ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

Том XXIX, № 10 *РАДИОФИЗИКА* *1986*

УДК 535.416

О БЕЗАБЕРРАЦИОННОМ ПРИБЛИЖЕНИИ В ТЕОРИИ САМОФОКУСИРОВКИ

Н. С. Бухман, А. Л. Гутман

Проведено сравнение некоторых разновидностей безаберрационного приближения в теории самофокусировки волновых пучков в нелинейной среде. Обсуждено отношение этих разновидностей к некоторым строгим результатам теории (однородные пучки).

1. Явление стационарной самофокусировки мощных пучков электромагнитных волн изучается достаточно давно [1–3]. При его теоретическом анализе в качестве исходного обычно берется нелинейное скалярное уравнение Гельмгольца

$$\Delta E+k_0^2\varepsilon(|E|^2)E=0, \qquad k_0=\omega/c, \tag{1}$$

где $\varepsilon(|E|^2)$ в простейшем случае мгновенной локальной кубической нелинейности имеет вид

$$\varepsilon(|E|^2)=\varepsilon_{\text{л}}+\varepsilon_{\text{нл}}(|E|^2)=\varepsilon_{\text{л}}+\alpha|E|^2. \tag{2}$$

Можно выделить два теоретических подхода к анализу самофокусировки широких пучков электромагнитных волн. Первый из них, известный как нелинейная квазиоптика [1–4], основан на том, что в прозрачной среде ($\varepsilon_{\text{л}}>0$) при достаточно слабой нелинейности ($\varepsilon_{\text{нл}}\ll\varepsilon_{\text{л}}$) (1) в хорошем приближении сводится к известному параболическому уравнению [1–4], которое допускает как непосредственное численное или аналитическое исследование, так и дальнейшее упрощение (в рамках безаберрационного приближения). С использованием этого подхода удается детально проанализировать явление самофокусировки пучков в прозрачных средах с учетом нелинейных аберраций.

Вместе с тем в [3] впервые было обращено внимание на один недостаток подхода нелинейной квазиоптики [1–4], заключающийся в игнорировании зависимости продольного волнового числа пучка от нелинейного возмущения диэлектрической проницаемости среды на его оси. Между тем эта зависимость может привести к изменению относительной роли дифракции и нелинейной рефракции в ходе самофокусировки. При изучении же однородных осесимметричных пучков (волноводный режим распространения) отмеченная ограниченность подхода нелинейной квазиоптики приводит к неучету зависимости мощности однородных пучков от их ширины. Разумеется, отмеченное в [3] обстоятельство еще более существенно при анализе нелинейного просветления непрозрачной среды ($\varepsilon_{\text{л}}<0$) мощным пучком электромагнитных волн.

Поэтому во втором подходе, используемом при анализе нелинейного просветления сред, непрозрачных для волн малой амплитуды [5–7], безаберрационное приближение вводится, минуя стадию параболического уравнения [1–4]. Смысл принятого в [5–7] приближения состоит в том, что нелинейная среда, возмущенная полем осесимметричного пучка, заранее считается квадратичной [8], т. е.

$$\varepsilon(|E|^2)\simeq\varepsilon_{\parallel}(z)+\varepsilon_{\perp}(z)r^2, \tag{3}$$

причем в $\varepsilon_{\parallel}$ учитывается как линейная, так и нелинейная часть диэлектрической проницаемости на оси пучка.

Для гауссова пучка в среде (3) имеем [8]

$$E(r,z)=(B(r,z)/\sqrt{k(z)})\exp(-i\int k(z)dz);\tag{4}$$

$$B^2(r,z)=\frac{p}{g^2}\exp\left(-\frac{2r^2}{g^2}\right)\exp\left(-ik\frac{g'}{g}r^2\right).\tag{5}$$

Здесь $g=g(z)$ — ширина пучка, $k=k(z)$ — волновое число для пучка, величина p в непоглощающей среде в квазиоптическом приближении сохраняется и связана с мощностью пучка P соотношением

$$P=(c/16k_0)p.\tag{6}$$

Функции $k(z)$ и $g(z)$ определяются системой

$$k^2=k_0^2\varepsilon_{\parallel}(z)-4/g^2;\tag{7}$$

$$k^2g''+kk'g'-4/g^3-k_0^2\varepsilon_{\perp}g=0.\tag{8}$$

Чтобы получить замкнутую систему уравнений для параметров пучка, необходимо выразить $\varepsilon_{\parallel,\perp}$ через p, k, g в соответствии с (2) — — (5). Сделать это удается лишь в безаберрационном приближении, так как поперечный профиль диэлектрической проницаемости среды, возмущенной полем гауссова пучка, отличен от параболического. Поэтому имеем

$$\varepsilon_{\parallel}=\varepsilon_л+\alpha p/kg^2,\qquad \varepsilon_{\perp}=-2\alpha p\gamma/kg^4,\tag{9}$$

