

Министерство высшего и среднего специального образования РСФСР
Горьковский ордена Трудового Красного Знамени
научно-исследовательский радиопизический институт (НИРФИ)

П р е п р и н т № 203

О НЕКОТОРЫХ ЭФФЕКТАХ
ЛИНЕЙНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН
В СЛАБОУНИЗОТРОПНЫХ ХАОТИЧЕСКИ И ДИСКРЕТНО НЕОДНОРОДНЫХ СРЕДАХ

Л. М. Ерухимов

О. И. Митякова

П. И. Широ

Горький 1985

Ерухимов Л.М., Митякова О.И., Широ П.И.

О НЕКОТОРЫХ ЭФФЕКТАХ ЛИНЕЙНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В СЛАБОАНИЗОТРОПНЫХ ХАОТИЧЕСКИ И ДИСКРЕТНО НЕОДНОРОДНЫХ СРЕДАХ. Горький, Препринт № 203/ НИРФИ, 1985.

УДК 538.574.23

Рассмотрены некоторые эффекты взаимодействия волн в слабомагнитной плазме с хаотическими (и регулярными) неоднородностями. Проведен численный анализ трансформации нормальных волн на множестве изолированных неоднородностей и продемонстрирована возможность эффективного преобразования поляризации на таких структурах.

В литературе [1-5] неоднократно указывалось, что уравнения переноса поляризации излучения в слабоанизотропной неоднородной плазме позволяют учесть эффекты взаимодействия нормальных волн на трассе распространения. Состояние поляризации волн, распространяющихся в такой среде, удобно характеризовать обобщенными параметрами Стокса [1]

$$\begin{aligned}
 I(\vec{\rho}) &= \langle E_x(\vec{r}) E_x^*(\vec{r} + \vec{\rho}) \rangle + \langle E_y(\vec{r}) E_y^*(\vec{r} + \vec{\rho}) \rangle, \\
 Q(\vec{\rho}) &= \langle E_x(\vec{r}) E_x^*(\vec{r} + \vec{\rho}) \rangle - \langle E_y(\vec{r}) E_y^*(\vec{r} + \vec{\rho}) \rangle, \\
 U(\vec{\rho}) &= \langle E_x(\vec{r}) E_y^*(\vec{r} + \vec{\rho}) \rangle + \langle E_y(\vec{r}) E_x^*(\vec{r} + \vec{\rho}) \rangle, \\
 V(\vec{\rho}) &= i \left[\langle E_y(\vec{r}) E_x^*(\vec{r} + \vec{\rho}) \rangle - \langle E_x(\vec{r}) E_y^*(\vec{r} + \vec{\rho}) \rangle \right],
 \end{aligned} \tag{1}$$

которые включают в себя пространственно-корреляционные зависимости ($\rho \neq 0$). В отличие от параметров Стокса при $\rho = 0$ такие характеристики описывают эффекты расхождения в пространстве "лучей" нормальных волн. При наличии в двумерно- или трехмерно неоднородной среде локальных неоднородностей, вызывающих взаимную трансформацию мод, величина эффекта взаимодействия будет зависеть от соотношения масштаба расхождения "лучей" и характерного масштаба неоднородностей.

Уравнения переноса параметров Стокса в слабомагнитической хаотически неоднородной ($\lambda \ll L$) плазме при учете отмеченного эффекта будут иметь вид [1]

$$\frac{\partial I(\vec{\rho})}{\partial z} - i \frac{\partial \langle \epsilon_{xy} \rangle}{\partial \theta} \nabla_{\vec{r}} V(\vec{\rho}) + \frac{\kappa_0^2}{8} H_I(\vec{\rho}) = 0, \tag{2a}$$

$$\frac{\partial Q(\vec{\rho})}{\partial z} + \frac{1}{2} \frac{\partial \langle \epsilon_{xy} \rangle}{\partial \theta} \nabla_{\vec{r}} U(\vec{\rho}) + 2i \kappa_0 \langle \epsilon_{xy} \rangle U(\vec{\rho}) + \frac{\kappa_0^2}{8} H_Q(\vec{\rho}) = 0, \tag{2b}$$

$$\frac{\partial U(\vec{p}+\vec{p}_0)}{\partial z} - \kappa_0 \langle \epsilon_{xx} - \epsilon_{yy} \rangle V(\vec{p}+\vec{p}_0) - 2i\kappa_0 \langle \epsilon_{xy} \rangle Q(\vec{p}+\vec{p}_0) + \frac{\kappa_0^2}{8} H_U(\vec{p}+\vec{p}_0) = 0, \quad (2b)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial V(\vec{p}+\vec{p}_0)}{\partial z} - i \frac{\partial \langle \epsilon_{xy} \rangle}{\partial \theta} V_R(\vec{p}+\vec{p}_0) + \frac{i}{2} \frac{\partial \langle \epsilon_{xy} \rangle}{\partial \theta} V_P(\vec{p}+\vec{p}_0) + \quad (2r) \\ + \kappa_0 \langle \epsilon_{xx} - \epsilon_{yy} \rangle U(\vec{p}+\vec{p}_0) + \frac{\kappa_0^2}{8} H_V(\vec{p}+\vec{p}_0) = 0, \end{aligned}$$

$$\text{где } \epsilon_{xx} = 1 - \nu - u\nu, \quad \epsilon_{yy} = 1 - \nu - u\nu \cos^2 \theta, \quad \epsilon_{xy} = i\nu\sqrt{u} \cos \theta,$$

$$\begin{aligned} H_I(\vec{p}) = & 2 [R_{xx}(0) - R_{xx}(\vec{p})] S_{xx} + 2 [R_{yy}(0) - R_{yy}(\vec{p})] S_{yy} - \\ & - i \left[(R_{xx}(0) - R_{xx}(\vec{p})) \frac{\delta \tilde{\epsilon}_{xy}}{\delta \tilde{\epsilon}_{xx}} + (R_{yy}(0) - R_{yy}(\vec{p})) \frac{\delta \tilde{\epsilon}_{xy}}{\delta \tilde{\epsilon}_{yy}} + \right. \\ & \left. + (R_{xy}(0) - R_{xy}(\vec{p})) \left(\frac{\delta \tilde{\epsilon}_{xx}}{\delta \tilde{\epsilon}_{xy}} + \frac{\delta \tilde{\epsilon}_{yy}}{\delta \tilde{\epsilon}_{xy}} \right) \right] V - 2 [R_{xy}(0) - R_{xy}(\vec{p})] I, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} H_Q(\vec{p}) = & 2 [R_{xx}(0) - R_{xx}(\vec{p})] S_{xx} - 2 [R_{yy}(0) - R_{yy}(\vec{p})] S_{yy} - \\ & - 2 [R_{xy}(0) + R_{xy}(\vec{p})] Q - i \left\{ (R_{xx}(0) - R_{xx}(\vec{p})) \frac{\delta \tilde{\epsilon}_{xy}}{\delta \tilde{\epsilon}_{xx}} - \right. \\ & \left. - (R_{yy}(0) - R_{yy}(\vec{p})) \frac{\delta \tilde{\epsilon}_{xy}}{\delta \tilde{\epsilon}_{yy}} + (R_{xy}(0) + R_{xy}(\vec{p})) \left(\frac{\delta \tilde{\epsilon}_{yy}}{\delta \tilde{\epsilon}_{xy}} - \frac{\delta \tilde{\epsilon}_{xx}}{\delta \tilde{\epsilon}_{xy}} \right) \right\} V, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} H_U(\vec{p}) = & \left[R_{xx}(0) - R_{xx}(\vec{p}) \frac{\delta \tilde{\epsilon}_{yy}}{\delta \tilde{\epsilon}_{xx}} + R_{yy}(0) - R_{yy}(\vec{p}) \frac{\delta \tilde{\epsilon}_{xx}}{\delta \tilde{\epsilon}_{yy}} - \right. \\ & \left. - 2(R_{xy}(0) + R_{xy}(\vec{p})) \right] U, \end{aligned}$$

