12

И Н С Т И Т У Т
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СОАН СССР

И Я Ф 60 - 72

Д.Д.Рютов, В.Н.Худик

НЕЛИНЕЙНОЕ ЗАТУХАНИЕ ЛАНДАУ ПАКЕТА ЛЕНГМЮРОВСКИХ ВОЛН

Новосибирск

1972

Д.Д.Рютов, В.Н.Худик

НЕЛИНЕЙНОЕ ЗАТУХАНИЕ ЛАНДАУ ПАКЕТА ЛЕНГМЮРОВСКИХ ВОЛН

А Н Н О Т А Ц И Я

В работе рассмотрено затухание пакета ленгмюровских волн, обусловленное его взаимодействием с резонансными электронами. Показано, что в случае пакета с фиксированной фазовой скоростью передний фронт огибающей становится все более крутым, и в конце концов образуется разрыв, "съедающий" пакет. При этом затухание пакета сводится не к падению его амплитуды, а к уменьшению длины. Время затухания оценивается как отношение длины пакета к скорости разрыва. В случае пакета с переменной в пространстве фазовой скоростью происходит одновременное понижение амплитуды во всех точках пакета, и время затухания уменьшается. Если же фазовая скорость есть случайная функция координаты, то затухание вновь приобретает характер "съедания".

1. В в е д е н и е

В настоящей работе исследуется вопрос о том, как влияет фазовое перемешивание резонансных частиц на затухание пакетов продольных волн в плазме. Важность этого вопроса обусловлена тем, что в астрофизических и лабораторных условиях приходится иметь дело именно с пакетами волн, затухание которых не может быть описано в рамках теории Мазитова и О'Нейла /1, 2/, относящийся к строго периодическим в пространстве волнам.

В работах Мазитова и О'Нейла было показано, что для пространственно-периодической волны процесс затухания полностью характеризуется величиной γT, где γ - линейный декремент затухания волны, а T - характерный период колебаний электронов, захваченных в потенциальные ямы волны: $T = (m/ek^2\varphi)^{1/2}$ (в этой формуле φ - амплитуда потенциала волны, k - волновой вектор, e и m, соответственно, заряд и масса электрона). Если амплитуда волны мала, так что $\gamma T \gg 1$, то справедливо линейное приближение, и волна затухает по экспоненциальному закону. Если же амплитуда велика ($\gamma T \ll 1$), то за время порядка T происходит фазовое перемешивание резонансных частиц, после чего затухание прекращается. При этом энергия волны в конечном состоянии становится меньше своего начального значения лишь на малую величину (порядка γT).

В отличие от работ /1, 2/, мы рассмотрим затухание пакета ленгмюровских волн вида:

$$\psi = \varphi(x,t)\cos(kx - \omega_p t - \theta(x,t)), \qquad (1)$$

где ω_p - электронная плазменная частота, а $\varphi(x,t)$ и $\theta(x,t)$ - медленно меняющиеся в пространстве и времени амплитуда и фаза пакета.

2. Затухание пакета с фиксированной фазой

Остановимся сначала на частном случае пакета с постоянной фазовой скоростью ($\theta(x,t) = 0$). Так как для ленгмюровских колебаний холодной плазмы зависимость частоты от волнового вектора отсутствует, то изменение огибающей пакета может быть обусловлено только затуханием на резонансных электронах (дисперсионное расплывание отсутствует). Эти электроны налетают на пакет слева (мы считаем, что фазовая скорость волны положительна: $v_0 = \omega_p/k > 0$) и пролетают занятую им область за время $t_0 \sim L/v_0$, где L - характерная ширина пакета. Если ширина L мала, так что $t_0 \lesssim T$, то функция распределения резонансных электронов не успевает существенно изменяться за время их пролета через пакет, и затухание определяется линейной теорией. Интересно отметить, что в этом случае величина γT может быть произвольной и, в частности, может удовлетворять условию $\gamma T < 1$, при выполнении которого затухание пространственно-периодической волны сравнимой амплитуды было бы существенно нелинейным.

Случай длинного ($L \gg v_0 T$) пакета мы рассмотрим в предположении, что $\gamma T \ll 1$ (если $\gamma T \gg 1$, то задача линейна, и результаты очевидны заранее). При этом для того, чтобы четче разграничить процессы, происходящие на переднем и заднем фронтах пакета, предположим, что в начальный момент времени огибающая имеет вид, изображенный на рис.1.

