ЭФФЕКТ ТУННЕЛЬНОЙ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ ПОЛЕЙ ПРОИЗВОЛЬНОЙ ФИЗИЧЕСКОЙ ПРИРОДЫ И ЕГО ТЕХНИЧЕСКИЕ ПРИЛОЖЕНИЯ

В.В. Сидоренков, В.В. Толмачев

Рассмотрены базовые сведения о необычном эффекте туннельной интерференции полей волн произвольной физической природы, который первоначально был открыт и исследован для волн бозе-конденсата куперовских электронных пар в области туннельного контакта сверхпроводников под названием эффекта Джозефсона. Проявление такого эффекта следует принципиально учитывать при анализе и физико-математическом моделировании условий распространения любых волн в неоднородных средах с поглощением или с полным внутренним отражением. В качестве конкретного примера представлены материалы исследования явления акустической туннельной интерференции и дана иллюстрация ряда перспективных технических приложений обсуждаемого эффекта для волн электромагнитного поля.

Сравнительно недавно (в 1989 г.) авторами настоящей публикации экспериментально установлено необычное физическое явление в области классической электродинамики [1], при котором в материальных средах с комплексным показателем преломления (а именно, в металлах) возможно реальное наблюдение эффекта интерференции встречных затухающих при распространении электромагнитных волн, причем интерференционная составляющая вектора Пойнтинга плотности потока энергии $\mathbf{P}_{инт} = [\mathbf{E}_1,\mathbf{H}_2] + [\mathbf{E}_2,\mathbf{H}_1]$ принципиально не равна нулю, является незатухающей и пропорциональна коэффициенту при мнимой части волнового числа $k = \alpha + i\beta$:

$$\langle P_x(x)\rangle_{инт} = -\frac{\beta}{\omega\mu\mu_0}|C_1||C_2|\sin(\gamma_1 - \gamma_2 + 2\alpha x)\,, \qquad (1)$$

где $C_1 = |C_1|e^{i\gamma_1}$ и $C_2 = |C_2|e^{i\gamma_2}$ - комплексные амплитуды волн, α и β – действительные функции. Согласно соотношению (1), усредненный по времени интерференционный поток электромагнитной энергии $\langle P_x(x)\rangle_{инт}$ в поглощающей среде $(\beta \neq 0)$ осциллирует вдоль направления распространения волн с периодом π/α, а в “запредельной” ($\alpha = 0$) среде поток $\langle P_x(x)\rangle_{инт}$ неизменен при распространении, величина и знак (направление) которого определяются разностью начальных фаз этих волн $\gamma_1 - \gamma_2$. Видно, что в прозрачной ($\beta = 0$) среде интерференционный поток встречных волн принципиально отсутствует $\langle P_x(x)\rangle_{инт} = 0$ при любых амплитудах и фазах полей интерферирующих волн, хотя сам эффект интерференции как явление перераспределения волновой энергии в пространстве при наложении двух или более полей когерентных волн естественно остается (при равенстве амплитуд возникает так называемая *стоячая волна*).

Справедливости ради следует отметить, что предтечей и стимулом проведения представленных выше исследований явилась работа [2] одного из авторов данного сообщения, где описана попытка чисто теоретически посредством решения задачи о падении на плоскопараллельную диэлектрическую пластинку по нормали с двух ее сторон монохроматических электромагнитных плоских волн в условиях полного внутреннего отражения смоделировать знаменитый эффект Джозефсона в сверхпроводниках [3].

Рассматриваемый здесь феномен интерференции весьма необычен в том смысле, что в случае волн одного направления интерференционный поток энергии $\langle P_x(x)\rangle_{инт}$ перечисленных выше особенностей не имеет. Он так же, как потоки энергии каждой из волн, пропорционален действительной части волнового числа α, а в поглощающей среде по мере распространения вглубь затухает по экспоненте, показатель степени которой пропорционален величине коэффициента при мнимой части волнового числа $e^{-2\beta x}$.