$$H_V(\vec{p}) = \left[R_{xx}(0) - R_{xx}(\vec{p}) \frac{\delta \tilde{\epsilon}_{yy}}{\delta \tilde{\epsilon}_{xx}} + R_{yy}(0) - R_{yy}(\vec{p}) \frac{\delta \tilde{\epsilon}_{xx}}{\delta \tilde{\epsilon}_{yy}} - \right.$$

$$\begin{aligned}
& -2(R_{xy}(0) - R_{xy}(\vec{p})) \Big] V - 2i \left[R_{xx}(0) \frac{\delta \tilde{\epsilon}_{xy}}{\delta \tilde{\epsilon}_{xx}} - R_{yy}(\vec{p}) \frac{\delta \tilde{\epsilon}_{xy}}{\delta \tilde{\epsilon}_{yy}} \right] S_{yy} - \\
& - 2i \left[R_{yy}(0) \frac{\delta \tilde{\epsilon}_{xy}}{\delta \tilde{\epsilon}_{yy}} - R_{xx}(\vec{p}) \frac{\delta \tilde{\epsilon}_{xy}}{\delta \tilde{\epsilon}_{xx}} \right] S_{xx} - 2i \left[R_{xy}(0) - \right. \\
& \left. - R_{xy}(\vec{p}) \right] \left(S_{xx} \frac{\delta \tilde{\epsilon}_{xx}}{\delta \tilde{\epsilon}_{xy}} + S_{yy} \frac{\delta \tilde{\epsilon}_{yy}}{\delta \tilde{\epsilon}_{xy}} \right).
\end{aligned}$$

Здесь $S_{ij} = \langle E_i(\vec{r}) E_j^*(\vec{r} + \vec{p}) \rangle$, $R_{ij} = \langle \tilde{\epsilon}_{ij}(\vec{r}) \tilde{\epsilon}_{ij}(\vec{r} + \vec{p}) \rangle$, $\tilde{\epsilon}_{ij}$ - флуктуирующие части компонент тензора диэлектрической проницаемости $\hat{\epsilon}$, $\delta \tilde{\epsilon}_{ij} / \delta \tilde{\epsilon}_{kl}$ - функциональные производные, $K_0 = \frac{\omega}{c}$, $\omega = \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$, $\nu = \omega_{e0}^2 / \omega^2$, $\tilde{\epsilon}_{ij} = \epsilon_{ij} \omega_n$, ω_{e0} - гирочастота и ленгмювская частота электронов плазмы, θ - угол между волновым вектором K_0 и направлением магнитного поля H_0 .

Величина смещения поперечной координаты, входящего в уравнение переноса параметров U и V (2в, г),

$$\vec{p}_0 = \frac{1}{2} \int_0^z \frac{\partial}{\partial \theta} \langle \epsilon_{xx} - \epsilon_{yy} \rangle dz' = -\frac{1}{2} \int_0^z \langle \omega \nu \sin 2\theta \rangle dz',$$

- очевидно, равна нулю при распространении волны строго вдоль или поперек H_0 .

При распространении радиоволн в слабомагнитной и хаотически слабонеоднородной плазме взаимодействие нормальных волн, как известно, приводит к "накоплению" эффекта трансформации [1, 4] и к хаотизации любой первично заданной поляризации (см., например, [4]). Последнее обусловлено тем, что вследствие взаимодействия нормальных волн происходит выравнивание их интенсивностей, а хаотизация разности фаз между нормальными волнами приводит в среднем к случайному вращению вектора линейной поляризации, то есть к хаотизации поляризации.

Однако в ряде случаев такой хаотизации может не быть. Подобная ситуация может возникать, в частности, в случае изолированных силь-

ных[†]) неоднородностей. Например, согласно [6], взаимная корреляция полей нормальных волн при квазипродольном распространении через "сильные" неоднородности перестает зависеть от их параметров и определяется только средним числом этих неоднородностей на луче зрения. Представляет интерес выяснение и особенностей трансформации волн на таких неоднородностях.

Как известно, наиболее эффективно трансформация радиоволн осуществляется даже при малых изменениях угла θ в случае, если этот угол соответствует условию квазипоперечного распространения. При этом флуктуации θ могут происходить как за счет вариаций направления магнитного поля, так и вследствие рефракционного изменения \vec{k}_{01} на неоднородностях плазмы, когда θ равно углу рефракции $\theta_p \approx \frac{1}{2k_0} \int \tilde{\epsilon} dz$ (l - масштаб неоднородности, dz - элемент траектории волны, $\delta = \langle \epsilon \rangle + \tilde{\epsilon} \approx 1 + \tilde{\epsilon}$).

Особенность влияния такого образования на распространение волны состоит в том, что в первом приближении $\theta(z=l) \approx \theta(z=0)$, то есть после прохождения волной неоднородности возвращается к своему первоначальному значению.

Последнее означает, что в двух предельных случаях слабого и сильного взаимодействия на выходе симметричной неоднородности поляризация должна мало отличаться от первоначальной. Это обусловлено тем обстоятельством, что в случае сильного взаимодействия (характерный масштаб неоднородности l много меньше длины L_φ пути, проходимого волнами, на котором разность фаз между нормальными волнами равна π) волны успевают провзаимодействовать дважды.

Таким образом, естественно ожидать, что наиболее ошутимого преобразования поляризации в симметричных структурах можно достичь при параметре взаимодействия $G \sim l_\varphi/L \sim 1$, когда ситуация может измениться из-за осциллирующего поведения параметров Стокса. Из этих же соображений можно ожидать, что существенным при взаимодействии может оказаться не только пространственный синхронизм, согласно которому взаимодействие осуществляется при $L_\varphi \approx \sim I_\perp$ ($\approx \approx 2\pi/l$ - волновое число вариаций концентрации плазмы N или \vec{H}_0), но и имеющий близкую сущность фазовый синхронизм, когда знак и величина изменения

[†]) Под сильными неоднородностями здесь понимаются образования, набег разности фаз между нормальными волнами на которых нельзя считать малым.

поляризации зависит от места расположения неоднородности.

Проанализируем эти эффекты на основе численного решения уравнений для параметров Стокса $I(0)$, $V(0)$, $U(0)$, $Q(0)$, учитывающих взаимодействие высокочастотных радиоволн в слабозамагниченной плазме ($\nu \ll 1$, $u \ll 1$) [1]:

$$\frac{dI}{dz} = 0, \quad \frac{dV}{dz} = -\frac{1}{2} \kappa_0 u \nu \sin^2 \theta U, \quad (3)$$

$$\frac{dU}{dz} = \kappa_0 \nu \sqrt{u} \cos \theta Q + \frac{1}{2} \kappa_0 u \nu \sin^2 \theta V,$$

$$\frac{dQ}{dz} = -\kappa_0 \nu \sqrt{u} \cos \theta U.$$

Будем считать, что волна проходит через слой плазмы, а масштаб L_θ изменения угла θ много больше длины волны.

