

## Резонансные поляритонные эффекты в структуре из эквидистантных слоев однофазной гиперболической среды с пространственной дисперсией

С. В. Тарасенко<sup>+1)</sup>, В. Г. Шавров\*

<sup>+</sup>Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина, 83114 Донецк, Украина

\*Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, 125009 Москва, Россия

Поступила в редакцию 23 января 2020 г.

После переработки 28 февраля 2020 г.

Принята к публикации 28 февраля 2020 г.

В бездиссипативном пределе показано, что если плоская объемная волна ТЕ- или ТМ-типа падает извне на ограниченную планарную структуру из немагнитных и антиферромагнитных (АФМ) диэлектрических слоев, то в случае гиперболической АФМ среды учет пространственной дисперсии магнетика может приводить к дополнительным резонансным рефракционным аномалиям, включая эффекты полного отражения (прохождения) плоской электромагнитной волны и формирования на фоне сплошного спектра дискретных локализованных магнон-поляритонных состояний, а в режиме одномерного резонансного магнитного фотонного кристалла и к эффекту сверхизлучения.

DOI: 10.31857/S0370274X2006003X

В основе лавинообразного роста публикаций, связанных с изучением разнообразных эффектов резонансного взаимодействия электромагнитной (ЭМ) волны с гиперболическими средами, лежат их уникальные динамические характеристики и широкие потенциальные перспективы практического использования [1–3]. При этом одним из наиболее активно изучаемых типов гиперболических сред являются композитные (и, в частности, слоистые) плазмон-диэлектрические структуры, и для подобных многофазных материалов подавляющее число теоретических исследований было выполнено в рамках метода эффективной среды. В его основе лежит предположение, что длина ЭМ волны распространяющейся в таком композитном материале много больше характерных размеров как структурных элементов формирующих гиперболическую среду, так и расстояний между ними. Однако в последние годы появился целый ряд теоретических работ, в которых путем сравнения с результатами, полученными на основе матрицы перехода, было показано, что подобное игнорирование эффектов пространственной дисперсии может оказаться некорректным уже в области применимости метода эффективной среды [4–6]. Это, например, имеет место в случае, когда в композитной плазмон-диэлектрической структуре, уже на уединенной границе раздела “металл–диэлектрик”

возможно формирование плазмонной поверхностной волны (ТМ-типа), что может существенно изменить характер взаимодействия падающей извне ЭМ волны с этим типом гиперболических сред, поскольку становится возможным двулучепреломление без изменения ветви. Еще более существенными для резонансного взаимодействия ЭМ волны, падающей извне на многослойную структуру, могут быть эффекты пространственной дисперсии, которые обусловлены существованием в слоях поляритонов экситонного типа. Примером могут быть эффекты нулевого прохождения и сверхизлучения, возникающие в случае резонансных фотонных кристаллов (ФК) [7–10]. Вместе с тем, до сих пор речь шла исключительно о немагнитных структурах типа “диэлектрик–полупроводник”, хорошо известно, однако, что в случае, когда диэлектрик обладает дальним магнитным порядком, характер его взаимодействия с падающей извне ЭМ волной резко меняется, поскольку наряду с экситонным механизмом взаимодействия со светом появляется также и магнонный (спин-волновой) [11]. В частности, это касается обменно-коллинеарных антиферромагнитных (АФМ) диэлектриков, которые в настоящее время активно исследуются как перспективная элементная база АФМ спинтроники [12–14]. При этом частоты однородного АФМ резонанса могут не только лежать в терагерцовом частотном диапазоне [15], но и существенно изменяться под воздействием постоянных внешних магнитного ( $\mathbf{H}$ )

<sup>1)</sup>e-mail: s.v.tarasenko@mail.ru

или электрического ( $\mathbf{E}$ ) полей, а по типу возбуждения внешним ЭМ полем быть как магнитодипольными, так и электродипольными [16]. Все это позволяет рассматривать АФМ как настраиваемые однофазные гиперболические среды для ЭМ волн и ТМ-, и ТЕ-типа. Вместе с тем, хорошо известно, что вследствие влияния неоднородного обменного взаимодействия (НОВ) эффекты пространственной дисперсии могут существенно влиять на спин-волновую динамику указанных АФМ сред даже без учета конечных размеров реального магнитного образца [17]. Однако до сих пор анализ роли НОВ как дополнительного механизма резонансного прохождения (отражения) плоской объемной ЭМ волны, падающей извне на поверхность системы эквидистантных плоскопараллельных АФМ слоев, не проводился.

В связи с этим целью данной работы является изучение индуцированных неоднородным обменным взаимодействием частотно-зависимых эффектов резонансного взаимодействия плоской объемной ЭМ волны с ограниченным одномерным магнитном ФК (1D МФК), обладающем трехслойной элементарной ячейкой типа “немагнитный диэлектрик–АФМ–немагнитный диэлектрик”. В качестве примера рассмотрим в дальнейшем двухподрешеточную модель ( $|\mathbf{M}_1| = |\mathbf{M}_2| = M_0$ ,  $M_0$  намагниченность насыщения подрешеток  $\mathbf{M}_{1,2}$ ) обменно коллинеарного центросимметричного АФМ. Важно учесть, что для этого типа магнитной среды основной вклад в электродинамические эффекты связанные с пространственной дисперсией, даже в рамках феноменологической теории магнетизма, дает НОВ. По сравнению с безобменным пределом (пренебрежением наличием в магнитной среде НОВ) это обстоятельство может существенно изменять характер прохождения плоской объемной ЭМ волны как ТЕ-типа, так и ТМ-типа уже в случае уединенной границы раздела между полуограниченными немагнитной и АФМ средами. Пусть (рис. 1а) верхнее полупространство занято оптически изотропным диэлектриком (соответствующие величины будем обозначать знаком тильда) с уравнениями связи вида ( $\mathbf{B}(\mathbf{D})$ -магнитная (электрическая индукция))

$$\tilde{\mathbf{B}} = \tilde{\mathbf{H}}, \quad \tilde{\mathbf{D}} = \varepsilon \tilde{\mathbf{E}}, \quad (1)$$

тогда как нижнее – обменно коллинеарным, одноосным ( $OZ$ ) АФМ с изотропным тензором диэлектрической проницаемости ( $\varepsilon_0$ ) и плотностью термодинамического потенциала вида в терминах векторов ферро- ( $\mathbf{m}$ ) и антиферромагнетизма ( $\mathbf{l}$ ) [17]:

$$F = M_0^2 \left( \frac{\delta}{2} \mathbf{m}^2 - \frac{b}{2} l_z^2 + \frac{\sigma}{2} (\nabla \mathbf{l})^2 - 2\mathbf{m}\mathbf{h} \right),$$

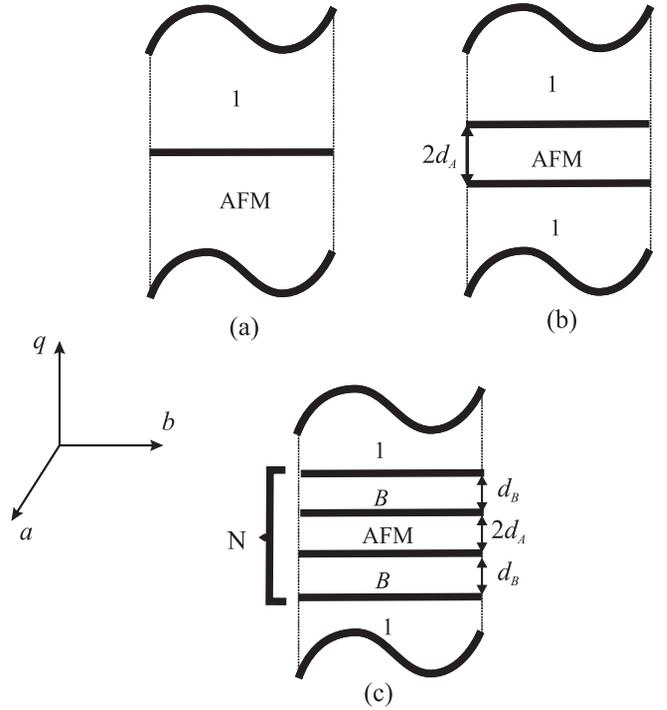


Рис. 1. Обсуждаемые слоистые диэлектрические структуры с участием однофазной АФМ (AFM) среды (2) и немагнитной сред (1) и (2б): (а) – граница раздела полуограниченных магнитной и АФМ сред; (б) – АФМ слой толщиной  $2d_A$  в неограниченной немагнитной среде (1); (с) – погруженный в немагнитную среду (1) конечный  $N$ -периодный 1D МФК типа (АФМ слой толщиной  $2d_A$  в слое немагнитной среды  $B$  толщиной  $2d_B$ )

$$\mathbf{m} = \frac{\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2}{2M_0}, \quad \mathbf{l} = \frac{\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2}{2M_0}, \quad (2)$$

