

венно крайне жестким оказывается ограничение $\epsilon' \gg \hbar/r$, а в трехмерном случае $\sigma = \sigma(x, y, z)$ локальные уровни вообще отсутствуют.

Институт теоретической физики

им. Л.Д.Ландау

Академии наук СССР

Поступила в редакцию

3 сентября 1969 г.

Литература

- [1] P.A.Pincus. Phys. Rev., 158, 346, 1967; J.F.Koch, P.A.Pincus. Phys. Rev. Lett., 19, 1044, 1967; J.F.Koch, C.C.Kuo. Phys. Rev., 164, 618, 1969.
- [2] М.Я.Азбель, А.Я.Бланк. Письма в ЖЭТФ, 10, 49, 1969.
- [3] М.С.Хайкин. УФН, 96, 409, 1968.
- [4] М.Я.Азбель. ЖЭТФ, 53, 1751, 1967.
- [5] М.Я.Азбель. УФН, 98, №4, 1969.

Письма в ЖЭТФ, том 10, стр. 437-441

5 ноября 1969 г.

О ПРИЕМЕ ГРАВИТАЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ВНЕЗЕМНОГО ПРОИСХОЖДЕНИЯ

В.Б.Брагинский, Я.Б.Зельдович, В.Н.Руденко

Недавно Вебером [1, 2] с помощью системы квадрупольных гравитационных антенн были зарегистрированы сигналы, которые, по мнению автора, могли быть вызваны гравитационным излучением космического происхождения. Уровень сигналов, следующих с частотой ~ 5 раз в месяц [2] в несколько раз превышал уровень шумовой мощности. Эквивалентные параметры приемного массового квадрупольа: масса $\approx 4 \cdot 10^3$ т, длина $l = 10^2$ см, частота $\omega_0 = 10^4$ рад/сек, добротность $Q = 10^5$.

В связи с этим экспериментом нам хотелось бы сделать следующие замечания.

1. Знание отношения "сигнал/шум" на выходе приемника [1, 2] (при тепловом характере шума) позволяет дать оценку энергии гравитационной волны в различных предположениях о структуре излучения.

При возбуждении антенны гравитационной волной в виде резонансного цуга длительностью $\sim (1-2)$ сек отклик приемника на уровне шума

требует потока гравитационной энергии $F \sim 10^6 \text{ эрг/сек} \cdot \text{см}^2$ ¹⁾. В случае одиночного непериодического импульса (лобовое столкновение двух тел) длительностью $t \sim \frac{1}{\omega} \sim 10^{-4} \text{ сек}$ требуется поток $t \sim 3 \cdot 10^{13} \text{ эрг/сек} \cdot \text{см}^2$, энергия переносимая всем импульсом $\sim 3 \cdot 10^9 \text{ эрг/см}^2$. Наконец, возможен квазипериодический импульс с меняющейся частотой, соответствующий излучению двойных систем при вращении по орбите. При $\frac{d\omega}{dt} \sim 10^6 \text{ рад/сек}$ оценка необходимого потока (в момент, когда $\omega = 10^4 \text{ рад/сек}$) оказывается $F \sim 3 \cdot 10^{11} \text{ эрг/сек} \cdot \text{см}^2$ (эта величина $\sim (\frac{d\omega}{dt})^{-1/2}$).

Предполагая далее, что излучение исходит из центра Галактики ($R = 8200 \text{ пс} = 2,5 \cdot 10^{22} \text{ см}$) дадим оценки абсолютной мощности источников.

Для импульсного источника выход энергии за $t \sim 10^{-4} \text{ сек}$ составляет $\sim 4\pi R^2 F \sim 3 \cdot 10^{55} \text{ эрг}$; — столкновение двух тел с разумными размерами $M = 10 M_{\odot}$ и гравитационным радиусом $R_g = 3 \cdot 10^6 \text{ см}$, может обеспечить только [3] энергию равную $0,02 M_{\odot} c^2 \sim 3 \cdot 10^{53} \text{ эрг}$ ($t \sim r_g/c = 10^{-4} \text{ сек}$), т.е. не хватает двух порядков.

