ФИЗИКА ПЛАЗМЫ, 2019, том 45, № 5, с. 436–442

КОСМИЧЕСКАЯ ПЛАЗМА

УДК 533.9

ГРАВИТАЦИЯ НЕОСЕСИММЕТРИЧНЫХ ВРАЩАЮЩИХСЯ ОБЪЕКТОВ И ГЕНЕРАЦИЯ ПОПУЛЯЦИЙ ЧАСТИЦ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

© 2019 г. B. Coppi*
Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, MA 02139, USA
**e-mail: coppi@mit.edu*

Поступила в редакцию 04.10.2018 г.
После доработки 12.11.2018 г.
Принята к публикации 22.11.2018 г.

Предлагается новый процесс для создания популяций частиц высоких энергий в хорошо организованных плазменных структурах, окружающих неосесимметричные системы, в которых один или несколько компонентов вращаются вокруг друг друга. Примеры таких объектов: двойные черные дыры или нейтронные звезды, а также легкие тела, вращающиеся вокруг массивных объектов. Соответствующие трехмерные зависящие от времени гравитационные потенциалы обеспечивают возбуждение вертикально локализованных баллонных мод в плазменной структуре, встроенной в вертикальное магнитное поле. Такие моды представлены суперпозицией противоположно распространяющихся волн в вертикальном направлении, и могут возбуждаться, когда их частота совпадает с орбитальной частотой вращения одного объекта вокруг другого. Формирование популяций частиц высоких энергий рассматривается на основе резонансного взаимодействия волна-частица, связанного со структурой этой моды, причем наличие или формирование пучка высоких энергий не обязательно. Напротив, необходимым фактором является осциллирующая сила, действующая в вертикальном направлении на окружающую плазменную структуру. Вспышки высоких энергий, связанные со сложными составными системами или предполагаемыми предшественниками коллапса двойных компактных объектов, согласуются с представленной теорией.

DOI: 10.1134/S0367292119050032

1. ВВЕДЕНИЕ

Интересный вопрос, связанный с астрофизикой высоких энергий, заключается в определении процессов, в которых для образования популяций частиц высоких энергий можно использовать гравитационную энергию, связанную со сложными системами, в которых один или несколько компонентов вращаются вокруг друг друга. Важным примером является процесс, который описан ниже, включающий в себя неосесимметричные вращающиеся объекты, такие как двойные черные дыры (галактические), или двойные нейтронные звезды, или черные дыры и нейтронные звезды. Теоретически наличие центрального выброса необязательно, и, фактически, он виден выходящим из одиночных галактических объектов, только в соответствующих режимах. Хорошо известно, что черные галактические дыры окружены плазмой с относительно высокими температурой и концентрацией, порядка 10^{15} см$^{-3}$. Таким образом, можно предположить, что рассмотренные двойные объекты, находящиеся в высокотемпературной плазме, имеют концентрации, соответствующие прямым наблюдениям.

Так как на протяжении времени жизни орбитальные частоты двойных компонентов увеличиваются из-за уменьшения углового момента (например, посредством гравитационных волн), мы рассматриваем заключительный этап времени жизни двойных объектов, когда орбитальная частота может приближаться к частотам собственных плазменных мод. Следовательно, собственные моды могут поддерживаться благодаря резонансу с колебаниями гравитационной силы, действующей на плазменную структуру, чья частота совпадает с орбитальной частотой двойной системы.

Как известно, согласно интерпретации явления, в которых возникали гравитационные волны [1], обнаруженные прибором LIGO [2], включают в себя коллапс двойных, состоящих из черных дыр, и в одном случае двойной из нейтронных звезд. Отсутствие наблюдений электромагнитного излучения, совпадающего с коллапсом двойных черных дыр, привело к предсказанию [3] и исследованию возможности возникновения этого излучения до коллапса двойной системы. Можно также утверждать, что, если после слияния двух черных дыр когерентная плазменная структура не образуется, то излучение высокой энергии наблюдаться не будет.

В разд. 2 гравитационный потенциал, создаваемый системой двух объектов (например, черными дырами), выводится заново с учетом окружающих ее вертикально расположенных плазменных структур (например, дисков). В разд. 3 вместе с характерными соответствующими компонентами электрического поля определяется самая простая (бестоковая) плазменная структура [4], которая может поддерживаться гравитационным полем двойной системы. Она состоит из неподвижного осесимметричного диска, который не модулирован радиально и окружен двумя флуктуирующими дисками.

В разд. 4 заново выводится так называемое Основное уравнение, полученное из общего уравнения сохранения количества движения для относительно малых возмущений в рассмотренном стационарном состоянии [5].

В разд. 5 введены магнитогравитационные моды, частоты которых значительно ниже локальной частоты вращения области плазмы, где они возбуждаются. Это вертикально локализованные баллонные моды, которые можно отнести к хорошо известным шировым альфвеновским волнам.

