

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ԻՆՏԻՏՈՒՏ  
ԵՐԵՎԱՆՍԿԻ ֆԻԶԻԿԱԿԱՆ ԻՆՏԻՏՈՒՏ

ԳՐԱԿԱՆ ԿԱՐԴԱՆ ԿԱՐԴԱՆ ԿԱՐԴԱՆ  
ՆԱՍԻՆԱԿԱՆ ԿԱՐԴԱՆ ԿԱՐԴԱՆ ԿԱՐԴԱՆ

ԵՓԻ- 215(7)-77

ՏԿ ԿԳ 03429:

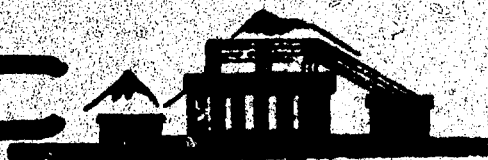
Յ.Վ.ՏԵԽՍՅԱՆ

ԵՆԵՐԳԵՏԻԿԵՍԿԱ ՅԱՎԻՍԻՄՈՒՅ ԲՈԼՅԱՐԻԶԱՑԻՈՆՆԱԿ  
ԲՈՒՄԵՆ ԸԼՏՐԱՐԵԼՅԱՏԻՎԻՍՏԻԿԻ ԶԱՐՅԵՆՆԱԿ  
ՉԱՏԻՑ ԵՄ ԲԼԱԶՄԵ, ԵՄ ԲՐԻՍՄՏՎՈՒՄԻ ՏԻԼՅՆԱԿ  
ՎՆԵՏՆԻԿ ԷԼԵԿՏՐՈՄԱԳՆԻՏՆԻԿ ԲՈԼԵՅ

ԱՐՄՍ

ԵՐԵՎԱՆ

1977



ԵՐԵՎԱՆ

Научное сообщение ЕФ И- 215(7)-77

УДК. 53.00.1

Э.В.СЕХПОСЯН

**ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ  
ПОТЕРЬ УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКИХ ЗАРЯЖЕННЫХ  
ЧАСТИЦ В ПЛАЗМЕ, В ПРИСУТСТВИИ СИЛЬНЫХ  
ВНЕШНИХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ**

Проведен анализ поляризационных потерь быстрой заряженной частицы в плазме, находящейся в однородном высокочастотном электрическом поле и в поле плоскополяризованной электромагнитной волны. Приведены значения параметров внешнего поля и плазмы, при которых существует энергетическая зависимость поляризационных потерь в области, где в отсутствие внешнего поля имеет место эффект плотности Ферми.

Ереванский физический институт  
Ереван 1977

Scientific Report ЕФН-215(7)-77

E. V. SEKHOSYAN

ENERGY DEPENDENCE OF POLARIZATION  
LOSSES OF ULTRARELATIVISTIC CHARGED  
PARTICLES IN PLASMA IN THE PRESENCE  
OF STRONG EXTERNAL ELECTROMAGNETIC  
FIELDS

Polarization losses of a fast charged particle in plasma in the presence of a uniform high-frequency electric field and of a plane polarized electromagnetic wave field are analyzed. The values of the external field and plasma parameters, at which the polarization losses are energy dependent are given.

Yerevan Physics Institute

Yerevan 1977

**ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ**

Научное сообщение ЕФИ- 215(7)-77

**Э.В.СЕХПОСЯН**

**ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ  
ПОТЕРЬ УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКИХ ЗАРЯЖЕННЫХ  
ЧАСТИЦ В ПЛАЗМЕ, В ПРИСУТСТВИИ СИЛЬНЫХ  
ВНЕШНИХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ**

**Ереван 1977**

© *Ереванский физический институт, 1977*

Вопрос об энергетической зависимости поляризационных потерь релятивистской заряженной частицы в плазме, помещенной во внешнее высокочастотное (ВЧ) электрическое поле и в поле электромагнитной волны, рассматривался в работах [1-3] .

