

Эфиродинамический механизм продольного распространения наноимпульсов в двухпроводных линиях с опорой на токи смещения

В. В. Демьянов, г. Новороссийск

Суть проблемы

В последнее десятилетие повысился интерес учёных-радиотехников к *проблеме* распространения т.н. продольных электромагнитных волн (ПЭМВ), поднятой лет 30-40 тому назад [1]. Недавно дискуссия на эту тему получила развитие на страницах журнала «Информост» в связи с обсуждением феноменальных свойств антенны Харченко (АХ) [2]. Результаты моих экспериментов сорокалетней давности о распространении наносигналов в двухпроводной линии (ДПЛ), правда, исследованной мной тогда как интерферометрический диэлектрик-магнетометр, помогли мне объяснить недавно [3] феномен АХ и, как я надеюсь, могут быть полезны для прояснения явления близкодействия ПЭМВ в средах.

Один из парадоксов электродинамики *токопроводящих систем* состоит в том, что скорости перемещения зарядов (V_e) в них не совпадают (ни по величине, ни по направлению) со скоростью ($V_{инф.}$) распространения сигналов информации (групповых пульсов в ДПЛ); например, в проводах ДПЛ скорость «свободных» электронов $V_e \ll V_{инф.} = V_{гр.}$, где $V_{гр.} = \Delta L / \Delta t$ — групповая скорость электромагнитных волн (ЭМВ) на её отрезке ΔL за время Δt . Сегодня хорошо известно, что в воздушной ДПЛ $V_{инф.} = V_{гр.} \approx c$, где c — скорость света в вакууме, а в ДПЛ, погружённой в диэлектрик, например, в воду — почти на порядок меньше [4] (см. рис. 6).

Поскольку основными носителями тока в проводниках считаются «свободные» электроны, остаётся открытым вопрос, как в условиях $V_e \ll V_{инф.}$ информация *по воздушно-проводным линиям* передаётся всё же со скоростью света в воздухе? Но ещё более загадочен вопрос о мгновенном начале распространения вдоль ДПЛ ультракоротких импульсов, длительность τ_n которых много меньше времени установления $\{\tau_L = 2(L_{12} + h)/c\}$ электрического поля источника сигнала в её проводах. Правоммерно спросить, какие причины при $\tau_n \ll \tau_L$ мчат ультракороткий видеоимпульс вдоль ДПЛ, в проводах которой отсутствует, т.к. ещё не установилось, электрическое поле от источника импульса? Сегодня все эти опытные факты толкуют весьма противоречиво.

О локальности причин распространения коротких импульсов в ДПЛ

Складывается впечатление, что ультракороткий видеоимпульс «постоянного тока» несётся по свободным от ускоряющего поля проводам линии со скоростью света как бы с помощью собственного движителя, толкающего его «движительными органами» не столько от проводника, сколько *от материи его окрестностей*. О последнем свидетельствует сильная зависимость скорости распространения наноимпульса (РНИ) от проницаемости ϵ, μ_r среды, окружающей ДПЛ. Линейный масштаб Δr локализации этих материальных (эфиродинамических по сути) «органов движения видеоимпульса» в окрестностях проводника зависит от его длительности τ_n . Ниже мы оценим продольные $\Delta r_{||}$ и поперечные Δr_{\perp} размеры локального максвелл-контура тока, в котором концентрируется энергия группы гармоник, образующих наноимпульс длительностью $\tau_n \ll \tau_L$. При поперечных размерах контура тока $\Delta r_{\perp} = h \ll \Delta r_{||}$, где h — расстояние между проводниками ДПЛ, и длительности импульса $\tau_n \sim 20 \div 30$ нсек, продольные размеры контура не превышают

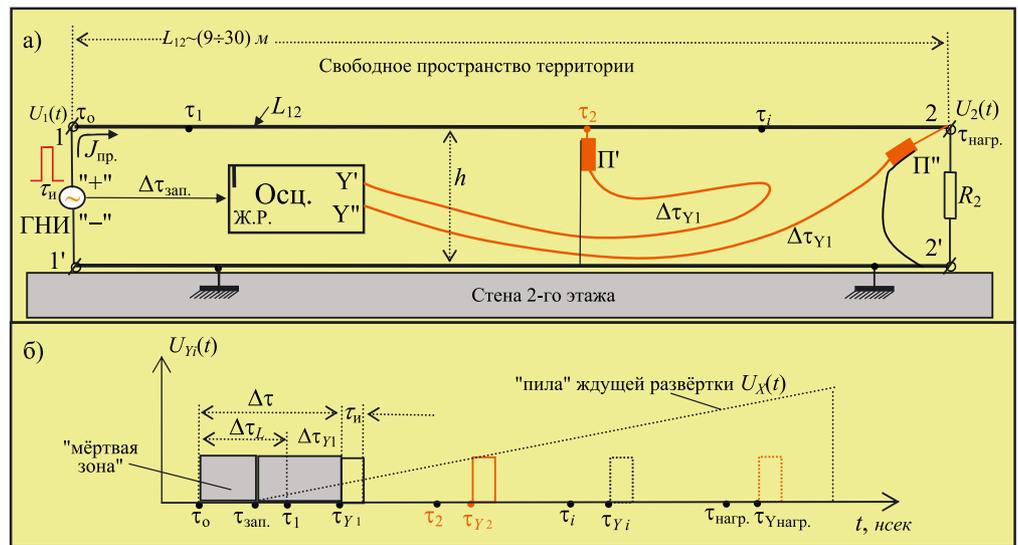


Рис. 1. Принципиальная электрическая схема (а) исследования времён запаздывания видеоимпульсов «постоянного тока» $J_{пр.}(t)$ наносекундной длительности τ_n при распространении вдоль двухпроводной линии (ДПЛ) протяжённостью $L_{12} = 30$ м с временем задержки $\tau_L = (\tau_{нагр.} - \tau_0)$, многократно превышающим τ_n , т.е. $\tau_L \gg \tau_n$. На (б) показаны характерные интервалы запаздывания наноимпульсов в цепях ДПЛ и их временные диаграммы в разных её точках τ_i : τ_0 — начало генерации видеоимпульса генератором наноимпульсов (ГНИ), наблюдаемых в момент τ_1 ; $\tau_{зап}$ — начало запуска ждущей развёртки осциллографа для наблюдения наноимпульсов в момент τ_1 ; $\Delta\tau_{зап} = \tau_{зап} - \tau_0$ — задержка запуска генератора ждущей развёртки осциллографа, определяющая «мёртвую зону» полной ненаблюдаемости импульсов в начале длинной линии; τ_1 — момент прихода импульса в точку τ_1 , показанную на схеме (а); τ_{Y1} — начало наблюдения на осциллографе импульса, находящегося в точке τ_1 ; запаздывает на $\Delta\tau_{Y1}$ на проводе пробника П; $\Delta\tau_{Y1} = (\tau_{Y1} - \tau_1)$ — зона дополнительной ненаблюдаемости наноимпульса на осциллографе из-за конечной длины провода к П.

$\Delta r_{\parallel} = \Delta l_{\parallel\sigma} \approx 2 \div 4 \text{ м}$ (см. формулу 2). Экспериментальное изучение механизма «продольного отталкивания видеоимпульса» от материальных окрестностей ДПЛ попадает в центр внимания нашего исследования.

На рис. 1 представлена принципиальная схема установки для исследования РНИ в разных сечениях ДПЛ. Она была смонтирована на стене 4-этажного кирпичного здания ФНИФХИ, корп. 4 (г. Обнинск). Высота от поверхности земли была 7 м. Ближайшие к зданию объекты находились на расстояниях более 20 м.

Понятием «постоянный ток» импульса подчеркнута конечность, прерывность «постоянных токов»; ведь у реального «постоянного тока» всегда имеется начало и конец. Ток постоянен только в течение $\tau_{и}$. Очевидно, что для возникновения замкнутого контура \square_c стационарного электрического поля от источника ЭДС во всех проводах ДПЛ длиной $\square_c = 2(L_{12} + h)$ требуется время $\tau_L = \square_c / c$, по прошествии которого, казалось бы, только и может начаться направленное движение электронов в проводах, побуждаемое полем этого источника.

Но при $\tau_{и} \ll \tau_L$ напряжённость электрического поля на входе ДПЛ возникает кратковременно и через время $\tau_{и}$ угасает, успевая охватить лишь малую продольную часть $\Delta l_{\parallel\sigma}$ её проводников. В этом случае нет никакого направленного движения электронов на участках линии, неохваченных полем. Опыт, однако, свидетельствует, что наноимпульс начинает двигаться вдоль ДПЛ сразу со скоростью света. Он движется самостоятельно по всем свободным от поля участкам ДПЛ.