Квазипериодический источник должен был бы обладать мощностью $\sim 2 \cdot 10^{57} \text{ эрг/сек}$. Проход через нужную частоту $\omega = 10^4 \text{ рад/сек}$ обеспечат два тела с $M = M_{\odot}$ на круговой орбите размером $a = 2 \cdot 10^6 \text{ см}$, но мощность излучения при этом $\sim 10^{55} \text{ эрг/сек}$, — опять меньше на два порядка. Наконец, для синусоидального пуга требуется $\sim 10^{52} \text{ эрг/сек}$. Согласно Торну [4] именно такого порядка мощность излучается при нерадиальных колебаниях нейтронной звезды с частотой 10^3 ц в течение $\sim (1-2) \text{ сек}$.

Уровень сигналов в [1, 2] и частота событий ~ 60 в год [2] обеспечивает время жизни ядра Галактики ($M = 5 \cdot 10^9 M_{\odot}$) за счет потерь на гравитационное излучение $\sim (10^7 + 10^6) \text{ лет}$ (см. также [10]).

¹⁾ При кратковременном воздействии источник излучения удобнее характеризовать спектральной плотностью интегрального по времени потока H_{ω} ($\text{эрг/ц} \cdot \text{см}^2$). Для пульсара в центре Галактики оценка $H_{\omega} = 500 (\text{эрг/ц} \cdot \text{см}^2)$ (рассчитано по предложению Н.С.Кардашева, см. также [9]), а для двойной звезды $H_{\omega} = 1500 (M/M_{\odot})^{5/2} \text{ эрг/ц} \cdot \text{см}^2$. Если, чисто теоретически, представить, что отмеченные Вебером всплески есть результат синфазного сложения шума $\sim \beta kT$ и сигнала $(\alpha - \beta) kT$; $(\alpha - \beta) \ll \beta$, то оценка требуемого H_{ω} снижается $(\alpha - \beta)^2 / \beta$. Например, при $\alpha = 2,5$, $\beta = 2$, $H_{\omega} \sim 2 \cdot 10^4 \text{ эрг/ц} \cdot \text{см}^2$, однако вероятность регистрации сигнала таким способом мала.

2. Гипотеза происхождения излучения из центра Галактики может быть проверена путем измерения зависимости интенсивности сигнала от ориентации приемника, которая характеризуется углом ϕ между меридианом и направлением на центр Галактики: $\phi = \frac{\pi}{12}(t - t_c)$, t — звездное время, $t_c = 17^h 40^m$. Эффективность приема будет определяться некоторым числом ψ , изменяющимся со звездным временем:

$$\psi \cong \frac{25}{64} \left(1 + \frac{3}{5} \cos 2\phi\right)^2 = \frac{5}{128} \left(1 + \frac{60}{59} \cos 2\phi + \frac{9}{59} \cos 4\phi\right)$$

для неполяризованного излучения; для двух независимых поляризацій плоской гравитационной волны:

$$\psi_1 = \frac{43}{128} \left(1 + \frac{60}{43} \cos 2\phi + \frac{25}{43} \cos 4\phi\right),$$

$$\psi_2 = \frac{1}{8} (1 - \cos 4\phi)$$

в согласии с формулами Вебера [8] (при вычислении учтен известный угол склонения центра Галактики $\sim 30^\circ$). Формальный фурье-анализ данных Вебера [8] дает малые ($\sim 0,04$) фурье-амплитуды при $\cos 2\phi$ и $\cos 4\phi$, не превышающие фурье-амплитуд при нечетных гармониках; для источника в центре Галактики амплитуды должны быть порядка единицы. Несмотря на некорректность такого анализа вследствие неполноты статистики [8], по нашему мнению, гипотеза об излучении из галактического центра не подтверждается.

3. Между гипотезами об излучении при вращении по орбите и об излучении при колебаниях можно сделать выбор на основании зависимости частоты от времени.

