

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ СКОРОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ВОЛН В АТМОСФЕРЕ ДЛЯ СВЕТОДАЛЬНОМЕРНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

Доцент, кандидат техн. наук *А.В. Кошелев*
Сибирская государственная геодезическая академия
E-mail: alvilkosh@yandex.ru

Доцент, кандидат техн. наук *А.В. Кошелев*
Сибирская государственная геодезическая академия
E-mail: alvilkosh@yandex.ru

Аннотация. Экспериментально установлено, что фазовой скорости для реальных оптических волн в диспергирующей атмосфере не существует. Такие волны распространяются с групповой скоростью.

Ключевые слова: диспергирующая атмосфера, фазовая и групповая скорость.

Abstract. It has been found experimentally that for real optical waves phase velocity does not subsist in the dispersive atmosphere. The waves propagate at group velocity.

Keywords: the dispersive atmosphere, phase and group velocity.

Скорость распространения оптических волн в атмосфере является важным параметром для выполнения широкого круга научных и практических задач. Так, например, для лазерных прецизионных измерений длин в локации, метрологии, геодезии в диапазоне от сотен метров до нескольких десятков километров [1,3]. Однако при измерении расстояний превышающих несколько сотен метров на результирующую погрешность измерения длины начинает оказывать влияние погрешность определения показателя преломления атмосферы, обусловленная неоднородным распределением метеоэлементов в пространстве и времени вдоль распространения оптического луча. Для учета влияния атмосферы вдоль трассы луча требуется знание среднеинтегрального показателя преломления на момент измерений. В конце пятидесятых годов прошлого века для этих целей был предложен дисперсионный метод, а также функциональные схемы многоволновых светодальномеров-рефрактометров для практической реализации этого метода. Использование таких приборов позволило бы в настоящее время на порядок повысить точность линейных измерений до отражателей, установленных на Земле, ИСЗ или Луне.

Начиная с 70-х годов прошлого века в создании опытных образцов светодальномеров-рефрактометров активное участие принимали известные университеты, научно-исследовательские институты и приборостроительные фирмы России, США, Англии, Италии и др. стран. Высокий уровень специалистов и уникальные метрологические характеристики созданных многоволновых рефрактометров позволяли обеспечить высокую аппаратную точность измерений, требуемую для решения поставленных задач. Однако несмотря на создание многочисленных весьма дорогостоящих экспериментальных образцов многоволновых светодальномеров-рефрактометров они так и не получили практического использования.

Тщательный анализ возможных причин не позволивших реализовать на практике дисперсионный метод позволил автору предположить, что причина кроется в использовании некорректного значения скорости распространения оптических волн в атмосфере. Дело в том, что в настоящее время для определения скорости реальных волн повсеместно используются понятия фазовой и групповой скорости, получивших равноправное применение при объяснении широкого спектра физических явлений в диспергирующих средах. В то же время, известные ученые лауреаты нобелевских премий по физике М. Борн и Л. Ландау утверждали, что с фазовой скоростью в природе ничто не движется, а, следовательно, в реальной действительности фазовых скоростей не существует [1,2]. Так, например, М. Борн и Э. Вольф в своей фундаментальной по оптике книге [3] пишут:

«...фазовая скорость не может соответствовать скорости распространения сигнала. В самом деле, легко видеть, что фазовую скорость нельзя определить экспериментально, и поэтому следует считать ее лишенной какого-либо прямого физического смысла». Однако в этих работах веских теоретических и экспериментальных доказательств представлено не было и их важнейшие утверждения не были восприняты современниками. Целью настоящей работы является теоретическое и экспериментальное обоснование этих положений, что позволило автору получить корректные формулы показателя преломления оптических волн в диспергирующей атмосфере при выполнении светодальномерных и рефрактомерических измерений.

Теоретическое обоснование реальных скоростей оптических волн в ДС.