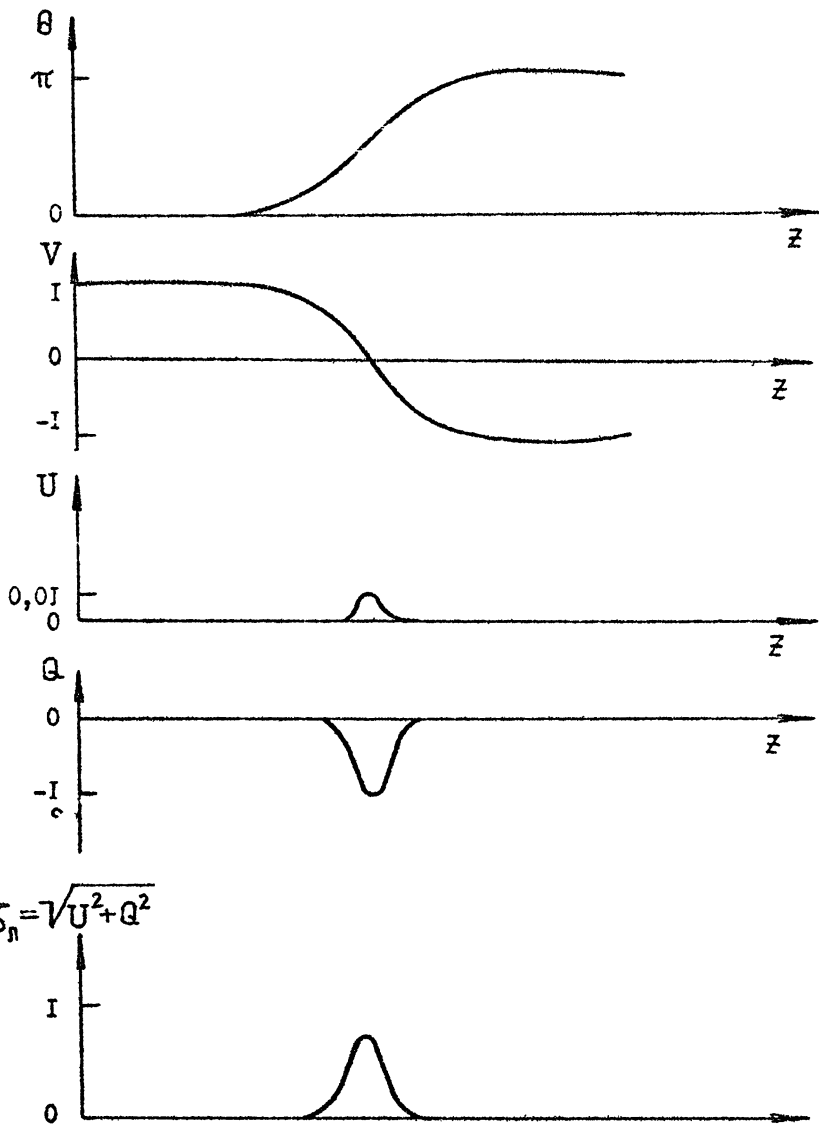
Задавая изменение θ в виде

$$\theta = \theta_0 \left[1 - \exp(-z^2/L_\theta^2) \right],$$

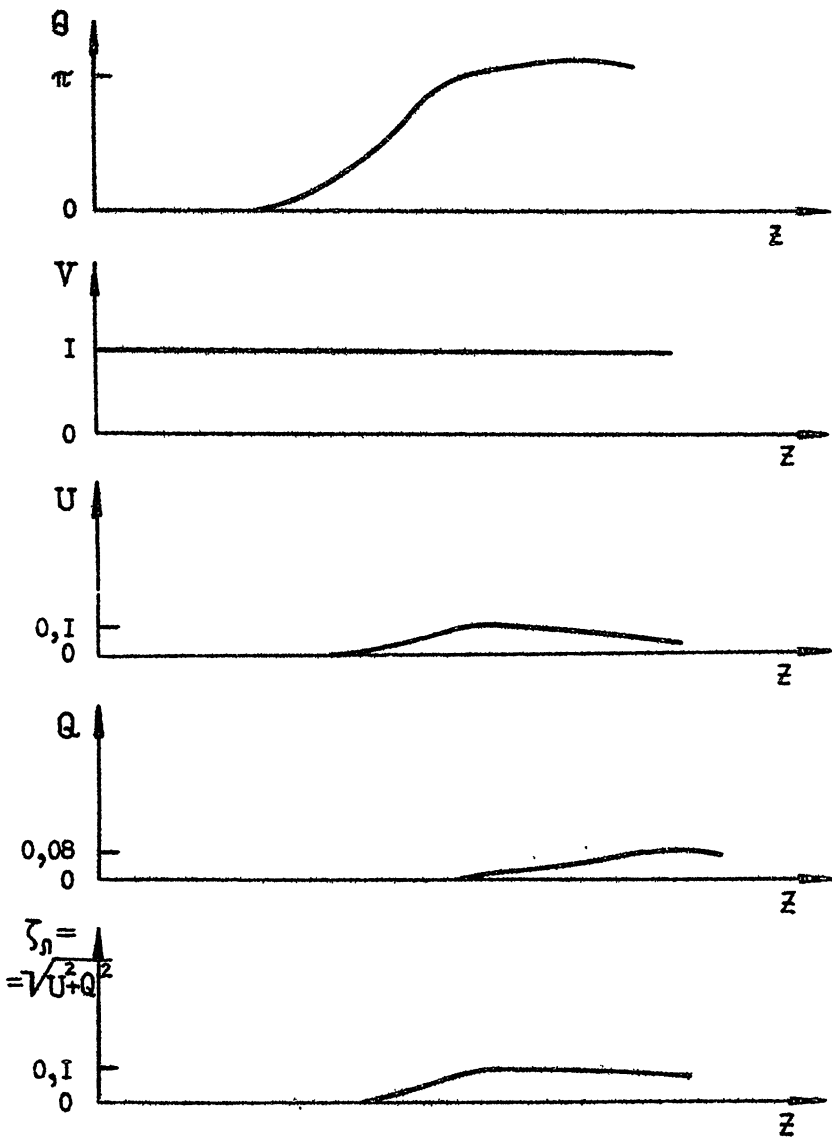
можно проследить изменение параметров Стокса и степени линейной поляризации $\zeta_\parallel = \sqrt{U^2 + Q^2}$ для различных значений λ/L_θ и параметра взаимодействия [3] $G = \kappa_0 \nu u^{3/2} L = 2\pi \nu u^{3/2} L/\lambda$.

Результаты приведенных на рис. 1 расчетов иллюстрируют хорошо известный эффект взаимодействия нормальных волн в области квазиперпендикулярного магнитного поля [3]: рис. 1а - слабое ($G \gg 1$), рис. 1б - сильное ($G \leq 1$) взаимодействие, а рис. 1в поясняет ожидаемую "выделенность" случая, при котором параметр G примерно равен единице.