По теории, ток проводимости в замкнутой цепи возникает и течёт в проводах под действием продольно-замкнутого электрического поля источника. Электроны при этом дрейфуют к «положительному» полюсу источника (по схеме 1_а, *справа налево* при положительном импульсе и *слева направо* — при отрицательном). Распространение же наноимпульсов «постоянного тока» любой полярности в ДПЛ, как показывает опыт, однонаправленно — от генератора к нагрузке (на рис. 1_а *слева направо*). И ещё одна особенность. Когда импульсный ток течёт в одной точке ДПЛ (например, в « τ_2 », см. по рис. 1_а), в другой точке (скажем, на нагрузке « $\tau_{нагр.}$ ») тока нет (наноимпульс не наблюдается!). Когда же он достигает точки « $\tau_{нагр.}$ », то в точке « τ_2 » его уже нет (закон сохранения полного тока по всей ДПЛ как бы не выполняется).

Скорость распространения наноимпульсов обеих полярностей вдоль воздушной ДПЛ равна скорости света в воздухе (её мы определяли по методу $\Delta L_{12} / \Delta t_{12}$ с точностью 5÷7%). При длительности наноимпульсов $\tau_{и} \sim 20 \text{ нсек}$ током охвачен только участок ДПЛ длиной $\Delta l_{\parallel\sigma}(\tau_{и}, h) = 2 \div 3 \text{ м}$ (оценка по формуле 2). Продольное возбуждение $\Delta l_{\parallel\sigma} = 2 \div 3 \text{ м}$ несётся по ДПЛ от генератора к нагрузке со скоростью света, а электроны этого участка провода движутся с гораздо меньшей скоростью (при отрицательном наноимпульсе — согласованно с направлением РНИ, при положительном — противоположно РНИ). Каков же материальный движитель наноимпульса по ДПЛ?

Поляризационный «движитель» наноимпульса вдоль ДПЛ, свободной от «поля»

Для выяснения механизма движения наноимпульса по ДПЛ, свободной от поля источника почти по всей длине, мы исследовали структуру распределения электромагнитных поляризационных реакций среды ближней зоны проводов

ДПЛ, несущей наноимпульс. С 1905 года эфир не считают материальной средой, поэтому структуру электромагнитных полей окрест проводников ДПЛ не принято связывать с поляризацией эфира. Однако это противоречит материальным уравнениям теории Максвелла, согласно которым проницаемость $\mu_r \epsilon_r > 1$ среды, образующей благодаря своей поляризуемости погонную ёмкость $C_{\Delta l\sigma} = \epsilon_r S / 4\pi h$ и являющейся носителем токов смещения между проводниками ДПЛ (здесь $\mu_r = 1$), определяется формулой: $\epsilon_r = \epsilon_{э\sigma} + \Delta\epsilon_{ч} = 1 + \Delta\epsilon_{ч}$, в которой неподвижный диэлектрический вклад $\epsilon_{э\sigma} = 1$ связан с поляризацией плотности эфира, а поступательно-подвижный вклад $\Delta\epsilon_{ч} > 0$ — с поляризацией атомов воздуха; S и h — эффективная площадь единицы длины проводов ДПЛ и расстояние между ними.

Вот уже 130 лет принципиальную бинарность (аддитивную двусоставленность $\epsilon_{э\sigma} + \Delta\epsilon_{ч}$) проницаемостей любых сред опыт подтверждает тем, что освобождение от частиц любого объёма пространства, заполненного средой с проницаемостью $\mu_r \epsilon_r > 1$, не лишает этот объём свойств среды с проницаемостью вакуума $\mu_{э\sigma} \epsilon_{э\sigma} = 1$. Вакуум — это эфирная всепроницающая среда — базис вселенской онтологии вещей и волн [4-6]. По теории Максвелла эфир — это поляризуемая среда без потерь (её $\text{tg} \delta_s = 0$) [3, 4]. Погонная ёмкость $c_{11} \dots c_{ii} \dots (n\Phi/m)$ участка линии $1^{-i}/1^{-i}$, показанного на рис. 2_б, образуется поляризацией диэлектрика (воздуха), находящегося между проводниками, относительная диэлектрическая проницаемость которого ($\epsilon_{в} = \epsilon_{э\sigma} + \Delta\epsilon_{ч} = 1 + 0,0006 = 1,0006$) определяется на 99,94% = $(1^{100\%} / 1,0006)$ базовой поляризацией плотности эфира и всего лишь на 0,06% = $(0,0006 \cdot 100\% / 1,0006)$ — поляризацией атомов воздуха. Иными словами, совокупная поляризуемость повсеместно неподвижного эфира в воздушной среде в 1666 раз ($99,94 / 0,06 = 1666$) больше поляризуемости подвижных атомов воздуха [6].

Поэтому и токи смещения в окрестности проводников воздушной ДПЛ на 99,94% определяются поляризацией эфира, и лишь на $\delta_{ч} = 0,06\%$ — поляризацией атомов воздуха. Эти же оценки объясняют причину практической независимости (с «погрешностью» 0,06%) параметров ДПЛ (волнового сопротивления, константы распространения, скорости РНИ и др.) от состояния лабораторной атмосферы. Замечу, что этой же «незаметностью» объясняется известный неуспех опытов на интерферометрах типа Майкельсона (ИТМ), световые пролёты которого используют открытый воздух. Измеряемый эффект («эфирный ветер») выявляется на ИТМ поступательно-подвижной величиной $\Delta\epsilon_{ч} = 0,0006$, имевшей нестабильность у разных исследователей от $-0,0002$ (в горах) до $+0,0011$ (на равнинах с разной влажностью воздуха) [4, 6]; это был поиск, неосознанно зашоренный ошибками $> 100\%$. Ну что могли обнаружить такие эксперименты? Поэтому «эфирного ветра» не обнаруживали более 80 лет, пока я не предложил в 1960-х годах «очевидную» модернизацию, заменив открыто-воздушные световые пролёты ИТМ закрытыми от нестабильностей воздуха световодами [6], но её не оценили ни в АН СССР, ни в РАН (в частности, Е. Лифшиц и В. Гинзбург).

Понимание, что токи смещения в вакууме (эфире) более чем на три порядка (в 1666 раз!) превосходят токи смещения атомов воздуха, объясняло многие парадоксы электродинамики [1, 9]. Я образно представил, как электроны буквально «ползают» по *плотному поляризуемому телу* эфира, отталкиваясь от него вместе с проводником. В частности, продольно-поступательные перемещения проводников с током (парадоксальные «без эфира»), обнаруженные за 150 лет (Ампер и Фарадей, позже... Сигалов, Николаев и др.),

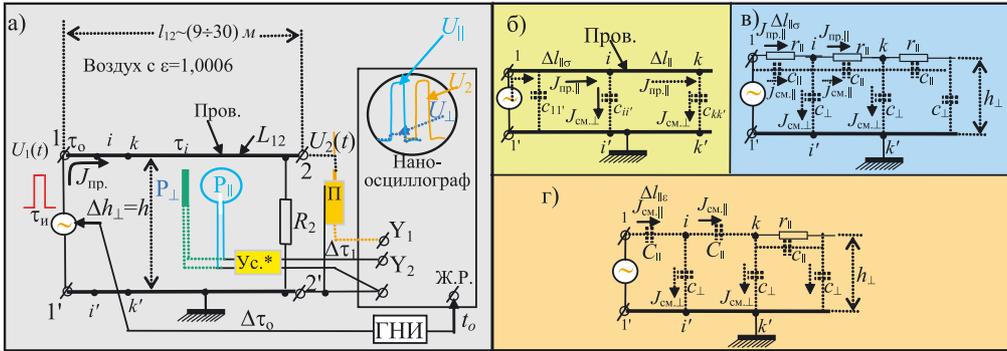


Рис. 2. Принципиальные электрические схемы исследования электромагнитной индукции (от импульсов «постоянного тока» $J_{пр,||}$ в несущем проводе несимметричной длинной линии L_{12}) нанои́мпульсов напряжения в i -ориентированной рамке (P_i) со спецулителем ($Ус.*$). Плоскость рамки ориентирована: $P_{||}$ — параллельно, P_{\perp} — перпендикулярно к токонесущему проводнику:

- а) в схеме с импульсом «постоянного тока» $J_{пр}(t)$ проводимости в проводе L_{12} несимметричной ДПЛ в свободном пространстве;
- б) эквивалентная схема локального возмущения максвелл-контура ДПЛ ($\square_{1-i-i'-1'}$) с периметром \square , длина которого определяется длительностью нанои́мпульса $\tau_{и}$: $\square(\tau_{и})=c \cdot \tau_{и} \approx 2\Delta l_{||} + 2\Delta h_{\perp}$, состоящим из двух продольных $\Delta l_{||}$ и двух поперечных Δh_{\perp} русел токов $J_{пр,||}$ и $J_{см,\perp}$ соответственно;
- в) та же схема с представлением продольных звеньев $\Delta l_{||}$ в виде параллельного соединения продольных русел тока проводимости $j_{пр,||}$ свободных электронов и тока смещения $j_{см,||} \ll j_{пр,||}$ в эфире внутри провода;
- г) та же схема с представлением продольных звеньев $\Delta l_{||}$ в виде продольного русла тока смещения $J_{см,||}$ в диэлектрическом стержне, замещающем отрезок провода, согласно схеме на рис. 5б.