где  $\delta$ ,  $\sigma$  и  $b$  – соответственно константы однородного, неоднородного обмена и магнитной анизотропии. Если  $b > 0$ , (легкая магнитная ось  $OZ$ ), то в отсутствии постоянного внешнего магнитного (и электрического) поля уравнения связи для рассматриваемой модели АФМ среды в линейном по амплитуде малых колебаний приближении с частотой  $\omega$  и волновым вектором  $\mathbf{k}$  имеют вид (см. [17]):

$$\mathbf{B} = \begin{pmatrix} \mu_{\perp}(\omega, k) & 0 & 0 \\ 0 & \mu_{\perp}(\omega, k) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \mathbf{H}, \quad \mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E}, \quad (3)$$

$$\mu_{\perp}(\omega, k) = 1 + \kappa \frac{\omega_0^2 + c^2 k^2}{\omega_0^2 + c^2 k^2 - \omega^2},$$

$$\kappa \equiv \frac{16\pi}{\delta}, \quad c \equiv (gM_0)\sqrt{\delta\sigma}.$$

Здесь  $\omega_0$  – частоты однородного АФМ резонанса,  $c$  – скорость обменных спиновых волн в неограни-

ченном АФМ. Таким образом в такой диэлектрике при  $\mathbf{k} \in YZ$  возможно независимое распространение магнитных поляритонов с поляризацией  $\alpha = p, s$  ( $\alpha = p$  отвечает волне ТМ-, а  $\alpha = s$  – волне ТЕ-типа). Расчет показывает, что без учета граничных условий спектр таких ЭМ волн определяется, соответственно, соотношениями ( $k_0 \equiv \omega/c_{\text{ph}}$ , где  $c_{\text{ph}}$  – скорость света в вакууме,  $\kappa \equiv 16\pi/\delta$ ):

$$\mathbf{k}^2 = k_0^2 \varepsilon_0 \mu_{\perp}, \quad \mathbf{k}^2 \equiv k_y^2 + k_z^2, \quad \alpha = p, \\ \left( \frac{\omega^2}{1+\kappa} - \omega_0^2 - c^2 \mathbf{k}^2 \right) \left[ \frac{k_z^2}{1+\kappa} + k_y^2 - k_0^2 \varepsilon_0 \right] + \\ + \frac{\omega^2 \kappa}{(1+\kappa)^2} k_z^2 = 0, \quad \alpha = s. \quad (4)$$

Пусть  $\mathbf{q}$  – нормаль к границе раздела сред, а  $\mathbf{a}$  – нормаль к плоскости падения ЭМ волны. В этом случае для обеих рассматриваемых в данной работе магнитооптических конфигураций (МОК):  $\mathbf{q} \parallel OY$ ,  $\mathbf{l}_0 \parallel \mathbf{b} \parallel OZ$  и  $\mathbf{q} \parallel OZ \parallel \mathbf{l}_0$  формирующаяся в полуограниченной АФМ среде ЭМ волна с  $\alpha = p, s$  согласно (4) имеет двухпарциальную структуру. В зависимости от типа волны коллинеарная  $\mathbf{a}$  компонента электрического (в случае волны ТЕ-типа) и магнитного (в случае волны ТМ-типа) поля с учетом (4) принимает вид

$$\Psi_{\alpha}(\zeta < 0) = \sum_{i=1}^2 Q_{i\alpha} \exp(\eta_{i\alpha} \zeta) \exp(ih\tau - i\omega t) \Psi_s \equiv \\ \equiv (\mathbf{Ea}), \quad \Psi_p \equiv (\mathbf{Ha}), \quad (5)$$

где  $Q_{i\alpha}$  – произвольные амплитуды,  $\zeta$  – текущая координата вдоль направления вектора нормали к границе раздела сред  $\mathbf{q}$ ,  $h$  – продольное волновое число ( $h = (\mathbf{k}\mathbf{b})$ ,  $\mathbf{b} = [\mathbf{q}\mathbf{a}]$ ),  $\tau$  – текущая координата вдоль направления вектора  $\mathbf{b}$ , входящие в (5)  $\eta_{1\alpha 2\alpha}(\omega, h)$  – это корни следующего биквадратного характеристического уравнения (см. также [18])

$$\eta^4 - P_{1\alpha} \eta^2 + P_{2\alpha} = 0, \quad \alpha = p, s. \quad (6)$$

Если  $\alpha = s$ , то в случае  $\mathbf{q} \parallel OZ \parallel \mathbf{l}_0$  в (6)

$$P_{1s} = (1+\kappa)(h^2 - k_0^2 \varepsilon_0) + \frac{\omega_0^2 + c^2 h^2 - \omega^2}{c^2}; \\ P_{2s} = (h^2 - k_0^2 \varepsilon_0) \frac{(\omega_0^2 + c^2 h^2)(1+\kappa) - \omega^2}{c^2}; \quad (7)$$

тогда как для  $\mathbf{q} \parallel OY$ ,  $\mathbf{l}_0 \parallel \mathbf{b} \parallel OZ$

$$P_{1s} = \frac{1}{c^2(1+\kappa)} \times \\ \times [(\omega_0^2 + 2c^2 h^2 - c^2 k_0^2 \varepsilon_0)(1+\kappa) - \omega^2 - \kappa c^2 h^2],$$

$$P_{2s} = \frac{1}{c^2(1+\kappa)} [(h^2 - k_0^2 \varepsilon_0(1+\kappa)) \times \\ \times [\omega_0^2 + c^2 h^2 - \omega^2] - \omega^2 \kappa k_0^2 \varepsilon_0]. \quad (8)$$

Если же  $\alpha = p$ , то в полуограниченной АФМ среде (2)–(4) как при  $\mathbf{q} \parallel OY$ ,  $\mathbf{l}_0 \parallel \mathbf{b} \parallel OZ$ , так и при  $\mathbf{q} \parallel OZ \parallel \mathbf{l}_0$  входящие в (5)  $\eta_{1p, 2p}(\omega, h)$  – это корни характеристического уравнения (6) со следующими коэффициентами:

$$P_{1p} = 2h^2 + \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{c^2} - (1+\kappa)k_0^2 \varepsilon_0; \\ P_{2p} = [h^2 - k_0^2 \varepsilon_0(1+\kappa)] \frac{\omega_0^2 + c^2 h^2 - \omega^2}{c^2} - \kappa k_0^2 \varepsilon_0. \quad (9)$$

Пусть на поверхности рассматриваемого полуограниченного АФМ (2)–(3) и среды (1) выполнена следующая система граничных условий

$$(\mathbf{Ea}) = (\tilde{\mathbf{E}}\mathbf{a}), \quad (\mathbf{Hb}) = (\tilde{\mathbf{H}}\mathbf{b}), \quad \frac{\partial l_x}{\partial \zeta} = \frac{\partial l_y}{\partial \zeta} = 0, \quad \zeta = 0. \quad (10)$$

В этом случае если поверхностную волновую проводимость для волны ТЕ-типа или поверхностное волновое сопротивление для волны ТЕ-типа в полуограниченной немагнитной (1) и легкоосной АФМ среде (2) согласно [19] определить как

$$\tilde{Z}_s = \frac{(\tilde{\mathbf{H}}\mathbf{b})}{(\tilde{\mathbf{E}}\mathbf{a})}, \quad \tilde{Z}_p = \frac{(\tilde{\mathbf{E}}\mathbf{b})}{(\tilde{\mathbf{H}}\mathbf{a})}, \quad Z_s = \frac{(\mathbf{Hb})}{(\mathbf{Ea})}, \quad Z_p = \frac{(\mathbf{Eb})}{(\mathbf{Ha})}, \quad (11)$$

то для падающей из немагнитной среды (1) на поверхность рассматриваемого полуограниченного АФМ плоской ЭМ волны ТЕ- или ТМ-типа френелевский амплитудный коэффициент отражения имеет с учетом (11) следующую структуру

$$R_{\alpha} = \frac{\tilde{Z}_{\alpha} - Z_{\alpha}}{\tilde{Z}_{\alpha} + Z_{\alpha}}, \quad \alpha = p, s. \quad (12)$$

Согласно [19] здесь  $R_s$  ( $R_p$ ) определяется как отношение амплитуды  $(\mathbf{Ea})$  ( $(\mathbf{Ha})$ ) для отраженной от поверхности АФМ плоской ЭМ волны к соответствующей амплитуде поля в плоской ЭМ волне ТЕ- (ТМ)-типа, падающей извне на поверхность магнетика. Совместный анализ соотношений (5)–(9) и (11)–(12) в безобменном пределе (т.е. при  $c \rightarrow 0$ ) и с учетом НОВ показывает, что при  $c \neq 0$  двухпарциальный характер магнитной поляритонной волны ТЕ- (ТМ)-типа, возбуждаемой в АФМ среде падающей извне однопарциальной плоской объемной с  $\alpha = p, s$ , делает принципиально возможными для определенных значений  $\omega$  и  $h$  как смену режима частичного прохождения ( $|R_{\alpha}(\omega, h, c = 0)| < 1$ ) на полное отражение