В разд. 6 вводится (независящий от времени) радиально модулированный центральный диск с (вертикальной) толщиной, которая для аналитического рассмотрения данной задачи должна быть меньше чем у немодулированного центрального диска, представленного в разд. 3, и иметь меньшую плотность. На этот диск действует переменная вертикальная гравитационная сила, которая радиально модулирована и может поддерживать собственные моды плазмы.

В разд. 7 получены вертикально локализованные баллонные моды, которые могут иметь частоты значительно больше локальной частоты вращения главного плазменного диска. Они могут быть связаны с хорошо известными альфвеновскими волнами сжатия и иметь частоты, примерно равные орбитальным частотам двойных компонент.

В разд. 8 анализируется простейший случай, в котором могут быть решены уравнения для вертикального профиля магнитогравитационной моды, определенной в разд. 7.

В разд. 9 представлена общая теория магнитогравитационной моды, введенной в разд. 7. Определены условия, при которых эта мода окажется в резонансе с осцилляциями гравитационной силы, которая может радиально модулировать центральный диск.

В разд. 10 рассматривается эволюция баллонной моды, которая участвует в соответствующих резонансах волна-частица. Такие резонансы могут, как правило, генерировать популяции частиц высоких энергий, необходимые для испускания высокоэнергетического электромагнитного излучения.

В разд. 11 указаны возможные направления развития теории, описанной в настоящей статье. Предложено применение для анализа, например, гамма-вспышек.

2. ГРАВИТАЦИОННЫЙ ПОТЕНЦИАЛ

Проанализируем теоретическую модель, включающую систему двух вращающихся относительно друг друга объектов, и рассмотрим случай, когда частота вращения Ω_{ob} одного из двух объектов относительно другого возрастает с уменьшением момента импульса, например, в результате излучения гравитационных волн. Наш основной довод заключается в том, что Ω_{ob} может возрастать до величины, когда она станет равна частоте вертикальных стоячих мод, которые могут возбуждаться в плазме, окружающей двойную систему. Особый интерес представляет случай двойных черных дыр с одинаковыми массами M вращающимися вокруг друг друга и разделенными расстоянием d_G [1].

Гравитационный потенциал, связанный с рассматриваемой бинарной системой [3], в действительности трехмерный и зависящий от времени, и в ньютоновском пределе может быть представлен как

$$\Phi_G = \Phi_G^0 + \hat{\Phi}_G,$$

где

$$\Phi_G^0 = \frac{2GM}{r}\left[1+\frac{d_G^2}{r^2}\right] \simeq \frac{2GM}{R}\left(1-\frac{1}{2}\frac{z^2}{R^2}\right)\left(1+\frac{d_G^2}{R^2}\right), \quad (1)$$

$$r = \sqrt{R^2+z^2},$$

$$\hat{\Phi}_G \simeq -\frac{3}{2}\Phi_G^0\frac{d_G^2}{R^2}\left(1-\frac{3}{16}\frac{z^2}{R^2}\right)\cos\left[2(\varphi-\Omega_{ob}t)\right] \quad (2)$$

и $\Phi_G^{00} \equiv 2GM/R$. Очевидно, рассматривается $d_G^2 \ll R^2$, R – радиальное расстояние от центра двойной системы, и $z^2 \ll R^2$, где z – высота над горизонтальной плоскостью.

Таким образом

$$\frac{\partial\Phi_G^0}{\partial z} \simeq -\Phi_G^{00}\frac{z}{R^2},$$
$$\frac{\partial\hat{\Phi}_G}{\partial z} \simeq \left(\frac{3}{4}\right)^2\Phi_G^{00}\frac{d_G^2}{R^2}\frac{z}{R^2}\cos\left[2(\varphi-\Omega_{ob}t)\right], \quad (3)$$

и, принимая во внимание, что на определенном расстоянии $R = R_0$ от оси бинарной системы, можно пренебречь релятивистскими поправками, получаем соответствующие вертикальные силы, действующие на структуру плазменного “диска”, в виде

$$-\rho\Phi_G^{00}\frac{z}{R_0^2} \quad \text{и} \quad \rho\left(\frac{3}{4}\frac{d_G}{R_0}\right)^2\frac{z}{R_0}\cos[2(\varphi-\Omega_{ob}t)], \quad (4)$$

где ρ — локальная плотность плазмы. Кеплеровская частота при $R_i = R_0$ задается как $\Omega_k^2 = \Phi_G^{00}/R_0^2$ при $\Omega_{ob}^2 = GM/d_G^3$.

3. КОМПОЗИТНАЯ КОНФИГУРАЦИЯ ДИСКОВ

Мы используем простое двужидкостное описание и отмечаем, что, когда гравитационный потенциал представлен только Φ_G^0, для невозмущенного состояния возникает “обычная дисковая” конфигурация. Напротив, когда добавляется $\hat{\Phi}_G$, согласно [4] возникает сложная конфигурация. Как показано ниже она состоит из центрального “обычного” диска, который не зависит от времени, и зажат между двумя зависимыми от времени трехмерными слоями.