Имея в виду, что для нахождения затухания достаточно знать функцию распределения в узкой области скоростей вблизи от точки $v = v_0$, мы воспользуемся линейной аппроксимацией начальной функции распределения

$$f_0(v) = f_0(v_0) + (v - v_0) f_0'(v_0) \tag{2}$$

Процесс фазового перемешивания удобно исследовать в системе координат, движущейся со скоростью . В этой системе координат задача сводится, по-существу, к исследованию движения электронов в пространственно-периодическом поле (рис.2) с медленно возрастающей (мы говорим о переднем фронте пакета) во времени амплитудой ($L/v_0 \gg T$!).

Медленность изменения амплитуды означает, что функция распределения может все время считаться "эргодической" (т.е. постоянной вдоль фазовых траекторий). В области пролетных частиц эту эргодическую функцию распределения можно найти из условия неизменности фазового объема (адиабатического инварианта), которое выполняется при $L/v_0 \gg T$ и имеет вид:

$$u_0 = \mathrm{sign}\, u \int_0^{\lambda} \sqrt{\frac{2}{m}\left(\frac{mu^2}{2} - e\varphi\cos kx + e\varphi\cos kx'\right)}\, \frac{dx'}{\lambda}$$

где $u = v - v_0$ - скорость частицы в системе волны, а u_0 - начальное значение этой скорости (при $\varphi = 0$). Учитывая (2), с помощью этого соотношения получаем функцию распределения пролетных частиц в произвольный момент времени $t > 0$:

$$f(x,u,t) = f_0(v_0) + f_0'(v_0)\, u_0(x,u,t)$$

В области же запертых частиц эргодическая функция распределения равна просто константе $f_0(v_0)$. Последнее обстоятельство связано с тем, что разность $f_0(v) - f_0(v_0)$ является нечетной функцией u , и фазовое перемешивание частиц, захватываемых сепаратрисой, приводит к обращению в нуль этой разности.

Имея в виду сделанные замечания, можно вычислить энергию U , затрачиваемую на фазовое перемешивание частиц (в среднем по длине волны):

$$U = \int_0^{\lambda} \frac{dx'}{\lambda} \int_{-\infty}^{+\infty} (f - f_0)\, \frac{m(v_0+u)^2}{2}\, du \simeq$$

$$\simeq \frac{mv_0}{\lambda} \int_0^{\lambda} dx' \int_{-\infty}^{+\infty} (f - f_0)\, u\, du = \frac{256}{9\pi^2}\, \gamma T\, \frac{k^2\varphi^2}{8\pi},$$

где

$$\gamma = \frac{\pi}{2}\, \frac{\omega_p}{n}\, |f_0'(v_0)|\, v_0^2$$

- линейный декремент затухания.

Этот результат был получен в работе /3/ и независимо (для пакета геликонов) в работе /4/.

Чтобы получить замкнутое уравнение для огибающей, следует воспользоваться законом сохранения энергии, который можно записать в виде (см./5/):

$$-\frac{\partial}{\partial t}\frac{\kappa^2\varphi^2}{8\pi}=\frac{\partial}{\partial t}\int_0^{\lambda}\frac{dx'}{\lambda}\int_{-\infty}^{+\infty}(f-f_0)\frac{m(v_0+u)^2}{2}\,du+$$

$$+\frac{\partial}{\partial x}\int_0^{\lambda}\frac{dx'}{\lambda}\int_{-\infty}^{+\infty}(f-f_0)\frac{m(v_0+u)^2}{2}\,du$$

Первым слагаемым в правой части можно пренебречь, поскольку оно в $(\gamma T)^{-1}$ раз меньше второго. Что же касается последнего слагаемого, то его можно преобразовать, учитывая малость u:

$$-\frac{\partial}{\partial t}\frac{\kappa^2\varphi^2}{8\pi}=\frac{mv_0^3}{2}\frac{\partial}{\partial x}\int_0^{\lambda}\frac{dx'}{\lambda}\int_{-\infty}^{+\infty}(f-f_0)\,du+$$

$$+\frac{3mv_0^2}{2}\frac{\partial}{\partial x}\int_0^{\lambda}\frac{dx'}{\lambda}\int_{-\infty}^{+\infty}(f-f_0)\,u\,du \qquad (3)$$

На первый взгляд кажется, что ввиду нечетности по u функции $f-f_0$ правую часть следует записывать в виде $\frac{3}{2}\frac{\partial}{\partial x}Uv_0$. На самом же деле нечетность функции $f-f_0$ является следствием того, что при её вычислении мы считали потенциал строго периодической функцией координаты, тогда как истинное распределение потенциала (изображенное на рис.2 сплошной линией) не вполне периодично (на длине волны амплитуда меняется на величину порядка λ/L). Наличие этой непериодичности приводит к тому, что у функции $f-f_0$ появляется малая четная добавка[x]. Интеграл от этой добавки, входящий в со-

---

x) Заметим, что это обстоятельство не учитывалось Истоминым и Карпманом /4/.

