აბასთუმნის ასტროფიზიკური ობსერვატორიის ბიულეტენი № 8. 1945
БЮЛЛЕТЕНЬ АБАСТУМАНСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ № 8. 1945
BULLETIN OF THE ABASTUMANI ASTROPHYSICAL OBSERVATORY No. 8. 1945

О ФЛЮКТУАЦИЯХ ЯРКОСТИ МЛЕЧНОГО ПУТИ

В. А. АМБАРЦУМЯН

В настоящее время можно считать общепринятой ту точку зрения, что флюктуации в звездной плотности в Млечном Пути, а следовательно и флюктуации яркости Млечного Пути вызываются главным образом облаками поглощающей материи, находящимися в Галактике[1]. Интегральный эффект этих облаков создает, повидимому, так называемое космическое поглощение. Отдельные облака, обладающие большой оптической толщиной, вызывают столь значительное уменьшение звездной плотности на небе, что могут быть более или менее подробно изучаемы по вызываемому ими эффекту поглощения. Основная же масса облаков обладает столь малой оптической толщиной каждая, что вызывает сравнительно небольшие флюктуации звездной плотности, а также яркости Млечного Пути, которые должны изучаться статистически.

В предыдущей работе, опубликованной в Абастуманском «Бюллетене», было проведено такое статистическое изучение флюктуаций числа внегалактических туманностей, вызываемых клочкообразной структурой поглощающего слоя в Галактике[2].

В настоящей работе мы остановимся на флюктуациях яркости Млечного Пути, вызываемых тою же причиной. При этом для простоты ограничимся областью галактического экватора. В плоскости галактического экватора звездная плотность меняется сравнительно медленно, и мы будем в дальнейшем считать ее постоянной, также как и функцию светимости. Поэтому, если рассматривать количество световой энергии, излучаемой единицей объема пространства в единицу времени, то оно остается постоянным. Говоря языком теории излучения в непрерывной среде, коэффициент излучения можно считать постоянным. Обозначим его через η.

Если поглощающая материя была бы распределена непрерывно и равномерно в пространстве, то при этих условиях яркость неба выражалась бы формулой:

$$I = \int_0^\infty \eta e^{-\alpha s}\, ds = \frac{\eta}{\alpha} \qquad (1)$$

где α коэффициент экстинкции. Однако, поскольку имеет место сосредоточение поглощающей материи в отдельных облаках, то яркость неба представится на самом деле формулой:

$$I = \int_0^\infty \eta p(s)\, ds \tag{2}$$

где множитель $p(s)$ показывает, во сколько раз ослабляется свет при прохождении пути s до наблюдателя. Поскольку поглощающая материя распределена в виде дискретных облаков, функция $p(s)$ будет изображаться графиком, имеющим ступенчатую форму.

Пусть все облака имеют одинаковую оптическую толщину τ_0, так что прозрачность их также одинакова. Обозначим ее через q. Тогда:

$$q = e^{-\tau_0} \tag{3}$$

В этом случае:

$$p(s) = q^{n(s)} \tag{4}$$

где $n(s)$ есть число поглощающих облаков на пути луча длиною s от наблюдателя. Это число определяется имеющим место распределением облаков в Галактике.

В этом случае:

$$I = \eta \int_0^\infty q^{n(s)}\, ds \tag{5}$$

Вычислим среднее значение интеграла I. Среднее от интеграла равно интегралу от среднего

$$\overline{I} = \eta \int_0^\infty \overline{q^{n(s)}}\, ds \tag{6}$$

где черта означает усреднение. Для вычисления $\overline{q^{n(s)}}$ обратим внимание на то, что вероятность $P_{n(s)}$ того, что на пути s имеется $n(s)$ туманностей определяется формулой Poisson'a

$$P_{n(s)} = e^{-\overline{n(s)}} \frac{\overline{n(s)}^n}{n!} \tag{7}$$

где $\overline{n(s)}$ есть среднее число поглощающих облаков на отрезке s. Очевидно, что:

$$\overline{q^{n(s)}} = \sum_{n=0}^{\infty} P_{n(s)}\, q^{n(s)} = \sum e^{-\overline{n(s)}} \frac{\overline{n(s)}^n}{n!} q^n = e^{-\overline{n(s)}\,(1-q)} \tag{8}$$