Предположим, для простоты, что эта конфигурация погружена в постоянное вертикальное магнитное поле $\mathbf{B} = B\mathbf{e}_z$ и, что электроны и ядра имеют одинаковую продольную (высокую) температуру $T_\parallel$. Поэтому, рассматривая первый член разложения по параметру $\varepsilon_k^2 \equiv (3/4)^2(d_G/R_0)^2 \ll 1$, получаем конфигурацию, включающую “горячую” популяцию, которая не зависит от времени. Применяя одножидкостное приближение, соответствующее условию вертикального равновесия, пренебрегая воздействием модулированного потенциала $\hat{\Phi}_G$, имеем

$$-\Omega_k^2 z\rho_h - \frac{2}{m_i}T_\parallel\frac{d\rho_h}{dz} \simeq 0, \quad (5)$$

где $\rho_h \simeq m_i n_h$ с $n_h \equiv n_{ih} = n_{eh}$ — плотность “горячей” популяции энергетических частиц (электронов и ядер, которые положим для простоты, протонами). Температура $T_\parallel$ обоих компонент не зависит от z. Далее

$$\rho_h(z, R_0) \simeq \rho_h^0 \exp\left(-\frac{z^2}{2H_h^2}\right), \quad (6)$$

где, как известно,

$$H_h \equiv \left(\frac{2}{m_i}\frac{T_\parallel}{\Omega_k^2}\right)^{1/2}$$

представляет высоту стационарного диска, поддерживаемого Φ_G^0.

Очевидно, что в уравнении (5) предполагается, что ядра ограничены гравитационно, в то время как электроны ограничены электростатически. В частности, для $\mathbf{E} = -\nabla\Phi_E$ при $R = R_0$ имеем

$$-en_h\frac{\partial\Phi_E}{\partial z} + T_\parallel\frac{\partial n_h}{\partial z} = 0. \quad (7)$$

Кроме того, учитывая условия радиального равновесия, и $v_\phi = \Omega_k R_0$,

$$E_R + \frac{1}{c}v_\phi B \simeq 0, \quad (8)$$

получаем

$$\Phi_E \simeq -\frac{T_\parallel}{e}\frac{z^2}{2H_h^2} + B\frac{\Omega_k R_0^2}{c}\ln\left(\frac{R_0}{R}\right) \quad (9)$$

Уравнение сохранения вертикального импульса для следующего порядка ε_k^2, может быть записано в виде

$$-z\left\{\Omega_k^2\hat{\rho}_f + \tilde{\Omega}_k^2\rho_h\cos[2(\varphi-\Omega_{ob}t)]\right\} \simeq 2\frac{T_\parallel}{m_i}\frac{\partial}{\partial z}\hat{\rho}_f, \quad (10)$$

где $\tilde{\Omega}_k^2 \equiv \varepsilon_k^2\Omega_k^2$ и $\hat{\rho}_f$ — флуктуационная составляющая структуры плазменного диска, которая может быть представлена в виде $\hat{\rho}_f = \varepsilon_k^2\tilde{\rho}_f\cos[2(\varphi-\Omega_{ob}t)]$. Далее уравнение (10) представляется в виде

$$-z\{\tilde{\rho}_f + \rho_h\} \simeq H_h^2\frac{d}{dz}\tilde{\rho}_f \quad (11)$$

и имеет решение

$$\tilde{\rho}_f \simeq -\frac{1}{2}\frac{z^2}{H_h^2}\rho_h^0\exp\left(-\frac{1}{2}\frac{z^2}{H_h^2}\right). \quad (12)$$

Таким образом, мы имеем полное выражение для невозмущенного распределения плотности

$$\rho_p = \rho_h^0\exp\left(-\frac{1}{2}\frac{z^2}{H_h^2}\right)\times \\ \times\left\{1-\varepsilon_k^2\cos[2(\varphi-\Omega_{ob}t)]\left(\frac{1}{2}\frac{z^2}{H_h^2}\right)\right\}, \quad (13)$$

и мы видим, что флуктуационная составляющая плотности имеет двойной пик относительно z.

Теперь рассмотрим радиальную составляющую уравнения сохранения полного импульса. Для самого низкого порядка ε_k^2 имеем $\rho v_\phi^2/R_0 - \rho G(2M)/R_0^2 = -\partial p_\perp/\partial R$ где $p_\perp = nT_\perp$ и $\rho \simeq m_i n$. Для следующего порядка ε_k^2 мы должны рассмотреть дополнительные компоненты скорости, представленные как

$$\frac{\partial(\Delta v_\phi)}{\partial t} = \frac{\partial}{R_0\partial\varphi}\Phi_G \tag{14}$$

и

$$\frac{v_\phi}{R}\frac{\partial}{\partial\varphi}v_R - \frac{(\Delta v_\phi)v_\phi}{R_0} = \frac{\partial}{\partial R}\Phi_G, \tag{15}$$

для $z = 0$.