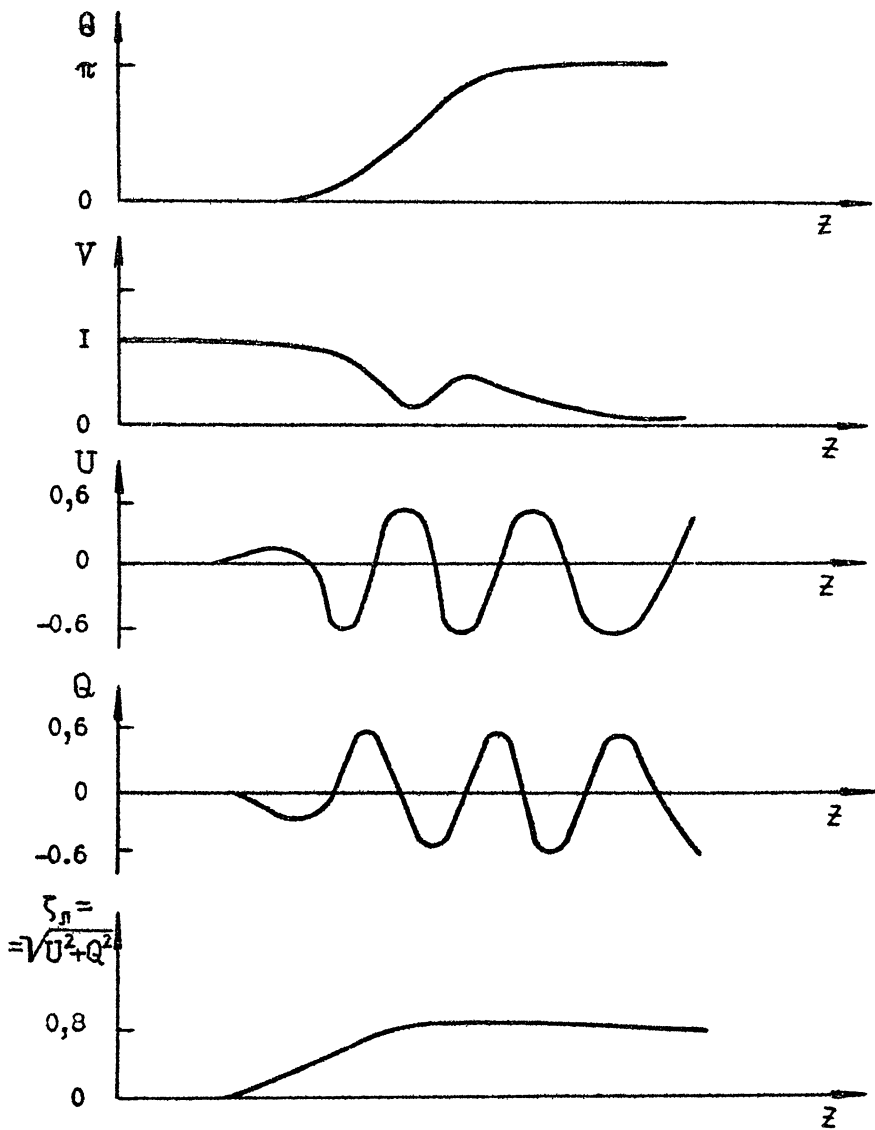
На рис. 2 показано изменение параметров Стокса ($V(z=0) = 1$, $Q(z=0) = U(z=0) = 0$) при симметричном изменении угла θ в интервале от 0 до $\pi/2$ (переход от продольного распространения к квазиперпендикулярному и обратно). Легко видеть значительное увеличение степени линейной поляризации ζ_\parallel при $G \approx 1$ (рис. 2в), которое существенно превышает имеющее место в случае сильного взаимодействия ($G \ll 1$, рис. 2б). Из сравнения рис. 2в и 3 можно оценить влияние на степень изменения ζ_\parallel величины вариаций угла θ



