АСТРОФИЗИКА

ТОМ 26 ФЕВРАЛЬ, 1987 ВЫПУСК 1

УДК: 524.5:524.1

ДИНАМИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ В МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЕ

В. Д. КУЗНЕЦОВ

Поступила 8 апреля 1986
Принята к печати 20 октября 1986

В рамках диффузионно-конвективного описания галактических космических лучей (КЛ) рассмотрено их влияние на устойчивость и крупномасштабную динамику межзвездной среды, находящейся в гравитационном поле звезд Галактики. Исследованы наиболее неустойчивые моды, а также возмущения поперек регулярного магнитного поля. Установлено, что диффузия КЛ не приводит к конечному значению поперечного волнового числа, определяющего максимальную скорость роста неустойчивости.

1. *Введение.* Наблюдения и косвенные данные [1] свидетельствуют в пользу того, что плотность энергии КЛ сравнима с плотностью энергии других компонентов межзвездной среды: магнитного поля, турбулентных движений газа. В связи с этим КЛ, практически равномерно заполняющие весь объем Галактики, могут заметно изменять свойства среды, в которой они распространяются и быть важным динамическим фактором в ее поведении [1—8]. В настоящей работе рассмотрены динамические эффекты КЛ в межзвездной среде, находящейся под действием гравитационного поля звезд Галактики и давлений газа, магнитного поля и КЛ. Эта задача представляет интерес с точки зрения крупномасштабных движений межзвездной среды, возникающих при нарушении равновесия в Галактике в направлении поперек галактической плоскости, формирования галактического гало и определения энергетического баланса между различными компонентами межзвездной среды.

2. *Основные уравнения.* В качестве исходных используем уравнения магнитной гидродинамики с учетом действия внешнего гравитационного поля, давлений КЛ и случайного магнитного поля [5],

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \mathrm{rot}[\vec{V} \times \vec{B}]; \quad \vec{B} = \mathrm{rot}\,\vec{A}, \tag{1}$$

$$\rho\frac{d\vec{V}}{dt} = -\nabla p - \nabla P + \frac{1}{4\pi}[\mathrm{rot}\,\vec{B}\times\vec{B}] + \rho\vec{g} + \vec{f}_t, \tag{2}$$

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{p}{\rho^{\gamma}}\right) = 0, \qquad \vec{f}_t = -\eta u^2 \nabla\rho, \tag{3}$$

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} + \mathrm{div}\,\rho\vec{V} = 0. \tag{4}$$

Для описания поведения газа КЛ в межзвездной среде используем уравнение диффузионно-конвективного типа

$$\frac{\partial w}{\partial t} - \nabla(\hat{D}\nabla w) + (\vec{V}\nabla)w + (w+P)\,\mathrm{div}\,\vec{V} = q^+ - q^-, \tag{5}$$

где давление P и плотность энергии w КЛ связаны уравнением состояния, $w = w(P)$ (см. ниже), q^+ и q^- — источники и потери КЛ, $D_{ij} = D\varkappa_{ij}$ — тензор диффузии.

3. *Начальное состояние.* Условие равновесия системы в направлении поперек галактической плоскости имеет вид ($\vec{B}_0 = B_0\vec{e}_y$, $\vec{g} = -g\vec{e}_z$, см. рис. 1 статьи [5]).

$$\frac{d}{dz}\left(p_0 + P_0 + \frac{B_0^2}{8\pi} + \frac{1}{3}\cdot\frac{B_t^2}{8\pi}\right) = -\rho_0(z)\,g(z), \tag{6}$$

где $p_0 = \rho_0 u^2$ — давление газа, B_0 и B_t — регулярный и случайный (в среднем изотропный) компоненты магнитного поля.

Для КЛ, согласно уравнению (5),

$$\frac{d}{dz}\left(D_\perp\frac{dw_0}{dz}\right) = q^+ - q^-. \tag{7}$$

Пространственное распределение основных параметров в начальном состоянии выбирается таким образом, чтобы получить сравнительно простую систему уравнений для исследования малых возмущений. Принимая следующие упрощения:

$$\alpha = \frac{B_0^2}{8\pi p_0} = \mathrm{const}; \quad \beta = \frac{P_0}{p_0} = \mathrm{const}; \quad \eta = \frac{1}{3}\cdot\frac{B_t^2}{8\pi p_0} = \mathrm{const},$$

$$g = \mathrm{const}; \quad \mu = \frac{w_0}{P_0} = \mathrm{const}; \quad u = \sqrt{\frac{kT}{M}} = \mathrm{const}; \quad D_\perp = \mathrm{const}, \tag{8}$$