Подставляя (8) в (6), находим:

$$\overline{I} = \eta \int_0^\infty e^{-(1-q)\,\overline{n(s)}}\, ds \tag{9}$$

Но очевидно, что при равномерной плотности числа облаков в плоскости галактического экватора:

$$\overline{n(s)} = \nu s \tag{10}$$

где ν среднее число туманностей, встречаемых лучом зрения на единице пути. Поэтому (9) дает:

$$I = \frac{\eta}{\nu(1-q)} \tag{11}$$

Формула (11) определяет среднюю яркость в нашей идеализированной системе. Ею мы будем пользоваться в дальнейшем. Сейчас же обратим внимание на то, что подстановка (3) в (11) дает:

$$\bar{I} = \frac{\eta}{\nu(1-e^{-\tau_0})} \tag{12}$$

При переходе к непрерывному распределению, когда τ_0 становится малым, а ν растет, мы отсюда получаем в пределе формулу (1) в виде:

$$\bar{I} = \frac{I}{\nu\tau_0} = \frac{\eta}{\alpha} \tag{13}$$

так как $\nu\tau_0$ будет коэффициентом экстинкции. При больших же значениях τ_0 формула (12) сильно отличается от (1).

Перейдем теперь к определению среднего квадратичного уклонения от средней яркости. Мы имеем:

$$\sigma^2 = \overline{(I-\bar{I})^2} = \overline{I^2} - 2\bar{I}\bar{I} + \bar{I}^2 = \overline{I^2} - \bar{I}^2 \tag{14}$$

Поэтому для вычисления σ нужно вычислить математическое ожидание квадрата яркости, т. е.

$$\overline{I^2} = \overline{\left(\int_0^\infty \eta q^{n(s)}\, ds\right)^2} = \eta^2 \overline{\int_0^\infty\int_0^\infty q^{n(s')}\, q^{n(s'')}\, ds'\, ds''} \tag{15}$$

Воспользуемся опять тем, что среднее от интеграла равно интегралу от среднего, и учтем симметрию нашего двойного интеграла относительно переменных s' и s''. Тогда:

$$\overline{I^2} = 2\eta^2 \int_0^\infty ds' \int_{s'}^\infty ds''\, \overline{q^{n(s')+n(s'')}} \tag{16}$$

Поскольку теперь $s'' > s'$ мы можем написать:

$$n(s') + n(s'') = 2n(s') + n(s''-s') \tag{17}$$

где $n(s''-s')$ число поглощающих облаков на отрезке пути $s''-s'$.

Поэтому:

$$\overline{q^{n(s')+n(s'')}} = \overline{q^{2n(s')+n(s''-s')}} = \sum_{n(s'),\, n(s''-s')=0}^{\infty} P_{n(s'),\, n(s''-s')}\, q^{2n(s')+n(s''-s')} \tag{18}$$

где $P_{n(s'),\, n(s''-s')}$ есть вероятность того, что на отрезке s' встречается $n(s')$ облаков, а в то же время на отрезке $s''-s'$ встречается $n(s''-s')$. Так как эти отрезки не перекрываются, то по теореме умножения вероятностей и формуле Poisson'а мы будем иметь

$$P_{n(s'),\, n(s''-s')} = e^{-\overline{n(s'')}} \frac{\overline{n(s')}^{\,n(s')}}{n(s')!} \cdot \frac{\overline{n(s''-s')}^{\,n(s''-s')}}{n(s''-s')!} \tag{19}$$

Подставляя (19) в (18) находим:

$$\overline{q^{n(s')+n(s'')}} = e^{-\overline{n(s'')}} \cdot e^{\overline{n(s')}q^2} \cdot e^{q\overline{n(s''-s')}} = e^{-\overline{n(s'')}\,(1-q)} \cdot e^{-\overline{n(s')}\,q(1-q)} \tag{20}$$

