УДК 533.951

ПОГЛОЩАТЕЛЬНЫЕ СВОЙСТВА ТОНКИХ НЕОДНОРОДНЫХ СЛОЕВ МАГНИТОАКТИВНОЙ ПЛАЗМЫ

М. И. Бакунов, Ю. М. Сорокин

Исследуемые ниже возможности использования слоистых систем типа плазменной пленки на идеально проводящей поверхности (ППП) как резонансных поглотителей падающих ТМ-волн представляют интерес в связи с задачами диагностики приповерхностной плазмы, эффективной передачи энергии лазерного излучения мишеням, оптимизации ряда структур твердотельной электроники. Ранее условия полного резонансного поглощения были изучены лишь для некоторых ППП — систем с изотропной плазмой [1-3].

При наличии внешнего (либо генерируемого в самой плазме) магнитного поля $\mathbf{B}_0$ без ограничения общности можно рассмотреть систему, представленную на рис. 1. Тонкий в масштабе длины падающей из вакуума ($x < -d_1$) волны слой ($\omega_1 d/c = k_1 d \ll 1$) магнитоактивной плазмы при $x = d_2$ граничит с идеально проводящей подложкой ($d = d_1 + d_2$), причем максимальное значение плазменной частоты в слое ω_m удовлетворяет неравенству $\omega_m d/c \ll 1$. Зависимость компоненты $\varepsilon_{xx}(x)$ тензора диэлектрической проницаемости плазмы в окрестности существенной для исследуемого эффекта резонансной точки $\varepsilon_{xx}(0) \simeq 0$ моделируется степенными функциями вида $\varepsilon_{xx}(x) = \pm (x/l)^n + \varepsilon_0 + i\nu$, где порядок слоя $n = 1, 2, 3, \ldots$, масштаб $l \lesssim d_{1,2}$, а малые параметры частотной отстройки от резонанса $|\varepsilon_0| \ll 1$ и поглощения $\nu \ll 1$ выражаются известным образом (см., например, [4]),

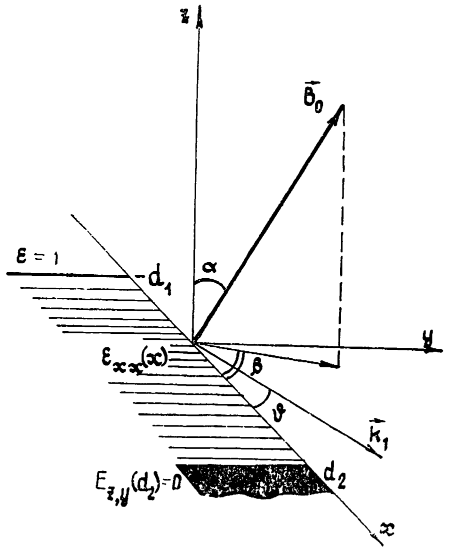

Рис. 1.

$$\varepsilon_0 \simeq 1 - \frac{\omega_0^2(\omega_1^2 - \omega_B^2 \sin^2\alpha \cos^2\beta)}{\omega_1^2(\omega_1^2 - \omega_B^2)},$$

$$\nu \simeq \frac{\nu_{eff}}{\omega_1}\omega_0^2 \times \tag{1}$$

$$\times \frac{\omega_1^2(\omega_1^2 + \omega_B^2) + \omega_B^2(\omega_B^2 - 3\omega_1^2)\sin^2\alpha\cos^2\beta}{\omega_1^2(\omega_1^2 - \omega_B^2)^2},$$

через значение плазменной частоты в точке резонанса $\omega_0 = \omega_p(0)$, гирочастоту электронов ω_B, эффективную частоту соударений ν_{eff} и углы α, β (см рис 1) Полученные ниже «эталонные» решения для слоев указанного вида позволяют исследовать поглощательные свойства плазмы в зависимости от профиля $\mathrm{Re}\,\varepsilon_{xx}(x)$ вблизи резонансной точки, в том числе для слоев с резонансным экстремумом концентрации (при n — четном), с резонансной точкой перегиба (при n—нечетном), а также проследить предельный переход к однородному слою (при $n \to \infty$)