$|R_\alpha(\omega, h, c \neq 0)| = 1$ , так и реализацию обратного эффекта. В частности, при  $|R_\alpha(\omega, h, c \neq 0)| < 1$  вследствие влияния НОВ в зависимости от частоты и угла падения как при  $\mathbf{q} \parallel OY, \mathbf{l}_0 \parallel \mathbf{b} \parallel OZ$ , так и при  $\mathbf{q} \parallel OZ \parallel \mathbf{l}_0$  становятся возможными следующие эффекты: 1) если одновременно  $P_{1\alpha} < 0, P_{2\alpha} > 0, h < k_0 \sqrt{\varepsilon_0}$  – то при одной и той же поляризации ЭМ волны (ТЕ-типа) имеет место эффект двулучепреломления с изменением, а при  $P_{2\alpha} \leq 0, D_\alpha \geq 0, h > k_0 \sqrt{\varepsilon_0}$  ( $D_\alpha \equiv P_{1\alpha}^2/4 - P_{2\alpha}$ ) – без изменения полости поверхности рефракции спектра нормальной магнито-поляритонной волны спектра АФМ; 2) если одновременно  $P_{2\alpha} > 0, h > k_0 \sqrt{\varepsilon_0}$  или  $h < k_0 \sqrt{\varepsilon_0}, P_{2\alpha} < 0$ , то имеет место эффект однолучевого преломления с одновременным формированием в АФМ среде сопутствующего поверхностного колебания (эванесцентной волны) [20] спиновой или электромагнитной природы. При этом в случае  $h < k_0 \sqrt{\varepsilon_0}, P_{2\alpha} < 0$  возможен дополнительный, по отношению к изученному в [21], вариант межмодовой конверсии (возбуждение в АФМ эванесцентной квазиспиновой моды падающей извне объемной ЭМ волной). В обоих этих случаях однолучевого преломления  $\text{Re}\{Z_\alpha\} \neq 0, \text{Im}\{Z_\alpha\} \neq 0$ , а значит становится принципиально возможной реализация эффекта псевдо-Брюстера ( $\tilde{Z}_\alpha = \text{Re}\{Z_\alpha\}, \text{Im}\{Z_\alpha\} \neq 0$  [22]) с изменением (при  $h > k_0, P_{2\alpha} > 0$ ) или без изменения (при  $h < k_0, P_{2\alpha} < 0$ ) преломленной в АФМ среду ветви спектра нормальной магнито-поляритонной волны заданной поляризации  $\alpha$ . По сравнению с поляритонной динамикой рассматриваемого полуограниченного АФМ (2) в безобъемном пределе ( $c = 0$ ) при  $c \neq 0$  в области частот, одновременно удовлетворяющих условиям  $\omega \geq \omega_*, h > h_*$  ( $P_2(\omega_*, h_*) = 0, D_2(\omega_*, h_*) = 0$ ) для преломленной в магнетик при падении извне плоской объемной волны ТЕ-типа с  $(\mathbf{kq}) < 0$  и  $h\partial\omega/\partial h > 0$  при  $\mathbf{q} \parallel OY, \mathbf{l}_0 \parallel \mathbf{b} \parallel OZ$  имеет место обменное подавление существовавшего в АФМ среде при  $c = 0$  эффекта отрицательной рефракции ( $h\partial\omega/\partial h < 0$ ). Если же  $\mathbf{q} \parallel OZ \parallel \mathbf{l}_0$ , то возможно обменное подавление реализующегося в АФМ (2) при  $c = 0$  эффекта отрицательной фазовой скорости ( $(\mathbf{kq}) > 0$ ). Что же касается условий полного внутреннего отражения (ПВО)  $|R_\alpha(\omega, h, c \neq 0)| = 1$ , то, согласно (5)–(9), вследствие влияния НОВ имеет место формирование в АФМ среде двухпарциальной эванесцентной волны с  $\alpha = p$  ( $\alpha = s$ ), амплитуда которой по мере удаления от границы раздела магнитной и немагнитной сред вглубь полуограниченного АФМ спадает не монотонным образом (при  $h > k_0, P_{2\alpha} < 0$  и  $D_\alpha < 0$ ) или монотонным образом в случае  $h > k_0, P_{2\alpha} < 0$  и  $D_\alpha > 0$ . При этом если для  $\mathbf{q} \parallel OZ \parallel \mathbf{l}_0$  одновременно 1) на поверх-

ности полуограниченной АФМ среды ( $\zeta < 0$ ) имеют место граничные условия (10), 2) в глубине АФМ среды

$$E_x(\zeta \rightarrow -\infty) \rightarrow 0, \quad l_x(\zeta \rightarrow -\infty) \rightarrow 0 \quad (13)$$

и 3)  $\sqrt{\varepsilon}/c_{\text{ph}} > \sqrt{\varepsilon_0}/c_{\text{ph}}$ , в условиях ПВО для падающей извне на поверхность АФМ ( $\mathbf{q} \parallel OZ \parallel \mathbf{l}_0$ ) плоской объемной волны ТЕ-типа с  $\mathbf{k} \in YZ$  в (12)  $R_s = 1$ , так как условие  $H_y = 0$  вследствие (5)–(7) реализуется для таких сочетаний частоты и продольного волнового числа которые связаны следующим соотношением

$$\eta_{1s}\eta_{2s} + \eta_{1s}^2 + \eta_{2s}^2 - (1 + \kappa)(h^2 - k_0^2\varepsilon_0) = 0. \quad (14)$$

Как показывает анализ, уравнение (14) определяет спектр двухпарциальной поверхностной магнито-поляритонной волны ТЕ-типа, распространяющейся в полуограниченной АФМ среде вдоль границы с идеальным магнитным проводником (указанный эффект локализации сохраняется и при  $k_0 \rightarrow 0$ ). В результате, если частота и угол наклона плоской объемной волны ТЕ-типа падающей извне на поверхность (10) полуограниченного легкоосного АФМ одновременно удовлетворяют (14), то в условиях ПВО мгновенный поток энергии через границу раздела магнитной и немагнитной сред строго равен нулю в любой момент времени. В этом случае по аналогии как с кристаллооптикой [21], так и результатами [23] двухпарциальную ЭМ волну (14) можно назвать особой поверхностной волной второго типа.

Из теории распространения волн в слоистых средах [24] хорошо известно, что уже для падающей однопарциальной плоской объемной волны реализующийся на уединенной границе раздела оптически прозрачных сред эффект ПВО сменяется на частичное прохождение, если оптически менее плотная среда представляет собой не полупространство, а слой в симметричном окружении. Однако в случае (5)–(9) формирующаяся в АФМ волна вследствие пространственной дисперсии не является однопарциальной. Выше перечисленные, индуцированные учетом НОВ, эффекты многолучевого преломления возникающие при взаимодействии волны ТЕ-типа (ГМ-) типа с поверхностью полуограниченного АФМ, могут, вследствие интерференции, приводить к целому ряду дополнительных рефракционных аномалий при учете конечных размеров реальной АФМ среды и, в частности, когда для обсуждаемых в данной работе МОК рассматриваемая АФМ среда представляет собой слой. Пусть (см. рис. 1b) рассматриваемая АФМ среда (2) занимает слой толщины  $2d_A$ , который погружен в неограниченный немагнитный ди-

электрик (1),  $\mathbf{k} \in YZ$ , а на обеих поверхностях этого слоя как при  $\mathbf{q} \parallel OY, \mathbf{l}_0 \parallel \mathbf{b} \parallel OZ$ , так и при  $\mathbf{q} \parallel OZ \parallel \mathbf{l}_0$  выполнена следующая система обменных и электродинамических граничных условий ( $b_{x,y}$  – константы поверхностной магнитной анизотропии)

$$\frac{\partial l_x}{\partial \zeta} \pm b_x l_x = 0, \quad \frac{\partial l_y}{\partial \zeta} \pm b_y l_y = 0, \quad \zeta = \pm d_A, \quad (15)$$

$$(\mathbf{Ea}) = (\tilde{\mathbf{E}}a), \quad (\mathbf{Ha}) = (\tilde{\mathbf{H}}a),$$

$$(\mathbf{Eb}) = (\tilde{\mathbf{E}}b), \quad (\mathbf{Hb}) = (\tilde{\mathbf{H}}b).$$

В этом случае в АФМ слое в зависимости от типа волны нормальная к плоскости падения электрическая (в случае волны ТЕ-типа) и магнитная (в случае волны ТМ-типа) компонента поля с учетом (5)–(9) принимает вид

$$\Psi_\alpha(\zeta) = \sum_{i=1}^2 Q_{i\alpha} c_{i\alpha} + \overline{Q}_{i\alpha} s_{i\alpha},$$

$$\Psi_s \equiv (\mathbf{Ea}), \quad \Psi_p \equiv (\mathbf{Ha}), \quad \alpha = p, s, \quad (16)$$

где  $Q_{i\alpha}$ ,  $\overline{Q}_{i\alpha}$  – произвольные амплитуды,  $c_{i\alpha} \equiv ch(\eta_{i\alpha}\zeta)$ ,  $s_{i\alpha} \equiv sh(\eta_{i\alpha}\zeta)$ , а величины  $\eta_{1\alpha}$ ,  $\eta_{2\alpha}$  в зависимости от МОК ( $\mathbf{q} \parallel OY, \mathbf{l}_0 \parallel \mathbf{b} \parallel OZ$  или  $\mathbf{q} \parallel OZ \parallel \mathbf{l}_0$ ) и поляризации волны  $\alpha$  являются корнями одного из указанных выше характеристических уравнений (5)–(9). По аналогии с методикой расчета из [24–26] можно, как для волны ТЕ-типа, так и ТМ-типа с  $\mathbf{k} \in YZ$ , исключить в (16), с помощью обменных граничных условий в (15), из дальнейшего рассмотрения две из четырех амплитуд парциальных волн (например,  $Q_{2\alpha}$ ,  $\overline{Q}_{2\alpha}$ ). В результате пространственная структура касательных к поверхности слоя с нормалью  $\mathbf{q}$  компонент электрического и магнитного поля в АФМ среде (2) с учетом поляризации распространяющейся в магнетике электромагнитной волны  $\alpha = p, s$  примет вид ( $\overline{\overline{N}}(\omega, h, \zeta) = \overline{\overline{N}}(c_{1,2\alpha}, s_{1,2\alpha}, b_{x,y}, \zeta)$ ):

$$\begin{pmatrix} \mathbf{Ea} \\ \mathbf{Hb} \end{pmatrix}_\zeta = \begin{pmatrix} N_{11}^s & N_{12}^s \\ N_{21}^s & N_{22}^s \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Q_{1s} \\ \overline{Q}_{1s} \end{pmatrix},$$

$$\begin{pmatrix} \mathbf{Ha} \\ \mathbf{Eb} \end{pmatrix}_\zeta = \begin{pmatrix} N_{11}^p & N_{12}^p \\ N_{21}^p & N_{22}^p \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Q_{1p} \\ \overline{Q}_{1p} \end{pmatrix}. \quad (17)$$