так как

$$\overline{n\,(s''-s')} = \overline{n\,(s'')} - \overline{n\,(s')}$$

Подставляя (20) в (16), получаем:

$$\overline{I^2} = \frac{2\eta^2}{(1-q)\,(1-q^2)}$$

Тогда (14) дает

$$\sigma^2 = \overline{I^2} - \bar{I}^2 = \frac{2\eta^2}{(1-q)\,(1-q^2)} - \frac{\eta^2}{(1-q)^2} = \frac{\eta^2}{1-q^2} \tag{21}$$

Для относительной величины флюктуации находим:

$$\frac{\sigma}{\bar{I}} = \sqrt{\frac{1-q}{1+q}} \tag{22}$$

Согласно нашим предыдущим работам, среднее поглощение одного облака порядка 0.2—0.3 звездной величины. Это означает, что q порядка 0.75. Для относительной средней квадратичной флюктуации получается при этом на основании (22) величина 0.37. Наблюденные Pannekoek'ом реальные колебания яркости в Млечном Пути на галактическом экваторе во всяком случае меньше этой величины. Поскольку на флюктуации яркости, вызываемые флюктуациями в поглощении, должны накладываться еще флюктуации яркости, происходящие от флюктуации звездной плотности, учет последних лишь увеличит значение флюктуации яркости, вычисляемое на основании (22). Это противоречие можно пытаться объяснить либо завышенным значением принятой нами поглощательной способности отдельного облака, либо систематическими ошибками в измерениях яркости Млечного Пути.

Какая из этих причин играет здесь роль, будет выяснено дальнейшими исследованиями.

В заключение отметим, что учет дисперсии оптических толщин облаков должен также внести изменения в полученные теоретические результаты.

Январь, 1943.

ЛИТЕРАТУРА: ლიტერატურა:

1. Бюлл. Абаст. Обс. № 2, стр. 37, 1938.
2. Бюлл. Абаст. Обс. № 4, стр. 17, 1940.

ირმის ნახტომის სიკაშკაშის ფლუქტუაციების შესახებ

ვ. ამბარცუმიანი

(რეზიუმე)

ამჟამად საერთოდ მიღებულია ის თვალსაზრისი, რომ ფლუქტუაციები ირმის ნახტომის ვარსკვლავთ სიმკვრივეში და, მაშასადამე, ირმის ნახტომის სიკაშკაშის ფლუქტუაციებიც გამოწვეულია უმთავრესად გალაქტიკაში არსებული მშთანთქავი ნივთიერების ღრუბლებით[1]. ინტეგრალური ეფექტი ამ ღრუბლებისა ჰქმნის ალბათ ე. წ. კოსმოსურ შთანთქმას. ზოგიერთი ცალკეული, დიდი ოპტიკური სისქის მქონე ღრუბლები ცაზე ვარსკვლავთა სიმკვრივის იმდენად მნიშვნელოვან შემცირებას იწვევენ, რომ შესაძლოა მათი ცოტად თუ ბევრად დაწვრილებითი შესწავლა მათ მიერ გამოწვეული შთანთქმის ეფექტის მიხედვით. მშთანთქავ ღრუბელთა უმრავლესობაში კი თითოეულ მათგანს იმდენად მცირე ოპტიკური სისქე აქვს, რომ იგი შედარებით მცირე ფლუქტუაციებს იწვევს ვარსკვლავთა სიმკვრივეში და, მაშასადამე, ირმის ნახტომის სიკაშკაშეში; ამ ფლუქტუაციების შესწავლა სტატისტიკურად უნდა ხდებოდეს.

წინა შრომაში, რომელიც გამოქვეყნებულია აბასთუმნის „ბიულეტენში", განხორციელებული იყო სტატისტიკური შესწავლა გარეგალაქტიკურ ნისლეულთა რიცხვის ფლუქტუაციებისა, რომელნიც გალაქტიკის მშთანთქავი ფენის „ნაფლეთ-ნაფლეთი" სტრუქტურით არიან გამოწვეულნი[2].

