляющими.

§ 3.3. Гравитационное излучение пробной частицы в поле черной дыры

Один из простейших видов возмущений — движение пробной частицы с массой $m \ll M$ в поле тяготения черной дыры. Во всех случаях мы будем считать m/M настолько малым, что можно пренебречь обратным влиянием излучения на движение частицы.

Рассмотрим сначала гравитационное излучение частицы, падающей в черную дыру по радиусу с параболической скоростью ($v_\infty = 0$). На рис. 19 и 20 приведены результаты численных расчетов Девиса и др. (1971, 1972); см. также Петрич и др. (1985).

Рис. 19. Спектр гравитационного излучения частицы (усредненный по всем направлениям), падающей радиально в черную дыру с $v_\infty = 0$



На рис. 19 изображен спектр гравитационного излучения, усредненного по всем направлениям, измеряемый удаленным наблюдателем. Полное количество излученной энергии составляет $\Delta E = 0,01 mc^2 (m/M)$.

Рис. 20 показывает поле гравитационной волны (поперечные компоненты возмущений метрики) как функцию времени при фиксированном r . На рисунке ясно видно, как всплеск излучения, прямо приходящего от падающей частицы, постепенно переходит (в окрестности $t = 0$) в излучение от квазинормальных мод колебаний (последующие затухающие осцилляции на графике). "Хвосты" излучения (которые должны доминировать при $t \rightarrow \infty$) имеют слишком малую амплитуду и не могли быть получены в данном численном расчете.

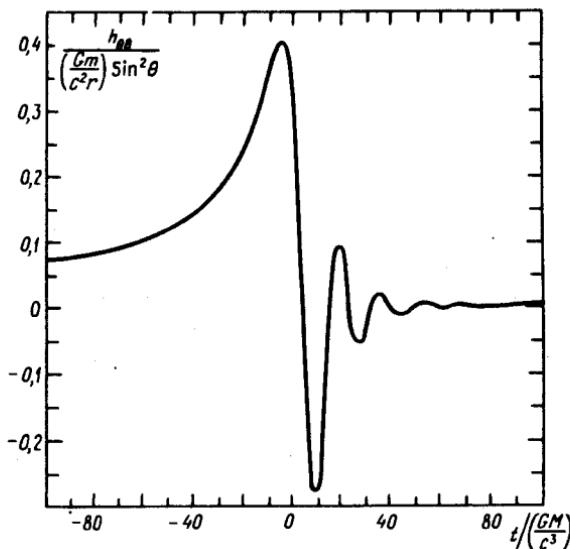


Рис. 20. Форма волны для $l = 2$ гравитационного излучения радиально падающей частицы с $v_\infty = 0$; направление $\theta = 0$ совпадает с траекторией частицы [по данным Петрич и др. (1985)]. Здесь и на других аналогичных рисунках знак h зависит от определения, может определяться разными авторами по-разному и непринципиален

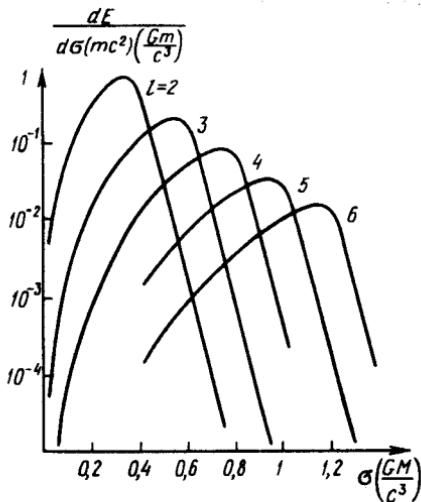


Рис. 21. Спектр полного гравитационного излучения частицы с $v_\infty = 0$ и $L = 1,75$ для разных мод

Хотя нельзя строго отделить излучение, прямо приходящее от источника, от "звукового" излучения, но по виду осцилляций эта граница лежит в районе $t \approx 0$. Можно констатировать, что основная доля энергии, излучаемой в результате падения частицы, приходится на "звуковое" излучение квазинормальных мод.