Таким образом, как при  $\mathbf{l}_0 \parallel \mathbf{q} \parallel OZ, \mathbf{b} \parallel OY$ , так и при  $\mathbf{q} \parallel OY, \mathbf{l}_0 \parallel \mathbf{b} \parallel OZ$ , с учетом принятых выше обозначений ( $\alpha = p, s$ )

$$\begin{pmatrix} \mathbf{Ea} \\ \mathbf{Hb} \end{pmatrix}_{\zeta=d_A} = \overline{\overline{A}}^s \begin{pmatrix} \mathbf{Ea} \\ \mathbf{Hb} \end{pmatrix}_{\zeta=-d_A},$$

$$\begin{pmatrix} \mathbf{Ha} \\ \mathbf{Eb} \end{pmatrix}_{\zeta=d_A} = \overline{\overline{A}}^p \begin{pmatrix} \mathbf{Ha} \\ \mathbf{Eb} \end{pmatrix}_{\zeta=-d_A},$$

$$\Omega_\alpha \equiv N_{11}^\alpha N_{22}^\alpha - N_{12}^\alpha N_{21}^\alpha, \quad (18)$$

$$A_{11}^\alpha = A_{22}^\alpha \equiv (N_{11}^\alpha N_{22}^\alpha + N_{12}^\alpha N_{21}^\alpha) \Omega_\alpha^{-1},$$

$$A_{12}^\alpha \equiv 2N_{11}^\alpha N_{12}^\alpha \Omega_\alpha^{-1}, \quad A_{21}^\alpha \equiv 2N_{21}^\alpha N_{22}^\alpha \Omega_\alpha^{-1}.$$

В частном случае безобменного приближения ( $c = 0$ ) распространяющаяся в АФМ слое толщиной  $2d_A$  поляритонная волна ТМ- или ТЕ-типа становится однопарциальной и в (17)–(18)

$$N_{11}^\alpha \equiv c_{1\alpha}, \quad N_{12}^\alpha \equiv s_{1\alpha},$$

$$N_{21}^\alpha \equiv q_{1\alpha} s_{1\alpha} k_0^{-1}, \quad N_{22}^\alpha \equiv q_{1\alpha} c_{1\alpha} k_0^{-1}, \quad \alpha = s. \quad (19)$$

Расчет показывает, что для находящегося в симметричном окружении слоя АФМ (2)–(3) и всех рассмотренных выше МОК при выполнении на обеих поверхностях АФМ слоя граничных условий (15) спектр как вытекающих (при  $\text{Re}\{\tilde{Z}_\alpha\} \neq 0$ ), так и собственных (при  $\text{Re}\{\tilde{Z}_\alpha\} = 0$ ) магнон-поляритонов ТЕ- или ТМ-типа с  $\mathbf{k}, \mathbf{q} \in YZ, \mathbf{l}_0 \in YZ$ , распространяющихся вдоль уединенного АФМ слоя не только при  $c = 0$ , но и при  $c \neq 0$  факторизуется, а с учетом введенных выше обозначений его можно представить как (см. также [25])

$$(N_{22}^\alpha - i\tilde{Z}_\alpha N_{12}^\alpha)(N_{21}^\alpha - i\tilde{Z}_\alpha N_{11}^\alpha) = 0, \quad \alpha = p, s. \quad (21)$$

Равенство нулю соотношения в первой (второй) скобке определяет спектр магнон-поляритонной волны ТЕ-(ТМ-) типа симметричной (антисимметричной) относительно срединной плоскости АФМ слоя. Случай, когда при заданной частоте  $\omega$  продольное волновое число  $h$ , удовлетворяющее (21), является комплексным, а усредненный по периоду колебаний поток энергии через поверхность слоя отличен от нуля, отвечает несобственной радиационной (или вытекающей) симметричной (антисимметричной) волне (согласно [27] их можно назвать резонансными магнон-поляритонами). Если же в рассматриваемом бездиссипативном пределе при заданном  $\omega$  удовлетворяющее (21) значение  $h$  является вещественным, то усредненный по периоду колебаний поток энергии через поверхности слоя отсутствует, что отвечает собственной магнон-поляритонной волне ТМ-(ТЕ-) типа АФМ слоя (симметричной или антисимметричной). Следует отметить, что дисперсионные соотношения (4) могут не только определять при  $\omega = \text{const}$  форму сечения одно- или двухполостной поверхности рефракции плоскостью падения  $\mathbf{k} \in YZ$  в неограниченном АФМ (2), но и в явном виде спектр

волноводных магнон-поляритонов рассматриваемого АФМ слоя для этой МОК при некоторых сочетаниях электромагнитных и обменных граничных условий (15) на поверхности магнетика. В частности в случае объемной магнон-поляритонной волны ТЕ-типа при  $\mathbf{l}_0 \parallel \mathbf{q} \parallel OZ$ ,  $\mathbf{b} \parallel OY$ , в (4)  $k_z = \pi\nu/2d_A$ ,  $\nu = 1, 2, \dots$  если одновременно в (15)  $b_x = \infty$  и  $(\mathbf{Hb}) = 0$  или  $b_x = 0$  и  $(\mathbf{Ea}) = 0$ , а для объемной магнон-поляритонной волны ТМ-типа в этой же МОК, если одновременно в (15)  $b_y = \infty$  и  $(\mathbf{Ha}) = 0$  или  $b_y = 0$  и  $(\mathbf{Eb}) = 0$ . Что же касается случая  $\mathbf{l}_0 \parallel \mathbf{b} \parallel OZ$ ,  $\mathbf{q} \parallel OY$ , то в (4)  $k_y = \pi\nu/2d_A$ ,  $\nu = 1, 2, \dots$  для объемной магнон-поляритонной волны ТЕ-типа, если одновременно в (15)  $b_x = \infty$  и  $(\mathbf{Ea}) = 0$  или  $b_x = 0$  и  $(\mathbf{Hb}) = 0$ , а для объемной магнон-поляритонной волны ТМ-типа в этой же МОК, если одновременно в (15)  $b_y = \infty$  и  $(\mathbf{Ha}) = 0$  или  $b_y = 0$  и  $(\mathbf{Eb}) = 0$ .

Что же касается структуры френелевских амплитудных коэффициентов отражения  $V_\alpha(\omega, h)$  и прохождения  $W_\alpha(\omega, h)$ , то ее в случае граничных условий (15) для рассматриваемого АФМ слоя можно представить в виде

$$W_\alpha = \frac{i\tilde{Z}_\alpha(N_{21}^\alpha N_{12}^\alpha - N_{11}^\alpha N_{22}^\alpha)}{(N_{21}^\alpha - i\tilde{Z}_\alpha N_{11}^\alpha)(N_{22}^\alpha - i\tilde{Z}_\alpha N_{12}^\alpha)},$$

$$V_\alpha = \frac{-(N_{21}^\alpha N_{22}^\alpha + \tilde{Z}_\alpha^2 N_{11}^\alpha N_{12}^\alpha)}{(N_{21}^\alpha - i\tilde{Z}_\alpha N_{11}^\alpha)(N_{22}^\alpha - i\tilde{Z}_\alpha N_{12}^\alpha)}. \quad (22)$$

Таким образом, с учетом введенных выше обозначений, условия полного прохождения ЭМ волны ТМ- или ТЕ-типа  $|W_\alpha| = 1$  через слой однофазной гиперболической АФМ среды (2)–(4) с пространственной дисперсией ( $c \neq 0$ ), можно представить как

$$N_{21}^\alpha N_{22}^\alpha + \tilde{Z}_\alpha^2 N_{11}^\alpha N_{12}^\alpha = 0, \quad \alpha = p, s. \quad (23)$$

Это отвечает исчезновению при этих сочетаниях  $\omega$ ,  $h$  дипольной активности магнон-поляритонов с поляризацией ТМ- (или ТЕ-) типа распространяющихся в АФМ слое. Если же одновременно  $N_{21}^\alpha = N_{12}^\alpha = 0$ , то в (22)  $W_\alpha = -1$ , тогда как при  $N_{11}^\alpha = N_{22}^\alpha = 0$   $W_\alpha = 1$ , причем в обоих этих случаях ЭМ прозрачность АФМ слоя не зависит от оптических характеристик окружающей его среды ( $\tilde{Z}_\alpha$ ). Следует подчеркнуть, что  $N_{21}^\alpha(\omega, h) = 0$  или  $N_{11}^\alpha(\omega, h) = 0$  отвечает равенству нулю в любой момент времени мгновенного потока энергии через верхнюю и нижнюю поверхности АФМ слоя для симметричной моды его поляритонного спектра. В результате для рассматриваемого АФМ слоя поляритонные моды с такими сочетаниями  $\omega$  и  $h$  также перестают быть дипольно активными для падающей извне на АФМ слой