отношение (3), проще всего вычислить с помощью уравнения непрерывности, которое имеет вид:

$$\frac{\partial}{\partial t}\int_{-\infty}^{+\infty}(f-f_0)\,du+\frac{\partial}{\partial x}\int_{-\infty}^{+\infty}(v_0+u)(f-f_0)u\,du=0$$

Первое слагаемое в $(\gamma T)^{-1}$ раз меньше второго, и им можно пренебречь. В результате получаем, что

$$\int_{-\infty}^{+\infty}(f-f_0)\,du=-\frac{1}{v_0}\int_{-\infty}^{+\infty}u(f-f_0)\,du,$$

и с помощью (3) находим замкнутое уравнение для огибающей:

$$\frac{\partial}{\partial t}\frac{\kappa^2\varphi^2}{8\pi}=-v_0\frac{\partial U}{\partial x}.$$

Подстановкой $\tilde{v}=\frac{64}{3\pi^2}v_0\gamma T$ это уравнение приводится к виду:

$$\frac{\partial\tilde{v}}{\partial t}+\tilde{v}\frac{\partial\tilde{v}}{\partial x}=0.$$

Отсюда следует, что огибающая пакета деформируется таким образом, что каждая её точка движется с постоянной скоростью $\tilde{v}=\frac{64}{3\pi^2}v_0\gamma(m/e\kappa^2\varphi)^{1/2}$, обратно пропорциональной $\sqrt{\varphi}$ (рис.1). Следовательно, передний фронт пакета становится все более крутым, и в конце концов на нем появляется разрыв.

Формально образованию разрыва соответствует обращение производной $\partial\varphi/\partial x$ в бесконечность, но этот результат является следствием использованного нами адиабатического приближения. На самом же деле, как только ширина разрыва станет порядка $v_0 T$, дальнейшее его сужение прекратится. Скорость разрыва будет, очевидно, порядка $v_0\gamma T$. Отыскание численного коэффициента в этой формуле и определение формы разрыва численного интегрирования уравнений движения электронов в области разрыва.

События на заднем фронте пакета качественно носят тот же характер, что и на переднем. Количественное же описание соответствующих процессов затруднено тем, что после образования разрыва на переднем фронте не известна функция распределения частиц за разрывом, а именно она определяет количественные характеристики процессов, происходящих на заднем фронте.

Резюмируя результаты этого раздела, можно утверждать, что процесс затухания длинного ($L \gg v_0 T$) пакета ленгмюровских волн большой амплитуды ($\gamma T \ll 1$) состоит не в однородном по длине пакета понижении его амплитуды, а в уменьшении длины пакета со скоростью $\sim v_0 \gamma T$. Время исчезновения пакета будет, соответственно, порядка $L / v_0 \gamma T$.

3. Условия применимости полученных результатов

Определенное влияние на структуру разрыва, возникающего на фронте пакета, могут оказывать дисперсионные эффекты, которые выше мы считали несущественными. Это допущение справедливо до тех пор, пока скорость дисперсионного расплывания разрыва, равная по порядку величины $(v_0 T)^{-1} \partial^2\omega/\partial k^2$, мала по сравнению со скоростью самого разрыва:

$$\frac{1}{v_0 T} \left| \frac{\partial^2 \omega}{\partial k^2} \right| \ll v_0 \gamma T$$

Для ленгмюровских колебаний в безграничной плазме производная $\partial^2\omega/\partial k^2$ определяется тепловой добавкой к частоте и очень мала, так что это условие не является слишком ограничивающим[2].

Приведенные в предыдущем разделе результаты, вообще говоря, требуют модификации и в случае пакета с переменной фазой $\theta (x , t)$ (см.(1)), т.е. в случае, когда вдоль длины пакета меняется не только амплитуда волны, но и её фазовая скорость. Ясно, что соответствующие поправки несущественны, если изменение фазовой скорости Δv_0 мало́ по сравнению с шириной резонансной области $\sqrt{e\varphi/m}$. Если же выполнено усло -

2) Если оно все же не выполнено, то дисперсионные эффекты ограничивают ширину разрыва на уровне $(v_0 \gamma T)^{-1} |\partial^2\omega/\partial k^2| \gg v_0 T$.

вие $\Delta V_0 \gg \sqrt{e\varphi/m}$, то наличие разброса по фазовым скоростям приводит к качественному изменению процесса затухания. При этом следует различать случаи регулярного и случайного изменения фазы. В первом случае весь пакет можно качественно разбить на участки длины $\ell \sim (L/\Delta V_0)\sqrt{e\varphi/m} \ll L$, на каждом из которых фазовая скорость меняется на величину $\lesssim \sqrt{e\varphi/m}$ и которые затухают независимо один от другого (нет перекрытия резонансных областей). Соответственно этому, время затухания всего пакета будет порядка $\ell/(V_0\gamma T) \sim$ $\sim [L/V_0\gamma T]\sqrt{e\varphi/m\Delta V_0^2}$ (много меньше, чем для пакета той же длины, но с фиксированной фазой).