Обсуждаемому явлению дано название «*электромагнитная туннельная интерференция*», которое логически следует из сопоставления с результатами решения широко известной, типичной квантово-механической задачи о туннелировании микрочастицы через потенциальный барьер. Проиллюстрируем это на конкретном примере одномерного энергетического барьера простейшей прямоугольной формы: $U(x) = U_0$ при $-d/2 < x < d/2$ и $U(x) = 0$ при $|x| > d/2$.

В первом случае, когда кинетическая энергия частицы $E = \hbar^2k^2/2m$ больше высоты барьера U_0, то есть при $E - U_0 > 0$, поле волновой функции частицы в области внутри барьера имеет вид двух встречных волн вероятности

$$\Psi(x) = C_1 e^{iqx} + C_2 e^{-iqx} \quad , \qquad (2)$$

где $q = \frac{1}{\hbar}\sqrt{2m(E-U_0)}$, а $C_1 = |C_1|e^{i\gamma_1}$ и $C_2 = |C_2|e^{i\gamma_2}$ - комплексные амплитуды. Тогда плотность потока вероятности в области барьера

$$j_x(x) = \frac{i\hbar}{2m}\left(\Psi\frac{\partial\Psi^*}{\partial x} - \Psi^*\frac{\partial\Psi}{\partial x}\right) = \frac{\hbar q}{m}|C_1|^2 - \frac{\hbar q}{m}|C_2|^2 \qquad (3)$$

есть сумма потоков волн вероятности: первой волны, распространяющейся в положительном направлении оси 0X, и второй – в противоположном ее направлении, при полном отсутствии интерференционной составляющей в плотности потока этих волн.

В другом случае, когда энергия частицы E меньше высоты барьера, то есть при $E - U_0 < 0$, ее волновая функция в области внутри барьера представляется в виде двух встречно направленных экспонент

$\Psi(x) = C_1 e^{\eta x} + C_2 e^{-\eta x}$,   (4)

где $\eta = \frac{1}{\hbar}\sqrt{2m(U_0 - E)}$, а C_1 и C_2 - то же, что и в (2). В таких условиях плотность потока вероятности в области барьера

$j_x(x) = 2\frac{\hbar\eta}{m} |C_1||C_2| \sin(\gamma_1 - \gamma_2)$.   (5)

Таким образом, когда $E - U_0 < 0$, функция потока $j_x(x)$ в (5), в отличие от $j_x(x)$ в (3), описывает туннелирование микрочастицы через барьер, обусловленное явлением интерференции за счет сложения амплитуд волн вероятностей. Полная аналогия между выражениями (1) и (5) безусловно и однозначно очевидна, что, по нашему мнению, вполне оправдывает для $\langle P_x(x)\rangle_{инт}$ в (1) название *«электромагнитная туннельная интерференция»*.

Рассмотрим теперь другой, акустический аналог эффекта туннелирования микрочастицы через потенциальный барьер, в определенной мере, как будет показано ниже, адекватный эффекту Джозефсона в сверхпроводниках [3], а именно явление *туннельной интерференции* звуковых *волн*, поля которых также как и поля электронных волн бозе-конденсата являются скалярными функциями, в отличие от векторных функций полей электромагнитных волн.

Для простоты исследуем одномерный случай, когда диссипирующий плоскопараллельный слой толщиной d предполагаем в виде однородной изотропной среды, на который по нормали с двух его противоположных сторон падают встречные волны «*a*» и «*b*» (с точки зрения технической терминологии сигнальная и подсвечивающая). Пусть плоский слой занимает некоторую часть пространства: $-d/2 < x < d/2$, то есть начало системы координат расположено в срединной плоскости слоя ($x = 0$) с осью 0X перпендикулярно граням слоя. При этом считаем, что сплошная среда вне слоя ($x < -d/2$ и $x > d/2$) характеризуется объемной плотностью массы ρ_0 и скоростью распространения звука c_0 , а диссипирующая среда внутри слоя обладает плотностью ρ , скоростью звука c и коэффициентом затухания волны при ее распространении γ .

Для описания акустических волн в области внутри диссипирующего слоя имеем одномерное волновое уравнение с затуханием (так называемое «телеграфное уравнение»)

$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} - 2\gamma c \frac{\partial \xi}{\partial t}$,   (6) где $\xi(x,t)$ - функция смещения точек среды.