ЭМ волны с поляризацией  $\alpha$ . Для антисимметричной моды поляритонного спектра рассматриваемого АФМ слоя аналогичный эффект исчезновения дипольной активности имеет место, если  $N_{22}^\alpha(\omega, h) = 0$  или  $N_{12}^\alpha(\omega, h) = 0$ . Если следовать терминологии развитой в теории экситонных поляритонов (см., например, [7–9]) магнон-поляритоны, отвечающие (23) являются “темными”. Сопоставление (21)–(23) показывает, что если в зависимости от симметрии магнон-поляритонного колебания АФМ слоя удовлетворяется одна из ниже следующих систем равенств

$$\begin{aligned} N_{21}^\alpha(\omega, h) &= N_{11}^\alpha(\omega, h) = 0, \\ N_{22}^\alpha(\omega, h) &= N_{12}^\alpha(\omega, h) = 0, \end{aligned} \quad (24)$$

то соответствующие сочетания частоты и продольного волнового числа в (24) формально отвечают формированию связанного магнон-поляритонного состояния в континууме [28] (дискретное состояние на фоне сплошного спектра). Совместный анализ (22) и соотношений (1), (3), (14)–(16) также показал, что полное отражение волны ТЕ- (ТМ-) типа падающей извне на АФМ слой толщиной  $2d_A$  ( $|W_\alpha| = 0$ ) в рамках рассматриваемой модели имеет место при таких сочетаниях  $\omega$  и  $h$ , которые с учетом введенных выше обозначений удовлетворяют следующему соотношению

$$N_{11}^\alpha N_{22}^\alpha - N_{21}^\alpha N_{12}^\alpha = 0, \quad \alpha = p, s. \quad (25)$$

При этом  $N_{21}^\alpha(\omega, h)N_{22}^\alpha(\omega, h) = 0$  отвечает факторизованному спектру симметричных (при  $N_{21}^\alpha(\omega, h) = 0$ ), или антисимметричных (при  $N_{22}^\alpha(\omega, h) = 0$ ) магнон-поляритонов ТЕ- (ТМ-) типа распространяющихся вдоль АФМ слоя, на обеих поверхностях которого одновременно с обменными граничными условиями (15) выполнены также ЭМ граничные условия вида  $(\mathbf{Hb}) = 0$  (т.е.  $V_\alpha = 1$ ). Что же касается соотношения  $N_{11}^\alpha(\omega, h)N_{12}^\alpha(\omega, h) = 0$ , то оно формально отвечает факторизованному спектру симметричных (при  $N_{11}^\alpha(\omega, h) = 0$ ) или антисимметричных (при  $N_{12}^\alpha(\omega, h) = 0$ ) магнон-поляритонов ТЕ-типа распространяющихся вдоль АФМ слоя, на обеих поверхностях которого одновременно с обменными граничными условиями (15) выполнены также ЭМ граничные условия вида  $(\mathbf{Ea}) = 0$  (в этом случае  $V_\alpha = -1$ ). Необходимо подчеркнуть, что при падении волны ТЕ- или ТМ-типа все выше указанные рефракционные эффекты индуцированы наличием НОВ в АФМ среде (двулучевым или однолучевым преломлением в АФМ). При этом их реализация возможна для обеих рассмотренных МОК как при  $\eta_{1\alpha}^2 < 0$ ,  $\eta_{2\alpha}^2 < 0$ , так и при  $\eta_{1\alpha}^2 < 0$ ,  $\eta_{2\alpha}^2 > 0$ .

Для рассматриваемых вариантов МОК дополнительные, индуцированные НОВ рефракционные поляритонные аномалии могут возникать и в системе эквидистантно расположенных в немагнитной среде идентичных АФМ слоев. Пусть (см. рис. 1с) имеется многослойная магнитная структура, представляющая собой помещенную в неограниченную оптически изотропную среду (1) систему из  $N$  идентичных между собой трехслойных сэндвичей, каждый из которых состоит из слоя толщины  $2d_A$  рассматриваемой АФМ среды (2)–(4), (16)–(18) окруженного с двух сторон слоями равной толщины ( $d_B$ ) немагнитного, оптически изотропного диэлектрика В. Будем также полагать, что на всех границах раздела АФМ и немагнитной сред данного  $N$ -периодного одномерного магнитного фотонного кристалла (1D МФК) с величиной толщиной элементарного периода  $D \equiv 2(d_B + d_A)$  выполнены максвелловские и обменные граничные условия (15). В этом случае с учетом (15)–(18) для элементарного периода такого 1D МФК результирующая матрица перехода  $\overline{C^\alpha}(D)$  имеет вид

$$\overline{C^\alpha}(D) = \overline{B^\alpha}(d_B) \overline{A^\alpha}(2d_A) \overline{B^\alpha}(d_B);$$

$$\overline{B^\alpha}(d_B) = \begin{pmatrix} \text{ch}(\eta_B d_B) & \frac{1}{Z_{\alpha B}} \text{sh}(\eta_B d_B) \\ Z_{\alpha B} \text{sh}(\eta_B d_B) & \text{ch}(\eta_B d_B) \end{pmatrix}. \quad (26)$$

Здесь  $Z_{sB} = \eta_B/(k_0)$ ,  $Z_{pB} = \eta_B/(\varepsilon_B k_0)$ ,  $\eta_B^2 \equiv h^2 - \varepsilon_B k_0^2 > 0$ . В результате для всех рассмотренных выше МОК френелевские амплитудные коэффициенты отражения  $V_{N\alpha}(\zeta = ND/2)$  и прохождения  $W_{N\alpha}(\zeta = -ND/2)$  для плоской объемной волны ТМ- или ТЕ-типа падающей из оптически изотропной немагнитной среды (1) на рассматриваемый конечный 1D МФК будут связаны между собой следующими соотношениями (см. также [29])

$$V_{N\alpha}(\omega, h) = \frac{V_{1\alpha} U_{N-1}}{U_{N-1} - W_{1\alpha} U_{N-2}};$$

$$W_{N\alpha}(\omega, h) = \frac{W_{1\alpha}}{U_{N-1} - W_{1\alpha} U_{N-2}};$$

$$U_{N-1}(K_\alpha D) \equiv \frac{\sin(NK_\alpha D)}{\sin(K_\alpha D)};$$

$$V_{1\alpha}(\omega, h) \equiv \frac{i(C_{21}^\alpha + C_{12}^\alpha \tilde{Z}_\alpha^2)}{2C_{11}^\alpha i\tilde{Z}_\alpha - C_{21}^\alpha + C_{12}^\alpha \tilde{Z}_\alpha^2};$$

$$W_{1\alpha}(\omega, h) \equiv \frac{2i\tilde{Z}_\alpha}{2C_{11}^\alpha i\tilde{Z}_\alpha - C_{21}^\alpha + C_{12}^\alpha \tilde{Z}_\alpha^2};$$

$$\cos(K_\alpha D) = 0.5(C_{11}^\alpha + C_{22}^\alpha). \quad (27)$$

Если в (26)  $\overline{B^\alpha} = \overline{I}$ , где  $\overline{I}$  – единичный тензор, то в (27)  $W_{1\alpha} = W_\alpha$ ,  $V_{1\alpha} = V_\alpha$ . Из (27) следует, что эффекты отражения и полного прохождения волны как с  $\alpha = p$ , так и с  $\alpha = s$  через рассматриваемую слоистую структуру существенно зависят от коэффициентов отражения  $V_{1\alpha}(\omega, h)$  и прохождения  $W_{1\alpha}(\omega, h)$  волны ТМ- или ТЕ-типа через элементарный период 1D МФК с матрицей перехода  $\overline{C^\alpha}(D)$  (26). Это, в частности, означает, что найденные выше для АФМ слоя в симметричном окружении эффекты формирования дискретного магнон-поляритонного состояния на фоне сплошного спектра, полного отражения волны с  $\alpha = p, s$  от АФМ слоя (16)–(25) останутся в силе и для  $N$ -периодного 1D МФК (26), (27), независимо от числа элементарных периодов  $N$ . Однако теперь в приведенных выше для случая уединенного АФМ слоя в симметричном окружении соответствующих соотношениях (16)–(25) вместо элементов матрицы  $\overline{A^\alpha}(2d_A)$  необходимо пользоваться соответствующими элементами матрицы  $\overline{C^\alpha}(D)$ . Одновременно следует также учесть, что и для рассматриваемого типа конечного 1D МФК не только при  $c = 0$  [29], но и при  $c \neq 0$  имеет место структурно индуцированный эффект полного интерференционного подавления отражения падающей извне на поверхность 1D МФК волны ТМ- или ТЕ-типа ( $V_{N\alpha}(\omega, h) = 0$ ). В результате внутри каждой из зон пропускания коллективного магнон-поляритонного спектра (т.е. при  $\nu\pi < K_\alpha D < (\nu+1)\pi$ ,  $\nu = 1, 2, \dots$ ) имеется  $N-1$  сочетаний  $\omega, h$ , определяемых условием  $U_{N-1}(K_\alpha D) = 0$ . Кроме того, согласно (26), (27), внутри каждой из зон прохождения существует также и  $N-2$ , удовлетворяющих условию  $U_{N-2}(K_\alpha D) = 0$  сочетаний  $\omega, h$ , при которых реализуется (также и при  $c = 0$ ) структурно индуцированный эффект интерференционного усиления отражения падающей извне на поверхность 1D МФК волны ТМ- или ТЕ-типа ( $\max\{V_{N\alpha}(\omega, h)\} = V_{1\alpha}(\omega, h)$ ). Таким образом, динамические свойства рассматриваемой слоистой магнитной структуры являются результатом как внутри-, так межслоевого взаимодействия обменных спиновых волн, распространяющиеся в каждом из АФМ слоев через поле ЭМ волн ТМ- или ТЕ-типа. Согласно общей теории волновых процессов в слоистых средах условие равенства нулю знаменателя френелевских коэффициентов преломления или отражения в (26), (27) позволяет сделать выводы о характере собственных и несобственных колебаний соответствующей слоистой структуры [24]. В частности, распространяющиеся нормально к оси рассматриваемого конечного 1D МФК интерференционные магнон-поляритонные моды с  $\alpha = p, s$ , также будут радиационными при

