41

AM9700010

Препринт ЕФИ-1362(57)-91

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
YEREVAN PHYSICS INSTITUTE

AM9700010

А.Г.ХАЧАТРЯН

К ТЕОРИИ КИЛЬВАТЕРНЫХ ВОЛН В НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЕ

ЦНИИатоминформ

VOL 28 № 13 ЕРЕВАН - 1991

Введение

Вопросы генерации сильных полей в плазме и использование их для целей релятивистского ускорения заряженных частиц, в последние годы широко обсуждаются в научной литературе. Этот интерес обусловлен в первую очередь прогрессом в создании мощных источников микроволн и пучков заряженных частиц, которые могут быть использованы для возбуждения в плазме электрических полей $E \sim 10^8 - 10^{11}$ В/м [1] . Привлекательность плазмы при этом обусловлена не только возможностью получения сильных полей, но также короткими длинами ускорения ($\sim 10^{-3}$ - 1 м) и большими темпами ускорения ($\sim$ 1 - 10^2 ГэВ/м) [2] .

К основным механизмам возбуждения сильных полей и релятивистского ускорения заряженных частиц в плазме относятся механизм волны биений, серфатронный механизм, а также механизм кильватерных волн. В последнем случае плазменные поля создаются сгустками заряженных частиц, "выстреливаемых" в плазму. В случае ультрарелятивистских скоростей сгустков, как было показано в [3,4] возможно получение необычно высоких амплитуд кильватерных волн $E \sim mc\omega_{pe}\sqrt{\gamma}/e$,где γ - релятивистский фактор сгустка.

В настоящей работе исследуется вопрос о возбуждении кильватерных полей ограниченным в направлении распространения и безграничным в поперечных направлениях сгустка электронов в неоднородной плазме.При этом рассматриваются квазистационарные решения для продольных волн, а параметры сгустка полагаются неизменными. Вначале рассмотрена более простая линейная задача,для которой физическая картина наиболее прозрачна. Сложнее выглядят решения для нелинейного релятивистского случая. Однако, и в этом случае удается проследить связь существенных для целей ускорения параметров кильватерной волны (ее амплитуда и длина) с характеристиками сгустка и плазмы. Приведены также оценки параметров ускоренных частиц.

I. Линейная теория

Рассмотрим вначале линейную задачу. Пусть в направлении оси z в плазме распространяется со скоростью v_b сгусток электронов шириной d и неограниченный в поперечных направлениях. Плотность электронов сгустка n_b , а также v_b и d - заданные константы. Кроме того, выберем в начальный момент на задней границе сгустка $z = 0$.

Исходная линеаризованная система гидродинамических уравнений для продольных колебаний электрического поля имеет вид:

$$\begin{cases} \dfrac{\partial^2 \varphi}{\partial Z^2} = 4\pi e\,(n_e + n_b - n_o)\,, \\ \dfrac{\partial n_e}{\partial t} + \dfrac{\partial (v_e n_o)}{\partial Z} = 0\,, \\ \dfrac{\partial v_e}{\partial t} = \dfrac{e}{m}\,\dfrac{\partial \varphi}{\partial Z}\,, \end{cases} \tag{I.I}$$

где n_o - плотность ионов, считающихся неподвижными, n_e и v_e-соответственно плотность и скорость электронов плазмы, φ - потенциал электрического поля. Положим, что плотность плазмы слабо меняется вдоль оси Z на протяжении длины возбуждаемой сгустком волны λ. Т.е. $\lambda/L_n \equiv \varepsilon \ll 1$, где L_n - пространственный масштаб изменения плотности плазмы.

Рассматривая квазистационарные колебания введем $z = Z - v_b t$. Кроме того, согласно теории возмущений введем "медленную" координату $\xi = \varepsilon Z$ [5]. Тогда

$$\frac{\partial}{\partial t} = -\,v_b \frac{\partial}{\partial z}\,, \qquad \frac{\partial}{\partial Z} = \frac{\partial}{\partial z} + \varepsilon\,\frac{\partial}{\partial \xi}\,, \tag{I.2}$$

φ, n_e, v_e являются функциями z и ξ, а $n_o = n_o(\xi)$. Разлагая теперь φ, n_e, v_e в ряд по ε, используя (I.2), в нулевом приближении получим следующую систему (для удобства, значок (^{o}) опускаем)