Рассматривая решение указанного уравнения в виде плоской гармонической волны

$$\xi(x,t) = \xi_m \exp(-i\omega t + ikx) \qquad (7)$$

(ω - угловая частота колебаний, *k* - волновое число), имеем следующее дисперсионное соотношение:

$$\omega^2 = c^2k^2 - 2i\omega\gamma c\,. \qquad (8)$$

В диссипирующей среде волновое число комплексное и имеет вид $k = \alpha + i\beta$, где α и β - действительные числа. Таким образом, согласно (8), приходим к уравнениям:

$$\alpha^2 - \beta^2 = \omega^2 / c^2\,, \qquad (9)$$

$$2\alpha\beta = 2\omega\gamma/c\,,$$

разрешая которые, получаем

$$\alpha = \frac{\omega}{\sqrt{2}c}\left(\sqrt{1+4\gamma^2c^2/\omega^2}+1\right)^{1/2} \text{ и } \beta = \frac{\omega}{\sqrt{2}c}\left(\sqrt{1+4\gamma^2c^2/\omega^2}-1\right)^{1/2}. \qquad (10)$$

Если затухание достаточно мало ($\gamma \ll \omega/c$) из (10) следует, что $\alpha \simeq \omega/c$ и $\beta \simeq \gamma$.

Таким образом, гармоническая волна при распространении в диссипирующей среде затухает по интенсивности вглубь слоя по экспоненциальному закону

$$|\xi|^2 = |\xi_0|^2 \exp(-2\beta x)\,, \qquad (11)$$

где $|\xi_0|$ - амплитуда волны, падающей на диссипирующий слой.

Коэффициент прохождения по интенсивности одной волны (например, волны «*a*») через слой толщиной *d*, определяемый как $D = |A''|^2 / |A|^2$, будет равен

$$D = D_0 \exp(-2\beta x)\,, \qquad (12)$$

где $D_0 < 1$ - некая постоянная, независящая от толщины слоя *d* , *A* и A'' – амплитуды волны на входе и выходе плоского слоя.

Предположим теперь, что на слой из области *x < - d /2* падает волна «*a*» и навстречу ей из области *x > d /2* падает волна «*b*», частоты которых одинаковы (когерентные волны). Каждая из этих двух волн при падении на слой проходит через него с коэффициентом прохождения $D(d)$ и отражается с коэффициентом отражения по мощности, например, для волны «*a*» $R(d)=|A'|/|A|$, где A' – амплитуда отраженной волны. Тогда, например, в области справа от слоя (*x* > *d* /2) имеем результирующее волновое поле смещений:

$$\xi(x,t)=\sqrt{D}A\,e^{\,i\eta}\,e^{-i\omega t+ik_0x}+\sqrt{R}B\,e^{\,i\delta}\,e^{-i\omega t+ik_0x}+B\,e^{-i\omega t-ik_0x}\,, \qquad (13)$$

где первое слагаемое описывает волну «*a*», прошедшую через слой со сдвигом фазы η, второе слагаемое - отраженную от слоя волну «*b*» со сдвигом фазы при отражении δ, а третье - волну «*b*», падающую на слой; k_0 - волновое число волн в среде вне слоя.

По известному полю смещений частиц среды в акустической волне можно рассчитать поле их скоростей:

$$V(x,t)=\frac{\partial\xi}{\partial t}=-i\omega\xi(x,t)\,,$$

и поле избыточного давления $p(x,t)$, удовлетворяющего уравнению

$$\rho\,\frac{\partial^2\xi}{\partial t^2}=-\frac{\partial p}{\partial x}\,.$$

Следовательно, согласно (13), получаем выражение для полей скоростей и избыточного давления акустических волн, движущихся в области пространства *x* > *d* /2 :

$$V(x,t)=-i\omega\sqrt{D}A\,e^{\,i\eta}\,e^{-i\omega t+ik_0x}-i\omega\sqrt{R}B\,e^{\,i\delta}\,e^{-i\omega t+ik_0x}-i\omega B\,e^{-i\omega t-ik_0x}\,, \qquad (14)$$

$$p\,(x,t)=-i\frac{\rho\omega^2}{k_0}\sqrt{D}A\,e^{\,i\eta}\,e^{-i\omega t+ik_0x}-i\frac{\rho\omega^2}{k_0}\sqrt{R}B\,e^{\,i\delta}\,e^{-i\omega t+ik_0x}-i\frac{\rho\omega^2}{k_0}B\,e^{-i\omega t-ik_0x}\,.$$

