

К ВОПРОСУ О МЕЖГАЛАКТИЧЕСКИХ МЕРЦАНИЯХ

Л. А. Пустильник

Работа посвящена проблеме мерцаний квазаров и ядер сейфертовских галактик на неоднородностях межгалактической среды. Показано, что амплитуда мерцаний, обусловленная флуктуациями плотности пыли и нейтрального водорода, пренебрежимо мала. Рассчитано поведение мерцаний, вызванных рассеянием излучения в гравитационном поле случайно распределенных тяготеющих компактных объектов в межгалактической среде. Показано, что средняя пространственная плотность таких объектов при расстояниях между ними $10^{18} - 2 \cdot 10^{19}$ см (и при размерах фазовых пятен вокруг них $> 10^{15}$ см) должна быть меньше «критической» плотности Вселенной $2 \cdot 10^{-29}$ г/см³. Отмечена важность поиска мерцаний у квазаров и ядер сейфертовских галактик в оптическом диапазоне.

The paper is on the problem of the scintillation of quasars and nuclei of Seyfert galaxies caused by irregularities of the intergalaxy medium. It is shown that the amplitude of scintillations caused by dust density fluctuations and by those of neutral hydrogen is negligibly small. The behaviour of scintillations caused by radiation scattering in the gravitational field of randomly distributed gravitating compact objects in the intergalaxy medium is calculated. It is shown that the mean density of such objects separated by $10^{18} - 2 \cdot 10^{19}$ cm (and with the sizes of phase spots around them $> 10^{15}$ cm) must be less than the «critical» density of the Universe $2 \cdot 10^{-29}$ gm/cm³.

The significance of a search for similar scintillations of quasars and nuclei of Seyfert galaxies in the visible band is noted.

1. Введение

В последние годы благодаря изучению мерцаний компактных радиоисточников был достигнут существенный прогресс в понимании мелко-масштабной структуры межпланетной и межзвездной плазмы. Предлагается естественным использовать разработанную методику для анализа свойств межгалактической среды.

Кратко рассмотрим природу мерцаний. Прохождение излучения через случайно-неоднородную среду сопровождается формированием дифракционной картины в плоскости, параллельной фронту волны и проходящей через Землю. Если при этом источник или среда движутся относительно Земли, то наблюдатель будет регистрировать переменный поток квантов, т. е. мерцания источника. Характерный период мерцаний $T = d/v$, где d — пространственный размер пятна в дифракционной картине, а v — скорость движения Земли относительно дифракционной картины. Если угловой размер источника заметно превосходит угловой размер неоднородностей рассеивающей среды, то дифракционная картина замывается и амплитуда мерцаний уменьшается.

В настоящей статье рассматривается следующий вопрос: можно ли объяснить короткопериодическую составляющую флуктуаций светимости некоторых квазаров и ядер сейфертовских галактик (в особенности их вспышек) мерцаниями этих источников на неоднородностях межгалактической среды.

2. Приближение тонкого фазового экрана

Анализ мерцаний удобнее всего проводить в приближении тонкого фазового экрана [1]. Обозначим через $2D$ расстояние от Земли до источника и заменим всю рассеивающую среду экраном толщины L , расположенным посередине между Землей и источником. Будем считать, что экрану присущи флуктуации коэффициента преломления Δn с характерными размерами a . Приближением тонкого фазового экрана называются условия:

$$D \gg L \gg a \gg \lambda, \quad (1)$$

где $\lambda = 2\pi/k$ — длина волны. В межгалактической среде $D \sim L$, т. е. такое приближение, строго говоря, некорректно. Однако результаты исследований мерцаний пульсаров на межзвездной плазме, для которой также $D \sim L$, доказывают применимость выводов теории тонкого фазового экрана в интересующем нас случае.

При прохождении излучения через такой экран, на выходе возникают флуктуации фазы со среднеквадратичным значением:

$$\Phi_0 = \delta\Phi N^{1/2}, \quad (2)$$

где $\delta\Phi = k \cdot \int_{-a/2}^{a/2} \Delta n_{(s)} ds$ — набег фазы на одной флуктуации коэффициента преломления, N — число актов рассеяния. Если размер области a , в которой происходит флуктуация коэффициента преломления совпадает с расстоянием между подобными областями a_1 , то число актов рассеяния на пути L оценивается просто как $N = L/a$. При $a_1 > a$ оценка величины N несколько усложняется. По определению величины a , в кубическом объеме a_1^3 находится в среднем одна флуктуация коэффициента преломления размером a . Ясно, что при прохождении лучом расстояния a_1 (сквозь кубик) вероятность рассеяния на этой флуктуации равна a^2/a_1^2 (отношению площадей), т. е. на пути $L_1 = a_1 \cdot a^2/a_1^2$ произойдет в среднем одно рассеяние. Следовательно, при $a_1 > a$ число таких актов рассеяния $N = L/L_1 = La^2/a_1^3$.