При вращении по орбите частота растет (одновременно растет мощность). Два приемника с частотами, отличающимися в два раза $\omega_1 = 6 \cdot 10^3$ рад/сек, $\omega_2 = 1,2 \cdot 10^4$ рад/сек, дадут импульсы, сдвинутые на $(\omega_2 - \omega_1)/d\omega/dt \sim (0,6 \pm 0,006)$ сек (при $(d\omega/dt) \sim 10^4 + 10^6$). При колебаниях в первом приближении частота постоянна. Нелинейные эффекты и влияние охлаждения звезды не превышает 10–20%. Наконец, для пульсаров (об обнаружении современных пульсаров см. ниже) характерно уменьшение частоты со временем.

4. Следует, по-видимому, признать, что возможности приемников Вебера, в смысле достижимой чувствительности, использованы полностью (в условиях, когда время релаксации не превосходит время измерения). Однако, мы хотим подчеркнуть, что рассмотренный приемник является датчиком-преобразователем, возможности которого принципиально ниже возможностей датчика-модулятора [5].

Укажем на вариант приемника гравитационного излучения типа модулятора.

Пусть два скрещенных под углом 90° массовых квадруполь (две гантели) с общим центром вращаются в одну сторону с частотой вдвое меньше частоты гравитационной волны, падающей нормально плоскости квадруполь. При подходящих фазовых соотношениях волна будет ускорять один из квадруполь и замедлять другой, — массы квадруполь будут сближаться (удаляться). Расстройка частоты вращения от частоты волны вызовет биения. По оценкам Шкловского [6] пульсар в крабовидной туманности должен создать на Земле поток гравитационного излучения $\sim 10^{-6}$ эрг/сек.см². Под действием этого потока две гантели с размерами $\sim 0,5$ м, расстроенные по частоте вращения на $\Delta f \sim 10^{-3}$ иц от частоты излучения пульсаров будут испытывать биения с амплитудой $\sim 10^{-12}$ см — вполне регистрируемой величиной. Таким образом, регистрируемый поток может быть на 10 порядков ниже чувствительности приемников Вебера (но при другой частоте 30 иц).

5. В заключение отметим, что возможным источником сигнала в опытах [1,2] могло быть воздействие динамических гравитационных полей в зоне индукции. Если предположить, что одновременное для 2-х детекторов локальное изменение g вызвано резонансной акустической волной, то уровню принятых в [2] сигналов будет соответствовать уже $\Delta g/g \sim 10^{-12}$ (при градиенте $\partial g/\partial l \sim 10^{-11}$ сек⁻²). Обычные гравиметры (в том числе контрольный гравиметр [7] в опытах [12]) мало эффективны на частотах выше ~ 1 иц.

Авторы благодарят проф. К.Торна, И.Д.Новикова, Б.Л.Воронова за обсуждение.

Институт прикладной
математики
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
4 сентября 1969 г.

Литература

- [1] I.Weber. Phys. Rev. Lett., 20, 1307, 1968.
- [2] I.Weber. Phys. Rev. Lett., 22, 1320, 1969.
- [3] Я.Б.Зельдович, И.Д.Новиков. ДАН СССР, 155, 1033, 1964.
- [4] Kip.S.Thorne. Non-radial pulsation of general-relativistic stellar models. Preprint OAP-167, February 1969; W.L.Burke, Kip. S.Thorne. Gravitational radiation damping. Preprint OAP-184, August 1969.
- [5] В.Б.Брагинский. ЖЭТФ, 54, 1442, 1967.
- [6] И.С.Шкловский. Астрономический журнал, 46, № 5, 1969.
- [7] I.Weber, I.V.Larson. J.Geophys. Res., 71, 6005, 1966.
- [8] I. Weber. Preprint. Anisotropy and polarization in the gravitational radiation experiments, 1969.
- [9] Ostriker, Gunn. Preprint. Astr. J. Sept 1969., in press.
- [10] Ries, Field, Sciama. Preprint Comments of Astrophysics and Space Science 1969, in press.