С точностью до членов порядка $k_1 d$ компоненты E_{ry}, E_{rz} амплитуды электрического поля отраженной волны могут быть выражены через компоненты амплитуды падающей волны E_{1y}, E_{1z} без конкретизации функции $\varepsilon_{xx}(x)$ при помощи полученных в [5] формул связи полей и их производных на краях тонкого плазменного слоя, а также граничного условия $E_{y,z}(d_2) = 0$. В получающиеся формулы

$$E_{rz} = -E_{1z}, \quad E_{ry} = -E_{1y}\,\frac{1 - \sin\theta(\operatorname{tg}\theta + G)\Delta}{1 + \sin\theta(\operatorname{tg}\theta - G)\Delta} \tag{2}$$

входит параметр гиротропии плазмы G, равный компоненте ε_{xy} тензора диэлектрической проницаемости в точке резонанса

$$G = \varepsilon_{xy}(0) \simeq \omega_B\omega_0^2\,\frac{\omega_B \sin^2\alpha \sin\beta\cos\beta - i\,\omega_1\cos\alpha}{\omega_1^2(\omega_1^2 - \omega_B^2)}, \tag{3}$$

и обобщенный резонансный параметр слоя Δ, определяемый выражениями

$$\Delta = \frac{1 - \exp(g\delta)}{g}, \quad g = \sin\theta(G + G^*), \quad \delta = ik_1\int_{-d_1}^{d_2}\frac{dx}{\varepsilon_{xx}(x)}. \tag{4}$$

Имея в виду, главным образом, исследование зависящих от профиля $\mathrm{Re}\,\varepsilon_{xx}(x)$ поглощающих свойств ППП-систем, связанных с наличием плазменного резонанса, далее при анализе формул (2)—(4) будем для краткости полагать, что приведенный параметр гиротропии $|g| \lesssim 1$ (частота ω_1 не близка к частоте гирорезонанса). В случае линейного перехода $\mathrm{Re}\,\varepsilon_{xx}(x)$ через нуль ($n=1$), как и вообще в отсутствие плазменного резонанса, параметры δ и Δ малы ($|\Delta| \sim |\delta| \sim k_1 d$ [5]) и заметное поглощение в слое, как видно из (2), возможно лишь для скользящих углов падения $|\theta| \simeq \pi/2$ Поэтому в дальнейшем будем рассматривать слои с $n \geqslant 2$, для которых эффекты резонансного поглощения (как и резонансной экранировки [6, 7]) существенно возрастают [3, 8, 9], в том числе при наличии гиротропии [8, 9].

Опуская детали вычисления резонансного параметра δ, приведем лишь конечный результат

$$\delta = \mp \frac{2\pi k_1 l \exp[-i\varphi(n-1)/n]}{|\tilde{\nu}|^{(n-1)/n} n [1-\exp(i2\pi/n)]} \begin{cases} 2, & n\text{ — четное} \\ 1+\exp(\pm i\pi/n), & n\text{ — нечетное} \end{cases}, \tag{5}$$

справедливый с точностью до членов порядка $k_1 d$ и определяемый порядком слоя n, а также модулем $|\tilde{\nu}|$ и аргументом φ обобщенного параметра расстройки $\tilde{\nu} = \mp(\varepsilon_0 - i\nu)$ ($\varphi = \arg\tilde{\nu}$, $0<\varphi<2\pi$, выбор знака производится в соответствии с законом изменения $\varepsilon_{xx}(x)$). Из (5) видно, что при $n \geqslant 2$ параметр δ оценивается как отношение двух малых величин $k_1 l$ и $|\tilde{\nu}|^{(n-1)/n}$, вследствие чего он может быть не мал даже в тонких слоях, если $|\tilde{\nu}| \lesssim (k_1 l)^{n/(n-1)}$. Именно этот случай, наиболее интересный с точки зрения обеспечения значительного резонансного поглощения в ППП-системе, мы и рассмотрим ниже.

Как следует из (2), несмотря на имеющуюся (при $\boldsymbol{B}_0 \neq 0$) анизотропию плазмы ТЕ- и ТМ-волны взаимодействуют с ППП-системой независимо, причем для нормально падающей и ТЕ-волн ($E_{1y}=0$, $E_{1z} \neq 0$) резонансное поглощение отсутствует* Резонансное же поглощение ТМ-волны является, вообще говоря, заметным и может быть полным при выполнении условия

$$1-\sin\theta(\mathrm{tg}\,\theta + G)\Delta = 0, \tag{6}$$

которое мы и исследуем далее для некоторых частных случаев.