Рассмотрим теперь падение частицы, обладающей удельным угловым моментом \tilde{L} и параболической скоростью [Детвилер, Сзедениц (1979), Оохара и Накамура (1983а, б)]. На рис. 21 показан энергетический спектр полного излучения для $\tilde{L} = 1,75$, а на рис. 22 – зависимость полной излученной энергии ΔE и углового момента ΔL от \tilde{L} . Напомним, что когда $\tilde{L} \rightarrow 2$, геодезическая орбита совершает много оборотов вокруг черной дыры, что и приводит к увеличению высыпавшейся энергии и углового момента. Для $\tilde{L} > 2$ высыпавшаяся энергия и угловой момент вновь уменьшаются, частица уже не захватывается черной дырой, а вновь уходит на бесконечность (см. гл. 2). Чем больше \tilde{L} , тем дальше пролетает частица от окружности $r = 2r_g$ (см. рис. 17).

Необходимо подчеркнуть следующий факт, отмечавшийся в цитированных выше работах. Если частица падает в черную дыру, то возбуждаются

Рис. 22. Полные излученные энергия ΔE и угловой момент ΔL частицы с $v_\infty = 0$

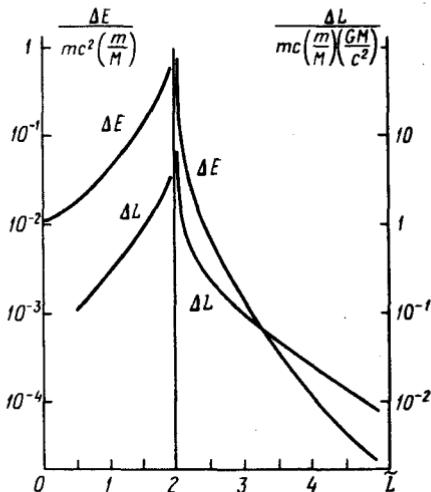
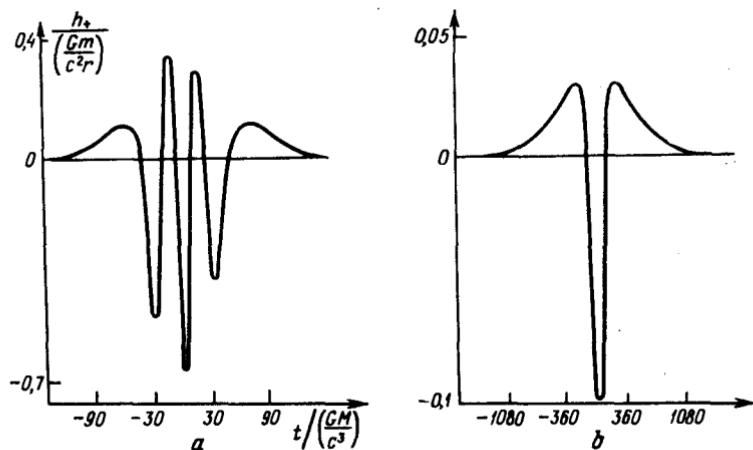


Рис. 23. Форма волны гравитационного излучения частицы с $v_\infty = 0$ и $\tilde{L} > 2$ для наблюдателя в плоскости орбиты $\theta = \pi/2$ и в направлении периастра ее траектории $\varphi = 0$: а) $L = 2,005$; в) $\tilde{L} = 2.5$. "Звоновое" излучение отсутствует



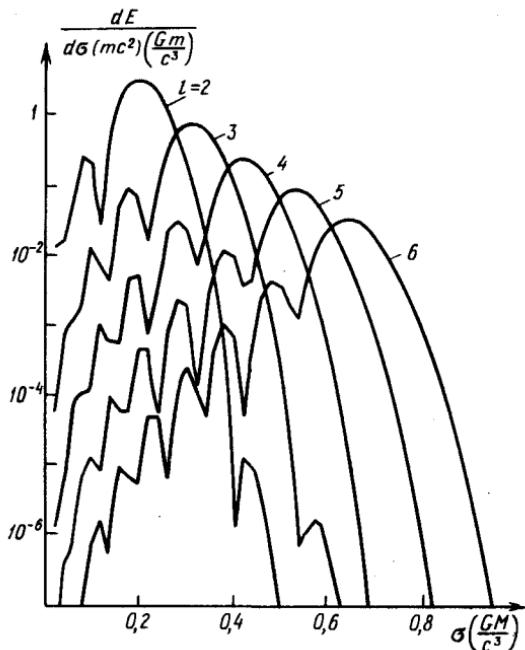


Рис. 24. Спектр излучения частицы с $\tilde{L} = 2,005$ и $v_\infty = 0$

квазинормальные моды колебаний и основная энергия излучения содержится именно в "звуковом" излучении, связанном с этими колебаниями. Если же частица не захватывается черной дырой, а вновь уходит на бесконечность (рассеивается черной дырой) и при этом не имеет большой энергии на бесконечности (не является релятивистской; см. об этом далее), то квазинормальные моды колебаний черной дыры не возбуждаются.