В работах [1-2] рассмотрены поляризационные потери релятивистской частицы в плазме, во внешнем ВЧ поле, направленном, соответственно, вдоль и перпендикулярно траектории частицы. Было показано, что вследствие изменения дисперсионных свойств плазмы во внешнем поле, потери в обоих случаях зависят от энергии пролетающей частицы. В работе [3] рассмотрены ионизационные потери релятивистской частицы в плазме в поле плоскополяризованной электромагнитной волны и найдена область энергий, где имеет место зависимость потерь от энергии частицы. Как в случае ВЧ поля, так и в случае электромагнитной волны эта область энергий зависит от параметров плазмы и внешнего поля. Здесь мы исследуем формулы для поляризационных потерь энергии в плазме, в ВЧ и электромагнитном полях при разных относительных ориентациях вектора скорости начальной частицы  $\vec{V}_0$  и амплитуды внешнего поля  $E_0$  и приведем конкретные значения параметров, обеспечивающих существование энергетической зависимости в той области энергий, где в отсутствие внешнего поля как в плазме, так и в конденсированных и газообразных средах имеет место эффект плотности Ферми. Все исследуемые ниже формулы получены [1-3] в предполо-

жени, что энергия осциллиций электронов плазмы во внешних полях существенно превышает их тепловую энергию, скорость частицы  $V$ , значительно больше тепловых скоростей и постоянна, а частота внешнего поля  $\omega_0$  много больше частоты столкновений электронов с ионами. В этих условиях, для описания рассматриваемых процессов используется система гидродинамических уравнений для одножидкостной электронной плазмы и уравнения Максвелла, содержащие индуцированные в плазме ток и плотность заряда, являющиеся функциями искомого поля  $\vec{E}$  и внешнего поля  $\vec{E}_0$ .

1. Рассмотрим случай, когда плазма находится в сильном внешнем электрическом ВЧ поле.

$$\vec{E}_0(t) = \vec{E}_0 \sin \omega_0 t, \quad (1)$$

Представляя скорость и плотность электронов плазмы в виде суммы равновесных значений и неравновесных добавок и раскладывая искомые поля в ряд Фурье по  $\omega$  и интеграл Фурье по  $\vec{k}$ , можно решить (подробнее см. [2]) самосогласованную систему линеаризованных гидродинамических уравнений и уравнений Максвелла методом последовательных приближений с параметром разложения

$$\frac{\omega_p}{\omega_0} \left( \frac{V_e}{V_0} \right)^2 \ll 1, \quad (2)$$

где  $\omega_p$  — плазменная частота,  $\omega_0$  — частота внешнего поля,  $V_0$  — скорость пролетающей частицы,  $V_e = \frac{e E_0}{m \omega_0}$  — амплитуда скорости осциллиций электронов плазмы во внешнем поле  $\vec{E}_0(t)$ ,  $m$  — масса электрона.

В случае  $\vec{V}_0 \perp \vec{E}_0$  в нулевом приближении выражение для усредненных по периоду внешнего поля поляризационных потерь энергии пролетающей частицы на единице длины пути в интервале энергий

$$\frac{\omega_0}{V_0 q_m} \ll \gamma \ll \frac{\omega_0}{\beta \omega_p}, \quad (3)$$

где  $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ ,  $\beta = \frac{V_0}{c}$ ,  $q_m$  - максимальный переданный импульс, имеет вид

$$W = - \frac{z^2 e^2 \omega_p^2}{V_0^2} \left\{ \ln \frac{q_m V_0}{\omega_p} - \frac{1}{4} \frac{V_e^2}{V_0^2} \left[ \frac{1}{\gamma^2} (3 \ln x \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{q_m V_0 \gamma}{\omega_0} - 1) - \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2} \ln \frac{q_m V_0}{\omega_p} \right] + \right. \\ \left. + \frac{V_e^2}{2c^2} \left[ 2 \ln \frac{q_m V_0 \gamma}{\omega_0} - 1 - \frac{\omega_p^2 \beta^2 \gamma^2}{\omega_0^2} \right] \right\} \quad (4)$$

Здесь  $e$  - заряд электрона,  $c$  - скорость света. Приведенная формула справедлива при условиях

$$\frac{\omega_p}{V_0} \ll q_m^0 \ll \frac{\omega_p}{V_{Te}}, \quad \frac{\omega_0}{c} < q_m \ll \frac{\omega_0}{V_e}; \quad (5)$$

$$V_{Te} \ll V_e, \quad \omega_0 \gg \omega_p, \quad (6)$$

где  $V_{Te}$  - тепловая скорость электронов.