Одной из причин, из-за которой часто применяется понятие фазовая скорость и фазовый показатель преломления, а также оправдывается существование сверхсветовых скоростей (СС), является мнение, что якобы фазовая скорость не переносит энергию, т.е. является кинематическим параметром [1,3]. При этом известно, что любая реальная волна всегда переносит энергию, а согласно теории относительности энергия волн не может распространяться со скоростью превышающей скорость света в вакууме. В связи с этим возникает вопрос насколько обосновано использование фазовой скорости для описания реальных физических явлений.

О том, что любая реальная волна переносит энергию, можно легко убедиться, рассмотрев уравнение электрического поля волны, представленной выражением

$$E(t) = E_1 \cos(\omega t + \varphi_0), \quad (1)$$

где E_1 - амплитуда ЭМВ, ω - круговая частота, t - текущее время; φ_0 - начальная фаза. Пусть, в момент времени t_1 фиксированному значению фазы $\omega t_1 + \varphi_0 = const$ соответствует мгновенная амплитуда сигнала $E(t_1)$, которая и переносит фиксированное значение фазы. Известно, что квадрат амплитуды пропорционален мощности волны, а мощность, умноженная на время, есть энергия. Другими словами фаза сигнала не может существовать без волны, имеющей материальную амплитуду. Поэтому любая реальная волна не зависимо от длительности и от степени ее стабильности переносит энергию, а, следовательно, является энергетическим параметром и не имеет никакого отношения к фазовой скорости. В то же время фазовая скорость предполагает использование волн идеальной стабильности и, что очень важно, бесконечной продолжительности по времени.

На практике реальные волны этим условиям не удовлетворяют. Даже если допустить, что получена волна идеальной стабильности $E(t)$ (это можно предположить поскольку уже физически достигнута относительная стабильность лазерного излучения около 10^{-15}), то в действительности такая волна всегда ограничена по продолжительности конечным временем процесса измерения τ и существования. Форма и спектр такого сигнала представлены на рис.1.

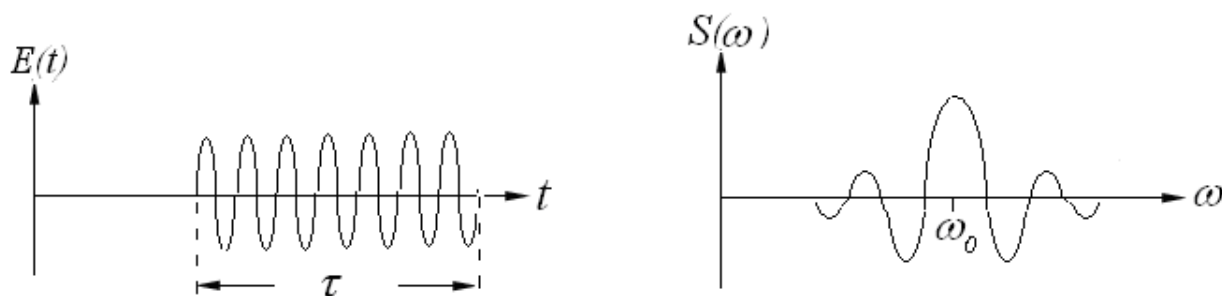


Рис.1. Временные диаграммы и спектральная плотность отрезка идеальной синусоиды.

Ограниченный по времени сигнал $E(t)$ является не периодическим и спектр такого сигнала, определяется спектральной плотностью $S(\omega)$. Представим такую монохроматическую волну $E(t)$ с единичной амплитудой уравнением

$$E(t) = \cos \omega_0 t, \quad (1)$$

где ω_0 - круговая частота сигнала.

Известное выражение преобразования Фурье для определения $S(\omega)$ имеет вид

$$S(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} E(t) \cdot e^{-j(\omega t - kt)} dt, \quad (2)$$

где $j = \sqrt{-1}$. Функция $S(\omega)$ - характеризует непрерывное распределение плотности амплитуд в зависимости от частоты ω .

Из выражения (2) следует, что для сигнала $E(t)$ в уравнении (1) спектральная плотность $S(\omega)$ имеет вид представленный на рис.1 и определяется уравнением

$$S(\omega) = \frac{2}{\pi} \cdot \frac{\sin[1/2(\omega - \omega_0)]}{[1/2(\omega - \omega_0)]}.$$

Таким образом, даже отрезок идеальной синусоиды $E(t)$ из-за ограничения реального сигнала по времени всегда имеет непрерывный спектр частот, содержащих группу волн, ограниченную спектральной плотностью амплитуды $S(\omega)$, а, следовательно, будет распространяться в диспергирующей среде (ДС) только с групповой скоростью V_g .