где $\gamma\sim1$. Неопределенность значения γ вызвана тем, что при получении (3) из (2) с учетом (4), (5) приходится аппроксимировать гауссову кривую параболой; ясно, что такая аппроксимация может быть сделана различными способами, что вызывает неопределенность γ. Так, если при подстановке (4), (5) в (2) провести разложение полученного выражения в ряд по степеням r в окрестности точки $r=0$ и ограничиться первыми двумя членами ряда, получим $\gamma=1$. В дальнейшем этот вариант безаберрационного приближения ($\gamma=1$) будем именовать параксиальным безаберрационным приближением (ПБП). Сразу отметим, что в (9) значение $\gamma=1$ не более обосновано, чем любое другое значение $\gamma\sim1$. К вопросу о рациональном выборе γ мы вернемся позднее.

Тогда в безаберрационном приближении имеем

$$k^2g''+kk'g'=4/g^3-2q\gamma/kg^3;\tag{10}$$

$$k^2=k_0^2\varepsilon_л+(q/k-4)/g^2,\qquad q=\alpha pk_0^2.\tag{11}$$

Предложенная система является исходной для исследования самофокусировки пучка в безаберрационном приближении.

2. Обсудим связь (10), (11) с другими вариантами безаберрационного приближения. Сразу отметим, что при $\gamma=1$ (ПБП) (10), (11) с точностью до обозначений переходят в исходные уравнения для анализа самофокусировки, предложенные в [5].

Если, следуя [3], положить в (10) $k'\approx0$ и пренебречь в (11) дифракционным членом $-4/g^2$, а также в правой части (11) положить $k\simeq k_0\sqrt{\varepsilon_л}$, получим вместо (10), (11)

$$k^2g''=4/g^3-2q\gamma/kg^3;\tag{12}$$

$$k^2=k_0^2\varepsilon_л+(q/k_0\sqrt{\varepsilon_л}\,g^2).\tag{13}$$

Нетрудно проверить, что при $\gamma=1$ (ПБП) (12), (13) с точностью до обозначений * соответствуют уравнениям для безаберрационной

* В настоящей работе исследуется кубическая нелинейность по диэлектрической проницаемости ($\varepsilon=\varepsilon_л+\alpha|E|^2$), а в [3] — по показателю преломления ($n=n_0+n_2|E|^2$).

самофокусировки, предложенным в [3] в порядке уточнения подхода нелинейной квазиоптики [1, 2]. Необходимо отметить, что (13) получено в предположении близости k к линейному значению $k_0\sqrt{\varepsilon_л}$, так как, хотя в (13) и учитывается изменение продольного волнового числа для пучка за счет нелинейного возмущения диэлектрической проницаемости на его оси, при расчете самого этого возмущения отличием k от невозмущенного значения $k_0\sqrt{\varepsilon_л}$ пренебрегается (ср. (13) и (11)). Тем не менее (13) правильно отражает качественную сторону проблемы.

Наконец, при полном пренебрежении нелинейным возмущением диэлектрической проницаемости на оси пучка вместо (13) имеем $k=k_0\sqrt{\varepsilon_л}$. Тогда с точностью до обозначений уравнения (12) — уравнение безаберрационной самофокусировки пучка в рамках подхода нелинейной квазиоптики [1, 2].

Отметим, что в нелинейной квазиоптике при анализе самофокусировки в безаберрационном приближении кроме значения $\gamma=1$ (ПБП) используется и значение $\gamma=1/4$, возникающее при изучении параболического уравнения методом моментов [9]. При этом вводится понятие усредненной ширины пучка (с учетом возможных аберраций) и доказывается, что в однородной среде в приближении нелинейной квазиоптики усредненная ширина пучка изменяется в соответствии с (12) (при $k=k_0\sqrt{\varepsilon_л}$), причем параметр γ определяется начальным профилем пучка; максимальное значение $\gamma\simeq 0{,}27$ достигается при волноводной форме профиля (см. [11]), а при гауссовом начальном профиле $\gamma=1/4$. В дальнейшем приближение $\gamma=1/4$ будем именовать усредненным безаберрационным приближением (УБП)*.