объясняются взаимодействием дрейфующих электронов проводника с **поляризующейся и намагничивающейся плотью** неподвижного эфира. Исследуя $V_{гр}$ продольного РНИ, будем помнить этот урок теории Максвелла, что проводящая ДПЛ со свободными электронами всегда погружены в **плоть эфира**.

Рассмотрим вначале поперечные распределения полей в окрестности проводников линии, индуцируемые нанои́мпульсами ДПЛ, с очевидностью раскрывающие максвелл-цикловый механизм квазипродольного распространения групп ЭМВ. Соответствующая схема ДПЛ, обустроенной зондами-пробниками электрического и магнитного полей, приведена на рис. 2а, эквивалентные схемы процессов в ней даны на рис. 2б, в, г, а характерные временные диаграммы форм нанои́мпульсов на экране осциллографа, обнаруживаемые электро-контактным способом пробником П и индукционным способом с помощью рамки $P_{||}$, приведены на рис. 3.

Обращу внимание на требования к сквозной частотной характеристике Y -трактов осциллографа, обеспечивающие необходимое качество наблюдения нанои́мпульсов (с длительностью $\tau_{и}=20-30$ нсек при фронте $\tau_{ф}=1,8$ нсек) непосредственно на проводниках ДПЛ (электро-контактным соединением пробника-повторителя П к несущему проводу) и в окрестностях этого провода (с помощью магнитной индукции сигналов в рамке $P_{||}$). И в первом, и во втором случаях полоса пропускания усилите-

лей обеспечивалась нами ~ 590 МГц с верхней граничной частотой не ниже 620 МГц (для воспроизведения фронта нанои́мпульсов) и нижней граничной частотой около 30 МГц (для воспроизведения их плоской вершины), как показано на рис. 3б. Последняя выбиралась так же из соображений получения малых помех от радиостанций. Возможно, сегодня это рядовые параметры для электронного усилителя, но я — то описываю опыты, выполненные в ФНИФХИ (г. Обнинск) в 1960-х годах [4].

Поскольку амплитуды U_m наблюдаемых импульсов с помощью рамки $P_{||}$ в 90% случаев были не ниже 1 мВ, максимальный коэффициент усиления напряжения (перед оконечными Y -каскадами осциллографа) не превышал 1000÷1500. Лишь при удалении рамки от несущего проводника ДПЛ на несколько метров применялся дополнительный усилитель на транзисторах П-418 (с усилением от 20-ти до 70 и полосой пропускания от 30 до 620 МГц), который монтировался на малогабаритной печатной плате вместе с рамкой. Как создавались в те годы такие усилители, описано в [7].

На рис. 4 представлены некоторые характерные результаты выполненных мной наблюдений: 1) формы нанои́мпульсов; 2) их времён запаздывания; 3) измерений амплитуды их переднего фронта в зависимости от удаления рамки $P_{||}$ от несущего проводника ДПЛ. Вначале рассмотрим случай относительно низкоомной линии (<200 Ом) с малыми расстояниями ($h \leq 20$ см) между проводниками, дающим высокую концентрацию токов смещения внутри ДПЛ

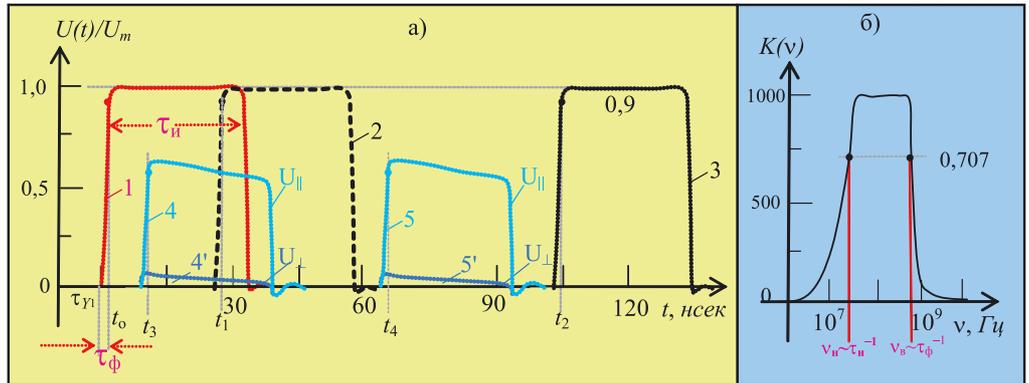


Рис. 3. Результаты экспериментального исследования (а) временного запаздывания относительно τ_1 нанои́мпульсных сигналов $U(t)$, распространяющихся вдоль медного голого провода ($\varnothing=3$ мм) несимметричной ДПЛ.

Нанои́мпульсы 1, 2, 3 измерены путём касания к несущему проводу 1–2 выносным пробником-повторителем (П) наноосциллографа (см. рис. 1а), имеющего показанную на вставке (б) полосу пропускания Y -каналов: 1 — вблизи входа линии 1-1'; 2 — на несущем проводе через 8 м от 1-1'; 3 — на выходе линии 2-2' через 30 м от 1-1'.

Нанои́мпульсы 4, 4', 5, 5' измерены на расстоянии 1 м от несущего провода L_{12} с помощью измерительной рамки (P_i), подключённой к пробнику Y -входа наноосциллографа. Плоскость рамки P_i относительно провода L_{12} расположена: $U_{||}$ — параллельно; U_{\perp} — перпендикулярно: 4 и 4' — рамка, на расстоянии 3 м от входа линии 1-1'; 5 и 5' — то же, на расстоянии 20 м от 1-1'.

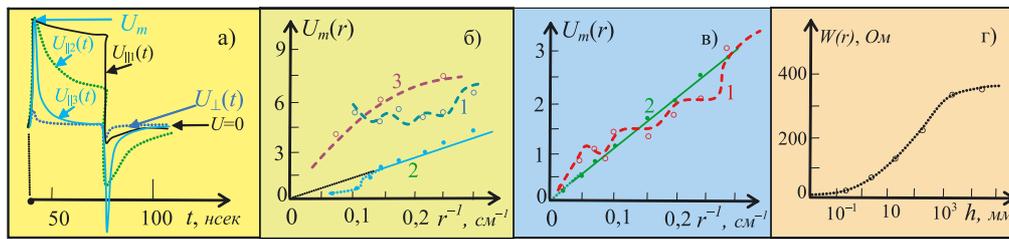


Рис. 4. Результаты исследования рамкой $P_{||}$ зависимостей магнитного поля относительно несущего провода ДПЛ:

а) формы нанои́мпульсов «постоянного тока» при зондировании магнитной рамкой с разных расстояний (на ДПЛ с $h=20$ см): $U_{||1}(t)$ — 0,3 см; $U_{||2}(t)$ — 3 см; $U_{||3}(t)$ — 30 см (амплитуды всех импульсов нормированы к одному уровню U_m);

б), в) амплитуды переднего фронта нанои́мпульсов $U_m(r)$ от расстояния (r) между измерительной рамкой и несущим проводом, измеренных в плоскости 2-х проводов ДПЛ для б) $h=20$ см и в) $h=300$ см. Кривые 1 сняты в направлении от несущего к заземлённому проводу; кривые 2 сняты в обратную сторону; 3 — то же, после замены участка провода ДПЛ керамическим столбом ТБС (рис.5б);

г) зависимости волнового сопротивления ДПЛ от расстояния h между её проводами диаметром 3 мм (см. рис.2).

по сравнению с токами смещения, растекающимися во внешнем пространстве. Рассмотрим распределения $U_m(r)$ с внутренней (кривая 1) и внешней (кривая 2) стороны несущего проводника по рис. 4б, где r — расстояние от рамки $P_{||}$ до несущего проводника ДПЛ.