Отсюда можно определить интенсивность суммарного поля акустических волн $I=\frac{1}{2}\mathrm{Re}[p,V^*]$. Тогда для всех волн, движущихся в области *x* > *d* /2 в положительном направлении оси ОХ, можно записать:

$$I_x=I''_{xa}+I'_{xb}+I_x^{тун.инт}=DI_a+RI_b+T\sqrt{I_a}\sqrt{I_b}\sin(\theta+\varphi-\psi)\,, \qquad (15)$$

где I_a и I_b - начальные интенсивности волн «*a*» и «*b*», φ и ψ - их начальные фазы колебаний. Здесь интерференционная фаза дается выражением $\theta=\delta-\eta+\pi/2$, а величина коэффициента интерференционного прохождения T, характеризующая интерференционную туннельную прозрачность рассматриваемого слоя, будет равна

$$T=2\sqrt{RD}\,. \qquad (16)$$

Отметим, что в идеальной диэлектрической среде ($\gamma = 0$) слагаемое, описывающее интерференционный поток энергии встречных волн равен нулю, то есть третье слагаемое в (15) для $I_x^{инт}$ отсутствует.

При обычной интерференции двух когерентных волн одного направления интерференционный поток энергии на выходе слоя определится выражением

$$I_x^{об.инт} = D\sqrt{I_a}\sqrt{I_b}\cos(\varphi - \psi)\,. \qquad (17)$$

Сравнение соотношений (15) и (17) показывает, что отношение туннельного интерференционного потока энергии к аналогичному потоку однонаправленных волн $I_x^{тун.инт} / I_x^{об.инт}$ составляет величину в $e^{\beta d}$ раз, а потому при $\beta d \gg 1$ они могут различаться на порядки.

Явление туннельной интерференции акустических волн экспериментально было подтверждено и исследовано на частотах $\nu \simeq 10^5 – 10^6$ Гц. Сигнал радиочастотного генератора, модулированный по амплитуде частотой ~ 10^3 Гц, подавался на пьезо-акустический преобразователь, который возбуждал в цилиндрических акустических волноводах различной длины *d* ~ 30 - 200 мм звуковые продольные волны. Существенно, что используемый в качестве волновода материал (фторопласт-4, диаметром 29 мм) на указанных выше частотах обладает весьма значительными акустическими потерями. На другом конце изучаемого волновода размещался приемный пьезо-акустический преобразователь с дифференциальным входом (то есть имеющий два входа). К одному его входу подключался второй генератор для когерентной «подсветки», работающий в режиме непрерывной генерации (его сигнал немодулирован) на несущей частоте сигнального (первого) генератора, а с другого входа приемного пьезопреобразователя снимался модулированный электрический сигнал, пропорциональный величине акустических колебаний на выходе волновода. Методика данного эксперимента полностью идентична методике, описанной в работах [1, 4] по изучению эффекта электромагнитной туннельной интерференции в оптическом и СВЧ диапазонах.

