1991 JOURNAL OF TECHNICAL PHYSICS Vol. 61, N 11

05

РЕЗОНАНСНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ МАГНИТОПЛАЗМЕННОЙ ПОВЕРХНОСТНОЙ ВОЛНЫ В СТРУКТУРЕ ПОЛУПРОВОДНИК—МЕТАЛЛ

Н. А. Азаренков, К. Н. Остриков

Рассмотрен нелинейный процесс резонансной генерации второй гармоники поверхностной волны, распространяющейся поперек внешнего магнитного поля на границе полупроводник—металл. На основе динамической системы уравнений описан процесс нелинейной перекачки энергии первой гармоники во вторую. Приведены оценки для характерного времени этого процесса. Проведено сравнение с результатами для случая продольного распространения поверхностных волн.

Волновые свойства слоистых полупроводниковых структур являются предметом интенсивных теоретических и экспериментальных исследований, поскольку такие структуры являются элементной основой микроэлектронных приборов и устройств различного назначения [1-8]. В настоящее время эти исследования ведутся в СВЧ [3, 4], миллиметровом [7, 8] и субмиллиметровом [7] диапазонах длин волн. Причем в ограниченных плазменных структурах волны часто бывают медленными, а для медленных волн уже при небольших уровнях мощности существенными становятся нелинейные эффекты, которые во многом определяют их волновые свойства [6, 9-11]. Одним из наиболее исследуемых в связи с разработкой полупроводниковых умножителей частоты нелинейных эффектов является эффект генерации вторых гармоник электромагнитных волн [9, 12-14]. Причем, как отмечалось в работе [14], на пути решения этой проблемы необходимо добиться максимальной эффективности перекачки энергии волны основной частоты во вторую гармонику.

В данной работе рассматривается нелинейный процесс резонансной генерации второй гармоники поверхностной волны (ПВ), распространяющейся поперек внешнего магнитного поля $\mathbf{H}_0$ (геометрия Фойгта [5]) на границе полупроводника n-типа с идеально проводящей металлической поверхностью. Спектры рассматриваемых волн были впервые идентифицированы в экспериментальных работах [15, 16], где было показано, что наличие границы раздела полупроводниковой плазмы с металлом приводит к существованию ПВ, свойства которых существенно отличаются от свойств известных к тому времени ПВ на границах раздела полупроводник—полупроводник и полупроводник—диэлектрик. Так, исследуемые ПВ в геометрии Фойгта являются чисто электромагнитными однонаправленными E-волнами (ПВ H-типа в такой структуре невозможны) [17], что создает дополнительные удобства при экспериментальных исследованиях [9]. Кроме того, как будет показано в настоящей работе, поскольку у этих волн на дисперсионной кривой есть участки с линейной зависимостью частоты от волнового числа, то на них можно осуществить эффективную перекачку энергии сигнала основной частоты во вторую гармонику.

Пусть полупроводник занимает полупространство $x > 0$ и в плоскости $x=0$ граничит с металлом. $\mathbf{H}_0$ направлено вдоль оси z. Исследуемые поверхностные волны распространяются вдоль оси y. Полупроводниковая плазма предполагается плотной ($\Omega_e^2\omega_e^{-2} \gg \varepsilon_0$, где Ω_e, ω_e — электронные плазменная и циклотронная частоты; ε_0 — диэлектрическая проницаемость решетки) и слабостолкновительной ($\nu \ll \omega$, ν — эффективная частота столкновений электронов).

Рассматриваемое приближение справедливо для ряда полупроводниковых материалов с высокой электронной концентрацией (n-GaAs, n-PbTe, n-InAs и др.) в диапазоне значений напряженности магнитного поля $H_0=1-10$ кЭ для типичных при проведении экспериментов с магнитоплазменными ПВ температур жидкого азота [18].