Как было показано в [1], при $\Phi_0 \leq 1$ дифракционная картина формируется на расстоянии от экрана $D \gg D_0 = a^2/\lambda$, а в случае $\Phi_0 \gg 1$ на расстоянии $l_0 = a^2/\lambda\Phi_0$. Обозначим через I интенсивность потока, ΔI — ее флуктуации. Будем характеризовать мерцания величинами $m = [\langle \Delta I^2 \rangle / \langle I^2 \rangle]$ и d — размерами пятна в дифракционной картине на Земле. Здесь $\langle \rangle$ — знак усреднения. Существует три режима рассеяния:

$$1) \text{ при } \Phi_0 \leq 1, D \gg D_0 \text{ имеем } d = a; m \simeq \sqrt{2}\Phi_0, \quad (3)$$

$$2) \text{ при } \Phi_0 > 1, D > l_0 \text{ имеем } d = a/\Phi_0; m \simeq 1, \quad (4)$$

$$3) \text{ при } \Phi_0 \leq 1, D < D_0, \text{ а также при } \Phi_0 > 1, D < l_0 \text{ имеем } d = a;$$

$$m = (D/D_0)\Phi_0. \quad (5)$$

Чем отличаются мерцания на плазменных неоднородностях от мерцаний на неоднородностях нейтральной среды? У плазмы коэффициент преломления $n = \sqrt{1 - 4\pi n_e^2/m_e}$, причем $1 - n \ll 1$. Изменение коэффициента преломления вследствие флуктуации электронной плотности равно $\Delta n = -(2n)^{-1} \cdot \Delta n_e \lambda^2/c^2 \sim \lambda^2$. Величина Φ_0 , определяемая из (2), составляет

$$\Phi_0 = (e^2/mc^2)(Da)^{1/2} \Delta n_e \cdot \lambda \sim \lambda.$$

Поскольку у нейтральной среды коэффициент преломления не зависит от длины волны, то $\Phi_0 \sim \lambda^{-1}$ (2). Амплитуды мерцаний $m \sim \Phi_0 < 1$.

Следовательно, мерцания на плазменных неоднородностях усиливаются с ростом длины волны λ и раньше всего проявляются в радиодиапазоне. Амплитуда мерцаний на неоднородностях нейтральной среды падает с ростом длины волны, поэтому такие мерцания вероятнее всего могут проявиться в оптическом и рентгеновском диапазонах.

3. Применение к межгалактической среде

Предположим, что наблюдаемая переменность ряда внегалактических источников хотя бы частично обусловлена мерцаниями на неоднородностях межгалактической среды. Расстояния до источников примем $10^{27} \div 10^{28}$ см. Скорость Земли относительно дифракционной картины примем порядка дисперсий скоростей галактик в скоплении, т. е. $v \sim 10^8 \div 3 \cdot 10^7$ см/сек.

Оценим возможный вклад пыли и межзвездного водорода в межгалактические мерцания.