ამ შრომაში ჩვენ განვიხილავთ იმავე მიზეზით გამოწვეულ ფლუქტუაციებს ირმის ნახტომის სიკაშკაშეში. ამავე დროს სიმარტივისათვის გალაქტიკის ეკვატორის არით შემოვისაზღვრებით. ეკვატორის სიბრტყეში ვარსკვლავთ სიმკვრივე შედარებით ნელა იცვლება; შემდეგში მას, ისევე როგორც ბრწყინვალების ფუნქციას, მუდმივათ ჩავთვლით. ამიტომ თუ განვიხილავთ სინათლის ენერგიის რაოდენობას, რომელსაც სივრცის მოცულობის ერთეული დროის ერთეულში გამოასხივებს, იგი დარჩება მუდმივი. უწყვეტ არეში გამოსხივების თეორიის ტერმინოლოგიით რომ ვთქვათ, გამოსხივების კოეფიციენტი შეიძლება მუდმივათ ჩაითვალოს. აღვნიშნოთ იგი η-თი.

მშთანთქავი მატერია რომ უწყვეტად და თანაბრად ყოფილიყო განაწილებული სივრცეში, მაშინ ცის სიკაშკაშე გამოიხატებოდა ფორმულით (1), სადაც α ექსტინქციის კოეფიციენტია. მაგრამ, რამდენადაც ადგილი აქვს მშთანთქავი მატერიის ცალკეულ ღრუბლებათ თავმოყრას, ამიტომ სინამდვილეში ცის სიკაშკაშე წარმოგვიდგება ფორმულით (2), სადაც ნამრავლი $p(s)$ გვიჩვენებს, თუ რამდენჯერ სუსტდება სინათლე დამკვირვებლამდე s მანძილის გავლისას. რადგან მშთანთქავი მატერია ცალკეული, დისკრეტული ღრუბლების სახითაა განაწილებული, ფუნქცია $p(s)$ საფეხურებისებური ფორმის გრაფიკით წარმოგვიდგება.

ვთქვათ, რომ ყველა მშთანთქავ ღრუბლებს ერთნაირი ოპტიკური სისქე τ_0 აქვს, ასე რომ, მათი გამჭვირვალებაც ერთნაირია. აღვნიშნოთ იგი q-თი.

მაშინ დაიწერება (3) და (4), სადაც $n(s)$ მშთანთქავ ღრუბელთა რაოდენობაა, რომელიც სხივს შეხვდება დამკვირვებლამდე s მანძილის გავლისას. ეს რიცხვი მშთანთქავი ღრუბლების იმ განაწილებით განისაზღვრება, რომელსაც გალაქტიკაში აქვს ადგილი. ამ შემთხვევაში დაიწერება (5).

გამოვთვალოთ I—ინტეგრალის საშუალო მნიშვნელობა. ინტეგრალის საშუალო ტოლია საშუალოს ინტეგრალისა: (6). $\overline{q^{n(s)}}$-ის გამოთვლისათვის ყურადღება მივაქციოთ იმას, რომ ალბათობა $P_{n(s)}$ იმისა, რომ სხივის s—გზაზე $n(s)$ ნისლეული იქნება, განისაზღვრება Poisson-ის ფორმულით (7), სადაც $\overline{n(s)}$ მშთანთქავ ღრუბელთა საშუალო რიცხვია s მონაკვეთზე. ცხადია, რომ შეგვიძლია დავწეროთ (8) და უკანასკნელის (6)-ში ჩასმით ვიპოვოთ (9). მაგრამ აშკარაა, რომ გალაქტიკის ეკვატორის სიბრტყეში მშთანთქავ ღრუბელთა რიცხვის თანაბარი სიმკვრივის შემთხვევაში დაიწერება (10), სადაც ν ნისლეულთა საშუალო რიცხვია, რომელიც მხედველობის სხივს შეხვდება მანძილის ერთეულ მონაკვეთზე. ამიტომ (9) მოგვცემს (11)-ს.