Следующим доводом в пользу только групповой скорости реальных волн является нестабильность частоты излучения любой реальной волны. Поскольку ω всегда нестабильна, то через бесконечно малый промежуток времени dt имеет место приращение частоты $d\omega$, а ему, в свою очередь, в ДС будет соответствовать приращение волнового числа dk . Поскольку при изменении частоты меняется длина волны от которой зависит волновое число $k = \frac{2\pi}{\lambda}$. В результате волновое число получает приращение dk . Следовательно, скорость реальной волны, независимо от того какую степень нестабильности она имеет в ДС, всегда есть групповая скорость $V_g(\omega)$, которая определяется известным в физике уравнением

$$V_g(\omega) = \frac{d\omega}{dk}.$$

Может возникнуть предположение, что поскольку в спектральной плотности $S(\omega)$ сигнала $E(t)$ присутствует сигнал с конкретной частотой ω , то возможно он будет распространяться с фазовой скоростью. По этому поводу важно отметить, что преобразования Фурье (2) получают из периодического ряда Фурье путем увеличения длительности периода сигнала T в бесконечность. В этом случае дискретный спектр сигнала ряда Фурье преобразуется в сплошной спектр, определяемый спектральной плотностью $S(\omega)$, а амплитуды спектральных составляющих, входящих в уравнение (2), становятся бесконечно малыми величинами [10]. Известно, что в математике бесконечно малая величина есть нуль. Следовательно, спектральная составляющая на частоте $\omega \in (\omega_1, \omega_2)$ для бесконечно малой полосы частот $d\omega$, в уравнении (2) будет иметь амплитуду бесконечно малой величины, физически равную нулю и зафиксировать ее не возможно.

Отсюда следует вывод, что в реальном излучении не существует идеальных монохроматических волн, распространяющихся с фазовой скоростью на любой конкретной частоте ω , независимо от степени стабильности частоты в 10^{-15} или 10^{-100} она находилась.

Экспериментальные исследования скорости распространения оптических волн в атмосфере

Анализ литературных источников показывает, что в настоящее время автором основополагающих работ по определению коэффициента преломления воздуха для оптических волн в атмосфере является шведский ученый Эдлен (Edlen) [7,8]. Однако в своих работах он использует лишь термин показатель преломления - «refractive index» и не дает определения, для какого показателя преломления его формулы получены фазового или группового. В технической литературе определенное Эдленом значение показателя преломления в результате замены реального квазимонохроматического излучения - идеальным монохроматическим получило название фазового показателя преломления (phase refractive index). Это явилось прямым следствием ошибочного мнения о реальности существования фазовой скорости в диспергирующей среде. Значение показателя преломления в зависимости от длины волны Эдлен получил из обработки результатов интерферометрических измерений [8], используя аппроксимацию наблюдений с применением реального излучения, которое, как это показано выше, распространялось с групповой скоростью. Таким образом, им фактически был определен групповой показатель преломления (group refractive index), а не фазовый, как это принято считать в существующей литературе [1-3].

Для выполнения исследований рассмотрим формулу, которая в литературе по лазерной дальнометрии и светодальномерной-рефрактометрии называется фазовым индексом показателем преломления, а, в действительности, является групповым индексом показателя преломления тропосферы оптических волн в стандартных условиях уравнения Коши

$$N_{OII} = (n_{g0} - 1) \cdot 10^6 = 272,6129 + \frac{1,5294}{\lambda^2} + \frac{0,01367}{\lambda^4}, \quad (1)$$

где n_{g0} - групповой показатель преломления оптических волн для стандартных условий. Под стандартными условиями здесь приняты: $T_0 = 288,15^0$ - температура в градусах Кельвина ($t_0 = 15^0 C$), $P_0 = 760$ мм. рт. ст - давление, влажность «сухой воздух» и 0.03% углекислого газа в воздухе). В дальнейшем формулу (1) будем называть предлагаемой (II) формулой группового индекса показателя преломления.