для равновесного распределения различных компонентов межзвездной среды получим

$$\frac{p_0(z)}{p_0(0)}=\frac{P_0(z)}{P_0(0)}=\frac{B(z)}{B(0)}=\frac{q^-(z)H}{D_\perp}=\exp\left(-\frac{z}{H}\right);\quad H=\frac{u^2}{g}\,\delta=h\delta,\quad \delta=\delta_0+\beta=1+\alpha+\gamma_1+\beta. \tag{9}$$

4. Дисперсионное уравнение для малых возмущений. Используя в качестве уравнения состояния газа КЛ соотношение

$$\frac{P'}{w'}=\frac{1}{\sigma}=\text{const}, \tag{10}$$

для малых возмущений вектор-потенциала A_x' и давления КЛ P' получим систему двух уравнений, которая после подстановки всех возмущений в виде

$$A_x',\ P'\sim\varphi(z)\exp(i\omega t+ik_x x+ik_y y) \tag{11}$$

примет вид ($\tilde{A}=A_x'/B_0(0)\,h$; $\tilde{P}=\exp(\xi/2\delta)\cdot P'/p_0(0)$; $\xi=z/h$),

$$R_5\frac{d^2\tilde{A}}{d\xi^2}+R_4\frac{d\tilde{A}}{d\xi}+R_3\tilde{A}+R_2\frac{d\tilde{P}}{d\xi}+R_6\tilde{P}=0, \tag{12}$$

$$Q_4\frac{d\tilde{A}}{d\xi}+Q_3\tilde{A}+Q_6\frac{d^2\tilde{P}}{d\xi^2}+Q_2\frac{d\tilde{P}}{d\xi}+Q_5\tilde{P}=0, \tag{13}$$

где

$$R_5=\delta^2(n+2\alpha\varepsilon_y^2)[(\gamma_1+2\alpha)n+2\alpha\gamma_1\varepsilon_y^2];\quad R_4=\beta\cdot\delta\cdot n(n+2\alpha\varepsilon_y^2),$$

$$R_3=(n+2\alpha\varepsilon_y^2)\left|-n^2\delta^2-\left\{(\gamma_1+2\alpha)\left(\delta^2\varepsilon_x^2+\delta^2\varepsilon_y^2+\frac{1}{4}\right)+\frac{1}{2}\beta\right\}n-\right.$$

$$\left.-2\alpha\gamma_1\delta^2\varepsilon_y^2(\varepsilon_x^2+\varepsilon_y^2)+\left\{\delta(\delta_0-\gamma_1)-\frac{\alpha\gamma_1}{2}\right\}\varepsilon_y^2+\delta\cdot\varepsilon_x^2(\delta_0-2\alpha-\gamma_1)\right|+$$

$$+4\alpha^2\delta\cdot\varepsilon_x^2\varepsilon_y^2;\quad R_2=\delta^2 n(n+2\alpha\varepsilon_y^2);$$

$$R_6=-\delta(n+2\alpha\varepsilon_y^2)\left|\frac{1}{2}n+\delta(\varepsilon_x^2+\varepsilon_y^2)\right|;$$

$$Q_4=\left(\frac{\mu+1}{\sigma}\right)\beta\delta^2 n^{3/2}(n+2\alpha\varepsilon_y^2);\quad Q_6=\varkappa_\perp\varepsilon_3\delta^2\Omega_{xy}=-\delta\cdot Q_2;$$

$$\Omega_{xy}=n^2+(\gamma_1+2\alpha)(\varepsilon_x^2+\varepsilon_y^2)n+2\alpha\gamma_1\varepsilon_y^2(\varepsilon_x^2+\varepsilon_y^2);$$

$$Q_3 = \frac{\beta}{\sigma}\sqrt{n}\,\delta\left[-\frac{1}{2}(\mu-1)n^3 - n\left\{\varepsilon_x^2[\mu(\gamma_1+2\alpha-\delta_0)-\delta_0]+\right.\right.$$

$$\left.\left.+\varepsilon_y^2[\mu(\gamma_1+\alpha-\delta_0)-(\delta_0+\alpha)]\right\}+2\alpha\varepsilon_y^2(\varepsilon_x^2+\varepsilon_y^2)\{\mu(\delta_0-\gamma_1)+\delta_0\}\right];$$

$$Q_5 = -\left[\sqrt{n}\,\delta^2+\varepsilon_3\left\{\varkappa_\perp\varepsilon_x^2\delta^2+\varkappa_\parallel\delta^2\varepsilon_y^2-\frac{\varkappa_\perp}{4}\right\}\right]\Omega_{xy}-\left(\frac{\mu+1}{\sigma}\right)\beta\delta^2\sqrt{n}\times$$

$$\times(n+2\alpha\varepsilon_y^2)(\varepsilon_x^2+\varepsilon_y^2);\quad \gamma_2=\gamma_1+\frac{\mu+1}{\sigma}\beta=\gamma+\eta+\frac{\mu+1}{\sigma}\beta;$$

$$\varepsilon_x = K_x h;\quad \varepsilon_y = K_y h;\quad \varepsilon_3 = \frac{D}{uh};$$

$$\sqrt{n}=\frac{h}{u\tau}=\frac{i\omega h}{u}=i\frac{h}{u}\operatorname{Re}\omega-\frac{h}{u}Im\omega. \tag{14}$$