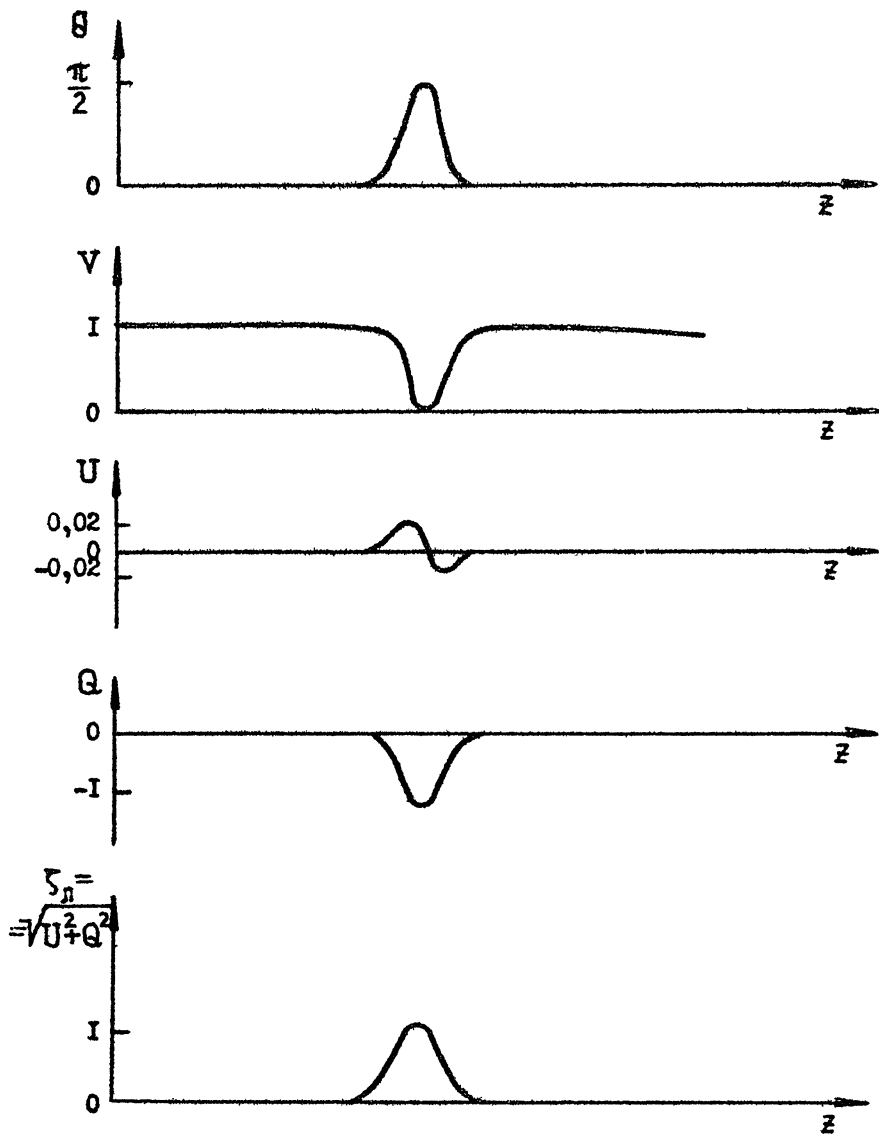
Р и с. 1а



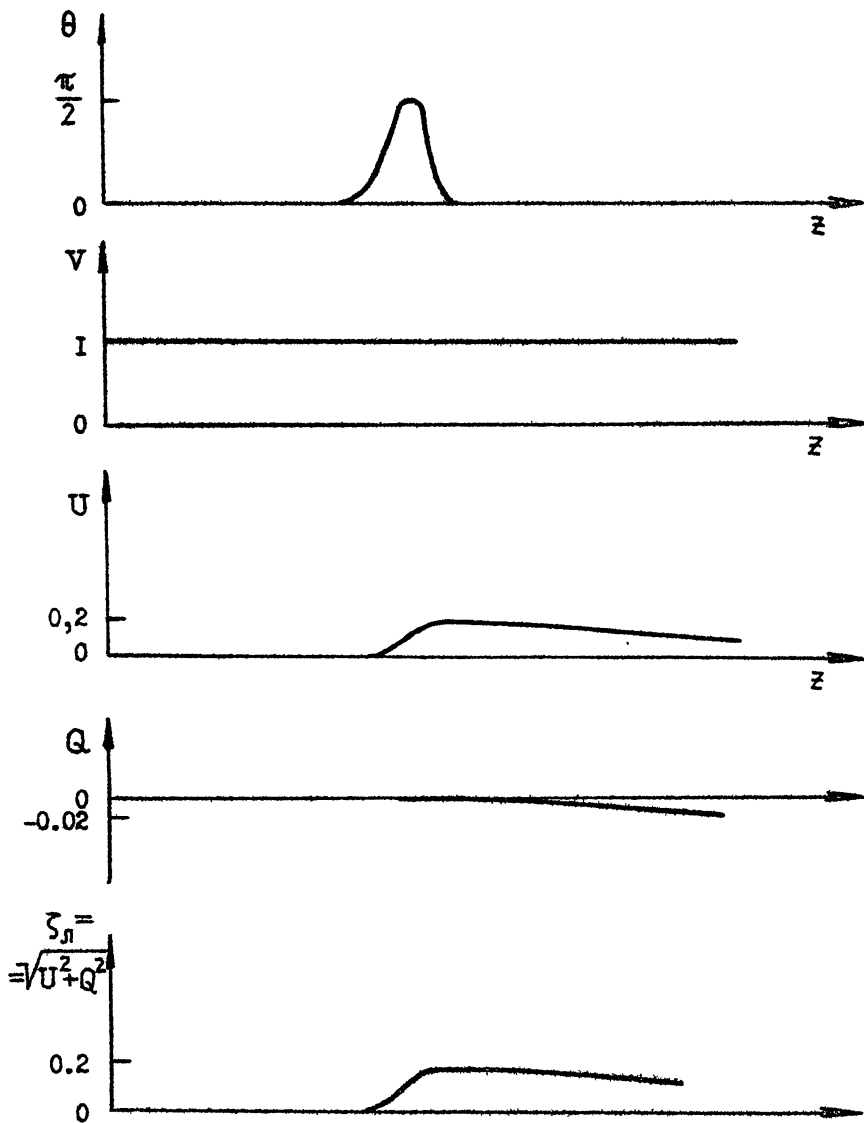
Р и с. 16



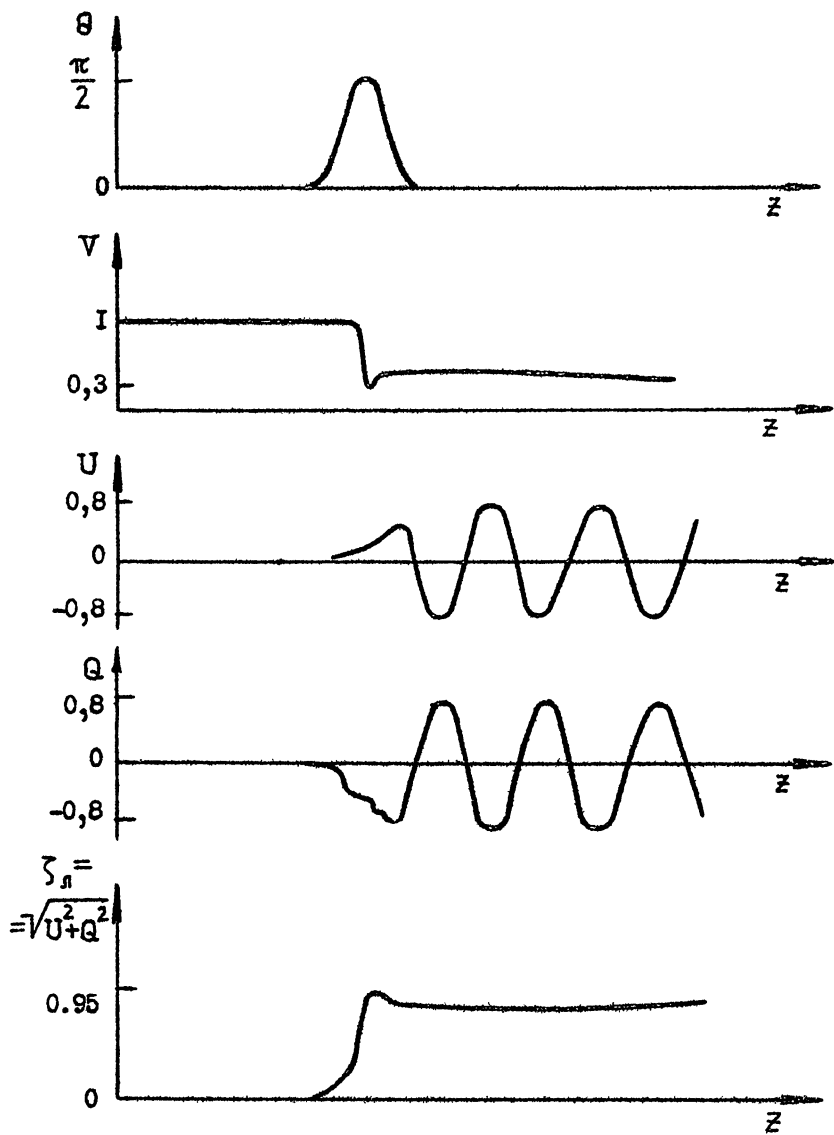
Р и с. 1в



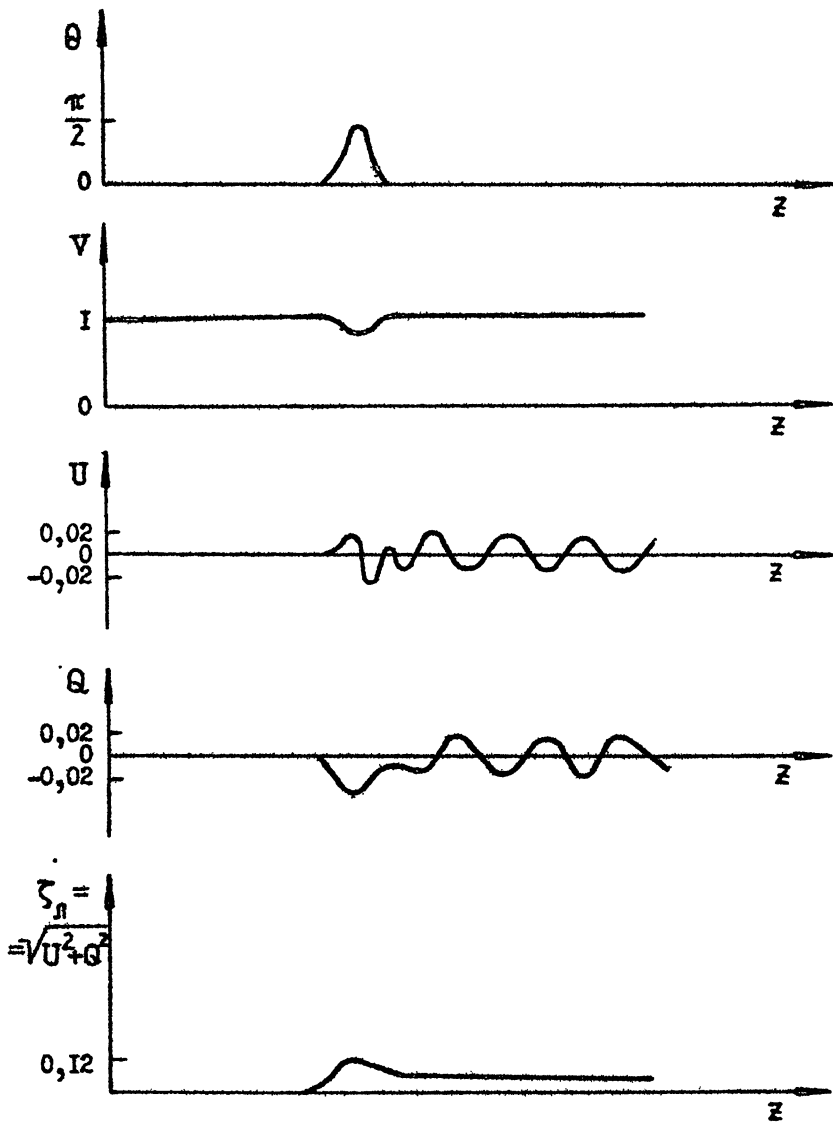
Р и с. 2а



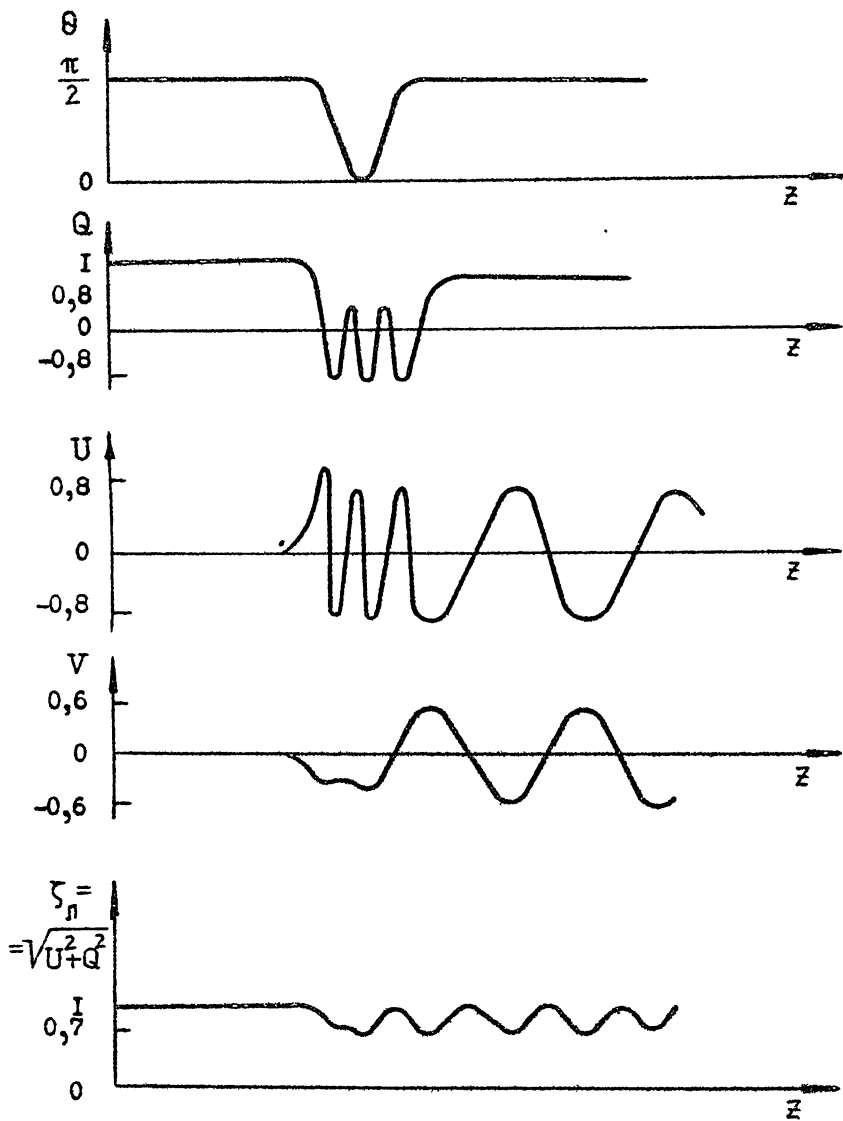
Р и с. 26



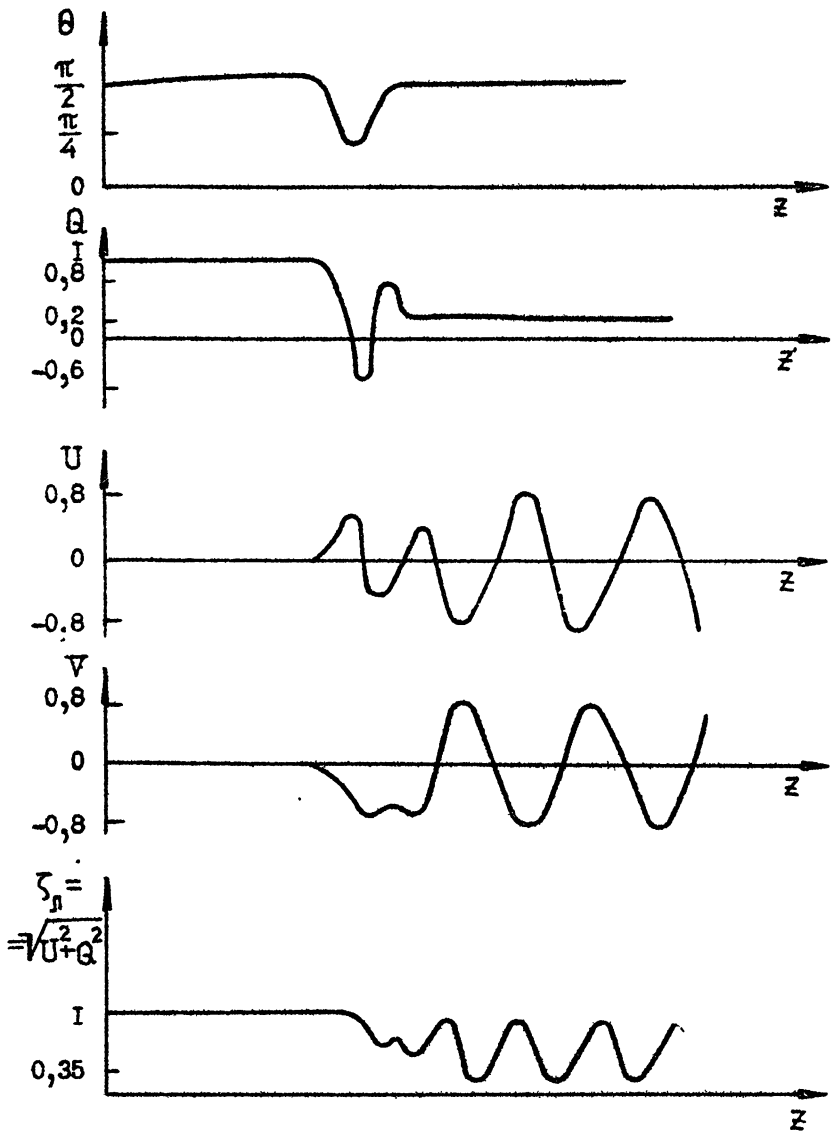