При безаберрационном анализе самофокусировки в рамках нелинейной квазиоптики [1, 2] разница между УБП и ПБП ($\gamma=1/4, 1$) не принципиальна, так как вариации значения γ приведут лишь к соответствующему изменению критической мощности и длины фокусировки [4], что несущественно в силу полуколичественного характера безаберрационного приближения как такового. По-видимому, с этим связано и известное безразличие к значению γ в более последовательных вариантах безаберрационного приближения [3, 5–7], где без комментариев принимается $\gamma=1$. Между тем, как будет показано ниже, при учете зависимости продольного волнового числа на оси пучка от его ширины в рамках безаберрационного рассмотрения (10), (11) характер самофокусировки качественно различен при $\gamma \gtrless 1/2$. Разумеется, в предлагаемом подходе, имеющем, в отличие от [9], существенно безаберрационный характер, рекомендовать определенное значение γ, исходя из «первых принципов», не удается. Тем не менее, рассматривая γ как «подгоночный параметр» и потребовав, чтобы качественно результаты безаберрационного анализа самофокусировки с использованием (10), (11) совпадали с известными [10, 11] результатами, полученными при изучении волноводного режима распространения пучков (полученными непосредственно из (1), (2) без введения безаберрационного приближения или перехода к параболическому уравнению [1, 2]), можно провести мотивированный выбор значения γ.

3. Итак, изучим волноводный режим распространения пучка. Введем при $\varepsilon_л>0$ (прозрачная среда)

$$P_{кр}(\gamma)=c\sqrt{\varepsilon_л}/8\gamma\alpha k_0^2. \tag{14}$$

Нетрудно проверить, что в (10), (11) волноводное распространение пучка ($g=\text{const}$) мощности P имеет место при $k=\tilde{k}$, $g=\tilde{g}$, где

$$\tilde{k}=8\gamma\alpha P k_0^3/c, \quad \tilde{g}^2=(4-2/\gamma)/k_0^2\varepsilon_л-\tilde{k}^2. \tag{15}$$

* Из дальнейшего видно, что в данном случае важно не столько конкретное значение γ, сколько альтернатива $\gamma\gtrless 1/2$.

Теперь видно, что в ПБП ($\gamma=1>1/2$) и в УБП ($\gamma=1/4<1/2$) характер волноводного распространения пучка качественно различен.

Так, в ПБП волноводное распространение пучка в непрозрачной среде ($\varepsilon_л<0$) невозможно, так как $\tilde{g}^2<0$, а в УБП в непрозрачной среде распространяться без расходимости может пучок любой мощности. При этом с изменением мощности пучка P от нуля до бесконечности волноводное волновое число $\tilde{k}$ меняется от нуля до бесконечности, а ширина однородного пучка $\tilde{g}$ — от максимального значения $\tilde{g}=2/k_0\sqrt{-\varepsilon_л}$ до нуля.

В прозрачной же среде ($\varepsilon_л>0$) в ПБП распространяться без расходимости может пучок с мощностью от нуля до $P_{кр}$; при этом волноводное волновое число меняется от нуля до $k_0\sqrt{\varepsilon_л}$, а ширина однородного пучка $\tilde{g}$ — от $\sqrt{2}/k_0\sqrt{\varepsilon_л}$ до бесконечности. В УБП в прозрачной среде волноводное распространение возможно для пучка с мощностью от $P_{кр}$ до бесконечности; при этом волноводное волновое число изменяется от $k_0\sqrt{\varepsilon_л}$ до бесконечности, а ширина однородного пучка $\tilde{g}$ — от бесконечности до нуля.

Аналогичный анализ в (12), (13) приводит к следующим выражениям для $\tilde{k}$ и $\tilde{g}$:

$$\tilde{k}=8\gamma\alpha Pk_0^3/c, \quad \tilde{g}^2=-\frac{2/\gamma}{k_0^2\varepsilon_л-\tilde{k}^2}\,\frac{\tilde{k}}{k_0\sqrt{\varepsilon_л}}=-\frac{2/\gamma}{k_0^2\varepsilon_л-\tilde{k}^2}\,\frac{P}{P_{кр}}. \tag{16}$$

Видно, что в (12), (13) качественных различий между ПБП и УБП не наблюдается, изменение фактора γ приводит лишь к не слишком большим количественным вариациям $\tilde{k}$ и $\tilde{g}$. В прозрачной среде в рамках (12), (13) волноводное распространение могут испытывать пучки с мощностью от $P_{кр}$ до бесконечности; волноводное волновое число $\tilde{k}$ при этом изменяется от $k_0\sqrt{\varepsilon_л}$ до бесконечности, а ширина однородного пучка — от бесконечности до нуля. Видно, что в прозрачной среде анализ волноводного распространения в (12), (13) при $\gamma\sim 1$ качественно согласуется с УБП в (10), (11).