Для граничных условий по ξ

$$\begin{aligned} &A_x'(0)=0, \qquad P'(0)=0,\\ &A_x'(\infty)<\infty,\ P'(\infty)<\infty \end{aligned} \tag{15}$$

определяют решение в виде

$$\varphi(\xi)\sim\exp(i\varepsilon_z\xi);\quad \begin{aligned}&\varepsilon_z=k_z h=\varepsilon_0+i\varepsilon_1,\\ &\varepsilon_1\geqslant 0;\quad \varepsilon_0>0,\end{aligned} \tag{16}$$

подставляя которое (12)—(13), получим характеристическое уравнение исследуемой системы:

$$\Phi=\Omega_{xy}\cdot F=0, \tag{17}$$

$$F=f^{(\infty)}(f^{\kappa\lambda}-\sqrt{n}\,\delta^2)+\sqrt{n}\,\delta^2 f^{(0)}=\varepsilon_3 F^{(\infty)}+F^{(0)}=$$

$$=a_y F_\parallel+\varepsilon_x^2 F_x=nF_\perp+\varepsilon_y^2 F_y;\quad F_\sigma=f_\sigma^{(\infty)}\cdot f_\sigma^{\kappa\lambda}+$$

$$+\sqrt{n}\,\delta^2(f_\sigma^{(0)}-f_\sigma^{(\infty)});\quad f^{\kappa\lambda}=\varepsilon_3\left[\varkappa_\perp\delta^2(\varepsilon_x^2+\varepsilon_z^2)+\varkappa_\parallel\delta^2\varepsilon_y^2+\right.$$

$$\left.+i\varepsilon_z\varkappa_\perp\delta-\frac{\varkappa_\perp}{4}\right]+\sqrt{n}\,\delta^2;\quad a_y=n+2\alpha\varepsilon_y^2;\quad \varepsilon^2=\varepsilon_x^2+\varepsilon_y^2+\varepsilon_z^2;$$

$$f^{(\infty)}=a_y f_\parallel^{(\infty)}+\varepsilon_x^2 f_x^{(\infty)}=nf_\perp^{(\infty)}+\varepsilon_y^2 f_y^{(\infty)}=-(n+2\alpha\varepsilon_y^2)\times$$

$$\times\left[n^2\delta^2+\left\{(\gamma_1+2\alpha)\left(\delta^2\varepsilon^2+\frac{1}{4}\right)+\beta\left(\frac{1}{2}-i\varepsilon_z\delta\right)\right\}n+2\alpha\gamma_1\delta^2\varepsilon_y^2\varepsilon^2-\right.$$

$$\left.-\varepsilon_y^2\left\{\delta\delta_0-\gamma_1\left(\delta+\frac{\alpha}{2}\right)\right\}-\varepsilon_x^2\delta(\delta_0-2\alpha-\gamma_1)\right]+4\alpha^2\delta\cdot\varepsilon_x^2\varepsilon_y^2; \tag{18}$$

$$f^{(0)} = a_y f_{\parallel}^{(0)} + \varepsilon_x^2 f_x^{(0)} = n f_{\perp}^{(0)} + \varepsilon_y^2 f_y^{(0)} =$$

$$= -(n + 2\alpha\varepsilon_y^2)\left[n^2\delta^2 + \left\{(\gamma_2 + 2\alpha)\left(\delta^2\varepsilon^2 + \frac{1}{4}\right) + \right.\right.$$

$$\left.\left. + \left(1 - \frac{\mu}{\sigma}\right)\beta\left(\frac{1}{2} - i\varepsilon_x\delta\right)\right\} n + 2\alpha\gamma_2\varepsilon_y^2\left(\delta^2\cdot\varepsilon^2 + \frac{1}{4}\right) -\right.$$

$$- \delta\left(\gamma_2 - \delta - \frac{\mu}{\sigma}\beta\right)\varepsilon_y^2 + \delta\left(\gamma_2 + 2\alpha - \delta_0 - \frac{\mu}{\sigma}\beta\right)\varepsilon_x^2 + 4\alpha^2\delta\cdot\varepsilon_x^2\cdot\varepsilon_y^2. \quad (19)$$

Здесь выделены характеристические уравнения по отношению к продольным ($k_x = k_\perp = 0$), поперечным ($k_y = k_\parallel = 0$) возмущениям и возмущениям с $k_x = \infty$, а также уравнения для нулевого ($D = 0$) и бесконечного ($D = \infty$) коэффициента диффузии. Множители a_y и Ω_{xy} выделяют альвеновские, звуковые и магнитозвуковые волны для соответствующих возмущений.