1. Изотропная плазма. При G, $g \to 0$ условие (6) сводится к двум соотношениям

$$|\mathrm{Im}\,\delta| \ll 1, \quad \mathrm{Re}\,\delta = -\cos\theta/\sin^2\theta, \tag{7}$$

которые в частных случаях $n=2, 3$ и $n \to \infty$ совпадают с условиями, полученными в [1-3] В слоях с произвольным n для выполнения первого из соотношений (7) в зависимости от выбора знака в модельной степенной функции $\varepsilon_{xx}(x)$ необходимо: $\varphi \simeq \pi \mp \pi/2$ (или, что то же, $|\varepsilon_0| \ll \nu$), если n — нечетное, и $\varphi \simeq \pi \mp \pi n/2(n-1)$, если n — четное. В частности, при $n=2$ требуется $\pm\varepsilon_0 < 0$, $|\varepsilon_0| \gg \nu$ (ср. [3]). Полагая первое из соотношений (7) выполненным, второе можно привести к виду

$$\frac{|\tilde{\nu}|^{(n-1)/n}\, n \sin(\pi/n)\cos\theta}{2\pi k_1 l \sin^2\theta} = \begin{cases} 1, & n\text{ — четное} \\ \cos(\pi/2n), & n\text{ — нечетное} \end{cases}, \tag{8}$$

наглядно иллюстрирующему тот факт, что по мере уплощения функции $\mathrm{Re}\,\varepsilon_{xx}(x)$ в окрестности $x=0$, т. е с ростом n, различия между условиями полного поглощения в ППП-системах с симметричными и несимметричными слоями исчезают, так что при $n \gg \pi$ (когда концентрация плазмы имеет платообразный участок толщиной $2l$) для полного поглощения падающей ТМ-волны требуется $|\varepsilon_0| \ll \nu$, $\nu\cos\theta = 2k_1 l \sin^2\theta$ (ср с предельным случаем однородного слоя [1, 2]).

2. Гиротропный слой, $\boldsymbol{B}_0$ лежит в плоскостях z, y или z, x. Поскольку при этом $\mathrm{Re}\,G=0$, $g=0$, условие (6) принимает вид $1+\sin\theta(\mathrm{tg}\,\theta+G)\delta = 0$. Отметим здесь следующие частные случаи· а) $\alpha=\pi/2$ ($\boldsymbol{B}_0$ перпендикулярно или параллельно слою и лежит в плоскости падения), когда $G=0$, и условия полного поглощения совпадают с найденными выше для изотропной плазмы**, б) однородный слой (при произвольном α), когда $\delta = -2k_1 l/(\nu + i\varepsilon_0)$, одно из условий полного поглощения $\varepsilon_0 = -2iGk_1 l \sin\theta$, а второе совпадает со случаем изотропной плазмы, так что полное поглощение имеет место при $|\varepsilon_0| \sim \nu$.

3. Гиротропный слой, $\boldsymbol{B}_0$ лежит в плоскости падения ($\alpha=\pi/2$). При этом $\mathrm{Im}\,G=0$ и условие (6) сводится к соотношениям

$$|\mathrm{Im}\,\Delta| \ll 1, \quad \mathrm{Re}\,\Delta = \sin^{-1}\theta(\mathrm{tg}\,\theta+G)^{-1}. \tag{9}$$

Кроме того, коэффициент отражения может быть асимптотически малым в особом случае $\mathrm{tg}\,\theta = -G$ ($g<0$), если $(\sin^2\theta/\cos\theta)\,|\Delta| \gg 1$. Последнее неравенство эквива

* Отметим, что в уединенном гиротропном слое при нормальном падении может поглощаться около половины падающей энергии [9].

** Как видно из (1), плазменный резонанс и, следовательно, поглощение волны отсутствуют, если $\boldsymbol{B}_0$ велико ($\omega_B > \omega_1$) и параллельно плоскости слоя лентно условию $g \operatorname{Re}\delta \gg 1$ и выполняется только для наклонной к слою ориентации магнитного поля ($\beta \neq 0, \ \pm\pi/2, \ \pi$) и достаточно слабых соударений ($|\nu| \ll (k_1 l)^{n/(n-1)}$). При $\operatorname{tg}\theta \neq -G$ условия (9) выполняются в двух случаях: а) для углов падения $\operatorname{tg}\theta = G$ $(g>0)$, если $g|\operatorname{Re}\delta| \gg 1$, т. е. снова для наклонного магнитного поля и слабых соударений; б) для углов падения $\operatorname{tg}\theta = G[1 \pm \exp(g \operatorname{Re}\delta)]/[1 \mp \exp(g \operatorname{Re}\delta)]$, взятых соответственно для четных и нечетных k, если выполнено условие $\operatorname{Im}\delta = g^{-1}\pi k$ $(k = 0, \pm 1, \ldots)$.