Выпишем теперь известные [10, 11] результаты, относящиеся к волноводному режиму распространения пучков, полученные непосредственно из (1), (2). Ища решение (1), (2) в виде [4]

$$E(r,z)=E_в\tilde{A}_в(\tilde{r})\exp(-ik_вz), \qquad \tilde{r}=r/a_в, \tag{17}$$

нетрудно получить уравнение для профиля однородного пучка $\tilde{A}_в(\tilde{r})$, его волнового числа $k_в$ и ширины $a_в$:

$$\frac{d^2\tilde{A}_в}{d\tilde{r}^2}+\frac{1}{\tilde{r}}\frac{d\tilde{A}_в}{d\tilde{r}}-\tilde{A}_в+\tilde{A}_в^3=0; \tag{18}$$

$$k_в^2=k_0^2\varepsilon_л+1/a_в^2, \quad k_0^2\alpha a_в^2E_в^2=1. \tag{19}$$

Отсюда нетрудно получить (с учетом известных [4] данных об основной моде нелинейного осесимметричного волновода) для волноводного волнового числа $k_в$ и ширины однородного пучка $a_в$:

$$a_в^2=1/k_в^2-k_0^2\varepsilon_л, \quad k_в=8\pi k_0^3\alpha P/cC_1, \quad C_1\simeq 11{,}5. \tag{20}$$

Из сравнения (15) и (20) сразу видно, что по крайней мере в качественном отношении характер волноводного распространения пучка в рамках УБП (10), (11) совпадает с точным решением (20), в то время как анализ в рамках ПБП (10), (11) приводит к ряду качественных отличий от (20). Введя при $\varepsilon_л > 0$

$$P_{кр\,в} = cC_1\sqrt{\varepsilon_л}/8\pi k_0^2\alpha, \qquad (21)$$

можно заключить, что в непрозрачной среде ($\varepsilon_л < 0$) распространяться без расходимости может пучок любой мощности. При этом с изменением мощности пучка от нуля до бесконечности волноводное волновое число $k_в$ меняется от нуля до бесконечности, а ширина однородного пучка $a_в$ * — от максимального значения $a_в = 1/k_0\sqrt{-\varepsilon_л}$ до нуля. В прозрачной же среде ($\varepsilon_л > 0$) волноводное распространение возможно для пучка с мощностью от $P_{кр\,в}$ до бесконечности, при этом волноводное волновое число $k_в$ меняется от $k_0\sqrt{\varepsilon_л}$ до бесконечности, а ширина однородного пучка $a_в$ — от бесконечности до нуля. УБП (10), (11) и точное рассмотрение волноводного режима согласуются и в количественном отношении. Так, $P_{кр}(\gamma = 1/4)/P_{кр\,в} = 1{,}09$ [9].

В рамках же подхода нелинейной квазиоптики [1, 2] в прозрачной среде однородный пучок может нести только фиксированную мощность, не зависящую от его ширины и равную $P_{кр\,в}$ при изучении волноводного режима непосредственно в рамках параболического уравнения [1, 2] или $P_{кр}(\gamma)$ при введении безаберрационного приближения.

Итак, анализ волноводного режима распространения пучков, проведенный в рамках различных вариантов безаберрационного приближения, в которых учитывается зависимость продольного волнового числа на оси пучка от его ширины (что эквивалентно учету зависимости мощности однородных пучков от их ширины), позволяет сделать следующие выводы.

— Анализ волноводного режима с использованием (10), (11) при $\gamma = 1$ (ПБП) приводит к ряду качественных противоречий ** с известными точными результатами об однородных пучках [10, 11].

— Анализ волноводного режима с использованием (10), (11) при $\gamma = 1/4$ (УБП) согласуется с точным волноводным решением [10, 11] как качественно, так и количественно.

— Анализ волноводного режима с использованием (12), (13) при $\gamma \sim 1$ (как в ПБП, так и в УБП) в прозрачной среде ($\varepsilon_л > 0$) качественно (и количественно при $P \sim P_{кр}$) согласуется с точным волноводным решением.