$\text{Re}\{\tilde{Z}_\alpha\} \neq 0$ , и собственными при  $\text{Re}\{\tilde{Z}_\alpha\} = 0$ . Как уже было сказано вначале, в последние годы в физике полупроводниковых гетероструктур [7–10], интенсивно исследуются конечные длиннопериодные структуры с системой эквидистантных квантовых ям и, в частности, режим резонансного 1D ФК, который, как известно, характеризуется сосуществованием пространственного брэгговского и частотно-го резонансов [7–10]. В этих случаях резонансный 1D ФК, как правило, представлял собой систему эквидистантно расположенных в пространстве квантовых ям, каждая из которых поддерживала локализацию фотон-экситонного возбуждения, а расстояние между центрами двух соседних квантовых (полупроводниковых слоев) удовлетворяло условию брэгговского резонанса [7–10]. В результате в такой гетероструктуре появляется возможность управления радиационными свойствами экситонов посредством изменения расстояния между соседними квантовыми ямами.

В рассматриваемом в данной работе случае участвующий в формировании элементарного периода 1D МФК (26), (27) АФМ слой, также может рассматриваться как спин-волновой аналог квантовой ямы для падающей извне плоской поляритонной волны ТМ- или ТЕ-типа, если для заданных значений внешних параметров  $\omega$  и  $h$  при описании поляритонной динамики такого АФМ слоя можно использовать одномодовое приближение. Пусть  $YZ$  – плоскость падения ЭМ волны, а отвечающее (15) условие Радо–Уиртмена  $l'_x(\zeta = \pm d_A) = 0$ ,  $l'_y(\zeta = \pm d_A) = 0$  и максвелловское граничное условие  $\Psi_\alpha(\zeta = \pm d_A) = \tilde{\Psi}_\alpha$  выполнены по всей толщине АФМ слоя. В этом случае усредняя по толщине АФМ слоя уравнения движения для  $l_x$ ,  $E_x$  (в случае волны ТЕ-типа) и для  $l_y$ ,  $H_x$  (в случае волны ТМ-типа), можно в этом диапазоне частот и углов падения ЭМ волны наличие АФМ слоя в 1D МФК учесть введением системы эффективных граничных условий для указанных компонент векторов  $\mathbf{l}$ ,  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{H}$ . В результате при  $\mathbf{q} \parallel OY$ ,  $\mathbf{l}_0 \parallel \mathbf{b} \parallel OZ$  и  $\mathbf{k} \in YZ$ , в зависимости от поляризации падающей извне плоской ЭМ волны входящие в (27) френелелевские амплитудные коэффициенты отражения и прохождения  $W_{1\alpha}$ ,  $V_{1\alpha}$  для уединенной ультратонкой АФМ пленки в симметричном окружении немагнитной среды (1) можно представить как (здесь немагнитные среды (1) и  $B$  считаются эквивалентными):

$$1 + V_{1\alpha}(\omega, h, d_A \rightarrow 0) = W_{1\alpha}(\omega, h, d_A \rightarrow 0),$$

$$W_{1\alpha}(\omega, h, d_A \rightarrow 0) \cong \frac{2i\tilde{Z}_\alpha}{2i\tilde{Z}_\alpha + \delta_\alpha}, \quad \alpha = p, s, \quad (28)$$

$$\delta_p \equiv \frac{2d_A}{k_0 \varepsilon_0} \left[ k_0^2 \varepsilon_0 \frac{(\omega_0^2 + c^2 h^2)(1 + \kappa) - \omega^2}{\omega_0^2 + c^2 h^2 - \omega^2} - h^2 \right],$$

$$\delta_s \equiv \frac{2d_A}{k_0} \left[ k_0^2 \varepsilon_0 - h^2 \left\{ \frac{\omega_0^2 + c^2 h^2 - \omega^2}{(\omega_0^2 + c^2 h^2)(1 + \kappa) - \omega^2} \right\} \right].$$

Таким образом, следуя аналогии с результатами [7–9], можно ожидать, что и в данном случае для заданных значений  $\omega - h$  радиационное затухание магнон-поляритонов с  $\alpha = p, s$ , формирующих ЭМ спектр конечного 1D МФК (26)–(28) также будет зависеть от расстояния между соседними ультратонкими АФМ слоями. В частности, из (28) следует, что в рамках обсуждаемой бездиссипативной модели при  $\mathbf{q} \parallel OY$ ,  $\mathbf{l}_0 \parallel \mathbf{b} \parallel OZ$  коэффициент прохождения волны ТЕ- или ТМ-типа через такой ультратонкий АФМ слой может быть строго равен нулю ( $|W_{1\alpha}(d_A \rightarrow 0)| = 0$ ). Полная прозрачность рассматриваемого ультратонкого АФМ слоя с  $\mathbf{q} \parallel OY$ ,  $\mathbf{l}_0 \parallel \mathbf{b} \parallel OZ$  для падающей извне плоской объемной ТЕ-волны ( $|W_{1\alpha}(d_A \rightarrow 0)| = 1$  достигается, согласно (28), если  $\omega$  и угол падения ( $h$ ) одновременно удовлетворяют соотношению  $\delta_\alpha(\omega, h) = 0$  (см. рис. 2). В рамках обсуждаемой модели слоистой среды это

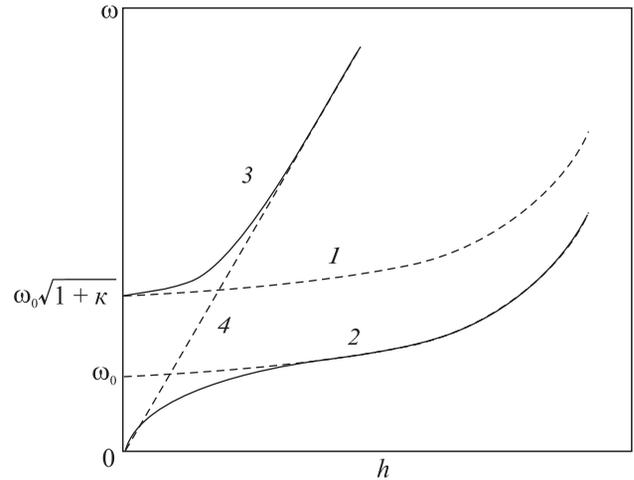


Рис. 2. Условия полного прохождения (полного отражения) плоской волны ТМ- (ТЕ-) типа через ультратонкий АФМ слой в неограниченной среде (1): на штриховой линии (1)  $|W_s| = 0$ , на штриховой линии (2)  $|W_p| = 0$ , на сплошных линиях (3)  $|W_p| = |W_s| = 1$ , на штриховой линии (4)  $\omega = c_{ph}h/\sqrt{\varepsilon_0}$

отвечает случаю, когда распространяющаяся вдоль ультратонкого АФМ слоя магнон-поляритонная волна ТМ- или ТЕ-типа перестает быть радиационно активной (отсутствует взаимодействие с внешним ЭМ полем). Если следовать терминологии, принятой в поляритонной динамике полупроводниковых гетероструктур [9], условие  $\delta_\alpha(\omega, h) = 0$  определяет спектр

“темной” магнон-поляритонной моды с поляризацией  $\alpha$ . В результате для случая рассматриваемого типа 1D МФК входящая в (26)–(27) структура матрицы перехода  $\overline{A}^\alpha$  для такого ультратонкого АФМ слоя с учетом (28) принимает вид  $A_{11}^\alpha = A_{22}^\alpha = 1$ ,  $A_{12}^\alpha = 0$ ,  $A_{21}^\alpha = A_{21}^\alpha(\omega, h)$ . В этом пределе, рассматриваемый 3N-слойный 1D МФК можно рассматривать как одномерную слоистую структуру из  $N$  диэлектрических микрорезонаторов толщиной  $2d_B$  (слои среды В), в центре каждого из которых имеется ультратонкий АФМ слой, представляющий собой спин-волновой аналог квантовой ямы в слоистой полупроводниковой гетероструктуре. Если при этом  $k_B d_B = \pi/2$  ( $k_B^2 \equiv -\eta_B^2$ ), то рассматриваемый  $N$ -периодный 1D МФК с элементарным периодом ( $D = 2d_B$ ) можно рассматривать и как спин-волновой аналог резонансной брэгговской структуры в системе эквидистантных квантовых ям. Магнон-поляритонный спектр для такого 1D МФК определяется как

$$U_{N-1}(K_\alpha D) = W_{1\alpha} U_{N-2}(K_\alpha D), \quad (29)$$

$$\cos(K_\alpha D) = \cos(k_B D) - \frac{V_{1\alpha}}{W_{1\alpha}} \sin(k_B D), \quad \alpha = p, s.$$