Как показано на эквивалентной схеме рис. 2б, русла токов смещения концентрируются внутри диэлектрика (воздуха) между проводниками (на участке 1-2 их путь, ортогональный к несущему проводу ДПЛ, показан эквивалентными емкостями $c_{11} \dots c_{12}$ и $c_{kk} \dots$). По этой причине амплитуда Э.Д.С. от нанои́мпульса в рамке $P_{||}$, перемещающейся внутри ДПЛ, остаётся практически постоянной $U_m(r) \approx \text{const}$. (см. кривую 1 рис. 4б), т.к. внутри линии индукция Э.Д.С. в ней осуществляется и от продольного тока проводимости $J_{пр,||}$ (когда рамка вблизи провода), и от поперечных токов смещения $J_{см,⊥}$ (когда рамка вдали от проводов, но объята потоками $J_{см,⊥}$).

На рис. 2б с внешней стороны несущего проводника ёмкости не показаны, т.к. они гораздо меньше внутренних; потому и токи смещения во вне много меньше, чем во внутрь к заземлённому проводу. Основным источником индукции Э.Д.С. от нанои́мпульса в рамке $P_{||}$ с внешней стороны является продольный ток проводимости $J_{пр,||}$ несущего провода, индуцирующий в рамке сигнал, убывающий по амплитуде с ростом расстояния r (между рамкой и током проводимости) по закону $U_m(r) \sim 1/r$; что хорошо видно из кривых 2 на рис. 4б и 4в.

Эти результаты подтверждаются измерениями аналогичных закономерностей $U_m(r)$ на ДПЛ с большим волновым сопротивлением (при $h=300 \div 500$ см). В этом случае токи смещения несущего провода замыкаются на плоть эфира с примерно одинаковой интенсивностью по всем радиальным руслам от проводника. Это подтверждают результаты измерения распределений $U_m(r)$ вдоль всех радиусов r , отмеряемых в поперечном направлении от несущего проводника высокоомной ДПЛ. В частности, кривая 1 на рис. 4в снята по перпендикуляру от провода ДПЛ в сторону заземлённого проводника, а кривая 2 на рис. 4в — в противоположном направлении.

Практически во всех радиальных направлениях относительно несущего провода высокоомной ДПЛ наблюдается закон $U_m(r) \sim 1/r$, указывающий на такой уровень обособления несущего от заземлённого провода (и от других заземлённых предметов), что $U_m(r)$ приобретает цилиндрическую симметрию относительно «обособленного» про-

водника с током. Кавычки ставлю потому, что несущий провод обособлен от «заземлённых предметов», но не от охвата провода плотью эфира, делающего этот проводник как бы «заэфиренным» своими токами смещения на плоть эфира. Об этом же свидетельствует зависимость волнового сопротивления $W(h)$ ДПЛ; с ростом h величина W стремится к волновому сопротивлению свободного пространства (к 400 Ом, рис. 4г). Возможно, сегодня эти результаты не столь оригинальны, как 40 лет тому назад, когда они были получены, но

тот разброс мнений о ПЭМВ, который наблюдается сегодня при гробовом молчании учёных РАН, свидетельствует о глубоком гносеологическом разрыве между теоретиками и практиками [1].

Поддержка журналом «Информост» начатой дискуссии о ПЭМВ — прогрессивное начинание. Я столь подробно описал наблюдения нанои́мпульсов в ближней окрестности проводников ДПЛ для того, чтобы каждый учёный имел возможность их либо повторить, либо выстроить свою логику их интерпретации. Я остановился на своём понимании распространения продольно-поперечных ЭМВ (ППЭМВ) в ДПЛ.

«Логика» распространения вдоль ДПЛ группы ППЭМВ от нанои́мпульса

Итак, измерения показывают, что РНИ тока в линии хотя и не связано с направлением движения электронов во всём проводе ДПЛ, но факт их распространения только вдоль ДПЛ, как бы ни искривлялась её трасса в пространстве, свидетельствует о привязке процесса РНИ к дрейфу газа свободных электронов в проводниках ДПЛ. Вектор Пойтинга группы ЭМВ, связанной с нанои́мпульсами в ДПЛ, инвариантен относительно полярностей нанои́мпульсов и направлений возбуждаемого ими тока проводимости $J_{пр,||}$, но привязан к руслу этого тока.

Складывается впечатление, что в проводниках линии, свободных от продольного поля источника наносигнала, оно (квазипродольное поле) кратковременно создаётся самим нанои́мпульсом (в течение длительности $\Delta t = \tau_{ii}$), захватывая малый участок линии длиной $\Delta l_{||\sigma} \approx c \cdot \tau_{ii} / 2$ (на участке 1- i на рис. 2б). Это ближнезонное возбуждение создаётся, по-видимому, благодаря ротации вокруг проводов ДПЛ (например, участка 1- i , рис. 2б) электромагнитного максвелл-цикла. Через поперечные **токи смещения** этого цикла (их средняя длина $\sim h_{\perp}$) и обратную Лоренц-реакцию предыдущее (1- i) продольное волновое возбуждение $\Delta l_{||\sigma}$ свободных электронов проводов ДПЛ продвигается со скоростью света на следующий ближайший участок **в направлении вектора Пойтинга** (на участок i - k рис. 2б, тоже протяжённо-стью не более $\Delta l_{||\sigma}$). Этот процесс многократно повторяется вдоль всей ДПЛ.

Как видно из рис. 2б, окрестность возмущённого максвелл-контура ДПЛ ($\square_{1-i,i-1}$) имеет периметр, длина которого определяется длительностью нанои́мпульса τ_{ii} :

$$\square(\tau_{ii}) = c \cdot \tau_{ii} \approx 2\Delta l_{||\sigma} + 2h_{\perp}. \quad (1)$$

Периметр замкнут двумя парами ортогональных русел токов продольного $\Delta l_{||\sigma}(\tau_{и})$ и поперечного Δh_{\perp} участков возбуждения ДПЛ. Таким образом, из (1) продольный размер возбуждённого участка ДПЛ определится так:

$$\Delta l_{||\sigma}(\tau_{и}) \approx c \cdot \tau_{и} / 2 - h_{\perp}, \quad (2)$$

а поперечный при $(\Delta h_{\perp} < \Delta l_{||\sigma})$ зависит только от расстояния между проводами ДПЛ.

В воздухе ($\epsilon_r = 1,0006$), для $\tau_{и} \approx 20$ нсек, периметр локального максвелл-контура возмущения ДПЛ наноимпульсом получается $\square = 6$ м, откуда его продольная часть (за вычетом $2h_{\perp}$) имеет длину $\Delta l_{||\sigma} \approx 2 \div 3$ м. Заметим, что плоскость контура \square_i лежит в плоскости двух проводников ДПЛ. Только вдоль $\Delta l_{||\sigma}$ действует локально-продольное импульсное электрическое поле источника наноимпульса, возбуждающее продольный наноток проводимости $J_{пр,||}$, который замыкается в контуре \square парой поперечных нанотоков смещения $J_{см,\perp}$, текущих по «емкостным» руслам Δh_{\perp} ортогонально к участкам $\Delta l_{||\sigma}$. Для воздушной ДПЛ поперечные токи смещения на 99,94% замыкаются через плоть эфира; на рис. 2_б их русла Δh_{\perp} показаны эквивалентными емкостями $c_{11'}$, $c_{ii'}$, $c_{kk'}$.

Из анализа периметра контура $\square(\tau_{и})$ тока, возбуждаемого наноимпульсным источником сигнала, следует, что в локальной зоне двух продольных ($\Delta l_{||\sigma}$) и двух поперечных (h_{\perp}) сторон контура тока индуцируются, согласно первому уравнению Максвелла, ортогональные (и к току $J_{пр,||}$, и к току $J_{см,\perp}$) кольца магнитных полей. Последние, в свою очередь, ротируют (согласно второму уравнению Максвелла) ещё более сложное переплетение ортогональных (к магнитным линиям) колец вторичного электрического поля. Близкнезонный интерференционно-векторный синтез этих рефлексов обеспечивает перенос со скоростью света вдоль проводника предыдущего продольного возбуждения электронов участка \square_{1-i} на последующий участок \square_{i-k} (см. по рис. 2_б).