Р и с. 2в



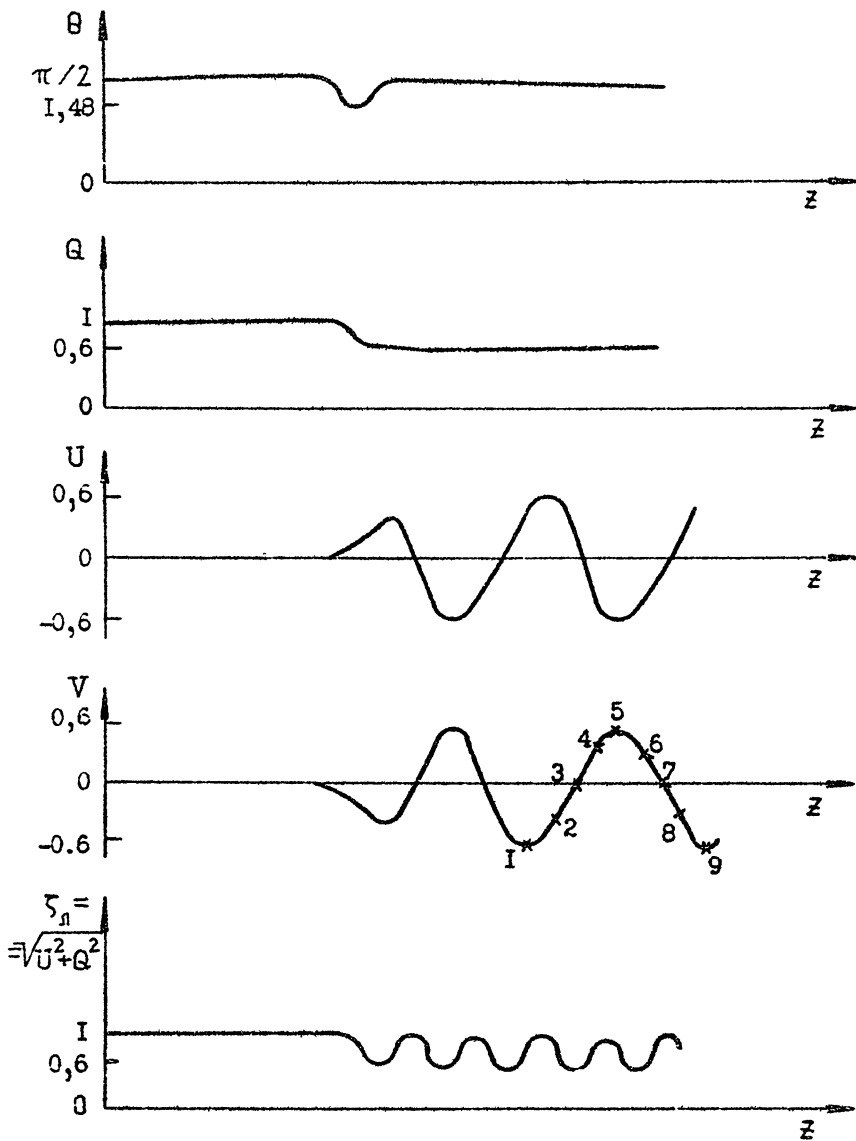
Р и с. 3



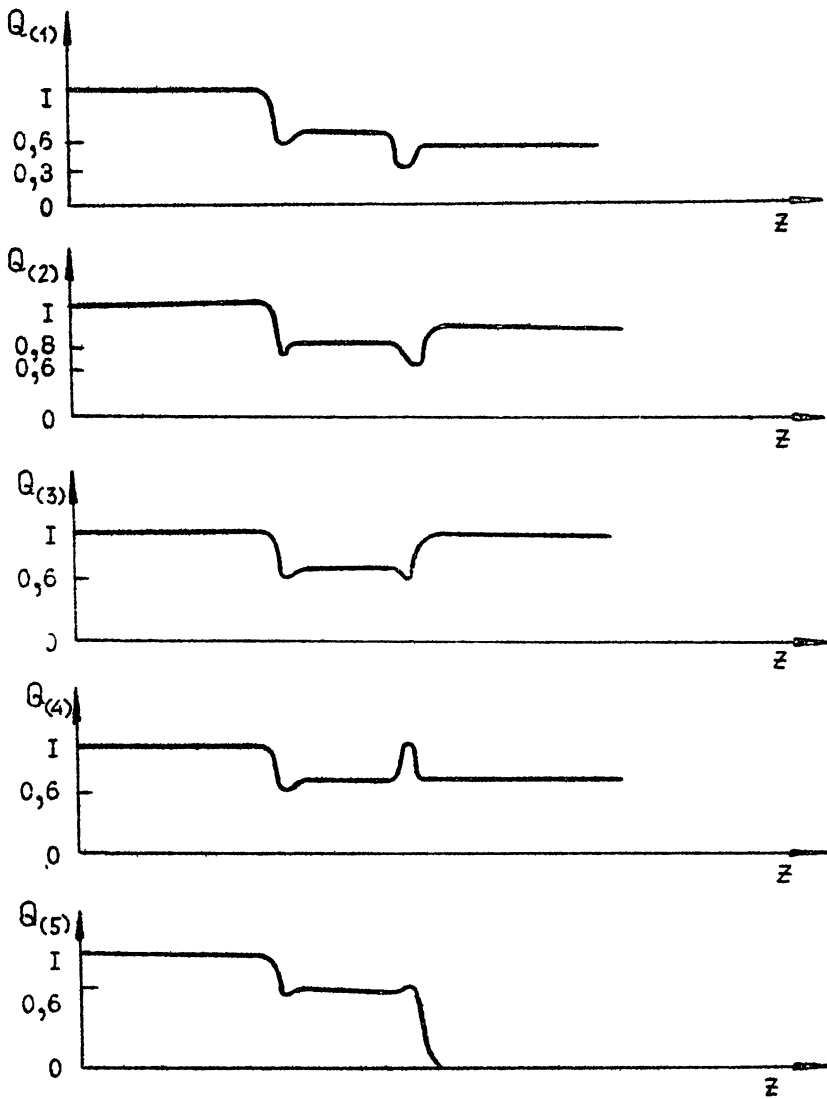
Р и с. 4а



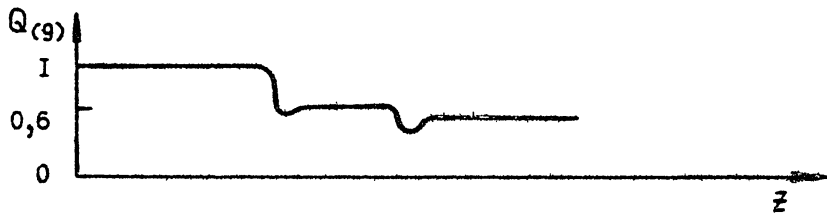
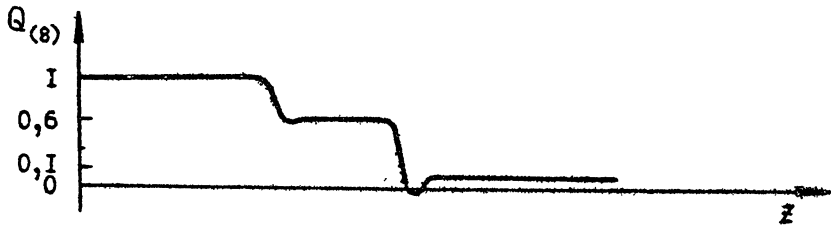
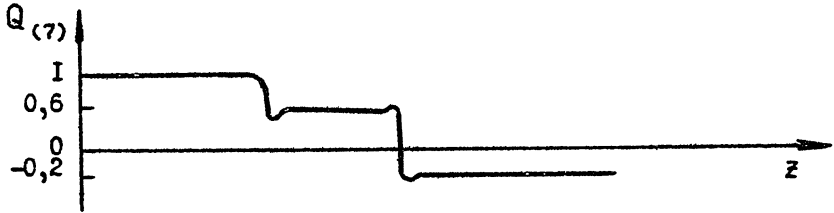
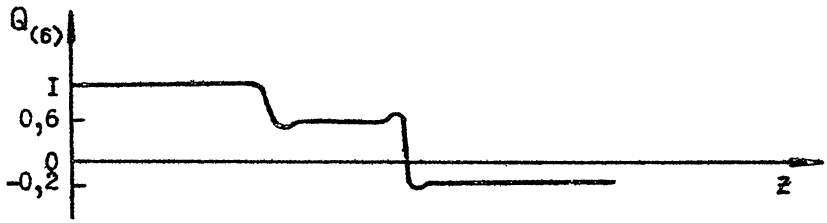
Р и с. 46