5. Граница устойчивости и критический показатель. Для каждого типа возмущений неустойчивое решение ($n > 0$, $Im\,\omega < 0$), как можно видеть из (17), существует при

$$\gamma < \Gamma(\alpha, \beta, \eta, 0), \quad (20)$$

причем неустойчивыми оказываются возмущения с волновыми числами $0 < \varepsilon^2 < \varepsilon_\Gamma^2$, где значение ε_Γ^2 определяется из условия

$$\gamma = \Gamma(\alpha, \beta, \eta, \varepsilon^2) \leqslant \Gamma(\alpha, \beta, \eta, 0). \quad (21)$$

Критический показатель $\Gamma(\alpha, \beta, \eta, \varepsilon^2)$, разный в случаях $\varepsilon_3 = 0$ и $\varepsilon_3 > 0$ и зависит от типа возмущений.

Для $\varepsilon_3 = 0$ и $k_x k_y \neq 0$ из (19) получим

$$\Gamma^{(0)} = \frac{\delta\left(\delta_0 + \frac{\mu}{\sigma}\beta\right)(\varepsilon_x^2 + \varepsilon_y^2)}{\left(\delta + \frac{\alpha}{2} + 2\alpha\delta^2\varepsilon^2\right)\varepsilon_y^2 + \delta\cdot\varepsilon_x^2} - \eta - \frac{\mu+1}{\sigma}\beta \equiv \Gamma_2 - \eta - \frac{\mu+1}{\sigma}\beta, \quad (22)$$

и можно ввести эффективный критический показатель Γ_2, характеризующий в данном случае упругость многокомпонентной среды из теплового газа, случайного магнитного поля и газа КЛ.

Для продольных и поперечных возмущений из (19) соответственно будем иметь

$$\Gamma_1^{(0)} = \frac{\delta\left(\delta_0 + \frac{\mu}{\sigma}\beta\right)}{\delta + \frac{\alpha}{2} + 2\alpha\delta^2(\varepsilon_x^2 + \varepsilon_z^2)} - \eta - \frac{\mu+1}{\sigma}\beta, \tag{23}$$

$$\Gamma_\perp^{(0)} = \delta_0 + \frac{\mu}{\sigma}\beta - 2\alpha. \tag{24}$$

Критический показатель для возмущений с $k_x = \infty$ равен

$$\Gamma_x^{(0)} = \frac{\delta_0 + \frac{\mu}{\sigma}\beta}{1 + 2\alpha\delta\varepsilon_y^2} - \eta - \frac{\mu+1}{\sigma}\beta. \tag{25}$$

В случае $\varepsilon_3 > 0$ из (18) будем иметь

$$\Gamma^{(\infty)} = \frac{\delta\delta_0(\varepsilon_x^2 + \varepsilon_y^2)}{\left(\delta + \frac{\alpha}{2} + 2\alpha\delta^2\varepsilon^2\right)\varepsilon_y^2 + \delta\varepsilon_x^2} - \eta, \tag{26}$$

$$\Gamma_1^{(\infty)} = \frac{\delta\delta_0}{\delta + \frac{\alpha}{2} + 2\alpha\delta^2(\varepsilon_y^2 + \varepsilon_z^2)} - \eta, \tag{27}$$

$$\Gamma_\perp^{(\infty)} = \delta_0 - \eta - 2\alpha, \tag{28}$$

$$\Gamma_x^{(\infty)} = \frac{\delta_0}{1 + 2\alpha\delta\cdot\varepsilon_y^2} - \eta. \tag{29}$$

Как можно видеть, для $k_x = 0$ и $k_x = \infty$ наиболее неустойчивы длинноволновые возмущения ($k_y = 0$, $k_z \to 0$) в том смысле, что для них критический показатель Γ максимален и условие неустойчивости прежде всего выполняется именно на длинных волнах. Для $k_y = 0$ граница устойчивости от k_x не зависит. На рис. 1 показана зависимость критических показателей от параметра β для возмущений с бесконечной длиной волны. Наиболее неустойчивая мода, определяемая максимальным показателем Γ, соответствует возмущениям с $k_x = \infty$.

