

РЕЗОНАНСНАЯ САМОКАНАЛИЗАЦИЯ ГИПЕРЗВУКА

Е. М. Ганапольский

При распространении интенсивного гиперзвука с частотой $9,4 \text{ ГГц}$ в кристалле Al_2O_3 , содержащем парамагнитные ионы Ni^{3+} , обладающие сильной электрон-фононной связью, в области акустического парамагнитного резонанса обнаружен эффект самоканализации гиперзвуковой волны.

1. Эффекты самовоздействия, в том числе самофокусировка и самоканализация волны, являются следствием зависимости условий распространения (скорости и коэффициента поглощения) для нелинейной среды от интенсивности волны. Эти эффекты в нелинейной оптике, как известно, являются предметом многочисленных исследований, выполненных в последнее время. В акустике из-за сравнительно слабой упругой нелинейности обычных сред, а также вследствие существенных трудностей в получении гиперзвуков очень высокой интенсивности, аналогичное самовоздействие волны пока еще не реализовано. В этом плане интерес представляет акустический парамагнитный резонанс, который благодаря нелинейности характеристики парамагнитной системы в резонансной области позволяет осуществить самоканализацию или самофокусировку акустической волны, распространяющейся в среде с парамагнитными центрами.

2. Стационарное распространение пучка гиперзвука, имеющего на входе круглое поперечное сечение, радиуса a , в резонансной среде описывается системой уравнений

$$\frac{\partial R}{\partial x} + \frac{1}{a^2} \frac{\partial R}{\partial r} \frac{\partial S}{\partial r} + \frac{R}{2a^2} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial^2 S}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 S}{\partial r^2} \right] + I_R(R) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial S}{\partial x} + \frac{1}{2a^2} \left(\frac{\partial S}{\partial r} \right)^2 = \frac{1}{2Rk^2 a^2} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial R}{\partial r} + \frac{\partial^2 R}{\partial r^2} \right] + I_S(R), \quad (2)$$

где R, S – амплитуда и эйконал гиперзвуковой волны, медленно меняющиеся функции координат в продольном x и поперечном r направлениях, k – волновой вектор, $I_R(R), I_S(R)$ – нелинейные функции от R , которые выражаются через характеристики парамагнитной системы.

Если эта система имеет эффективный спин $S' = 1/2$ и лоренцову форму неоднородно уширенной резонансной линии, то

$$I_R(R) = RQkF_R(z)\delta^{-1}; \quad I_S(R) = QF_S(z)\delta^{-1}; \quad z = T_1T_2G^2k^2R^2\hbar^{-2},$$

$$Q = NG^2(4\rho v^2\hbar)^{-1}; \quad F_R(z) = [1 + \gamma(1+z)^{1/2}]\{\epsilon^2 + [1 + \gamma(1+z)^{1/2}]^2\}^{-1}\gamma S_z^0$$

$$F_S(z) = \epsilon\{\epsilon^2 + [1 + \gamma(1+z)^{1/2}]^2\}^{-1}S_z^0; \quad \gamma = (\delta T_2)^{-1}; \quad \gamma \ll 1,$$

$$S_z^0 = -\frac{1}{2} \operatorname{th}(\hbar\omega_0 T^{-1}), \quad (3)$$

где δ – ширина линии, N – концентрация парамагнитных центров, G – величина спин-фононной связи, v – скорость звука, ρ – плотность, T_1 , T_2 – время продольной и поперечной релаксации, $\epsilon = (\omega_0 - \omega)\delta^{-1}$, ω_0 – резонансная частота, ω – частота гиперзвука.

Следуя методу, изложенному в [1], получим решение (1) – (2) в виде слаборасходящегося пучка с переменным радиусом кривизны. Условие самоканализации, при котором происходит компенсация дифракционной расходимости за счет сжатия пучка вследствие изменения в распределении фазовой скорости волны по сечению, имеет вид

$$2(k\alpha)^{-2} + \gamma(\Delta v)v^{-1}(z')^{1/2}\epsilon = 0; \quad (\Delta v)v^{-1} = I_S(z'); \quad z' \gg 1 \quad (4)$$

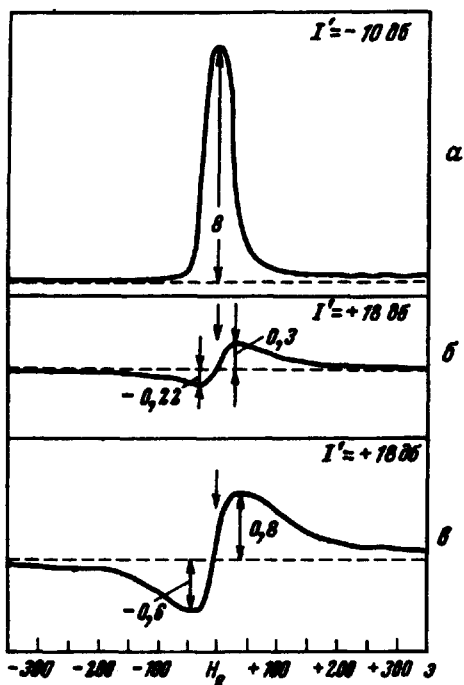
$$\gamma(z')^{1/2} < 1,$$

где $(\Delta v)v^{-1}$ – относительное изменение фазовой скорости гиперзвука, $z' = z|_{R=R_0}$, R_0 – амплитуда пучка на входе ($x = 0$). Из (4) видно, что само-

канализация волны возможна лишь по одну сторону от резонанса, когда $H < H_R$, ($\epsilon < 0$). Так как $(\Delta v)v^{-1}$, $z' \sim G^2$, то для получения самоканализаций предпочтительны парамагнитные центры, обладающие большой величиной электрон-фононной связи.