Во втором случае затухание пакета следует описывать с помощью квазилинейной теории /6, 7/. Соответствующая задача решается в следующем разделе.

4. Затухание "квазилинейного" пакета

Квазилинейные уравнения имеют вид:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v\frac{\partial f}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial v}\mathcal{D}\frac{\partial f}{\partial v}, \tag{4}$$

$$\frac{\partial \mathcal{D}}{\partial t} = \mathcal{D}\frac{\pi\omega_p}{n}v^2\frac{\partial f}{\partial v}, \tag{5}$$

где $f(v,x,t)$ - функция распределения,

$\mathcal{D}(v,x,t)$ - квазилинейный коэффициент диффузии, связанный соотношением $\mathcal{D} = \frac{4\pi^2 e^2}{m^2}W$ со спектральной плотностью энергии ленгмюровских колебаний W, n - концентрация плазмы.

В зависимости от начальной плотности энергии колебаний затухание может идти двумя существенно различными путями. Если энергия мала, так что выполняется условие

$$\gamma\Delta V_0^2/\mathcal{D} \gg 1 \tag{6}$$

где γ - линейный декремент колебаний, то колебания затухают до конца, не вызывая существенного изменения функции распределения электронов. При этом пространственная ограниченность пакета не вносит в задачу никаких существенно новых (по сравнению с безграничным случаем) эффектов. Поэтому мы с самого начала будем считать энергию колебаний большой (такой, что выполняется неравенство, обратное (6)). В случае бесконечно длинного пакета в таких условиях происходит быстрое образование плато на функции распределения, после чего затухание прекращается. При этом энергия колебаний изменяется незначительно. Если же пакет имеет конечную длину, то в занятую им область непрерывно поступают "свежие" частицы, и пакет затухает до конца.

В соответствии с вышесказанным, мы будем пользоваться начальными условиями вида:

$$\mathcal{D}\big|_{t=0} = \mathcal{D}_0(x)\begin{cases} 1-\dfrac{(v-v_0)^2}{\Delta v_0^2(x)}, & |v-v_0|<\Delta v_0(x), \\ 0, & |v-v_0|>\Delta v_0(x), \end{cases}$$

$$f\big|_{t=0} = f_0(v_0)+f_0'(v_0)\begin{cases} 0, & |v-v_0|<\Delta v_0(x), \\ v-v_0, & |v-v_0|>\Delta v_0(x) \end{cases} \qquad (7)$$

(мы подразумеваем, что разброс фазовых скоростей $\Delta v_0(x)$ мал по сравнению с масштабом изменения функции распределения по скоростям). Для того, чтобы четче разделить процессы, происходящие на переднем и заднем фронтах пакета, мы будем считать, что функции $\mathcal{D}_0(x)$ и $\Delta v_0(x)$ имеют вид, изображенный на рис.3.

Вводя новую переменную $\Delta v = v - v_0$ и учитывая, что существенное изменение функций f и $\mathcal{D}$ происходит на масштабе $\Delta v \ll v_0$, можно несколько упростить систему (4) - (5):

$$\frac{\partial f}{\partial t} + V_0 \frac{\partial f}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial \Delta V} \mathcal{D} \frac{\partial f}{\partial \Delta V}, \tag{8}$$

$$\frac{\partial \mathcal{D}}{\partial t} = \mathcal{D} \frac{\pi \omega_{pe}}{n} V_0^2 \frac{\partial f}{\partial \Delta V}. \tag{9}$$

Далее удобно ввести безразмерные переменные

$$u = \frac{\Delta V}{\Delta V_0^*}, \quad u_0 = \frac{\Delta V_0}{\Delta V_0^*}, \quad D = \frac{\mathcal{D}}{\mathcal{D}_0^*}, \quad D_0 = \frac{\mathcal{D}_0}{\mathcal{D}_0^*}, \tag{10}$$

$$\tau = 2\gamma t, \quad \xi = \frac{2\gamma x}{V_0}, \quad g = \frac{f - f_0(V_0)}{\Delta V_0^* \left| \frac{\partial f_0}{\partial V}(V_0) \right|},$$

где смысл величин ΔV_0^* и $\mathcal{D}_0^*$ ясен из рис.3.