ფორმულა (11) განსაზღვრავს საშუალო სიკაშკაშეს ჩვენს იდეალურებულ სისტემაში. შემდეგში მით ვისარგებლებთ, ახლა კი ყურადღება მივაქციოთ იმას, რომ (3)-ის ჩასმა (11)-ში მოგვცემს (12)-ს.

უწყვეტ განაწილებაზე გადასვლისას, როცა τ_0 მცირდება, ხოლო ν იზრდება, ვღებულობთ (13)-ს, რადგანაც $\nu\tau_0$ ექსტინქციის კოეფიციენტი იქნება.

გამოვთვალოთ ახლა საშუალო სიკაშკაშიდან საშუალო კვადრატული გადახრა. ჩვენ გვაქვს (14), და σ-ს გამოთვლისათვის სიკაშკაშის კვადრატის მათემატიკური მოლოდინი უნდა გამოითვალოს, ე. ი. (15). ამის შემდეგ შეგვიძლია დავწეროთ (16) და (17), სადაც $s''>s'$ და $n(s''—s')$ მშთანთქავ ღრუბელთა რიცხვია $s''—s'$ მონაკვეთზე. ამის შემდეგ დაიწერება (18) და (19) და მათ საფუძველზე (20), ხოლო, (20)-ის ჩასმის შემდეგ (16)-ში, (14)-დან მივიღებთ (21)-ს.

ფლუქტუაციის შეფარდებითი სიდიდისათვის ვიპოვით (22)-ს.

ჩვენი წინა შრომების თანახმად, ერთი ღრუბლის საშუალო შთანთქმა 0.2—0.3 ვარსკვლავიერ სიდიდის რიგისაა. ეს ნიშნავს იმას, რომ q არის 0.75 რიგისა. შეფარდებითი საშუალო კვადრატული ფლუქტუაციისათვის (22)-ის საფუძველზე მივიღებთ 0.37-ს. Pannekoek-ის მიერ მიღებული სიკაშკაშის რეალური ცვალებადობა ირმის ნახტომში გალაქტიკურ ეკვატორზე ყოველ შემთხვევაში ამ სიდიდეზე ნაკლებია.

რამდენადაც სიკაშკაშის ფლუქტუაციებს, გამოწვეულთ შთანთქმის ფლუქტუაციებით, უნდა დაერთოს კიდევ სიკაშკაშის ის ფლუქტუაციებიც, რომელნიც ვარსკვლავთა სიმკვრივის ფლუქტუაციებით არიან გამოწვეულნი, ამ უკანასკნელთა გათვალისწინებას შეუძლია მხოლოდ გაადიდოს (22)-ის საფუძველზე გამოთვლილი სიკაშკაშის ფლუქტუაციის მნიშვნელობა. შეიძლება შევეცადოთ ავხსნათ ეს წინააღმდეგობა ან მით, რომ ცალკეულ ღრუბელთა შთანთქმის უნარიანობისათვის ჭარბი მნიშვნელობანი მივიღეთ ან კიდევ ირმის ნახტომის სიკაშკაშის გაზომვებში შეპარულ სისტემატურ ცდომილებებით.

შემდგომი გამოკვლევანი გვიპასუხებენ, თუ ამ მიზეზთაგანი რომელი ასრულებს აქ როლს.

დასასრულ აღვნიშნავთ, რომ ღრუბელთ ოპტიკური სისქის დისპერსიის გათვალისწინებამაც უნდა შეიტანოს აგრეთვე ცვლილებანი მიღებულ თეორიულ შედეგებში.

იანვარი, 1943.

ON THE FLUCTUATIONS OF BRIGHTNESS OF THE MILKY WAY

V. A. AMBARZUMIAN

(Summary)

It is assummed that the fluctuations of brightness in the Milky Way are caused by irregularities in the distribution of absorbing clouds in Galaxy. A theory of these fluctuations is given in the simple case, when all absorbing clouds have equal optical thickness.

January, 1943.