Первый член в выражении (4), равный

$$W_0 = - \frac{z^2 e^2 \omega_p^2}{V_0^2} \ln \frac{q_m V_0}{\omega_p}, \quad (7)$$

соответствует обычным потерям энергии релятивистской частицы на излучение плазменных волн в одно-

родной изотропной плазме. Остальные слагаемые обязаны наличием внешнего поля, связаны с излучением продольных волн с частотами  $|\omega_0 \pm \omega_p|$  и зависят от энергии пролетающей частицы. С увеличением энергии  $\gamma \rightarrow \frac{\omega_0}{\beta \omega_p}$  второй член формулы (4) быстро убывает из-за наличия фактора  $\gamma^{-2}$  и превалирующий вклад в потери вносит логарифмически зависящий от энергии член в третьем слагаемом. Член же, зависящий от  $\gamma^2$  мал вследствие условия (3).

Как видно из условия (3) при определенном подборе параметров  $\omega_0$  и  $\omega_p$  мы можем попасть в область высоких энергий, где, при отсутствии внешних полей, в конденсированных и газообразных средах зависимость ионизационных потерь от энергии уже отсутствует, (см., например, [4-5]).

На рис. 1 приведены кривые зависимости относительных потерь  $W/W_0$  от  $\gamma$  (в логарифмическом масштабе) при значениях  $\omega_p = 10^{10}$  сек $^{-1}$ ,  $\omega_0 = 10^{14}$  сек $^{-1}$ , при двух разных значениях  $q_m^0 = 2,44$  см $^{-1}$  и  $q_m^0 = 0,9$  см $^{-1}$  из интервала (5) при  $\sqrt{\frac{2}{\epsilon}} \cdot 10^8$   $\frac{\text{см}}{\text{сек}}$ . Отношение  $V_e/c$  взято равным 0,2, в соответствии со значением  $E_0 \sim 10^8$  в/см. Из рисунка видно, что величина потерь, обязанная присутствию внешнего поля может достигнуть 20-40% от независимых от энергии потерь, при чем зависимость от  $\gamma$  простирается в приведенном случае до  $\gamma \sim 10^4$ . Однако, абсолютная величина средних потерь на 1 см для одной частицы мала из-за малости  $\omega_p$ . Коэффициент  $\frac{2 \cdot e^2 \cdot \omega_p^2}{V_e}$   $\approx 1,5 \cdot 10^{-2}$  эв крайне мал для одной частицы, однако, может достичь значительной величины для сгустков частиц (2e - заряд сгустка).

В случае  $q_m < \frac{\omega_0}{c}$  и в случае, когда  $\vec{V}_0 \parallel \vec{E}_0$  формулы для потерь энергии содержат энергетическую зависимость в виде фактора  $\gamma^{-2}$  и как и второй член формулы (4) быстро убывают с увеличением энергии (см. [2]).

2. Проанализируем энергетическую зависимость поляризационных потерь частицы, пролетающей через плазму, находящуюся в поле сильной плоскополяризованной волны

$$\vec{E}_0(\vec{z}, t) = \vec{E}_0 \cos(\vec{K}_0 \vec{z} - \omega_0 t + \alpha_0) \quad (8)$$

в случае, когда  $\vec{V}_0 \perp \vec{E}_0$ .