Для описания нелинейного процесса генерации второй гармоники магнитоплазменных ПВ в структуре полупроводник—металл исходим из уравнений квазигидродинамики для электронных движений в поле ПВ и уравнений Максвелла

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t}+(\mathbf{v}\nabla)\,\mathbf{v}=-\frac{e}{m_{эф}}\mathbf{E}-\frac{e}{m_{эф}c}[\mathbf{v},\ \mathbf{H}_0]-\frac{e}{m_{эф}c}[\mathbf{v},\ \mathbf{H}],$$

$$\frac{\partial n}{\partial t}+\operatorname{div}(n_0\mathbf{v})+\operatorname{div}(n\mathbf{v})=0,$$

$$\operatorname{rot}\mathbf{E}=-\frac{1}{c}\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t},$$

$$\operatorname{rot}\mathbf{H}=\frac{1}{c}\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}-\frac{4\pi e}{c}n_0\mathbf{v}-\frac{4\pi e}{c}n\mathbf{v}, \tag{1}$$

где $\mathbf{v}=(d\varepsilon)/(d\mathbf{p})$ — скорость электронных движений в поле ПВ; $\mathbf{E}$, $\mathbf{H}$ — напряженности электрического и магнитного полей ПВ; n_0 — равновесная концентрация носителей; n — отклонение концентрации носителей от n_0, связанное с волновыми процессами; e, $m_{эф}$ — заряд и эффективная масса электронов; ε, $\mathbf{p}$ — энергия и квазиимпульс электронов.

Система уравнений (1) должна быть дополнена соотношением, в явном виде связывающим скорость $\mathbf{v}$ с квазиимпульсом $\mathbf{p}$. В модели изотропного непараболического закона дисперсии носителей эта связь выражается следующим образом [11]:

$$\mathbf{v}=\frac{\mathbf{p}}{m_{эф}}\left(1+\frac{p^2}{2m_{эф}\varepsilon_g}\right), \tag{2}$$

где ε_g — ширина запрещенной зоны. Выражение (2) получено в приближении слабой непараболичности закона дисперсии электронов ($p^2/2m_{эф}\varepsilon_g \ll 1$). Второй член в выражении (2) обусловливает появление в системе (1) кубической нелинейности, специфической для полупроводников и связанной с непараболичностью закона дисперсии носителей [9-11].

При решении системы (1) предполагаем, что амплитуда нелинейной поверхностной волны такова, что справедливо соотношение $\mu=V_E V_ф^{-1}\ll 1$ (V_E — характерная скорость осцилляций электронов в поле волны, $V_ф$ — фазовая скорость ПВ). В этом случае справедливо приближение слабой нелинейности [19-21] и решение нелинейной системы уравнений можно искать методом последовательных приближений [21]. В этом случае решение системы уравнений (1) для волновых возмущений можно представить в виде разложения в ряд по гармоникам частоты ω и волнового числа k_2 нелинейной ПВ

$$C(\mathbf{r},\ t)=\sum_{j=1}^{n}C_j(x)\exp(i\Psi_j),$$

где $C_j(x)$ — амплитуда волнового возмущения, $\Psi_j=j\Psi$, $\Psi=k_2y-\omega t$.

Согласно результатам работ [18, 22], в приближении слабой нелинейности отношение амплитуд $j+1$- и j-гармоник пропорционально выражению

$$C_{j+1}/C_j\sim\mu\,[D_{j+1}-D_j]^{-1},$$

где $D_j=D(k_{2j},\ \omega_j)$ — дисперсионное уравнение, связывающее частоту ω_j и волновое число k_{2j} j-й гармоники, $k_{2j}(\omega_j)$ — его решение.

В случаях, когда j- и $j+1$-гармоники являются несобственными волнами системы ($D_j\neq0$, $D_{j+1}\neq0$) либо одна из них собственная, другая несобственная ($D_j=0$, $D_{j+1}\neq0$), отношение $C_{j+1}/C_j\sim\mu\ll1$. В этих случаях эффективность генерации высшей гармоники мала. Ситуация качественно меняется, когда обе рассматриваемые гармоники являются собственными волнами системы ($D_j=0$, $D_{j+1}=0$). В этом случае даже при $\mu \ll 1$ амплитуды j- и $j+1$-гармоник могут быть одного порядка. Такой процесс называется резонансной генерацией [20, 23]. Рассмотрим процесс резонансной генерации второй гармоники рассматриваемой ПВ. Можно показать, что для выполнения условий $D_1=D(k_2(\omega),\ \omega)=0$, $D_2=D(2k_2(\omega),\ 2\omega)=0$ необходимо, чтобы частоты и волновые числа первой, и второй гармоник были связаны соотношениями пространственно-временного синхронизма [19, 20]

$$\omega+\omega=2\omega, \quad 2k_2(\omega)=k_2(2\omega). \tag{3}$$

Для того чтобы ограничиться рассмотрением взаимодействия только двух гармоник, третья гармоника должна быть несобственной волной системы $D(3k_2(\omega),\ 3\omega)\neq 0$, так что ее амплитуда в $\mu^{-1}\gg 1$ раз меньше амплитуд первой и второй гармоник.