Таким образом, в ППП-системах с гиротропной плазмой возможно управление условиями появления полного резонансного поглощения ТМ-волн за счет изменения ориентации и величины магнитного поля. В целом область существования эффекта значительно расширяется по сравнению с изотропным случаем в сторону малых столкновительных потерь. Что же касается спектрального интервала резонансно-поглощаемых волн, то он ограничен узкими полосами допустимых расстроек ($|\varepsilon_0| \lesssim (k_1 l)^{n/(n-1)}$) относительно частот, для которых диэлектрическая проницаемость слоя имеет нуль выше первого порядка, и существенно зависит от формы слоя, частоты соударений, а также ориентации магнитного поля.

ЛИТЕРАТУРА

1. Godwin R. P. — Phys. Rev. Lett., 1972, 28, № 2, p. 85.
2. Котов А. К. — Физика плазмы, 1985, 11, вып. 5, с 629.
3. Сахаров А. С. Препринт ФИАН № 190. — М, 1979.
4. Гершман Б. Н., Ерухимов Л. М., Яшин Ю. Я. Волновые явления в ионосфере и космической плазме. — М: Наука, 1984, с. 112
5. Пилия А. Д., Федоров В. И — ЖЭТФ, 1969, 57, вып. 4 (10), с. 1198.
6. Кондратьев И. Г., Миллер М. А. — Изв. вузов — Радиофизика, 1968, 11, № 6, с. 885.
7. Жаров А А, Кондратьев И Г. — Изв. вузов — Радиофизика, 1976, 19, № 8, с. 1130.
8. Ерохин Н. С., Моисеев С. С, Назаренко Л. А. — Письма в ЖТФ, 1977, 3, вып. 12, с. 561.
9. Бакунов М. И, Денисов Н Г., Зелексон Л А. — Изв. вузов — Радиофизика, 1986, 29, № 4, с. 408.

Горьковский государственный университет

Поступила в редакцию 9 июня 1986 г.

УДК 538.56:519 25

ПРОСТРАНСТВЕННО-ЧАСТОТНАЯ КОРРЕЛЯЦИЯ ВОЛН В ПРИБЛИЖЕНИИ МАРКОВСКОГО СЛУЧАЙНОГО ПРОЦЕССА

А. М Стадник

Пусть комплексная амплитуда волны, распространяющейся вдоль положительного направления оси z в среде с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon(\boldsymbol{r}; k) = 1 + \Delta\varepsilon(\boldsymbol{r}; k)$, описывается параболическим уравнением

$$\left[\frac{i}{k}\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{2k^2}\Delta_\perp + \frac{1}{2}\Delta\varepsilon(\rho, z, k)\right]\psi(\rho, z; k) = 0, \tag{1}$$

где $\Delta_\perp$ — оператор Лапласа по поперечным координатам $\rho = (x, y)$. Решение уравнения (1) для произвольных начальных условий записывается как

$$\psi(\rho, z; k) = \int d\rho_0 \, G(\rho, z | \rho_0, z_0; k)\, \psi(\rho_0, z_0, k), \tag{2}$$

где функция Грина $G(\rho, z| \rho_0, z_0; k)$ удовлетворяет по первой паре аргументов тому же уравнению (1), но с начальным условием $G(\rho, z_0 | \rho_0, z_0; k) = \delta(\rho - \rho_0)$. После очевидных переобозначений (1) совпадает с квантово-механическим уравнением Шредингера, что позволяет сразу записать выражение для $G(\rho, z|\rho_0, z_0; k)$ в виде континуального интеграла (КИ) [1, 2]:

$$G(\rho, z| \rho_0, z_0; k) = \int \exp\left\{\frac{ik}{2}\int\limits_{z_0}^{z} dz' \left[\dot{\eta}^2(z') + \Delta\varepsilon(\eta(z'), z', k)\right]\right\} D\eta. \tag{3}$$

Интегрирование в (3) производится по всем двумерным траекториям, удовлетворяющим граничным условиям $\eta(z_0) = \rho_0$, $\eta(z) = \rho$, а мера $D\eta$ выбрана таким образом, что