Продольное пространственное положение участка $\square_{i-k}(\Delta l_{||\sigma})$ относительно вектора Пойтинга на участке \square_{1-i} определяет направляющий косинус $\Delta l_{||1-i} \wedge \Delta l_{||i-k}$ очередного нового продольного направления распространения электромагнитного нанопроцесса в ДПЛ. В криволинейной ДПЛ это новое направление распространения наноимпульса, естественно, не совпадает с вектором Пойтинга максвелл-процесса от участка \square_{1-i} , причём, не совпадает на тот же угол, на какой не совпадают ориентации участков $\Delta l_{||i-k}$ и $\Delta l_{||1-i}$. Скорость же распространения наноимпульса по ДПЛ определяется независимо скоростными реакциями двух продольных ($\Delta l_{||\sigma}$) и двух поперечных (Δh_{\perp}) участков локально-замкнутого максвелл-контура \square . В частности, я покажу ниже, что она определяется величинами относительных проницаемостей ϵ_r, μ_r сред, переносящих продольные и поперечные компоненты тока в максвелл-контуре \square .

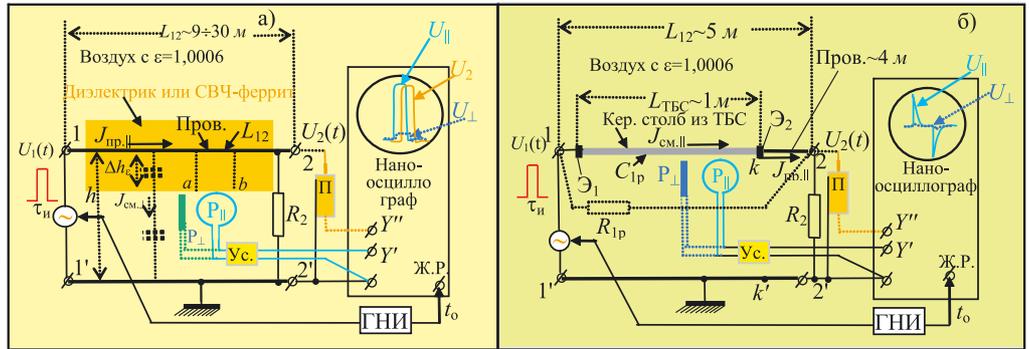


Рис. 5. Принципиальные электрические схемы исследования скорости распространения фронта наноимпульсов (РФНИ) и процессов электромагнитной индукции импульсными токами $J_f(t)$ продольной проводимости $J_{пр,||}(t)$ или поперечного смещения $J_{см,\perp}(t)$ импульсами напряжения в рамке (P) i -ориентации (плоскость ориентирована к проводнику с током: $P_{||}$ — параллельно, P_{\perp} — перпендикулярно) при окружении проводов линии разными средами:

а) в схеме с продольным импульсным током $J_{пр,||}(t)$ электронной проводимости в проводе, окружённом диэлектрической средой;

б) в схеме с продольным импульсным током смещения $J_{см}(t)$ в теле продольно-распределённого конденсатора-столба C_{1p} из сегнетокерамики ТБС с электродами $\mathcal{E}_1, \mathcal{E}_2$ на торцах (ϵ_r , керамики 1500, длина столба ~ 1 м, диаметр ~ 1 см), помещённого в воздушное пространство, переносящее поперечные токи смещения в локально-импульсной зоне возбуждения токового контура \square (по формуле 1).

На схемах обозначены: L_{12} — максимальный линейный размер медного провода между точкой 1 подключения генератора наноимпульсов (ГНИ) и точкой (2) подключения выносного пробника-повторителя (П) наноосциллографа; $J_{см,||}$ — импульсы тока смещения в диэлектрическом столбе из ТБС; Y' и Y'' — входы двухлучевого наноосциллографа; Ж.Р. — вход запуска ждущей развёртки наноосциллографа; U_{\perp} и $U_{||}$ — наноимпульсы от измерительной рамки, плоскость которой ориентирована перпендикулярно (P_{\perp}) и параллельно ($P_{||}$) проводу, несущему наноимпульсы токов $J_{пр,||}$ или $J_{см,||}$.

Сконцентрируем внимание на экспериментальных зависимостях скоростей распространения наноимпульсов по ДПЛ при разных величинах проницаемостей вдоль продольных (Δl_i) и поперечных (h_i) участков локального контура \square_i возмущения ДПЛ наноимпульсным сигналом. Полученные закономерности для групповой скорости распространения наноимпульсов вдоль ДПЛ мы приводим ниже на рис. 6.

О скорости распространения наноимпульсов в ДПЛ

Все измерения групповой скорости ЭМВ ($V_{гр.} = \Delta L / \Delta t$), которые я проводил в нормальной и разреженной атмосфере (см. [3-6]), включая описываемые здесь измерения распределений полей в воздушной окрестности проводников ДПЛ, все измерения гораздо большего запаздывания наносигналов в ДПЛ, окружённой средами с более высокими проницаемостями ($1,0006 \leq \epsilon_r \leq 1500$, см. рис. 5), обнаружили явную зависимость $V_{гр.} = \Delta L / \Delta t$ от величины $\mu_r \epsilon_r$ среды, окружающей ДПЛ. При этом, уровень $\mu_r \epsilon_r = 1$ оказывается стационарно неизменным, свидетельствуя о неустраимости (исключением частиц) эфирной среды. После удаления частиц пустой объём имеет конечную поляризуемость с $\mu_r \epsilon_r = 1$.

Суммирую все свои измерения так: я всегда обнаруживал сильную привязку групповой скорости $V_{гр.}$ ЭМВ {измеряемой (классическим путём $V_{гр.} = \Delta L / \Delta t$) по временной задержке Δt фронта наноимпульса на отрезке известной длины ΔL } к фазовой, вычисляемой по теории Максвелла для $\epsilon\mu$ -среды окрест ДПЛ (более сильную привязку, чем навязывают нам справочники от АН СССР и РАН [8]):

$$\Delta L / \Delta t = V_{гр.} \approx V_{эм} = (\epsilon \mu)^{-1/2} = (\epsilon_0 \mu_0 \epsilon_r \mu_r)^{-1/2} = c (\epsilon_r \mu_r)^{-1/2} = c/n, \quad (3)$$

где $c = (\epsilon_0 \mu_0)^{-1/2}$ — скорость света (ЭМВ) в вакууме; ϵ_0 и μ_0 — абсолютные проницаемости вакуума; ϵ_r и μ_r — относительные проницаемости окружающей ДПЛ среды; $(\epsilon_r \mu_r)^{1/2} = n$ — показатель преломления ЭМВ в среде.

Трудности измерения групповой скорости $V_{гр.}=\Delta L/\Delta t$ распространения ЭМВ (РЭМВ) в начале 20-го века и игнорирование тех тайн, что скрывались этими трудностями, не остановили Эйнштейна от измышления ошибочного постулата специальной теории относительности (СТО): $c=const.$ Эта ошибка Эйнштейна способствовала распространению мифа, что при $\epsilon_r \cdot \mu_r \neq 1$ теория Максвелла вообще не применима для оценок групповой скорости по (3). Это одно из самых чудовищных заблуждений теоретической мысли, попытавшейся в 20-ом веке идти впереди отстающего опыта, поспешно выдвигая амбициозные гипотезы (вроде второго постулата СТО и абсолютного отрицания эфира). И всё это произошло из-за технической отсталости «эпохи паровозов» [6] в тонком деле измерения $V_{гр.}=\Delta L/\Delta t$. Ведь, в 1905-ом году ещё не изобретена даже электронная лампа. Спрашивается, если бы в 1905-ом году была известна зависимость $V_{гр.}(\epsilon_r \cdot \mu_r)$, которую я привожу на рис. 6, разве смогла бы появиться СТО с генеральной идеей $c=const.$ и безответственным отрицанием эфира?