Это ясно видно на рис. 23а и особенно 23б, где возмущения гравитационного поля в волне выглядят совершенно симметрично и нет ничего подобного экспоненциально затухающим модам "звукового" излучения, ясно видимым на рис. 20. Об этом же свидетельствует и спектр излучения, показанный на рис. 24, для каждой из гармоник l . В случае возбуждения квазинормальных мод максимум спектра каждой из них определяется в значительной степени собственной частотой моды и не зависит от \tilde{L} . В случае рассеяния ($\tilde{L} > 2$) положение максимума каждой моды зависит от \tilde{L} . Положение максимума всего излучения определяется удвоенной угловой частотой движения частицы в перигалактике. Все это и означает, что "звукового" излучения практически нет.

Физическое объяснение отсутствия "звукового" излучения в случае рассеяния частицы черной дырой состоит в следующем. Перигалактика орбиты рассеиваемой частицы лежит вне потенциального барьера (который, напомним, находится при $r \approx 1,5r_g$), поскольку $r > 2r_g$. Поэтому возмущения от самой частицы не возбуждают этих мод. Гравитационное же излучение таких частиц имеет длину волны $\lambda \gg r_g$ и поэтому (см. § 3.2) отражается

от потенциального барьера, не проникает ближе к черной дыре и также не возбуждает квазинормальные моды.

Поэтому для расчета гравитационного излучения рассеиваемых частиц очень хорошим приближением служит стандартная формула [Ландау, Лифшиц (1973*)], которая справедлива для движений частиц с $v \ll c$ в плоском пространстве и не учитывает квазинормальные моды.

Излучение гравитационных волн при падении частицы обладает угловой асимметрией. Волны уносят часть импульса системы. На рис. 25 показан график зависимости излученного импульса от углового момента падающей частицы, а на рис. 26 – угол Φ между направлением приходящей из бесконечности траектории и направлением полного импульса, излученного гравитационными волнами, как функция \tilde{L} .

Наконец, рассмотрим гравитационное излучение, возникающее в результате рассеяния черной дырой ультрарелятивистской частицы (v_∞ порядка c).

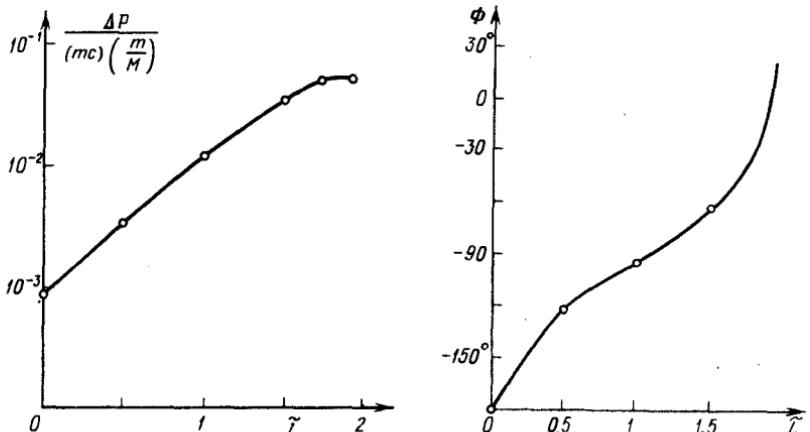


Рис. 25. Излучение импульса ΔP при падении частицы с $v_\infty = 0$ как функция \tilde{L}

Рис. 26. Зависимость угла Φ от \tilde{L} (см. текст)