6. *Поведение малых возмущений и влияние КЛ на неустойчивость.* *Случай* $\varepsilon_3 = 0$ соответствует полному увлечению КЛ в движения среды. Для наиболее неустойчивой моды $\left(k_x = \infty,\ \gamma < 1 + \alpha - \frac{\beta}{\sigma}\right)$ скорость роста неустойчивости n, определяемая уравнением $f_x^{(0)} = 0$, равна

$$n_x^{(0)}(\varepsilon_y^2) = -\frac{\left[4\alpha\delta(\gamma_2+\alpha)\varepsilon_y^2+\gamma_2-2\alpha-\delta_0-\frac{\mu}{\sigma}\beta\right]}{2\delta(\gamma_2+2\alpha)}+$$

$$+\sqrt{\frac{\left[4\alpha\delta(\gamma_2+\alpha)\varepsilon_y^2+\gamma_2-2\alpha-\delta_0-\frac{\mu}{\sigma}\beta\right]^2+}{2\delta(\gamma_2+2\alpha)}}+$$

$$+\frac{2\alpha\varepsilon_y^2\left[\delta_0+\frac{\mu}{\sigma}\beta-\gamma_2(1+2\alpha\delta\varepsilon_y^2)\right]}{\delta(\gamma_2+2\alpha)} \xrightarrow{\varepsilon_y^2\to 0} \frac{1}{\delta}\left[\frac{\delta_0+\frac{\mu}{\sigma}\beta}{\gamma_2+2\alpha}-1\right]. \quad (30)$$

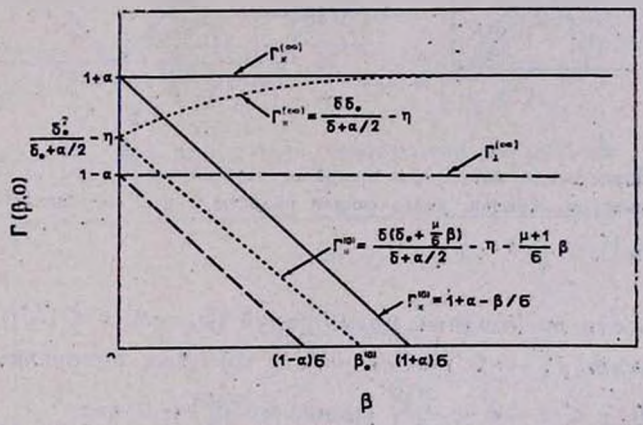

Рис. 1. Зависимость критических показателей от параметра β.

Максимум $n_x^{(0)}$, совпадающий с абсолютным максимумом функции $n^{(0)}(k_x, k_y)$, достигается при

$$\varepsilon_{y\,\max}^2 = -\frac{\delta_0+\frac{\mu}{\sigma}\beta+\gamma_2+2\alpha}{4\delta\alpha^2}+$$

$$+\sqrt{\left[\frac{\delta_0+\frac{\mu}{\sigma}\beta+\gamma_2+2\alpha}{4\delta\alpha^2}\right]^2+}$$

$$+\frac{\left(\delta_0+\frac{\mu}{\sigma}\beta-\gamma_2\right)\left[4\alpha(\gamma_2+\alpha)-\gamma_2\left(\delta_0+\frac{\mu}{c}\beta-\gamma_2\right)\right]}{} \quad (31)$$

для α и γ из областей 1 и 2 на рис. 2 и $k_{y\max}=0$ для α и γ из области 3 на рис. 2. При этом для соответствующих α и γ

$$\max n_x^{(0)} = \begin{cases} \dfrac{\delta_0 + \frac{\mu}{\sigma}\beta - \gamma_2 - 4\varkappa\gamma_2\delta\cdot\varepsilon_{y\max}^2}{2\delta(\gamma_2+\alpha)} & \text{область 1 и 2,} \\ \left[\dfrac{\delta_0+\frac{\mu}{\sigma}\beta}{\gamma_2+2\alpha}-1\right]\dfrac{1}{\delta} & \text{область 3,} \end{cases} \tag{32}$$

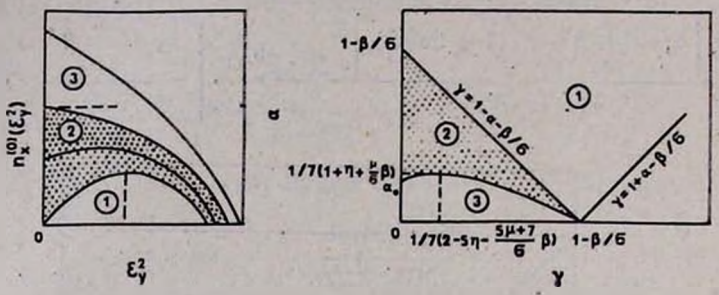

Рис. 2. Зависимость инкремента наиболее неустойчивой моды от k_y для разных значений параметров. Кривая, разделяющая области 2 и 3, определяется уравнением $\alpha(\gamma_2+\alpha) = \gamma_2\left(\delta_0 + \frac{\mu}{\sigma}\beta - \gamma_2\right)$.

