Учтено изменение глубин действительной и мнимой частей потенциала с энергией. Случай *в* реализуется лишь при $l = 2 - 3$ ($l \lesssim kR$, где k — волновое число нейтрона, R — радиус потенциала) в интервале $7 \lesssim E \lesssim 40$ *Мэв*, но именно в этой области $Im\delta_l$ изменяется наиболее резко с изменением l. Поэтому, например для соответствующих парциальных амплитуд прямой реакции неупругого рассеяния нейтронов упругое приближение может быть плохим в указанной области даже при малых $\Delta l = l - l_0 \neq 0$. Однако при достаточно малых l (где $Im\delta_l$ вяло изменяется, если $E \gtrsim 40$ *Мэв*) и достаточно больших l (где $Im\delta_l \approx 0$) упругое приближение в применении к такой реакции непротиворечиво. Сходное поведение $|S_l|$ получено в работе [8] для рассеяния протонов с энергией 30,3 *Мэв* на ядре Ni^{58}. Заметим, однако, что с ростом энергии должен ослабляться эффект принципа Паули, т. е. поглощение должно становиться преимущественно объемным [9]. При этом случай *в* должен лучше реализоваться для $l \lesssim kR$. Кроме того, при достаточно больших энергиях, когда в процессе участвует много парциальных волн, вклад отдельных парциальных амплитуд, для которых упругое приближение несправедливо, может быть относительно малым на фоне всей суммы по парциальным волнам. Случай реакции (d,p) рассмотрен в работе [10], где показано, что упругое приближение может работать. В целом, однако, трудно обосновать пренебрежение вкладом неупругих каналов. В частности, это относится к реакциям, у которых поглощение в начальном и конечном каналах сильно различается.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шапиро И. С. Теория прямых ядерных реакций. М., Атомиздат, 1963.
2. Каминский В. А., Орлов Ю. В. ЖЭТФ, **44**, 2090, 1963; Nucl. Phys., **48**, 375, 1963.
3. Каминский В. А., Орлов Ю. В., Шапиро И. С. ЖЭТФ, **51**, 1236, 1966.
4. Dar A., Tobocman W. Proc. Int. Conf. on Nucl. Phys. Paris, 2, 977, 1964.
5. Shapiro I. S., Orevkov Yu. P., Orlov Yu. V., Kaminsky V. A. Proc. Int. Conf. on Nucl. Phys. Paris, 2, 993, 1964.
6. Kowalski K. L. Nuovo Cimento, **39**, 1002, 1965.
7. Шапиро И. С. «Успехи физич. наук», **75**, 63, 1961.
8. Satchler G. R. Nucl. Phys., **A 92**, 273, 1967.
9. Engelbrecht C. A., Fiedeldey H. Annals of Physics, **42**, 262, 1967.
10. Buck B., Rook J. R. Nucl. Phys., **67**, 504, 1965.

Поступила в редакцию
29.5 1968 г.

НИИЯФ

УДК 523.72.165

Ю. М. НИКОЛАЕВ

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ КОСМИЧЕСКИХ ПРОТОНОВ С МЕЖПЛАНЕТНОЙ ПЛАЗМОЙ

Взаимодействие протонов космических лучей (галактических или солнечных) с неизотермической плазмой солнечного ветра определяет ряд сложных физических эффектов, к которым могут относиться: пучковые неустойчивости, турбулизация плазмы, потери энергии протонов на возбуждение спектра плазменных волн и т. д.

Рассмотрим потери энергии нерелятивистского пучка протонов на возбуждение продольных электростатических колебаний [1] межпланетной плазмы.

Имеется однородная, неизотермическая, безграничная, полностью ионизованная плазма. Вдоль оси z движется цилиндрический пучок протонов радиусом R, длиной l с плотностью заряда $\rho(\vec{x}-\vec{v}t)$ и постоянной скоростью $\vec{v}$. Скорость протонов велика по сравнению со скоростью движения спокойного солнечного ветра, поэтому движение плазмы не учитываем. В кинетическом приближении движение во всем пространстве описывается системой уравнений бесстолкновительной плазмы и системой уравнений Максвелла с учетом выполнимости условия квазинейтральности ($N_e = N_i = N$ — концентрации электронов и протонов одинаковы). Наложим на систему малые возмущения. Применимость линейного приближения можно оправдать тем, что плотность энергии галактических космических лучей для частиц с энергиями $\lesssim 10^9$ *эв* составляет $\lesssim 10^{-11}$ *эрг/см*^{3}, плотность энергии солнечных космических лучей даже в момент максимума вспышки $\sim 10^{-9}$ *эрг/см*^{3}, что значительно ниже плотности энергии спокойного солнечного ветра $\sim 10^{-8}$ *эрг/см*^{3}.