Задача решена методом последовательных приближений [3] при условиях

$$\frac{eE_0 K}{m\omega^2} \ll 1, \quad \frac{V_0}{2c} \ll 1, \quad \omega_p^2 \ll \omega_0^2 \ll \omega^2. \quad (9)$$

Для интервала энергии

$$\frac{\omega_0^2}{\omega_p^2} \ll \gamma \ll \frac{q_m c \omega_0}{\omega_p^2} \quad (10)$$

выражение для потерь энергии на единицу длины пути, усредненное по времени измерения

$$T \approx \frac{2}{\omega_0} \left( \frac{1}{\gamma^2} + \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2} \right)^{-1} \quad (11)$$

имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{dW}{dz} = & - \frac{e^2 \omega_p^2}{V_0^2} \ln \frac{q_m V_0}{\omega_p} - \\ & - \frac{e^2 \omega_p^2 V_0^2}{4V_0^2 c^2} \left\{ \frac{9}{4} \cos \left[ \frac{\omega_0 z}{V_0} \left( \frac{1}{\gamma^2} + \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2} \right) - 2\alpha_0 \right] \ln \frac{2\omega_p \gamma}{\omega_0} + \right. \\ & \left. + \left( \frac{1}{2} - 2 \cos \left[ \frac{\omega_0 z}{V_0} \left( \frac{1}{\gamma^2} + \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2} \right) - 2\alpha_0 \right] \right) \ln \frac{q_m c}{\omega_p} - \right. \end{aligned} \quad (12)$$

$$- \frac{g}{8} \int \sin \left[ \frac{\omega_0 z}{v_0} \left( \frac{1}{\gamma^2} + \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2} \right) - 2\alpha_0 \right] dz.$$

Зависимость потерь от фазы  $\alpha_0$  означает следующее. Частица, ионизационными потерями которой мы интересуемся, движется в направлении распространения волны со скоростью, близкой к скорости волны ( $v_0 \sim c$ ), т.е. почти совместно с неоднородностями, создаваемыми в плазме волной. Если представить себе полубесконечное пространство, заполненное плазмой, в которую частица влетает в момент времени  $t = 0$ , а внешнее электромагнитное поле имеет в этот момент на границе плазмы начальную фазу  $\alpha_0$ , то энергетические потери частицы, естественно, будут зависеть от относительного положения частицы и неоднородностей, т.е. от фазы  $\alpha_0$ . Усреднение проведено по времени измерения  $T$ , за которое ионизационные потери не успевают изменить знак (то есть за то время, пока частица летит вместе с определенной неоднородностью). Интегрируя (12) по  $z$  от 0 до  $d = v_0 T$  и учитывая условия (10) и (11), мы приходим к следующему выражению для средних потерь на расстояниях  $d \approx \frac{v_0 \omega_0}{3 \omega_p^2}$ :

$$W \approx - \frac{e^2 \omega_0}{3 v_0} \left\{ \ln \frac{q_m v_0}{\omega_p} + \frac{1}{2} \frac{v_0^2}{c^2} \left[ 1, 1 \ln \frac{2 \omega_p \gamma}{\omega_0} + 5 - 0,73 \ln \frac{q_m c}{\omega_p} \right] \right\}. \quad (13)$$

Величина  $W_0 = -\frac{e^2 \omega_0}{3v_0} \ln \frac{q_m^0 V_0}{\omega_p}$  даёт потери релятивистской частицы в отсутствие внешнего поля на расстояниях  $d$ ,  $\alpha_0$  принято = 0.

На рис.2 приведены кривые зависимости относительных потерь  $W/W_0$  от  $\gamma$  (в логарифмическом масштабе) для трех групп значений  $\omega_0$  и  $\omega_p = \omega_0/10$ ,  $\omega_p = \omega_0/10^2$ ,  $\omega_p = \omega_0/10^3$ . Соответствующие значения  $\omega_0$ ,  $\omega_p$ ,  $E_0$ ,  $d$  и параметров  $q_m^0$  и  $q_m$  приведены в таблице 1. Из приведенной таблицы видно, что с ростом энергии, расстояния  $d$  растут, т.е. частица дольше летит на определенной фазе волны, а абсолютная величина независимых от энергии потерь  $|W_0|$  на этих расстояниях зависит лишь от  $\omega_0$ .

Из рисунка 2 видно, что при значениях внешних полей, приведенных в таблице 1, и разных значениях  $\omega_p$  и  $\omega_0$ , величина потерь, обусловленная присутствием внешнего поля, составляет 15-20% от  $W_0$ . Во всех случаях, с увеличением  $\gamma$  соответственно увеличивается и отношение  $W/W_0$ .