В этих переменных уравнения (8) - (9) и начальные условия (7) приобретают вид

$$\varepsilon \left(\frac{\partial g}{\partial \tau} + \frac{\partial g}{\partial \xi} \right) = \frac{\partial}{\partial u} D \frac{\partial g}{\partial u}, \tag{11}$$

$$\frac{\partial D}{\partial \tau} = D \frac{\partial g}{\partial u}, \tag{12}$$

$$D\Big|_{\tau=0} = D_0(\xi) \begin{cases} 1 - \frac{u^2}{u_0^2(\xi)}, & |u| < u_0(\xi), \\ 0, & |u| > u_0(\xi), \end{cases} \tag{13}$$

$$g\Big|_{\tau=0} = \begin{cases} 0, & |u| < u_0(\xi), \\ -u, & |u| > u_0(\xi), \end{cases} \tag{14}$$

где параметр ε , определяемый равенством

$$\varepsilon = 2\gamma \frac{\Delta V_0^{*2}}{D_0^*},$$

в соответствии с вышесказанным, мал по сравнению с единицей.

Очевидно, что D и g являются, соответственно, четной и нечетной функциями u, и поэтому систему (11), (12) достаточно исследовать в области $u > 0$.

Обозначим через $\tilde{u}(\xi,\tau)$ правую границу той области в пространстве скоростей, где отличен от нуля квазилинейный коэффициент диффузии D . Очевидно, что $\tilde{u}(\xi,\tau) \leq u_0(\xi)$

Далее, учитывая малость параметра ε и пренебрегая поэтому левой частью уравнения (11), получим, что функция g имеет вид:

$$g = \begin{cases} 0, & u < \tilde{u}(\xi,\tau), \\ -u, & u > \tilde{u}(\xi,\tau). \end{cases} \tag{15}$$

Для нахождения функции D мы воспользуемся точным уравнением

$$\varepsilon\left(\frac{\partial g}{\partial \tau} + \frac{\partial g}{\partial \xi}\right) = \frac{\partial}{\partial u}\frac{\partial D}{\partial \tau}, \tag{16}$$

которое является следствием (11) и (12). Подставляя сюда (15), убеждаемся, что в области $u < \tilde{u}(\xi,\tau)$ функция D удовлетворяет простому уравнению[3)]

$$\frac{\partial}{\partial u}\frac{\partial D}{\partial \tau} = 0$$

Решая это уравнение с начальным условием (13), находим, что

---

3) Такое же уравнение справедливо и при $u > \tilde{u}(\xi,\tau)$, но здесь $D = 0$, и оно удовлетворяется тождественно. Может возникнуть вопрос, почему для отыскания D нельзя воспользоваться уравнением $\partial D/\partial\tau = 0$, которое получается из (12) при учете (15). Дело в том, что изменение D во времени есть величина порядка ε , тогда как решение (15) справедливо только в нулевом порядке по ε , так что уравнение $\partial D/\partial\tau = 0$ правильно только в нулевом порядке по ε .

$$D = D_0(\xi)\left(1 - \frac{u^2}{u_0^2(\xi)}\right) + A(\xi,\tau) \qquad (17)$$

где A -произвольная функция. Её можно найти, замечая, что, согласно определению функции $\tilde{u}(\xi,\tau)$, должно быть выполнено условие $D|_{u\to\tilde{u}-0} = 0$. В результате окончательно получаем, что при $u < \tilde{u}$

$$D = D_0 \frac{\tilde{u}^2 - u^2}{u_0^2}.$$

Таким образом, форма функций $D(u,\xi,\tau)$ и $g(u,\xi,\tau)$ определена, и остается только найти функцию $\tilde{u}(\xi,\tau)$. Для этого проинтегрируем уравнение (16) по промежутку $(\tilde{u}-0,$ $\tilde{u}+0)$. Результат имеет вид:

$$\varepsilon\tilde{u}\left(\frac{\partial\tilde{u}}{\partial\tau} + \frac{\partial\tilde{u}}{\partial\xi}\right) = \frac{\partial D}{\partial\tau}\Big|_{u=\tilde{u}-0}.$$

Вычисляя производную $\partial D/\partial\tau$ с помощью соотношения (17), находим отсюда уравнение для $\tilde{u}$:

$$\frac{\partial\tilde{u}}{\partial\tau} + \frac{\varepsilon}{\varepsilon + 2\frac{D_0}{u_0^2}}\frac{\partial\tilde{u}}{\partial\xi} = 0 \qquad (18)$$

Аналогичный приём применялся ранее в работе /8/. Общее решение уравнения (18) имеет вид:

$$\tilde{u} = h\left(\int_0^{\xi}\left[\varepsilon + 2\frac{D_0(\xi')}{u_0^2(\xi')}\right]d\xi' - \varepsilon\tau\right)$$