Для стандартных условий используемая (I) в настоящее время формула группового индекса показателя преломления N_{OII} оптических волн в тропосфере имеет вид

$$N_{OII} = 272.6129 + \frac{3 \cdot 1,5294}{\lambda^2} + \frac{5 \cdot 0,01367}{\lambda^4}. \quad (2)$$

Формула (2) получена путем подстановки уравнения (1), как фазового индекса показателя преломления в известное уравнение Рэлея, связывающего групповой и фазовый индексы показателя преломления [1].

Для условий, отличающихся от стандартных, групповой индекс показателя преломления воздуха можно вычислить, используя значения $N_O = (N_{OII} \text{ или } N_{OII})$ в следующем выражении [5]:

$$N = N_O \frac{T_0 \cdot P}{P_0 \cdot T} - \left(17,045 - \frac{0,5572}{\lambda^2} \right) \frac{e}{T},$$

где P , T и e - измеренные на момент наблюдений средние значения давления, температуры и влажности на концах измеряемой линии.

Наиболее наглядно отсутствие фазовой скорости и неточность используемой в настоящее время повсеместно формулы группового показателя преломления (2) можно по-

казать на примере сравнения результатов расчетов разности хода лучей с длинами волн света λ_1 и λ_2 с реальными экспериментальными измерениями двухволновым фазовым светодальномером-рефрактометром, опубликованными в работах [2-4]. В этом приборе использовались два лазера с длинами волн красного $\lambda_1 = 0,6328$ мкм и синего $\lambda_2 = 0,4416$ мкм пучков излучения. Высокая частота модуляции порядка 2,6 ГГц излучения лазеров с длинами волн λ_1 и λ_2 для одновременных измерений разности расстояний $\Delta = D_{из}(\lambda_2) - D_{из}(\lambda_1)$ обеспечивала надежную инструментальную погрешность на уровне долей миллиметра.

В этой работе решение поставленной задачи по определению реальной скорости волн выполнялось путем сравнения с данными экспериментальных измерений результатов расчетов по формулам (1), как предлагаемым и формулам (2), как используемым. При выполнении расчетов по предлагаемым и используемым формулам в таблице расстояния $D_p(\lambda_1)$ и $D_p(\lambda_2)$ определялись из выражений:

$$D_p(\lambda_1) = D_0[1 + N(\lambda_1) \cdot 10^{-6}],$$

$$D_p(\lambda_2) = D_0[1 + N(\lambda_2) \cdot 10^{-6}]$$

с учетом метеоданных при которых выполнялись измерения светодальномером - рефрактометром [2].