4. ОСНОВНОЕ УРАВНЕНИЕ

Рассмотрим возмущения, представленные вектором $\hat{\mathbf{C}}$, для стационарной конфигурации, проанализированной ранее, основное уравнение [5] получается из уравнения сохранения полного импульса после применения к нему оператора $\mathbf{e}_\varphi\cdot\nabla\times$. В частности, $\mathbf{e}_\varphi\cdot\nabla\times\hat{\mathbf{C}} = -\partial\hat{C}_z/\partial R + \partial\hat{C}_R/\partial z$ и для

$$\hat{\mathbf{C}} = \tilde{\mathbf{C}}(z)\cos[2(\varphi-\omega t)]\cos[k_R(R-R_0)], \tag{16}$$

имеем $\mathbf{e}_\varphi\cdot\nabla\times\hat{\mathbf{C}} \simeq \{\sin[k_R(R-R_0)]\hat{C}_z - \cos[k_R(R-R_0)]\partial\hat{C}_z/\partial R\}\cos[2(\varphi-\omega t)]$, где $k_R^2R_0^2 \gg 1$. В этом случае, используя стандартные обозначения, отметим, что полоидальная составляющая возмущенного уравнения сохранения полного импульса имеет вид

$$\rho\frac{\partial\hat{\mathbf{v}}}{\partial t} - \frac{1}{4\pi}\left(\hat{\mathbf{B}}\cdot\nabla\mathbf{B} + \mathbf{B}\cdot\nabla\hat{\mathbf{B}}\right) + \\ + \nabla\left(\hat{p} + \frac{\mathbf{B}\cdot\hat{\mathbf{B}}}{4\pi}\right) + \nabla\cdot\left(\Delta\hat{\mathbb{P}}\right) + \hat{\rho}\nabla\Phi_G + \\ + \rho(\hat{\mathbf{v}}\cdot\nabla\mathbf{v} + \mathbf{v}\cdot\nabla\hat{\mathbf{v}}) + \hat{\rho}(\mathbf{v}\cdot\nabla\mathbf{v}) = 0, \tag{17}$$

где $\hat{\mathbb{P}} = \hat{p}\underline{\underline{I}} + \Delta\hat{\mathbb{P}}$ — тензор давления. Рассмотрим для простоты предел, когда $k_R^2 \gg \left|\partial^2/\partial z^2\right|$, причем слагаемые, входящие в выражение для магнито-ротационной неустойчивости [6], роли не играют. Кроме того, мы предполагаем, что давление плазмы изотропно (т.е. $\Delta\hat{\mathbb{P}} = 0$). Используя уравнение (17), в следующем разделе мы исследуем класс мод, которые будут определены, когда осциллирующими слагаемыми гравитационного потенциала можно пренебречь.

5. МАГНИТО-ГРАВИТАЦИОННАЯ МОДА: СУБ-ВРАЩЕНИЕ

Для простоты рассмотрим невозмущенную плотность, имеющую вид: $\rho_h = \rho_h^o\exp\left[-z^2/\left(2H_h^2\right)\right]$ и найдем осесимметричные баллонные [7] моды, которые имеют простой вид

$$\hat{\xi}_z = \xi_z(\bar{z})\exp[-i\omega t + ik_R(R-R_0)], \tag{18}$$

где $\bar{z} \equiv z/\Delta_z \sim 1$, $k_R^2\Delta_z^2 \gg 1$ и

$$\xi_z(\bar{z}) = \xi_z^0\exp\left(-\bar{\sigma}\frac{\bar{z}^2}{2}\right) \tag{19}$$

которая является самой низкой собственной функцией.

Рассматривая хорошо известные шировые альфвеновские волны, которые могут возбуждаться в однородной плазме, рассмотрим следующие моды:

$$\left|\nabla\cdot\hat{\xi}\right| \ll \frac{\partial\hat{\xi}_z}{\partial z}.$$

Таким образом, пренебрегая эффектами конечного сопротивления (диффузией в магнитном поле), имеем

$$\hat{B}_z \simeq B\frac{\partial\hat{\xi}_z}{\partial z}.$$

Уравнение сохранения массы может быть записано следующим образом:

$$\hat{n} = -\hat{\xi}_z\frac{dn}{dz} - n\left(\nabla\cdot\hat{\xi}\right) \simeq -\hat{\xi}_z z\frac{d^2n}{dz^2} - n\left(\nabla\cdot\hat{\xi}\right)$$

где $n = \rho/m_i$ и $\hat{n} = \hat{\rho}/m_i$. В пределах, в которых лежат $\left|\nabla\cdot\hat{\xi}\right| < \hat{\xi}_z\left|\Delta_z/H_h^2\right|$, имеем

$$\frac{\hat{n}}{n} \simeq \frac{z}{H_h^2}\hat{\xi}_z$$

Линеаризованное уравнение, которое является частным случаем основного уравнения [5] может иметь решение в виде (19) для случая $\Delta_z^2 \ll H_h^2$,

$$-\omega^2\rho_h^0\hat{\xi}_z + z\Omega_k^2\tilde{\rho} - \frac{B^2}{4\pi}\frac{d^2\hat{\xi}_z}{dz^2} \simeq 0. \tag{20}$$