Начальное условие $\tilde{u}|_{\tau=0} = u_0(\xi)$ позволяет в принципе найти функцию h. В качестве иллюстрации мы приведем решение, относящееся к самому простому случаю, когда отношение $D_0(\xi)/u_0^2(\xi)$ не зависит от координат: $D_0(\xi)/u_0^2(\xi) =$ $= D_0(\infty)/u_0^2(\infty) = 1$ (последнее равенство в этой цепочке связано с тем, что в соответствии с определением (10), $D_0(\infty) = u_0(\infty) = 1$)

$$\tilde{u} = u_0\left(\xi - \frac{\varepsilon}{2+\varepsilon}\tau\right).$$

Таким образом, пакет "съедается" с постоянной скоростью. В размерных переменных эту скорость можно оценить как

$$v_0\left(\gamma \Delta v_0^2 / \mathcal{D}_0\right) \ll v_0$$

Что касается заднего фронта пакета, то он в квазилинейном случае остается неподвижным.

Литература

1. Р.К.Мазитов. ПМТФ, 1 , 27, 1965.
2. T. O'Neil. Phys. Fluids , 8 , 2255, 1965.
3. В.Н.Худик. Тезисы докладов 10 научной конференции Новосибирского Государственного Университета (физика), Новосибирск, 1972, стр.3.
4. Я.Н.Истомин, В.И.Карпман. ЖЭТФ, 63 , 131, 1972.
5. В.Д.Шафранов. В сб."Вопросы теории плазмы". Вып.3, М., Госатомиздат, 1963, стр.3.
6. А.А.Веденов, Е.П.Велихов, Р.З.Сагдеев. "Ядерный синтез", 1, 82, 1961.
7. W.E. Drummond, D. Pines. Nucl. Fusion, Suppl., 3 , 1049, 1962.
8. Д.Д.Рютов, Р.З.Сагдеев. ЖЭТФ, 58 , 739, 1970.