Коэффициент обычного прохождения по интенсивности в зависимости от длины волновода $D(d)$ определялся как отношение интенсивности принимаемого сигнала модуляции на выходе волновода ΔI к интенсивности сигнала на его входе ΔI_1 (генератор подсветки отключен). При подаче в волновод волны встречной подсветки интенсивность сигнала на выходе волновода резко (на порядок и более) возрастала и, как показали измерения, она линейно зависела от амплитуды дополнительной волны подсветки. Коэффициент усиления, равный отношению интенсивностей сигналов при интерференционном $\Delta I_{инт}$ и обычном прохождении ΔI определится формулой

$$K = 1 + \Delta I_{инт} / \Delta I \,. \qquad (18)$$

Тогда, используя соотношение (15), коэффициент усиления акустического сигнала за счет туннельной интерференции можно представить в виде

$$K = \frac{\sqrt{I_{02}}}{2\sqrt{I_{01}}} \cdot \frac{T}{D} \sin(\varphi_1 - \varphi_2) \,. \qquad (19)$$

Здесь I_{01} и I_{02} – соответственно, интенсивности акустических колебаний на обоих входах волновода, возбуждаемые первым и вторым генератором; D и T - коэффициенты обычного и интерференционного туннельного прохождения по интенсивности. Измерения усиления сигнала в условиях туннельной интерференции позволяют по соотношению (19) определить величину коэффициента интерференционного прохождения T.

В эксперименте установлено, что с ростом длины фторопластового стержня d значения $D(d)$ и $T(d)$ уменьшаются по определенному закону, а различия по величине быстро увеличиваются, и при $d \simeq 160$ мм они составляют уже два порядка. При этом экспериментальные значения $\ln D(d)$ и $\ln T(d)$ хорошо ложатся на две прямые с разными углами наклона. Следовательно, сами зависимости $D(d)$ и $T(d)$ подчиняются именно экспоненциальному закону. Было четко показано, что наклоны этих прямых отличаются точно в два раза, то есть проведенные эксперименты однозначно подтверждают формулы (12) и (16). Таким образом, при туннельной интерференции действительно наблюдается своеобразное «просветление» диссипирующей среды для волновых полей, в данном случае для акустических волн.

Приведем другие примеры обсуждаемого здесь явления туннельной интерференции для волн различной физической природы. Вначале рассмотрим *туннельную интерференцию бозонных волн*, но не электромагнитных (разговор о них будет ниже), а волн бозе-конденсата куперовских электронных пар, когда сравнительно просто можно описать весьма сложный в традиционном изложении «эффект Джозефсона» в сверхпроводниках [3]. Здесь соотношение (5) уже есть аналог знаменитого фундаментального соотношения Джозефсона для электрического тока $I_S = I_{OS} \sin(\gamma_1 - \gamma_2)$, протекающего через два сверхпроводника, разделенных туннельным контактом (слой диэлектрика или обычного проводника; γ_1 - γ_2 - разность начальных фаз волн конденсата куперовских пар слева и справа от контакта). Интересно, что различие в амплитудных значениях сверхпроводящего I_{os} и обычного I_0 туннельных токов при заданной ширине контакта *d* может составлять несколько порядков, поскольку $I_{os}/ I_0 \sim e^{a\eta}$. Как видим, имеем однозначную и полную корреляцию данных по эффекту Джозефсона в сверхпроводниках с результатами теории и экспериментов по туннельной интерференции полей акустических волн.

Что касается *электромагнитной туннельной интерференции,* то как физическое явление она также является аналогом эффекта Джозефсона, но уже электромагнитным аналогом, со всеми его удивительными следствиями, которые можно наблюдать теперь и в электромагнитных полях. Указанное явление исследовано в пленках металла на оптических и СВЧ частотах [1, 4]. Установлено, что в пленках толщиной $d \gg d_S$ (d_S - глубина скин-слоя) коэффициент интерференционного прохождения $T \cong 2\sqrt{D}$ (падение на пленку с разных ее сторон двух когерентных волн) будет отличаться на порядки от коэффициента обычного прохождения D (падение волн на пленку с одной ее стороны).

На основе этого были предложены способ передачи электромагнитных сигналов через сильно поглощающие среды [5], на порядки повышающий эффективность передачи сигналов в радио- и оптических каналах с большим затуханием, а также способ индукционного нагрева изделий из электропроводных материалов [6], где использование туннельной интерференции увеличивает КПД нагрева в сравнении с обычным индукционным нагревом на 50-100%.