Для $v_{A0}^2 \equiv B^2/\left(4\pi\rho_h^0\right)$ и $\xi_z(\bar{z})$ полученного из уравнения (19), имеем

$$-\omega^2\xi_z^0\bar{z} + \Omega_k^2\bar{z}^3\xi_z^0\frac{\Delta_z^2}{H_h^2} - \frac{v_{A0}^2}{\Delta_z^2}\left(\bar{\sigma}^2\bar{z}^3 - \bar{\sigma}\bar{z}\right)\xi_z^0 = 0. \tag{21}$$

Это дает $\bar{\sigma}\frac{v_{A0}^2}{\Delta_z^2} = \omega^2$ и $\frac{v_{A0}^2}{\Delta_z^2}\bar{\sigma}^2 = \Omega_k^2\frac{\Delta_z^2}{H_h^2}$. Далее для $\bar{\sigma} = 1$,

$$\Delta_z^2 = H_h\frac{v_{A0}}{\Omega_k} < H_h^2 \tag{22}$$

и

$$\omega^2 = \frac{v_{A0}}{H_h}\Omega_k. \tag{23}$$

Поскольку $H_h \simeq v_{*s}/\Omega_k$, справедливость этого анализа ограничена условием $v_{A0} < v_{*s}$ где $v_{*s}^2 \equiv \equiv 2T_{\parallel}/m_i$. Следовательно, ω не может быть больше Ω_k, поэтому мы назвали эти моды “суб-вращательными”.

6. РАДИАЛЬНО МОДУЛИРОВАННЫЙ ЦЕНТРАЛЬНЫЙ ДИСК

Мы предполагаем, что вокруг $R = R_0$ расположен дополнительный стационарный центральный диск, который радиально модулирован и представлен как

$$\rho_\Delta \simeq \rho_\Delta^0 \exp\left[-\frac{z^2}{2\Delta_0^2}\right]\cos[k_R(R-R_0)], \tag{24}$$

где $k_R^2\Delta_0^2 \gg 1$ и $\rho_\Delta^0 < \rho_h^0$. Соответствующее уравнение сохранения вертикального импульса для наименьшего порядка ε_k^2, имеет вид $0 = \Omega_k^2 z\rho_\Delta - -\partial p_\Delta/\partial z$, где $p_\Delta = (2T_\Delta/m_i)\rho_\Delta$ и

$$\Delta_0^2 = \frac{2T_\Delta^0}{m_i\Omega_k^2}.$$

Чтобы сделать следующий аналитический подход возможным, мы также предполагаем, что $T_\Delta^0 < T_\parallel$, подразумевая, что $\Delta_0^2 < H_h^2$. Эта структура подвержена модулирующей силе

$$z\rho_\Delta\varepsilon_k^2\tilde{\Omega}_k^2\cos[2(\varphi-\Omega_{ob}t)] \equiv z\rho_\Delta\hat{\Omega}_k^2, \tag{25}$$

которую мы считаем ведущим фактором мод, вызванных возмущениями магнитного поля вида

$$\hat{B}_z = \tilde{B}_z(z)F_R[k_R(R-R_0)]\cos[2(\varphi-\omega t)], \tag{26}$$

где F_R — это периодическая функция от $k_R(R-R_0)$.

7. СУПЕР-ВРАЩАТЕЛЬНАЯ МАГНИТО-ГРАВИТАЦИОННАЯ МОДА

Соответствующее возмущение $\hat{B}_z$ связано с трехмерным, зависящим от времени, возмущением плотности $\hat{\rho}_\Delta$ через полное выражение для $\hat{B}_z$, полученное из условия “вмороженности”

$$\hat{B}_z \simeq B\left(\frac{\partial\hat{\xi}_z}{\partial z} - \nabla\cdot\hat{\boldsymbol{\xi}}\right), \tag{27}$$

а смещение $\hat{\boldsymbol{\xi}} = i\hat{\mathbf{v}}/(2\omega)$ определяется через $\hat{\rho}_\Delta$ уравнением сохранения массы

$$\rho_h^o\nabla\cdot\hat{\boldsymbol{\xi}} = -\hat{\rho}_\Delta - \hat{\xi}_z\frac{d\rho_h}{dz}. \tag{28}$$

Тогда

$$\hat{B}_z \simeq B\left(\frac{\partial\hat{\xi}_z}{\partial z} + \frac{\hat{\rho}_\Delta}{\rho_h^o} + \hat{\xi}_z\frac{d\rho_h}{\rho_h^o dz}\right) \tag{29}$$

и, если мы предположим

$$\left|\frac{\partial\hat{\xi}_z}{dz}\right| \sim \frac{|\hat{\xi}_z|}{\Delta} < \frac{|\hat{\rho}_\Delta|}{\rho_h^o},$$

уравнение (29) примет вид

$$\hat{B}_z \simeq B\frac{\hat{\rho}_\Delta}{\rho_h^o}. \tag{30}$$

Для мод, которые мы анализируем, $\tilde{B}_z$, $\hat{\rho}_\Delta$ и $\tilde{\xi}_R$ — четные функции от z.