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = 4\pi e\,(n_e + n_b - n_o)\,, \tag{I.3}$$

$$-v_b \frac{\partial n_e}{\partial z} + n_o \frac{\partial v_e}{\partial z} = 0\,, \qquad -v_b\,\frac{\partial v_e}{\partial z} = \frac{e}{m}\,\frac{\partial \varphi}{\partial z}\,.$$

Из (I.3) для φ имеем уравнение осциллятора

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} + \frac{\partial U}{\partial \varphi} = 0 \qquad (I.4)$$

с потенциалом

$$U = \frac{k^2 \varphi^2}{2} - \varkappa \varphi, \qquad k^2 \equiv \frac{4\pi n_0 e^2}{m v_b^2} = \left(\frac{\omega_{pe}}{v_b}\right)^2, \qquad \varkappa \equiv 4\pi e n_b.$$

На дне потенциальной ямы $\varphi \equiv \varphi_c = \varkappa/k^2$, $U \equiv U_c = -\varkappa^2/2k^2$. Кроме того, при выводе (I.4) полагалось, что $\varphi = 0$ при $v_e = 0$.

Обычно, в задачах о распространении волн в неоднородных средах неизвестные величины находятся из условий разрешимости уравнений в следующем приближении по малому параметру. В рассматриваемой нами задаче речь идет о возбуждении кильватерных волн сгустком в данной области плазмы с локальной плотностью $n_0(\xi)$. Неизвестные медленные переменные находятся из условий непрерывности φ и $\partial\varphi/\partial z$, и надобности в уравнениях следующего приближения нет.

Из (I.4) имеем

$$\frac{\partial \varphi}{\partial z} = \pm\sqrt{2(U_* - U)}, \qquad (I.5)$$

где $U_* = U_*(\xi)$ - неизвестная медленная переменная, связанная с амплитудой электрического поля соотношением

$$E_m = \sqrt{2U_* + (\varkappa/k)^2}.$$

Точки отражения осциллятора (I.4) находятся из уравнения $U = U_*$:

$$\varphi_{1,2} = \varphi_c \mp \sqrt{\varphi_c^2 + 2U_*/\kappa^2} = \varphi_c \mp E_m/\kappa \,.$$

Интегрируя теперь (I.5) получаем

$$\varphi = \varphi_c \pm (E_m/\kappa)\sin[\kappa(z - \chi)], \tag{I.6}$$

где $\chi(\xi)$ - вторая неизвестная величина, а знак "$\pm$" соответствует знаку $\partial\varphi/\partial z$, т.е. движению от φ_1 к φ_2 и обратно. Заметим, что (I.6) описывает поле как внутри сгустка, так и за ним.

Перед сгустком поле отсутствует: $\varphi = 0$, $\partial\varphi/\partial z = 0$. Тогда, внутри сгустка $\varphi = 0$ - точка отражения, и т.к. $\varphi_{c\ell} > 0$, то $\varphi_{1\ell} = 0$ (здесь и далее значки ℓ и p относятся соответственно к сгустку и плазме за ним. А из непрерывности φ и $\partial\varphi/\partial z$ на передней границе сгустка получим систему для определения неизвестных $E_{m\ell}$ и χ_ℓ:

$$\begin{cases} 0 = \varphi_c \pm (E_{m\ell}/\kappa)\sin[\kappa(d + \chi_\ell)], \\ 0 = E_{m\ell}\cos[\kappa(d + \chi_\ell)]. \end{cases} \tag{I.7}$$

Отсюда $E_{m\ell} = \kappa\varphi_{c\ell} = m v_\ell \omega_{pe}\alpha/e$, $(\alpha \equiv n_\ell/n_0)$, $\chi_\ell = (\pi/2\kappa) - d$, а в (I.6) нужно брать "_" . Таким образом, внутри сгустка

$$\varphi_\ell = \varphi_{c\ell}\left\{1 - \cos[\kappa(d - z)]\right\}, \quad E_\ell = E_{m\ell}\sin[\kappa(z - d)]. \tag{I.8}$$

