Доклады Академии Наук СССР
1940. Том XXVIII, № 7

АСТРОНОМИЯ

Академик В. Г. ФЕСЕНКОВ

К ВОПРОСУ ОБ ОБЩЕЙ МАССЕ ПОГЛОЩАЮЩЕЙ МАТЕРИИ В ГАЛАКТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ

Из сравнения нашей галактики с совершенно подобным же образованием — туманностью Андромеды мною выведено, что общее поглощение света в экваториальной плоскости галактики соответствует оптической толще, по крайней мере равной 16. Таким образом на протяжении диаметра нашей звездной системы свет ослабляется в e^{16} раз. Требуется сделать оценку общей массы поглощающей материи.

Согласно современным воззрениям примем, что поглощающая материя в основном сосредоточена в узком круговом слое толщиной h в 600 парсеков и диаметром $2R$ в 30000 парсеков (1 парсек $=3\cdot10^{18}$ см). Поглощающая способность зависит от физической природы частиц и от их размеров. Предположим сначала, что частицы материи достаточно велики, чтобы производить простое экранирование света, и вместе с тем достаточно разрежены, чтобы не проектироваться одна на другую. Пусть n — число частиц в единице объема, ρ — их радиус. Очевидно

$$\tau=16=n\pi\rho^2\cdot 2R.$$

Масса в единице объема

$$\delta=n\frac{4}{3}\pi\rho^3\Delta, \text{ если } \Delta \text{ — плотность частицы.}$$

Отсюда общая масса есть

$$M=\frac{2}{3}\pi R\rho h\tau\Delta;$$

При $\Delta=5$ имеем, что

$$M=1{,}3\cdot10^{46}\rho \text{ гр.}=0{,}6\cdot10^{13}\rho\odot \text{ солнечных масс.}$$

Предположим далее, что пространство заполнено газом, тождественным по составу с атмосферным воздухом. Исходя из выражения для коэффициента поглощения, данного Рейлеем,

$$k=\frac{32}{3}\pi^3\frac{(\mu^2-1)^2}{n\lambda^4}$$

и полагая

$$\mu^2-1=2c\delta=2cHnm,$$

(H — масса протона, m — молекулярный вес, $c=0{,}26$, λ — длина световой волны), находим

$$M=\pi R^2h\delta=\frac{3}{128}\cdot\frac{Rh\lambda^4\tau}{\pi^2c^2Hm}.$$

Полагая $m=30$, $H=1{,}7\cdot 10^{-24}$ гр., $\lambda=0{,}5\cdot 10^{-4}$ см, находим в числе солнечных масс

$$M=1{,}3\cdot 10^{15}\tau\odot=2\cdot 10^{16}\odot\,.$$

Это заметно превосходит вероятную массу всех звезд нашей галактики (порядка 10^{11}). Поэтому без сомнения главная часть поглощающей материи состоит не из газа, но из мелкораздробленных твердых частиц. Для суждения о поглощении света частицами достаточно мелкими для того, чтобы производить заметную диффракцию, следует применить теорию Ми. Вообще говоря, коэффициент поглощения k зависит от числа частиц в 1 см^3, от их размеров и от их физической природы. Несмотря на сложность этой зависимости и значительное число независимых переменных, детальное рассмотрение показывает, что задача допускает в основном два решения, определяющие M в функции ρ. Первое относится к проводникам, которые отличаются полосами селективного поглощения, вследствие чего их показатель преломления описывается комплексной величиной $\tilde{m}=\tilde{n}-i\tilde{k}$. Другое решение относится к непроводникам, которые отличаются действительным показателем преломления $(\tilde{k}=0)$ и производят чистое рассеяние света. Самые различные вещества, входящие в ту или другую категорию, приводят соответственно к весьма сходным результатам. Для первой категории имеем известную формулу Ми

$$k=n\frac{\lambda^2}{2\pi}\,Imag\sum_{1}^{\infty}(-1)^{\nu}(a_{\nu}-p_{\nu}),\tag{1}$$

где a_{ν}, p_{ν} суть функции от комплексного показателя преломления $\tilde{m}$ и величин $\alpha=\frac{2\pi\rho}{\lambda}$. В случае чистого рассеяния $\tilde{k}=0$, и коэффициент k получается из предыдущего в виде

$$k'=n\frac{\lambda^2}{2\pi}\sum_{1}^{\infty}\frac{|a_{\nu}|^2+|p_{\nu}|^2}{2v+1}\,.\tag{1a}$$