Рассматривая вертикальную составляющую закона сохранения полного импульса

$$-4\omega^2\rho\hat{\xi}_z \simeq -z\Omega_k^2\hat{\rho}_\Delta - \frac{\partial}{\partial z}\hat{p}_\Delta, \tag{31}$$

где $\hat{p}_\Delta = \hat{n}_\Delta(2T_\parallel) + n_h 2\hat{T}_\Delta$, и принятый асимптотический предел $\Delta^2/H_h^2 < 1$, мы выбираем два варианта оценки соответствующего порядка величины $\hat{p}_\Delta$.

Главный вариант соответствует $|\hat{p}_\Delta/p_h| \sim |\hat{\rho}_\Delta/\rho_h|$, где $p_h = 2n_hT_\parallel$. Тогда $|\partial\hat{p}_\Delta/\partial z| > |z\Omega_k^2\hat{\rho}_\Delta|$, и мы имеем

$$-4\omega^2\rho_h^0\hat{\xi}_z \simeq -\frac{\partial}{\partial z}\hat{p}_{\Delta_0} \tag{32}$$

и

$$-(\delta\omega^2)\rho_h^0\hat{\xi}_z \simeq -z\Omega_k^2\hat{\rho}_\Delta - \frac{\partial}{\partial z}(\Delta\hat{p}_{\Delta_0}), \tag{33}$$

где $\hat{p}_\Delta = \hat{p}_\Delta^0 + \Delta\hat{p}_{\Delta_0}$.

Второй вариант соответствует предположению $|\hat{p}_\Delta/p_h| \ll |\hat{\rho}_\Delta/\rho_h|\Delta^2/H_h^2$. Это означает, что $\hat{T}_\Delta/T_\parallel \simeq \simeq -\hat{\rho}_\Delta/\rho_h$.

8. ПРОСТЕЙШИЙ ВАРИАНТ

Второй вариант — самый простой случай для анализа. В этом случае уравнение (31) сводится к

$$-\omega^2\rho_h\hat{\xi}_z - z\Omega_k\hat{\rho}_\Delta \simeq 0 \tag{34}$$

и для самого низкого порядка основное уравнение принимает вид

$$z(\Omega_k^2\hat{\rho}_\Delta + \hat{\Omega}_k^2\rho_\Delta) + \left(\frac{4\omega^2}{k_R^2} - \frac{B^2}{4\pi\rho_h}\right)\frac{\partial}{\partial z}\hat{\rho}_\Delta \simeq 0, \tag{35}$$

т.е.

$$\Omega_k^2\hat{\rho}_\Delta + \left(\frac{4\omega^2}{k_R^2} - (v_A^0)^2\right)\frac{1}{z}\frac{\partial}{\partial z}\hat{\rho}_\Delta \simeq -\hat{\Omega}_k^2\rho_\Delta, \tag{36}$$

где $\left(v_A^0\right)^2 = B^2/\left(4\pi\rho_h^o\right)$. Таким образом, принимая

$$\hat{\rho}_\Delta = \tilde{\rho}_\Delta^0 \exp\left\{-\frac{z^2}{2\Delta^2}\right\}\times \times \exp\left[ik_R(R-R_0)\right]\cos\left[2(\varphi-\omega t)\right], \tag{37}$$

мы получаем

$$\tilde{\rho}_\Delta^0\left[1-\left(\frac{4\omega^2}{k_R^2}-\left(v_A^0\right)^2\right)\frac{1}{\Omega_k^2\Delta^2}\right]\cos\left[2(\varphi-\omega t)\right]\simeq \simeq \rho_\Delta^0\cos\left[2(\varphi-\Omega_{ob}t)\right]\exp\left\{-\frac{z^2}{2}\left(\frac{1}{\Delta_0^2}-\frac{1}{\Delta^2}\right)\right\}. \tag{38}$$

Отсюда видно, что условие резонанса находится, когда $\Delta^2 = \Delta_0^2$, $\omega = \Omega_{ob}$ и

$$\Delta^2 \simeq \frac{\dfrac{4\omega^2}{k_R^2}-\left(v_A^0\right)^2}{\Omega_k^2}. \tag{39}$$

Очевидно, что при резонансе значение $\tilde{\rho}_\Delta^0/\rho_\Delta^0$ может быть значительно увеличено.

9. КОМПЛЕКСНАЯ МОДА

Возвращаясь к первому варианту, для простоты предположим, что температура как электронов, так и ионов изотропна и постоянна (изотермический предел). Радиальная составляющая уравнения сохранения полного импульса принимается за

$$-4\omega^2\rho_h\hat{\xi}_R \simeq -ik_R\left(\hat{p}_\Delta+\frac{\hat{B}_z B}{4\pi}\right)+\frac{B}{4\pi}\frac{\partial}{\partial z}\hat{B}_R \tag{40}$$

и может быть переписана в виде

$$-4\omega^2\rho_h\left(ik_R\hat{\xi}_R\right)\simeq k_R^2\left(\hat{\rho}_\Delta v_{*s}^2+\frac{B\hat{B}_z}{4\pi}\right)-\frac{B}{4\pi}\frac{\partial^2}{\partial z^2}\hat{B}_z. \tag{41}$$