Все гипотезы СТО, превратившие физику 20-го века в безэфирную пустопро странственную модельку-игрушку для теоретиков, оказались несостоятельными, когда в эпоху наноэлектроники опыт измерения групповой скорости ЭМВ методом $V_{гр.}=\Delta L/\Delta t$ созрел и опроверг культ $c=const.$ утверждением асимптотического равенства (3) в форме (4) на всём широком поле (4_а) проницаемостей разных сред [4-5]:

групповая скорость ЭМВ $V_{гр.}$ оказывается так сильно привязанной к закону Максвелла (3) для фазовой $V_{эм} = c/n$ скорости, что следует за ним (за законом Максвелла) и в область $n=(\epsilon_r \cdot \mu_r)^{1/2} > 1$, и в область $n=(\epsilon_r \cdot \mu_r)^{1/2} < 1$. (4)

Прямое измерение групповой скорости ($V_{гр.} = L_{12}/\Delta t_{12}$) распространения фронта наноимпульсов (РФНИ) в условиях окружения проводников ДПЛ средами с разной проницаемостью интервала (4_а), проводилось по схемам рис. 5_{а,б}. В схеме 5_а моделируется изменение проницаемости внешней среды вокруг проводников ДПЛ, определяющей токи смещения $j_{см. \perp}$ поперечных (Δh_{\perp}) сторон контура \square , а в схеме 5_б — продольных Δh_{\parallel} его сторон. Сегодня обнаруженные скорости $V_{гр.}$ РФНИ, меньшей, чем фазовая скорость света $V_{эм} = V_n = c/n$ (в случае погружения проводников в среду с показателем преломления $n=(\epsilon_r \cdot \mu_r)^{1/2} > 1$), не вызывает такого протеста, как 40 лет тому назад. Так потому, что весь опыт твердотельной СВЧ-электроники и оптоэлектроники свидетельствует о правомерности формулы Максвелла (3) для оценок групповой скорости ЭМВ в подавляющем большинстве электронных систем. Казалось бы, второй постулат СТО трещит по швам! Но именно в 1950-е годы начала укореняться спекулятивная формулировка теоретиков, «объявляющая» непостоянство только фазовой скорости света в средах с показателем $n=(\epsilon_r \cdot \mu_r)^{1/2} \neq 1$.

С тех пор в физике принято (и это сохраняется по сей день), что отличие темпа $V_n = c/n$ при $n > 1$ от скорости света c — это, мол, характерно для фазовой скорости $V_{эм}$ ЭМВ. Для групповой же скорости $V_{гр.}$ РЭМВ «закон Эйнштейна» $V_{гр.} \leq c = const.$ «остаётся-де незбылемым» при любых величинах $\epsilon_r \cdot \mu_r$ среды. Правомерно спросить у апологетов СТО в РАН, что есть $c = const.$, если ни $V_n = c/n$, ни $V_{гр.} = \Delta L/\Delta t$ не константны и не обратны относительно n ($V_n \cdot V_{гр.} \neq c^2$), как это декларируется [8]? А я впервые доказал, что и при $n^2 = \epsilon_r \cdot \mu_r < 1$ теория Максвелла для $V_{гр.}$ верна, а не бессмысленна, как считают в АН СССР и РАН [8, с.570]. Трудно заподозрить учёных РАН в том, что они не отличают групповой скорости от фазовой. Но вот простого эксперимен-

тального факта, что в подавляющем большинстве случаев РЭМВ в прозрачных средах имеет место явно согласованная зависимость и групповой $V_{гр.}(\epsilon_r \cdot \mu_r) \sim 1/(\epsilon_r \cdot \mu_r)^{1/2}$, и фазовой $V_n = c/n$ скоростей от проницаемости среды РЭМВ (см. рис. 6), теоретики, никогда не измерявшие $V_{гр.} = \Delta L/\Delta t$, замечать не хотят. Именно это я и взялся доказать 40 лет тому назад, но признания своих результатов [3-6] пока не добился.

Суть доказательства состояла в том, что необходимо было показать прямыми измерениями групповой скорости РНИ ($V_{гр.} = L_{12}/\Delta t_{12}$) более жёсткую привязку величины $V_{гр.}$ (в форме $V_{эм} \approx V_{гр.}$) к закону Максвелла (3), чем декларировано в постулате Эйнштейна $c = const.$ При этом я пришёл к выводу, что отмеченная жёсткая привязка величины $V_{гр.}$ к закону (3) распространяется, как видно из рис. 6, на все радио- и оптопрозрачные среды с величинами всего встречающегося в них интервала значений относительных диэлектром-магнитных проницаемостей:

$$V_{эм} \approx V_{гр.} \text{ во всём интервале } 0 < \epsilon_r \cdot \mu_r < 1000. \quad (4_a)$$

Доказательство такой привязки ($V_{гр.} \approx V_{эм}$) уводило тогда, в 1960-х годах, мои эксперименты в трудную область исследований сохранения первичных групповых признаков электрических наносигналов после РЭМВ через среды с потерями, особенно в их антирезонансном динамическом состоянии, когда $\epsilon_r \cdot \mu_r < 1$. Это потребовало разработки специальных широкополосных усилителей наноимпульсов [7]. Но достижение доказательства (3) и (4) ставило под сомнение второй постулат СТО, и эти ожидания оправдывали трудности обретения умений для достижения успеха [4]. Представленные на рис. 6 результаты — это не просто опровержение, а скандальное опровержение постулата Эйнштейна $c = const.$

Измерение прохождения оптических ($v \approx 10^{15}$ Гц) наносигналов через стержни оптопрозрачной кварцевой керамики ($\mu_r = 1$), обнаружившее на частотах антирезонансного минимума проницаемости $\epsilon_r \mu_r \sim 0,5$ «сверхсветовую» групповую скорость пробега оптоимпульса по стержню $V_{гр.} \approx V_{эм} \sim 4 \cdot 10^{10}$ см/сек, было описано мной в [3, 4]. Результаты аналогичного опыта на СВЧ с ДПЛ, проводники которой были окружены СВЧ-ферромагнетиком с антирезонансным значением $\epsilon_r \mu_r (v \sim 3 \cdot 10^9 \text{ Гц}) = 0,9$, дали $V_{гр.} = \Delta L_{12}/\Delta t_{12} \sim 3,15 \cdot 10^{10}$ см/сек (до сих пор не опубликованы). Наконец, метод получения сверхсветового антирезонансного значения $\epsilon_r \mu_r \sim 0,8$ воздушной среды вокруг резонирующей ДПЛ с емкостными отвесами предложен Харченко (его антенное устройство для частот метрового диапазона $5 \leq v \leq 50$ МГц описано в [2]). В [3] я дал оценку групповой скорости ЭМВ окрест антенны Харченко (АХ) на антирезонансной частоте (получилось $V_{гр.} = \Delta L_{12}/\Delta t_{12} \sim 3,3 \cdot 10^{10}$ см/сек, см. рис. 6) и привёл правильное, на мой взгляд, объяснение существа процессов в ней.

Исследование влияния проницаемости среды, окружающей проводники ДПЛ (обозначу её $\epsilon_{r \perp}$), определяющей быстродействие поперечных токов смещения ($J_{см. \perp}$) между проводами ДПЛ, локально замыкающих контур \square возбуждения продольного Δh_{\parallel} участка ДПЛ (1), подтвердило опыт твердотельной радио- и оптоэлектроники, — увеличение проницаемости $\epsilon_{r \perp}$ среды, как схематично показано на рис. 5_а, обнаружило такую сильную зависимость $V_{гр.}$ ($\epsilon_{r \perp} = \Delta L_{12}/\Delta t_{12}$ от $\epsilon_{r \perp}$ (см. рис. 6), что второму постулату СТО не остаётся места в физике и радиотехнике. Я измерил зависимость $V_{гр.}(\epsilon_{r \perp})$ как при полном погружении проводников ДПЛ в диэлектрические среды с разной проницаемостью (она приведена на рис. 6_а), так и при постепенном увеличении толщины $0 \leq \Delta h_{\epsilon} \leq 100$ слоя воды между провод-

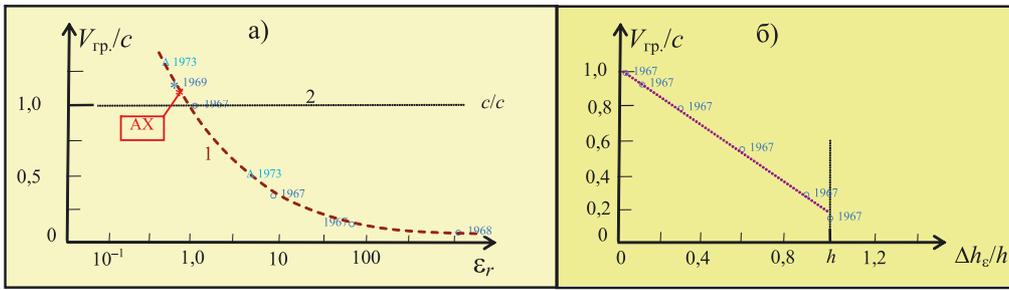


Рис.6. Зависимости групповой $V_{гр}$ скорости ЭМВ: а) от относительной проницаемости ϵ_r среды вокруг проводников ДПЛ (о 1967) или вокруг оптолука (Δ 1973); б) от толщины Δh_ϵ слоя воды вокруг несущего провода ДПЛ (при $\Delta h_\epsilon/h=1$ оба провода ДПЛ в воде):

- 1967, воздух ($\epsilon_r=1,0006$, $\nu=10^9$ Гц); керамика Al_2O_3 ($\epsilon_r=9$, $\nu=10^9$ Гц); дистиллированная вода ($\epsilon_r=63$, $\nu=10^9$ Гц);
- 1968, ТБС (титанат-бариево-стронциевая сегнетокерамика с $\epsilon_r=1500$, $\nu\sim 600$ МГц);
- 1969, железо-магнийевый СВЧ-феррит {на антирезонансной частоте СВЧ-дисперсии $\epsilon_r \cdot \mu_r (\nu \sim 3 \cdot 10^9$ Гц) = 0,7};
- 1973, SiO_2 с опто-просветляющими добавками {на частоте преддисперсии $\epsilon_r (\nu = 10^{12}$ Гц) = 4 и на частоте антирезонанса $\epsilon_r (\nu = 10^{15}$ Гц) = 0,5 [3, 4]};
- АХ, 1980-е годы (воздух, измерения Харченко в антирезонансной точке своей антенны с отвесами, $\nu \sim 30$ МГц [2]).