За сгустком решение (I.6) содержит неизвестные E_{mp} и χ_p

которые находятся из условия непрерывности φ и $\partial\varphi/\partial z$ на задней границе сгустка (при этом $\varkappa = \varphi_{cp} = 0$)

$$\begin{cases} \mp E_{mp}\sin(\kappa\chi_p) = E_{m\beta}\left[1-\cos(\kappa d)\right], \\ \pm E_{mp}\cos(\kappa\chi_p) = -E_{m\beta}\sin(\kappa d). \end{cases}$$

Отсюда $\chi_p = d/2$, $E_{mp} = 2E_{m\beta}\left|\sin(\kappa d/2)\right|$, и

$$\varphi_p \doteq \pm\frac{E_{mp}}{\kappa}\sin\left[\kappa\left(z-\frac{d}{2}\right)\right], \qquad E_p = \mp E_{mp}\cos\left[\kappa\left(z-\frac{d}{2}\right)\right],$$

а знак "$\pm$" определяется из условия $E_\beta(z=0) = E_p(z=0)$.

Как видим, максимум амплитуды электрического поля за сгустком $E_{mp} = 2E_{m\beta}$ достигается при ширине сгустка $d = (N+1/2)\lambda$ ($\lambda = 2\pi v_\beta/\omega_{pe}$, $N = 0,1,2,\ldots$) ,а при $d = N\lambda$ поле за сгустком отсутствует.

Аналогично можно вычислить поле за несколькими сгустками. В общем случае это выглядит довольно громоздко. Отметим лишь для примера случай S сгустков одинаковой плотности в однородной плазме. Максимальное значение амплитуды кильватерной волны за S - ым сгустком достигается при условии, что ширина сгустков и промежутки между ними отличаются от $\lambda/2$ на целое число λ. При этом

$$E_{mps} = (m v_\beta \omega_{pe}/e)\cdot 2s\alpha.$$

2. Нелинейная релятивистская теория

Наиболее интересным с точки зрения возбуждения сильных кильватерных волн и ускорения частиц этими волнами является релятивистский случай. При этом продольные волны описываются системой (I.I) с заменой уравнения движения на релятивистское $d(v_e\gamma_e)/dt = (e/m)\partial\varphi/\partial z$. Вводя $z = Z - v_b t$, $\xi = \varepsilon Z$, в неоднородной плазме, для квазистационарных волн, аналогично линейной теории, в нулевом приближении по ε, получим следующую систему

$$\begin{cases} \dfrac{\partial^2\varphi}{\partial z^2} = 4\pi e\,(n_e + n_b - n_0), \\ (\beta_e - \beta)\dfrac{\partial n_e}{\partial z} + n_e\dfrac{\partial\beta_e}{\partial z} = 0, \\ (\beta_e - \beta)\dfrac{\partial(\beta_e\gamma_e)}{\partial z} = \dfrac{e}{mc^2}\,\dfrac{\partial\varphi}{\partial z}, \end{cases} \tag{2.I}$$

где $\beta_e = v_e/c$, $\gamma_e = (1-\beta_e^2)^{-1/2}$, $\beta = v_b/c$, $\varphi = \varphi(z,\xi)$,

$n_e = n_e(z,\xi)$, $v_e = v_e(z,\xi)$, $n_0 = n_0(\xi)$.

Из (2.I) имеем уравнение нелинейного осциллятора для

$$\frac{\partial^2\Phi}{\partial z^2} + \frac{\partial U(\Phi)}{\partial\Phi} = 0, \tag{2.2}$$

$$U=\mu\left[(\gamma^2-\alpha)\Phi-\beta\gamma^2\sqrt{\Phi^2-\gamma^2}\,\right],\quad \gamma=(1-\beta^2)^{-1/2},\quad \mu=(\omega_{pe}/c)^2.$$

Из условия положительности n_e получаем: $\Phi\geqslant\gamma^{-1}$. Приведем также необходимые далее параметры потенциала $U(\Phi)$, смысл которых ясен из рис. I

$$\Phi_{min}=\frac{1}{\gamma}\,,\quad \Phi_{max}=\frac{(\gamma^2-\alpha)^2+\beta^2\gamma^4}{\gamma\Gamma}\,,\qquad \Phi_c=\frac{U_m}{\gamma U_c}\,,$$

$$U_m=\frac{\mu(\gamma^2-\alpha)}{\gamma}\,,\quad U_c=\frac{\mu\sqrt{\Gamma}}{\gamma}\,,\qquad \Gamma\equiv(\gamma^2-\alpha)^2-\beta^2\gamma^4=$$

$$=\gamma^2\nu+\alpha^2,\quad \nu\equiv1-2\alpha\,,\quad \alpha\leqslant(1+\beta)^{-1}.$$