Известно [3], что заряды, движущиеся в плазме со скоростью бо́льшей фазовой скорости волны ($v > \omega/k$), могут тормозиться электрическим полем волны и изменять направление своего движения относительно волны. Условие линейного приближения в электродинамике требует, чтобы изменение энергии ΔW заряда на расстоянии длины волны было $\Delta W \ll W$ (W — первоначальная энергия заряда), $\vec{k}$ — волновой вектор.

В линейном приближении возмущенные уравнения имеют вид

$$\frac{\partial f_e}{\partial t} + \vec{u}\frac{\partial f_e}{\partial \vec{x}} - \frac{e}{m}\left(\vec{E}\frac{\partial f_{0e}}{\partial \vec{u}}\right) = 0, \quad \frac{\partial f_i}{\partial t} + \vec{u}\frac{\partial f_i}{\partial \vec{x}} + \frac{e}{M}\left(\vec{E}\frac{\partial f_{0i}}{\partial \vec{u}}\right) = 0, \tag{1}$$

$$\Delta\varphi = -4\pi e\left(\int\limits_{-\infty}^{+\infty} f_e\, d\vec{u} - \int\limits_{-\infty}^{+\infty} f_i\, d\vec{u}\right) - 4\pi q\rho\,(\vec{x} - \vec{v}t),$$

здесь f_e, f_i — возмущение функции распределения, f_{0e}, f_{0i} — функции распределения основного, невозмущенного состояния, m, M — массы электронов и протонов соответственно; φ — электростатический потенциал, $\vec{E}$ — электрическое поле, e — заряд электрона, q — полный электрический заряд пучка.

Решение системы (1) ищем в виде разложения f_e, f_i в интеграл Фурье. Для фурье-амплитуд имеем

$$\varphi_{\vec{k}} = \frac{\dfrac{4\pi q}{(2\pi)^3}\,\rho(\vec{k})}{k^2 - \dfrac{4\pi e^2}{m}\displaystyle\int \frac{\left(\vec{k}\dfrac{\partial f_{e0}}{\partial \vec{u}}\, d\vec{u}\right)}{(\vec{k}\vec{u} - \vec{k}\vec{v})} - \dfrac{4\pi e^2}{M}\displaystyle\int \frac{\left(\vec{k}\dfrac{\partial f_{i0}}{\partial \vec{u}}\, d\vec{u}\right)}{(\vec{k}\vec{u} - \vec{k}\vec{v})}}. \tag{2}$$

Знаменатель в формуле (2) определяет так называемое дисперсионное уравнение возбуждения плазменных колебаний, ответственных за процессы потерь энергии зарядов. Заметим, что в отсутствие возмущений плазма солнечного ветра может находиться в термодинамическом равновесии, тогда f_{0e}, f_{0i} возьмем в виде

$$f_{0e} = N\left(\frac{m}{2\pi\theta_e}\right)^{3/2}\exp\left(-\frac{mu^2}{2\theta_e}\right), \quad f_{0i} = N\left(\frac{M}{2\pi\theta_i}\right)^{3/2}\exp\left(-\frac{Mu^2}{2\theta_i}\right).$$

θ_e, θ_i — температуры (в ед. *эв*) электронов и ионов.