В результате, спектр нормальных магнон-поляритонных мод такой структуры состоит из  $N$  мод (по числу ультратонких АФМ слоев, формирующих данный 1D МФК). В зоне непропускания квазиблоховский вектор в (27) становится комплексным  $K_\alpha(\omega, h) = K'_\alpha + iK''_\alpha$  и, если имеет место предел  $2K'_\alpha d_B = \pi$ ,  $2K''_\alpha N d_B \gg 1$ , то  $|V_{N\alpha}| = 1$ , что отвечает появлению в магнон-поляритонном спектре с  $\alpha = p, s$  обсуждаемого 1D МФК запрещенной зоны (согласно [7–9] фотонно-кристаллический режим). В случае, когда одновременно  $2K'_\alpha d_B = \pi$  и  $2K''_\alpha N d_B \ll 1$ , соотношения (26), (27) для 1D МФК с ультратонкими АФМ слоями с учетом (28)–(29) принимают вид

$$W_{N\alpha}(\omega, h, d_A \rightarrow 0) = \frac{2i\tilde{Z}_\alpha}{2i\tilde{Z}_\alpha + N\delta_\alpha};$$

$$V_{N\alpha}(\omega, h, d_A \rightarrow 0) = -\frac{N\delta_\alpha}{2i\tilde{Z}_\alpha + N\delta_\alpha}, \quad \alpha = p, s. \quad (30)$$

Таким образом, если воспользоваться аналогией с динамикой экситонных поляритонов в резонансных брэгговских гетероструктурах с периодически расположенными квантовыми ямами [7–10], то на основании (28)–(30) можно утверждать, что и в рассматриваемом случае ограниченного 1D МФК становится возможной реализация индуцированного пространственной дисперсией однофазной АФМ среды (НОВ)

спин-волнового аналога рассмотренного, в частности, в [7–9] экситонного механизма эффекта сверхизлучения. В частности, если одновременно  $2K'_\alpha d_B = \pi$  и  $2K''_\alpha N d_B \ll 1$ , то в магнон-поляритонном спектре с  $\alpha = p, s$  обсуждаемого 1D МФК с  $N$  ультратонкими АФМ слоями имеет место одновременное наличие  $N - 1$  нерадиационных (“темных” [9]) мод ( $|W_{N\alpha}| = 0$ ) и одной сверхизлучающей (“светлой” [9]) моды, спектр которой отвечает полюсу  $V_{N\alpha}$  ( $W_{N\alpha}$ ). Согласно (28)–(30) ее время жизни в такой магнитной гетероструктуре в  $N$  раз меньше, чем у магнон-поляритонной моды этой же поляризации в уединенном в среде (1) ультратонком слое АФМ среды (2). Как показывает анализ, так же, как и для экситонных поляритонов, в длиннопериодных структурах с эквидистантно расположенными квантовыми ямами [30], в рассматриваемом случае конечного 1D МФК с  $N$  ультратонкими АФМ слоями в магнон-поляритонном спектре с  $\alpha = p, s$ , состоящем из  $N$  ветвей (28), (29), не только частота возбуждения и декремент радиационного затухания, но и соотношение между числом радиационных и нерадиационных мод зависит от фазовой толщины слоев немагнитной среды (В), разделяющих два соседних ультратонких АФМ слоя.

До сих пор при анализе рефракционных эффектов предполагалось, что падающая извне на поверхность АФМ волна ТМ- или ТЕ-типа плоская. Однако если, хотя бы в рамках приближения квазиплоской волны учесть конечные размеры формально находящегося на бесконечности реального источника излучения ЭМ волны с  $\alpha = p, s$ , то для указанных выше индуцированных неоднородным обменным взаимодействием условий, при которых в случае плоской ЭМ волны ТМ- или ТЕ-типа  $|V_{N\alpha}| = 1$ ,  $W_{N\alpha} = 0$  или  $|W_{N\alpha}| = 1$  ( $|V_{N\alpha}| = 0$ ), можно ожидать усиления углового ( $s_\alpha$ ) эффекта Гуса–Хенхен не только при отражении ( $s_{V\alpha}(\omega, h)$ ), но и при прохождении ( $s_{W\alpha}(\omega, h)$ ) остронаправленного ЭМ пучка через слой АФМ ( $N = 1$ ) или 1D МФК ( $N > 1$ ), поскольку, согласно [31]

$$s_{V\alpha} = \frac{\partial \ln |V_{N\alpha}|}{\partial h}, \quad s_{W\alpha} = \frac{\partial \ln |W_{N\alpha}|}{\partial h}, \quad \alpha = p, s. \quad (31)$$

Таким образом, для АФМ как однофазной гиперболической среды индуцированный пространственной дисперсией механизм двухлучевого преломления при прохождении волной ТМ- или ТЕ-типа границы раздела магнитной и немагнитной сред приводит и для плоской и для квазиплоской объемной волны ТЕ- или ТМ-типа, падающей извне на ограниченную планарную структуру из немагнитных и АФМ сло-

ев к целому ряду дополнительных резонансных рефракционных аномалий, связанных с возможностью формирования в АФМ слое “светлых” и “темных” магнон-поляритонов.

Работа выполнена в рамках государственного задания.

1. A. Poddubny, I. Iorsh, P. Belov, and Y. Kivshar, *Nat. Photon.* **7**, 948 (2013).
2. I. I. Smolyaninov, *Hyperbolic Metamaterials*, Morgan & Claypool Publishers, San Rafael (2018).
3. М. В. Давидович, *УФН* **189**, 1249 (2019).
4. A. A. Orlov, P. M. Voroshilov, P. A. Belov, and Y. S. Kivshar, *Phys. Rev. B* **84**, 045424 (2011).
5. O. Kidwai, S. V. Zhukovsky, and J. E. Sipe, *Phys. Rev. A* **85**, 053842 (2012).
6. T. Li and J. V. Khurgin, *Optica* **3**, 1388 (2016).
7. Е. Л. Ивченко, А. И. Несвижский, С. Иорда, *ФТТ* **38**, 2118 (1994).
8. Е. Л. Ивченко, А. Н. Поддубный, *ФТТ* **55**, 833 (2013).
9. A. V. Kavokin, J. J. Baumberg, G. Malpuech, and F. P. Laussy, *Microcavities*, second ed., Oxford University Press, Inc., N. Y. (2017).
10. М. В. Рыбин, М. Ф. Лимонов, *УФН* **189**, 881 (2019).
11. В. В. Еременко, *Введение в оптическую спектроскопию магнетиков*, Наукова думка, Киев (1975).
12. R. Macedo and R. E. Camley, *Phys. Rev. B* **99**, 014437 (2019).
13. V. Baltz, A. Manchon, M. Tsoi, T. Moriyama, T. Ono, and Y. Tserkovnyak, *Rev. Mod. Phys.* **90**, 015005 (2018).
14. Y. V. Bludov, J. N. Gomes, G. A. Farias, J. Fernandez-Rossier, M. I. Vasilevskiy, and N. M. R. Peres, *2D Materials* **6**, 045003 (2019).
15. D. L. Mills, *Nonlinear Optics. Basic Concepts*, Springer-Verlag, Berlin–Heidelberg (1998).
16. Д. В. Кулагин, Г. Г. Левченко, А. С. Савченко, А. С. Тарасенко, С. В. Тарасенко, В. Г. Шавров, *ЖЭТФ* **141**, 540 (2012).
17. А. И. Ахиезер, В. Г. Барьяхтар, С. В. Пелетминский, *Спиновые волны*, Наука, М. (1967).
18. Б. А. Иванов, В. Ф. Лапченко, А. Л. Сукстанский, *ФТТ* **27**, 173(1985).
19. Х. Хаус, *Волны и поля в оптоэлектронике*, Мир, М. (1988).
20. М. В. Балакирев, И. А. Гишинский, *Волны в пьезокристаллах*, Наука, Новосибирск (1982).
21. В. И. Альшиц, В. Н. Любимов, А. Радович, *ЖЭТФ* **131**, 14 (2007).
22. M. Elshazly-Zaghloul and R. M. A. Azzam, *J. Opt. Soc. Am.* **72**, 657 (1982).
23. Д. В. Кулагин, А. С. Савченко, А. С. Тарасенко, С. В. Тарасенко, В. Г. Шавров, *Письма в ЖЭТФ* **95**, 253 (2012).
24. Л. М. Бреховских, *Волны в слоистых средах*, Изд-во АН СССР, М. (1957).
25. В. И. Альшиц, А. Л. Шувалов, *ЖЭТФ* **103**, 1356 (1993).
26. Ю. Г. Пейсахович, А. А. Штыгашев, *ЖЭТФ* **118**, 213 (2000).
27. В. М. Агранович, О. А. Дубовский, *Письма в ЖЭТФ* **3**, 345 (1966).
28. C. W. Hsu, B. Zhen, A. D. Stone, J. D. Joannopoulos, and M. Soljacic, *Nat. Rev. Mater.* **1**, 16048 (2016).
29. А. Ярив, П. Юх, *Оптические волны в кристаллах*, Мир, М. (1987).
30. М. Р. Владимирова, Е. Л. Ивченко, А. В. Кавокин, *ФТП* **32**, 101 (1998).
31. Т. Тамир, *J. Opt. Soc. Am. A.* **3**, 558 (1986).