Скорость роста продольных возмущений ($k_x = 0$, $\gamma < \Gamma_\beta^{(-)}$), определяемая уравнением $f_\parallel^{(0)} = 0$, исследована в [6]. Для поперечных возмущений $\left(k_y = 0,\ \gamma < 1 - \alpha - \frac{\beta}{\sigma}\right)$ уравнение $f_\perp^{(0)} = 0$ дает

$$n_\perp^{(0)}(\varepsilon_x^2, \varepsilon_z^2) = -\frac{1}{2}(\gamma_2+2\alpha)\left(\varepsilon_x^2+\varepsilon_z^2+\frac{1}{4\delta^2}\right) +$$

$$+\sqrt{\frac{1}{4}(\gamma_2+2\alpha)^2\left(\varepsilon_x^2+\varepsilon_z^2+\frac{1}{4\delta^2}\right)^2+\left(1-\frac{\gamma_2+2\alpha}{\delta}\right)\varepsilon_x^2} \xrightarrow{\varepsilon_x^2\to\infty} \max n_\perp^{(0)} =$$

$$= \left[\frac{\delta_0+\frac{\mu}{\sigma}\beta}{\gamma_2+2\alpha}-1\right]\frac{1}{\delta}. \tag{33}$$

В случае $\varepsilon_z = \infty$ возмущения КЛ отсутствуют ($P' = 0$). Скорость роста неустойчивости, определяемая уравнением $f^{(-)} = 0$, зависит от параметра β только через начальное состояние. Для наиболее неустойчивой моды ($k_x = \infty$, $\gamma < 1 + \alpha$) решение уравнения $f_x^{(-)} = 0$ получается из (30), если сделать замену: $\gamma_2 \to \gamma_1$ и $\sigma \to \infty$. С учетом этой замены

справедливы и формулы (31)—(32) для $\max n_x^{(\infty)}$ и $k_{y\max}$. Решение уравнения $f_1^{(\infty)} = 0$ для продольных возмущений ($k_x = 0$, $\gamma < \Gamma_1^{(\infty)}$) рассмотрено в работе [5]. Скорость роста поперечных возмущений найдем из уравнения $f_\perp^{(\infty)} = 0$ ($k_y = 0$, $\gamma < 1 - \alpha$, $\varepsilon_x = \varepsilon_0 + i\varepsilon_1$),

$$n_\perp^{(\infty)}(\varepsilon_x^2, \varepsilon_0^2) = -\frac{1}{2}\left[(\gamma_1 + 2\alpha)\left(\varepsilon_x^2 + \varepsilon_0^2 + \frac{1}{4\delta^2}\right) + \right.$$

$$\left. + \frac{\beta}{2\delta^2}\left(1 + \frac{\beta}{4(\gamma_1 + 2\alpha)}\right)\right] +$$

$$+ \sqrt{\varepsilon_x^2(\delta_0 - 2\alpha - \gamma_1) + \left[(\gamma_1 + 2\alpha)\left(\varepsilon_x^2 + \varepsilon_0^2 + \frac{1}{4\delta^2}\right) + \right.}$$

$$\left. + \frac{\beta}{2\delta^2}\left(1 + \frac{\beta}{4(\gamma_1 + 2\alpha)}\right)\right]^2 \cdot \frac{1}{4} \xrightarrow{\varepsilon_x^2 \to \infty} \left[\frac{\delta_0}{\gamma_1 + 2\alpha} - 1\right]\frac{1}{\delta}. \qquad (34)$$

Вид функции $n(k_x, k_y)$ для $\gamma < \Gamma_\perp$ изображен на рис. 3.

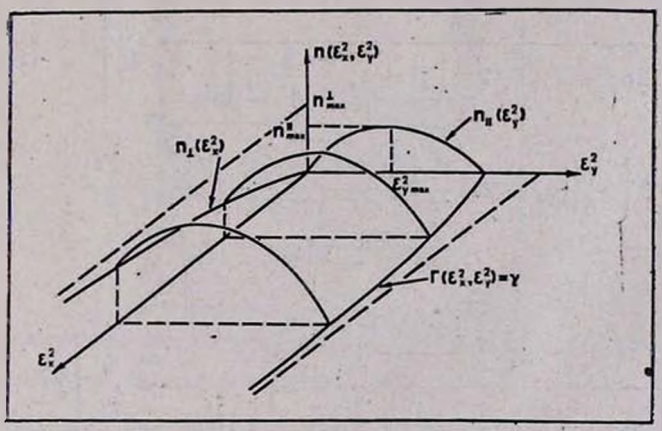

Рис. 3. Функция $n(k_x^2, k_y^2)$ при $\gamma < \Gamma_1$.