Проинтегрируем дисперсионное уравнение по всем поперечным составляющим ($\vec{u} = (\vec{u}_{\parallel}, \vec{u}_{\perp})$, $\vec{k}\vec{u}_{\parallel} = ku$, $\vec{k}\vec{u}_{\perp} = 0$)

$$k^2\left[1 - \frac{\omega_{e0}^2}{k^2}\cdot\frac{m}{\theta_e}\cdot\frac{1}{\sqrt{2\pi}}\int\limits_{-\infty}^{+\infty}\frac{u\exp\left(-\dfrac{u^2}{2}\right)}{\beta_e - u}\,du - \right.$$

$$\left. - \frac{\omega_{i0}^2}{k^2}\cdot\frac{M}{\theta_i}\cdot\frac{1}{\sqrt{2\pi}}\int\limits_{-\infty}^{+\infty}\frac{u\exp\left(-\dfrac{u^2}{2}\right)}{\beta_i - u}\,du\right] = 0.$$

Были введены обозначения:

$$\omega = \vec{k}\vec{v}, \quad \xi = ku, \quad \beta_e = \sqrt{\frac{m}{\theta_e}}\cdot\frac{\omega}{k}, \quad \beta_i = \sqrt{\frac{M}{\theta_i}}\,\frac{\omega}{k}, \quad v_e^2 = \frac{3\theta_e}{m}, \quad v_i^2 = \frac{3\theta_i}{M},$$

ω_{e0}, ω_{i0} — ленгмюровские частоты электронов и протонов. Интегралы аналитически вычисляются для случая, когда фазовые скорости волны по сравнению с тепловыми скоростями велики: $\beta_e \gg 1$, $\beta_i \gg 1$. Разлагая в ряд выражение $1/(\beta - u)$, берем интегралы по частям. С точностью до членов второго порядка малости дисперсионное уравнение принимает вид

$$-\frac{k^2}{\omega^2}\left(\omega_0^2 + k^2A^2 - \omega^2\right) = 0,$$

$$\omega_0^2 = \omega_{e0}^2 + \omega_{i0}^2, \quad A^2 = \left(\frac{\omega_{e0}}{\omega_0}\right)^2 v_e^2 + \left(\frac{\omega_{i0}}{\omega_0}\right)^2 v_i^2.$$

В цилиндрической системе координат (r, z), $\vec{k} = (\varkappa, \omega)$ для пучка имеем

$$\rho(\vec{x} - \vec{v}t) = \begin{cases} \dfrac{q}{4\pi R^2} & |z - vt| < \dfrac{R}{2}, \quad r < R, \\ 0 & , \quad r > R, \end{cases}$$

интегрируем по всем волновым числам, начиная со значений $kh_e < 1$ (h_e — дебаевский радиус электронов).

$$\varphi(\vec{r}, t) = \frac{q}{\pi v} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\left(\frac{2v}{\omega l} \sin \frac{\omega l}{2v}\right) e^{i \frac{\omega}{v}(z - vt)} \omega^2}{R(\omega^2 - \omega_0^2)} d\omega \left\{ \int_0^{\infty} \frac{I_0(\varkappa r) I_1(\varkappa R)}{\varkappa^2 + \frac{\omega^2}{v^2}} d\varkappa - \right.$$

$$\left. - \int_0^{\infty} \frac{I_0(\varkappa r) I_1(\varkappa R)}{\varkappa^2 + b^2} d\varkappa \right\}, \tag{3}$$

$$E_z = \frac{q}{\pi v^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\left(\frac{2v}{\omega e} \sin \frac{\omega e}{2v}\right) e^{i \frac{\omega}{v}(z - vt)} i\omega^3}{R(\omega^2 - \omega_0^2)} d\omega \left\{ \int_0^{\infty} \frac{I_0(\varkappa r) I_1(\varkappa R)}{\varkappa^2 + \frac{\omega^2}{v^2}} d\varkappa - \right.$$

$$\left. - \int_0^{\infty} \frac{I_0(\varkappa r) I_1(\varkappa R)}{\varkappa^2 + b^2} d\varkappa \right\}, \tag{4}$$

где I_0, I_1 — функции Бесселя нулевого и первого порядков

$$b^2 = d^2(\Omega^2 - \omega^2), \quad d^2 = \left(\frac{1}{A^2} - \frac{1}{v^2}\right), \quad \Omega^2 = \frac{\omega_0^2}{1 - \frac{A^2}{v^2}}.$$

Выражение для потери энергии пучка протонов на единицу пути в единицу времени можно записать [4] в виде

$$-\frac{dW}{dz} = \frac{q}{\pi R^2 l} \int_0^R 2\pi r dr \int_{-l/2}^{+l/2} E_z(r, z - vt)\, d(z - vt). \tag{5}$$