Точки отражения Φ_1 и Φ_2 связаны с максимальным значением потенциала U_* при конкретных параметрах задачи следующим образом

$$\Phi_{1,2}=\frac{1}{\Gamma}\left\{\frac{U_*}{\mu}(\gamma^2-\alpha)\mp\beta\gamma\sqrt{\left(\frac{\gamma U_*}{\mu}\right)^2-\Gamma}\,\right\}. \qquad (2.3)$$

Из (2.2) получаем

$$\frac{\partial\Phi}{\partial z}=\pm\sqrt{2(U_*-U)}\,, \qquad (2.4)$$

а максимально возможная амплитуда возбуждаемых волн равна

$$E_{max} = \frac{mc^2}{e}\sqrt{2(U_m - U_c)} = \frac{mc\omega_{pe}}{e}\sqrt{\frac{2}{\gamma}}\sqrt{\gamma^2 - \alpha - \sqrt{\Gamma}}\ .$$

За сгустком $(\alpha=0)$ $E_{max} = (mc\omega_{pe}/e)\sqrt{2(\gamma-1)}$, что для однородной плазмы в случае $\gamma \gg 1$ совпадает с известным из [3] выражением. Последняя формула указывает на возможность возбуждения ультрарелятивистскими сгустками электронов волн с амплитудами существенно больше обычного поля опрокидывания. Нетрудно видеть, что полученная зависимость E_{max} от γ является следствием учета релятивизма колеблющихся электронов плазмы.

Интегрирование (2.4) удобнее провести для $U(\Phi)$. В итоге получим неявную формулу

$$\pm\frac{(\gamma U_c)^2}{\sqrt{2}\mu}(z - x) = (\gamma^2 - \alpha)\left(\sqrt{U_* - U_c} - \sqrt{U_* - U}\right. \pm$$

$$\left.\pm\frac{\beta\gamma^2 U_c}{\sqrt{U_* + U_c}}\left[2\Pi(\varphi, k^2, k) - F(\varphi, k)\right]\right), \tag{2.5}$$

$$\varphi = \arcsin\sqrt{\frac{(U_* + U_c)(U - U_c)}{(U_* - U_c)(U + U_c)}}\ , \quad k = \sqrt{\frac{U_* - U_c}{U_* + U_c}}\ ,$$

$F(\varphi, k)$ и $\Pi(\varphi, k^2, k)$ - эллиптические интегралы, соответственно, первого и третьего рода, знак "$\pm$" соответствует знаку "скорости" осциллятора $\partial\Phi/\partial z$, а знак "$\pm$" описывает колебания, соответственно, справа и слева от Φ_c. $U_*(\xi)$ и

$\chi(\xi)$ - неизвестные медленные переменные. Заметим также, что из (2.5), используя (2.4) и $E=-(mc^2/e)\,\partial\Phi/\partial z$, нетрудно получить неявную формулу для напряженности электрического поля.

Длина волны, согласно (2.5) равна

$$\lambda=\frac{4\sqrt{2}\,v_в}{\omega_{pe}}\left(\frac{\sqrt{\Gamma}}{\gamma}\right)\frac{2\Pi(\pi/2,\kappa^2,\kappa)-F(\pi/2,\kappa)}{\sqrt{(U_*+U_c)/\mu}}=$$

$$=\frac{4\sqrt{2}\,v_в\gamma^2}{\omega_{pe}\Gamma}\sqrt{(U_*+U_c)/\mu}\left[E(\kappa)-\frac{U_c}{U_*+U_c}F(\kappa)\right],$$

где $F(\kappa)$ и $E(\kappa)$ - полные эллиптические интегралы I-го и 2-го рода.