Подпись к рисункам

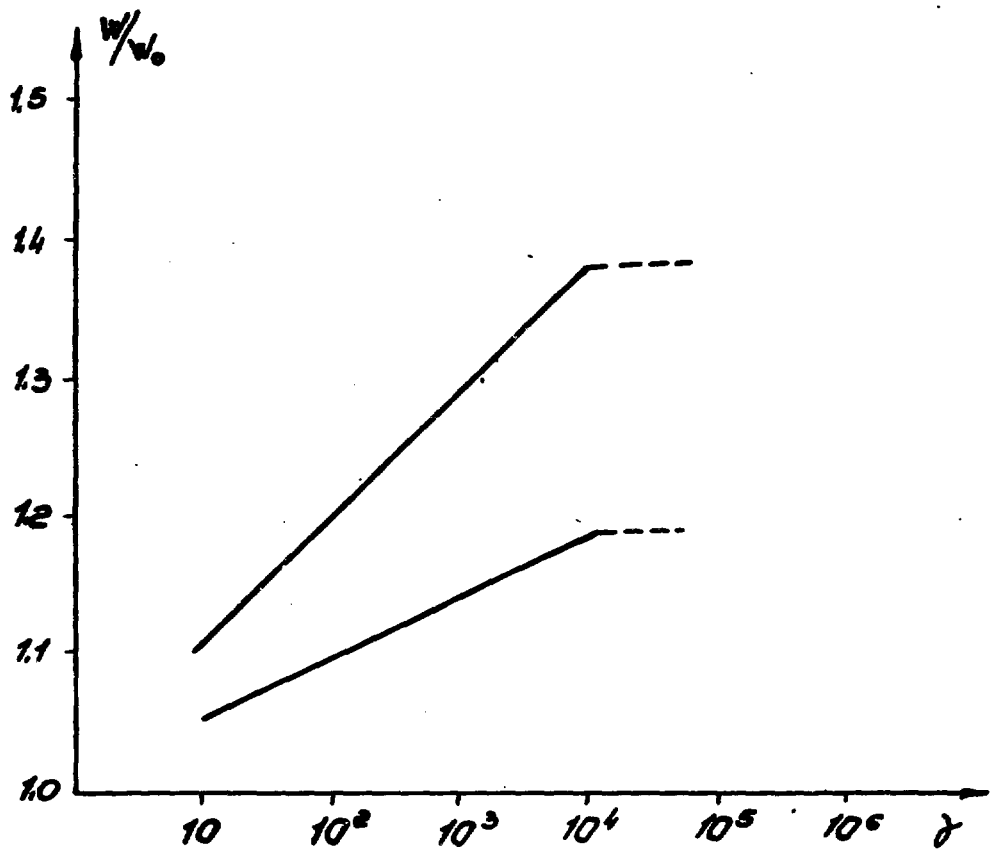
Рис.1. Кривые зависимости  $W/W_0$  от  $\chi$  в случае внешнего ВЧ поля при  $\omega_p = 10^{10}$  сек $^{-1}$ ,  $\omega_0 = 10^{14}$  сек $^{-1}$ . Верхняя кривая соответствует  $q_m^0 = 0,09$ , нижняя -  $q_m^0 = 0,24$ .

Рис.2 Кривые зависимости  $W/W_0$  от  $\chi$  в случае внешней электромагнитной волны, в трех разных областях энергии. Кривые в каждой из областей справедливы для всех четырех групп параметров из соответствующей графы таблицы. Верхние кривые соответствуют первым значениям  $q_m^0$  в таблице.

Таблица I

Приведены четыре значения параметров  $\omega_0$  и  $E_0$  при трех разных значениях  $\omega_p = 10^{-1} \omega_0$ ,  $10^{-2} \omega_0$ ,  $10^{-3} \omega_0$ , соответствующих трем разным областям энергии  $\gamma$ , а также соответствующие значения  $d$ ,  $q_m$ ,  $|W_0|$  и соответствующие два значения  $W_0$ .