Из теории приемной электромагнитной антенны (длинноволновое приближение) известно, что мощность, поступающая в антенну, в точности равна мощности интерференционного потока $\mathbf{P}_{инт} = [\mathbf{E}_1, \mathbf{H}_2] + [\mathbf{E}_2, \mathbf{H}_1]$, обусловленного интерференцией электромагнитного поля $\mathbf{E}_1, \mathbf{H}_1$, падающей волны на антенну и поля $\mathbf{E}_2, \mathbf{H}_2$ волны, рассеиваемой антенной при приеме. Таким образом, на передачу в антенну большей энергии, то есть на поток $\langle P_X(x) \rangle_{инт}$, можно повлиять в точке приема лишь повышением амплитуды рассеиваемых антенной полей посредством увеличения коэффициента поляризации излучателя. Следовательно, при приеме сигнала на пассивную (обычную) антенну повышение $< P_x(x) >_{инт}^{пас}$ практически невозможно, однако при приеме на активно лучащую антенну поток $< P_x(x) >_{инт}^{акт}$ можно сделать большим на порядки за счет встречной когерентной подсветки ближней (реактивной) зоны излучателя на частоте несущей сигнала [7, 8].

Таким образом, здесь представлено описание принципиально нового физического принципа передачи электромагнитной энергии, когда энергия передается только между этими двумя излучателями и только при их активном излучении, причем в других точках пространства объемная плотность энергии излучения ничтожна, а, следовательно, не наблюдаема. В качестве наглядной иллюстрации сказанного представим себе область внутри эллипсоида бесконечного объема с зеркальными стенками, в одном фокусе которого помещен источник света, а в другом – его приемник. В этом случае световая энергия посредством отражения от стенок эллипсоида будет полностью передаваться из одного фокуса в другой, и наоборот. Интересно, что эффективность применения такого принципа передачи энергии, как это ни парадоксально, повышается с понижением частоты [7], что, в частности, весьма актуально для решения проблемы снижения энергетических затрат при радиосвязи на длинных и сверхдлинных волнах. Как видим, и здесь снова используется все та же туннельная интерференция электромагнитных волн – электромагнитный аналог знаменитого эффекта Джозефсона в сверхпроводниках, реализуемого на волнах бозе-конденсата куперовских электронных пар.

Другое, не менее важное направление технического применения физических представлений об электромагнитной туннельной интерференции – это способ синтеза голограмм длинноволнового приближения, воплощаемых при материализации картины линий интерференционных потоков в ближней (реактивной) зоне элементарного излучателя (диполь, квадруполь и т.д.), находящегося в поле падающей на него волны [9]. Указанные голограммы могут иметь размеры порядка длины волны и функционально предназначены для преобразования одной моды (структуры) поля в другую его моду. Кстати, обычные голограммы – это голограммы коротковолнового приближения с размерами много больше длины волны. В частности, эти электромагнитные интерференционные преобразователи (ЭМИПы) предлагаются к использованию в качестве антенн направленного излучения в СВЧ диапазоне [9, 10]. Здесь особый интерес могут представлять созданные на базе голограмм длинноволнового приближения антенны реактивного излучения (не имеющие волновой зоны излучения), которые при их использовании позволят более эффективно реализовать новый физический принцип передачи электромагнитной энергии, когда энергетический поток между такими антеннами возникает только в режиме их активного излучения.

Все это кажется научной фантастикой, но это лишь проявление физических свойств электромагнитного аналога эффекта Джозефсона со всеми его удивительными следствиями [3], которые можно наблюдать теперь и на электромагнитных полях. К сожалению, сегодня мы имеем полный застой в развитии представлений классической электродинамики, соответственно, радиотехнических дисциплин, базирующихся на этих представлениях, который, в частности, обусловлен внедрением в радиосвязь современных технологий на основе ретрансляторов (прежде всего, в космосе). Применение таких технологий - это конечно прогресс в сфере потребления, однако он ни как не связан с новыми достижениями физической науки в области классической электродинамики. По существу это лишь возврат на другом, ином уровне к допотопной почтовой связи передачи послания по цепочке со многими звеньями, обладающих полной незащищенностью от уничтожения, возможностью глобального контроля информации, при резком повышении ее стоимости для потребителя. В этой связи помпезные заявления «жрецов высокой науки», что классическая электродинамика - наиболее полно разработанная во всех ее аспектах область физического знания, а ее современный уровень является вершиной человеческого гения, вызывают недоумение, поскольку это можно понять как констатацию конца в развития электромагнитной теории. Как говорится, история повторяется!