никами ДПЛ (по схеме рис. 7).

При полном погружении ДПЛ в среды $\Delta h_\epsilon = h = 100$ мм с проницаемостями $1,0006 \leq \epsilon_{r\perp} \leq 63$ групповая скорость ЭМВ снижалась от $c \sim 3 \cdot 10^{10}$ см/сек (оба проводника в воздухе) до $V_{гр} = 3,7 \cdot 10^9$ см/сек (оба проводника в воде). Для 5-ти толщин Δh_ϵ водяного слоя (3, 10, 30, 50, 90 мм) получены следующие уменьшения групповой скорости наноимпульсов: 2, 6, 20, 42, 300%. Эти результаты сведены на рис. 6б. Эмпирическая зависимость $V_{гр}(\Delta h_\epsilon)$ имеет простое объяснение на основе эквивалентной схемы последовательного соединения емкостей слоёв, образующих слоистую диэлектрическую среду, переносящую поперечные токи смещения между проводниками ДПЛ, как показано на рис. 7. Из её анализа несложно получить формулу для эффективной проницаемости $\epsilon_{эфф}$, определяющей величину токов смещения через слоистую среду. В приближении $\Delta d \ll \Delta h_\epsilon$, $4 = \epsilon_2 \ll \epsilon_1 = 63$ и $\epsilon_3 \approx 1$ эта формула имеет вид:

$$\epsilon_{эфф}(\epsilon_1, \Delta h_\epsilon) \approx \epsilon_1 / [\epsilon_1 \cdot (h - \Delta h_\epsilon) / h + \Delta h_\epsilon / h], \quad (5)$$

Когда колба со средой ϵ_1 отсутствует ($\Delta h_\epsilon = 0$), имеем $\epsilon_{эфф} = 1$ (фактически должно быть 1,0006; учёт такого влияния воздуха здесь неактуален). При полном погружении проводников ДПЛ в воду с ϵ_1 (случай $\Delta h_\epsilon = h$) получаем $\epsilon_{эфф} = \epsilon_1 = 63$, т.е. токи смещения в воде в 63 раза интенсивнее токов в эфире.

Значение $\epsilon_1 = 63$ было получено мной из следующего опыта. Длительность фронта наноимпульсов (на уровне 0,9) была у нас $1,5 \div 2$ нсек, значит, верхняя граничная частота их группового спектра, как отмечалось выше, не превышала 600 МГц. Я измерил на частоте 600 МГц относительную проницаемость воды, которую заливал в колбы, и получил значение $\epsilon_r = 63$ (в схеме на рис. 7 это $\epsilon_1 = 63$). Подстановка этого значения проницаемости в формулу Максвелла $V_\epsilon = c / \sqrt{\epsilon_r}$ даёт значение скорости ЭМВ (600 МГц) $= c / \sqrt{63} = 3,77 \cdot 10^9$ см/сек, находящееся в хорошем согласии с измерениями $V_{гр}$ на ДПЛ, полностью погружённой в воду (оно приведено на рис. 6б точкой при $\Delta h_\epsilon/h = 1$). Действительно, если величину эффективной проницаемости слоистой среды между проводниками ДПЛ, рассчитываемую из (5), подставить в формулу Максвелла для скорости ЭМВ в ДПЛ с надетой на несущий провод стеклянной колбой с водой (при $\Delta d \ll \Delta h_\epsilon$, $4 = \epsilon_2 \ll \epsilon_1 = 63$ и $\epsilon_3 \approx 1$):

$$V_{гр}(\Delta h_\epsilon) = c \cdot [\epsilon_{эфф}(\Delta h_\epsilon)]^{-1/2}, \quad (6)$$

то полученная мной экспериментальная кривая (рис. 6б) уже не в одной точке полного погружения проводов ДПЛ в

воду (когда $\Delta h_\epsilon/h = 1$), а в 5-ти точках описанного выше эксперимента, получает хорошее объяснение в терминах теории Максвелла.

Рассмотренная здесь модель локального контура тока возмущения максвелл-ротации процесса РНИ в ДПЛ почти однозначно доказывает, что и максвелл-ротация, и факт РНИ при $\tau_{и} \ll \tau_L$ полностью основаны на существовании токов смещения, а существование последних невозможно без носителей этих токов — поляризующихся сред (и, прежде всего, — без эфирной среды). Доказательства этого добыты мной на нескольких разных средо-системах, несущих в себе

логику сложности максвелл-ротации процесса РНИ. Во-первых, в поляризуемой материи эфира {в вакууме, где почти нет частиц, а проницаемость ($\epsilon_{ор} = 1$) конечна, и в воздухе ($\epsilon_r = 1,0006$), в котором ток смещения через эфир в 1666 раз сильнее, чем ток смещения от поляризации атомов воздуха}. Во-вторых, в сильно поляризуемых средах с огромными концентрациями частиц, окружающих проводники ДПЛ (например, в воде, ток смещения от поляризации $\Delta \epsilon$ молекул которой в 62 раза сильнее тока в эфире, т.к. $\epsilon_{ор} + \Delta \epsilon = 1 + 62 = 63$).

Наконец, в-третьих, в сложных слоистых средах вокруг проводников ДПЛ, в которых сохраняют силу теория Максвелла с её материальными уравнениями для вовлекаемых в теоретическую модель сред (причём, неподвижная среда с $\epsilon_{ор} = 1$, т.е. эфир, константна и никогда не выпадает из любых приближений модели, а поступательно-подвижная часть $\Delta \epsilon$ от частиц — вариативна). Частицы в «смеси» с эфиром лишь снижают импеданс русел токов смещения (за счёт дополнительной поляризуемости частиц), замедляют процессы в максвелл-цикле и пропорционально уменьшают скорость группового распространения ЭМВ в такой «смеси», как это убедительно доказали описанные выше эксперименты.

Весьма интересен эксперимент, в котором я попытался исследовать процессы РНИ при замене медного проводника в продольном звене $\Delta l_{||}(\tau_{и})$ максвелл-цикла (1) высокопроницаемым диэлектрическим стержнем $\Delta l_{||}(\tau_{и})$. Когда несущий проводник ДПЛ металлический и окружён воздухом, измерения $V_{гр}$ РНИ обнаруживают скорость света. Это означает, что быстрота процессов, происходящих в продоль-

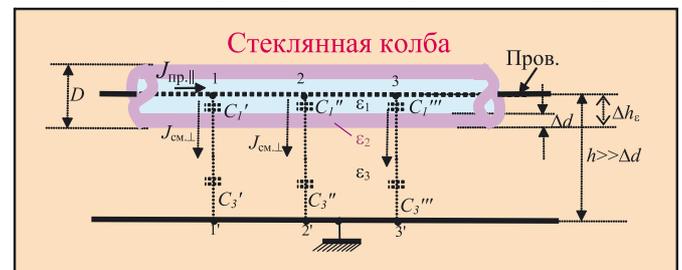


Рис. 7. Эквивалентная электрическая схема для учёта влияния поперечных токов смещения $J_{см,\perp}$ в слоистой диэлектрической среде, окружающей несущий провод длинной линии:

$C_1', C_1'' \dots$ и $C_3', C_3'' \dots$ — ёмкости последовательных ветвей поперечных токов смещения через 1-ю и 3-ю среды соответственно (роль стеклянного слоя мала, благодаря $\Delta d \ll \Delta h_\epsilon$ и $\epsilon_1 > \epsilon_2$).