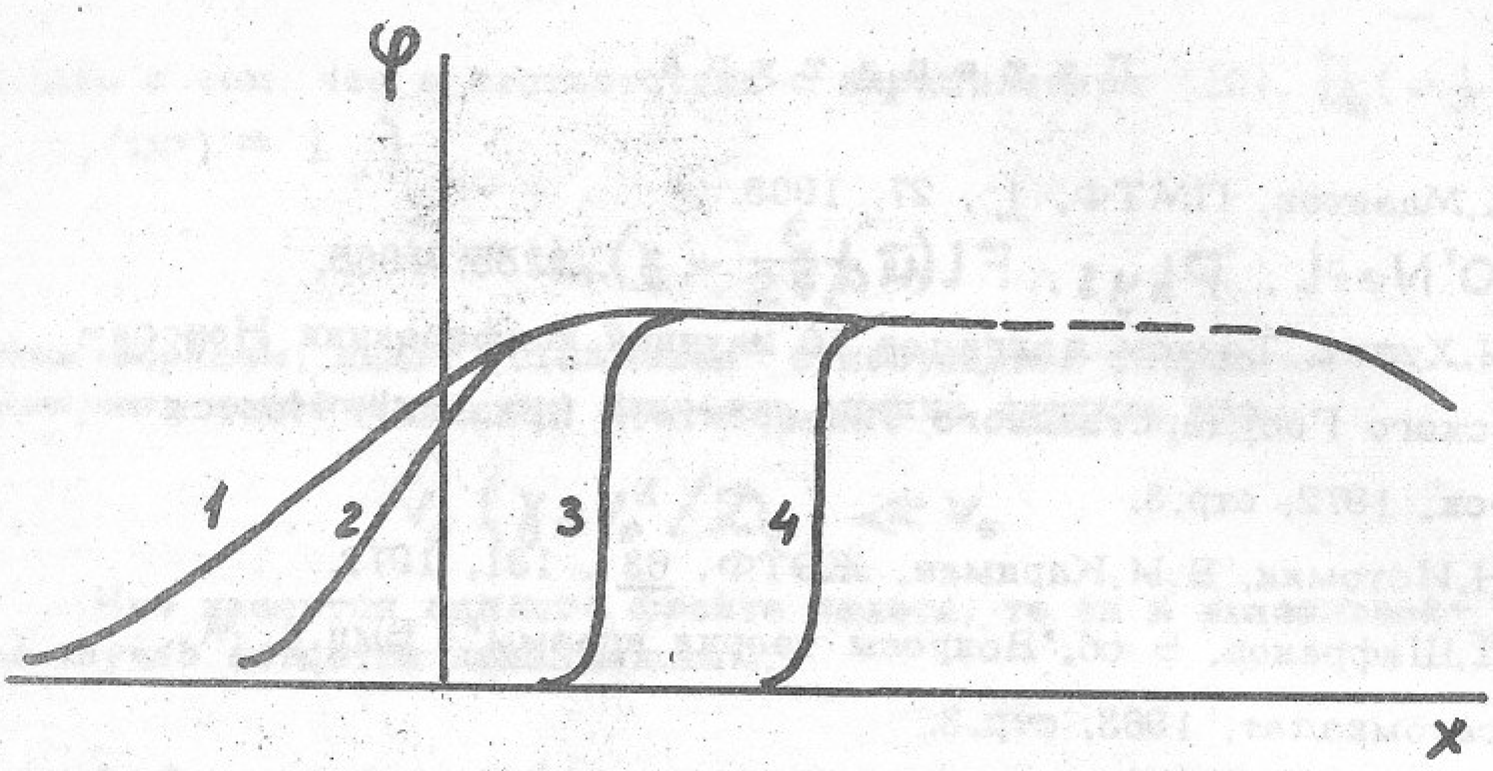

Рис.1. Огибающая пакета. Кривая 1 соответствует начальному моменту времени, а кривые 2–4 – последующим моментом.

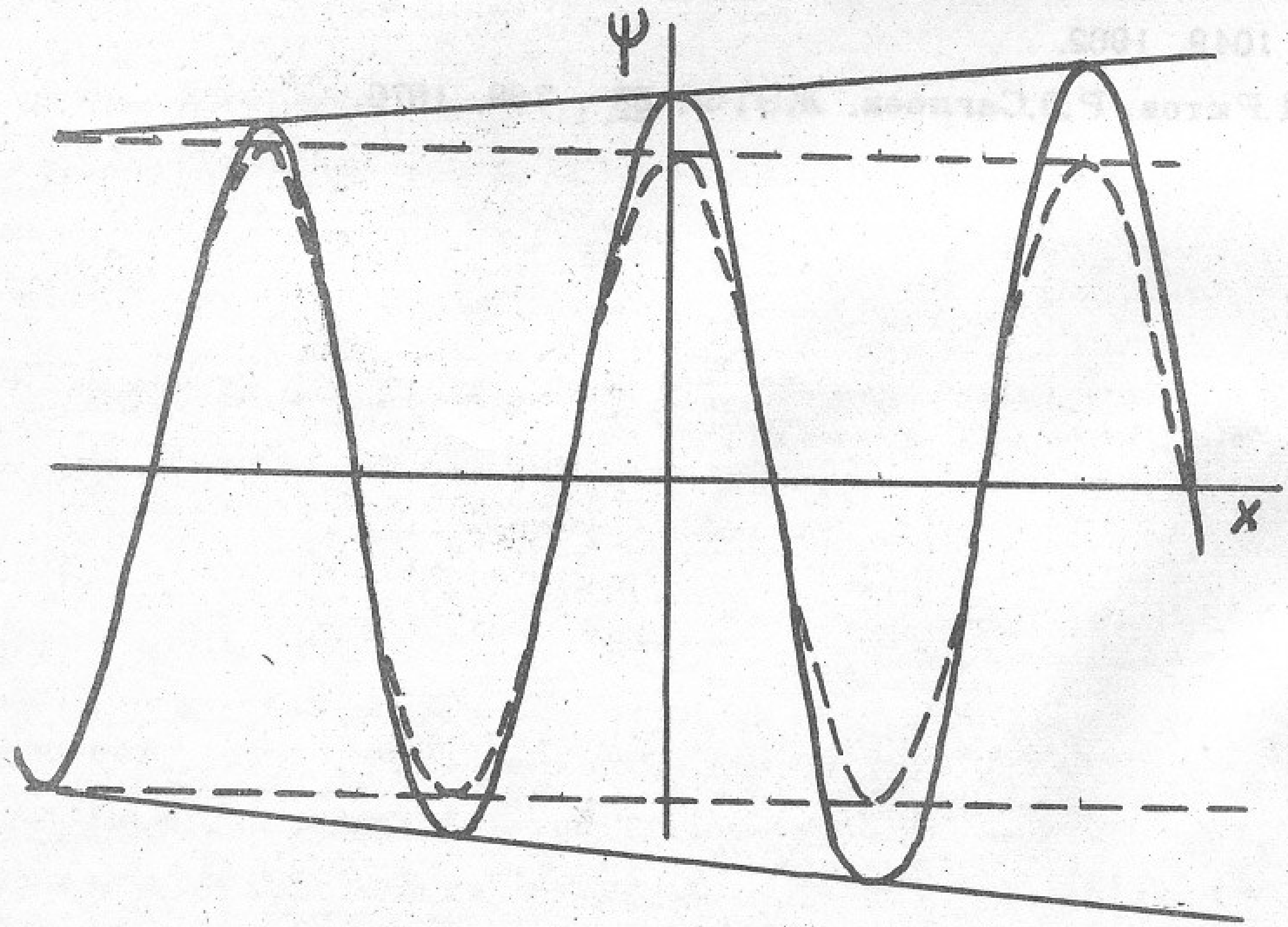

Рис.2. Потенциал волны в фиксированный момент времени Пунктирной линией обозначена чисто гармоническая аппроксимация этого потенциала, используемая при решении задачи о фазовом перемешивании.