Затем, учитывая уравнения (30) и (41), имеем

$$-4\omega^2\left(\hat{\rho}_\Delta+\rho_h^0\frac{\partial\hat{\xi}_z}{\partial z}\right)\simeq \simeq k_R^2\hat{\rho}_\Delta\left[v_{*s}^2+\left(v_A^0\right)^2\left(1+\frac{1}{2}\frac{z^2}{H_h^2}\right)\right]-\left(v_A^0\right)^2\frac{\partial^2}{\partial z^2}\hat{\rho}_\Delta. \tag{42}$$

Следовательно, $\omega^2 \simeq \omega_0^2/4 + 2\omega\delta\omega$, где

$$\omega_0^2 \equiv k_R^2\left[v_{*s}^2+\left(v_A^0\right)^2\right] \tag{43}$$

и

$$8\frac{\delta\omega}{\omega_0}\hat{\rho}_\Delta+\frac{1}{k_R^2}\frac{\partial^2}{\partial z^2}\hat{\rho}_\Delta \simeq \frac{1}{2}\frac{\left(v_A^0\right)^2 k_R^2}{\omega_0^2}\frac{z^2}{H_h^2}\hat{\rho}_\Delta. \tag{44}$$

Соответствующее решение дается уравнением (37), где

$$\Delta^2 = \frac{H_h}{k_R^2}\frac{\omega_0}{\left(v_A^0\right)}\sqrt{2} \tag{45}$$

и

$$\delta\omega^2 \simeq \frac{1}{\sqrt{2}}\frac{v_A^0}{H_h}\omega_0. \tag{46}$$

10А. ГЕНЕРАЦИЯ ПОПУЛЯЦИЙ ЧАСТИЦ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Отметим, что баллонные моды [7] в вертикальном направлении можно рассматривать как суперпозицию встречных волн с равными амплитудами. Поэтому можно предположить, что компоненты возбуждаемых баллонных мод, исследованные в разд. 9, — это бегущие вдоль магнитного поля волны, которые имеют релятивистские фазовые скорости Ω_{ob}/k_z и участвуют в соответствующих взаимодействиях мод и частиц [8]. Ожидается, что соответствующие резонансы [8] будут производить относительно небольшие популяции частиц с релятивистскими энергиями и отвечать за эмиссию излучения высоких энергий. Реальной иллюстрацией эффектов соответствующих резонансных взаимодействий мод и частиц является теория [9] ускользающих электронов, созданная в экспериментах на Алькаторе.

10Б. РЕЗОНАНС ВОЛНА-ЧАСТИЦА И БАЛЛОННАЯ МОДА

Обращаясь к баллонной моде [7], представленной, например, как

$$\hat{\rho} = \tilde{\rho}_0\exp\left\{-i\omega t+ik_R(R-R_0)-\frac{z^2}{2\Delta^2}\right\}, \tag{47}$$

отметим, что, как известно, $\exp\left[-z^2/\left(2\Delta^2\right)-i\omega t\right]\propto \int_{-\infty}^{+\infty}dk\exp\left[ikz-k^2\Delta^2/2-i\omega t\right]$. Набор соответствующих волн может затухать, на соответствующем резонансе волна-частица [8], и в интеграле, восстанавливающем амплитудный профиль моды ω, следует заменить на $\omega_k = \omega - i\gamma(k)$.

В частности, если мы для иллюстрации сказанного возьмем $\gamma(k)\simeq\bar{\bar{\gamma}}k^2\Delta^2/2$, то преобразование Фурье, приводящее к “баллонному” профилю, включает следующую экспоненту:

$$-\frac{k^2\Delta^2}{2}-\bar{\bar{\gamma}}\frac{k^2\Delta^2}{2}t-ikz=-\frac{k^2\Delta^2}{2}\left(1+\bar{\bar{\gamma}}t\right)-ikz. \tag{48}$$

Следовательно, профиль амплитуды моды описывается следующим выражением:

$$\frac{\Delta}{\bar{\bar{\Delta}}}\int d\bar{\bar{k}}\,\exp\left[-\frac{\bar{\bar{k}}^2}{2}-i\bar{\bar{k}}\bar{\bar{z}}\right], \tag{49}$$

где

$$\bar{\bar{\Delta}}^2=\Delta^2\left(1+\bar{\bar{\gamma}}t\right),\quad \bar{\bar{k}}^2\equiv k^2\bar{\bar{\Delta}}^2,\quad \bar{\bar{z}}\equiv\frac{z}{\bar{\bar{\Delta}}}. \tag{50}$$

Таким образом, амплитуда результирующей моды будет пропорциональна

$$\begin{gathered}\Im(z,t)=\frac{\Delta}{\bar{\bar{\Delta}}}\exp\left[-\frac{\bar{\bar{z}}^2}{2}\right]=\\ =\left(\frac{1}{1+\bar{\bar{\gamma}}t}\right)^{1/2}\exp\left[\frac{-z^2}{2\Delta^2}\frac{1}{\left(1+\bar{\bar{\gamma}}t\right)}\right].\end{gathered} \tag{51}$$