Будем считать, что межгалактическая пыль по своим физическим характеристикам подобна межзвездной пыли, т. е. согласно [2] плотность вещества в пылинке $\delta \sim 1.1$ г/см³, диэлектрическая проницаемость $\epsilon_n \sim 3$. Верхняя граница плотности пыли в межгалактическом пространстве [3] $\rho_n < 1.6 \cdot 10^{-33}$ г/см³, что соответствует объемной концентрации пыли $c = \rho_n / \delta = 1.6 \cdot 10^{-33}$. Будем рассматривать межгалактическое пространство с пылью как мелкодисперсионную среду. Диэлектрическая проницаемость такой среды [4] равна $\epsilon = 1 + c(\epsilon_n - \epsilon_0)\epsilon_0 / (\epsilon_n + 2\epsilon_0) \approx 1 + 1.6 \times 10^{-33}$, где $\epsilon_0 = 1$ диэлектрическая проницаемость вакуума. Флуктуация коэффициента преломления из-за возможных флуктуаций плотности пыли определяется так: $\Delta n < n_0 = 1/2(\epsilon - 1) \sim 10^{-33}$. Максимальный наблюдательный период переменности $T \sim 3 \cdot 10^7$ сек. соответствует $a = vT \sim 10^{15}$ см. Для такого размера формулы (2)–(5) дают $m \leq \Phi_1 \sim 10^{-11} / \lambda = 10^{-7} / \lambda_{(мк)}$, т. е. мерцания неощутимы даже в рентгеновском диапазоне. Нетрудно видеть из (2), что $\Phi_0 \sim (aL)^{1/2}$, а значит в более короткопериодические флуктуации пыль даст еще меньший вклад.

Верхний предел плотности нейтрального водорода в межгалактическом пространстве $n_H < 10^{-10}$ см⁻³ [5], что соответствует коэффициенту преломления $n = 1 + 0.5 \cdot 10^{-33}$. Проводя рассуждения, аналогичные предыдущим, получаем $m_H \sim 5 \cdot 10^{-8} / \lambda_{(мк)}$, поэтому вкладом в переменность из-за мерцания на флуктуациях плотности пыли и нейтрального водорода можно пренебречь.

Рассмотрим рассеяние излучения на статических гравитационных полях, распределенных по равномерно-случайному закону в межгалактической среде. Эти гравитационные поля могут быть связаны с компактными тяготеющими объектами [6], существование которых в межгалактической среде необнаружимо в силу их малых размеров и светимостей. Движение луча в искривленном пространстве возле таких масс в первом приближении можно описать, считая пространство плоским и вводя эффективный коэффициент преломления $n = \sqrt{1 - r_g/r}$, где r — расстояние до тяготеющей массы M , $r_g = 2GM/c^2$ — гравитационный радиус. При прохождении луча вблизи подобного тяготеющего центра происходит сдвиг фазы, равный согласно (2)

$$\delta\Phi_g = \pi \int_{-a/2}^{+a/2} r_g / \lambda \cdot dz / \sqrt{\rho^2 + z^2} = \pi \ln(a_1/2\rho + \sqrt{a_1^2/4\rho^2 + 1}) \approx (2\pi r_g / \lambda) \ln(a_1/\rho).$$

Здесь a_1 — расстояние между тяготеющими объектами, ρ — прицельный параметр. Поскольку набег фазы растет с уменьшением ρ , будем считать, что основное пятно фазы образуется достаточно близко к тяготеющей

массе, т. е. имеет размеры $a \leq a_1$. Примем $\alpha = \pi \ln a_1 / \rho$ в этом пятне имеющим значение $\alpha \geq 10$. Как следует из предыдущего параграфа, в рассматриваемом нами случае с $a \leq a_1$, число актов рассеяния при прохождении луча от источника до нас $N = a^2 D / a_1^3$. При $N < 1$ на фазовом экране существуют промежутки между пятнами фазы, и мерцания в связи с этим принимают следующий вид: отдельные всплески интенсивности с шириной $T \sim d/v$ и временем между всплесками $\tau = T \cdot (N)^{-1/2} > T$. При этом амплитуда мерцаний определяется набегом фазы на одной тяготеющей массе, которая не зависит от расстояния до источника: $m \leq \sqrt{2} \delta \Phi_g \sim \sim \lambda^{-1}$; $m_{(D)} = \text{const}$. При $N > 1$ мы имеем $T \sim \tau$, и амплитуда мерцаний определяется величиной $\Phi_0 = N^{1/2} \delta \Phi_g = (2\alpha r_g / \lambda) (Da^2/a_1^3)^{1/2} \sim D^{1/2}$.

Наблюдая переменность во вспышках квазаров и ядер сейфертовских галактик и определяя $m_{(\lambda, z)}$; $T_{(\lambda, z)}$; $\tau_{(\lambda, z)}$, где z — космологическое

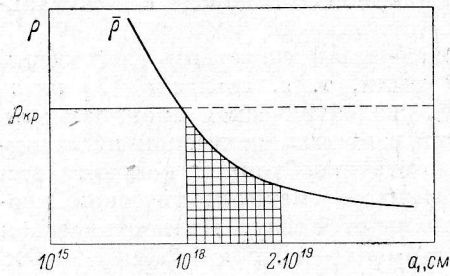


Рис. 1.