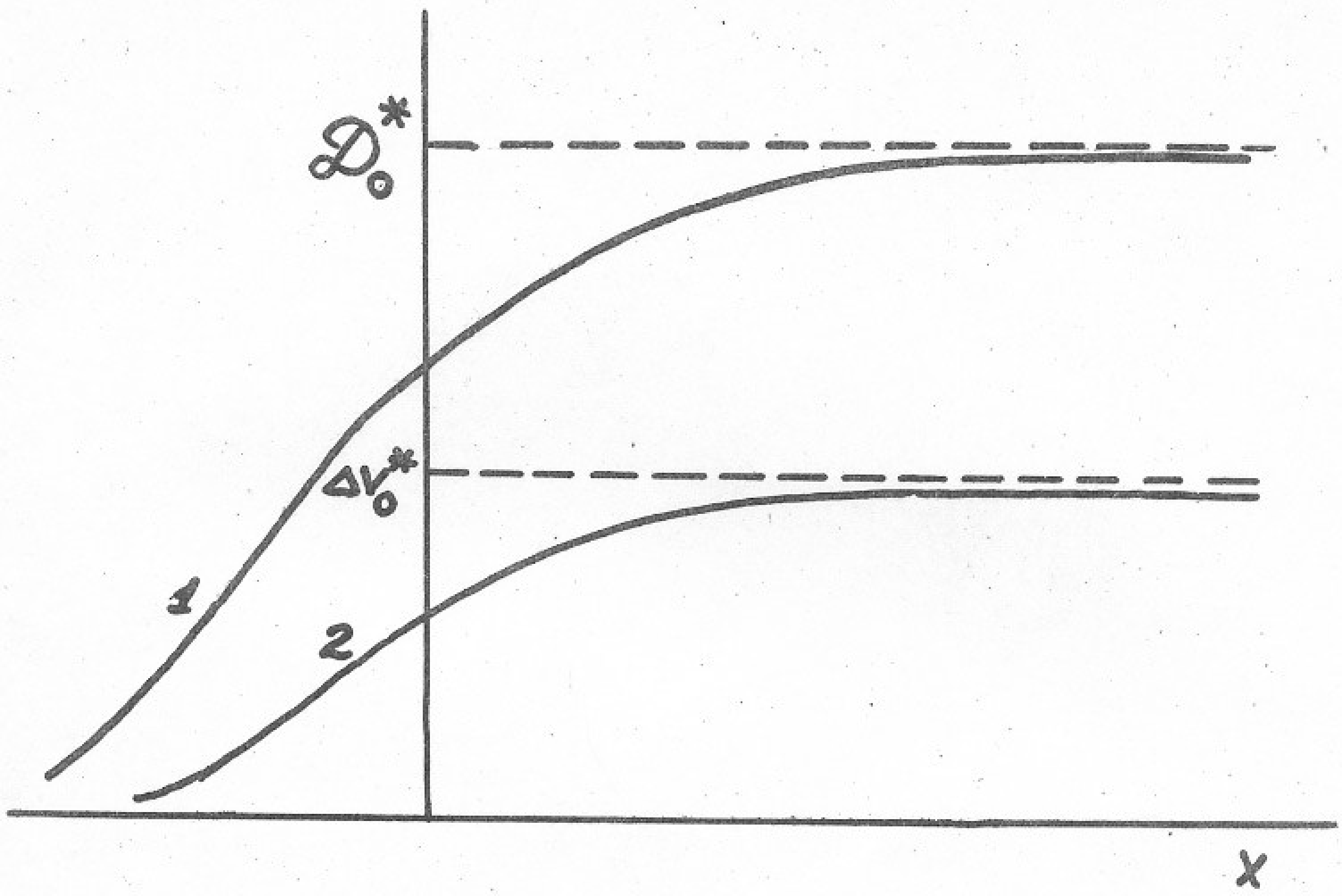

Рис.3. Начальный коэффициент диффузии (кривая 1) и начальный разброс фазовых скоростей (кривая 2) в случае "квазилинейного" пакета.

Ответственный за выпуск В.Н.Худик.
Подписано к печати 7/IX-72г. МН 10488
Усл. 0,6 печ.л., тираж 200 экз. Бесплатно.
Заказ № 60 . ПРЕПРИНТ
Отпечатано на ротапринте в ИЯФ СО АН СССР.