Исходя из этого, рассмотренная мода приобретет значительную амплитуду в момент времени $t=0$, когда выполнено условие для Ω_{ob}-резонанса и затем распадается, как показано, например, в уравнении (51). Мы видим, что $\Omega_{ob}\Delta\sim c$ согласуется с тем, что $\Omega_k H\sim v_{thi}$, при условии, что Ω_{ob}/Ω_k может быть очень большим. Другой наглядный пример, который подчеркивает влияние резонанса при $k=k_c$ это $\gamma(k)\simeq\bar{\bar{\gamma}}\bar{k}^2\Big/\left[\left(\bar{k}^2-\bar{k}_c^2\right)^2+\varepsilon_c^2\right]$, где $\bar{k}^2\equiv k^2\Delta^2/2$.

При рассмотрении мод, описанных в разд. 9, отметим, что возмущенное электрическое поле, определяемое ими, имеет вид $\hat{\mathbf{E}}\simeq-\nabla\hat{\Phi}_E+i\omega\hat{A}_\varphi\mathbf{e}_\varphi/c$.

11. ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Согласно представленной теоретической модели ускорение частиц до высоких энергий возникает, когда формируется хорошо организованная плазменная структура вокруг вращающейся неосесимметричной системы такой, как двойная система двух коллапсирующих объектов. Поэтому мы утверждаем, что подобная структура должна существовать до того, как “предельное” событие уменьшит осесимметричность системы и не позволит сформировать другую хорошо организованную плазменную структуру. В случае слияния нейтронных звезд, как для обнаруженного события 17 августа 2017 г., можно утверждать, что жесткость системы при слиянии не столь высока, чтобы предотвратить формирование новой плазменной структуры.

Поскольку класс гамма-всплесков с предшественниками в виде излучения высокой энергии [10] может быть связан с двойными системами, включающими коллапсирующие объекты, представленная теория может оказаться полезной для объяснения происхождения таких предшественников.

В заключение, отметим, что простая стационарная конфигурация, рассмотренная выше, может быть представлена в виде глобальной осесимметричной плазменной конфигурации, состоящей из последовательности (тороидальных) противоположно направленных токопроводящих колец [5]. Фактически, область с почти вертикальным магнитным полем, содержащуюся в двух соседних кольцах, можно рассматривать как независимую от времени составляющую конфигурации, введенной в разд. 3. Отметим также, что ограничения представленной теории, наложенные для получения аналитического решения, можно снять численным моделированием.

Представленная работа — следствие из предложенной интерпретации [3] для предполагаемых событий-предшественников, возникающих перед коллапсом двойной нейтронной звезды [10], а повторный вывод уравнения (2) принадлежит M. Медведеву. Выражаю благодарность M. Тавани за то, что он обратил мое внимание на работу [10], Р. Вейсу за своевременные комментарии и поддержку, Б. Басу за сотрудничество и рецензенту за его ценные предложения. Эта работа была частично поддержана Министерством энергетики США и частично грантом Фонда Научно-исследовательского института Кавли.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Taylor E.F., Wheeler J.A.* Exploring Black Holes: Introduction to General Relativity. Addison Wesley, 2000.
2. *Abbot B., Abbot R., Abbot T. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2017. V. 118. P. 221101.
3. Coppi B., Medvedev M. MIT-LNS HEP 17/02 June 2017 and Bull. Am. Phys. Soc. BP11.00033. 2017.
4. *Coppi B.* // Phys. Lett. A. 2018. V. 382. P. 19; Phys. Lett. A. 2018. V. 382. P. 37.
5. *Coppi B.* // Plasma Phys. Rep. 2017. V. 43. P. 289.
6. *Velikhov E.* // J. Exp. Theoret. Phys. (U.S.S.R.). 1959. V. 36. P. 1398.
7. *Coppi B., Rosenbluth M., Yoshikawa S.* // Phys. Rev. Lett. 1968. V. 20. P. 190.
8. *Coppi B., Rosenbluth M., Sudan R.* // Ann. Phys. 1969. V. 55. P. 207.
9. *Coppi B., Pegoraro F., Pozzoli R., Rewoldt G.* // Nuclear Fusion. 1976. V. 16. P. 309.
10. *Verrecchia F., Tavani M., Ursi A., Argan A., Pittori C., Donnarumma I., Bulgarelli A., Fuschino F., Labanti C., Marisaldi M., Evangelista Y., Minervini G., Giuliani A., Cardillo M., Longo F., Lucarelli F., Munar-Adrover P., Piano G., Pilia M., Fioretti V., Parmiggiani N., Trois A., Del Monte E., Antonelli L.A., Barbiellini G., Caraveo P., Cattaneo P.W., Colafrancesco S., Costa E., D’Amico F., Feroci M., Ferrari A., Morselli A., Pacciani L., Paoletti F., Pellizzoni A., Picozza P., Rappoldi A., Vercellone S.* // Ap. J. Lett. 2017. V. 84. P. L20.