К настоящему времени исследования эффектов туннельной интерференции получили развитие в ряде теоретических работ других авторов. Например, в публикации [11] изучались характеристики туннельной электромагнитной интерференции при ферромагнитном резонансе, а в статье [12] построена теория использования электромагнитной туннельной интерференции СВЧ диапазона для просветления поперечно намагниченного ферритового слоя в области отрицательных значений магнитной проницаемости. В другой работе [13] исследовался фотодефлекционный отклик гиротропно-изотропного поглощающего образца в условиях интерференционного туннелирования полей встречных световых пучков. Представляют интерес сообщение [14], где рассмотрена возможность реализации эффекта туннельной интерференции встречных внутренних электрогидродинамических волн, распространяющихся в полупроводнике с диссипацией энергии, а также работа [15] об особенностях интерференции встречных волн в невзаимной киральной среде. Особое внимание читателю следует обратить на обзорную работу [16], где сведены воедино краткие сведения об основных наших и других авторов исследованиях близких к обсуждаемой здесь проблеме. Кстати, по результатам исследований эффектов туннельной интерференции успешно защищены две кандидатские диссертации.

В заключение отметим, что представления о туннельной интерференции полей волн произвольной физической природы могут быть плодотворными в естественнонаучных дисциплинах при совершенствовании методик и модернизации концепций их преподавания, и вполне естественно надеяться, что в дальнейшем указанное явление найдет много новых перспективных применений в различных областях науки и современной техники.

Литература

1. *Сидоренков В.В., Толмачев В.В.* // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. Вып. 21. С. 34-37; 1990. Т. 16. Вып. 3. С. 20-25; 1990. Т. 16. Вып. 20. С. 5-9.

2. *Бакрадзе Р.В., Брандт Н.Б., Толмачев В.В.* Механика сплошной среды. М.: ВЗПИ, 1984.

3. *Бароне А., Патерно Дж.* Эффект Джозефсона. М.: Наука, 1984.

4. *Толмачев В.В., Савичев В.В., Сидоренков В.В.* // Вестник МГТУ. Сер. Приборостроение. 1990. № 1. С. 125-133.

5. *А.с. № 1689925*. Способ передачи электромагнитных сигналов через тонкопленочную среду // Б.И. 1991. № 41.

6. *А.с. № 1707782*. Способ индукционного нагрева плоского изделия из электропроводного материала // Б.И. 1992. № 3.

7. *Сидоренков В.В., Толмачев В.В.* // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Приборостроение. 1992. № 1. С. 43-56.

8. *Сидоренков В.В., Толмачев В.В., Федотова С.В.* // Известия РАН. Сер. Физическая. 2001. Т. 65. № 12. С. 1776-1782.

9. *Сидоренков В.В., Толмачев В.В.* // Известия РАН. Сер. Физическая. 1997. Т. 61.№ 12. С. 2370-2378.

10. *Патент № 2089027*. Объемное голографическое антенное устройство. // Б.И. 1997. № 24.

11. *Семенцов Д.И., Ефимов В.В., Афанасьев С.А.* // Письма в ЖТФ. 1993. Т. 19. Вып. 11. С. 6-11.

12. *Афанасьев С.А., Семенцов Д.И.* // ЖТФ. 1997. Т. 67. № 10. С. 77-80.

13. *Астахов П.В., Митюрич Г.С.* // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24. Вып. 15. С. 85-89.

14. *Браже Р.А., Ефимов В.В.* // Вестник УлГТУ. Сер. Естественные науки. 2000. № 2. С. 12-17.

15. *Санников Д.Г., Семенцов Д.И.* // Письма в ЖТФ. 2007. Т. 33. Вып. 23. С. 19-26.

16. *Афанасьев С.А., Семенцов Д.И.* // УФН. 2008. Т. 178. № 4. С. 377-383.