4. Перейдем теперь к краткому анализу собственно самофокусировки, ограничившись случаем однородной среды ($\varepsilon_л, \alpha = \mathrm{const}$). Прежде всего отметим, что в случае однородной среды, согласно (11), $k(z)$ зависит от z только через ширину пучка $g(z)$, так что можно ввести функцию $k(g)$ — положительное решение (11). После этого (10) один раз интегрируется и нетрудно получить

$$(k(g)\,g')^2 = 2\int\limits_{g_1}^{g} \frac{1}{g^3}\left(4 - \frac{2q\Upsilon}{k(g)}\right) dg + (g_1' k(g_1))^2, \qquad (22)$$

где $g'(z)\,|_{g=g_1} = g_1'$.

---

* Отметим, что если в силу (4), (17) $\tilde{k}$ и $k_в$ можно отождествить, то $\tilde{g}$ и $a_в$ относятся к разным кривым — гауссовой $\exp(-r^2)$ и $\tilde{A}_в(\tilde{r})$ соответственно. Впрочем, с точностью до фактора ~ 1 и их можно отождествить.

** Отметим, что это относится не только к [5], где уравнения (10), (11) используются при $\gamma = 1$ (ПБП), но и к [6, 7], так как в однородной непоглощающей кубичнонелинейной среде при изучении волноводного режима распространения исходные уравнения для изучения самофокусировки [6,7] совпадают с [5] — уточнения, введенные в [6, 7] по сравнению с [5], проявляются только при отклонении от волноводного режима.

Анализ же (11) приводит к выводу, что в прозрачной среде ($\varepsilon_л > 0$) $k(g)$ лежит между $k_0\sqrt{\varepsilon_л}$ и

$$\tilde{k}_1 = (1/4)q = 4\alpha P k_0^3/c, \qquad (23)$$

причем при $g \to 0$ $k(g) \to \tilde{k}_1$, при $g \to \infty$ $k(g) \to k_0\sqrt{\varepsilon_л}$; в непрозрачной же среде ($\varepsilon_л < 0$) $k(g)$ лежит между $\tilde{k}_1$ и нулем, причем при $g \to 0$ $k(g) \to \tilde{k}_1$, при $g \to \infty$

$$k(g) \to -q/k_0^2\varepsilon_л g^2 \to 0. \qquad (24)$$

Кроме того, переписав (10) в виде

$$(kg')' = (4/k g^3)(1 - \tilde{k}/k), \qquad (25)$$

нетрудно заметить [12], с. 103, что (25) — уравнение нелинейного осциллятора без трения с координатой g и массой k, причем положением равновесия служит волноводный режим — $k = \tilde{k}$, $g = \tilde{g}$.

С учетом сделанных замечаний нетрудно убедиться, что в рамках (10), (11) характер самофокусировки пучка в ПБП и УБП качественно различен. Формальной причиной этого обстоятельства является то, что если в УБП $\tilde{k} = (1/2)q\gamma = (1/2)\tilde{k}_1 < \tilde{k}_1$, то в ПБП $\tilde{k} = (1/2)q\gamma = 2\tilde{k}_1 > \tilde{k}_1$. Дальнейший анализ сводится к решению вопроса о доминировании в правой части (10) дифракционного члена $4/g^3$ или рефракционного $4\tilde{k}/kg^3$ при различной ширине пучка g.

Так, легко проверить, что в ПБП при $\varepsilon_л > 0$ и $P > P_{кр}$ или при $\varepsilon_л < 0$ при любой ширине пучка g в (10) рефракция доминирует над дифракцией, что приводит к схлопыванию коллимированного пучка (причем при $\varepsilon_л < 0$ (с учетом (22) и (24)) — на конечном расстоянии от места инжекции, независимо от начальных условий). В случае же $\varepsilon_л > 0$, $P < P_{кр}$ существует «положение равновесия», соответствующее волноводному режиму, но неустойчивое, так как при $g < \tilde{g}$ доминирует рефракция, а при $g > \tilde{g}$ — дифракция, так что при сколь угодно слабом отклонении от волноводного режима в ПБП пучок или схлопывается, или расфокусируется.

В УБП же при $\varepsilon_л > 0$, $P > P_{кр}$ или при $\varepsilon_л < 0$ имеется равновесная ширина пучка $\tilde{g}$, причем при $g < \tilde{g}$ в (10) доминирует дифракция, а при $g > \tilde{g}$ — рефракция, так что волноводный режим является устойчивым «положением равновесия» и не слишком сильно сфокусированный (дефокусированный) пучок образует пульсирующий волновод, ширина которого осциллирует около $g = \tilde{g}$. Если же $\varepsilon_л > 0$, $P < P_{кр}$, то при любом g в УБП в (10) доминирует дифракция и качественно пучок ведет себя как в линейном случае — после прохождения фокуса расфокусируется.