Случай $\varepsilon_3 > 0$ соответствует частичному увлечению КЛ в движения среды. В общем случае имеем уравнение $F = 0$. Скорость роста неустойчивости для возмущений с $k_x = \infty$ ($\gamma < \Gamma_x^{(\infty)}$) определяется уравнением $f_x^{(\infty)} = 0$ и от параметра ε_3 не зависит. Таким образом, наличие диффузии КЛ ($D \neq 0$) не приводит к конечному значению поперечного волнового числа, определяющего максимальную скорость роста неустойчивости. Нахождение характерного поперечного масштаба $k_{x|\max}$ требует учета в уравнениях магнитной гидродинамики

диссипативных членов с вязкостью и проводимостью, численные значения которых определяются турбулентностью среды.

Для продольных возмущений ($k_x = 0$, $\gamma < \Gamma_{\parallel}^{(-)}$) решение уравнения $F_{\parallel} = 0$ при произвольном значении параметра $\varepsilon_3 = D/uh$ получено в работе [7] по теории возмущений по параметру β. Соответствующее решение для поперечных возмущений ($k_y = 0$, $F_{\perp} = 0$, $\gamma < \Gamma_x^{(-)}$) в случае $\sigma = \mu$ имеет вид ($n_{\perp} = n_0^{\perp} + \delta n_{\perp}$, $\beta \ll 1$):

$$\delta n_{\perp} = -\beta \cdot \left.\frac{\dfrac{\partial F_{\perp}}{\partial \beta}}{\dfrac{\partial F_{\perp}}{\partial n}}\right|_{\beta=0} = \frac{Q_{\perp}\delta n_{\perp}^{(-)} + \delta n_{\perp}^{(0)}}{1+Q_{\perp}} \begin{array}{l} \xrightarrow{\varepsilon_3 \to 0} \delta n_{\perp}^{(0)} \\ \xrightarrow[\varepsilon_3 \to \infty]{} \delta n_{\perp}^{(-)} \end{array}, \tag{35}$$

$$Q_{\perp} = \varepsilon_3 \varkappa_{\perp} \left(\varepsilon_x^2 - \frac{1}{4\delta_0^2}\right) \Big/ \sqrt{n_0^{\perp}},$$

где $\delta n_{\perp}$ — добавка за счет КЛ к скорости роста неустойчивости при $\varepsilon_3 > 0$, а выражения

$$\delta n_{\perp}^{(0)} = \frac{M}{\delta_0^2 \left[2n_0^{\perp} + (\gamma_1 + 2\alpha)\left(\varepsilon_x^2 + \varepsilon_z^2 + \dfrac{1}{4\delta_0^2}\right)\right]} \xrightarrow{\varepsilon_x^2 \to \infty} \frac{\beta}{\delta_0^2}\left[1 - \frac{\dfrac{\mu+1}{\mu}\delta_0^2}{(\gamma_1+2\alpha)^2}\right] < 0 \tag{36}$$

$$M = \beta\left[\varepsilon_x^2\left\{(\gamma_1+2\alpha) - \delta_0\frac{\mu+1}{\mu}\right\} + \frac{n_0^{\perp}}{4}\left\{\frac{2(\gamma_1+2\alpha)}{\delta_0} - \frac{\mu+1}{\mu}\right\} - n_0^{\perp}\delta_0^2\frac{\mu+1}{\mu}(\varepsilon_x^2+\varepsilon_z^2)\right]$$

$$\delta n_{\perp}^{(-)} = \frac{\beta\left(\varepsilon_x^2 + \dfrac{n_0^{\perp}}{2\delta_0}\right)\left(\dfrac{\gamma_1+2\alpha}{\delta_0} - 1\right)}{\delta_0\left[2n_0^{\perp} + (\gamma_1+2\alpha)\left(\varepsilon_x^2+\varepsilon_z^2\right) + \dfrac{1}{4\delta_0^2}\right]} \xrightarrow{\varepsilon_x^2 \to \infty} \frac{\beta}{\delta_0^2}\left[1 - \frac{\delta_0}{\gamma_1+2\alpha}\right] < 0 \tag{37}$$

дают для малых β изменение скорости роста в случае нулевого и бесконечного коэффициента диффузии. На рис. 4 показано поведение функции $\delta n_{\perp}(k_x)$ при $\varepsilon_3 \to 0$ и $\varepsilon_3 \to \infty$.

7. *Заключение.* Эффекты КЛ содержатся в зависимости критических показателей Γ и скорости роста неустойчивости n от параметров β, σ, μ и ε_3. На основании полученных решений (см. также [3—7]) можно сделать следующие выводы о влиянии КЛ на крупномасштабную динамику межзвездной среды в гравитационном и магнитном полях Галактики.