Рассмотрим поле внутри сгустка. При $z=d$ имеем: $\partial\Phi/\partial z=0$ и $\Phi=1$. Следовательно, точка $\Phi=1$ является точкой отражения (как можно видеть из (2.3) - левой; тогда, слева в (2.5) нужно брать "+", а справа "-", $U_{*в}=U(\Phi_{1в}=1)=\mu(1-\alpha)$, $\Phi_{2в}=(\gamma^2+\alpha^2-2\alpha)/\Gamma$. Амплитуда электрического поля внутри сгустка равна:

$$E_{mв}=\frac{mc^2}{e}\sqrt{2(U_{*в}-U_{cв})}=\frac{mc\omega_{pe}}{e}\left[2\left(1-\alpha-\frac{\sqrt{\Gamma}}{\gamma}\right)\right]^{1/2}.$$

Неизвестная $\chi_в$ определяется из

$$\frac{(\gamma U_{cв})^2}{\sqrt{2}\,\mu}(d-\chi_в)=(\gamma^2-\alpha)\sqrt{U_{*в}-U_{cв}}\;-$$

$$- \frac{\beta\gamma^2 U_{cв}}{\sqrt{U_{*в} + U_{cв}}} \left[2\Pi(\pi/2, \kappa^2, \kappa) - F(\pi/2, \kappa) \right].$$

Полученные $U_{*в}$ и $\chi_в$, будучи подставлены в (2.5), дают точное решение (в нулевом по ε приближении) задачи о поле внутри сгустка.

Аналогично можно найти решение (2.5) за сгустком, беря $\alpha = 0$. Медленные переменные χ_p и U_{*p} находятся из условия непрерывности Φ и $\partial\Phi/\partial z$ на задней границе сгустка.

Рассмотрим случай $d = N\lambda/2$. При четных N, как нетрудно видеть, поле за сгустком отсутствует. Для нечетных N на задней границе сгустка $\Phi = \Phi_{2в}$ и $\partial\Phi/\partial z = 0$. Тогда,

$$U_{*p} = U_p(\Phi_{2в}) = \mu\gamma^2 \left[(1-\alpha)^2 + \alpha^2\beta^2 \right] / \Gamma,$$

$$E_{mp} = \frac{mc\omega_{pe}}{e} \cdot \frac{2\alpha\beta\gamma}{\sqrt{\Gamma}}.$$

Т.к. E_{mp} не может превышать E_{max}, то на α имеем известное [3,5] ограничение $\alpha \leqslant (2 + \gamma^{-1})^{-1}$, которое при $\gamma \gg 1$ практически совпадает с менее строгим универсальным неравенством $\alpha \leqslant (1+\beta)^{-1}$. В этом случае $\Phi_в$ не превышает 2γ. Заметим, что при распространении сгустка в неоднородной плазме, ограничения на α могут нарушаться, и, полученные здесь решения не имеют силы.

В случае

$$\Phi_o \equiv \Phi_в(z=0)=\Phi_{cв}\ , \qquad (\partial\Phi/\partial z)_{z=0} = (\partial\Phi/\partial z)_{mв}\ ,$$

получаем

$$U_p(z=0) = U_p(\Phi_{cв}) = \mu\, \frac{\gamma(1-\alpha)}{\sqrt{\Gamma}}\ ,$$

$$U_{*p} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial\Phi}{\partial z}\right)^2_{mв} + U_p(\Phi_{cв}) = \mu\left[(1-\alpha)\left(1+\frac{\gamma}{\sqrt{\Gamma}}\right) - \frac{\sqrt{\Gamma}}{\gamma}\right],$$

$$E_{mp} = \frac{mc\omega_{pe}\sqrt{2}}{e}\left[\frac{\gamma}{\sqrt{\Gamma}} - \frac{\sqrt{\Gamma}}{\gamma} - \alpha\left(1+\frac{\gamma}{\sqrt{\Gamma}}\right)\right]^{1/2}.$$

При $\gamma \gg 1$ максимально возможное значение амплитуды $E_{mp} \approx (mc\omega_{pe}/e)\sqrt{\gamma}$ достигается при $\alpha \to 1/2$, что совпадает с результатом [3] . При этом $\lambda_p \approx 4c\sqrt{2\gamma}/\omega_{pe}$

Неизвестная χ_p находится из (2.5) при $z=0$ и $\alpha=0$ подстановкой $U = U_p(\Phi=\Phi_o)$ и $U_* = U_{*p}$. Длину волны в общем случае можно оценить с помощью $\Phi_2 - \Phi_1 \sim (\lambda/2)E_m$.