Р и с. 4в



Р и с. 5а



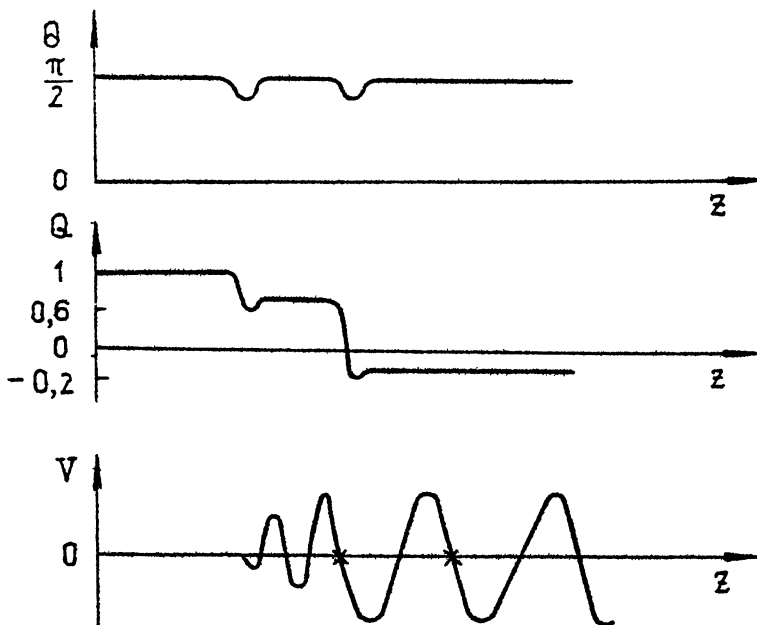
Р и с. 56

На рис. 4 приведены результаты вычислений параметров Стокса для симметричного изменения θ в пределах от $\frac{\pi}{2}$ до 0, то есть при нарушении условия квазиперпендикулярности (рассматривается случай $G \sim I$).