а) При малом значении параметра $\varepsilon_3 = Dg/u^3$, характеризующего отношение звукового времени к диффузионному, КЛ уменьшают скорость роста магнитогидродинамических неустойчивостей. Это связано с полным увлечением КЛ в движения среды, в результате чего областям повышенного давления газа соответствуют области с повышенным давлением КЛ, так что среде с КЛ можно приписать эффективный показатель упругости $\gamma_{эфф} = \gamma + \eta + \frac{\eta+1}{\sigma}\beta$. КЛ в данном случае могут приводить к абсолютной устойчивости системы (для любого $\gamma > 0$) при значениях параметра β, определяемых условием $\Gamma^{(0)}(\beta) < 0$.

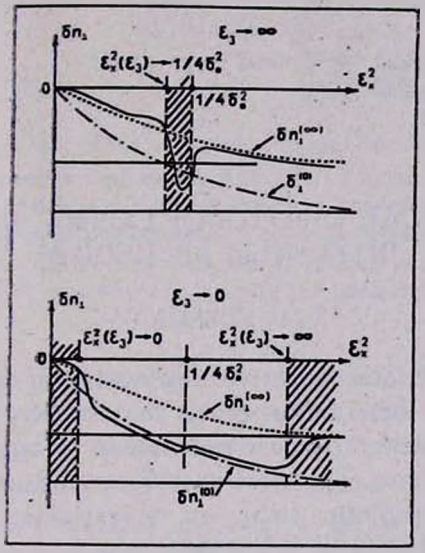

Рис. 4. Разбиение диапазона неустойчивых волновых чисел при конечном значении параметра $\varepsilon_3 = D/uh$ на области с $\delta n_\perp = \delta n_\perp^{(\infty)}$ и $\delta n_\perp = \delta n_\perp^{(0)}$.

б) Для больших значений параметра ε_3 КЛ слабо увлекаются в движения среды и возмущения их давления малы. Влияние КЛ на поперечные возмущения сводится к уменьшению их скорости роста, продольные же возмущения дестабилизируются КЛ и скорость их роста увеличивается.

в) При конечных значениях параметра ε_3 диапазон неустойчивых волновых чисел разбивается на области, в которых $\delta n \approx \delta n^{(\infty)}$ и $\delta n = \delta n^{(0)}$, причем граничное значение k^*, при котором имеет место переход от случая полного увлечения КЛ в движения среды к случаю полного проскальзывания их сквозь газ, зависит от параметра ε_3. Области волновых чисел с $\delta n \approx \delta n^{(\infty)}$ и $\delta n \approx \delta n^{(0)}$ исчезают соответственно при $\varepsilon_3 \to 0$ и $\varepsilon_3 \to \infty$.

г) Роль диффузии КЛ относительно вещества особенно отчетливо выявляется в случае $\Gamma^{(0)}(\beta) < \gamma < \Gamma^{(\infty)}(\beta)$, когда система теряет устойчивость при переходе от нулевого коэффициента диффузии к конечному.

д) Численные оценки скорости роста неустойчивости и масштабы наиболее неустойчивых возмущений ($\tau = 10^8$ лет, $\lambda \approx 2$ кпк), приведенные в [5] для характерных параметров в диске и гало, показывают, что на пространственных и временных масштабах Галактики ($\tau = 10^{10}$ лет, $\lambda \approx 30$ кпк) рассмотренные динамические эффекты КЛ могут приводить к заметным астрофизическим проявлениям.

В заключение выражаю благодарность В. С. Птускину за обсуждение результатов работы.

Институт земного магнетизма,
ионосферы и распространения
радиоволн АН СССР

DYNAMICAL EFFECTS OF COSMIC RAYS IN INTERSTELLAR MEDIUM

V. D. KUZNETSOV

Using the diffusion-convective description of galactic cosmic rays, we have considered their influence on the stability and large-scale dynamics of the interstellar medium maintained in equilibrium by the gravitational fields of stars. The most unstable modes and the perturbations across the regular magnetic field are investigated. It has been established that the diffusion of the cosmic rays does not lead to the finite value of the transverse wave number at which the maximal growth rate of instability is reached.

ЛИТЕРАТУРА

1. Астрофизика космических лучей, под ред. В. Л. Гинзбурга, Наука, М., 1984.
2. *E. N. Parker*, Space Sci. Rev., 9, 651, 1969.
3. *V. D. Kuznetsov, V. S. Ptuskin*, 18-th Cosmic Ray Conf., Bangalore, 9, 235, 1983.
4. *В. Д. Кузнецов, В. С. Птускин*, Письма в Астрон. ж., 9, 138, 1983.
5. *V. D. Kuznetsov, V. S. Ptuskin*, Astrophys. and Space Sci., 94, 5, 1983.
6. *V. D. Kuznetsov*, Astrophys. and Space Sci., 113, 99, 1985.
7. *В. Д. Кузнецов*, Астрон. ж., 63, 446, 1986.
8. *C. J. Cesarsky*, Proc. Int. Sch. Worksh. on Plasma Astrophys., Varena, 1981, p. 51.