$\omega_0$	$\omega_p = \omega_0/10, 10^2 \leq \gamma \leq 3 \cdot 10^3$				$\omega_p = \omega_0/10^2, 10^3 \leq \gamma \leq 3 \cdot 10^4$				$\omega_p = \omega_0/10^3, 10^4 \leq \gamma \leq 3 \cdot 10^5$				
	$E_0$ при $\frac{W_0}{c} = \frac{1}{2}$	$ W_0 $	$d$	$q_m$	$ W_0 $	$d$	$q_m$	$q_m$	$ W_0 $	$d$	$q_m$	$q_m$	$q_m$
$10^8$ ссм	$3,4 \cdot 10^8$ э/см	$1,6 \cdot 10^3$ эв	$10^3$	$0,9 \cdot 10^3$ см	$1,6 \cdot 10^4$ эв	1 см	$0,9 \cdot 10^3$ см	$10^5$ см	$1,6 \cdot 10^5$ эв	$10^2$ см	$0,9 \cdot 10^3$ см	$10^6$ см	$0,9 \cdot 10^3$ см
$10^7$ ссм	$3,4 \cdot 10^7$ э/см	$3,2 \cdot 10^2$ эв		$0,24 \cdot 10^3$ см	$3,2 \cdot 10^3$ эв		$0,24 \cdot 10^3$ см		$3,2 \cdot 10^4$ эв		$2,4 \cdot 10^3$ см		$2,4 \cdot 10^3$ см
$10^6$ ссм	$3,4 \cdot 10^6$ э/см	$1,6 \cdot 10^1$ эв	$10^1$ см	$0,9 \cdot 10^1$ см	$1,6 \cdot 10^2$ эв	$10^1$ см	$0,9 \cdot 10^1$ см	$10^2$ см	$1,6 \cdot 10^3$ эв	$10^1$ см	$0,9 \cdot 10^1$ см	$10^3$ см	$0,9 \cdot 10^1$ см
$10^5$ ссм	$3,4 \cdot 10^5$ э/см	$3,2 \cdot 10^0$ эв		$2,4 \cdot 10^0$ см	$3,2 \cdot 10^1$ эв		$2,4 \cdot 10^0$ см		$3,2 \cdot 10^2$ эв		$2,4 \cdot 10^0$ см		$2,4 \cdot 10^0$ см
$10^4$ ссм	$3,4 \cdot 10^4$ э/см	$1,6 \cdot 10^{-1}$ эв	$10^{-1}$ см	$0,9 \cdot 10^{-1}$ см	$1,6 \cdot 10^0$ эв	$10^{-1}$ см	$0,9 \cdot 10^{-1}$ см	$10^0$ см	$1,6 \cdot 10^1$ эв	$10^{-1}$ см	$0,9 \cdot 10^{-1}$ см	$10^1$ см	$0,9 \cdot 10^{-1}$ см
$10^3$ ссм	$3,4 \cdot 10^3$ э/см	$3,2 \cdot 10^{-2}$ эв		$2,4 \cdot 10^{-2}$ см	$3,2 \cdot 10^0$ эв		$2,4 \cdot 10^{-2}$ см		$3,2 \cdot 10^1$ эв		$2,4 \cdot 10^{-2}$ см		$2,4 \cdot 10^{-2}$ см
$10^2$ ссм	$3,4 \cdot 10^2$ э/см	$1,6 \cdot 10^{-3}$ эв	$10^{-2}$ см	$0,9 \cdot 10^{-3}$ см	$1,6 \cdot 10^{-1}$ эв	$10^{-2}$ см	$0,9 \cdot 10^{-3}$ см	$10^{-1}$ см	$1,6 \cdot 10^0$ эв	$10^{-2}$ см	$0,9 \cdot 10^{-3}$ см	$10^0$ см	$0,9 \cdot 10^{-3}$ см
$10^1$ ссм	$3,4 \cdot 10^1$ э/см	$3,2 \cdot 10^{-4}$ эв		$2,4 \cdot 10^{-4}$ см	$3,2 \cdot 10^{-2}$ эв		$2,4 \cdot 10^{-4}$ см		$3,2 \cdot 10^0$ эв		$2,4 \cdot 10^{-4}$ см		$2,4 \cdot 10^{-4}$ см