красное смещение, можно сделать выводы о типе рассеивающей среды, параметрах ее неоднородностей, ответственных за переменность (мерцания) и т. д. Если окажется возможным показать, что наблюдаемая переменность не обусловлена мерцаниями, то предложенный подход позволяет дать верхнюю оценку параметров мелкомасштабной структуры межгалактической среды.

Рассмотрим для примера переменность радиоизлучения с $\lambda \sim (2 \div 20)$ см во вспышках квазаров и ядер сейфертовских галактик с периодами $T \sim (0.3 \div 1.5)$ года (см. рис. 2).

Попытка объяснить эту переменность мерцаниями на межгалактической плазме [7] является неудачной. Действительно, согласно наблюдениям, амплитуда флуктуаций растет как λ^{-1} , тогда как предсказывается рост с $\lambda^{+1 \div +2}$ (рис. 2). Предположим, что эта переменность обусловлена мерцаниями на гравитирующих объектах.

Поскольку наблюдения показывают, что период мерцаний T порядка τ — времени между импульсами, имеем из (9): $\Phi_0 = 2\alpha r_g (Da^2/a_1^3)^{1/2} \cdot \lambda^{-1}$.

Период $T \sim (10^7 \div 3 \cdot 10^7)$ сек. соответствует при скорости относительного движения $v \sim (10^8 \div 3 \cdot 10^7)$ см/сек. размеру $a \sim 10^{15}$ см. Наблюдения дают амплитуду флуктуации $m = \Delta I / I \leq 1$, следовательно, d равно a — истинному размеру флуктуации фаз. Френелевское расстояние $D_0 = a^2 / \lambda \sim 10^{28} \div 10^{29}$ см больше расстояния до источника, и мерцания должны происходить в режиме (3°), т. е. $m = D \Phi_0 / D_0 \sim z^{1/2}$, где z — красное смещение в источнике. Здесь, считалось что красные смещения имеют космологическую природу и $D \sim z$. Однако наблюдения дают более сильную переменность у близкого источника ЗС 120 ($z=0.03$), чем у более далекого ЗС 273 ($z=0.15$).

Такое расхождение предсказанной и наблюдаемой зависимостей переменности от красного смещения z уверенно доказывает, что годовая переменность квазаров и ядер Сейфертовских галактик обусловлена процессами в самих источниках. Можно сделать оценку средней плотности подобных тяготеющих объектов, считая расстояния до них $D \sim 10^{28}$ см, принимая размер их фазового пятна $a \sim 10^{15}$ см, амплитуду мерцаний $m \leq 0.01$. Из условия $T \sim \tau$ имеем 10^{15} см $< a_1 < 2 \cdot 10^{19}$ см, и после простых расчетов получаем (рис. 1)

$$\rho \leq \rho_0 = 2 \cdot 10^{-31} (a_1 / 2 \cdot 10^{19})^{-1/2} \text{ г/см.}$$

Поскольку нас интересует плотность среды относительно критической плотности $\rho_{кр} = 2 \cdot 10^{-29} \text{ г/см}^3$, мы видим что тяготеющие массы, разделен-