## Параметрические световые пули при отсутствии дисперсии групповой скорости на частоте второй гармоники

С. В. Сазонов<sup>+\*1)</sup>, М. В. Комиссарова<sup>×</sup>

<sup>+</sup>Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, 123182 Москва, Россия

<sup>\*</sup>Московский авиационный институт (Национальный исследовательский университет), 125993 Москва, Россия

<sup>×</sup>МГУ им. М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 26 февраля 2020 г.

После переработки 26 февраля 2020 г.

Принята к публикации 26 февраля 2020 г.

Проведено аналитическое исследование возможности формирования двухчастотной световой пули в квадратично-нелинейной среде при равенстве нулю коэффициента дисперсии групповой скорости на частоте второй гармоники. Показано, что временная длительность компоненты световой пули на частоте второй гармоники в два раза короче, чем длительность импульса на основной частоте. В то же время поперечные размеры обеих составляющих одинаковы. Данная световая пуля устойчива, если ее апертура превышает определенное минимальное значение, пропорциональное временной длительности.

DOI: 10.31857/S0370274X20060041

**Введение.** Волновые пакеты, которые при распространении в нелинейной среде остаются ограниченными по всем трем пространственным координатам, часто называют пространственно-временными солитонами или световыми пулями [1–3]. Фактически световые пули представляют собой обобщение во временную область самоканализованных оптических пучков, существование и устойчивость которых в нелинейной среде изучается с 1964 г. [4].

Возможность формирования световых пуль зависит от многих факторов, основными из которых являются нелинейные свойства среды, характер дисперсии групповых скоростей (ДГС) и влияние дифракционного уширения. Так, в кубично-нелинейных средах в режиме аномальной дисперсии при нелинейности керровского типа происходит пространственно-временной коллапс, которого, однако, можно избежать при насыщающей нелинейности или при использовании неоднородной керровской среды [1, 5]. Если же дисперсия групповых скоростей в керровской среде нормальна, пространственно-временной коллапс заменяется расщеплением импульса и дроблением спектра. Световые пули в этом случае не формируются, но возникает такой вид пространственно-временной локализации, как X-волновые солитоны [6].

Световые пули формируются также в средах с плазменной нелинейностью. При этом происходит

дробление импульсов на филаменты, сопровождаемое формированием спектрального суперконтинуума [7–9].

Пространственно-временные солитоны могут найти приложения в системах передачи информации [1], в управлении движением нано-частиц [10] и т.д.

В отличие от сред с кубичной нелинейностью, для которых, в целом, характерна неустойчивость пространственно-временных солитонов, в средах с нелинейностью второго порядка, наоборот, возможно формирование устойчивых световых пуль. Это обусловлено тем, что в подобных средах не происходит пространственно-временной коллапс [11].

За последние двадцать лет появилось достаточно много работ, в которых формирование световых пуль при квадратичной нелинейности было продемонстрировано как теоретически [12–16], так и экспериментально [17, 18]. Следуя сложившейся традиции, будем называть такие световые пули параметрическими.

Теория “дышащих” световых пуль, распространяющихся в средах с квадратичной нелинейностью, была последовательно разработана для режимов как аномальной [14, 15], так и нормальной [15, 16] ДГС. Особо подчеркнем, что последний случай может быть реализован только в неоднородной среде, например, в волноводе. Области устойчивости таких световых пуль зависят от характеристик конкуренции нелинейности, дисперсии, дифракции и геометрических свойств волновода.

<sup>1)</sup>e-mail: sazonov.sergey@gmail.com

На практике разнообразный характер нелинейно-дисперсионных эффектов, проявляющихся при генерации второй гармоники, обусловлен не только тем, что коэффициенты ДГС на каждой из частот могут быть как положительными, так и отрицательными, но и тем, что их абсолютные величины могут существенно отличаться друг от друга [19]. Особый интерес представляет случай, когда несущая частота импульса одной из гармоник находится вблизи нулевой дисперсии, т.е. когда различные участки спектра импульса принадлежат областям нормальной и аномальной ДГС. Возможность формирования временного параметрического солитона при трехчастотном взаимодействии в отсутствие ДГС у одной из компонент была показана еще в сравнительно ранних работах (см. [19] и цитируемую там литературу).

Отметим, что поиск методов, снижающих дисперсию при распространении сигналов по волокну, привел к тому, что наиболее интенсивно исследованные оптического импульса, распространяющегося в условиях близости к длине волны нулевой дисперсии, проводилось для сред с кубической нелинейностью [1, 20]. Частота формирующегося в этом режиме солитона сдвигается в область аномальной дисперсии, а энергия в другом спектральном диапазоне рассеивается. Таким образом, использование режима нулевой дисперсии позволяет существенно снизить мощность входного излучения и повысить скорость передачи информации в системах оптической связи.

Возвращаясь к обсуждению параметрических пространственно-временных солитонов, отметим, что первые эксперименты по их наблюдению были выполнены в каскадном пределе, при котором достаточно было управлять ДГС только для импульса накачки [18, 21]. При использовании критерия Вахитова–Колоколова и прямого численного моделирования было показано, что произвольное соотношение между коэффициентами ДГС на основной частоте и на второй гармонике обуславливает асимметрию многомерных солитонов [22, 23]. При этом в условиях сильного различия значений ДГС световые пули имеют квазистойчивый характер [22, 23].

Несмотря на большое количество работ по параметрическим пространственно-временным солитонам, особенности формирования параметрических световых пуль в области перехода от аномальной дисперсии к нормальной на одной из гармоник ранее не обсуждались.

Целью настоящей работы является исследование возможности формирования световых пуль в однородных объемных средах с квадратичной нелиней-

ностью и нулевым коэффициентом ДГС на второй гармонике.

**Двухчастотный пространственно-временной солитон.** Пусть световой импульс распространяется вдоль оси  $z$ . При этом направление распространения по отношению к оптической оси одноосного кристалла выбрано так, что выполняются условия фазового и группового синхронизмов. Тогда система уравнений для огибающих  $\psi_1$  и  $\psi_2$  электрического поля импульса на основной частоте  $\omega$  и на второй гармонике  $2\omega$  соответственно запишется в параксиальном приближении следующим образом:

$$i\frac{\partial\psi_1}{\partial z} = -\frac{\beta}{2}\frac{\partial^2\psi_1}{\partial\tau^2} + \alpha_1\psi_1^*\psi_2 + \frac{c}{2n\omega}\Delta_{\perp}\psi_1, \quad (1)$$

$$i\frac{\partial\psi_2}{\partial z} = \alpha_2\psi_1^2 + \frac{c}{4n\omega}\Delta_{\perp}\psi_2. \quad (2)$$

Здесь  $\tau = t - z/v_g$ ,  $t$  – время,  $v_g$  и  $n$  – линейные групповая скорость и показатель преломления, одинаковые для обеих частот,  $\beta = \partial v_g^{-1}/\partial\omega$  – параметр ДГС на основной частоте  $\omega$ ,  $c$  – скорость света в вакууме,  $\alpha_1 = 2\pi\omega\chi_1^{(2)}/cn$ ,  $\alpha_2 = 4\pi\omega\chi_2^{(2)}/cn$ ,  $\chi_1^{(2)}$  и  $\chi_2^{(2)}$  – нелинейные восприимчивости второго порядка на основной частоте и на второй гармонике соответственно,  $\Delta_{\perp}$  – поперечный лапласиан.

При  $\Delta_{\perp}\psi_{1,2} = 0$  имеем решение системы (1), (2) в виде временного двухчастотного солитона:

$$\psi_1 = \pm \frac{|\beta|}{\sqrt{\alpha_1\alpha_2}\tau_p^2} e^{i\frac{\beta}{2\tau_p^2}z} \operatorname{sech}\left(\frac{\tau}{\tau_p}\right), \quad (3)$$

$$\psi_2 = -\frac{\beta}{\alpha_1\tau_p^2} e^{i\frac{\beta}{\tau_p^2}z} \operatorname{sech}^2\left(\frac{\tau}{\tau_p}\right), \quad (4)$$

где роль свободного параметра играет временная длительность  $\tau_p$ .

Для того, чтобы найти приближенное решение системы (1), (2) в виде локализованного пространственно-временного солитона используем хорошо апробированный метод усредненного лагранжиана [24–28].

Взяв за основу одномерный солитон (3), (4) и следуя работам [14, 15], запишем пробное решение в виде

$$\psi_1 = \pm \frac{|\beta|}{\sqrt{\alpha_1\alpha_2}} \rho^{2/3} e^{-in\omega\varphi/c} \operatorname{sech}(\rho^{1/3}\tau), \quad (5)$$

$$\psi_2 = -\frac{\beta}{\alpha_1} \rho^{2/3} e^{-2in\omega\varphi/c} \operatorname{sech}^2(\rho^{1/3}\tau), \quad (6)$$

Системе (1), (2) соответствует плотность лагранжиана

$$L = L_1 + \frac{\alpha_1}{2\alpha_2} L_2 + L_{\text{int}}, \quad (7)$$