Оценим теперь энергию, приобретаемую заряженной частицей в возбуждаемых сгустком полях, в наиболее интересном ультрарелятивистском случае $(\beta \approx 1,\ \ \gamma \gg 1)$. Для этого удобнее вычислить энергию частицы вначале в системе отсчета волны. Естественно ожидать наиболее эффективное ускорение для резонансных частиц. Поэтому, положим, что рассматриваемая частица в системе отсчета волны вначале покоилась. Уравнение движения $d(\beta'\gamma')/dt' = c\,d\Phi'/dz'$ в этом случае для γ - фактора ускоряемого заряда дает: $\gamma'_a = 1+\Delta\Phi'$ (штрих обозначает величины в системе отсчета волны). Отсюда, с учетом релятивистских преобразований $\Phi = \gamma\Phi'$ и $\gamma_a \approx \gamma\gamma_a'$, в лабораторной системе отсчета получим:

$$\gamma_a \approx \gamma(1+\gamma\Delta\Phi).$$

Максимальный прирост энергии достигается при $\Delta\Phi = \Phi_{max} - \Phi_{min} = 2\beta^2\gamma^3/\Gamma \approx 2\gamma^3/\Gamma$. В этом случае, за сгустком имеем $(\gamma_a)_{max} \approx 2\gamma^3$. Время ускорения легко оценить из уравнения движения: $t_a \sim \gamma^{5/2}/\omega_{pe}$. Длина ускорения $\ell_a \approx ct_a \sim c\gamma^{5/2}/\omega_{pe}$.

К примеру, при $\omega_{pe} \approx 10^{11}c^{-1}$, $\gamma \approx 10$ имеем $(\gamma_a)_{max} \approx 2\cdot10^3$, $t_a \approx 3\cdot10^{-9}c$, $\ell_a \approx 1$м, $\lambda_p \approx 5$ см.

В заключение хотелось бы поблагодарить С.С.Элбакяна и Э.В.Сехпосяна за обсуждения и полезные советы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Файнберг Я.Б. Ускорение заряженных частиц волнами плотности заряда в плазме, возбуждаемыми лазерным излучением и релятивистскими электронными пучками. Физика плазмы, 1987, т.13, с.607-625.
2. Bobin J.L. Elementary Particle Acceleration in Laser Plasma Interaction. In: Gas Flow and Cem. Lasers. Proc. 6 Int.Symp., Yerusalem, 1986, p. 495-507.
3. Аматуни А.Ц.,Сехпосян Э.В.,Элбакян С.С. О возможности ускорения заряженных частиц кильватерной волной электронного сгустка в плазме. Труды XШ Международной конференции по ускорителям высоких энергий,Новосибирск,1986, с.175-180.
4. Аматуни А.Ц.,Сехпосян Э.В.,Элбакян С.С. Возбуждение сильных продольных волн в плазме электронными сгустками.Физика плазмы, 1986,т.12,с.1145-1147.
5. Аматуни А.Ц.,Сехпосян Э.В.,Элбакян С.С. Возбуждение нелинейных кильватерных волн в плазме релятивистским сгустком электронов с однородным распределением плотности. Препринт ЕФИ-1365(60)-91, Ереван, 1991.

Рукопись поступила 8 октября 1991 г.

А.Г.ХАЧАТРЯН
К ТЕОРИИ КИЛЬВАТЕРНЫХ ВОЛН В НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЕ

Редактор Л.П.Мукаян
Технический редактор А.С.Абрамян

Подписано в печать 25/XII-91
Офсетная печать.Уч.изд.л. 0.7
Зак.тип.№ 156

Формат 60x84/16
Тираж 299 экз. Ц.10к.
Индекс 3649

Отпечатано в Ереванском физическом институте
Ереван 36,ул.Братьев Алиханян,2

The address for requests:
Information Department
Yerevan Physics Institute
Alikhanian **Brothers** 2,
Yrevan, **375036**
Armenia, **USSR**

ИНДЕКС 3649

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