3. Эффект самоканализации наблюдался при распространении интенсивного гиперзвукового пучка с частотой 9,4 ГГц в кристалле корунда с примесью ионов Ni^{3+} , обладающих сильной электрон-фононной связью, которая обусловлена орбитальным вырождением основного состояния (2E). Большая величина связи ($G > 10^3 \text{ см}^{-1}$) имеет место для продольной гиперзвуковой волны вдоль оси симметрии второго порядка. В этом направлении в кристалле распространялся тонкий пучок гиперзвука круглого сечения, диаметром 0,5 мм на входе в кристалл. Методы импульсного возбуждения гиперзвука и регистрации резонансного поглощения α в магнитном поле описаны ранее [2]. Интенсивность гиперзвука в пучке можно было изменять в пределах $5 \cdot 10^{-5} + 10 \text{ см} \cdot \text{см}^{-2}$. Когда интенсивность гиперзвука мала, наблюдается линейный эффект резонансного поглощения. С увеличением интенсивности I , $\alpha(H_R)$ монотонно уменьшается достигая половинного значения при $I = I_S$. Дальнейшее увеличение I приводит к деформации резонансной кривой. В наибольшей степени кривая деформируется при $H < H_R$, а максимум $\alpha(H)$ пе-

ремещается в сторону высоких магнитных полей. Когда $l > l_n$ резонансное поглощение при $H < H_R$ становится отрицательным (рисунок), тогда как при $H > H_R$, α возрастает. Величина отрицательного поглощения при фиксированном l растет с номером эхо-сигнала.



а

б

в

Кривые резонансного поглощения гиперзвука в корунде с примесью Ni^{3+} . Экстремальные значения α в децибелах указаны у стрелок. Интенсивности гиперзвука в правом верхнем углу в децибелах по отношению к $l = l_s = 10 \text{ мвт} \cdot \text{см}^{-2}$; а, б — первый эхо-сигнал (длина акустического пути $L = 3 \text{ см}$), в — третий эхо-сигнал ($L = 9 \text{ см}$). $T = 4,2^\circ \text{К}$. $H_R = 3,4 \text{ кэ}$. Нерезонансное поглощение гиперзвука $\alpha_0 = 3 \text{ дб/см}$

Эти данные хорошо объясняются на основе эффекта самоканализации гиперзвукового пучка в резонансной области. Когда $l < l_s$, фазовая скорость не изменяется по сечению пучка и резонансное поглощение наблюдается на фоне общего постоянного нерезонансного поглощения, часть которого составляют потери гиперзвука вследствие дифракционной расходимости. Дальнейшее возрастание l приводит к тому, что пучок, имеющий на входе в кристалл начальное распределение для амплитуды упругих колебаний в поперечном направлении насыщается неоднородно. В результате, в этом направлении возникает зависящее от амплитуды распределение фазовой скорости. Когда $H < H_R$ ($\epsilon < 0$) это распределение таково, что пучок сжимается, уменьшая при этом дифракционную расходимость. При переходе через резонанс знак дисперсии фазовой скорости изменяется. Поэтому для $H > H_R$ ($\epsilon > 0$) распределение фазовой скорости увеличивает расходимость и самоканализация не имеет места. Смена сжатия пучка его расширением объясняет деформацию резонансной кривой и смещение максимума в сторону $H > H_R$. Когда $l = l_{кр}$ сжатие пучка при $H < H_R$ и $|\epsilon| = 1$ становится равным дифракционной расходимости, что соответствует уменьшению нерезонансного поглощения на величину дифракционных потерь. Это уменьшение регистрируется в виде отрицательного резонансного поглощения по модулю равного величине этих потерь. Оценка $l_{кр}$, соответствующей $\epsilon_{кр}$, определенной из (4), согласуется с измеренным значением l при отрицательном поглощении (рисунок). Величина отрицательного ре-

зонансного поглощения согласуется также с дифракционными потерями, полученными на основе расчета для использованной геометрии пучка и длины акустического пути в кристалле [3].

Следует отметить, что при $l \gg l_{кр}$ в среде с резонансными центрами возможна самофокусировка гиперзвука, а также его неустойчивость по отношению к возмущениям в постоянных распространения по сечению пучка, приводящая к его расслоению.

Институт радиофизики
и электроники
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
2 июля 1973 г.

Литература

- [1] С.А.Ахманов, А.Н.Сухоруков, Р.В.Хохлов. УФН, 93, 19, 1967.
 - [2] Е.М.Ганапольский. ПТЭ, №6, 214, 1969; 12, 2606, 1970.
 - [3] F. Stein, N. Einspruch, R. Truell, J. Appl. Phys., 30, 820, 1959.
-