ном $\Delta I_{\parallel\sigma}(\tau_{и})$ металлическом и поперечном Δh_{\perp} воздушном звеньях локального контура $\square(\tau_{и})$ ДПЛ одинакова и соответствует скорости света в воздухе (эквивалентная схема звеньев такого контура дана на рис. 2_в). Когда ДПЛ окружена более высокопроницаемой средой с $\epsilon_{r,\perp} > 1,0006$, быстрота процессов в медных звеньях $\Delta I_{\parallel\sigma}(\tau_{и})$ ДПЛ остаётся прежней, а в поперечных Δh_{\perp} — становится в $\sqrt{\epsilon_{r,\perp}/1,0006}$ раз ниже, что, как показали измерения на рис. 6, снижает групповую скорость РНИ.

Замена участка продольного медного звена $\Delta I_{\parallel\sigma}(\tau_{и})$ ДПЛ на диэлектрический стержень $\Delta I_{\parallel\epsilon}(\tau_{и})$ из высокопроницаемой сегнетокерамики при сохранении в окружении стержня воздуха, как показано на рис. 5_б, превращает одно из продольных $\Delta I_{\parallel\epsilon}(\tau_{и})$ и оба поперечных Δh_{\perp} звена локального контура $\square(\tau_{и})$ в диэлектрические русла токов смещения (эквивалентная схема этого случая дана на рис. 2_г). При этом быстрота процессов в продольном звене (с вариацией $\epsilon_{r,\parallel}$ в пределах 250÷1500) оказалась в $\sqrt{\epsilon_{r,\parallel}/1,0006}$ раз ниже, чем в поперечных звеньях Δh_{\perp} , образуемых токами смещения в воздухе.

Измерения показали, что групповая скорость РНИ на сегнетокерамическом участке ДПЛ определяется менее точно, т.к. наблюдается сильное размытие переднего фронта и появляется большое «затухание» амплитуды наноимпульсов вдоль стержня, гораздо большее, чем даёт экспоненциальный множитель среды с $\text{tg}\delta(600 \text{ МГц})=0,003$. Тем не менее логика закона Максвелла (3) выполняется и здесь: при $\epsilon_r=250$ получалась $V_{гр.} \approx 3,3 \cdot 10^9 \text{ см/сек}$, а при $\epsilon_r=1500$ — $V_{гр.} \approx 1,3 \cdot 10^9 \text{ см/сек}$.

Зондирование магнитного поля рамкой P_{\parallel} вдоль нормали от стержня ТБС показало гораздо больший уровень излучения от диэлектрического звена $\Delta I_{\parallel\epsilon}(\tau_{и})$ ДПЛ (кривая 3 на рис. 4_б), чем от медного. Это излучение объясняет тот повышенный уровень «затухания» наноимпульсов вдоль продольно-диэлектрического звена ДПЛ, который я обнаружил. Фактически, это не затухание, а интенсивное поперечно-дисперсное излучение («рассеяние») группы волн, ослабляющее наноимпульс в звене $\Delta I_{\parallel\epsilon}$, дающее иную версию закона ослабления амплитуды поля с расстоянием α_{\parallel}/r^n , в котором $n > 1$ (у меня на стержне ТБС с $\epsilon_r=300$ получалось $n=1,3$, а с $\epsilon_r=1500$ — $n=1,15$).

Именно этот эффект интенсивного поперечного излучения от замедленного продольного тока в звене $\Delta I_{\parallel\epsilon}(\tau_{и})$, обнаруженный мной в 1960-х годах, лёг в основу объяснения процессов в антенне Харченко, которую я привёл в [3]. Оно полностью базируется на теории Максвелла. Более того, эксперимент с продольным диэлектрическим звеном $\Delta I_{\parallel\epsilon}(\tau_{и})$, в котором распространение продольных токов смещения $J_{см,\parallel}$ запаздывает относительно процессов максвелл-ротации поперечных токов смещения $J_{см,\perp}$ в окружающем стержень воздухе, подтверждает весьма интересное в теории горизонтально-проводных антенн фазовое соотношение для бегущих волн [3]. Оно гласит:

продольный ток в проводе ДПЛ начинает интенсивно излучать энергию ЭМВ в поперечном направлении, если скорость ЭМВ в проводе ниже скорости распространения ЭМВ в окружающей этот провод среде. (7)

Это, обнаруживаемое опытом, явление природы, суть которого мне недостаточно ясна и сегодня, обрекает судьбу продольного РЭМВ в средах с частицами на ближнезонаное существование, ибо закон α_{\parallel}/r^n ослабления их амплитуды с расстоянием r имеет $n > 1$. Это обрекает их на небытие в сравнении с поперечно излучаемыми ЭМВ по закону α_{\perp}/r . Из анализа моих экспериментов следует, что в локальном

максвелл-контуре \square действует векторная сумма ортогональных токов: **активного** («резистивного») тока проводимости ($J_{пр,\parallel}$) и **реактивного** («емкостного») тока смещения ($J_{см,\perp}$). Что эти токи не только ортогональны, но и **квадратурны**, часто забывают, когда пишут токовую левую часть ($J_{пр,\parallel} + J_{см,\perp}$) первого уравнения Максвелла относительно ротационной, правой. В присутствии поляризующей материи зарядов сред и тел вполне достаточно учесть корректно всю скобку токов ($J_{пр,\parallel} + J_{см,\perp}$) уравнения Максвелла, в которой, например, об условиях $J_{пр,\parallel} \gg J_{см,\perp}$ (см. рис. 2_г) апологеты СТО даже не ведают, т.к. материи эфира в металле для них не существует.

Указанная достаточность такова, что описывает все «продольные» эффекты, возникающие в реакциях взаимодействия ЭМВ с системами частиц. В чистом эфире-вакууме (без частиц) $J_{пр,\parallel}=0$, поэтому никаких «продольных» явлений не возникает, а уравнения Максвелла, инвариантные в материи эфира [4] только относительно полной скобки **синфазных** токов смещения $J_{см,\parallel} + J_{см,\perp}$ (см. рис. 2_г), никакой модернизации своей структуры не требуют. Более того, и не допускают никаких добавок, т.к. любое дополнение к ним разрушает их божественное свойство инвариантности.

Литература

1. Николаев Г. В. *Современная электродинамика и причины её парадоксальности* (Томск: «Твердыня», 2003) 150 с.; *Токи смещения и радиальное магнитное поле движущегося заряда*. — Томск: Журн. Изв. ВУЗов, сер. Физика, 1979; Хворостенко Н.П. *Продольные электромагнитные волны*. — Томск: Журн. Изв. ВУЗов, сер. Физика, №3, 1979.
2. Харченко К. П., Сухарев В.Н. *Электромагнитная волна. Лучистая энергия — поток фотонов* (М.: «URSS», 2005); Харченко К. П. *Роль радиоволны в проявлении и понимании «кривизны» пространства*. — М.: Журн. «ИНФОРМОСТ радиоэлектроника и радиокommunikации», №3(45) (2006) с.56-62.
3. Демьянов В. В. *О фотонной иллюзии Харченко при встрече с таинственным резонансно-эфиродинамическим феноменом сверхсветовых скоростей в пространстве*. Журн. «ИНФОРМОСТ радиоэлектроника и радиокommunikации», №5(47) (2006) с.57-64; *Сверхсветовой темп коммуникации ближнезонаного распределения фазовых центров линейно-проводной системы синфазных излучателей, «резонансно заглублённых» в недра эфира*. Журн. «ИНФОРМОСТ радиоэлектроника и телекоммуникации», №2(50) (2007) с.54-61.
4. Демьянов В. В. *Эфиродинамические тайны релятивистской и квантовой теорий*. — Новороссийск: «РИО-МГА», 2006, 448 с.
5. Демьянов В.В. *Эфиродинамический детерминизм Начал*. — Новороссийск: «РИО-НГМА», 2004, 568 с.
6. Демьянов В. В. *Нераскрытая тайна великой теории*. — Новороссийск: «РИО-НГМА», 2005, 174 с.
7. Демьянов В. В., Акулиничев И.Т. *Резонансные усилители на лампах и транзисторах* (М.: «Энергия», 1970) 136 с.
8. Яворский Б. М., Детлаф А.А. *Справочник по физике* (М.: «Наука», 1977); * *Большой энциклопедический словарь*. Под ред. Академика А.М. Прохорова, вып.2 (М.: «БРЭ»; С.-Пб.: «Норинт», 1997).
9. Заказчиков А. И. *Возвращение эфира*. — М.: «Спутник», 2001, 228 с.