Нас интересует только вещественная часть этого выражения. После соответствующих преобразований, которые опускаем, получим

$$-\frac{dW}{dz} = \frac{q^2}{\pi R^2} \left\{ Re \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\left(\frac{2v}{\omega l} \sin \frac{\omega l}{2v}\right)^2 i\omega}{\omega^2 - \omega_0^2} \left[1 - 2I_1\left(\frac{\omega}{v} R\right) K_1\left(\frac{\omega}{v} R\right)\right] d\omega - \right.$$

$$- \frac{1}{v} Re \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\left(\frac{2v}{\omega l} \sin \frac{\omega l}{2v}\right)^2 i\omega^3}{\omega^2 - \omega_0^2} \times$$

$$\left. \times \left[1 - 2I_1\left(d\sqrt{\Omega^2 - \omega^2} R\right) K_1\left(d\sqrt{\Omega^2 - \omega^2} \cdot R\right)\right] \frac{d\omega}{d^2(\Omega^2 - \omega^2)} \right\}.$$

Здесь I_1, K_1 — функции Бесселя от чисто мнимого аргумента.

При исследовании и вычислении несобственных интегралов применяем свойства δ-функции [5]

$$\frac{1}{\omega^2-\omega_0^2} \to \frac{p.V.}{\omega^2-\omega_0^2} \pm i\pi \frac{\omega}{|\omega|} \delta(\omega^2-\omega_0^2).$$

Опуская промежуточные выкладки, получим

$$-\frac{dW}{dz} = \frac{2q^2}{R^2}\left(\frac{2v}{\omega_0 l}\sin\frac{\omega_0 l}{2v}\right)^2\left[1-2I_1\left(\frac{\omega_0}{v}R\right)K_1\left(\frac{\omega_0}{v}R\right)\right]+$$

$$+\frac{q^2}{\pi v^2} Re \int\limits_{\omega>\Omega}^{\infty}\left[\frac{2I_1(d\sqrt{\omega^2-\Omega^2}R}{d\sqrt{\omega^2-\Omega^2}R}\right]^2\left(\frac{2v}{\omega l}\sin\frac{\omega l}{2v}\right)^2\frac{\omega^2 d\omega}{\omega^2-\omega_0^2}. \quad (6)$$

Из выражения (6) можно заключить, что потери энергии интенсивно идут на частотах вблизи [6] ω_0, где ($\omega_0^2=\omega_{0e}^2+\omega_{0i}^2$). Интеграл вблизи ω_0 конечен; можно усмотреть, что по величине его значения меньше первого члена выражения (6). Когда ω сильно отличается от ω_0, произведение интерференционных множителей быстро убывает и весь интеграл мал. Нелинейное рассмотрение подобных вопросов можно найти в соответствующей литературе [7, 8].

В работе рассмотрены вопросы возбуждения продольных электростатических колебаний, однако, в межпланетной плазме возможно возбуждение сильно низкочастотных магнитогидродинамических колебаний [9]. Учет низкочастотной ветви спектра может значительно изменить основные результаты (6), однако обсуждение этого вопроса выходит за рамки настоящей статьи.

В заключение выражаю благодарность Б. А. Тверскому и В. П. Якименко за ценную дискуссию.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шафранов В. Д. Сб. «Вопросы теории плазмы», вып. 3. М., Госатомиздат, 1963, стр. 14.
2. Паркер Е. Н. Динамические процессы в межпланетной среде. М., «Мир», 1965.
3. Веденов А. А. Сб. «Вопросы теории плазмы», вып. 3. М., Госатомиздат, 1963, стр. 150.
4. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М., Физматиздат, 1961.
5. Иваненко Д. Д., Соколов А. А. Классическая теория поля. М., Физматгиз, 1955.
6. Болотовский Б. М. Реферат канд. диссертации. ФИАН, 1954.
7. Цытович В. Н. «Астрон. журн.», **40**, 612, 1963; **41**, 7, 1964.
8. Цытович В. Н., Гайлитис А. ЖЭТФ, **46**, 1726, 1964.
9. Тверской Б. А. ЖЭТФ, **52**, вып. 11, 1967.

Поступила в редакцию
17.11 1967 г.

НИИЯФ