Условия, при которых возможна резонансная генерация второй гармоники, могут быть реализованы для волн магнитоплазменного типа, частота которых удовлетворяет соотношению $\omega^2 \ll \omega_e^2$. В рассматриваемом диапазоне частот эти волны характеризуются линейной дисперсией [6, 17]

$$k_2(\omega)=-\frac{\omega}{c}\frac{\Omega_e}{\omega_e}. \tag{4}$$

Поэтому при выполнении для удвоенной частоты волны неравенства $(2\omega)^2 \ll \omega_e^2$ вторая гармоника также является собственной волной системы и ее волновое число

$$k_2(2\omega)=-\frac{2\omega}{c}\frac{\Omega_e}{\omega_e}. \tag{5}$$

Из выражений (4) и (5) видно, что для волн частот ω и 2ω справедливы условия фазового синхронизма (3). Отметим, что в рассматриваемом случае третья гармоника является несобственной волной системы при выполнении условия $9\omega^2\omega_e^{-2} \lesssim 1$. Из уравнений (1) в рассматриваемом приближении можно получить следующие выражения для компонент электромагнитных полей первой и второй гармоник:

$$\mathbf{E}^{(1),\,(2)}(\mathbf{r},\ t)=\frac{1}{2}\left[\mathbf{E}_{1,\,2}(x)\exp(i\Psi_{1,\,2})+\mathbf{E}^*_{1,\,2}(x)\exp(-i\Psi_{1,\,2})\right];$$

$$\mathbf{H}^{(1),\,(2)}(\mathbf{r},\ t)=\frac{1}{2}\left[\mathbf{H}_{1,\,2}(x)\exp(i\Psi_{1,\,2})+\mathbf{H}^*_{1,\,2}(x)\exp(-i\Psi_{1,\,2})\right];$$

$$E_{y1}(x)=-i\Omega_e^{-1}(\omega+k_2c\omega_e\Omega_e^{-1})A\exp(-\varkappa_1 x);\quad H_{z1}(x)=A\exp(-\varkappa_1 x),\quad E_{x1}(x)=$$
$$=\omega_e\Omega_e^{-1}A\exp(-\varkappa_1 x); \tag{6}$$

$$E_{y2}(x)=-\frac{2i}{\Omega_e}\left(\omega+k_2c\frac{\omega_e}{\Omega_e}\right)B\exp(-\varkappa_1 x)+i\mu\frac{\omega^2}{\Omega_e^2}A\exp(-2\varkappa_1 x);$$

$$E_{x2}(x)=\frac{\omega_e}{\Omega_e}\left[B\exp(-\varkappa_1 x)+\mu\frac{\omega}{\Omega_e}\left(1-\frac{10}{3}\omega_e^2\Omega_e^{-2}\right)A\exp(-2\varkappa_1 x)\right];$$

$$H_{z2}(x)=B\exp(-\varkappa_1 x)-\frac{5}{3}\mu\omega\omega_e^2\Omega_e^{-3}A\exp(-2\varkappa_1 x);$$

$$\varkappa_1\simeq\Omega_e c^{-1},\quad \mu=(e\Omega_e A)(m_{\text{эф}}\omega\omega_e c)^{-1}, \tag{7}$$

где A, B — амплитуды z-компоненты магнитного поля волн частот ω и 2ω на границе полупроводника с металлом.

Вторые гармоники ПВ (7) эффективно генерируются в результате взаимодействия двух волн основной частоты при выполнении условий пространственно-временно́го синхронизма (3). Из (7) видно, что при отключении сигнала основной частоты ($A=0$) вторая гармоника существует, т. е. является собственной волной системы. В этом случае приближение постоянной амплитуды, которое используется при рассмотрении генерации несобственных высших гармоник системы [21], становится несправедливым. Это обусловлено тем, что данное приближение верно в том случае, когда влиянием возбуждаемой волны на волну накачки можно пренебречь. Если возбуждаемые волны несобственные, то это можно сделать, поскольку их амплитуды в $\mu^{-1} \gg 1$ раз меньше амплитуды волны накачки [21]. В случае, когда обе гармоники ПВ являются собственными волнами структуры, их амплитуды с течением времени могут стать одного порядка и влиянием возбуждаемой волны на накачку пренебречь уже нельзя. Процесс перекачки энергии становится обратимым, и поэтому надо писать динамические уравнения для амплитуд взаимодействующих волн.