Здесь первоначально, в области $\theta = \frac{\pi}{2}$, задана обыкновенная волна с линейной поляризацией вдоль \vec{H}_0 ($Q(0) = 1$). Наличие даже небольшой неоднородности приводит в случае $G \sim I$ к значительному изменению степени линейной поляризации. При $\Delta\theta \approx 0,1$ рад Q уменьшится до 0,6, а параметр V начнет осциллировать с примерно той же амплитудой (рис. 4в).

Если на пути распространения волны появляется еще одна неоднородность, то дальнейшая эволюция поляризационных параметров существенным образом зависит от того, где "находится" эта неоднородность, а именно, в какой фазе поляризации волны происходит резкое изменение угла между направлением ее распространения и \vec{H}_0 .

На рис. 5а, б показано, что характер поляризации будет изменяться в зависимости от того, находится неоднородность в фазе роста степени



Р и с . 6

круговой поляризации V (точки 1-5 на рис. 4в и соответствующие кривые рис. 5а), либо в фазе её уменьшения (точки 6-9 рис. 4в и рис. 5б). Значения $Q_{(1)}$ и $Q_{(9)}$, соответствующие точкам 1 и 9 рис. 4в, идентичны. Очевидно, что при периодически следующих с периодом изменения поляризации волны неоднородностях эффект накапливается.

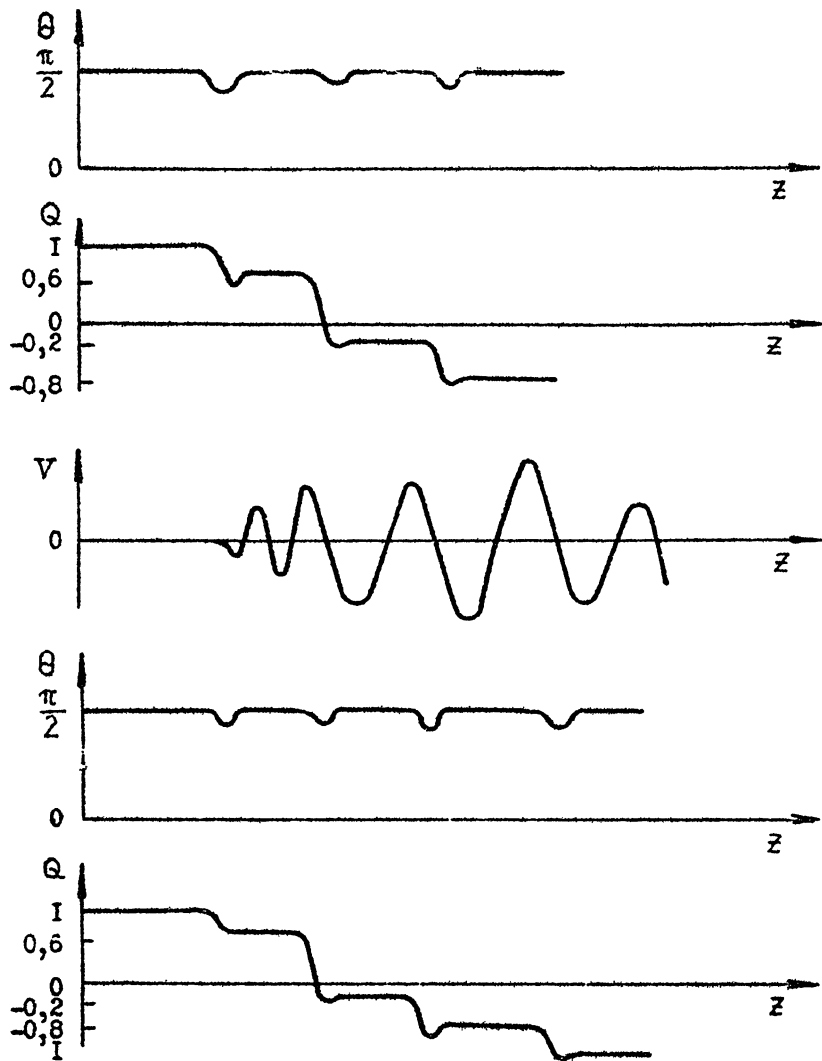
Изменим направление магнитного поля на угол $0,1$ рад. в точке соответствующей нулевой круговой поляризации (точка 7 рис. 4в), там, где она меняет знак с положительного на отрицательный. Результаты численного счета системы (3) для такой модели среды, представленные на рис. 6, показывают, что в этом случае уменьшение параметра Q будет максимальным ($Q = -0,2$). Повторяя указанную процедуру, а именно, меняя на небольшую величину угол между K и H_0 в строго определенных местах (точки нулевой круговой поляризации в фазе ее уменьшения - рис. 7), можно добиться, что знак Q сменится на противоположный. Линейно поляризованная вдоль H_0 обыкновенная волна трансформируется в необыкновенную (линейно поляризованную в направлении, перпендику - лярном магнитному полю).

Очевидно, что возможна и обратная трансформация необыкновенной волны ($Q = -1$) в обыкновенную ($Q = 1$). Для этого неоднородности должны находиться в точках $V=0$, но в фазе увеличения этого параметра.

Аналогичным образом можно, помещая неоднородность в соответствующую "точку" траектории волны, изменять процесс преобразования поляризации на обратный. Приведенные графики позволяют понять и причину пространственного синхронизма в задаче взаимодействия волн в хаотически-неоднородных средах, в основе которого лежит именно фазовый синхронизм.

Поскольку наиболее ошутимое преобразование параметров Стокса при хаотических вариациях (также как и при симметричных изменениях этого угла) осуществляется при $L_{\rho} \sim 1$ ($G \sim 1$), то и накопление этих вариаций вдоль траектории возможно лишь для соответствующего пространственного расположения неоднородностей. Поэтому волны сами "выбирают" себе такие пространственные гармонические составляющие, на которых имеет место последующий фазовый синхронизм. Влияние других "уничтожающих" гармоник приводит к тому, что эффект в отличие от регулярно-неоднородной среды, накапливается только статистически.

Таким образом, мы видим, что эффективным подбором дискретных неоднородностей на пути распространения волны (это могут быть либо изменения направления внешнего магнитного поля, либо изменения элек-



Р и с. 7

тронной концентрации плазмы, приводящие к рефракции радиоволн) можно регулировать поляризационные характеристики излучения.

Л и т е р а т у р а

1. Ерухимов Л.М., Кирш П.И. - Изв. вузов - Радиофизика, 1973, № 16, с. 1783.
2. Апресян Л.А. - Астрон. ж., 1976, № 53, с. 53.
3. Железняков В.В., Кочаровский В.В., Кочаровский Вл.В. - УФН, 1983, № 141, с. 257.
4. Абрамович Б.С., Беллюстин Н.С., Гурбатов С.Н. - Физика плазмы, 1980, № 6, с. 829.
5. Беллюстин Н.С., Раевский М.А. - Физика плазмы, 1984, т. 10, с. 831; 1985, т. 11, с. 163.
6. Ерухимов Л.М., Широ П.И. - Изв. вузов. - Радиофизика, 1974, № 17, с. 879.

Дата поступления статьи
28 августа 1985 г.

Лев Михайлович Ерухимов
Ольга Игоревна Митякова
Полина Ильинична Широ

О НЕКОТОРЫХ ЭФФЕКТАХ
ЛИНЕЙНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН
В СЛАБОУНИЗОТРОПНЫХ
ХАОТИЧЕСКИ И ДИСКРЕТНО НЕОДНОРОДНЫХ СРЕДАХ

Подписано к печати 26.09.85 г. МЦ 01922. Формат 60x84 / 16.
Бумага писчая. Печать офсетная. Объем 1,38 усл.л. Тираж 120.
Заказ 4305. Бесплатно.

Отпечатано на ротаривте НИРФИ.