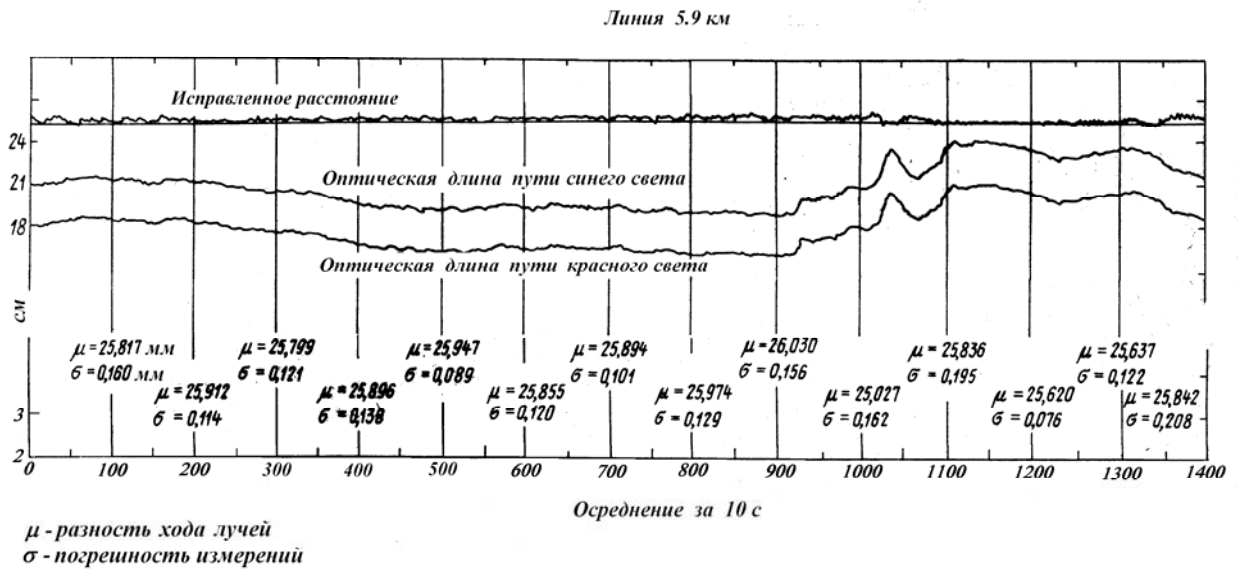


Рис.2. Результаты полевых измерений линии длиной $D_0=5,9$ км двухволновым фазовым лазерным дальномером [2-4].

Для оценки правильности формул (1), предлагаемых автором и ошибочности используемых в настоящее время формул (2), выполнены расчеты индексов показателей преломления и разностей измеряемых длин, которые представлены в таблице.

Таблица

Тип ф-лы	$\lambda_1 = 0,6328$ мкм	
	$N(\lambda_1)$	$D_p(\lambda_1)$
П	277,060	5901,635 м
И	285,039	5901,682 м
$\lambda_2 = 0,4416$ мкм		
		$D_p(\lambda_2)$
П	281,305	5901,660 м
И	298,428	5901,760 м

	Разности хода: $\Delta_P = D_P(\lambda_2) - D_P(\lambda_1)$
П	0,025 м
И	0,079 м

Результаты вычислений, полученных в таблице сравнивались с данными практических измерений выполненных в NOAA группой Оэнса [2-4], представленных на рис. 1.

Из сравнительного анализа данных таблицы и результатов измерений, представленных на рис. 2 следует, что расчетное значение разности хода волн Δ_P вычисленное по предлагаемой автором формулам (1) равное 25,0 мм хорошо согласуется с усредненной измеренной величиной близкой к $\Delta_{II} \approx 30$ мм. Существующее различие этих величин объясняется использованием в вычислениях метеоданных измеренных на конечных пунктах измеряемых линий, а не среднеинтегральных значений метеоданных, которые учитывает дисперсионный метод. При этом используемая создателями рефрактометра формула (2), дает значение разности хода лучей $\Delta = 79,0$ мм, что превосходит больше, чем в два с половиной раза измеренную рефрактометром величину. Отсюда следует, что применение используемых в настоящее время формул (2) является негативным фактором, препятствующим получению истинных результатов светодальномерных измерений и широкому внедрению светодальномеров-рефрактометров в практику современных прецизионных измерений больших длин.

ЛИТЕРАТУРА

1. Прилепин М.Т., Голубев А.Н. Инструментальные методы геодезической рефрактометрии // Итоги науки и техники: Геодезия и аэросъемка. - 1979. - Т.15. - 89 с.
2. Кошелев А. В. О фазовом и групповом показателе преломления оптических волн для геодезических измерений // Известия вузов. Геодезия и аэрофотосъемка. – 2009. - № 2. -С. 33-36.
3. Earnshaw K.V. and Hernandez E.N. A two-laser optical distance measuring instrument that corrects for atmosphere index of refraction. Appl. Opt., 1972, pp 749-754.
4. Бергер Д. Применение лазерной техники в геодезии и геофизике. - М.: Недра, 1977.- 60 с.
5. Радиогеодезические и электрооптические измерения/ Большаков В.Д, Деймлих Ф., Голубев А.Н., Васильев В.П.– М.: Недра, 1985.- 303 с.

Поступила в редакцию мая 2010 г.

Рекомендована кафедрой радиоэлектроники Сибирской государственной геодезической академии