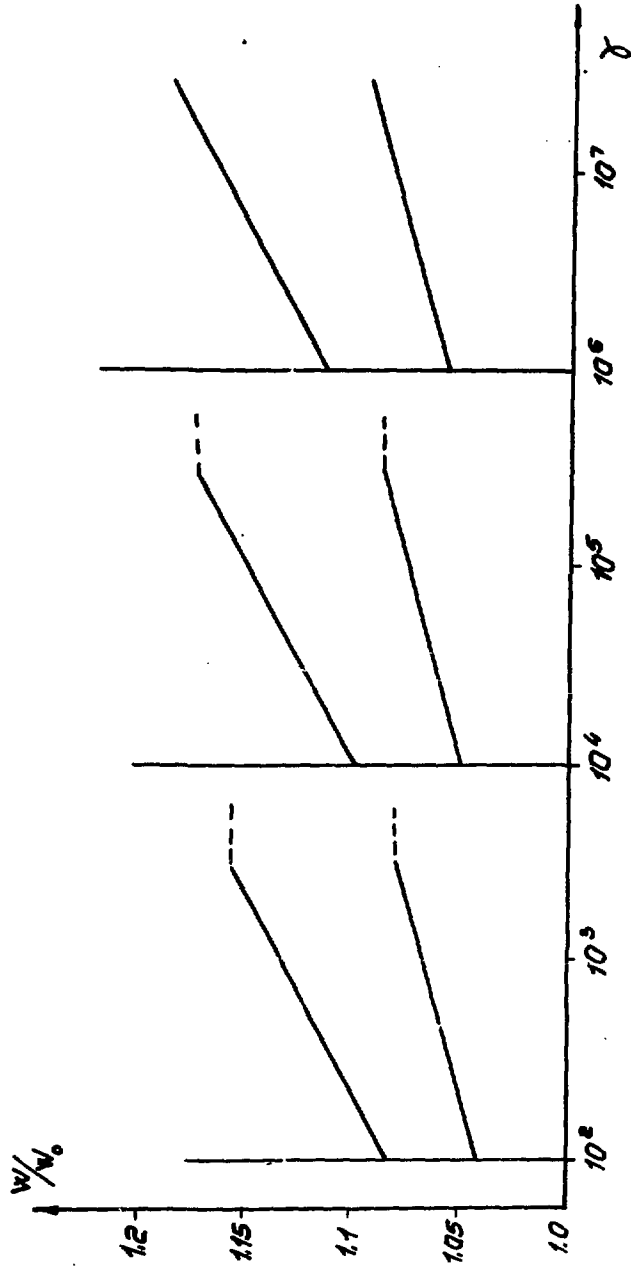


Fig. 2.

## ЛИТЕРАТУРА

1. А.Ц.Аматуни, М.Р.Магомедов, Э.В.Сехпосян, С.С.Элбакян. Научное сообщение ЕФИ-189(35)-76.
2. А.Ц.Аматуни, М.Р.Магомедов, Э.В.Сехпосян, С.С.Элбакян. Изв.АН Арм.ССР, Физика, 12, 321, 1977.
3. А.Ц.Аматуни, К.З.Ацагорцян, Э.В.Сехпосян, С.С.Элбакян. Изв.АН Арм.ССР, Физика, 11 34, 1976.
4. R.M.Sternheimer, R.F.Peierls. Phys.Rev. B3, 3681, 1971.
5. J.H.Cobb, W.W.M. Allison, J.N.Bunch.  
Preprint of Nuclear Physics Laboratory,  
Oxford University, 67/75.

Рукопись поступила 20-го января 1977г.



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

Заказ 849

ВФ- 03148

Тираж 299

---

Подписано к печати 22/Ш-77    Формат издания 30х40

1,0 уч.изд.л. Ц. 7 к.

---

Издано Отделом научно-технической информации  
Ереванского физического институт, Ереван-36, пер.Мар-  
каряна 2.

индекс 3624