Основное качественное различие характера самофокусировки в ПБП и УБП состоит в том, что в ПБП самофокусировка приводит к схлопыванию пучка или к его дифракционному расплыванию, а в УБП самофокусировка имеет характер осцилляций ширины пучка около равновесного значения — волноводной ширины $\tilde{g}$, причем схлопывание пучка невозможно, так как при $g \to 0$ $k \to \tilde{k}_1$ и в УБП в (10) дифракция доминирует над фокусировкой. Дальнейшие подробности и оценки в квадратурах легко получить из (22).

В заключение отметим, что анализ самофокусировки в рамках (12), (13) [3] при $\gamma \sim 1$ в прозрачной среде ($\varepsilon_л > 0$) качественно согласуется с анализом, проведенным в УБП в (10), (11) — здесь также самофокусировка приводит к образованию пульсирующего пучка при $P > P_{кр}$, причем ширина пучка осциллирует около равновесного волноводного значения.

5. Укажем на некоторые результаты проведенного рассмотрения. Во-первых, показано, что применение исходных уравнений для анализа самофокусировки, предложенных в [5–7], к изучению волноводного режима распространения пучка, приводит к ряду резких противоречий с известными точными результатами [10, 11]. Тем не менее сравнительно небольшая модификация исходных уравнений [5] (переход от параксиального к усредненному безаберрационному приближению) позволяет достигнуть хорошего согласия с [10, 11]. Вместе с тем упомянутая модификация приводит к качественному изменению характера самофокусировки по сравнению с [5] — самофокусировка приводит не к схлопыванию, а к образованию пульсирующего пучка с шириной, осциллирующей около равновесного значения — ширины однородного пучка соответствующей мощности.

Во-вторых, показана существенность отмеченного в [3] возрастания продольного волнового числа пучка при его самофокусировке, что приводит к изменению соотношения нелинейной рефракции и дифракции в процессе самофокусировки пучка и в конечном счете — к невозможности схлопывания пучка в среде с кубической нелинейностью и образованию пульсирующего волновода. Отметим, что в прозрачной среде уравнения, предложенные в [3], также описывают образование пульсирующего волновода.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ахманов С. А, Сухоруков А. П, Хохлов Р. В. — ЖЭТФ, 1966, **50**, вып. 6, с. 1537.
2. Ахманов С. А., Сухоруков А. П, Хохлов Р. В. — УФН, 1967, **93**, вып. 1, с. 19.
3. Ахманов С. А., Сухоруков А. П., Хохлов Р. В. — В сб.: Нелинейная оптика. — Новосибирск: Наука, 1968, с. 348.
4. Виноградова М. Б, Руденко О. В., Сухоруков А. П Теория волн. — М.: Наука, 1979.
5. Ерохин Н. С., Моисеев С. С., Новиков В. Е. — ЖТФ, 1978, **48**, № 9, с. 1769.
6. Ерохин Н. С., Сагдеев Р. З. — ЖЭТФ, 1982, **83**, вып. 1, с. 132.
7. Ерохин Н. С, Фадеев А. П. Препринт ИПМ АН СССР №, 128, М., 1982
8. Гончаренко А. М. Гауссовы пучки света. — Минск: Наука и техника, 1977.
9. Власов С. Н., Петрищев В. А., Таланов В. И. — Изв. вузов — Радиофизика, 1971, **14**, № 9, с. 1353.
10. Таланов В. И. — Изв вузов — Радиофизика, 1966, **9**, № 2, с. 410.
11. Chiao R. Y., Garmire E., Townes C. H — Phys. Rev. Lett, 1964, **13**, № 15, p. 479.
12. Ландау Л Д., Лифшиц Е. М. Механика. — М.: Наука, 1973.

Воронежский лесотехнический институт

Поступила в редакцию 26 февраля 1985 г.

NON-ABERRATIONAL APPROXIMATION IN THEORY OF SELF-FOCUSING

N. S. Buckman, A. L. Gutman

The comparison of some kind of non-aberrational approximation in theory of self-focusing of wave beams in nonlinear media are presented. The relations of this approximations to some strong results of the theory (homogeneous wave beams) are also discussed.