Подставляя решения (6), (7) в граничное условие $E_{y1,\,2}(0)=0$, а затем производя в полученных уравнениях связи замену

$$\omega \to \omega + i\frac{\partial}{\partial t}, \quad k_2 \to k_2 - i\frac{\partial}{\partial y},$$

получаем динамическую систему уравнений для медленно меняющихся амплитуд первой и второй гармоник поверхностной волны в отсутствие эффектов самовоздействия

$$\frac{\partial A}{\partial t} + V_g\frac{\partial A}{\partial y} = i\beta_1 A^* B, \quad \frac{\partial B}{\partial t} + V_g\frac{\partial B}{\partial y} = i\beta_3 A^2, \tag{8}$$

где $\beta_1 \simeq \beta_3 \approx -e\omega\,[2m_{\text{эф}}c\omega_e]$ — коэффициенты связи первой и второй гармоник, $V_g = -c\omega_e\Omega_e^{-1}$ — групповая скорость ПВ.

В этом случае решение системы уравнений (8) для временно́й зависимости амплитуд первой и второй гармоник имеет следующий вид:

$$\alpha(\tau) = \alpha_{30} + (\alpha_{20} - \alpha_{30})\,\mathrm{sn}^2[\varphi(\tau),\ K], \tag{9}$$

где $\varphi(\tau) = (\alpha_{10}-\alpha_{30})^{1/2}\tau + \mathrm{sn}^{-1}[(\alpha_{30}(\alpha_{20}-\alpha_{10})^{-1})^{1/2},\ K]$, $K = [(\alpha_{20}-\alpha_{30})\times(\alpha_{10}-\alpha_{30})^{-1}]^{1/2}$, $\alpha(\tau) = a_0^2 - a^2 = b^2 - b_0^2$, $a_0 = a\,(\tau=0)$, $b_0 = b\,(\tau=0)$, $b = |B|\,|\beta_1\omega^{-1}$, $a = A\omega^{-1}\sqrt{\beta_1\beta_3}$, $A = |A|\exp(i\theta_1)$, $B = |B|\exp(i\theta_2)$, $\tau = \omega t'$, $\theta = \theta_2 - 2\theta_1$, $\theta_0 = \theta\,(\tau=0)$, $\alpha_{10,\,20} = a_0^2\,(1 \pm (b_0/a_0)\cos\theta_0)$, $\alpha_{30} = b_0^2/3$, sn — эллиптический синус.

Поскольку $\mathrm{sn}(\varphi, K)$ — функция периодическая, то решение (9) описывает обратимый процесс перекачки энергии от первой гармоники ко второй. Из решения (9) следует, что в случае, когда в начальный момент времени возбуждена первая гармоника ($|A_0| \gg |B_0|$), за времена порядка

$$T_{NL} = \frac{4}{\omega}\int_0^1 \frac{ds}{\sqrt{(1-s^2)(1-K^2s^2)}}$$

энергия первой гармоники ПВ может практически полностью перекачаться во вторую. Выражение (10) представляет собой табличный эллиптический интеграл 1-го рода, s — независимая переменная.

Исследуем также резонансную генерацию сигнала удвоенной частоты при учете эффектов самовоздействия. Для этого в правую часть первого уравнения системы (8) добавим член $i\beta_2|A|^2A$, отвечающий за самовоздействие волны накачки основной частоты. Полученная таким образом система уравнений справедлива на начальной стадии перекачки энергии, т. е. когда $|A| \gg |B|$. При нарушении этого условия необходим учет самовоздействия второй гармоники. Используя результаты работ [22, 24], представим коэффициент самовоздействия в виде

$$\beta_2 = \beta_2^{(NL)} + \beta_2^{(NP)}, \tag{11}$$

где

$$\beta_2^{(NL)} = -e^2\Omega_e\,(48m_{\text{эф}}^2c^2\omega_e^2(1-\Omega_e\omega_e^{-1}))^{-1}\sum_{j=0}^{3}\left(\frac{\omega}{\omega_e}\right)^j\sigma_j,$$