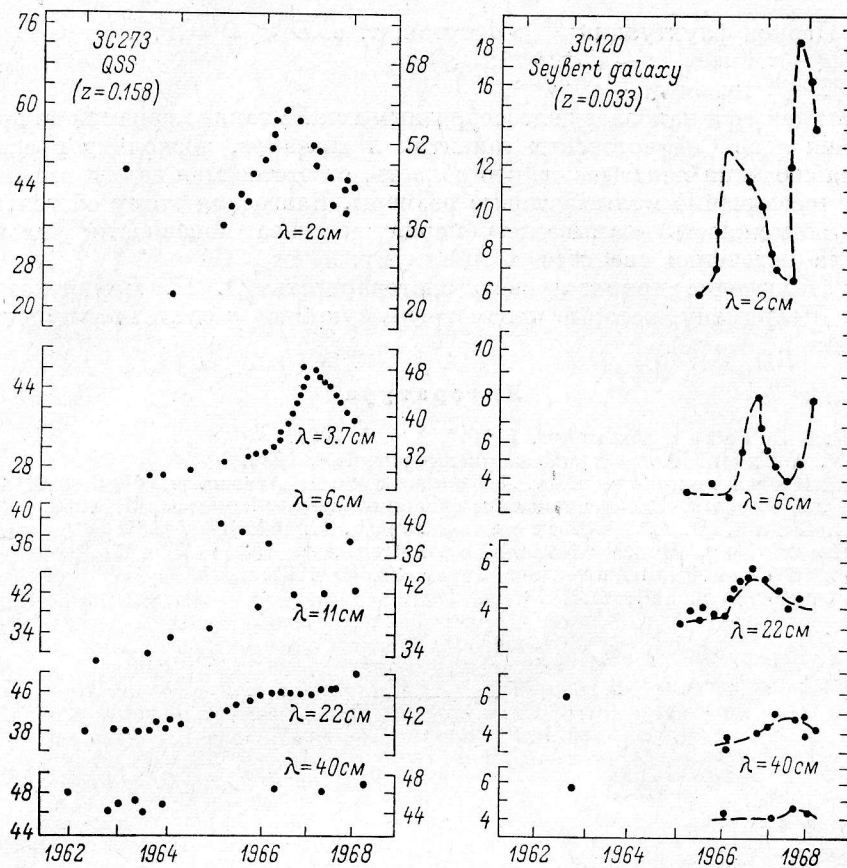


Рис. 2.

ные в пространстве расстояниями $10^{18} < a_1 < 2 \cdot 10^{19} \text{ см}$ (с собственными размерами фазовых пятен $a \geq 10^{15} \text{ см}$), имеют плотность $\bar{\rho} < \rho_{кр}$ и никакого вклада в эволюцию вселенной не дают.

4. Замечания о возможности обнаружения подобных мерцаний в оптическом диапазоне

Поскольку в случае мерцаний на тяготеющих массах амплитуда мерцаний растет с частотой ν , можно утверждать, что наиболее вероятно их обнаружение в оптическом и рентгеновском диапазоне. Уже сейчас наблюдается самая разнообразная короткопериодическая переменность ряда внегалактических источников в оптическом диапазоне [8]. Представляется необходимым сформулировать закон изменения амплитуды этих флуктуаций в зависимости от z — красного смещения и ν — частоты в том случае, если эта переменность — искомые мерцания. В дальнейшем такой закон может быть использован как критерий отбора.

1) Период флуктуации $T < 10^5 \text{ сек.} \sim \text{суток}$, т. е. $D_0 = a^2/\lambda < D$.

а) Период флуктуаций $T \sim \tau$ — периода между всплесками,

$$m = \Delta I/I \sim z^{1/2} \nu;$$

б) Период флуктуаций $T < \tau$ — времени между всплесками

$$m \sim \nu \text{ и } m_{(z)} = \text{const};$$

2) Период флуктуации $T > 1$ суток, т. е. $D < D_0 = a^2/\lambda$.

а) $T \sim \tau$ имеем $m \sim z^{1/2+3/2\nu} \nu^{0+1}$;

б) $T < \tau$ имеем $m \sim z^{0+1} \nu^{0+1}$.

Нам кажется наиболее целесообразным искать такие мерцания во время вспышек ядер Сейфертовских галактик и квазаров, поскольку предыдущие наблюдения показывают, что область, ответственная за эти вспышки, имеет чрезвычайно малые угловые размеры. Благодаря этому обстоятельству, возможность «замывания» мерцаний из-за конечности углового размера источника сводится к минимуму.

В заключение приношу свою благодарность Ю. Н. Парийскому и В. Ф. Шварцману, которые просмотрели рукопись и сделали ряд ценных замечаний.

Литература

1. E. E. Sapleter, *Astrophys. J.*, **147**, 2, p. I, 1967.
2. К. У. Аллен. *Астрофизические величины*, ИЛ, 1966.
3. И. Д. Караченцев, В. А. Липовецкий, *Астрон. ж.*, **45**, 6, 1148, 1971.
4. Л. Д. Ландау, *Электродинамика сплошных сред*, Физматгиз, М., 1963.
5. J. E. Gunn, B. A. Peterson, *Astrophys. J.*, **142**, 1633, 1965.
6. S. Hawking, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, **152**, 1, 75, 1971.
7. Yoshioka, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **22**, 19, 1971.
8. *Nature Phys. Sci.*, **231**, 19, 22, 1971.