Как известно, выражение (1) может быть представлено в виде ряда

$$k=\frac{n}{2\pi}\left\{\frac{\pi^3d^3}{\lambda}\,\mathrm{I}+\frac{\pi^5d^5}{\lambda^3}\,\mathrm{II}+\frac{\pi^6d^6}{\lambda^4}\,\mathrm{III}+\frac{\pi^7d^7}{\lambda^5}\,\mathrm{IV}+\,\ldots\right\},\quad d=2\rho,\tag{2}$$

где I, II, III, IV зависят от $\tilde{m}$ и λ. Подставляя в выражение для общей массы поглощающей материи

$$M=\pi R^2h\delta,\quad \delta=n\frac{4}{3}\pi\rho^3\Delta,$$

значение n из (2) и принимая во внимание, что $kR=\tau$, находим

$$M=\frac{\tau}{3}\,Rh\Delta\left\{\frac{\mathrm{I}}{\lambda}+\frac{\pi^2(2\rho)^2}{\lambda^3}\,\mathrm{II}+\frac{\pi^3(2\rho)^3}{\lambda^4}\,\mathrm{III}+\frac{\pi^4(2\rho)^4}{\lambda^5}\,\mathrm{IV}\ldots\right\}^{-1}.$$

При помощи вспомогательных таблиц, содержащихся в работе Шенберга ([1]), вычисляем этот ряд различных металлов (Fe, Ni, Cu, Zn). Получаем следующие результаты:

2ρ	10^{-7} см	$2\cdot 10^{-6}$	$6\cdot 10^{-6}$	$9\cdot 10^{-6}$	10^{-5}	$1{,}5\cdot 10^{-5}$	$2\cdot 10^{-5}$	$3\cdot 10^{-5}$	$4\cdot 10^{-5}$ см
M (Fe)	$3{,}1\cdot 10^7\odot$	$3{,}1\cdot 10^7$	$2{,}7\cdot 10^7$	$2{,}3\cdot 10^7$	$2{,}2\cdot 10^7$	$2{,}4\cdot 10^7$	$3{,}0\cdot 10^7$	$4{,}7\cdot 10^7$	$6{,}5\cdot 10^7\odot$
M (Ni)	—	$5{,}9\cdot 10^7$	$3{,}9\cdot 10^7$	$2{,}4\cdot 10^7$	$2{,}1\cdot 10^7$	$2{,}0\cdot 10^7$	$2{,}9\cdot 10^7$	$4{,}4\cdot 10^7$	—
M (Cu)	—	$2{,}6\cdot 10^7$	$1{,}9\cdot 10^7$	$1{,}5\cdot 10^7$	$1{,}4\cdot 10^7$	$1{,}6\cdot 10^7$	$2{,}7\cdot 10^7$	$4{,}3\cdot 10^7$	—
M (Zn)	—	$6{,}8\cdot 10^7$	$3{,}9\cdot 10^7$	$2{,}3\cdot 10^7$	$1{,}7\cdot 10^7$	$1{,}9\cdot 10^7$	$2{,}8\cdot 10^7$	$4{,}3\cdot 10^7$	—

Заметим, что каждый проводник в мелкораздробленном состоянии проявляет свойственные ему селективные особенности. Так, например, железные частицы ослабляют свет на протяжении видимого спектра $\propto \lambda^{-2}$, цинковые — приблизительно $\propto \lambda^{-4}$ в известных пределах своих размеров. Однако при диаметре, большем 100 $m\mu$, селективность в ослаблении света быстро уменьшается, на интервале размеров примерно в 10 $m\mu$ подчиняется зависимости $\propto \lambda^{-1}$ и затем исчезает. Начиная с 150 — 200 $m\mu$, частицы независимо от их природы ведут себя как нейтральные и производят простое экранирование света. В случае $\tilde{k}=0$ имеем ряд

$$M=\frac{\tau}{3} Rh\Delta \left\{\frac{\pi^3 d^3}{\lambda^4} \mathrm{III}+\frac{\pi^5 d^5}{\lambda^6} \mathrm{V}+\ \ldots\right\},$$

который можно представить в виде:

$$M=\frac{1}{4} \pi R\rho h\tau\Delta \left(\frac{2\pi\rho}{\lambda}\right)^{-4} \left(\frac{\tilde{n}^2-1}{\tilde{n}^2+2}\right)^{-2} \left[1+\left(0{,}9-2 \frac{1-0{,}1\tilde{n}^2}{\tilde{n}^2+2}\right)\alpha^2\right]^{-2},$$

причем

$$\alpha=\frac{2\pi\rho}{\lambda}.$$

В данном случае $\tilde{m}=\tilde{n}$ изменяется медленно и непрерывно с λ. Поэтому все достаточно мелкие частицы ослабляют свет $\propto \lambda^{-4}$. Соответствующая общая масса для нашей галактики оказывается для различных характерных веществ следующей:

2ρ	10^{-7} см	10^{-6} см	10^{-5} см
M (вода)	$3{,}8\cdot10^{14}\,\odot$	$3{,}6\cdot10^{11}\,\odot$	$2{,}5\cdot10^{8}\,\odot$
M (кварц)	$4{,}1\cdot10^{14}$	$3{,}8\cdot10^{11}$	$2{,}8\cdot10^{8}$
M (алмаз)	$1{,}5\cdot10^{14}$	$1{,}5\cdot10^{11}$	$1{,}14\cdot10^{8}$

Объединяя результаты вычислений для всех частиц диаметром от 10^{-8} до 10^{-1} см, мы можем представить M в виде кривой с минимумом при 10^{-5} см. Убывающая ветвь этой кривой характеризует эффект диффракции, возрастающая ветвь — эффект экранирования. Учитывая, что реально наблюдаемая материя в космическом пространстве производит поглощение $\propto \lambda^{-1}$, следует сделать заключение, что образующие ее частицы сравнимы с длиной световой волны. Как известно, Шален из спектрофотометрических наблюдений нашел, что диаметр этих частиц — порядка 100 $m\mu$. Эти результаты были подтверждены Шенбергом и другими авторами. Поэтому соответствующее значение M близко к минимальному и составляет примерно $10^7 - 10^8\,\odot$. Естественно, однако, предположить, что в междузвездном пространстве имеются в действительности частицы всех размеров, начиная от газовых молекул до значительных метеоритов. Для учета дисперсии в размерах частиц необходимо, очевидно, сделать определенную гипотезу об условиях их образования. Мы предположим просто, что в каждом интервале размеров вплоть до определенного ρ общая масса соответствующих частиц одинакова.

Согласно лабораторным исследованиям Борна и Линке [2], коэффициент поглощения в совокупности частиц известного радиуса может быть представлен в виде

$$k=\beta\lambda^{-\alpha},$$

где $\alpha=4$ для весьма малых частиц, $\alpha=0$ для сравнительно грубых частиц и изменяется примерно линейным образом с радиусом в промежуточном случае. Если исходить из этих экспериментов, то можно показать, что и в смеси частиц всевозможных размеров вплоть до известного предельного радиуса ρ производимое поглощение с допустимой погрешностью будет пропорционально λ^{-1} на всем протяжении спектра от 0,4 до 0,6 μ. Условием этого служит уравнение

$$\left(\frac{\lambda}{\lambda_0}\right)^{-4}\int\limits_0^{\rho_1}\varkappa(\lambda_0,\rho)\,d\rho+\int\limits_{\rho_1}^{\rho_2}\varkappa(\lambda_0,\rho)\left(\frac{\lambda}{\lambda_0}\right)^{a+b\rho}d\rho+\int\limits_{\rho_2}^{\rho}\varkappa(\lambda_0,\rho)\,d\rho=\beta\lambda^{-1},$$

($\varkappa$ — коэффициент поглощения, рассчитанный на единицу массы), определяющее верхний предел ρ. Первый интеграл в этом уравнении представляет Релеевское поглощение, второй относится к промежуточному случаю и третий к случаю нейтральных, т. е. экранирующих, частиц. Полагая $\rho=6\rho_2$ и подбирая подходящий коэффициент пропорциональности, находим следующее согласование между обеими частями уравнения:

λ	0,4	0,45	0,5	0,55	0,6	
$\beta\lambda^{-1}$	1,00	0,89	0,80	0,73	0,67	(правая часть)
	1,00	0,84	0,78	0,72	0,68	(левая часть)

Действительная масса совокупности поглощающих частиц найдется в таком случае при данном ρ на основании известной минимальной массы из следующего условия:

$$M_{\min}\rho\varkappa_{\max}=M\left[\int\limits_0^{\rho_2}\varkappa(\lambda_0,\rho)\,d\rho+\int\limits_{\rho_2}^{\rho}\varkappa(\rho)\,d\rho\right].$$

Вычисления дают

$$M=M_{\min}\cdot 3{,}45.$$

Таким образом, если приписывать космической материи селективные свойства, как это требуется наблюдениями, то даже при учете дисперсии в размерах частиц их общая масса оказывается того же порядка, как и $M_{\min}$. На основании всего сказанного общая масса поглощающей материи в нашей галактике, образующей слой в плоскости Млечного Пути, должна равняться примерно $10^8\odot$ и во всяком случае не превосходить $10^9\odot$.

Поступило
10 VII 1940

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] E. Schoenberg u. B. Jung, Mitt. Stern., Breslau, IV (1937). [2] Linke u. Borne, Gerlands Beiträge, **37**, H. 1, S. 49.