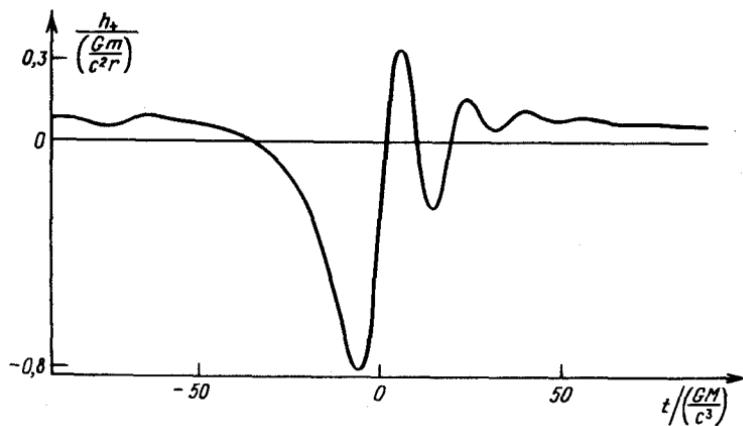


Рис. 27. Форма волны гравитационного излучения при $\theta = \pi/2$ и $\varphi = 0$ частицы с $(1 - v_\infty^2/c^2)^{-1/2} = 2$ и $L = 6,25$

Как показано в работе Оохары (1983), в таком случае квазинормальные моды колебаний черной дыры возбуждаются. Этому способствуют два обстоятельства.

Во-первых, периастр движения таких частиц может лежать ближе к черной дыре, чем в случае рассеяния с $v_\infty = 0$ (см. гл. 2). Он может даже оказаться ближе к ней, чем максимум потенциального барьера. Тогда идущая внутрь волна будет возбуждать колебания на собственных частотах.

Во-вторых, ультрапрелистическая частица излучает гравитационные волны на частотах, существенно больших, чем частота ее движения в периастре [эффект гравитационного синхротронного излучения — см., например, Дорошкевич и др. (1972*), Руффини (1973), Хржановский, Мизнер (1974), Тернов и др. (1975*)]. Волны высокой частоты с $\lambda < r_g$ могут проникать через барьер и возбуждать колебания квазинормальных мод.

В качестве примера на рис. 27 из работы Оохары (1983) показаны возмущения метрики в гравитационной волне для частицы с $(1 - v_\infty^2/c^2)^{-1/2} = 2$ и $\tilde{L} = 6,25$. В правой части графика ясно видно "звуковое" излучение от квазинормальных мод, затухающее по экспоненте.

В заключение дадим ссылку на работы Шапиро и Вассермана (1982) и Петрич и др. (1985), в которых рассматривается излучение от протяженных источников, падающих на невращающуюся черную дыру.

§ 3.4. Степенные "хвосты" гравитационного излучения

Рассмотрим теперь асимптотику приближения возмущенного поля черной дыры к невозбужденному состоянию при $t \rightarrow \infty$ [Прайс (1972a, b), Торн (1972)].

Эта асимптотика определяется следующими процессами. Пусть к границе черной дыры падает источник возмущений. Это может быть, например, частица, падающая в черную дыру, или "рябь" на поверхности сжимающегося шара при формировании черной дыры.

Для исследования возмущений мы по-прежнему пользуемся техникой, описанной в § 3.2. Наша задача сводится к анализу асимптотики поведения функции Φ при больших временах $t \rightarrow \infty$. Источник возмущений приближается к границе черной дыры [к $r_* = -\infty$; см. (3.2.1)] со скоростью, стремящейся к c (см. гл. 2). Это значит, что для наблюдателя, покоящегося в системе отсчета Шварцшильда, все процессы на источнике возмущений должны "застывать" при $t \rightarrow \infty$, подобно застыванию их на поверхности коллапсирующей звезды (см. гл. 2). К константе должно стремиться на источнике и поле Φ . Можно показать, что это застывание происходит по закону (для любого l -го мультиполя)

$$\Phi_l = Q_0 + Q_1 \exp\left(\frac{r_* - ct}{2r_g}\right), \quad (3.4.1)$$

где Q_0 и Q_1 — константы. Затухающая часть имеет характерное время изменения порядка r_g/c . Поэтому волны Φ_l этой частоты будут частично отражаться от потенциального барьера и идти вновь к черной дыре (к $r_* = -\infty$), а частично проходить сквозь барьер и уходить на бесконечность ($r_* = \infty$). Постоянная же часть (Q_0) порождает возмущение бесконеч-