$\sigma_0 = 30 + 18\,\omega_e\Omega_e^{-1} - 45\,\omega_e^2\Omega_e^{-2}$; $\sigma_1 = -16.5 + 22.5\,\omega_e\Omega_e^{-1} + 435\,\omega_e^2\Omega_e^{-2} - 417\,\omega_e^3\Omega_e^{-3}$; $\sigma_2 = 0$; $\sigma_3 = -324 + 168\,\omega_e\Omega_e^{-1}$ — коэффициент самовоздействия, обусловленный квадратичными нелинейностями, связанными с нелинейностью уравнений квазигидродинамики и Максвелла; $\beta_2^{(NP)} = e^2\omega\,(32m_{\text{эф}}\varepsilon_g\Omega_e^2)^{-1}\,(7 - 12\,\omega\omega_e^{-1})$ — коэффициент самовоздействия, обусловленный кубической нелинейностью, связанной с непараболичностью закона дисперсии свободных носителей заряда.

Отметим, что в работе [9] указывалось на возможность влияния нелинейности, связанной с непараболичностью закона дисперсии на генерацию второй гармоники. В условиях слабой нелинейности это влияние может осуществляться только через самовоздействие основной гармоники. При учете самовоздействия решение системы (8) имеет следующий вид [23]:

$$\alpha(\tau) = h_1 [l_1 + \mathrm{sn}^2(\varphi_1(\tau),\ K_1)] + \alpha_4, \tag{12}$$

где

$$\varphi_1(\tau) = \frac{\tau\delta}{\sqrt{(\alpha_1-\alpha_3)(\alpha_4-\alpha_2)}} + \mathrm{sn}^{-1}\left[\left(\frac{h_1+\alpha_4 l_1}{\alpha_4}\right)^{1/2},\ K_1\right],$$

$$l_1 = \frac{\alpha_4-\alpha_2}{\alpha_2-\alpha_3},\quad h_1 = \frac{(\alpha_3-\alpha_4)(\alpha_4-\alpha_2)}{(\alpha_2-\alpha_3)},\quad K_1 = \sqrt{\frac{(\alpha_2-\alpha_3)(\alpha_4-\alpha_1)}{(\alpha_1-\alpha_3)(\alpha_4-\alpha_2)}},$$

$$\alpha_{1,2} = \alpha_{10,20} \pm \frac{1}{2}|\delta|a_0^2,\quad \alpha_3 = \alpha_{30} + a_0^2\delta^2,\quad \delta = \beta_2(\beta_3\beta_1)^{-1},$$

$$\alpha_4 = (4\delta^{-2})(1 + a_0^2\delta^2).$$

При $\delta=0$ решение (12) переходит в (9). При учете самовоздействия решение остается периодическим с периодом T_{NL1}, который получается из формулы (10) заменой K на K_1. Из выражений (12) в соответствии с результатами [23] следует, что учет самовоздействия волны основной частоты приводит к сужению интервала возможных значений величины α, т. е. к ослаблению нелинейного эффекта взаимодействия гармоник по сравнению со случаем $\delta=0$.

Для оценки эффективности процесса перекачки энергии во вторую гармонику сравним характерные времена T_{NL1} с линейным периодом ПВ $T_L=2\pi\omega^{-1}$ и проведем сравнение с характерными временами генерации второй гармоники ПВ, распространяющихся вдоль магнитного поля (геометрия Фарадея) [18]. В узкощелевом полупроводнике n-InAs ($n_0\simeq2\cdot10^{16}$ см$^{-3}$, $\varepsilon_g\approx0.4$ эВ) при $H_0=1$ кЭ, $\omega\omega_e^{-1}\approx0.2$, $|A(0)||B(0)|^{-1}\approx10$, $\mu\approx0.1$, отношение $T_{NL1}T_L^{-1}\approx20$, а в образце n-GaAs с большей шириной запрещенной зоны ($n_0\simeq2\cdot10^{17}$ см$^{-3}$, $\varepsilon_g\approx1.5$ эВ) $T_{NL1}T_L^{-1}\approx17$. Если не учитывать самовоздействие, то $T_{NL}T_L^{-1}\approx17$ в n-InAs и 16.2 в n-GaAs. Это объясняется тем, что эффекты самовоздействия, приводящие к увеличению характерного времени нелинейного взаимодействия [23], более ярко выражены в узкощелевых полупроводниках, поскольку коэффициент самовоздействия $\beta^{(NP)}\sim\varepsilon_g^{-1}$. Сравнение с результатами работы [18] показывает, что для ПВ в геометрии Фойгта процесс генерации второй гармоники идет несколько медленнее, чем для волн в геометрии Фарадея. Это можно объяснить тем, что отношение коэффициентов связи гармоник ПВ в случае продольного и поперечного распространения $\beta_{3\parallel}\beta_{31}^{-1}\sim\Omega_e\omega^{-1}\gg1$.

Список литературы

[1] *Никитин А. К., Тищенко А. А.* // Зарубежная радиоэлектроника. 1983. № 3. С. 38—55.
[2] *Bolle D. M., Talisa S. H.* // IEEE Trans. MTT. 1981. Vol. 29. N 9. P. 916—922.
[3] *Кац Л. И.* Полупроводниковые СВЧ волноводы. Обзоры по электронной технике. Сер. 1. Электроника СВЧ. М.: ЦНИИ «Электроника», 1979. Вып. 9 (630). 85 с.
[4] *Альтшулер Е. Ю., Кац Л. И., Попов В. В.* Поверхностные электромагнитные волны в полупроводниковых структурах и их применение в технике СВЧ. Обзоры по электронной технике. Сер. 1. Электроника СВЧ. М.: ЦНИИ «Электроника», 1983. Вып. 7 (940). 60 с.
[5] *Бразис Р. С.* // Литовск. физ. сб. 1981. Т. 21. № 4. С. 73—117.
[6] *Белецкий Н. Н., Булгаков А. А., Ханкина С. И., Яковенко В. М.* Плазменные неустойчивости и нелинейные явления в полупроводниках. Киев: Наукова Думка, 1984. 192 с.
[7] Электроника и радиофизика миллиметровых и субмиллиметровых радиоволн / Под ред. А. Я. Усикова. Киев: Наукова Думка, 1986. 368 с.
[8] *Кац Л. И., Попов В. В.* // РЭ. 1977. Т. 22. № 6. С. 1107—1113.
[9] *Амбразявичене В. С., Бразис Р. С., Кунигелис А. А.* Препринт ИФП АН ЛитССР. Вильнюс, 1987. 45 с.
[10] *Во Хонг Ань.* Теория параметрического воздействия электромагнитного излучения большой мощности на твердое тело. М.: Наука, 1985. 200 с.

[11] *Ханкина С. И., Яковенко В. М.* // Изв. вузов. Радиофизика. 1989. Т. 32. № 3. С. 389—392.
[12] *Wolff P. A., Pearson G. A.* // Phys. Rev. Lett. 1966. Vol. 17. N 5. P. 1015—1017.
[13] *Sodha M. S., Dubey P. K., Sharma S. K., Kaw P. K.* // Phys. Rev. B. 1970. Vol. 1. N 11. P. 3426—3435.
[14] *Salimullah M., Khurshed Alam S. M., Alam N. M.* // Phys. Rev. B. 1989. Vol. 39. N 6. P. 3771—3775.
[15] *Toda M.* // J. Phys. Soc. Jap. 1964. Vol. 19. N 7. P. 1126—1130.
[16] *Hirota R., Suzuki K.* // J. Phys. Soc. Jap. 1966. Vol. 21. N 6. P. 1112—1118.
[17] *Азаренков Н. А., Кондратенко А. Н., Мельник В. Н., Олефир В. П.* // РЭ. 1985. Т. 30. № 11. С. 2195—2201.
[18] *Азаренков Н. А., Кондратенко А. Н., Остриков К. Н.* // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. Вып. 8. С. 11—13.
[19] *Ахманов С. А., Хохлов Р. В.* Проблемы нелинейной оптики. М.: Изд-во ВИНИТИ АН СССР, 1964. 225 с.
[20] *Бломберген Н.* Нелинейная оптика. М.: Мир, 1966. 424 с.
[21] *Кондратенко А. Н.* Плазменные волноводы. М.: Атомиздат, 1976. 232 с.
[22] *Азаренков Н. А., Остриков К. Н.* // РЭ. 1990. Т. 35. № 2. С. 266—271.
[23] *Вильгельмссон Х., Вейланд Я.* Когерентное нелинейное взаимодействие волн в плазме. М.: Энергоиздат, 1981. 224 с.
[24] *Азаренков Н. А., Кондратенко А. Н., Остриков К. Н.* // УФЖ. 1990. Т. 35. № 11. С. 1715—1719.

Харьковский
университет им. А. М. Горького

Поступило в Редакцию
17 апреля 1990 г.